

Том 49, Номер 7

ISSN 0367-2921

Июль 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

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



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 7, 2023

ТОКАМАКИ

О формировании и стационарном поддержании пикированных профилей давления в турбулентной плазме токамаков

В. П. Пастухов, Д. В. Смирнов, Н. В. Чудин 609

Канонические и экспериментальные профили давления плазмы в токамаке

А. Н. Чудновский 629

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Возможность достижения термоядерного зажигания при магнитном обжати высокотемпературной замагниченной плазмы током дискового взрывомагнитного генератора

А. В. Ивановский, В. И. Мамышев 638

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Эффективность преобразования магнитной энергии в излучение Z-пинча вложенных сборок смешанного состава на установке Ангара-5-1

К. Н. Митрофанов, А. Н. Грицук, В. В. Александров, А. В. Браницкий, Е. В. Грабовский, Г. М. Олейник, И. Н. Фролов 647

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Физические свойства геликонного источника малой мощности при его работе на высокочастотном разряде с емкостной компонентой

И. И. Задириев, К. В. Вавилин, Е. А. Кралькина, А. М. Никонов, Г. В. Швыдкий 671

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Взаимодействие релятивистских электронов с пакетами электромагнитных ионно-циклотронных волн конечной длительности и малой амплитуды

В. С. Грач, А. Г. Демехов 683

Волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Меркурия

Ю. Н. Извекова, С. И. Попель, А. П. Голубь 695

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Контроль процесса плазменной очистки входных зеркал оптических диагностик ИТЭР в тлеющем разряде на постоянном и среднечастотном импульсном токе

А. В. Рогов, Ю. В. Капустин, А. В. Горбунов 703

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Исследование кинетики быстрых электронов и параметров плазмы
отрицательного свечения тлеющего разряда в гелии пониженного давления

А. И. Сайфутдинов, С. С. Сысоев

712

Профессору Леониду Ивановичу Рудакову — 90!

727

О ФОРМИРОВАНИИ И СТАЦИОНАРНОМ ПОДДЕРЖАНИИ ПИКИРОВАННЫХ ПРОФИЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКОВ

© 2023 г. В. П. Пастухов^{a,*}, Д. В. Смирнов^a, Н. В. Чудин^a

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Pastukhov_VP@nrcki.ru

Поступила в редакцию 17.01.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 29.04.2023 г.

Рассмотрена теоретическая модель усиления пикированности радиального распределения тепловой энергии плазмы и повышения времени ее удержания за счет формирования профилей тока, обеспечивающих повышенную величину коэффициента запаса устойчивости q_b на внешней границе плазмы. Развита модель формирования и стационарного поддержания пикированных профилей плотности тока, обеспечивающих поддержание равновесных состояний плазменного шнура с повышенной величиной q_b и сохранением $q_0 \approx 1$ на магнитной оси. Модель основана на значительном снижении тока I_{ind} , поддерживаемого индуктором, при одновременном включении центрального ЭЦР-нагрева и электрон-циклотронной генерации тока ECCD. Путем компьютерного моделирования самосогласованной эволюции турбулентной плазмы в условиях токамаков T-10 и T-15МД, показано, что в сценариях разрядов с трех-четырёх кратным снижением тока I_{ind} , на ЭЦР-стадии разряда достигается примерно двухкратное повышение температур электронов и ионов в центре шнура по сравнению со стандартными разрядами с той же мощностью нагрева.

Ключевые слова: токамак, турбулентная плазма, пикированные профили давления, формирование профилей тока, ЭЦР-нагрев, генерация неиндуктивного тока, компьютерное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292123600061, **EDN:** WEWWWI

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование аномальных процессов переноса частиц и энергии в системах магнитного удержания высокотемпературной плазмы и анализ возможных путей повышения эффективности удержания плазмы в таких системах остается одной из актуальных задач в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу (УТС). В качестве интегральной характеристики качества удержания плазмы в магнитных системах традиционно рассматривают энергетическое время удержания τ_E , которое для стационарной стадии разряда определяют как отношение полной тепловой энергии плазмы E_T к полной мощности нагрева P_E :

$$\tau_E^{st} \equiv 3V \langle \langle n(T_e + T_i) \rangle \rangle / 2P_E, \quad (1)$$

где V — объем основной горячей области плазмы, n — плотность плазмы, $T_{e,i}$ — температуры электронов и ионов, а двойные угловые скобки обозначают усреднение по объему плазмы. В токамаках полная вводимая мощность P_E включает

мощности омического нагрева P_{OH} , а также мощности возможного дополнительного электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева P_{ECR} и нагрева пучком быстрых атомов P_{NBI} .

На основе большого объема экспериментальных данных, накопленных в исследованиях на установках токамак, были выяснены основные эмпирические закономерности удержания турбулентной плазмы в токамаках и получены различные скэйлинги для времени τ_E , соответствующие различным модам (или режимам) удержания плазмы. При этом в большинстве экспериментальных, а также теоретических исследований основное внимание уделялось изучению разрядов с умеренными значениями коэффициента запаса устойчивости q_b на внешней границе горячей плазмы (отделяющей основную область плазмы от “слоя обдирки” (SOL)), где традиционный коэффициент запаса устойчивости $q(\psi)$, в общем случае, определяется как производная тороидального магнитного потока Ψ , по полоидальному магнитному потоку ψ : $q(\psi) \equiv \mu^{-1}(\psi) = d\Psi/d\psi$.

Для токамаков с дивертором в качестве q_b рассматривают величину q на магнитной поверхности, соответствующей 0.95 величины тороидального магнитного потока на сепаратрисе. Согласно (1), при фиксированной мощности P_E величина τ_E зависит от величины и пространственного распределения полного давления плазмы. Принято полагать, что в разрядах с q_b в диапазоне $3 \leq q_b \leq 4$ в основном объеме удержания горячей плазмы формируются профили температур и плотности с умеренными градиентами (за исключением возможных узких областей транспортных барьеров), что обеспечивает довольно равномерное заполнение этого объема плазмой с достаточно высокой температурой. Согласно обзору ITER Physics Basis [1], базовые режимы работы строящегося реактора ИТЭР также ориентируются на этот традиционный диапазон параметра q_b .

В отличие от такого традиционного выбора базовых режимов работы токамаков, в работе [2] предложен иной подход к улучшению удержания плазмы в токамаке и повышению ее ключевых параметров. Предложение основано на использовании разрядов с большой величиной q_b при сохранении стандартной величины $q_0 \approx 1$ в центре плазменного шнура. В основе этого подхода лежит ряд известных свойств удержания плазмы в токамаках, используемых в несколько нетрадиционном сочетании. Первое важное свойство связано с явлением самоорганизации плазмы в токамаке, которое проявляется в тенденции к формированию самосогласованных или “канонических” профилей полного давления плазмы. Первым на эту тенденцию обратил внимание Б. Коппи в 80-х годах прошлого века [3]. Весьма убедительным свидетельством в пользу существования “канонических” профилей стали работы [4–7], в которых был представлен анализ профилей полного давления плазмы (суммы давлений электронов и ионов), наблюдавшихся во многих экспериментах на различных токамаках. В частности, в работе [6] на рис. 5 показано, что нормированные профили давления, представленные как функции нормированного малого радиуса $\hat{r} = r/\sqrt{I_{pl}R/B_0}$, имеют довольно универсальный вид и оказываются достаточно близкими для разрядов с различными величинами q_b/q_0 . Здесь I_{pl} — полный ток в плазме, R и B_0 — большой радиус и вакуумное магнитное поле в центре шнура.

Первыми шагами в теоретическом обосновании концепции “канонических” профилей стали работы Д. Бискамп [8] и Б.Б. Кадомцева [9], в которых, на основе предложенных ими вариационных принципов, были получены некоторые выделенные профили давления плазмы, близкие

к профилям, наблюдавшимся в экспериментах. В настоящее время феноменологическая 1D транспортная модель на основе концепции “канонических профилей”, изложенная в работах [10, 11], активно используется для анализа процессов переноса в экспериментах на различных токамаках. В работах [12, 13] было показано, что такие наблюдаемые в экспериментах особенности в поведении плазмы, как формирование “канонических профилей” давления и “пинчевание” плотности плазмы, могут быть связаны с инвариантами движения частиц в магнитном поле токамаков и тенденцией к формированию турбулентного равномерного распределения (turbulent equipartition (TER)).

Для изучения низкочастотной (НЧ) турбулентности и результирующих аномальных транспортных процессов в замагниченной плазме, включая возможные проявления самоорганизации плазмы, разумно использовать прямое компьютерное моделирование нелинейной динамики плазмы. При этом важно не просто развивать коды, адекватно описывающие турбулентность, но и включать рассчитываемые с их помощью турбулентные потоки частиц и тепла в самосогласованное описание глобальных транспортных процессов, как, например, обсуждалось в работах [14, 15]. В отличие от большого числа работ, в которых моделирование НЧ турбулентности основано на гирокинетическом подходе (см., например, обзоры [16, 17]), в наших работах [18–23] для описания нелинейной динамики плазмы использовалась значительно более простая, но достаточно эффективная адиабатически-редуцированная динамическая модель (ARD-модель), которая даже при весьма скромных компьютерных ресурсах позволяет моделировать аномальные транспортные процессы на временах, сравнимых или больших энергетического времени удержания плазмы τ_E .

Первоначально, основные принципы ARD-модели были реализованы в коде CONTRA-C, построенном в рамках цилиндрической модели токамака. Код позволял моделировать самосогласованную нелинейную турбулентную конвекцию плазмы и результирующие процессы переноса в токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым сечением магнитных поверхностей. Моделирование, выполненное для условий ряда реальных экспериментальных разрядов на токамаке T-10, продемонстрировало целый ряд свойств, близких к наблюдаемым в этих экспериментах. Одним из наиболее важных свойств, присутствующих в ARD-модели и проявляющихся при моделировании с использованием кода CONTRA-C, является тенденция к самосогласованному формированию и поддержанию турбулентно-релаксированных (TR) состояний с профилями давле-

ния, близкими к “каноническим” профилям давления, наблюдаемым в экспериментах. Наиболее четко это продемонстрировано в работе [22], где на рис. 7 представлены профили давления, полученные при компьютерном моделировании удержания плазмы в трех разрядах, описанных в работе [6]. Разряды были выполнены на токамаке T-10 при разных величинах полного тока и, соответственно, существенно разных значениях q_b . Радиальные профили давления, сформировавшиеся при моделировании турбулентной плазмы в этих разрядах, существенно различаются. Однако представление этих профилей как функций нормированного малого радиуса $\hat{r}$ показывает, что они почти не отличаются друг от друга и демонстрируют достаточно универсальную зависимость от $\hat{r}$. Более того, эти расчетные нормированные профили демонстрируют достаточно хорошее согласие с нормированными профилями, полученными для этих же разрядов в экспериментах на T-10.

Второе важное свойство удержания плазмы в тороидальных магнитных системах, отмеченное в работе [23], связано с тем, что величины поперечных потоков тепла из основной горячей области плазмы в SOL, в силу их непрерывности на границе, должны быть равны потерям плазмы из SOL. Поскольку силовые линии магнитного поля в SOL выходят на проводящий лимитер или диверторные пластины, то, согласно оценкам работы [23], разумно ожидать, что главным каналом тепловых потерь из SOL должна быть продольная классическая электронная теплопроводность, при которой плотность продольного потока тепла пропорциональна $T_e^{7/2}$. С учетом такого механизма тепловых потерь из SOL и непрерывности T_e на границе основной плазмы и SOL, в работе [23] было предложено нелинейное граничное условие 3-го рода для уравнения переноса тепла в основной горячей области плазмы. С использованием кода CONTRA-C с таким граничным условием, было проведено моделирование переходных режимов для трех реальных разрядов с включением ЭЦР-нагрева различной мощности в токамаке T-10. Результаты моделирования, представленные в работе [23], показали, что в процессе эволюции турбулентной плазмы после включения дополнительного нагрева, величины τ_E в этих разрядах выходят на квазистационарные уровни, при которых различие между расчетными и экспериментальными величинами τ_E не превышает погрешности экспериментальных измерений при всех уровнях вводимой ЭЦР-мощности. При этом, отношения величин τ_E на омической стадии и в стадии ЭЦР-нагрева примерно соответствовало зависимости τ_E от полной вводимой мощности P_E в известном “многомашинном

скейлинге” N(ITER-98(y,2)) для стационарной H-моды в ИТЭР.

На основе указанных выше важных свойств удержания плазмы в токамаках в работе [2] были выполнены аналитические расчеты ожидаемого улучшения удержания плазмы и повышения ее ключевых параметров при использовании в токамаках разрядов с повышенным отношением q_b/q_0 . Эти оценки были подкреплены численным моделированием эволюции турбулентной плазмы с использованием модернизированного кода CONTRA-CM. Для трех разрядов в T-10 с близкими параметрами плазмы, но с различными значениями q_b/q_0 , был смоделирован переход, при котором после начальной стадии с омическим нагревом (ОН) включался достаточно мощный ЭЦР-нагрев, в результате которого в разрядах с увеличенными значениями q_b/q_0 формировались пикированные профили полного давления (и температур $T_{e,i}$) с увеличенными значениями полной тепловой энергией плазмы E_T и времени жизни τ_E .

В работе [2] также был дан краткий обзор экспериментальных свидетельств влияния больших q_b на удержание плазмы. Оказалось, что число таких экспериментов относительно невелико, и направлены они были, в основном, на исследование иных вопросов удержания плазмы в токамаках. Указанные свидетельства были получены как на относительно небольших установках, таких как Tokamak de Varennes [24], Туман-3 [25], Глобус-M2 [26], так и на крупных токамаках, таких как TFTR [27] и JET [28]. Режимы с повышенным q_b во многих экспериментах были реализованы при быстром снижении полного тока плазмы I_{pl} за времена, меньшие времени диффузии магнитного поля. В этом случае первоначальное снижение полного тока начиналось со снижения плотности тока, поддерживаемого индуктором, преимущественно во внешней части шнура, в то время как в приосевой области шнура плотность тока некоторое время оставалась неизменной и начинала снижаться лишь с заметной задержкой во времени. Такое перераспределение плотности тока соответствовало росту отношения q_b/q_0 . В работе [29] указано, что на стадии снижения I_{pl} в токамаке T-3 имели место увеличение внутренней индуктивности плазмы и соответствующая локализация плотности тока в приосевой области. При этом τ_E достигало своего максимального значения именно на стадии снижения I_{pl} .

Основной целью данной работы является дальнейшее развитие идеи улучшения удержания плазмы в токамаках и повышения ее ключевых параметров при использовании разрядов с повышенным отношением q_b/q_0 , которая была

предложена в работе [2]. Наибольшее внимание уделено разработке метода формирования и стационарного поддержания профилей тока, обеспечивающих повышенную величину q_b/q_0 , а также управлению равновесными состояниями и процессами переноса в плазме токамака при повышенных q_b/q_0 . Компьютерное моделирование эволюции турбулентной плазмы в условиях ввода ЭЦР мощности и изменения профиля тока в тороидальной плазме токамака с произвольным полоидальным сечением плазменного шнура выполнялось с использованием объединенной системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER.

В разделе 2 представлена теоретическая модель формирования радиальных профилей тока в плазме токамака, обеспечивающих поддержание стационарных состояний плазменного шнура с разными величинами q_b/q_0 . В разделе 3 обсуждаются результаты компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для четырех сценариев разрядов в T-10 с включением ЭЦР-нагрева и формированием нужных профилей тока. В разделе 4 обсуждаются результаты компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для трех сценариев разрядов в T-15MD с включением ЭЦР-нагрева и формированием разных профилей тока. Раздел 5 суммирует основные результаты.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОФИЛЕЙ ТОКА И УСИЛЕНИЯ ПИКИРОВАННОСТИ ПРОФИЛЯ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЫ

Как отмечалось во Введении, все экспериментальные свидетельства увеличения времени жизни плазмы τ_E в токамаках в режимах с повышенным q_b/q_0 были связаны с нестационарной перестройкой радиальных профилей плотности тока и наблюдались на ограниченных временных интервалах. Поэтому, важно попытаться построить разумную модель формирования и поддержания стационарных профилей тока, обеспечивающих увеличение отношения q_b/q_0 и соответствующее усиление пикированности радиального распределения тепловой энергии плазмы. В соответствии с [2], это должно приводить к увеличению полной тепловой энергии плазмы и повышению времени ее удержания τ_E . Поскольку q_b растет при снижении полного тока плазмы I_{pl} , а величина q_0 обратно пропорциональна плотности тока на магнитной оси j_0 , то первым обязательным условием является снижение тока плазмы I_{pl} , который, по определению, является интегралом по полоидальному сечению плазменного шнура от тороидальной компоненты j_φ вектора плотности

тока $\mathbf{j}$. В аксиально-симметричных тороидальных системах (в частности, в токамаках), в рамках идеальной магнитной гидродинамики (МГД) с изотропным давлением, стационарные величины плотностей токов $\mathbf{j}$ и j_φ , в соответствии с обзором [30], могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= -2\pi cr^2 \frac{dp}{d\psi} \nabla\varphi - \mathbf{B} \frac{dF}{d\psi}, \\ j_\varphi &= -2\pi cr \frac{dp}{d\psi} - B_\varphi \frac{dF}{d\psi} = -2\pi cr \frac{dp}{d\psi} - \frac{2}{cr} F \frac{dF}{d\psi}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $p(\psi) = n(T_e + T_i)$ — полное давление плазмы, r — радиус в цилиндрической системе координат $\{r, \varphi, z\}$, ψ — полоидальный магнитный поток, $F(\psi) = crB_\varphi/2$ — токовая функция, присутствующая в традиционной форме уравнении Грэда–Шафранова:

$$\Delta^* \psi = -4\pi(2\pi r)^2 \frac{dp}{d\psi} - \left(\frac{4\pi}{c}\right)^2 F \frac{dF}{d\psi}. \quad (3)$$

описывающего равновесные состояния плазмы в таких системах. Все физические величины в (2) и (3) выражены в гауссовых единицах.

Первую, чисто тороидальную компоненту вектора плотности тока $\mathbf{j}^{(1)}$ в формулах (2), пропорциональную $dp/d\psi$, можно назвать диамагнитной, поскольку именно она определяет диамагнитный отклик плазмы на внешнее магнитное поле в плоских и цилиндрических равновесиях. Величина этой компоненты плотности тока определяется условиями нагрева плазмы и процессами переноса. Поэтому эту компоненту нельзя использовать для снижения I_{pl} . Более того, рост этой компоненты нужно самосогласованно учитывать при включении дополнительного нагрева плазмы.

Вторая компонента вектора плотности тока $\mathbf{j}^{(2)}$ в (2) направлена вдоль полного магнитного поля и связана с продольным движением заряженных частиц (преимущественно, электронов). В стандартных сценариях разрядов в токамаках, вследствие конечного электрического сопротивления плазмы, основной вклад в формирование этой компоненты тока дает вихревое электрическое поле от индуктора. Этот вклад определяется дифференциальным (или локальным) законом Ома

$$j^{ind} = \sigma_{||} E_{||}^{ind}, \quad (4)$$

где $\sigma_{||}$ — продольная проводимость плазмы, а $E_{||}^{ind}$ — продольная компонента вихревого электрического поля индуктора. Дополнительный вклад в формирование $j_{||}^{(2)}$ могут давать неиндуктивные методы генерации тока (“current drive”).

В соответствии с современными представлениями о неоклассических процессах переноса в токамаках, продольная компонента тороидального тока $j_{\parallel}^{(1)}$

$$j_{\parallel}^{(1)} B = -4\pi F(\psi)(dp(\psi)/d\psi), \quad (5)$$

может существенно модифицироваться под влиянием столкновений электронов с ионами. Модифицированную величину этой компоненты продольного тока принято называть “бутстрэп”-током.

В представленных в данной работе расчетах, плотность “бутстрэп”-тока j_{BS} рассчитывается в коде ASTRA [31] с использованием подпрограммы на основе известной модели, изложенной в работе [32]. В дальнейшей цепочке расчетов, в соответствии со стандартной процедурой кода ASTRA, используется полная плотность продольного тока

$$j_{\parallel} = j_{ind} + j_{BS} + j_{CD}, \quad (6)$$

состоящая из плотности тока, поддерживаемого вихревым электрическим полем индуктора j_{ind} , плотности “бутстрэп”-тока j_{BS} и плотности тока j_{CD} , поддерживаемого путем неиндуктивной генерации тока. Строго говоря, плотность тока $j_{\parallel}$ и ее составляющие в выражении (6) в тороидальных системах непостоянны на магнитных поверхностях. Для удобства выполнения расчетов, в коде ASTRA введены эффективные поверхностные плотности тока вида $j_{\parallel}^{eff} = \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{j} \rangle / B_0$, где угловые скобки обозначают усреднение по удельному объему потоковой трубки, а B_0 — вакуумное магнитное поле в центре камеры.

В проводимом нами моделировании, токи j_{ind}^{eff} и j_{CD}^{eff} вместе с источником вводимой ЭЦР-мощности управляют ходом эволюции турбулентной плазмы. В связи с этим, мы используем для них модельные представления с заданными радиальными профилями и с задаваемой программой изменения во времени. В коде ASTRA и в турбулентно-транспортных кодах семейства CONTRA в качестве метки магнитной поверхности вместо полоидального магнитного потока ψ используется эффективный малый радиус плазмы $\rho = \sqrt{\Psi(t, \psi) / \pi B_0(t)}$, который определяется тороидальным магнитным потоком и обеспечивает инвариантность формы уравнений переноса и генерации турбулентных флуктуаций в токамаках с произвольным полоидальным сечением плазменного шнура. В данной работе мы используем

следующее модельное представление для эффективной индуктивной плотности тока:

$$j_{ind}^{eff} = j_{ind}^0(t) \left(1 + A_{ind}(t) \frac{\rho^2}{\rho_b^2} \right)^{-2}, \quad (7)$$

где функции $j_{ind}^0(t)$ и $A_{ind}(t)$, определяющие величину и пикированность индуктивного тока, выступают в качестве управляющих параметров. В токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым полоидальным сечением плазмы (таких как T-10) профиль тока (7) на омической стадии дает профиль $q(\rho)$, близкий к параболическому, что вполне согласуется с большинством экспериментов в таких системах. Начальные значения функций $j_{ind}^0(t)$ и $A_{ind}(t)$ для омической стадии моделируемого разряда можно выбрать так, чтобы результирующий расчетный профиль $q(\rho)$ соответствовал хорошо определяемому в эксперименте значениям q_b и радиуса ρ_1 поверхности $q(\rho_1) = 1$.

Как отмечалось выше, для увеличения q_b необходимо снижать полный ток плазмы I_{pl} , что можно обеспечить снижением интегрального индуктивного тока I_{ind} . В нашем алгоритме управления токами это легко достигается снижением во времени величины $j_{ind}^0(t)$. В реальном эксперименте снижение $j_{ind}^0(t)$ должно происходить в результате достаточно плавного снижения вихревого электрического поля. Однако снижение $j_{ind}^0(t)$ одновременно приводит к повышению величины q_0 , которая растет при снижении плотности тока на магнитной оси. В результате, отношение q_b/q_0 остается почти неизменным. Снижение интегрального индуктивного тока I_{ind} в рамках нашего алгоритма можно также обеспечить увеличением управляющего параметра $A_{ind}(t)$ в (7), что соответствовало бы большей локализации плотности тока $j_{ind}^0(t)$ в приосевой области. Такая локализация плотности тока при достаточно быстром снижении напряжения на обходе действительно наблюдалась в экспериментах [24–29], упомянутых во Введении. Однако приосевая локализация плотности тока проявлялась лишь как временный эффект и завершалась за резистивные времена. Поэтому, снижение I_{ind} , а, соответственно, и I_{pl} , и в нашем моделировании, и в эксперименте более естественно обеспечивать снижением параметра $j_{ind}^0(t)$, а не повышением параметра $A_{ind}(t)$. При этом, для получения повышенных значений q_b/q_0 на квазистационарной стадии, снижение $j_{ind}^0(t)$ необходимо дополнить каким-то неиндуктивным внешним воздействием.

Понятно, что для этой цели нужно использовать какой-то из методов неиндуктивного поддержания тока, который бы позволил увеличить плотность тока в окрестности магнитной оси, не внося существенной добавки в величину полного тока плазмы I_{pl} . В наибольшей степени для этой цели подходит неиндуктивное поддержание тока при центральном ЭЦР-нагреве (ECCD). Во многих проектах ECCD не относят к достаточно перспективным методам неиндуктивного поддержания тока, поскольку плотность тока j_{CD} при ECCD генерируется в очень локализованной области, а интегральный вклад этого тока в полный ток плазмы I_{pl} невелик. Тем не менее, как будет видно из результатов нашего моделирования, именно ECCD, ассоциированный с центральным ЭЦР-нагревом плазмы, представляется весьма привлекательным инструментом для получения повышенных значений q_b/q_0 на стационарной стадии разрядов в токамаках. Для включения инструмента ECCD в разрабатываемый алгоритм управления профилями тока в плазме токамака, по аналогии с (7), введена модельная функция для эффективной компоненты плотности тока j_{CD}^{eff} , соответствующей предлагаемому ECCD, совмещенному с центральным ЭЦР-нагревом плазмы:

$$j_{CD}^{eff} = j_{CD}^0(t) \left(\exp \left\{ -\frac{(\rho - \rho_{res})^2}{\delta_{res}^2} \right\} + \exp \left\{ -\frac{(\rho + \rho_{res})^2}{\delta_{res}^2} \right\} \right), \quad (8)$$

где параметр $j_{CD}^0(t)$ определяет величину неиндуктивной плотности тока и выступает в качестве управляющего параметра, а параметры ρ_{res} и δ_{res} характеризуют радиальный профиль неиндуктивного тока и соответствуют резонансной поверхности ввода ЭЦР-мощности и эффективной толщине ввода этой мощности.

Использование модельных распределений индуктивного j_{ind}^{eff} и неиндуктивного j_{CD}^{eff} токов позволяет существенно расширить класс самосогласованно моделируемых сценариев разрядов по сравнению с рассматриваемыми ранее сценариями с фиксированными профилями $q(\rho)$. Численные процедуры, имеющиеся в коде ASTRA, позволяют по рассчитанной плотности “бутстрэп”-тока j_{BS} и заданным профилям j_{ind}^{eff} и j_{CD}^{eff} получить величину полной плотности продольного тока $j_{||}$, модифицированной с учетом конечной частоты столкновений.

Правую часть уравнения Грэда–Шафранова (3) можно представить как сумму проекции продольного тока $j_{||}$ на тороидальное направление $\mathbf{e}_\phi$

и тороидальной компоненты поперечного тока $\mathbf{j}_\perp = c[\mathbf{B} \times \nabla p]/B^2$, определенного из условия баланса основных сил в плазменном шнуре. Подставляя в правую часть (3) модифицированную плотность продольного тока $j_{||}$, рассчитанную в коде ASTRA, тороидальное магнитное поле $B_\phi = 2F(t, \rho)/(cr)$ и переходя в правой части (3) от переменной ψ к потоковому малому радиусу ρ , получим модифицированное уравнение Грэда–Шафранова

$$\Delta^* \psi = - \left(\frac{4\pi}{c} \right)^2 \frac{B_0 F}{\langle B^2 \rangle} j_{||}^{eff}(t, \rho) - (2\pi r)^2 \left(1 - \frac{B_\phi^2}{B^2} \right) \frac{2q(\rho) \partial p(t, \rho)}{\rho B_0 \partial \rho}, \quad (9)$$

которое соответствует уравнению (40) в описании кода ASTRA [31] и используется в 2D-коде SPIDER [33] для расчета равновесных магнитных конфигураций плазмы, описываемых набором магнитных поверхностей $\psi(r, z) = \text{const}$, на каждом шаге эволюции плазмы.

При моделировании каждого из сценариев разрядов, первичное согласование системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER осуществляется на предварительной стадии, предшествующей основному моделированию. На первом этапе этой стадии кодом SPIDER рассчитывается бессиловая магнитная конфигурация с $p(\rho) = 0$ при наличии лишь индуктивной компоненты тока $j_{||}^{eff}(\rho) = j_{ind}^{eff}(\rho)$ в форме (7) при заданной внешней границе плазмы. На основании полученных данных в коде ASTRA рассчитываются метрические коэффициенты для потоковой системы координат, связанной с малым радиусом ρ , и радиальный профиль удельного объема магнитной потоковой трубки $U(\rho) = dV/d\psi \equiv \oint dl_p/B_p$. На втором этапе в правой части модифицированного уравнения Грэда–Шафранова (9) учитываются конечное давление плазмы и “бутстрэп” ток j_{BS} в предположении, что профили плотности и давление электронов и ионов соответствуют турбулентно-релаксированным состояниям $nU = \text{const}$ и $p_{e,i}U^2 = \text{const}_{e,i}$, тенденция к формированию которых при моделировании турбулентной плазмы кодами семейства CONTRA отмечалась во Введении и обсуждалась в работах [18–23]. Далее, SPIDER рассчитывает обновленную магнитную конфигурацию, для которой код ASTRA рассчитывает обновленные метрические коэффициенты, профиль удельного объема $U(\rho)$ и набор форм-факторов $f_i(\rho)$ (см., например, [34]), достаточно полно учитывающих геометрию конкретной магнитной конфигурации в расчетах на основе ARD-модели турбулентной конвекции плазмы.

Получение $U(\rho)$ и форм-факторов $f_i(\rho)$, позволяют перейти к моделированию турбулентных флуктуаций и результирующих процессов переноса. Для этой цели в данной серии расчетов используется код CONTRA-T, который представляет собой тороидальную модификацию ранее разработанных кодов семейства CONTRA и учитывает наличие тороидальных форм-факторов и раздельное описание процессов переноса тепла по электронному и ионному каналам. Как подчеркивалось в работах [18–23], уравнения для давлений электронов и ионов, а также плотности плазмы в ARD-модели записываются в терминах более адекватных переменных: энтропийных функций $S_{(e,i)} = p_{(e,i)} U^2$ и числа частиц в объеме силовой трубки $D = nU$, введенных вместо давлений $p_{(e,i)}$ и плотности частиц n соответственно. Эти переменные позволяют явно учесть инвариантные свойства исходных МГД уравнений. Обе эти функции состоят из средних по поверхности медленно меняющихся функций $\bar{S}_{(e,i)}(t, \rho)$, $\bar{D}(t, \rho)$ и малых флуктуирующих компонент $S_{(e,i)f}(t, \rho, \varphi)$, $D_f(t, \rho, \varphi)$:

$$\begin{aligned} S_{(e,i)}(t, \rho, \varphi) &= \bar{S}_{(e,i)}(t, \rho) + S_{f(e,i)}(t, \rho, \varphi), \\ D(t, \rho, \varphi) &= \bar{D}(t, \rho) + D_f(t, \rho, \varphi). \end{aligned} \quad (10)$$

Исходные уравнения, описывающие перенос тепла, включают конвективные члены, содержащие произведения флуктуаций давления $p_{(e,i)f}$ и флуктуаций скорости $\mathbf{v}_f$. Именно эти члены и определяют аномальный характер процессов переноса тепла. Однако их нельзя представить в форме полной дивергенции потоков тепла. Известно, что полностью дивергентный вид имело бы уравнение, соответствующее закону сохранения полной энергии, которое представляет собой сумму тепловых энергий электронов и ионов, кинетической энергии плазмы и энергии магнитного поля. Однако использовать такое уравнение для полной энергии в численных расчетах довольно сложно и неудобно. В коде CONTRA-T, в соответствии с результатами предшествующих работ [19–23], вместо уравнений для переноса тепла, предпочтительнее использовать уравнения переноса энтропийных функций $\bar{S}_{(e,i)}$, в которых доминирующий член, описывающий турбулентную конвекцию, имеет дивергентный вид.

Механизм аномального переноса тепла основан на конкуренции, когда нагрев плазмы, фоновая (неоклассическая) теплопроводность и внешние граничные условия искажают начальный TR-профиль давления, делая его слабонеустойчивым, а неустойчивость возбуждает и поддерживает квазидвумерную нелинейную конвекцию, которая стремится восстановить TR-состояние и приводит к аномальному недиффузионному пе-

реносу тепла и плотности плазмы. Для целей данной работы, процессы переноса тепла играют исключительно важную роль, в то время как влияние процессов переноса плотности представляется второстепенным эффектом. Как отмечалось во Введении, турбулентные процессы переноса демонстрируют тенденцию к самосогласованному формированию и поддержанию TR-состояний. В связи с этим, для упрощения компьютерного моделирования различных сценариев эволюции плазмы, в данной работе (как и во многих предшествующих работах) набор уравнений для описания флуктуаций плотности и аномального переноса плотности исключен из рассмотрения. Вместо этого предполагается, что источники частиц, фоновый поток плотности плазмы и флуктуации числа частиц в объеме силовой трубки D_f равны нулю. В этом случае, как и в хорошо известном случае турбулентности несжимаемой жидкости с однородной плотностью, дивергенция потока плотности равна нулю и никаких изменений профиля плотности не происходит. В нашей ARD-модели это соответствует поддержанию профиля плотности плазмы на протяжении всего процесса турбулентной эволюции в TR-состоянии вида

$$\bar{n}(t, \rho) = \bar{D}(t) / U(t, \rho). \quad (11)$$

С учетом того, что большинство экспериментов проводится при условии поддержания неизменной среднехордовой плотности плазмы $\langle n \rangle_{ch} = \text{const}$, моделирование также будем проводить с учетом этого условия. Тогда изменение величины $\bar{D}(t)$ в процессе эволюции определяется следующим соотношением:

$$\frac{\bar{D}(t)}{(r_{\max} - r_{\min})} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} dr / U(t, \rho) = \langle n \rangle_{ch} |_{t=0}, \quad (12)$$

где интегрирование проводится по радиальной хорде, проходящей через магнитную ось.

С учетом сделанных предположений, уравнения переноса тепла для электронной и ионной компонент плазмы, представленные в работе [34], принимают вид:

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{\mu B_0} \partial_t \left(\frac{3}{2} \bar{S}_{(e,i)} (\mu B_0)^2 \right) + \frac{1}{\rho} \partial_\rho \left[U (q_{(e,i)}^{turb} + q_{(e,i)}^{bg}) \right] = \\ = 2\pi \mu B_0 U^2 \bar{P}_{E(e,i)} + q_{(e,i)}^{bg} \frac{1}{\rho} \partial_\rho U. \end{aligned} \quad (13)$$

Подчеркнем, что турбулентно-конвективные потоки тепла $q_{(e,i)}^{turb}$, рассчитываемые в кодах семейства CONTRA на основе ARD-модели, не содержат каких-либо искусственных “аномальных

коэффициентов” переноса, а определяются следующими выражениями:

$$q_{(e,i)}^{turb}(t, \rho) = -3\pi \frac{c}{U} \overline{(S_{f(e,i)} \partial_\phi \phi_f)}, \quad (14)$$

где $\phi_f(t, \rho, \phi)$ — флуктуации электрического потенциала, задающие величину турбулентных флуктуаций скорости плазмы, а $S_{f(e,i)}(t, \rho, \phi)$ — флуктуации энтропийных функций электронов и ионов соответственно. Все флуктуации самосогласованно рассчитываются кодами семейства CONTRA на основе соответствующих уравнений ARD-модели. Наряду с турбулентной конвекцией, в уравнениях (13) учтены “фоновые” потоки

тепла $q_{(e,i)}^{bg}$, которые всегда присутствуют в замагниченной плазме. При этом, достаточно естественно полагать, что “фоновый” поток тепла в ионном уравнении соответствует неоклассической ионной теплопроводности. Что касается “фонового” потока тепла в электронном уравнении, то, как отмечалось в более ранних работах [18–23] и [34], величина этого потока в эксперименте, как правило, значительно превышает величину электронной неоклассической теплопроводности и примерно соответствует потоку с эффективным коэффициентом теплопроводности масштаба коэффициента неоклассической ионной теплопроводности. Поэтому в данной работе, как и в более ранних работах, использовалась достаточно разумная модель электронного “фонового” потока тепла в форме теплопроводностного потока с единым для ионов и электронов неоклассическим коэффициентом теплопроводности.

Величины $\bar{P}_{E(e,i)}$ обозначают поверхностно-усредненные плотности вводимой мощности в электронную и ионную компоненты, включающие мощность омического нагрева P_{OH} , мощность ЭЦР-нагрева P_{ECR} , мощность кулоновского обмена энергией между электронными и ионными компонентами плазмы P_{exch} и отсутствующую в традиционных транспортных моделях мощность вязкого тепловыделения вследствие диссипации кинетической энергии турбулентных течений P_{visc} , определяемую выражениями (26) и (27) работы [34]. Источник вязкого тепловыделения P_{visc} возвращает кинетическую энергию флуктуаций скорости, почерпнутую из тепловой энергии плазмы в результате работы сил давления (преимущественно электронов), обратно в тепловую энергию плазмы (преимущественно в ионную компоненту), обеспечивая дополнительную передачу энергии от электронов к ионам и выполнение закона сохранения полной энергии. В источники $\bar{P}_{E(e,i)}$ могут быть также добавлены мощности нагрева пучком быстрых нейтральных атомов, потери на излучение, перезарядку и

другие объемные источники и потери энергии, рассчитываемые в коде ASTRA. Для расчета флуктуаций $S_{f(e,i)}$ и ϕ_f в выражении (14) в коде CONTRA-T используются соответствующие уравнения работы [34].

При мощном ЭЦР-нагреве плазмы может проявиться эффект убегания электронов, особенно, в плазме низкой плотности. Но учет влияния возможной немаксвелловости функции распределения электронов вследствие этого эффекта не входит в число основных задач данной работы. Тем более, что мы моделируем разряды с умеренной плотностью и с не очень высокой мощностью ЭЦР-нагрева.

Отметим, что в согласованной системе кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER, наряду с кодом CONTRA-T, может также использоваться тороидальный турбулентно-транспортный код CONTRA-AU. Этот код представляет собой усовершенствованную версию ранее разработанного турбулентного блока CONTRA-A, первоначально созданного для работы в связке с кодом ASTRA и подробно описанного в работе [34]. Коды CONTRA-T и CONTRA-AU близки по своим потенциальным возможностям, но имеют разную внутреннюю архитектуру. Использование двух различающихся кодов для моделирования сложных сценариев эволюции турбулентной плазмы повышает уверенность в корректности получаемых результатов.

В данной работе мы используем внешние граничные условия для потоков тепла, аналогичные предложенным в работе [23], но усовершенствованные с учетом отличий в величинах электронных и ионных продольных потоков тепла в SOL. Указанные граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} (q_e^{turb} + q_e^{bg})_b &= q_{eOH} (\bar{T}_e / \bar{T}_{eOH})_b^{7/2}, \\ (q_i^{turb} + q_i^{bg})_b &= \alpha q_{eOH} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \left(\frac{\bar{T}_i}{\bar{T}_{iOH}} \right)_b^{7/2}, \end{aligned} \quad (15)$$

где q_{eOH} имеет смысл электронного потока тепла из SOL на начальной квазистационарной омической стадии разряда и определяется соотношением $q_{eOH} (1 + \alpha \sqrt{m_e/m_i}) = P_{OH}$. В моделируемых сценариях разрядов величина температуры $\bar{T}_{eOH}$ подбирается путем итераций так, чтобы обеспечить ожидаемую (или полученную в эксперименте) величину τ_E на этой начальной стадии разряда. Коэффициент α имеет величину масштаба единицы и подбирается так, чтобы обеспечить ожидаемую (или полученную в эксперименте) величину отношения $(\bar{T}_{iOH} / \bar{T}_{eOH})$ на этой стадии. При изменении условий нагрева плазмы на последующих стадиях эволюции, величины потоков тепла из основной области в SOL в граничных условиях

(15) меняются примерно как $\bar{T}_{(e,i)}^{7/2}$ и при этом практически не зависят от плотности $\bar{n}_b$. В этих условиях τ_E должно примерно линейно расти с увеличением плотности плазмы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-10

В данном разделе представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для четырех сценариев разрядов в дейтериевой плазме умеренной плотности в токамаке Т-10, большой радиус которого составляет $R_0 = 1.5$ м, а малый радиус $\rho_b \approx a = 0.3$ м. Все моделируемые сценарии начинались с одинаковой стадии омического нагрева с достаточно типичными параметрами разряда:

- тороидальное магнитное поле $B_0 = 2.2$ Тл,
- полный ток плазмы $I_{pl} = 190$ кА,
- величина $q(0)$ на магнитной оси $q_0 = 0.95$,
- величина $q(\rho_b)$ на внешней границе $q_b = 3.68$,
- среднехордовая плотность $\langle n \rangle_{ch} = 1.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$,
- интегральный индуктивный ток $I_{ind} = 176$ кА,
- интегральный “бутстрэп”-ток $I_{BS} = 14$ кА,
- мощность омического нагрева $P_{OH} = 260$ МВт,
- температура электронов в центре $T_{e0} = 0.97$ кэВ,
- температура ионов в центре $T_{i0} = 0.45$ кэВ,
- время удержания энергии плазмы $\tau_E = 30.3$ мс.

Указанные параметры довольно близки к параметрам плазмы на омической стадии в серии разрядов #61200, #61203 и #61208 в Т-10, которые брались за основу для моделирования эволюции энергетического времени жизни τ_E в работе [23].

Было смоделировано 4 разряда, в каждом из которых эволюция турбулентной плазмы начиналась со стадии омического нагрева с приведенными выше параметрами, но на последующей стадии с ЭЦР-нагревом развивалась по разным сценариям:

a – базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const} = 190$ кА;

b – сценарий с трехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 59$ кА без включения ECCD;

c – сценарий с трехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 59$ кА и с включением ECCD;

d – сценарий с четырехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 44$ кА и с включением ECCD.

Моделирование проводилось с использованием системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER. Давления $\bar{p}_{e,i}(t, \rho)$ и температуры $\bar{T}_{e,i}(t, \rho)$ в ходе эволюции рассчитывались с учетом различия в процессах переноса тепла по электронному и ионному каналам при неизменной среднехордовой плотности плазмы $\langle n \rangle_{ch}$ и с использованием нелинейных граничных условий, описанных в разделе 2. На рис. 1 представлена эволюция токов в 4-х моделируемых сценариях разрядов в Т-10. Полная длительность расчетного интервала времени составляла 200 мс. Снижение индуктивного тока I_{ind} в сценариях *b*, *c* и *d* начиналось в момент времени $t = 43$ мс и длилось 20 мс. Как отмечалось в разделе 2, для простоты, возможное усиление приосевой локализации плотности индуктивного тока в данном моделировании не учитывалось. Все изменение индуктивного тока в (7) задавалось линейным во времени снижением $j_{ind}^0(t)$. Во всех сценариях эволюция “бутстрэп”-тока I_{BS} самосогласованно рассчитывалась в коде ASTRA в соответствии с изменением величины и профиля давления плазмы.

Центральный ЭЦР-нагрев во всех сценариях включался в момент времени $t = 50$ мс и выходил на номинальный уровень за 8 мс. Для удобства сравнения параметров плазмы в разных сценариях, предполагалось, что мощность омического нагрева P_{OH} начинает снижаться с момента времени $t = 43$ мс пропорционально I_{ind}^2 , а полная мощность нагрева на ЭЦР-стадии составляет $P_E = 1.1$ МВт, независимо от остаточной мощности омического нагрева. ECCD в сценариях *c* и *d* включался и нарастал одновременно с ЭЦР-нагревом. Предполагалось, что и ЭЦР-нагрев, и j_{CD}^{eff} локализованы в приосевой области в соответствии с выражением (8) с параметрами $\rho_{res} = 1.6$ см и $\delta_{res} = 2.8$ см. При этом необходимый интегральный ток I_{CD} в сценариях *c* и *d* составлял всего 1.8 кА.

Как видно из рис. 1, в базовом сценарии *a* индуктивный ток I_{ind} , как и в эксперименте, снижается при нагреве плазмы в силу роста интегрального “бутстрэп”-тока I_{BS} и поддержания постоянного полного тока I_{pl} . Как показали результаты

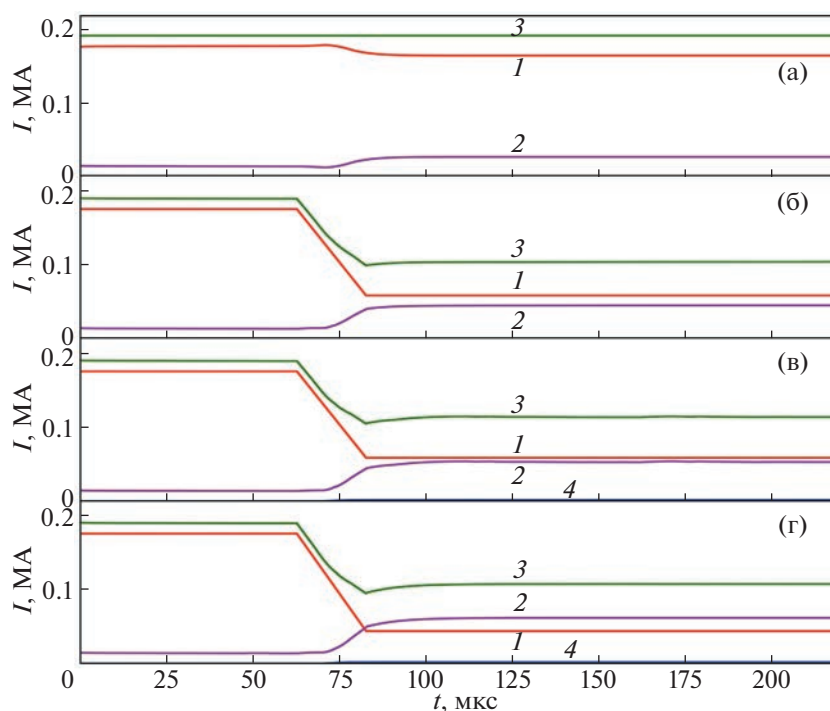


Рис. 1. Эволюция токов в сценариях разрядов *a*, *b*, *c* и *d* в токамаке Т-10: 1 — интегральный индуктивный ток I_{ind} ; 2 — интегральный “бутстрэп”-ток I_{BS} ; 3 — полный ток плазмы I_{pl} ; 4 — интегральный неиндуктивный ток I_{CD} .

моделирования, в сценариях *b*, *c*, *d* (при заданном снижении индуктивного тока I_{ind}) “бутстрэп”-ток I_{BS} при включении ЭЦР-нагрева и особенно ECCD увеличивался значительно сильнее, чем в базовом сценарии *a*, а в сценарии *d* даже превысил ток I_{ind} . Это связано с самосогласованным формированием более пикированных профилей давления плазмы. Тем не менее величина интегрального “бутстрэп”-тока I_{BS} при данных параметрах плазмы оказалась примерно в 2 раза меньше интегрального диамагнитного тока I_{dia} , рассчитанного для бесстолкновительной плазмы в соответствии с выражением (5).

На рис. 2 представлена эволюция параметров плазмы в моделируемых сценариях разрядов в Т-10, демонстрирующих эффект от управления токами в плазме. Видно, что в сценариях *c* и *d*, используя значительное снижение индуктивного тока I_{ind} и генерацию очень небольшого, но сильно локализованного неиндуктивного тока I_{CD} , удастся увеличить отношение q_b/q_0 до 6.44 и 7.44 соответственно, и, как следствие, существенно поднять температуру электронов T_{e0} в центре шнура на стационарной стадии ЭЦР-нагрева. Такого повышения T_{e0} в стандартных разрядах в Т-10 не удавалось получить и при существенно большей вводимой ЭЦР-мощности. Температура ионов T_{i0} в базовом сценарии *a* и в сценарии *c*

простым снижением индуктивного тока *b*, как и в эксперименте, опустилась ниже T_{i0} на ОН-стадии. Однако, в сценариях *c* и *d* температура T_{i0} поднялась до значительно более высокого уровня. Существенно, что $q_0(t)$ в ходе эволюции не опускается ниже 1, что позволяет избежать появления пилообразных колебаний.

Как видно из рис. 2, энергетическое время удержания плазмы τ_E на ЭЦР-стадии существенно снижается по сравнению с τ_E на ОН-стадии. Это происходит вследствие использования граничных условий (15), учитывающих нелинейную зависимость потерь тепла из SOL от температуры. При этом снижение τ_E в базовом сценарии *a* и сценарии *b* примерно соответствовало зависимости τ_E от полной мощности нагрева в известном скейлинге H(ITER-98(y,2)). Видно, что увеличение отношения q_b/q_0 в сценариях *c* и *d* привело к увеличению τ_E на ЭЦР-стадии с 12.5 мс в базовом сценарии до 13.6 мс и 14.6 мс в сценариях *c* и *d*. Однако такое относительно небольшое увеличение τ_E связано с ограничением на снижение полного тока I_{pl} (а, соответственно, и на увеличение q_b) при довольно высокой для Т-10 вводимой мощности $P_E = 1.1$ МВт. Как будет видно из дальнейшего, при более умеренном относительном уровне дополнительного нагрева в Т-15МД,

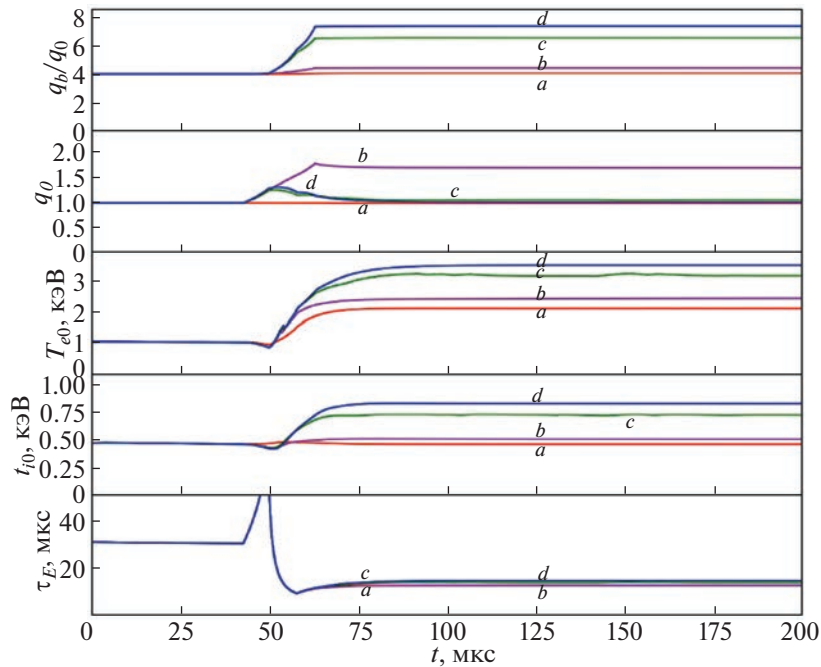


Рис. 2. Эволюция отношения $q_b(t)/q_0(t)$; коэффициента запаса устойчивости в центре шнура $q_0(t)$; температур электронов $T_{e0}(t)$ и ионов $T_{i0}(t)$ в центре шнура и энергетического времени удержания плазмы $\tau_E(t)$ в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

управление токами дает более заметное повышение τ_E по сравнению с базовым сценарием. Некоторый всплеск τ_E на начальной стадии снижения индуктивного тока I_{ind} является лишь следствием формального квазистационарного определения τ_E , задаваемого выражением (1), и связано с тем, что мощность омического нагрева на этой стадии снижается быстрее, чем снижается энергосодержание плазмы.

На рис. 3 приведены радиальные профили $q(\rho)$, самосогласованно сформировавшиеся в моделируемых сценариях разрядов в Т-10 на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева. Здесь и далее эффективный малый радиус представлен в безразмерном виде: $(\rho/\rho_b) \Rightarrow \rho$. В базовом сценарии с поддержанием полного тока плазмы I_{pl} профиль $q(\rho)$ сохранялся практически неизменным на протяжении всего сценария разряда. В сценарии b , при трехкратном снижении интегрального индуктивного тока I_{ind} и включении ЭЦР-нагрева без включения ECCD, относительный профиль $q(\rho)/q_b$ также мало менялся в процессе эволюции плазмы. В отличие от сценариев a и b , формирование в сценариях c и d небольшого локализованного вблизи оси неиндуктивного тока $I_{CD} \approx 1.8$ кА позволило существенно изменить в этих сценариях профили $q(\rho)$ на ЭЦР-стадии, увеличив отношение q_b/q_0 в 1.65 и 1.92 раза и

сохранив гладкость профилей $q(\rho)$, а также величину $q_0 \approx 1$. Это и обеспечило изменение профилей давлений и температур электронов и ионов в этих сценариях.

На рис. 4 приведены профили давлений электронов и ионов, полученные в ходе моделирования 4-х сценариев разрядов в Т-10. Видно, что на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева давле-

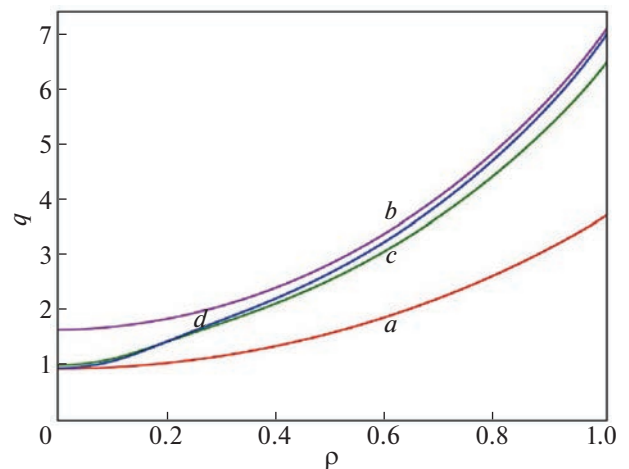


Рис. 3. Профили коэффициентов запаса устойчивости $q(\rho)$ на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

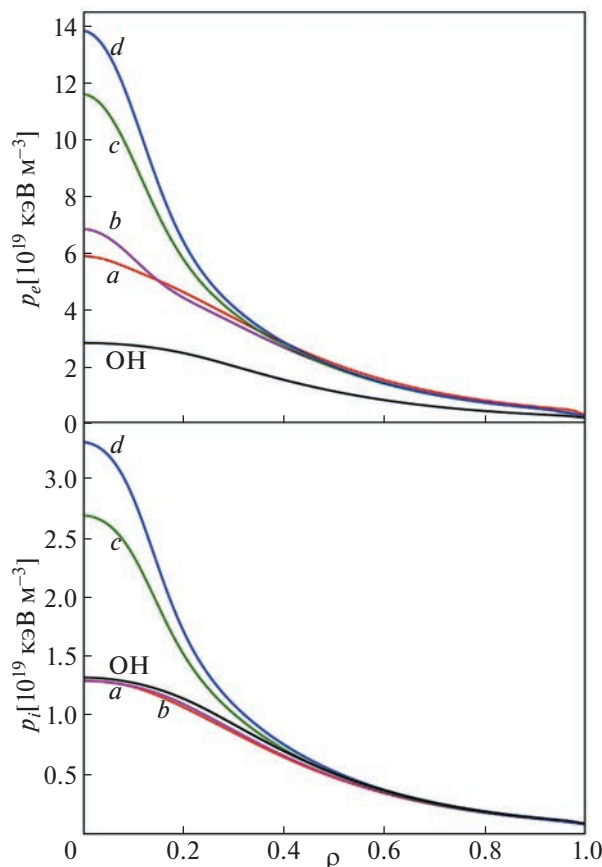


Рис. 4. Профили давлений электронов $p_e(r)$ и ионов $p_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

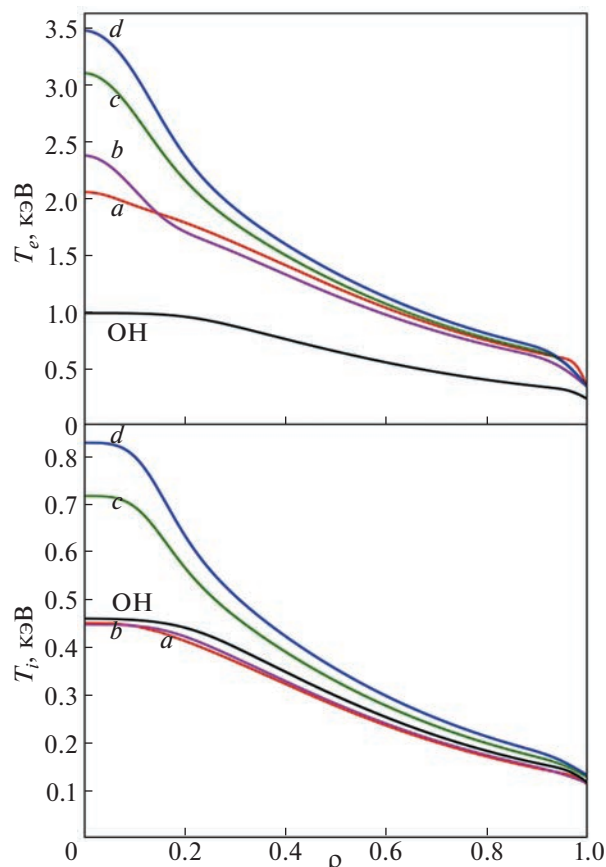


Рис. 5. Профили температур электронов $T_e(r)$ и ионов $T_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

ния $p_e(r)$ и $p_i(r)$ в сценариях c и d превышают соответствующие давления в базовом сценарии a не только на оси разряда, но и во всей центральной области $r \leq 0.5$. При этом энергосодержание плазмы в горячей области $r \leq 0.3$ в сценариях c и d превышает соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии a в 1.37 и 1.55 раза соответственно. В связи с этим, при реализации на токамаке Т-10 сценариев типа c и d можно было бы ожидать увеличения выхода D-D-нейтронов по сравнению с базовым сценарием a при одинаковой полной мощности нагрева P_E . Заметим, что снижение индуктивного тока I_{ind} без включения ECCD (сценарий b) не приводит к заметному повышению $p_e(r)$ и $p_i(r)$ и другим желаемым результатам.

На рис. 5 приведены профили температур электронов и ионов, полученные в ходе моделирования 4-х сценариев разрядов в Т-10. Если в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличивается до 2.04 кэВ, то в сценариях c и d T_{e0} увеличивается до 3.1 и 3.46 кэВ соответственно.

Если в базовом сценарии a температура ионов на магнитной оси T_{i0} на ЭЦР-стадии оказывается даже чуть ниже, чем на ОН-стадии, то в сценариях c и d T_{i0} демонстрирует значительный прирост до 0.72 и 0.83 кэВ. При этом температуры электронов $T_e(r)$ и особенно ионов $T_i(r)$ в сценариях c и d на ЭЦР-стадии превышают соответствующие температуры в базовом сценарии не только в центральной области $r \leq 0.5$, но и во всем объеме плазменного шнура.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД

В данном разделе представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для трех сценариев разрядов в водородной плазме токамака Т-15МД, планируемые характеристики которого приведены в работах [35–37]. Моделирование проводилось в стандартной магнитной конфигу-

рации с фиксированной граничной поверхностью, соответствующей магнитной поверхности, содержащей 95% от величины тороидального магнитного потока внутри однонулевой диверторной сепаратрисы. Граничная поверхность имеет большой радиус тора $R_0 = 1.48$ м, малый радиус сечения $a = 0.67$ м, вытянутость сечения $k_{95} \approx 1.8$ и треугольность сечения $\delta_{95} \approx 0.3$, эффективный малый радиус $\rho_b \approx 0.93$ м. Все моделируемые сценарии начинались с одинаковой стадии омического нагрева, соответствующей одному из планируемых базовых режимов Т-15МД со следующими параметрами:

- тороидальное магнитное поле $B_0 = 2.0$ Тл,
- полный ток плазмы $I_{pl} = 2.0$ МА,
- величина $q(0)$ на магнитной оси $q_0 = 1.0$,
- величина $q(\rho_b)$ на внешней границе $q_b = 5.56$,
- среднехордовая плотность $\langle n \rangle_{ch} = 4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$,
- интегральный индуктивный ток $I_{ind} = 1.88$ МА,
- интегральный “бутстрэп”-ток $I_{BS} = 0.12$ МА,
- мощность омического нагрева $P_{OH} = 1.68$ МВт,
- температура электронов в центре $T_{e0} = 1.57$ кэВ,
- температура ионов в центре $T_{i0} = 1.54$ кэВ,
- время удержания энергии плазмы $\tau_E = 207$ мс.

Было смоделировано 3 разряда, в каждом из которых, как и при моделировании разрядов в Т-10, эволюция турбулентной плазмы начиналась с ОН-стадии с приведенными выше параметрами, но на последующей стадии с ЭЦР-нагревом развивалась по разным сценариям:

a – базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const} = 2.0$ МА;

b – сценарий с трехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 0.62$ МА и с включением ECCD;

c – сценарий с четырехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 0.47$ МА и с включением ECCD.

Сценарий со снижением индуктивного тока без включения ECCD для Т-15МД не рассматривался, поскольку все качественные отличия такого сценария уже были продемонстрированы при моделировании разрядов в Т-10, где он выполнял лишь вспомогательную роль.

Как и в случае Т-10, моделирование проводилось с использованием системы кодов CONTRA–ASTRA–SPIDER. Давления $\bar{p}_{e,i}(t, \rho)$ и температуры $\bar{T}_{e,i}(t, \rho)$ в ходе эволюции рассчитывались при неизменной среднехордовой плотности плазмы $\langle n \rangle_{ch}$ с учетом соотношений (11) и (12). На рис. 6 представлена эволюция токов в трех моделируемых сценариях разрядов в Т-15МД. Полная длительность расчетного интервала времени составляла 400 мс. Снижение индуктивного тока I_{ind} в сценариях *b* и *c* начиналось в момент времени $t = 70$ мс и длилось 40 мс. Как и при моделировании разрядов в Т-10, возможное усиление приосевой локализации плотности индуктивного тока при снижении I_{ind} в данном моделировании не учитывалось. Все изменение плотности индуктивного тока в (7) задавалось линейным во времени снижением $j_{ind}^0(t)$. Во всех сценариях эволюция “бутстрэп”-тока I_{BS} самосогласованно рассчитывалась в коде ASTRA в соответствии с изменением величины и профиля давления плазмы.

Центральный ЭЦР-нагрев во всех сценариях в Т-15МД включался в момент времени $t = 90$ мс и выходил на номинальный уровень за 10 мс. Для удобства сравнения параметров плазмы в разных сценариях, предполагалось, что мощность омического нагрева P_{OH} начинает снижаться с момента времени $t = 70$ мс пропорционально I_{ind}^2 , а полная мощность нагрева на ЭЦР-стадии составляет $P_E = 5.0$ МВт, независимо от остаточной мощности омического нагрева. ECCD в сценариях *b* и *c* включался и нарастал одновременно с ЭЦР-нагревом. Предполагалось, что и ЭЦР-нагрев, и плотность неиндуктивного тока $j_{CD}^{eff}(t, \rho)$ локализованы в приосевой области в соответствии с выражением (8) с параметрами $\rho_{res} = 0$ см и $\delta_{res} = 14$ см. При этом необходимый интегральный ток I_{CD} в сценариях *b* и *c* составлял 25 и 23 кА соответственно.

Рисунок 6 показывает, что в базовом сценарии “бутстрэп”-ток I_{BS} при включении ЭЦР-нагрева увеличивался довольно слабо, ввиду умеренного дополнительного нагрева в Т-15МД. При этом, как и в Т-10, в сценариях *b* и *c* “бутстрэп”-ток I_{BS} при включении ЭЦР-нагрева и ECCD увеличивался значительно сильнее, чем в базовом сценарии. Однако при умеренной для Т-15МД мощности нагрева $P_E = 5.0$ МВт прирост “бутстрэп”-тока I_{BS} был не столь значителен. В результате, полный ток плазмы I_{pl} в сценариях *b* и *c* на стадии ЭЦР-нагрева снизился примерно в 2 раза: с 2 МА до 1.03 и 0.95 МА соответственно, что привело к более значительному увеличению q_b по сравнению с разрядами в Т-10.

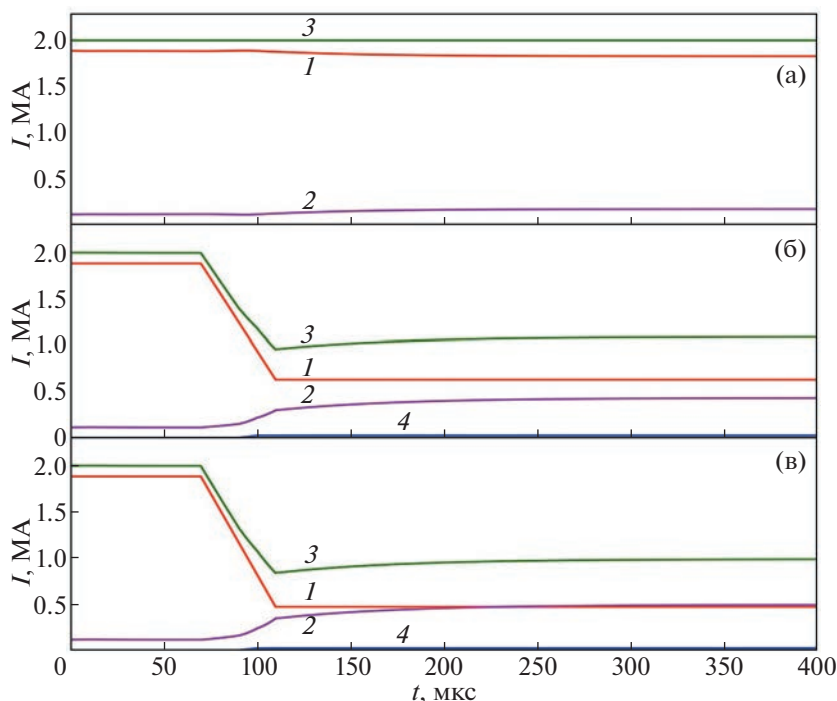


Рис. 6. Эволюция токов в сценариях разрядов *a*, *b* и *c* в токамаке Т-15МД: 1 – интегральный индуктивный ток I_{ind} ; 2 – интегральный “бутстрэп”-ток I_{BS} ; 3 – полный ток плазмы I_{pl} ; 4 – интегральный неиндуктивный ток I_{CD} .

На рис. 7 представлена эволюция параметров плазмы в моделируемых сценариях разрядов в Т-15МД, демонстрирующих эффект от управления токами в плазме. Видно, что в сценариях *b* и *c* со снижением индуктивного тока I_{ind} и включением ЭЦР-нагрева и ЕССД удалось увеличить отношение q_b/q_0 до 12.0 и 13.3 соответственно, и, как следствие, еще более существенно поднять температуры электронов T_{e0} и ионов T_{i0} в центре шнура на стационарной стадии ЭЦР-нагрева. На такое увеличение $T_{(e,i)0}$ в стандартных разрядах в Т-15МД можно было бы рассчитывать только при значительно большей мощности нагрева пучком быстрых нейтральных атомов. Существенно, что как и в Т-10 $q_0(t)$ в ходе эволюции не опускается ниже 1, что позволяет избежать появления пилообразных колебаний. Рисунок 7 показывает, что энергетическое время удержания плазмы τ_E на ЭЦР-стадии в Т-15МД существенно снижается по сравнению с τ_E на ОН-стадии. Однако увеличение отношения q_b/q_0 в сценариях *b* и *c* привело к увеличению τ_E на ЭЦР-стадии со 100 мс в базовом сценарии до 123 мс и 128 мс в сценариях *b* и *c*. Это увеличение τ_E относительно больше, чем в Т-10. Причина всплеска τ_E на начальной стадии снижения индуктивного тока I_{ind} обсуждалась в комментариях к рис. 2 и связана с определением τ_E в форме выражения (1).

На рис. 8 приведены радиальные профили $q(\rho)$, самосогласованно сформировавшиеся в моделируемых сценариях разрядов в Т-15МД на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева. Как и в Т-10, в базовом сценарии с поддержанием полного тока плазмы I_{pl} , профиль $q(\rho)$ сохранялся практически неизменным на протяжении всего разряда. В отличие от базового сценария, в сценариях *b* и *c* профили $q(\rho)$ на ЭЦР-стадии существенно изменились, увеличив отношение q_b/q_0 в 2.2 и 2.4 раза и сохранив гладкость профилей $q(\rho)$, а также величину $q_0 \approx 1$.

На рис. 9 приведены профили давлений электронов и ионов, полученные в ходе моделирования трех сценариев разрядов в Т-15МД. Видно, что на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева давления $p_e(\rho)$ и $p_i(\rho)$ в сценариях *b* и *c*, как и в Т-10, превышают соответствующие давления в базовом сценарии не только на оси разряда, но и во всей центральной области $\rho \leq 0.5$. При этом энергосодержание плазмы в горячей области $\rho \leq 0.3$ в сценариях *b* и *c* превышает соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии в 1.59 и 1.68 раза соответственно. Демонстрация такого эффекта в будущих экспериментах на токамаке Т-15МД могло бы способствовать выбору оптимального режима работы для источника термоядерных нейтронов на базе токамака.

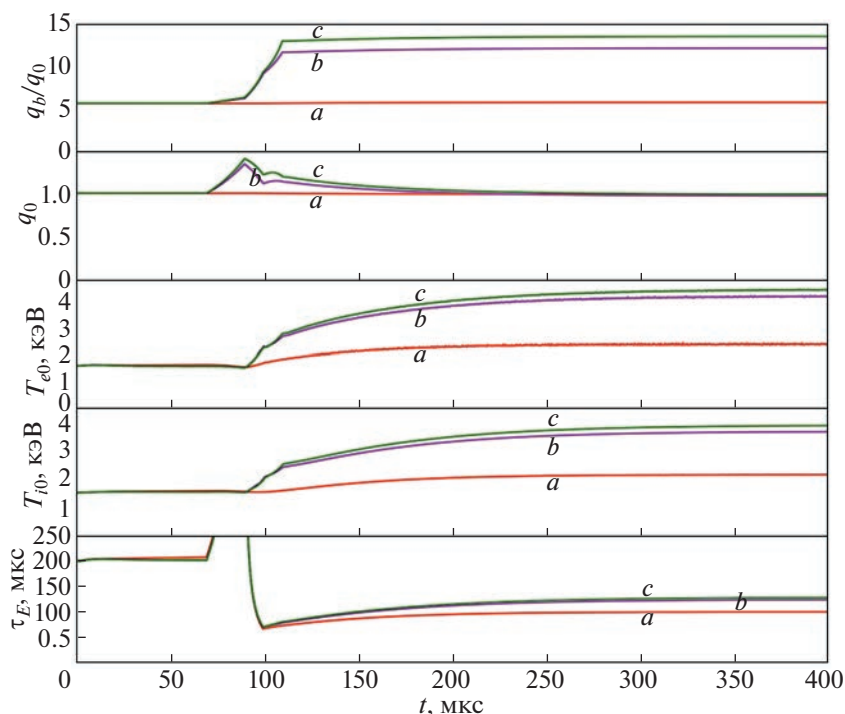


Рис. 7. Эволюция отношения $q_b(t)/q_0(t)$; коэффициента запаса устойчивости в центре шнура $q_0(t)$; температур электронов $T_{e0}(t)$ и ионов $T_{i0}(t)$ в центре шнура и энергетического времени удержания плазмы $\tau_E(t)$ в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

На рис. 10 приведены профили температур электронов и ионов, полученные в ходе моделирования 3-х сценариев разрядов в Т-15МД. Если в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличивается до 2.25 кэВ, то в сценариях b и c T_{e0} увеличивается до 3.77 и 3.98 кэВ соответствен-

но. Температура ионов на магнитной оси T_{i0} при включении ЭЦР-нагрева в базовом сценарии увеличивается до 2.05 кэВ, а в сценариях b и c T_{i0} увеличивается до 3.28 и 3.46 кэВ соответственно. При этом, как и в Т-10, температуры электронов $T_e(\rho)$ и ионов $T_i(\rho)$ в сценариях b и c на ЭЦР-стадии превышают соответствующие температуры в базовом сценарии не только в центральной области $\rho \leq 0.5$, но и во всем объеме плазменного шнура.

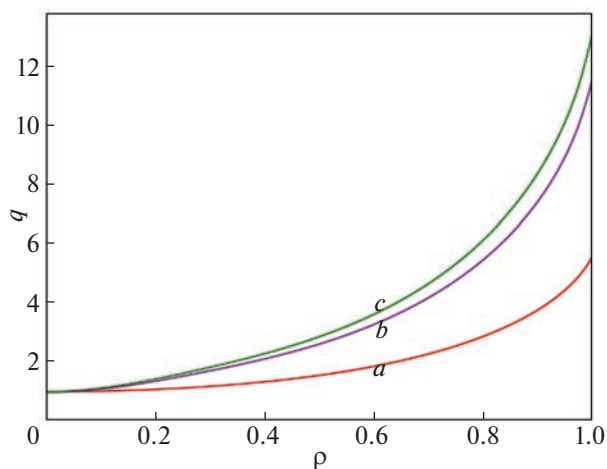


Рис. 8. Профили коэффициентов запаса устойчивости $q(\rho)$ на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

На рис. 11 приведены 2D структуры магнитных поверхностей в токамаке Т-15МД на квазистационарной ЭЦР-стадии в трех моделируемых сценариях разрядов. Видно, что в сценариях b и c , где давление плазмы в центральной области шнура на ЭЦР-стадии существенно больше, магнитные поверхности искажены сильнее, чем в базовом сценарии, однако это искажение остается на достаточно приемлемом уровне. Так шаfranовское смещение магнитной оси на ЭЦР-стадии увеличилось с 6 см в базовом сценарии лишь до 14 и 16 см в сценариях b и c , несмотря на то, что в этих сценариях поддерживается значительно более высокая пикированность профилей давления и плотности тока плазмы. При относительно большей удельной мощности нагрева на ЭЦР-стадии в Т-10, шаfranовское смещение магнитной оси увеличилось с 2.2 см в базовом сценарии

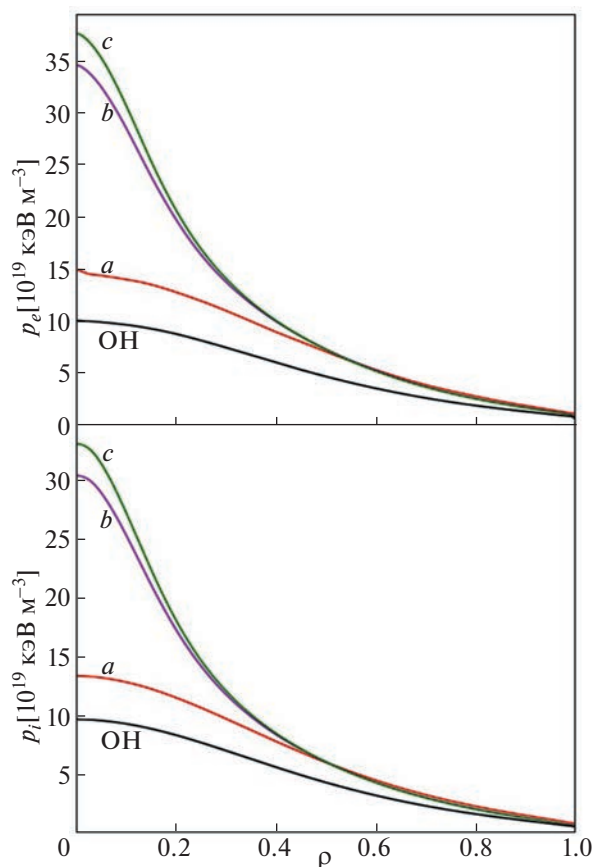


Рис. 9. Профили давлений электронов $p_e(r)$ и ионов $p_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

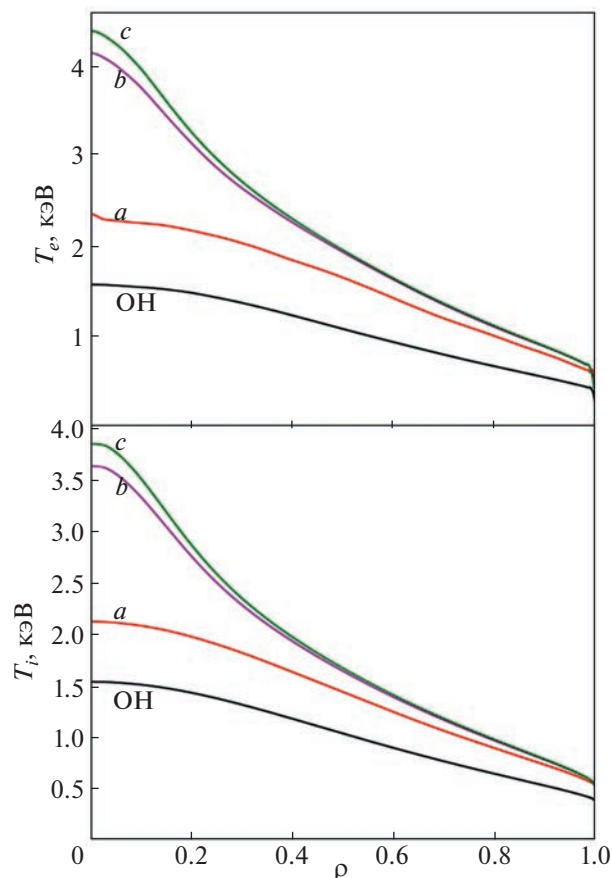


Рис. 10. Профили температур электронов $T_e(r)$ и ионов $T_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

до 5.5 и 6.4 см в сценариях b и c , что также выглядит вполне допустимым.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во Введении дано теоретическое обоснование развиваемого подхода и приведен краткий анализ экспериментов, свидетельствующих в пользу предлагаемого метода улучшения удержания плазмы в токамаках. Отмечено, что в основе развиваемого подхода лежат два ключевых положения:

- наличие тенденции к формированию само-согласованных (или “канонических”) профилей давления в турбулентной плазме токамаков, проявляющаяся как в экспериментах, так и при компьютерном моделировании турбулентной динамики плазмы с использованием кодов семейства CONTRA;

- доминирование в тепловых потерях из SOL механизма продольной классической электронной теплопроводности на лимитер или диверторные пластины.

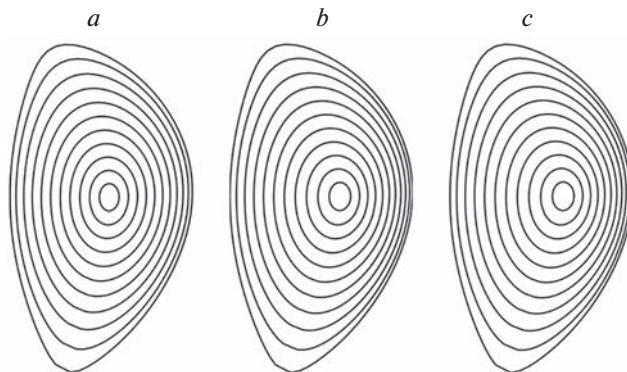


Рис. 11. Структура магнитных поверхностей в полойном сечении токамака Т-15МД на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в конфигурации с нижней Х-точкой у диверторной сепаратрисы. Геометрическая ось тора расположена слева от сечений.

Полученные результаты моделирования показали, что именно эти два ключевых положения, согласно рис. 4 и 9, позволяют реализовать сценарии с существенным увеличением энергосодержания плазмы в центральной части плазменного шнура.

В разделе 2 развита теоретическая модель формирования радиальных профилей плотности тока в плазме токамака, обеспечивающих поддержание стационарных состояний плазменного шнура с разной величиной отношения q_b/q_0 . Представлен алгоритм работы объединенной системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER, используемой для самосогласованного моделирования эволюции турбулентной плазмы токамака в процессе формирования нестандартных радиальных профилей плотности тока. Алгоритм включает расчет эволюции турбулентных флуктуаций и результирующих аномальных транспортных процессов, выполняемый кодом CONTRA-T, и расчет эволюции 2D равновесий плазменного шнура с произвольной формой полоидального сечения, выполняемый кодом SPIDER. Код ASTRA выполняет роль связующего звена и выполняет расчеты токов, метрики и других величин, необходимых для работы кодов CONTRA-T и SPIDER.

В разделе 3 представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для четырех сценариев разрядов в дейтериевой плазме токамака T-10 с переходом из ОН-стадии с достаточно стандартными параметрами к стадии с ЭЦР-нагревом. Моделирование включало базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const}$, и 2 сценария с трехкратным и четырехкратным снижением индуктивного тока I_{ind} и с включением ECCD на ЭЦР-стадии. В сценариях *c* и *d* с включением ECCD было получено увеличение отношения q_b/q_0 в 1.67 и 1.92 раза по сравнению с базовым сценарием, где поддерживалось $q_b/q_0 \approx 3.9$. В этих сценариях сохранялась гладкость радиальных профилей $q(r)$, а также величина $q_0 \approx 1$ на магнитной оси.

Такое изменение профилей $q(r)$ обеспечило увеличение пикированности профилей давлений и температур электронов и ионов в этих сценариях. При этом давления $p_e(r)$ и $p_i(r)$ на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева в сценариях *c* и *d* превышало соответствующие давления в базовом сценарии не только на оси разряда, но и во всей центральной области $r \leq 0.5$, а энергосодержание плазмы в горячей области $r \leq 0.3$ в сценариях *c* и *d* превышало соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии *a* в 1.37 и 1.55 раза. Температуры электронов и ионов также имели значительный прирост в сценариях с включением

ECCD. Так в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличилась до 2.04 кэВ, а в сценариях *c* и *d* T_{e0} увеличилась до 3.13 и 3.46 кэВ соответственно. Температура ионов на оси T_{i0} продемонстрировала еще больший относительный прирост с 0.45 кэВ в базовом сценарии до 0.72 и 0.83 кэВ в сценариях *c* и *d*.

В разделе 4 представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для трех сценариев разрядов в водородной плазме токамака T-15MD с типичными планируемыми параметрами на ОН-стадии и переходом к стадии с ЭЦР-нагревом. Как и в случае T-10, моделирование включало базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const}$, и 2 сценария с трехкратным и четырехкратным снижением индуктивного тока I_{ind} и с включением ECCD на ЭЦР-стадии. В сценариях *b* и *c* с включением ECCD было получено увеличение отношения q_b/q_0 до 12.0 и 13.3 по сравнению с базовым сценарием, где поддерживалось $q_b/q_0 \approx 5.6$. Существенно, что, как и в T-10, величина $q_0(t)$ в ходе эволюции не опускалась ниже 1, что позволяло не опасаться появления пилообразных колебаний.

Как и в случае T-10, в сценариях с включением ECCD имело место увеличение пикированности профилей давлений и температур электронов и ионов. При этом давления $p_e(r)$ и $p_i(r)$ на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева в сценариях *b* и *c* превышало соответствующие давления в базовом сценарии *a* не только на оси разряда, но и во всей центральной области $r \leq 0.5$, а энергосодержание плазмы в горячей области $r \leq 0.3$ в сценариях с включением ECCD превышало соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии в 1.59 и 1.68 раза. Температуры электронов и ионов также имели значительный прирост. Так в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличивалась до 2.25 кэВ, а в сценариях *b* и *c* T_{e0} увеличивалась до 3.77 и 3.98 кэВ соответственно. Аналогично температура ионов на оси T_{i0} имела прирост на ЭЦР-стадии с 2.05 кэВ в базовом сценарии до 3.28 и 3.46 кэВ в сценариях *b* и *c*.

В нашем моделировании, энергетическое время удержания плазмы τ_E и в T-10, и в T-15MD существенно снижалось на ЭЦР-стадии по сравнению с τ_E на ОН-стадии. Это происходило вследствие использования граничных условий (15), учитывающих нелинейную зависимость потерь тепла из SOL от температуры. При этом снижение τ_E в базовом сценарии примерно соответствовало зависимости τ_E от полной мощности нагрева в известном скейлинге $H(\text{ITER-98}(y,2))$. В то же

время, увеличение отношения q_b/q_0 в сценариях с включением ECCD приводило в этих сценариях к увеличению τ_E на ЭЦР-стадии по сравнению с базовым сценарием примерно на 13% в T-10 и на 28% в T-15МД.

Существенно, что коррекцию профиля плотности тока, необходимую для сохранения $q_0 \approx 1$ при снижении полного тока плазмы в сценариях c и d в T-10, удалось осуществить с помощью очень небольшого тока $I_{CD} \approx 2$ кА, генерируемого центральным ECCD. Эта величина значительно ниже максимального $I_{CD} \approx 110$ кА, полученного с помощью ECCD в экспериментах на T-10 [38]. В T-15МД также планируется получить с помощью ECCD ток I_{CD} , превышающий 100 кА, что значительно выше тока I_{CD} , необходимого для поддержания повышенных отношений q_b/q_0 в T-15МД.

При снижении индуктивного тока I_{ind} , форма профиля плотности этого тока $j_{ind}^{eff}(t, \rho)$ в нашем моделировании задавалась неизменной, имея в виду, что в проведенных ранее экспериментах она примерно восстанавливалась за скин-овое время после завершения стадии снижения тока. Однако, как показало наше моделирование, коррекция профиля плотности тока с помощью ECCD должна приводить к повышению пикированности профиля $T_e(\rho)$ на стадии ЭЦР-нагрева. В результате на этой стадии должна повыситься и пикированность плотности индуктивного тока $j_{ind}^{eff}(t, \rho)$. Такое повышение пикированности $j_{ind}^{eff}(t, \rho)$ должно привести к дополнительному снижению величины необходимого тока I_{CD} . Этот эффект предполагается учесть и проанализировать в последующем исследовании.

В разделе 2 отмечалось, что в данной работе, для упрощения компьютерного моделирования различных сценариев эволюции плазмы, уравнения, описывающие перенос плотности, были исключены из рассмотрения, а вместо этого предполагалось, что профиль плотности плазмы в процессе эволюции поддерживается в TR-состоянии, определяемом соотношениями (11) и (12). Тем не менее хорошо известно, что в экспериментах с ЭЦР-нагревом, как правило, наблюдается эффект rim-р-out, при котором плотность плазмы в центральной горячей области существенно снижается по сравнению с TR-состоянием. Однако, если все же учесть rim-р-out плотности, то при профилях давлений электронов и ионов, близких к “каноническим”, в разрядах с ЭЦР, ECCD и повышенным q_b/q_0 температуры электронов T_e и ионов T_i в центральной горячей области, с очевидностью, должны были бы только повыситься. Проанализировать этот эффект

более детально предполагается в последующих работах.

В обсуждениях представленных выше результатов у некоторых оппонентов складывалось впечатление, что эти результаты противоречат известной формуле Арцимовича, которая дает для ионной температуры скейлинг $T_i \propto I_{pl}^{1/3}$. Однако, указанная формула Арцимовича была получена для стационарной омической стадии в предположении о неоклассическом переносе ионов в режиме плато. В данной работе ток плазмы I_{pl} во всех сценариях на стационарной ОН-стадии одинаков. В начале нестационарной стадии снижения тока, до включения ЭЦР и ECCD, температуры и ионов, и электронов действительно несколько снижаются, но за счет уменьшения омического нагрева. Это видно на рис. 2 для T-10 и на рис. 7 для T-15МД. Снижение полного тока плазмы I_{pl} и перестройка его профиля в модифицированных сценариях разрядов сопровождалась включением достаточно мощного ЭЦР-нагрева. Кроме этого, во всех рассматриваемых сценариях доминировал процесс переноса тепла, связанный с турбулентной конвекцией, а не с неоклассикой в режиме плато. Таким образом, указанная формула Арцимовича не имеет никакого отношения к сценариям разрядов, моделируемых в нашей работе.

Стационарные режимы с пикированными профилями и повышенным энергосодержанием плазмы получены при существенном (в 3–4 раза) снижении тока, поддерживаемого индуктором, что должно давать существенную экономию “вольт-секунд” в индукторе и открывать путь для работы с длинными импульсами. В дальнейшем предполагается исследовать возможность еще большего снижения индуктивного тока I_{ind} , а также попытаться перейти к полностью безиндуктивному поддержанию тока в сценариях с повышенными отношениями q_b/q_0 .

В разделе 4 было отмечено, что искажение 2D структуры магнитных поверхностей в токамаке T-15МД на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях b и c больше, чем в базовом сценарии. Однако это искажение, в том числе и шафрановское смещение магнитной оси, оставалось на достаточно приемлемом уровне. В токамаке T-10, при относительно большей удельной мощности нагрева на ЭЦР-стадии, шафрановское смещение магнитной оси также оставалось вполне допустимым. Тем не менее в последующих исследованиях по дальнейшему снижению индуктивного тока I_{ind} , а также по возможному переходу к безиндуктивному поддержанию тока в сценариях с повышенными отношениями q_b/q_0 следует внимательно следить за искажениями равновесной структуры магнитных поверхностей.

Реализация стационарных режимов с пикированными профилями температур и повышенным энергосодержанием плазмы в центральной горячей области токамаков с субреакторными параметрами может привести к существенному повышению в них нейтронного выхода по сравнению со стандартными режимами. Это открывает возможности для дальнейшей оптимизации исследуемых сценариев разрядов с повышенными отношениями q_b/q_0 в токамаках и их возможных приложений к разработке термоядерных источников нейтронов со сниженной “ценой нейтрона”.

Авторы выражают благодарность Н.А. Кирневой и В.В. Янькову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ITER Physics Basis Editors // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2137.
- Пастухов В.П., Смирнов Д.В. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 242.
- Coppi B. // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1980. V. 5. P. 261.
- Esipchuk Yu.V., Razumova K.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 1253.
- Razumova K.A., Andreev V.F., Donnre A.J.H., Hogeweij G.M.D., Lysenko S.E., Shelukhin D.A., Spakman G.W., Vershkov V.A., Zhuravlev V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. 1373.
- Razumova K.A., Andreev V.F., Dnestrovskij A.Yu., Kislov A.Ya., Kirneva N.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Poznyak V.I., Shafranov T.V., Trukhina E.V., Zhuravlev V.A., Donne A.J.H., Hogeweij G.M.D., the T-10 team and the RTP team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 105004.
- Razumova K.A., Andreev V.F., Kislov A.Ya., Kirneva N.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Shafranov T.V., the T-10 Team, Donne A.J.H., Hogeweij G.M.D., Spakman G.W., Jaspers R., the TEXTOR team, Kantor M., Walsh M. // Nuclear Fusion. 2009. V. 49. P. 065011.
- Biscamp D. // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 10. P. 165.
- Кадомицев Б.Б. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 771.
- Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Черкасов С.В., Уолш М.Д. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 3.
- Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 579.
- Яньков В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 169.
- Yankov V.V., Nycander J. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 2907.
- Sarazin Y., Grandgirard V., Abitebou J., Allfrey S., Garbet X., Ghendrih Ph., Latu G., Strugarek A., Dif-Pradalier G., Diamond P.H., Ku S., Chang C.S., McMillan T., Tran M., Villard L., Joliet S., Bottino A., Angelino P. // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 103023.
- Murakami M., Park J.M., Giruzzi G., Garcia J., Bonoli P., Budny R.V., Doyle E.J., Fukuyama A., Hayashi N., Honda M., Hubbard A., Ide S., Imbeaux F., Jaeger E.F., Luce T.C., Na Y.S., Oikawa T., Osborne T.H., Parail V., Polevo A.I., Prater R., Sips A.C.C., Snipes J., John H.E.St., Snyder P.B., Voitsekovich I. // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 103006.
- Scott B.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. B277.
- Idomura Y., Urano H., Aiba N., Tokuda S. // Nuclear Fusion. 2009. V. 49. P. 065029.
- Pastukhov V.P., Chudin N.V. // Proc. 22-nd IAEA Fusion Energy Conf. Geneva, Switzerland, 2008. Report TH/P8-26.
- Пастухов В.П., Чудин Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 722.
- Pastukhov V.P., Chudin N.V. // Proc. 23-nd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 2010. Report THC/P4-22.
- Pastukhov V.P., Chudin N.V., Smirnov D.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. P. 054015.
- Пастухов В.П., Смирнов Д.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 307.
- Пастухов В.П., Кирнева Н.А., Смирнов Д.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 1072.
- Shoucri M.M., Shkarofsky I.P., Pacher G.W., Pacher H.D., Kalnavarns J., Couture P., Decoste R., Gregory B.C., Haddad E., Janicki C., Lachambre J.-L., LeClair G., Richard N., Simm C., Onge M.St., Whyte D., Tokamak de Varennes Team // Nuclear Fusion. 1990. V. 30. P. 2563.
- Sakharov N.V., Akatova T.Yu., Askinazi L.G., Afanasiev W.I., Bulanin V.V., Golant V.E., Goncharov S.G., Krikunov S.V., Korneev D.O., Korotkov A.A., Lipin B.M., Minaev V.B., Podushnikova K.A., Razdobarin G.T., Rozhdestvensky V.V., Semenov V.V., Tukachinsky A.S., Chemsyhev F.V. and Yaroshevich S.P. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 35. P. 411418.
- Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Kavin A.A., Kiselev E.O., Khromov I.N.A., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolsyakov S.Yu., Tukhmenova E.A., Varfolomeev V.I., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S. // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 064001.
- Sabbagh S.A., Gross R.A., Mauel M.E., Navratil G.A., Bell M.G., Bell R., Bitter M., Bretz N.L., Budny R.V., Bush C.E., Chance M.S., Efthimion P.C., Fredrickson E.D., Hatcher R., Hawryluk R.J., Hirshman S.P., Janos A.C., Jardin S.C., Jassby D.L., Manickam J., McCune D.C., McGuire K.M., Medley S.S., Mueller D., Nagayama Y., Owens D.K., Okabayashi M., Park H.K., Ramsey A.T., Stratton B.C., Synakowski E.J., Taylor G., Wieland R.M., Zarnstorff M.C., Kesner J., Marmor E.S., Terry J.L. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. P. 2277.
- Nave M.F.F., Lomas P.J., Huysmans G.T.A., Alper B., Borba D., De Esch B., Gowers C.W., Guo H.Y., Jones T.T.C., Keilhacker M., Parail V.V., Rimini F.G., Schunke B., Smeulders P., Thomas P.R. // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 1567.
- Mirnov S.V. // Nuclear Fusion. 1969. V. 9. P. 57.

30. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. и Кадомцева Б.Б. Вып. 11. М.: Энергоатомиздат. 1982. С. 118.
31. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. // Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, ID 282186, <http://edoc.mpg.de/282186>.
32. Sautera O., Angioni C. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2834
33. Ivanov A.A., Khayrutdinov R.R., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu. // Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, ID 282186, <http://edoc.mpg.de/282186>.
34. Днестровский А.Ю., Пастухов В.П., Чудин Н.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 325.
35. Azizov E.A., Leonov V.M., Panasenkov A.A., Tilinin G.N., Khvostenko P.P. // Transactions of Fusion Science & Technology. 2011. V. 6. № 1Т. P. 180.
36. Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Сушков А.В., Черкасов С.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. С. 45.
37. Dnestrovskij Yu.N. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
38. Alikae V.V., Bagdasarov A.A., Birshegovskij A.A., Dremmin M.M., Gorelov Yu.A., Esipchuk Yu.V., Kislov A.Ya., Kislov D.A., Lysenko S.E., Notkin G.E., Parail V.V., Rasmumova K.A., Roj I.N., Trukhin V.M., Vasin N.L. // Nuclear Fusion. 1992. V. 32. P. 1811.

КАНОНИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОФИЛИ ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

© 2023 г. А. Н. Чудновский*

НИИ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Chudnovskiy_AN@nrcki.ru

Поступила в редакцию 20.12.2022 г.

После доработки 24.04.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Утверждение о том, что так называемый канонический профиль давления плазмы хорошо согласуется с экспериментальными данными, служит побудительной основой для построения аналитической модели самоорганизации плазмы в токамаке. Выполнено сравнение профилей нормированного электронного давления плазмы, полученных из международной базы экспериментальных данных, собранной с различных токамаков, с каноническими профилями двух видов. Сравнение показывает заметное отличие экспериментальных профилей давления от этих канонических профилей.

Ключевые слова: плазма, канонический профиль давления, токамак

DOI: 10.31857/S0367292122601576, **EDN:** VXFNNP

ВВЕДЕНИЕ

Понятие канонических профилей параметров плазмы в токамаке связано со сходством друг с другом нормированных профилей параметров плазмы, полученных в разных условиях эксперимента. В качестве параметров могут выступать температура, плотность тока или давление плазмы. Понятие канонических профилей имеет продолжительную историю. Обычно ее начало связывают с работой Б. Коппи 1980 г. о принципе согласованности профилей параметров плазмы [1]. В работе [2] обсуждается существование “предельного” профиля давления плазмы, который не может быть превышен ни увеличением плотности плазмы, ни изменением профиля вкладываемой мощности нагрева. В работе [3] представлены результаты детальных экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы с различными уровнями мощности и различными положениями энерговклада. Сохранение канонических профилей давления и тока плазмы связывается с соответствующим изменением электронного переноса. Отмечается, что коэффициент электронного переноса может зависеть от градиента давления. Принцип согласованности профилей параметров плазмы и связанных с ними процессов самоорганизации плазмы обсуждается в современных работах [4, 5]. Продолжается развитие транспортных моделей для температуры электронов и ионов, основанных на канонических профилях и с введением более

плоских, так называемых “квазиканонических” профилей [6, 7].

В работах [8, 9] предложены оптимальные профили давления и плотности тока и сделано утверждение о том, что сравнение с экспериментом показывает, что оптимальный профиль давления достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными. В работе [10] проводится развитие идей, предложенных в [8, 9], оптимальные профили получают название канонических.

В настоящей работе проводится сравнение канонических профилей работ [8–10] с экспериментальными профилями, содержащимися в международной профильной базе данных PDB [11]. Выбор экспериментальной базы данных PDB обусловлен ее доступностью и наличием описания ее содержания [11]. Сравнение проведено с использованием данных о плазме в токамаках с круглым сечением, поскольку канонические профили в работах [8, 9] получены именно для плазмы с круглым сечением.

В работах [12, 13], дано описание адиабатически-редуцированной МГД-модели нелинейной динамики плазмы и представлены результаты формирования и поддержания самосогласованных профилей давления плазмы, полученных с использованием этой модели. Такое физическое обоснование формирования и поддержания самосогласованных профилей давления плазмы является приоритетным по сравнению с априорным постулированием существования таких про-

филей. В работе [13], в частности, представлен результат моделирования профилей давления плазмы для условий токамака Т-10 с различными значениями граничного коэффициента запаса устойчивости. Обсуждение этого результата представлено в Приложении для того, чтобы в нем можно было воспользоваться формулами из основного текста работы.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Оптимальный профиль давления работ [8, 9] $p(r)$, нормированный на значение $p_0 = p(0)$, представляется соотношением

$$p_{norm} = \frac{p(r)}{p_0} = \frac{1}{(1 + \rho^2)^2}, \quad (1)$$

где

$$\rho^2 = \frac{r^2}{a_*^2}, \quad (2)$$

$$a_*^2 = \frac{q_0}{q_{cyl}} a^2, \quad (3)$$

q – коэффициент запаса устойчивости, $q_0 = q(0)$,

$$q_{cyl} = \frac{5B_T a^2}{I_p(\text{МА})R}, \quad (4)$$

B_T – тороидальное поле, I_p – ток плазмы в МА, a – малый радиус плазменного шнура, R – большой радиус. Таким образом, нормированный оптимальный профиль давления работ [8, 9] p_{kad} представляется в виде:

$$p_{kad} = \frac{p(r)}{p_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{q_{cyl}}{q_0} \frac{r^2}{a^2}\right)^2}. \quad (5)$$

Как следует из соотношений (4) работ [8, 9] нормированный профиль плотности тока $j_{kad} = \frac{j(r)}{j_0}$ и профиль коэффициента запаса устойчивости q_{kad} определяются соотношениями

$$j_{kad} = \frac{j(r)}{j_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{q_{cyl}}{q_0} \frac{r^2}{a^2}\right)^2}, \quad (6)$$

$$q_{kad} = q_0 + q_{cyl} \frac{r^2}{a^2} \quad (7)$$

Плотность тока в модели работ [8, 9] не ограничивается радиусом плазмы a , а распространяется до бесконечности. При этом коэффициент запаса устойчивости на границе $q_{kad}(a) > q_{cyl}$.

В работе [10] оптимальный профиль нормированного давления, представленный соотношением (1), называется каноническим. Однако нормированный радиус ρ в [10] определяется другими соотношениями

$$\rho^2 = \frac{r^2}{a_j^2}, \quad (8)$$

$$a_j^2 = \frac{q_0}{q_{cyl} - q_0} a^2. \quad (9)$$

При этом канонический профиль давления представляется в виде

$$p_{dns} = \frac{p(r)}{p_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{q_{cyl} - q_0}{q_0} \frac{r^2}{a^2}\right)^2}. \quad (10)$$

Как следует из соотношений (15) и (17) работы [10] нормированный профиль плотности тока $j_{dns} = \frac{j(r)}{j_0}$ и профиль коэффициента запаса устойчивости q_{dns} определяются соотношениями

$$j_{dns} = \frac{j(r)}{j_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{q_{cyl} - q_0}{q_0} \frac{r^2}{a^2}\right)^2}, \quad (11)$$

$$q_{dns} = q_0 + (q_{cyl} - q_0) \frac{r^2}{a^2}. \quad (12)$$

Плотность тока в модели работы [10] ограничивается радиусом плазмы a , $j_{dns}(r > a) = 0$. При этом коэффициент запаса устойчивости на границе $q_{dns}(a) = q_{cyl}$.

На рис. 1 представлены канонические профили давления (5) и (10) при значениях q_{cyl} равных 2 и 4. Форма канонических профилей зависит от значений q_0 и q_{cyl} . Значение q_0 полагалось равным 1 в соответствии с работами [8, 9]. Таким образом, для каждого значения q_{cyl} имеется свой канонический профиль давления.

В работах [8, 9] делается утверждение: “сравнение с экспериментом показывает, что профиль (1) достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными”. Это утверждение является побудительной основой для построения аналитической модели самоорганизации плазмы в токамаке. Интересно провести такое сравнение канонических профилей давления p_{kad} (5) и p_{dns} (10) с экспериментальными профилями. Известна международная профильная база данных (PDB), собранных с различных токамаков [11]. Однако именно профили давления не пред-

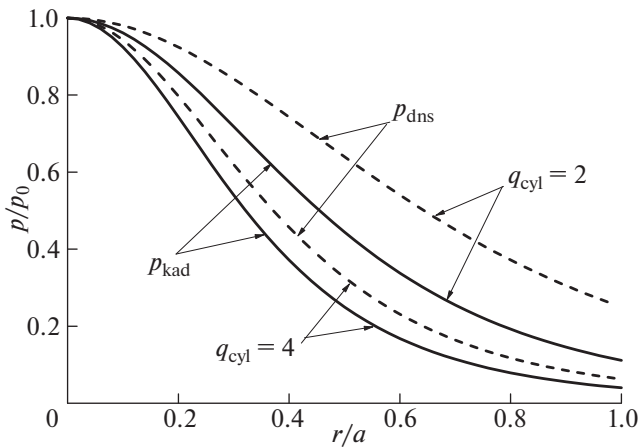


Рис. 1. Канонические профили давления работ [8, 9] — сплошные линии из работы [10] — пунктирные линии при $q_0 = 1$, $q_{cyl} = 2$ и $q_{cyl} = 4$.

ставлены в этой базе данных. Для сравнения в качестве профиля давления будет использоваться электронное давление — произведение электронной плотности n_e на электронную температуру T_e

$$p = n_e T_e. \quad (13)$$

Полученные значения давления нормируются на величину давления в центре плазменного шнура. Использование выражения для полного давления $p = n_e T_e + n_i T_i$ оказывается затруднительным, поскольку в PDB для многих установок, и в частности для T-10, отсутствуют данные об ионной плотности n_i . Сравнение будет проводиться только с данными с токамаков T-10, TEXTOR, Tore Supra, TFTR с круглым сечением плазменного шнура, поскольку именно для плазмы с таким сечением получены канонические профили (5) и (10).

PDB содержит информацию о 20 разрядах T-10 по двум временным точкам. Одна точка с омическим нагревом и вторая в конце ЭЦР-нагрева. Исходные профили плотности и температуры электронов плазмы для первого в базе данных импульса T-10 № 47379 с $q_{cyl} = 2.25$ показаны на рис. 2. Электронная температура в центре плазменного шнура $T_e(0)$ составила 1.25 кэВ на омической стадии и 3.24 кэВ в конце ЭЦР-нагрева. Плотность плазмы в центре шнура $n_e(0)$ составила $5.1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на омической стадии и $4.65 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в конце ЭЦР-нагрева. На рис. 3 представлены профили плотности и температуры электронов плазмы, нормированные на соответствующие значения при $r = 0$. Эти профили имеют существенно отличающуюся форму при омическом и ЭЦР-нагреве. Нормированные профили давления, полученные с использованием профилей плотности и температуры по соотношению (13),

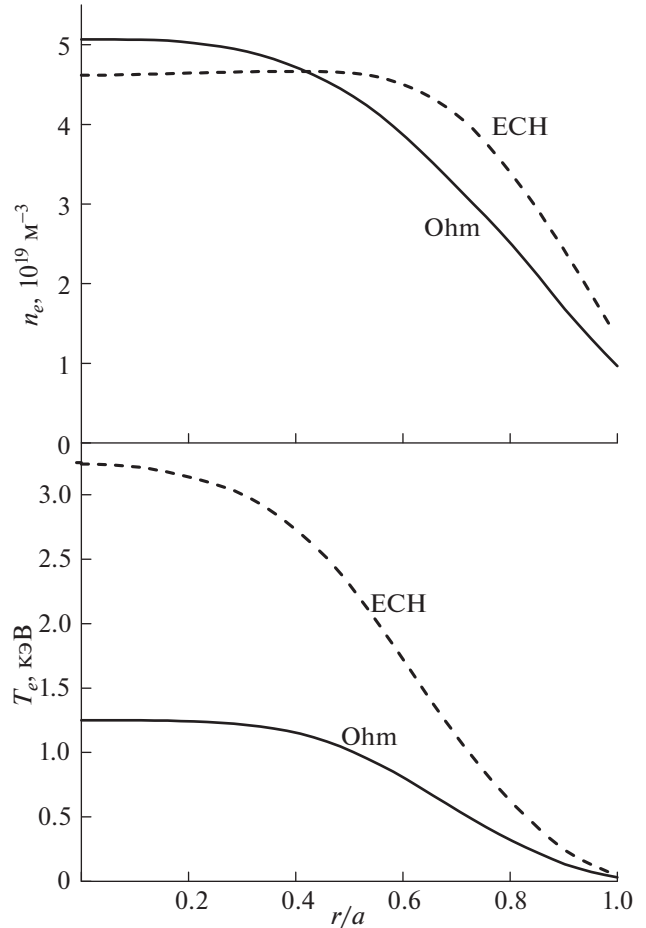


Рис. 2. Профили электронной плотности (вверху) и температуры (внизу) для омической стадии — сплошные линии, для ЭЦР-нагрева — пунктирные линии в импульсе T-10 № 47379.

представлены на рис. 4. Экспериментальные профили нормированного давления в импульсе T-10 № 47379 в омической стадии и при ЭЦР-нагреве оказываются близкими друг к другу, несмотря на различие формы составляющих их профилей плотности и температуры в разных режимах. На рис. 4 также показаны канонические профили p_{kad} (5) и p_{dns} (10). Экспериментальные профили нормированного давления заметно отличаются от обоих канонических профилей.

Сравнение профилей давления в остальных импульсах T-10 с каноническими потребовало бы представление 19 рисунков. Вместо этого табличные значения давления в зависимости от координаты

$\frac{r}{a}$ соотносятся с координатой $\sqrt{\frac{q_{cyl}}{q_0}} \frac{r}{a}$ для сравнения с профилем p_{kad} (5) и с координатой $\sqrt{\frac{q_{cyl} - q_0}{q_0}} \frac{r}{a}$ для сравнения с профилем p_{dns} (10). От-

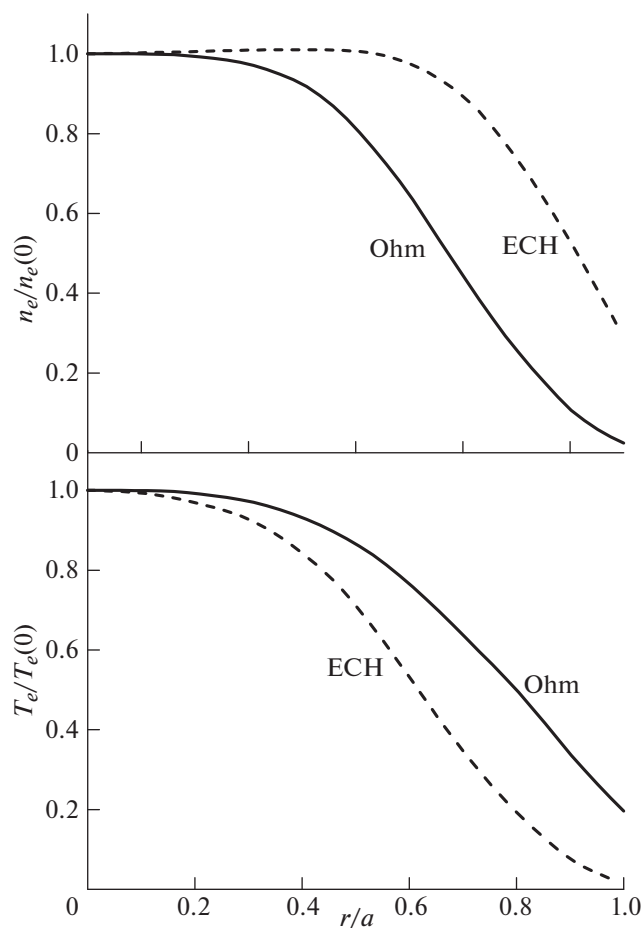


Рис. 3. Нормированные профили электронной плотности (вверху) и температуры (внизу) для омической стадии — сплошные линии, для ЭЦР-нагрева — пунктирные линии в импульсе T-10 № 47379.

метим, что подобная перенормировка радиальной координаты для сравнения с профилем (5) использована на рис. 1 работы [8]. В отношении профилей T-10 перенормировка координаты проводилась в предположении $q_0 = 1$, используемом в работах [8–10].

На рис. 5 представлено сравнение 20-ти омических профилей нормированного давления p/p_0 T-10 из базы данных PDB с каноническим профилем p_{kad} (5).

Сравнение 20-ти профилей нормированного давления T-10 на стадии ЭЦР-нагрева с каноническим профилем p_{kad} (5) представлено на рис. 6.

На рис. 7 представлено сравнение 20-ти омических профилей нормированного давления T-10 из базы данных PDB с каноническим профилем p_{dns} (10).

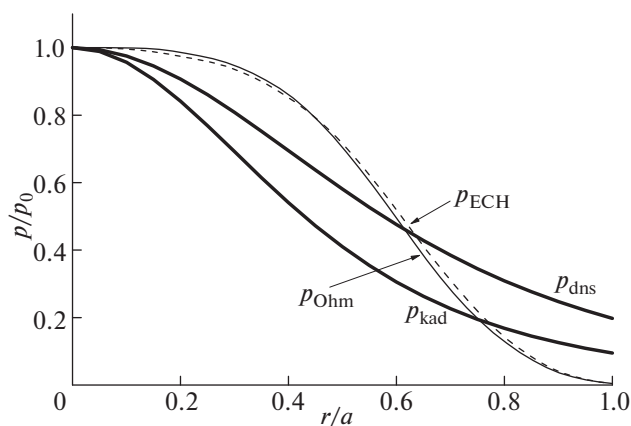


Рис. 4. Сравнение нормированных профилей давления в импульсе T-10 № 47379 с каноническими профилями p_{kad} (5) и p_{dns} (10). Канонические профили показаны сплошными жирными линиями, экспериментальные — сплошной тонкой для омической стадии и пунктирной — для стадии ЭЦР-нагрева.

Результаты сравнения, показанные на рис. 4–7, демонстрируют заметное отличие экспериментальных профилей нормированного давления T-10 от канонических профилей p_{kad} (5) и p_{dns} (10).

Сравнение экспериментальных профилей нормированного давления, полученных на других токамаках с круглым сечением, с каноническими профилями представлено ниже.

В отличие от данных T-10, содержащих по каждому импульсу профили только для двух моментов времени, данные с других установок содержат профили для десятков моментов времени — TEXTOR и сотен — Tore Supra и TFTR. Для сравнения экспериментальных профилей с каноническими выбирались профили в моменты времени ближайшие к временам, указанным в нульмерных данных (0-D файлы [11]). Так из данных TEXTOR по трем представленным импульсам отобраны 4 профиля. Перенормировка координаты $\frac{r}{a}$ к координате $\sqrt{\frac{q_{cyl}}{q_0}} \frac{r}{a}$ проводилась с использованием измеренного значения q_0 . Сравнение этих профилей нормированного давления TEXTOR с каноническим профилем p_{kad} (5) представлено на рис. 8.

Результаты, показанные на рис. 8, демонстрируют отличие экспериментальных профилей нормированного давления TEXTOR от канонического профиля p_{kad} (5).

Данные Tore Supra содержат по несколько сотен временных точек по каждому импульсу в базе данных PDB. Для сравнения экспериментальных профилей с каноническими, также, как и для TEXTOR, выбирались профили в моменты вре-

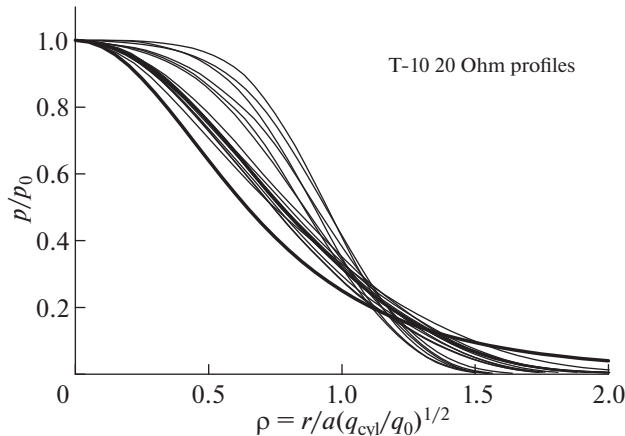


Рис. 5. Сравнение 20-ти омических нормированных профилей давления Т-10 из базы данных PDB (тонкие линии) с каноническим профилем p_{kad} (5) (жирная линия).

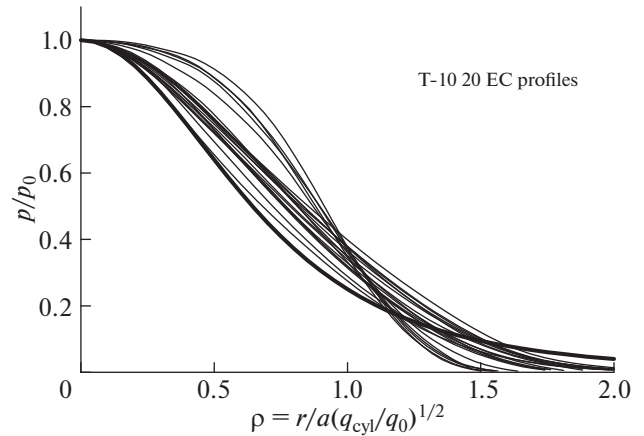


Рис. 6. Сравнение 20-ти нормированных профилей давления Т-10 на стадии ЭЦР-нагрева из базы данных PDB (тонкие линии) с каноническим профилем p_{kad} (5) (жирная линия).

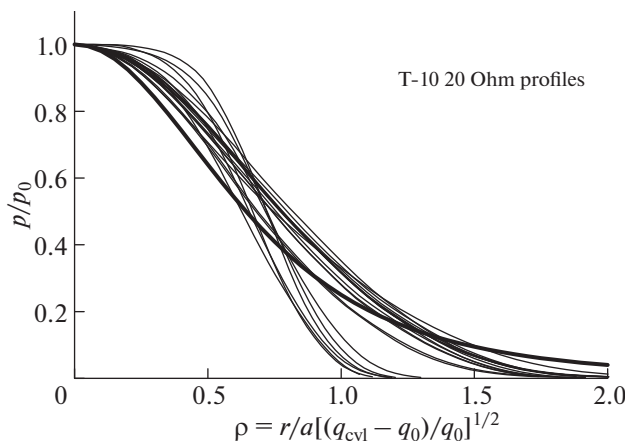


Рис. 7. Сравнение 20-ти омических нормированных профилей давления Т-10 из базы данных PDB (тонкие линии) с каноническим профилем p_{dns} (10) (жирная линия).

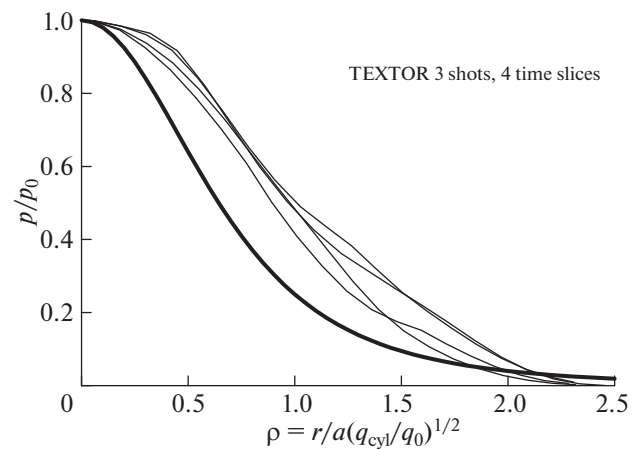


Рис. 8. Сравнение четырех нормированных профилей давления TEXTOR из базы данных PDB (тонкие линии) с каноническим профилем p_{kad} (5) (жирная линия).

мени ближайшие к временам, указанным в нульмерных данных (0-D файлы [11]). Перенормировка координаты $\frac{r}{a}$ к координатам $\sqrt{\frac{q_{cyl}}{q_0}} \frac{r}{a}$ и $\sqrt{\frac{q_{cyl} - q_0}{q_0}} \frac{r}{a}$ проводилась, также как и для TEXTOR, с использованием измеренного значения q_0 . Сравнение этих профилей нормированного давления с каноническим профилем p_{kad} (5) представлено на рис. 9.

Экспериментальные профили нормированного давления Tore Supra отличаются от канонического профиля p_{kad} (5).

Экспериментальные профили нормированного давления Tore Supra отличаются также и от канонического профиля p_{dns} (10) (см. рис. 10).

После детального рассмотрения данных Т-10 и профилей давления в отдельных временных точках TEXTOR и Tore Supra обратимся к данным TFTR. База данных PDB содержит информацию о 107 импульсах TFTR. По каждому импульсу представлены профили параметров плазмы в сотнях временных точек. Для анализа отобраны 4 импульса с разными типичными для TFTR характеристиками удержания: импульс 89168 в омическом режиме, 105314 в L-моду, 76770 — так называемый Super Shot, 84011 — импульс с обрат-

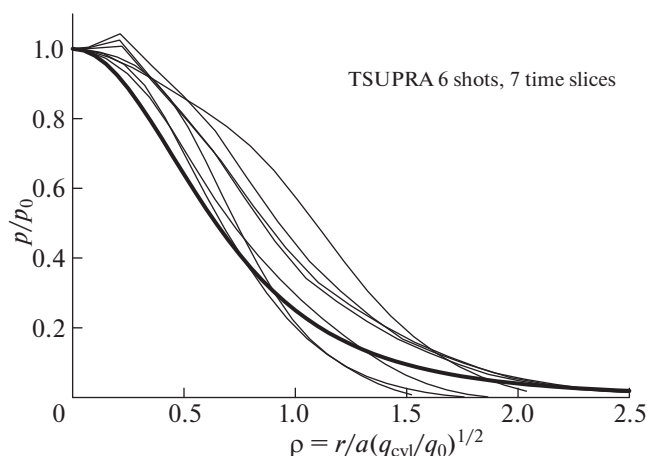


Рис. 9. Сравнение семи нормированных профилей давления Tore Supra из базы данных PDB (тонкие линии) с каноническим профилем p_{kad} (5) (жирная линия).

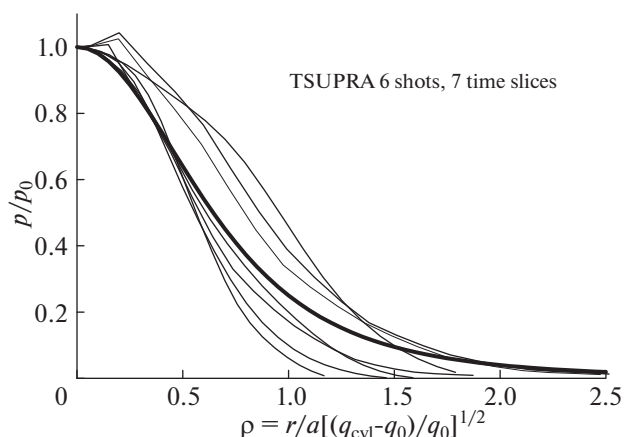


Рис. 10. Сравнение семи нормированных профилей давления Tore Supra из базы данных PDB (тонкие линии) с каноническим профилем p_{dns} (10) (жирная линия).

ным широм (с немонотонным профилем коэффициента запаса устойчивости). Для сравнения экспериментальных профилей с каноническими, также как для TEXTOR и Tore Supra, выбирались профили в моменты времени ближайшие к временам, указанным в нульмерных данных (0-D файлы [11]). Отметим, что именно эти времена названы “временами интереса” (time of interest) в файлах-комментариях, сопровождающих данные TFTR.

Данные TFTR, также, как и TEXTOR и Tore Supra, содержат профили коэффициента запаса устойчивости $q(r)$. Если для TEXTOR и Tore Supra использовалось только значение q_0 для перенормировки координаты $\frac{r}{a}$ к координатам $\sqrt{\frac{q_{cyl}}{q_0}} \frac{r}{a}$ и

$\sqrt{\frac{q_{cyl} - q_0}{q_0}} \frac{r}{a}$, то профиль q на TFTR используется для обсуждения связи между профилями $q(r)$ и $p(r)$. Эта связь канонических профилей

$$p(r)/p_0 = [q(r)/q_0]^{-2} \quad (14)$$

следует из соотношений (4) работ [8, 9] и соотношений (15) и (17) работы [10]. Эта связь также следует из сравнения соотношения (5) с (7) и соотношения (10) с (12).

Сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного электронного давления для импульса 89168 TFTR в омическом режиме с каноническими показано на рис. 11.

Экспериментальный профиль нормированного давления p_{TFTR} в омическом импульсе 89168 за-

метно отличается от канонических профилей p_{kad} [8] и p_{dns} [10], в то время как экспериментальный профиль коэффициента запаса устойчивости q_{TFTR} лежит между каноническими профилями q_{kad} [8, 9] и q_{dns} [10]. Сходство профиля q_{TFTR} и профилей q_{kad} , q_{dns} и отличие, с другой стороны, профиля p_{TFTR} от профилей p_{kad} , p_{dns} служит основанием для сомнения в правильности связи (14).

Сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного электронного давления для импульса L-моды 105314 TFTR с каноническими показано на рис. 12.

Если экспериментальный профиль коэффициента запаса устойчивости q_{TFTR} близок по форме к каноническим профилям q_{kad} [8, 9] и q_{dns} [10], то профиль нормированного давления p_{TFTR} заметно отличается от канонических профилей p_{kad} [8, 9] и p_{dns} [10]. Профиль нормированного давления p_{TFTR} имеет немонотонный характер, в отличие от профиля коэффициента запаса устойчивости q_{TFTR} . Таким образом, экспериментальные данные по форме профилей p_{TFTR} и q_{TFTR} находятся в противоречии со связью (14) для канонических профилей давления и коэффициента запаса устойчивости.

Сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного электронного давления для импульса с характеристикой Super Shot 76770 TFTR с каноническими показано на рис. 13.

Экспериментальные профили коэффициента запаса устойчивости q_{TFTR} и давления p_{TFTR} в им-

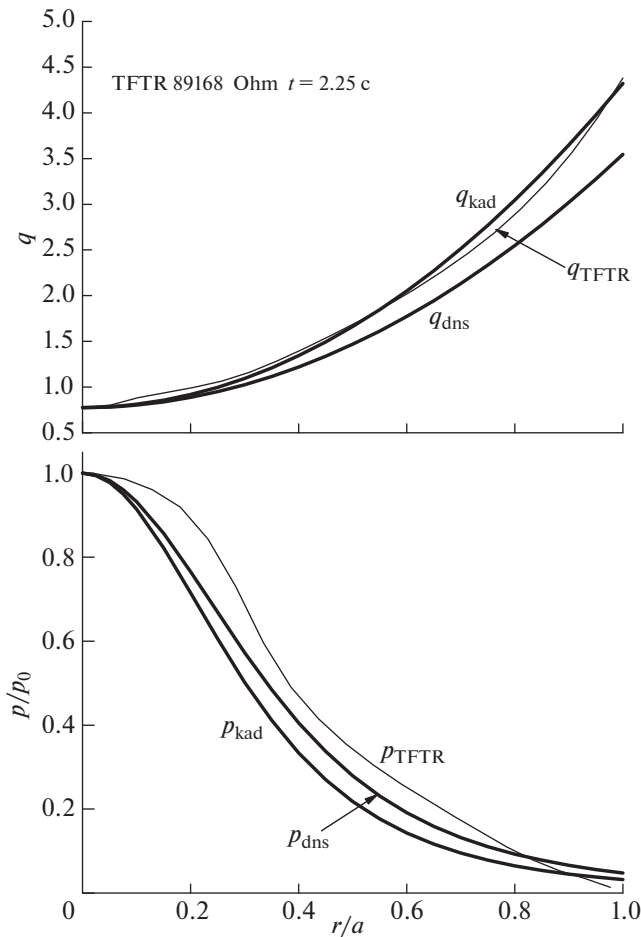


Рис. 11. Сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного давления в омическом импульсе 89168 TFTR (тонкие линии) с каноническими профилями (жирные линии).

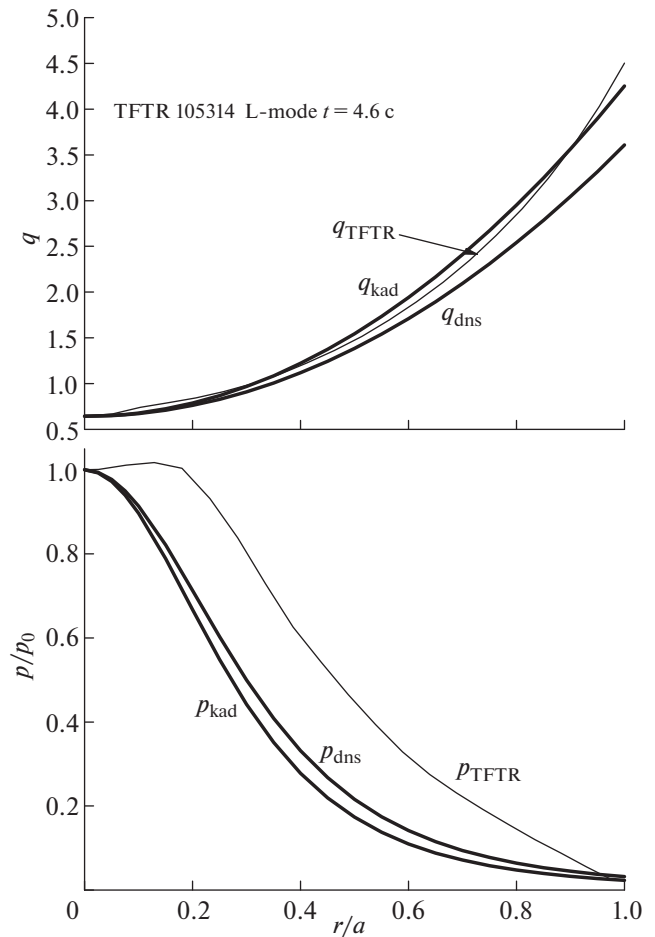


Рис. 12. Сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного давления в импульсе L-моды 105314 TFTR (тонкие линии) с каноническими профилями (жирные линии).

пульсе Super Shot 76770 отличаются от канонических профилей. Экспериментальный профиль давления p_{TFTR} лежит ниже канонических профилей p_{kad} [8, 9] и p_{dns} [10] и, таким образом, является более обостренным, в отличие от всех рассмотренных ранее случаев, в которых экспериментальный профиль давления оказывался более пологим в окрестности $r = 0$, чем канонический.

Немонотонный экспериментальный профиль коэффициента запаса устойчивости в импульсе с обратным широм естественным образом должен отличаться от исходно предполагаемого монотонного канонического профиля. Но для относительной полноты рассмотрения данных TFTR с различными характеристиками удержания на рис. 14 представлено сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного электронного давления с

каноническими для импульса с обратным широм 84011.

Как и предполагалось, экспериментальные профили существенно отличаются от канонических. Несмотря на немонотонность профиля коэффициента запаса устойчивости q_{TFTR} , профиль нормированного электронного давления p_{TFTR} оказывается не только монотонным, но и довольно сильно обостренным, что свидетельствует об отсутствии связи (14) между профилями p и q .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено сравнение экспериментальных нормированных профилей электронного давления плазмы для разрядов с токамаков с круглым сечением T-10, TEXTOR, Tore Supra, TFTR с каноническими профилями [8–10]. Электронное давление рассчитано как произведение темпера-

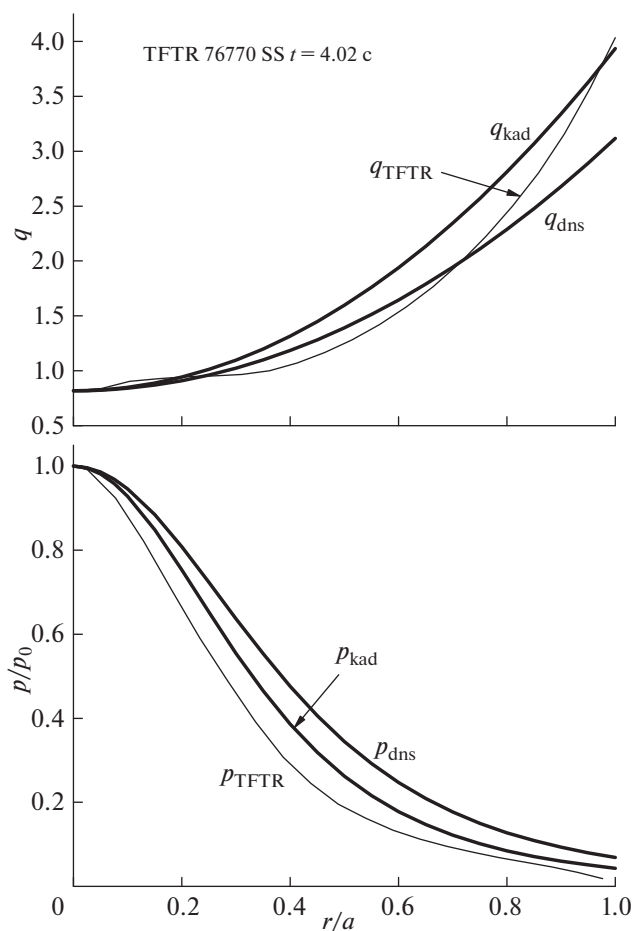


Рис. 13. Сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного давления в импульсе Super Shot 76770 TFTR (тонкие линии) с каноническими профилями (жирные линии).

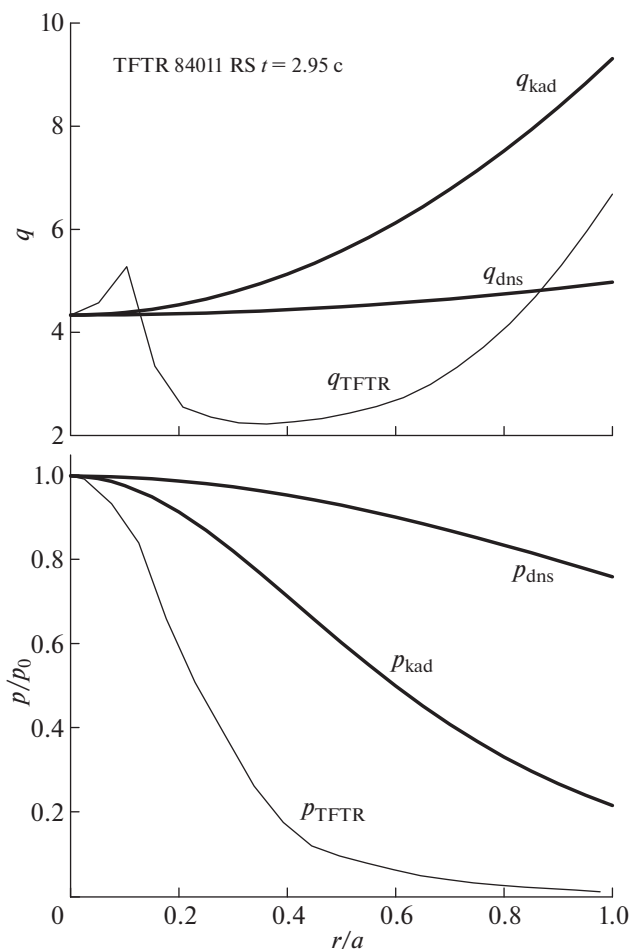


Рис. 14. Сравнение экспериментальных профилей коэффициента запаса устойчивости и нормированного давления в импульсе с обратным широм 84011 TFTR (тонкие линии) с каноническими профилями (жирные линии).

туры и плотности, профили которых содержатся в международной базе данных [11]. Полученные значения давления нормируются на величину давления в центре плазменного шнура. Сравнение показывает заметное отличие экспериментальных нормированных профилей электронного давления плазмы от канонических. Кроме того, установлено, что между экспериментальными профилями давления и профилями коэффициента запаса устойчивости отсутствует связь, предполагаемая в работах [8–10]. Выявленное отличие экспериментальных нормированных профилей давления из международной базы данных [11] от канонических профилей не соответствует утверждению в работах [8, 9] о хорошей согласованности канонического профиля давления плазмы с экспериментальными данными.

Автор благодарен Ю.Н. Днестровскому за поддержку работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

О РЕЗУЛЬТАТАХ РАБОТЫ (13), БЛИЗКИХ К ТЕМЕ СРАВНЕНИЯ КАНОНИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ

В работе [13] на рис. 7 представлены результаты расчета профилей нормированного давления плазмы с использованием адиабатически-редуцированной МГД-модели нелинейной динамики плазмы. Рассмотрим рис. 7б, на котором представлены рассчитанные нормированные профили давления для трех импульсов токамака Т-10 с различными значениями коэффициента запаса устойчивости на границе плазменного шнура $q_L = q_{cyl}$: 8.5, 4 и 3 (Отметим, ошибочное наименование горизонтальной оси – ρ , см. Должен быть нормированный радиус $\hat{\rho}$, определенный выше в (13) как $\hat{\rho} = r/\sqrt{I_p R/B_0}$).

Таблица 1. Значения нормированного давления плазмы p/p_0 , p_{dns} и p_{kad} в зависимости от значения нормированного радиуса плазмы $\hat{\rho}$

$\hat{\rho}$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
p/p_0 из Рис. 7б	0.76	0.38	0.17	0.07	0.03
p_{dns}	0.72	0.34	0.15	0.07	0.03
p_{kad}	0.69	0.31	0.13	0.06	0.03

В расчетах достигнуто практически полное совпадение профилей с разными значениями q_L . Такое совпадение не согласуется со связью (14) для канонических профилей давления и коэффициента запаса устойчивости. В соответствии с (14) профили нормированного давления с разными значениями q_L должны различаться. Интересно сравнить профили, представленные на рис. 7б с каноническими профилями p_{kad} (5) и p_{dns} (10). Данные для такого сравнения представлены в табл. 1.

Данные p/p_0 из рис. 7б получены “оцифровкой” сплошной кривой для разряда #22888 с $q_L = 8.5$, данные для p_{dns} рассчитаны для $q_L = 8.5$.

Сравнение показывает, что профиль p/p_0 из рис. 7б близок к профилю p_{dns} и заметно отличается от профиля p_{kad} . Кроме расчетных профилей на рис. 7б квадратами представлен экспериментальный нормированный профиль давления в разряде #22888 с $q_L = 8.5$. Экспериментальный нормированный профиль близок к расчетным. Следовательно, экспериментальный профиль давления в разряде #22888 так же, как и расчетные, отличается от профиля p_{kad} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Coppi B.* // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1980. V. 5. P. 261.
2. *Esipchuk Yu.V., Razumova K.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 1253.
3. *Аликаев В.В., Багдасаров А.А., Васин Н.В., Днестровский Ю.Н., Есипчук Ю.В., Кислов А.Я., Ноткин Г.Е., Разумова К.А., Стрелков В.С., Тарасян К.Н.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 1027.
4. *Razumova K.A., Andreev V.F., Eliseev L.G., Kantor M.Y., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055003.
5. *Razumova K.A., Kasyanova N.V., Andreev V.F., Lysenko S.E.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 125007.
6. *Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovov N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
7. *Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Субботин Г.Ф., Соловьев Н.А., Сычугов Д.Ю., Черкасов С.В.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. С. 9.
8. *Кадомицев Б.Б.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 1032.
9. *Кадомицев Б.Б.* // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 771.
10. *Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 579.
11. The ITER 1D Modelling Working Group: *Boucher D., Connor J.W., Houlberg W.A., Turner M.F., Bracco G., Chudnovskiy A., Cordey J.G., Greenwald M.J., Hoang G.T., Hogewij G.M.D., Kaye S.M., Kinsey J.E., Mikkelsen D.R., Ongena J., Schissel D.R., Shirai H., Stober J., Stubberfield P.M., Waltz R.E., Weiland J.* // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. № 12. P. 1955.
12. *Днестровский А.Ю., Пастухов В.П., Чудин Н.В.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 325.
13. *Пастухов В.П.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 808.

ВОЗМОЖНОСТЬ ДОСТИЖЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ ПРИ МАГНИТНОМ ОБЖАТИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ ТОКОМ ДИСКОВОГО ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

© 2023 г. А. В. Ивановский^{a,b,*}, В. И. Мамышев^a

^a Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ),
Москва, Россия

^b Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

*e-mail: ivanovsky@elph.vniief.ru

Поступила в редакцию 28.03.2023 г.

После доработки 03.05.2023 г.

Принята к публикации 07.05.2023 г.

Одно из направлений достижения термоядерного зажигания — сжатие разогретой замагниченной плазмы лайнером. Концепция развивается в США на установке Z (проект MagLIF). Для достижения зажигания необходимо создать импульс тока амплитудой 60 МА и более. Установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных дело будущего. Наряду с этим взрывомагнитные генераторы уже сегодня реализуют требуемые токи, но с более длительным временем нарастания. В работе на основании проведенных расчетов сжатия горячей замагниченной плазмы обсуждаются возможности достижения зажигания с применением современных дисковых взрывомагнитных генераторов.

Ключевые слова: инерционный термоядерный синтез, дисковые взрывомагнитные генераторы, электровзрывной размыкатель тока, сжатие плазмы лайнером

DOI: 10.31857/S036729212360036X, **EDN:** VYHERC

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из направлений инерционного термоядерного синтеза, развивающимся на электрофизических установках, является сжатие предварительно разогретой замагниченной плазмы лайнером. Предварительный нагрев снижает требования по величине сжатия, а замагниченность уменьшает потери на теплопроводность и обеспечивает дополнительный разогрев α -частицами даже при низкой плотности плазмы. Как в России, так и в США развивается концепция магнитного обжатия (МАГО)/magnetized target fusion (MTF), в которой предварительный нагрев плазмы производится токовым импульсом, а последующее — сжатие лайнерной системой [1–10]. К сожалению, из-за появления в предварительно нагретой плазме примесей тяжелых элементов достичь ее времени жизни ≥ 10 нс, требуемого для реализации стадии сжатия, так и не удалось.

В последние годы в США на установке Z развивается проект MagLIF [11, 12] с предварительным нагревом плазмы лазерным излучением (ЛИ). В процессе сжатия реализован выход 2×10^{12} нейтронов в ДД-реакции [13]. Из-за более

короткого времени имплозии плазмы проект MagLIF не так сильно восприимчив к примесям тяжелых элементов, как МАГО/MTF [14, 15]. Возможно, влияние примесей будет не столь существенно и при имплозии плазмы за время ~ 1 нс, поскольку при лазерном разогреве, можно избежать прямого контакта разогретой плазмы с сжимающей оболочкой.

Реализация термоядерного зажигания требует создания электрофизических установок с импульсами тока ~ 60 МА [12, 16]. Самая мощная установка на основе конденсаторных батарей — установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных, чем Z дело будущего.

Возможно, наиболее быстрый и дешевый ответ на вопрос о возможности зажигания можно получить с использованием дисковых взрывомагнитных генераторов (ДВМГ). Соответствующая схема магнитного обжатия предварительно разогретой ЛИ замагниченной плазмы предложена в работе [17].

В работе путем решения уравнений МГД-приближения обосновывается возможность дости-

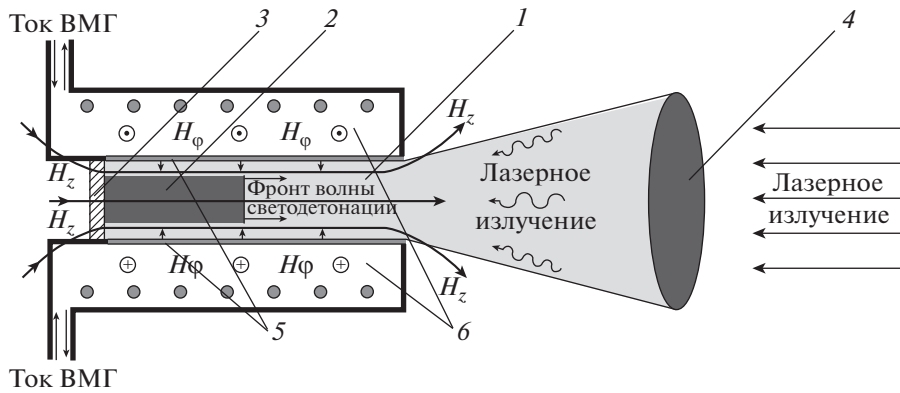


Рис. 1. Схема экспериментов: 1 – ДД- или ДТ-газ; 2 – плазма; 3 – заглушка; 4 – линза; 5 – лайнер; 6 – соленоид.

жения термоядерного зажигания в схеме [17] с применением дисковых ВМГ.

2. СХЕМА СЖАТИЯ ЛАЙНЕРОМ НАГРЕТОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ДТ-ПЛАЗМЫ

Схема экспериментов представлена на рис. 1 [17]. Лазерное излучение (ЛИ), проходя через ДД- или ДТ-газ, инициирует на заглушке 3 волну светодетонации [18], фронт которой распространяется со скоростью v_0 навстречу излучению. Энергия ЛИ поглощается на фронте волны светодетонации, формируя столб разогретой плазмы 2. Если магнитное поле H_0 соленоида 6 достаточно большое, то плазменный параметр $\beta = 4n_0kT_0/(\mu_0H_0^2) \leq 1$, где n_0 , T_0 – концентрация атомов газа и температура плазмы, а радиус плазменного столба r_0 меньше радиуса R_0 лайнера 5, и плазма не касается поверхности лайнера.

После формирования нагретой замагниченной плазмы начинается процесс сжатия ее лайнером, ускоряемым током дискового ВМГ, за время ~ 1 мкс. В описанной геометрии – Z– Θ -пинч – на установке PROTO-II (СНЛ, США) реализованы глубокие устойчивые сжатия газоплазменной неоновой оболочки по радиусу $\delta_{\max} \sim 22$ [19], где $\delta_{\max}$ определяется отношением начального радиуса лайнера R_0 к конечному R_f : $\delta_{\max} = R_0/R_f$. При этом теоретический предел устойчивых сжатий $\delta \sim 30$ [20]. Устойчивые глубокие сжатия Ве-лайнера достигнуты также в экспериментальных исследованиях проекта MagLIF [21]. В работе [22] теоретически исследована устойчивость плазменного шнура при сжатии в геометрии Z– Θ -пинча. Показано, что предел устойчивого сжатия плазмы составляет ~ 30 по радиусу, т.е. совпадает с пределом устойчивого сжатия лайнера. С учетом уменьшения плазменного параметра β в процессе сжатия это дает надежду на сжатие плазмы в $\delta = 20\text{--}30$ раз по радиусу без касания поверхности

лайнера, а следовательно, без примесей тяжелых элементов, увеличивающих потери энергии на излучение.

Для термоядерного зажигания 50% T–50% D плазмы массой M необходимо выполнение условия [23]

$$W = \frac{1}{M} \iint_{V_i} \frac{Q_{nf}}{\epsilon_T} dV dt = 0.3\text{--}1, \quad (1)$$

где дупль W – аналог критерия Лоусона для импульсных систем, Q_{nf} – мощность термоядерного энерговыделения, поглощаемая единицей объема плазмы, ϵ_T – удельная энергия сжимаемой плазмы, рассчитанная без учета термоядерного энерговыделения (по холодному газу).

Считаем, что нейтроны покидают плазму, т.е. не вносят вклада в Q_{nf} . Отношение Ларморовского радиуса α -частицы $r_\alpha = (2E_\alpha m_\alpha)^{1/2}/(eH_z)$ с энергией $E_\alpha = 3.5$ МэВ к радиусу шнура сжимаемой плазмы r_s в продольном магнитном поле плазменного шнура $H_z = H_0(r_0/r_s)^2 = H_0\delta^2$ в любой момент времени определяется из

$$\frac{r_\alpha}{r_s} = \frac{\sqrt{2E_\alpha m_\alpha}}{eH_0 r_0} \frac{1}{\delta} \approx \frac{0.54}{H_0 r_0} \frac{1}{\delta},$$

где начальная напряженность магнитного поля H_0 измеряется в МГс, радиус шнура r_0 в см. Видно, что в случае $H_0 \geq 0.1$ МГс, $\delta \geq 10$ радиус плазменного шнура $r_s \geq r_\alpha$ ($r_0 \sim 1$ см) и энергия α -частиц остается в плазме.

Мощность потерь энергии на излучение Q_r определяется объемным тормозным излучением, имеющим наибольшую интенсивность в области мягкого рентгеновского спектра.

В работе [24] показано, что в зависимости дупля W от $n_0 t_m$, где n_0 – концентрация частиц ДТ-топлива, t_m – время нарастания тока, имеется максимум. Расчеты в модели одномерной одножидкостной однотемпературной магнитной гид-

родинамики с учетом объемных потерь на тормозное излучение [25] показывают, что при сжатии $\delta \leq 20$ раз по радиусу и начальной температуре $T_0 = 0.25$ кэВ максимум достигается при $n_0 t_m \sim 6 \times 10^{13}$ с/см³ ($\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³) и его величина составляет $W^{\max} = 1$ [24]. Следует отметить, что при высоте плазменного шнура $h_0 \geq 10$ см и $t_m \sim 1$ мкс теплопроводность и разгрузка в продольном направлении снижает величину дупля W , но не более, чем в 2 раза [24].

3. ПРИБЛИЖЕНИЕ ОДНОРОДНОГО СЖАТИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Пусть в начальный момент времени холодный ДТ-газ плотностью ρ_0 находится в однородном магнитном поле H_0 . В результате ионизации и разогрева ЛИ столба газа радиуса r_0 до температуры T_0 формируется плазма, которая расширяется до радиуса r_s с альфвеновской скоростью до состояния равновесия, определяемого из условия

$$p_s + \frac{H_s^2}{8\pi} = \frac{H_0^2}{8\pi} \quad \left(p_s = A_p \rho_s T_s, A_p = 2 \frac{k}{Am_p} \right), \quad (2)$$

где H_s , ρ_s , T_s — равновесные магнитное поле, плотность и температура плазмы, $A = 2.5$ — атомный вес, m_p — масса протона, k — постоянная Больцмана.

В случае идеальной плазмы равновесные параметры связаны с начальными соотношениями

$$H_s = H_0 \left(\frac{r_0}{r_s} \right)^2, \quad \rho_s = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r_s} \right)^2, \quad T_s = T_0 \left(\frac{r_0}{r_s} \right)^{2(\gamma-1)}. \quad (3)$$

При нарастании внешнего продольного магнитного поля по времени при однородном сжатии в приближении объемных потерь на излучение параметры плазмы ρ , T , H могут быть определены из решения уравнений

$$A_p \rho T + \frac{H^2}{8\pi} = \frac{H_{ext}^2}{8\pi}, \quad H = H_s \frac{\rho}{\rho_s}, \quad r_{ext} = r_s \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho}}, \quad (4)$$

$$\frac{dT}{dt} - (\gamma - 1) T \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{\gamma - 1}{A_p} \left(\frac{Q_{nf}}{\rho} - \frac{4\sigma_{SB} T^4}{\rho \lambda_p} \right),$$

где H_{ext} , r_{ext} — внешние магнитное поле и радиус плазмы, σ_{SB} — постоянная Стефана—Больцмана, Планковский пробег излучения ℓ_p определяется из работы [26].

Обоснованием для применимости уравнений (4) является большое значение магнитного числа Рейнольдса $R_M = r_0 v_0 / (c^2 / 4\pi\sigma)$. При характерных $r_0 \sim 1$ см, скорости сжатия $v_0 \sim 10^6$ см/с и

температурах плазмы $T \geq 200$ эВ (проводимость $\sigma \geq 2.5 \times 10^{16}$ 1/с) величина R_M составляет $R_M \geq 350$.

Источник разогрева среды α -частицами определяется из

$$Q_{nf} = \frac{1}{4} \frac{E_\alpha (\sigma v)_{DT}}{A^2} \left(\frac{\rho}{m_p} \right)^2, \quad (5)$$

где m_p — масса протона, $(\sigma v)_{DT}$ — сечение термоядерной реакции [27].

Выход нейтронного излучения в единицу времени с единицы длины плазменного шнура определяется по формуле

$$\frac{dN_{TD}}{dt} = \frac{1}{A^2 m_p^2} \frac{\pi}{2} \int_0^{r_{ext}} (\sigma v)_{DT} \rho^2 r dr = \frac{\pi r_{ext}^2}{4} \frac{\rho^2}{A^2 m_p^2} (\sigma v)_{DT}. \quad (6)$$

Если внешнее магнитное поле формируется путем компрессии магнитного потока ускоряемым токовым импульсом $I(t)$ лайнером, то в случае если радиус лайнера $R_L \gg r_s$ величина H_{ext} может быть определена из решения следующих уравнений:

$$\frac{dR_L}{dt} = v_L, \quad m \frac{dv_L}{dt} = -\frac{I^2}{c^2 R_L} + \frac{R_L}{4} (H_{ext}^2 - H_0^2), \quad H_{ext} = H_0 \frac{R_0^2}{R_L^2}, \quad (7)$$

где v_L , m — скорость и погонная масса лайнера, $R_L|_{t=0} = R_0$, $v|_{t=0} = 0$.

При работе дискового ВМГ с электровзрывным размыкателем тока ток в цепи нагрузки создается под действием напряжения, возникающего при электровзрыве фольги. Для простоты будем считать его постоянным по времени и равным U_0 . При этом ток в лайнерной нагрузке $I(t)$ определяется из решения уравнения следующего вида:

$$\frac{d}{dt} [(L_0 + L(t)) I(t)] + E h_0 = U_0, \quad (8)$$

где L_0 — начальная индуктивность контура подвода энергии, $L(t) = (\mu_0 h_0 / 2\pi) \ln [R_0 / R_L]$, E — напряженность электрического поля на внешней поверхности лайнера, начальный ток $I|_{t=0} = 0$. В этом разделе считаем $E = 0$.

Выбранные для проведения расчетов величины сведены в табл. 1.

Соответствующие установившиеся параметры плазмы, полученные из (2), (3), составляют: $r_s = 0.88$ см; $H_s = 0.225$ МГс; $\rho_s = 10^{-4}$ г/см³; $T_s = 136$ эВ.

Таблица 1. Значения выбранных величин

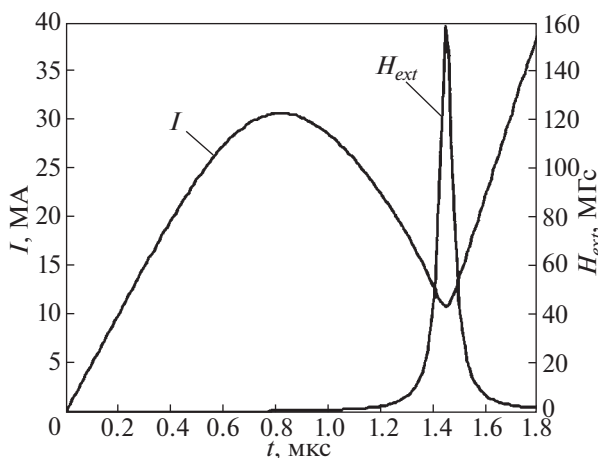
ρ_0 , г/см ³	H_0 , МГс	T_0 , эВ	r_0 , см	h_0 , см	R_0 , см	m , г/см	L_0 , нГн
2.5×10^{-4}	0.56	250	0.56	10	1	5.6	10

Решение уравнений (4) с начальными условиями $\rho|_{t=0} = \rho_s$, $T|_{t=0} = T_s$ и внешним магнитным полем H_{ext} , определяемым из (7), (8) при $U_0 = 0.5$ МВ и начальном токе $I|_{t=0} = 0$ представлено на рис. 2–5.

Видно, что максимальный ток в лайнере составил ~ 30 МА, что обеспечило усиление сжимающего плазму продольного магнитного поля H_{ext} до 160 МГс в момент времени ~ 1.5 мкс (рис. 2). Отметим, что длительность импульса сжимающего плазму магнитного поля (~ 70 нс) заметно меньше длительности токового импульса. Эта особенность рассматриваемой системы сжатия приводит к слабому влиянию краевых эффектов, связанных с разлетом плазмы и теплопроводностью вдоль силовых линий магнитного поля, при высоте плазменного шнура $h_0 \geq 10$ см [24].

Учет энерговыделения α -частиц привел к росту полного выхода нейтронного излучения, примерно, на порядок (см. рис. 4, 5). Его величина достигла $N \cong 1.8 \times 10^{18}$ н/см. Это связано с разогревом плазмы (температура возрастает в ~ 3.5 раза, рис. 3), выделяющимися в реакции ДТ-синтеза α -частицами.

В расчетах получены максимальные сжатия плазмы по радиусу $\delta_{max} = 22.9$ – 24.4 для случаев учета и без учета энерговыделения α -частицами соответственно. Это соответствует усилению магнитного поля в плазме (росту плотности) в $\delta_{max}^2 = 525$ – 600 раз. С такими сжатиями величина дупля $W = 1.1$ (1).

**Рис. 2.** Зависимости от времени тока I и внешнего магнитного поля H_{ext} .

Выгорание ДТ-смеси составило $\chi = 2NA m_p / (\pi r_s^2 \rho_s) \cong 7.4\%$. На момент времени $t_m = 1.6$ мкс введенная в контур сжатия энергия составила

$E_{el} = U_0 \int_0^{t_m} I(t) dt \cong 16$ МДж. При этом, полученная термоядерная энергия $E_{TЯ} = N h_0 E_N \cong 40$ МДж ($E_N = 14$ МэВ), превысила введенную в контур сжатия энергию магнитного поля в $\eta = E_{TЯ} / E_{el} \cong 2.5$ раза.

Таким образом, в идеальном случае однородного сжатия бесконечно тонким лайнером, без диффузии магнитного поля и полностью замороженных электронной и ионной теплопроводностей плазмы поперек магнитного поля в рассмотренной системе наблюдается термоядерное зажигание при напряжении источника $U_0 = 0.5$ МДж (токе ~ 30 МА) с положительным выходом термоядерной энергии.

Для учета указанных эффектов необходимы детальные расчеты сжатия в приближении магнитной гидродинамики.

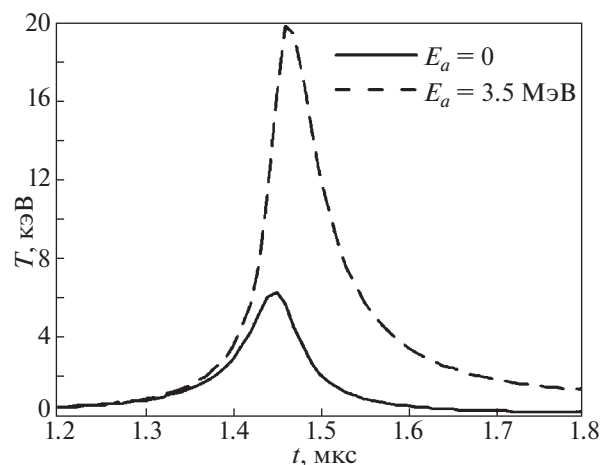
3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем описывать динамику плазмы системой одномерных уравнений магнитной гидродинамики, которая в Лагранжевых координатах

($s = \int_0^r \rho dr$) имеет вид [28]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (rv), \quad \frac{dr}{dt} = v,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r \frac{\partial (p + \eta)}{\partial s} + f_r,$$

**Рис. 3.** Зависимости от времени температуры плазмы T с учетом ($E_\alpha = 3.5$ МэВ) и без учета ($E_\alpha = 0$) разогрева α -частицами.

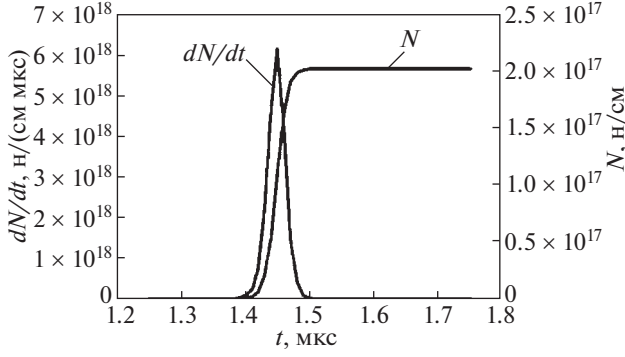


Рис. 4. Зависимости от времени выхода нейтронного излучения N без учета разогрева среды α -частицами.

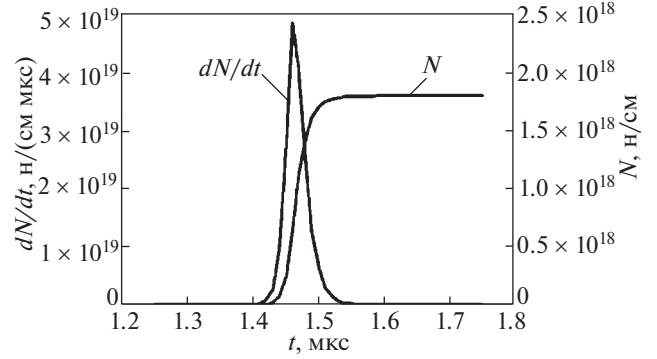


Рис. 5. Зависимости от времени выхода нейтронного излучения N с учетом разогрева среды α -частицами.

$$\begin{aligned} f_r &= -r \frac{\partial H_z^2}{\partial s} \frac{1}{8\pi} - \frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\phi)^2}{\partial s} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z}{\rho} \right) &= -\frac{\partial (rE_\phi)}{\partial s}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_\phi}{r\rho} \right) = \frac{\partial E_z}{\partial s}, \\ i_\phi &= -\frac{1}{4\pi} r\rho \frac{\partial H_z}{\partial s} = \sigma E_\phi, \\ i_z &= \frac{\rho}{4\pi} \frac{\partial (rH_\phi)}{\partial s} = \sigma E_z, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} + p_T \frac{\partial (rv)}{\partial s} &= -\frac{\partial}{\partial s} (rW) - \frac{\partial}{\partial s} (rS) - \\ &- \eta \frac{\partial (rv)}{\partial s} + \frac{i_\phi E_\phi + i_z E_z}{\rho} + \frac{Q_{nf}}{\rho}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W &= -\chi_\perp r\rho \frac{\partial T}{\partial s}, \quad \frac{\partial (rS)}{\partial s} = \frac{1}{\rho \lambda_p} (4\sigma_{SB} T^4 - cU), \\ S &= -\rho r \frac{\lambda_r c}{3} \frac{\partial U}{\partial s}, \end{aligned}$$

где t — время; r — радиус; v — скорость; ρ — плотность; p , p_T — полное и тепловая части давления; ε_T — удельная энергия; T — температура; η — численная вязкость; H_z , H_ϕ — продольная и азимутальная компоненты магнитного поля; i_z , i_ϕ — продольная и азимутальная компоненты плотности тока; E_z , E_ϕ — продольная и азимутальная компоненты электрического поля; W , S — потоки тепловой и лучистой энергий; U — плотность энергии излучения; c — скорость света; σ_{SB} — постоянная Стефана–Больцмана.

Уравнения дополняются уравнениями состояния среды и зависимостями проводимости σ , росселандовского ℓ_r и планковского ℓ_p пробегов излучения, теплопроводности поперек магнитного поля $\chi_\perp$ от плотности и удельной энергии

$$\begin{aligned} p &= P(\rho, \varepsilon), \quad \sigma = \Sigma(\rho, \varepsilon), \quad \rho \ell_r = LR(\rho, T), \\ \rho \ell_p &= LP(\rho, T), \quad \chi_\perp = \lambda(\rho, T), \quad T = TEM(\rho, \varepsilon), \end{aligned}$$

и решаются в области $0 \leq s \leq s_0$ с начальными условиями

$$\rho|_{t=0} = \begin{cases} \rho_{CU}, & R_0 + \delta_L \geq r \geq R_0, \\ \rho_0, & R_0 > r > 0, \end{cases}$$

$$r|_{t=0} = r_i^0, \quad v|_{t=0} = 0,$$

$$\varepsilon_T|_{t=0} = \begin{cases} \varepsilon_0(\rho_0, T_0), & r_0 \geq r \geq 0, \\ 0, & R_0 + \delta_L \geq r \geq r_0, \end{cases}$$

$$H_\phi|_{t=0} = 0, \quad H_z|_{t=0} = H_0,$$

начальная плотность меди $\rho_{CU} = 8.96 \text{ г/см}^3$.

Уравнения (9) решаются с граничными условиями вида:

— динамическая группа: $v|_{s=0} = 0$, $(p + \eta)|_{s=s_0} = 0$;

— магнитная группа: $E_\phi|_{s=0} = 0$, $H_z|_{s=s_0} = H_0$,

$$H_\phi|_{s=0} = 0, \quad H_\phi|_{s=s_0} = \frac{I(t)}{5r|_{s=s_0}};$$

— тепловая группа $W|_{s=0} = 0$, $W|_{s=s_0} = 0$, $S|_{s=0} = 0$, $(S - 0.5cU)|_{s=s_0} = 0$.

Ток определяется из решения уравнения (8) с величиной $E = E_z(s = s_0)$.

Начальные параметры при решении (9) соответствовали, приведенным в табл. 1 величинам. Погонная масса медного лайнера $m = 5.6 \text{ г/см}$ соответствует толщине $\delta_L = 0.1 \text{ см}$. Значение U_0 варьировалось при проведении расчетов.

Из условия (2) с учетом сохранения потока магнитного поля в сечении, ограниченном лайнером, установившиеся параметры плазмы составляют $r_s = 0.72 \text{ см}$, $H_s = 0.34 \text{ МГс}$, $\rho_s = 1.5 \times 10^{-4} \text{ г}$, $T_s = 180 \text{ эВ}$.

Решения уравнений (9) проводились по полностью консервативной разностной схеме [27].

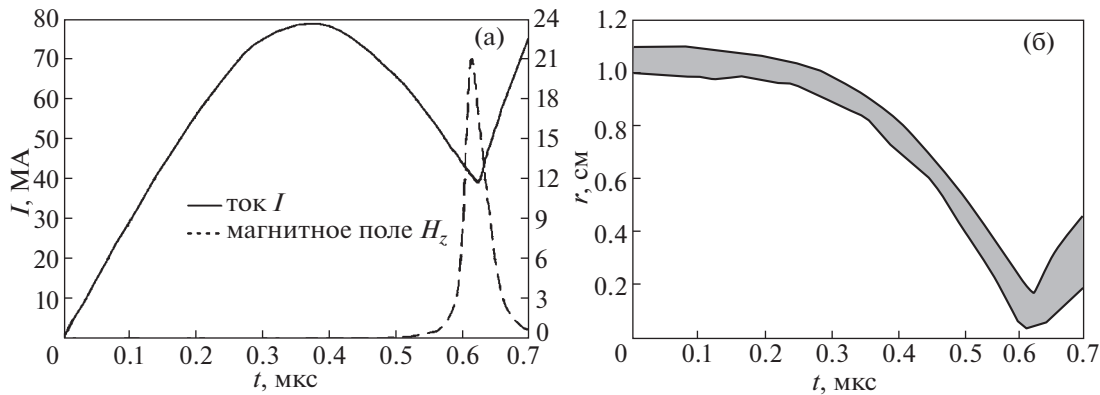


Рис. 6. Зависимости от времени величин, полученных в расчете без учета энерговыделения α -частицами ($E_\alpha = 0$) при $U_0 = 3$ МВ: ток I и магнитное поле H_z на оси системы (а); положения границ лайнера (б).

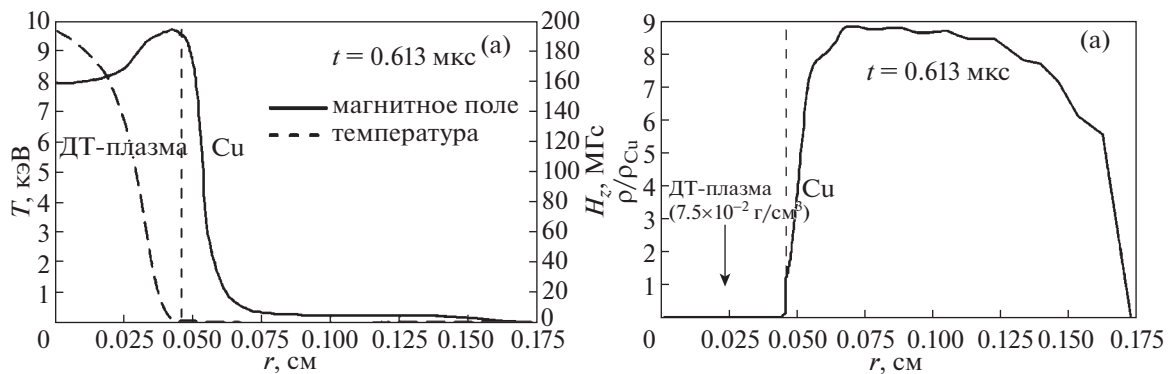


Рис. 7. Пространственное распределение величин на момент времени, близкий к максимуму сжатия: магнитное поле и температура (а); плотность (б).

ДТ-газ описывался на равномерной по радиусу сетке с числом ячеек N_g , медный лайнер — на расширяющейся по геометрической прогрессии Лагранжевой сетке с числом ячеек N_{Cu} и начальным шагом, равным конечному шагу лагранжевой сетки по ДТ-газу. Типичное количество точек, используемых в расчетах $N_g = 40$, $N_{Cu} = 100$.

При решении уравнений используются следующие выражения для скоростей процессов переноса:

— ДТ-плазма считалась идеальным газом, ее проводимость составляла σ , коэффициенты электронной и ионной теплопроводностей поперек магнитного поля $\chi_\perp$ ($\chi_\perp = \chi_\perp^e + \chi_\perp^i$) определялись из [25], росселандовы ℓ_r и планковские ℓ_p пробеги излучения из [26].

— уравнения состояния и проводимость меди определялись из [29], при этом в соответствии с [30] при плотности $\rho > \rho_{Cu}$ в проводимость вносятся поправка $\sigma = \sigma(\rho)(\rho/\rho_{Cu})^{2.27}$, коэффициент теплопроводности меди и пробеги излучения

определялись из [8, 31, 32], при этом степень ионизации рассчитывалась в приближении среднего иона [26].

Источник разогрева среды α -частицами определяется из (5) выход нейтронного излучения рассчитывался из (6).

На рис. 6 приведены полученные в расчете без учета энерговыделения α -частицами ($E_\alpha = 0$) при $U_0 = 3$ МВ зависимости от времени положения границ медного лайнера, тока I и магнитного поля H_z ($r = 0$).

Пространственные распределения величин на момент времени близкий к максимуму сжатия представлены на рис. 7. Вертикальной пунктирной кривой показана граница раздела ДТ-плазма—Cu.

Из рис. 6, 7 следует, что реализуемые сжатия плазмы, оцененные по росту магнитного поля на оси системы $\delta = \sqrt{H^{\max}/H_s} \cong 24$ близки к рассмотренному случаю однородного сжатия тонким лайнером. Однако при этом требуется в 6 раз

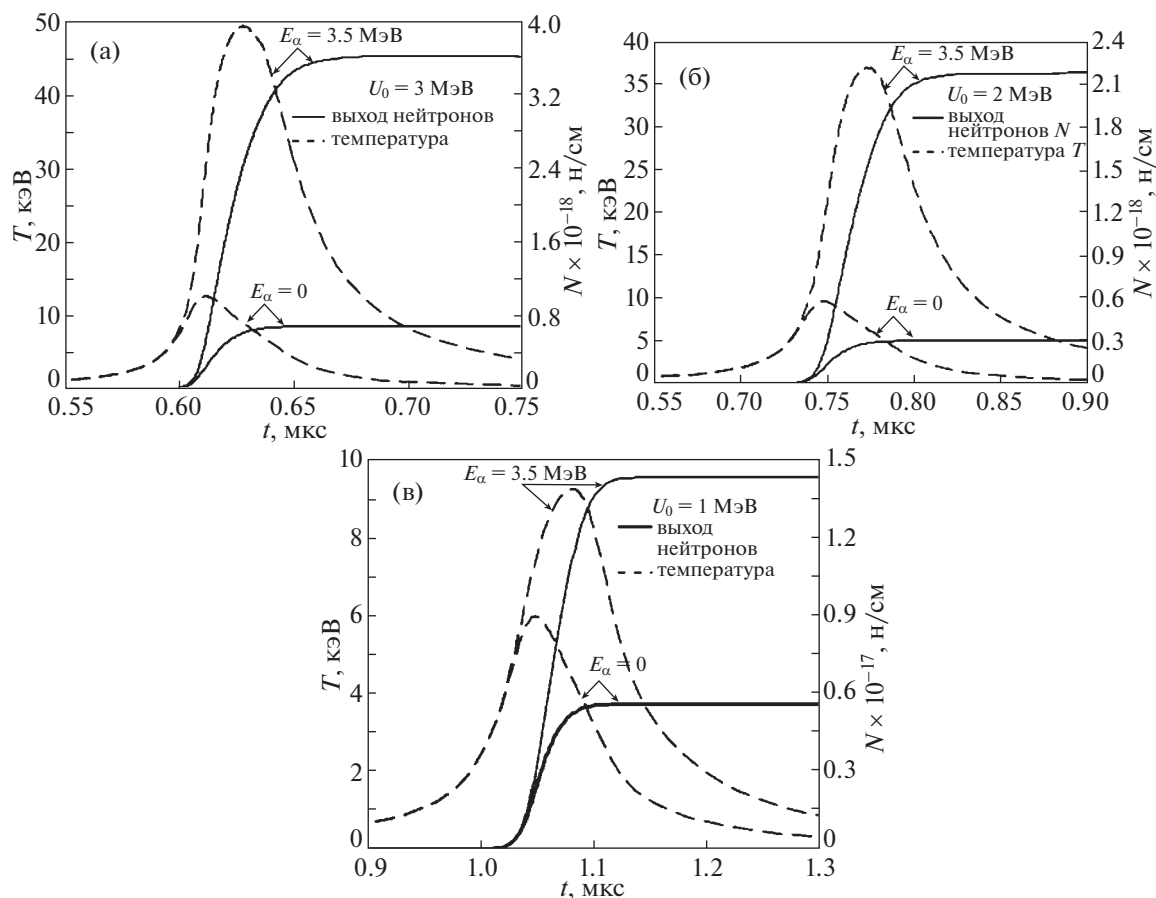


Рис. 8. Зависимости от времени температуры T и погонного выхода нейтронов N с учетом ($E_\alpha = 3.5$ МэВ) и без учета ($E_\alpha = 3.5$ МэВ) термоядерного энерговыделения при различных напряжениях источника: $U_0 = 3$ МВ (а); 2 МВ (б); 1 МВ (в).

большее напряжение и ток $I^{\max} \cong 80$ МА вместо $I^{\max} \cong 30$ МА в идеальном случае. Для реализации таких условий необходимо ввести в контур сжатия энергию $E_{el} \cong 110$ МДж, вместо $E_{el} \cong 16$ МДж в идеальном случае, что существенно повышает требование к источнику импульсной мощности. Следует отметить, что указанное нарастание тока приводит к значительному снижению времени имплозии лайнера с $\tau_{imp} \cong 1.4$ мкс до $\tau_{imp} \cong 0.6$ мкс и длительности воздействующего на плазму продольного магнитного поля. Последнее обстоятельство снижает влияние разлета плазмы и теплопроводности вдоль силовых линий магнитного поля, то есть уменьшается роль краевых эффектов.

На рис. 8 представлены зависимости от времени температуры плазмы на оси системы ($r = 0$) и выхода нейтронного излучения при учете и без учета термоядерного энерговыделения при напряжениях источника $U_0 = 1, 2, 3$ МВ.

Полученные в расчетах характеристики термоядерной плазмы: время имплозии лайнера τ_{imp} ,

погонный выход нейтронного излучения N , максимальные температура $T^{\max}$, магнитное поле $H^{\max}$, ток $I^{\max}$, значение величины дупля W и сжатие плазмы $\delta = \sqrt{H^{\max}/H_s}$, выгорание ДТ-топлива $\chi = 2NA_m p / (\pi r_0^2 \rho_0)$; вводимая в контур сжатия энергия магнитного поля $E_{el} = U_0 \int_0^{t_m} I(t) dt$ и кпд = $= E_n N h_0 / E_{el}$ ($E_n = 14$ МэВ) представлены в табл. 2.

Отметим, что в расчетах с $U_0 = 3$ МВ и $E_\alpha = 0$ без учета потоков тепла максимальная температура составила $T_{\max} = 13.3$ кэВ, выход нейтронов $N = 9.5 \times 10^{17}$ н/см, а без учета потоков тепла и излучения — $T_{\max} = 16.1$ кэВ, $N = 1.6 \times 10^{18}$ н/см.

Из табл. 2 и рис. 8 следует:

— при $U_0 = 3$ МВ и токе ~ 80 МА выход нейтронного излучения достигает $\sim 3.6 \times 10^{18}$ н/см, температура плазмы ~ 50 кэВ, выгорание ДТ-топлива $\sim 12\%$, кпд преобразования электромагнитной энергии в энергию нейтронов $\sim 70\%$, рост выхода нейтронов, кпд и выгорания ДТ-топлива растут

Таблица 2. Характеристики термоядерной плазмы

U_0 , МВ	Энерговыведение α -частиц	τ_{imp} , мкс	N , н/см	T^{max} , кэВ	H^{max} , МГц	I^{max} , МА	δ	W	χ , %	E_{el} , МДж	кпд, %
3	$E_\alpha = 0$ МэВ	0.613	7.1×10^{17}	12.6	211	79.1	24.9	0.51	2.4	109	14
	$E_\alpha = 3.5$ МэВ	0.610	3.6×10^{18}	49.4	170	79.1	23.9	—	12.2	117	69
2	$E_\alpha = 0$ МэВ	0.749	3.0×10^{17}	9.62	151	65	21.6	0.35	1.02	71.5	9.4
	$E_\alpha = 3.5$ МэВ	0.746	2.1×10^{18}	37.0	129	65	21.2	—	7.2	76.0	64
1	$E_\alpha = 0$ МэВ	1.05	5.5×10^{16}	6.02	86.1	48	17.3	0.08	0.19	38	3.3
	$E_\alpha = 3.5$ МэВ	1.05	1.4×10^{17}	9.31	81.1	48	17.2	—	0.48	37.6	8.6

более, чем в 5 раз при учете термоядерного энерговыведения;

– при $U_0 = 2$ МВ при падении тока до ~ 65 МА указанные величины уменьшаются, но не более, чем в 1.5 раза, а КПД не более, чем на 10%;

– при $U_0 = 1$ МВ при падении тока в ~ 1.5 раза наблюдается резкое снижение температуры в ~ 4 раза, выхода нейтронов, выгорания и КПД примерно на порядок.

Видно, что в расчетах зажигание реализуется при $U_0 = 2$ и 3 МВ. Соответствующие значения величины дупля $W = 0.35$ и 0.51 больше 0.3 (см. уравнение (1)).

При этом, выход нейтронов при $U_0 = 3$ МВ близок к реализуемому в идеальном случае однородного сжатия $\delta \approx 23$ бесконечно тонким лайнером (см. рис. 5). При $U_0 = 2$ МВ наблюдается незначительное снижение ($\sim 40\%$) нейтронного выхода. Поскольку в последнем случае время сжатия ~ 0.74 мкс достаточно большое, а превышение дупля W над пороговым значением $W = 0.3$ незначительно, процессы теплопроводности и растекания плазмы в продольном направлении вдоль силовых линий магнитного поля могут ухудшить условия горения. Исходя из этого, можно предположить, что при $U_0 = 2$ МВ достигается порог зажигания, термоядерное горение реализуется при $U_0 = 3$ МВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для реализации термоядерного зажигания необходимо сжатие ДТ-плазмы сечением ~ 1 см², плотностью 2.5×10^{-4} г/см³ с начальной температурой ~ 250 эВ источником тока с напряжением 2–3 МВ и энергией 100–150 МДж.

Плазма с такими параметрами может быть создана ЛИ длиной волны ~ 1 мкм, с энергией ~ 100 кДж и длительностью импульса ~ 25 мкс [17].

Источник тока с указанными параметрами может быть создан на базе дисковых ВМГ диаметром 640 мм в составе 30 дисковых элементов или

диаметром 1000 мм в составе 15 дисковых элементов.

Приведенные оценки являются предварительными. Их уточнение предполагается сделать в дальнейшем с реальным напряжением на фольговом электровзрывном размыкателе тока дискового ВМГ диаметром 640 мм, с учетом разгрузки плазмы и потерь тепла через торцы вдоль магнитных силовых линий в рамках двумерных (r – z) МГД-расчетов. А также оценить перспективность реализации магнитных пробок на торцах сжимаемого лайнера для уменьшения указанных потерь. Наряду с этим, необходимо убедиться в отсутствии катастрофического влияния развития желобковой неустойчивости на достижение зажигания в рассмотренной конфигурации. Для этого предполагается выполнить двумерное (r – ϕ) МГД-моделирование задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харитон Ю.Б., Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // УФН. 1976. Т. 120. С. 706.
2. Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б., Протасов М.С., Данов В.М., Жаринов Е.И. // ДАН. 1979. Т. 247. С. 83.
3. Буйко А.М., Волков Г.И., Гаранин С.Ф., Демидов В.А., Долин Ю.Н., Змушко В.В., Иванов В.А., Корчагин В.П., Ларцев М.В., Мамышев В.И., Мочалов А.П., Мохов В.Н., Морозов И.В., Москвичев Н.Н., Пак С.В., Павловский Е.С., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // ДАН. 1995. Т. 344. С. 323.
4. Lindemuth I., Reinovsky R.E., Christian R.E., Ekdahl C.F., Goforth J.H., Haight R.C., Idzorek G., King N.S., Kirpatrick R.C., Larson R.E., Morgan G.L., Olinger B.W., Oona H., Sheehey P.T., Shlaster J.S., Smith R.C., Veeser L.R., Warthen B.J., Younger S.M., Chernychev V.K., Mokhov V.N., Demin A.N., Dolin Y.N., Garanin S.F., Ivanov V.A., Korchagin V.P., Pak S.V., Pavlovskii E.S., Sileznev N.Y., Skobelev A.N., Volkov G.I., Yakubov V.B. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1953. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1953>
5. Garanin S.F. // IEEE Trans. Plasma Science. 1998. V. 26. P. 1230. <https://doi.org/10.1109/27.7225155>

6. *Garanin S.F., Mamyshev V.I., Palagina E.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2268.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878370>
7. *Garanin S.F., Mamyshev V.I., Yakubov V.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2273.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878368>
8. *Гаранин С.Ф.* Физические процессы в системах МАГО-МТФ. Саров: Российский федеральный ядерный центр – ВНИИ экспериментальной физики, 2012. 343 с.
9. *Chernychev V.K., Korchagin V.P., Babich L.P., Burenkov O.M., Dolin Yu.N., Duday P.V., Dudin V.I., Ivanov V.A., Ivanovsky A.V., Karpov G.V., Kraev A.I., Kudel'kin V.B., Kutsyk I.M., Mamyshev V.I., Morozov I.V., Pak S.V., Pollyushko, S.M., Shaidullin V.Sh., Skobelelev A.N., Tokarev V.A., Volkov A.A., Volkov G.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. P. 250.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2524211>
10. *Чернышев В.К., Корчагин В.П., Бабич Л.П., Буренков О.М., Волков Г.И., Долин Ю.Н., Дудин В.И., Иванов В.А., Ивановский А.В., Карпов Г.В., Краев А.И., Куделькин В.Б., Морозов И.В., Пак С.В., Полюшко С.М., Скобелев А.Н., Токарев В.А., Зубаерова Р.Р.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 133.
<https://doi.org/10.7868/S0367292118020026>
11. *Slutz S.A., Herrmann M.C., Vesey R.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Rovang D.C., Peterson K.J., Cuneo V.E.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 056303.
<https://doi.org/10.1063/1.3333505>
12. *Slutz S.A., Vesey R.A.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 025003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.025003>
13. *Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Hahn K.D., Hansen S.B., Harding E.C., Knapp P.F., Schmit P.F., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Ro-vang D.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cuneo M.E., Harvey-Thompson A.J., Herrmann M.C., Hess M.N., Johns O., Lamppa D.C., Martin M.R., McBride R.D., Peterson K.J., Porter J.L., Robertson G.K., Rochau G.A., Ruiz C.L., Savage M.E., Smith I.C., Stygar W.A., Vesey R.A.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 155003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.155003>
14. *Gomez M.R., Slutz S.A., Knapp P.F., Hank R.D., Weis M.R., Harding E.C., Geissel M., Fein J.R., Glin-sky V.E., Hansen S.B., Harvey-Thompson A.J., Jen-nings C.A., Smith I.C., Woodbury D., Ampleford D.J., Awe T.J., Chandler G.A., Hess M.N., Lamppa D.C., My-ers C.E., Ruiz C.L., Sefkow A.B., Schwarz J., Yager-Elorriaga D.A., Jones B., Porter J.L., Peterson K.J., Mc-bride R.D., Rochau G.A., Sinars D.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 2081.
<https://doi.org/10.1109/TRS.2019.2893517>
15. *Knapp P.F., Gomez M.R., Hansen S.B., Glin-sky M.E., Jennings C.A., Sluts S.A., Harding E.C., Hahn K.D., Weis M.R., Evans M.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 012704.
16. *Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Hahn K.D., Han-sen S.B., Knapp P.F., Schmit P.F., Ruiz C.L., Sinars D.B., Harding E.C., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Ro-vang D.C., Smith I.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cuneo M.E., Harvey-Thompson A.J., Hess M.N., Lamp-pa D.C., Martin M.R., McBride R.D., Peterson K.J., Por-ter J.L., Rochau G.A., Savage M.E., Stygar W.A., Ve-sey R.A., Herrmann M.C., Schroen D.G.* // Phys. Plas-mas. 2015. V. 22. P. 056306.
<https://doi.org/10.1063/4919394>
17. *Гаранин С.Г., Ивановский А.В., Куликов С.М., Ма-мышев В.И., Певный С.Н., Розачев В.Г.* // Физика плазмы. 2022. Т. 47. С. 1.
<https://doi.org/10.31857/S036729212202007X>
18. *Райзер Ю.П.* Основы современной физики газо-разрядных процессов. М., Наука, 1980.
19. *Felber F.S., Malley M.M., Wessel F.J., Matzen M.K., Palmer M.A., Spielman R.B., Liberman M.A., Veliko-vich A.L.* // Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 2053.
<https://doi.org/10.1063/1.866657>
20. *Golberg S.M., Liberman M.A., Velikovich A.L.* // Plas-ma Phys Controlled Fusion. 1990. V. 32. P. 319.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/32/5/002>
21. *McBride R.D., Slutz S.A., Vesey R.A., Gomez M.R., Sef-kow A.B., Hansen S.B., Knapp P.F., Schmit P.F., Geis-sel M., Harvey-Thompson A.J., Jennings C.A., Har-ding E.C., Awe T.J., Rovang D.C., Hahn K.D., Mar-tin M.R., Cochran K.R., Peterson K.J., Rochau G.A., Porter J.L., Stygar W.A., Campbell E.M., Nakhleh C.W., Herrmann M.C., Cuneo M.E., Sinars D.B.* // Phys. Plas-mas. 2016. V. 23. P. 012705.
<https://doi.org/10.1063/1.4939479>
22. *Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П.* // ВАНТ. сер. Теор. и прикл. физика. 1999. Вып. 1. С. 3.
23. *Вахрамеев Ю.С., Мохов В.Н., Попов Н.А.* // Атомная энергия. 1980. Т. 49. С. 121.
24. *Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П., Селе-мир В.Д.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 11.
25. *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
26. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Государственное из-во физико-матема-тической литературы, 1963.
27. *Козлов Б.Н.* // Атомная энергия. 1962. Т. 12. С. 238.
28. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1992. 422 с.
29. *Бакулин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 1963.
30. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: МИР, 1972.
31. *Гаранин С.Г., Мамышев В.И.* // ПМТФ/ 1990. № 1. С. 30.
32. *Буйко А.М., Garanin S.F., Demidov V.A., Kostjukov V.N., Kuzjaev A.I., Kulagin A.A., Mamyshev V.I., Mokhov V.N., Petrukhin A.A., Piskarev P.N., Protasov M.S., Cherny-shev V.K., Shevtsov V.A., Yakubov V.B.* // Megagauss Fields and Pulsed Power systems (MG-V) / Eds. Ti-tov V.M., Shvetsov G.A. N.Y.: Nova Science Publish-ers, Commack, 1990. P. 743.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ
В ИЗЛУЧЕНИЕ Z-ПИНЧА ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК СМЕШАННОГО
СОСТАВА НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1© 2023 г. К. Н. Митрофанов^{а,*}, А. Н. Грицук^а, В. В. Александров^а,
А. В. Браницкий^а, Е. В. Грабовский^а, Г. М. Олейник^а, И. Н. Фролов^а^а ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 07.04.2023 г.

Принята к публикации 24.04.2023 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) с энергией квантов более 100 эВ (в спектральном диапазоне с длинами волн λ короче 120 Å) при сжатии плазмы двухкаскадных вложенныхборок смешанного состава с различным отношением радиусов каскадов, проведенных на мощной электрофизической установке Ангара-5-1 при уровне разрядного тока до 3.5 МА. Внешний каскад состоял из волокон вещества с малым атомным номером (пластик), внутренний каскад — из вещества с высоким атомным номером (вольфрам, W). В случае вложенныхборок данной конструкции получено существенное повышение пиковой мощности МРИ по сравнению с одиночными W-сборками с теми же параметрами, что и у W-борок во внутреннем каскаде. Путем оптимизации линейной массы внешнего каскада и отношения радиусов каскадов получены мощные импульсы МРИ с высокой импульсной мощностью до 18 ТВт, энергией в импульсе ~ 140 кДж и короткой длительностью импульса ~ 5 нс. Показано, что путем оптимизации линейной массы внешнего каскада (волоконной сборки) можно достигнуть $\sim 90\%$ преобразования электромагнитной энергии, закачанной в окрестность лайнера, в энергию рентгеновского излучения пинча. При этом доля кинетической энергии сжатия плазмы в энергии излучения составляет не выше 30%. В оптимальных по выходной мощности МРИ выстрелах зарегистрировано увеличение доли энергии рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $\lambda \in (30, 40)$ Å, что на 30–100% выше по сравнению с одиночными W-сборками со схожими параметрами.

Ключевые слова: имплозия многопроволочной сборки, вложенные проволочные сборки, магнитное поле, тонкие проволоки/волокна, отставшая плазма, Z-пинч, рентгеновское излучение

DOI: 10.31857/S0367292123600176, EDN: VXMSDK

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение вложенныхборок в экспериментальных исследованиях по программе инерционного термоядерного синтеза (ИТС) на мощных электрофизических установках, таких как Ангара-5-1 (Россия), ZR (США), Julong-1 (КНР), позволило повысить мощность и энергию источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ, энергии квантов $h\nu > 100$ эВ), а также сократить длительность его импульса по сравнению с одиночными многопроволочными сборками [1–3]. Эксперименты с вложеннымиборками продемонстрировали лучшую воспроизводимость параметров импульса МРИ в отличие от одиночных многопроволочныхборок.

В работах, указанных выше, эксперименты проводились с вольфрам-вольфрамовыми (W-W)

вложенными проволочнымиборками. В частности, на установке ZR [1] для увеличения мощности и уменьшения длительности импульса МРИ наращивалась как линейная масса m_{out} внешнего каскада (W-сборки) с 900 мкг/см до 1850 мкг/см, так и линейная масса m_{in} внутреннего каскада (W-сборка) с 470 мкг/см до 1900 мкг/см. В такой постановке эксперимента для получения высокого выхода МРИ использовались конструкции (W-W) вложенныхборок с большой массой внешней сборки по отношению к массе внутренней сборки — $m_{out}/m_{in} = 2$. При этом было получено увеличение амплитуды импульса мощности излучения на 40% до (280 ± 40) ТВт, уменьшение ширины импульса на половине его высоты на 30% ($FWHM \sim 4$ нс) и уменьшение финального диаметра пинча в 1.5 раза (до 1 мм) по сравнению с одиночными W-сборками с линейной массой

проволок около 2050 мкг/см. Следует заметить, что в этих экспериментах полная линейная масса вложенныхборок отличалась от линейной массы проволок одиночной сборки, которая была выбрана для сравнения, и была в 1.4 раза больше. Данный подход основан на подавлении магнитной Релей-Тейлоровской (МРТ) неустойчивости, как одного из основных типов неустойчивостей, возникающих при имплозии проволочныхборок различных конструкций [4–6], за счет взаимодействия плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада. При этом плазма внешнего каскада из вещества с высоким атомным номером и с высокой излучательной способностью остается частично подверженной МРТ-неустойчивости. Это способствует образованию т.н. “отставшей плазмы” (“*trailing mass*”) [7]. Известно, что образование отставшей плазмы в результате развития неустойчивостей на финальной стадии сжатия плазмы негативно влияет на параметры импульса МРИ. Это ограничивает его амплитуду и увеличивает длительность за счет прилета отставшей плазмы с током после момента образования пинча. Для получения мощных импульсов рентгеновского излучения необходимо оптимизировать конструкцию лайнеров с целью уменьшения отставшей плазмы многозарядных ионов.

Поэтому наш новый подход для получения мощных выходов МРИ заключается в использовании двухкаскадных вложенныхборок смешанного состава, у которых вещество внешнего каскада заменено на вещество с малым атомным номером (с невысокой излучательной способностью в рентгеновском диапазоне спектра $h\nu > 100$ эВ). Данный подход основан на последних экспериментальных данных об интенсивности плазмообразования различных веществ $\dot{m}$ (в мкг/(см² · нс)) [8] и на особенностях динамики сжатия плазмы в таких сборках [9]. Внешний каскад представляет собой сборку, изготовленную из тонких пластиковых волокон; внутренний каскад — обычная вольфрамовая проволочная сборка. Такой дизайн вложенныхборок позволил существенно замедлить развитие МРТ-неустойчивости на финальной стадии сжатия плазмы W-сборки внутреннего каскада [10, 11]. При этом подверженная неустойчивости плазма внешнего каскада не оказывает существенного влияния на параметры импульса МРИ.

В экспериментах на установке Ангара-5-1 по сжатию плазмы вложенныхборок использовались сборки смешанного состава с отношением радиусов внутреннего и внешнего каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5$. При этом, варьируя массу пластиковых волокон внешнего каскада при уровне разрядного тока 2.5–3 МА, удалось достичь двукратного увеличения пиковой мощности МРИ 10 ТВт и сокращения длительности импульса излучения

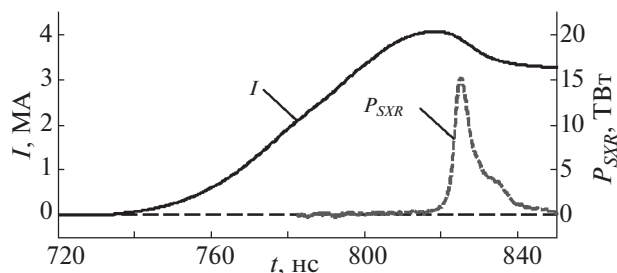


Рис. 1. Типичные временные зависимости полного тока I и импульса мощности МРИ P_{SXR} в экспериментах по сжатию вложенныхборок смешанного состава на установке Ангара-5-1.

до 5 нс по сравнению с одиночными сборками с идентичными значениями линейной массы вольфрамовых проволок, их количества и начального радиуса сборки [12, 13]. Последние эксперименты показывают, что возможно достижение прогнозируемого предельного уровня пиковой мощности МРИ 15 ТВт (см. рис. 1) и несколько более для вложенныхборок с оптимальной массой внешнего каскада [14]. Таким образом, в условиях эксперимента на установке Ангара-5-1 показана принципиальная возможность существенного повышения пиковой мощности излучения при использовании одной и той же массы W-сборки при одном и том же уровне разрядного тока около 3 МА. Это открывает новые перспективы генерации мощных импульсов рентгеновского излучения на существующих в настоящее время электрофизических установках.

Данная статья является естественным продолжением цикла работ по оптимизации различных параметров вложенныхборок для получения мощных выходов рентгеновского излучения. Целями настоящей работы являлось дальнейшее развитие схемы имплозии плазмы на основе двухкаскадных вложенныхборок (внешний каскад — волокна из полипропилена PP, внутренний каскад — вольфрамовые тонкие проволочки W, PP-W) смешанного состава, которое заключалось:

— в экспериментальном определении оптимальных значений параметров (линейной массы волокон m_{out} и их количества N_{out}) внешнего каскада вложенныхборок с различным отношением радиусов каскадов r_{in}/r_{out} , изготовленного из тонких пластиковых волокон, для получения максимальной пиковой мощности и минимальной длительности импульса МРИ по сравнению с одиночными вольфрамовыми сборками с теми же параметрами, что и у W-сборки во внутреннем каскаде;

– в изучении спектральных особенностей излучения Z-пинча в оптимальных по выходу МРИ импульсах;

– в определении эффективности вклада электромагнитной энергии, запасенной в центральной части установки, в сжимающуюся плазму вложенных сборок.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА. ПАРАМЕТРЫ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА

На установке Ангара-5-1 при уровне разрядного тока 3–3.5 МА проведена серия из 60 выстрелов по сжатию плазмы двухкаскадных вложенных сборок и одиночных W-сборок с параметрами, идентичными внутреннему каскаду вложенных сборок (см. табл. 1). Установка Ангара-5-1 [15] представляет собой генератор сверхвысокой электрической мощности, состоящий из восьми включенных параллельно модулей. Длительность формируемого каждым модулем импульса напряжения на полувысоте составляет 90 нс. Измеренная на радиусе 5 см от оси нагрузки амплитуда импульса тока составляла 3–4 МА ($\tau = 100$ –120 нс), а измеренная на радиусе 6 см от оси амплитуда напряжения – 0.5–0.7 МВ (рис. 1).

Конструкция вложенных сборок смешанного состава состояла из двух каскадов (см. рис. 2): внешний каскад представлял собой волоконную сборку радиусом $r_{out} = 10$ мм, состоящую из различного количества полипропиленовых (РР, $(C_3H_6)_n$) волокон диаметром около 8 мкм, внутренний каскад – проволоочная сборка из 40 или 60 вольфрамовых (W) проволок диаметром 6 мкм и линейной массы 220 мкг/см и 330 мкг/см, соответственно. Радиус r_{in} внутреннего каскада вложенных сборок в этой серии экспериментов имел следующие значения 5 мм, 6.5 мм и 8 мм. Оптимизация рентгеновского излучения Z-пинча вложенных сборок с различным отношением радиусов каскадов r_{in}/r_{out} проводилась путем изменения линейной массы внешнего каскада m_{out} в широком диапазоне значений от 3 мкг/см до 100 мкг/см. Проведены сравнительные эксперименты по генерации импульса МРИ по сжатию плазмы одиночных W-сборок с теми же параметрами (количество проволок, радиус сборки и ее масса), что и у W-сборки во внутреннем каскаде (РР-W) вложенных сборок.

Для решения поставленных задач в экспериментах были использованы следующие диагностические методики: датчики излучения – вакуумные рентгеновские диоды (ВРД) и термодатчик калориметр типа ВЧД-3, многокадровая рентгеновская камера СХР6 (регистровала 10 кадров за импульс, длительность временной экспозиции каждого кадра 1 нс, регистрируемая

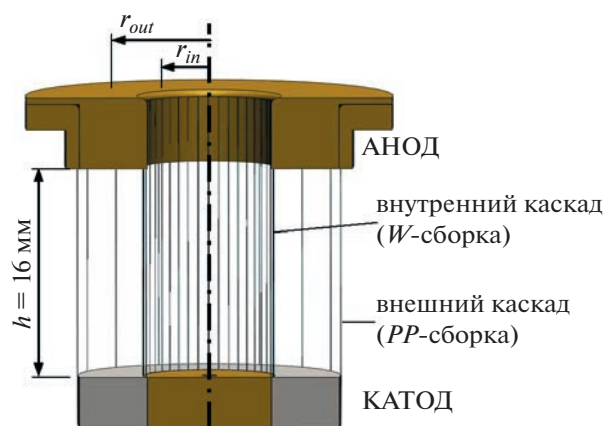


Рис. 2. Общий вид конструкции вложенных сборок смешанного состава в межэлектродном зазоре установки Ангара-5-1.

энергия квантов $h\nu > 70$ эВ или излучение с длинами волн $\lambda < 180$ Å), дифракционный ВУФ-спектрограф скользящего падения (GIS-3d) с пространственным и временным разрешением с регистрацией 3 кадров, при длительности каждого кадра 1.5 нс, с разрешением по длинам волн $\lambda/\Delta\lambda \sim 100$. Пространственное разрешение спектрографа в аксиальном направлении вдоль оси пинча для излучения с энергией фотонов более 100 эВ составляло около 250 мкм. ВРД за разными фильтрами на входе регистрировали импульс мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергии квантов от 20 эВ вплоть до 2 кэВ, также как сигналы термодатчика калориметра ВЧД-3 располагались на расстоянии ~ 3.5 м от пинча в радиальном направлении. По сигналам ВРД рассчитывалась мощность излучения в указанном диапазоне энергий квантов [16]. Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термодатчиком калориметром ВЧД-3 не превышала 15% [17]. Динамика сжатия плазмы вложенных и одиночных сборок регистрировалась по лазерным теневым изображениям. Трехкадровое теневое зондирование плазмы (с экспозицией каждого кадра 100 пс) осуществлялось световым пучком на второй гармонике частоты Nd:YAG-лазера (длина волны лазерного излучения $\lambda = 532$ нм) в радиальном направлении с регистрацией двумерных изображений на цифровые фотоаппараты. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50 мкм. Также диагностический комплекс [18] установки Ангара-5-1 включал в себя электротехнические методы регистрации тока и напряжения, включая 8-петельный датчик производной полного тока и индуктивный делитель напряжения [19].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Пространственно-временные характеристики динамики сжатия плазмы вложенных сборок смешанного состава с различным отношением радиусов каскадов

В этом разделе приведены результаты экспериментов с (PP-W) вложенными сборками с различным отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5, 0.65$ и 0.8 . Более подробно оптимизация мощности МРИ от отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out} и массы m_{out} волокон внешнего каскада по всей совокупности выстрелов рассмотрена в разд. 4.1 настоящей статьи. Здесь же на рис. 3–7 представлены результаты только тех выстрелов, в которых был зарегистрирован максимальный выход МРИ для каждого из указанных выше значений r_{in}/r_{out} . На данных рисунках в части (а) показаны временные зависимости производной полного тока dI/dt (кривая 1), напряжения U (кривая 2) и импульса мощности МРИ P_{SXR} (кривая 3) в наиболее представительном по энергии излучения в диапазоне энергии квантов $h\nu > 100$ эВ. Там же показаны некоторые моменты времени: T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, T_f — время финального сжатия плазмы, соответствующее моменту пика мощности МРИ. Более подробно определение времен из электротехнических измерений тока и напряжения, связанных с динамикой плазмы в многопроволочных сборках различных конструкций, представлено в работах [6, 9, 20]. Рядом с осциллограммами на рисунках показаны моменты времени регистрации кадровых рентгеновских (СХР6) и лазерных теневых (LAS) изображений, представленных в части рисунков (б) или (в). Момент времени T_{pl}^{out} определяет начало процесса переключения тока внешнего каскада на внутренний каскад, а момент времени T_{pl}^{in} указывает на начало финальной стадии сжатия плазмы W-сборки во внутреннем каскаде вложенныхборок. На этой стадии процесса ($t > T_{pl}^{in}$) происходит быстрое сжатие плазмы с током к оси, которое сопровождается увеличением индуктивности разрядного контура. При этом нарушается подобие между формами производной полного тока и напряжения $U \approx L dI/dt$ (см. кривые 1 и 2), наблюдавшегося на стадии процесса плазмообразования PP-волокон внешнего и W-проводок внутреннего каскадов. Чем сильнее наблюдается расхождение кривых 1 и 2, тем эффективнее разрядный ток вместе с плазмой проникает в приосевую область вложенныхборок, создавая условия для диссипации электромагнитной энергии цепи плазмой Z-пинча и получения высоких выходов рентгеновского излучения.

Как было показано в наших предыдущих работах [9, 12], существует взаимосвязь амплитуды импульса МРИ от финального радиуса пинча, определенного по данным различных диагностик (рентгеновским и лазерным теневым изображениям и электротехническим измерениям эффективного токового радиуса). Определено, что чем меньше радиус сжатого состояния пинча, тем выше выход рентгеновского излучения. При радиальных размерах (диаметре) пинча менее 1 мм в экспериментах с (PP-W) вложенными сборками была зарегистрирована пиковая мощность около 10 ТВт при уровне разрядного тока 2.5–3 МА. Линии трендов полученных в этих экспериментах зависимостей амплитуды импульса мощности МРИ от финального размера Z-пинча указывают на возможность дальнейшей оптимизации выхода МРИ на лайнерах данного типа вплоть до уровня пиковой мощности 14 ТВт и более в результате повышения степени сжатия плазмы (>20), в том числе за счет как оптимизации линейной массы внешнего каскада, так и за счет варьирования отношения радиусов r_{in}/r_{out} внутреннего и внешнего каскада вложенныхборок.

В представляемой в этой статье серии экспериментов при большем уровне разрядного тока 3–3.5 МА, как следует из кадровых рентгеновских и лазерных теневых изображений (см. рис. 3б, в–7б, в), в выстрелах с высоким выходом МРИ достигнута высокая степень сжатия плазмы W-сборки внутреннего каскада (~ 20 –25).

В случае (PP-W) вложенныхборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ и двумя вариантами линейной массы W-сборки $m_{in} = 220$ и 330 мкг/см достигнуты следующие значения пиковой мощности МРИ 15 ТВт и 18 ТВт, соответственно. При этом диаметр пинча в момент пиковой мощности МРИ составил не более 0.5 мм по данным многокадровой рентгеновской регистрации (см. кадры в моменты t_1 на рис. 3б и t_8, t_9 на рис. 4б) и 0.7–0.8 мм по данным лазерного теневого зондирования (см. кадры в моменты t_2^* на рис. 3в и на рис. 4в). В случае вложенныхборок с отношением $r_{in}/r_{out} = 0.65$ и линейной массой внутреннего каскада 220 мкг/см и 330 мкг/см (см. рис. 5а и рис. 6а) получены значения пиковой мощности излучения 17–18 ТВт. При этом радиальный размер пинча на рентгеновских изображениях составил около 0.5 мм (см. кадры в моменты t_6, t_7 на рис. 5б и t_8, t_9 на рис. 6б) и лазерных — около 1 мм (см. кадры в моменты t_2^* на рис. 5в и на рис. 6в).

Следует заметить, что увеличение массы внутреннего каскада (W-сборки) в 1.5 раза не приводит к существенному приросту амплитуды импульса мощности МРИ (не более чем в 1.2 раза в

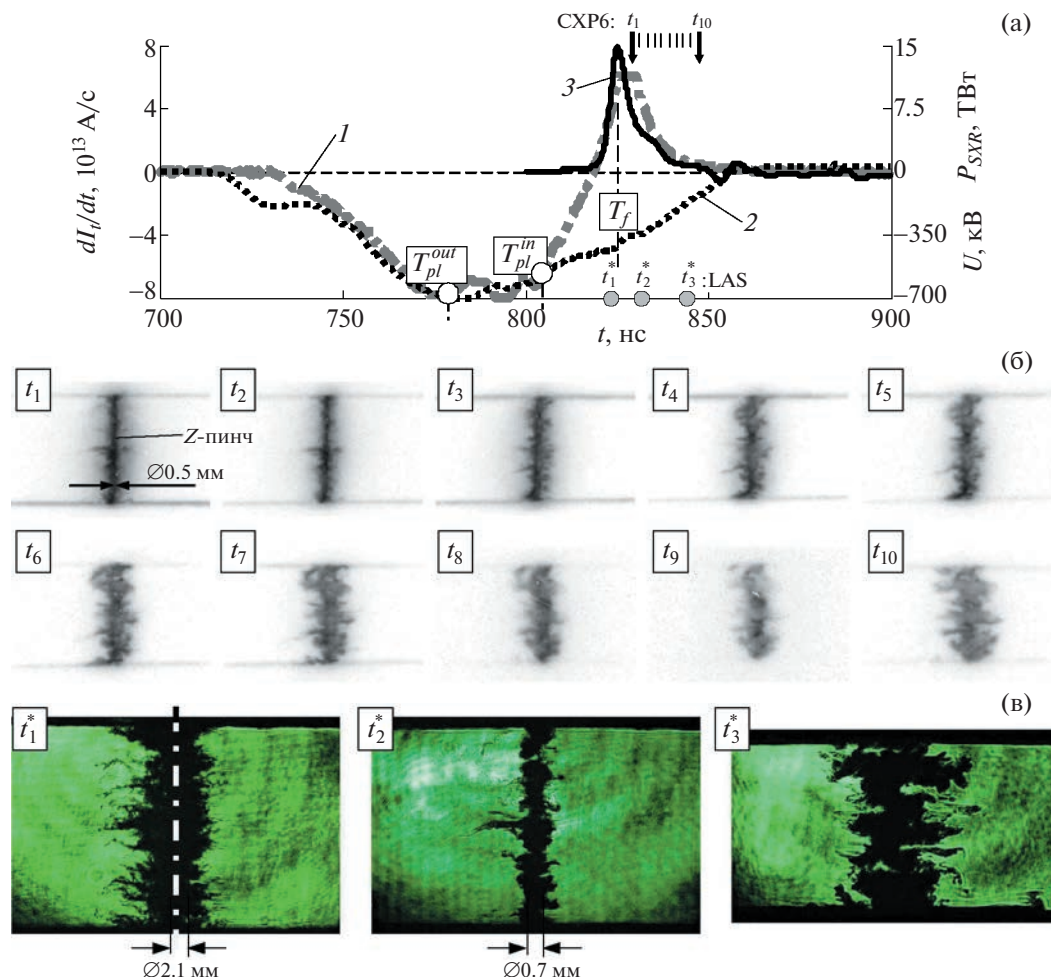


Рис. 3. Результаты эксперимента № 6793 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 24 полипропиленовых 7.0 мкм волокон, погонной массы 9.2 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1 — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ СХР6). Анод — вверх, катод — вниз; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенных сборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны вертикальными стрелками ($\bullet$ LAS) на рис. (а). Анод — вверх, катод — вниз.

случае $r_{in}/r_{out} = 0.5$ и не более чем в 1.05 раза в случае $r_{in}/r_{out} = 0.65$).

Таким образом, при сжатии плазмы вложенных сборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ и 0.65 получены компактные размеры пинча в стадии стагнации и высокие выходы рентгеновского излучения 17–18 ТВт длительностью $FWHM$ 5–6 нс. В случае вложенных сборок с отношением $r_{in}/r_{out} = 0.8$ зарегистрированы менее компактные размеры пинча с большим радиальным размером 0.6–0.7 мм (см. кадры в моменты

t_6 , t_7 на рис. 7б) и 1.6 мм (см. кадр t_1^* на рис. 7в). В данном случае пинч оказывается больше подвержен МГД-неустойчивостям. При этом вокруг пинча присутствует отставшая плазма, излучающая в рентгеновском диапазоне спектра, что свидетельствует о менее эффективной транспортировке тока в приосевую область плазмы. Как следствие этого, уровень пиковой мощности МРИ оказался меньше и составил около 16 ТВт, а длительность импульса МРИ больше — $FWHM$ 7–8 нс (см. рис. 7а).

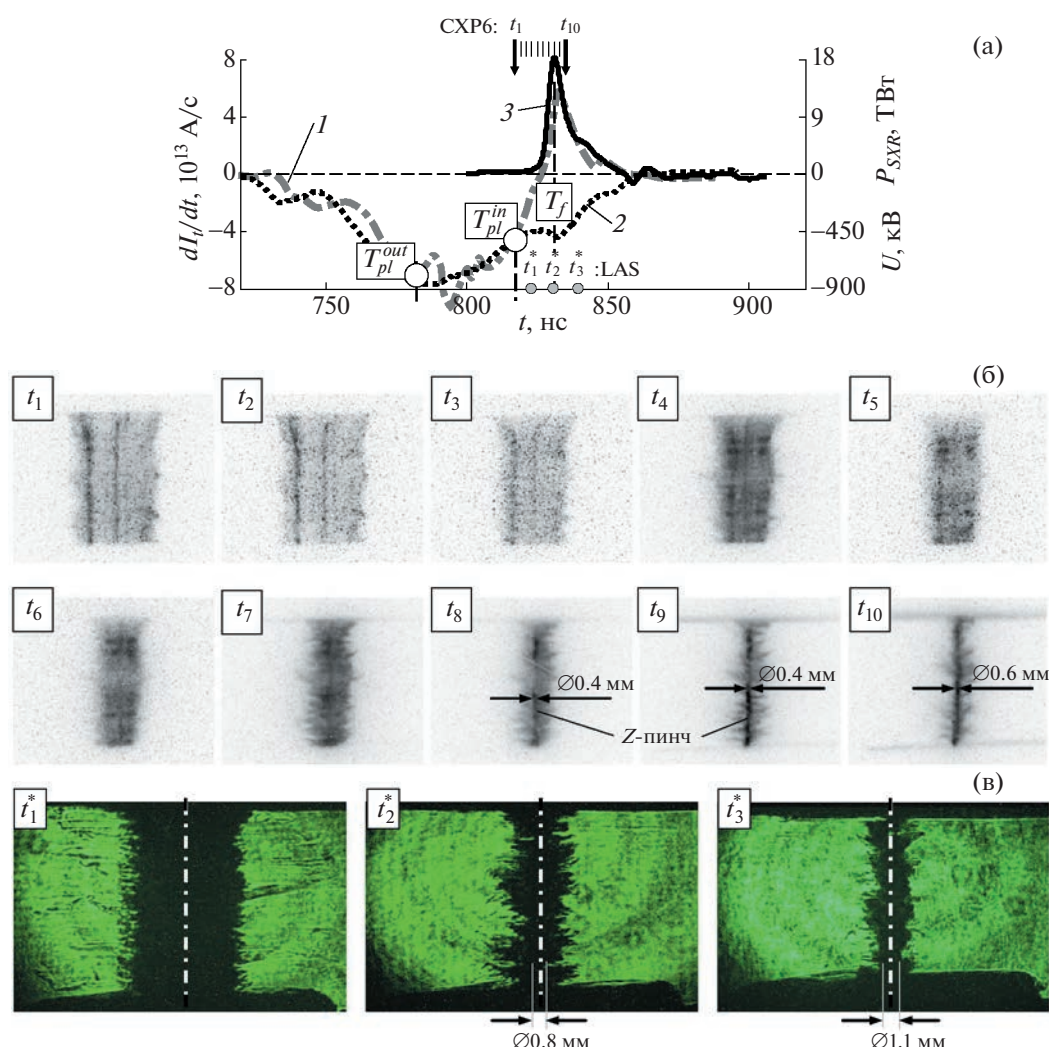


Рис. 4. Результаты эксперимента № 7028 с вложенными сборками: внешний каскад – сборка из 24 полипропиленовых 8.0 мкм волокон, погонной массы 9.8 мкг/см. Радиус сборки – 10 мм, высота – 16 мм; внутренний каскад – сборка из 60 вольфрамовых 6 мкм проволок, погонной массы 330 мкг/см. Радиус сборки – 5 мм, высота – 16 мм: а) – временные зависимости: 1 – производной полного тока; 2 – напряжения; 3 – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне ($h\nu > 100 \text{ эВ}$); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} – времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах; T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow \text{CXP6}$). Анод – вверх, катод – вниз; в) – кадровые изображения (позитив) плазмы вложенных сборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны вертикальными стрелками ($\bullet \text{ LAS}$) на рис. (а). Анод – вверх, катод – вниз.

Ниже в табл. 2 представлены оптимальные параметры импульса МРИ, а именно: максимальное значение пиковой мощности $P_{SXR}^{\max}$, полученное в этой серии экспериментов, энергии излучения E_{SXR} и длительности импульса на половине его высоты $FWHM$, которые были получены в данной серии экспериментов в зависимости от характеристик внешнего каскада (его линейной массы m_{out} и количества волокон) и внутреннего

каскада (количества W-волокон и их линейной массы m_{in}), а также от отношения радиусов каскадов вложенных сборок r_{in}/r_{out} . Радиус внешнего каскада вложенных сборок в этой серии экспериментов не варьировался и равнялся $r_{out} = 1.0 \text{ см}$. Как следует из данных в таблице, при уменьшении отношения радиусов каскадов вложенных сборок r_{in}/r_{out} с 0.8 до 0.5 наблюдается небольшое повышение максимального значения пиковой

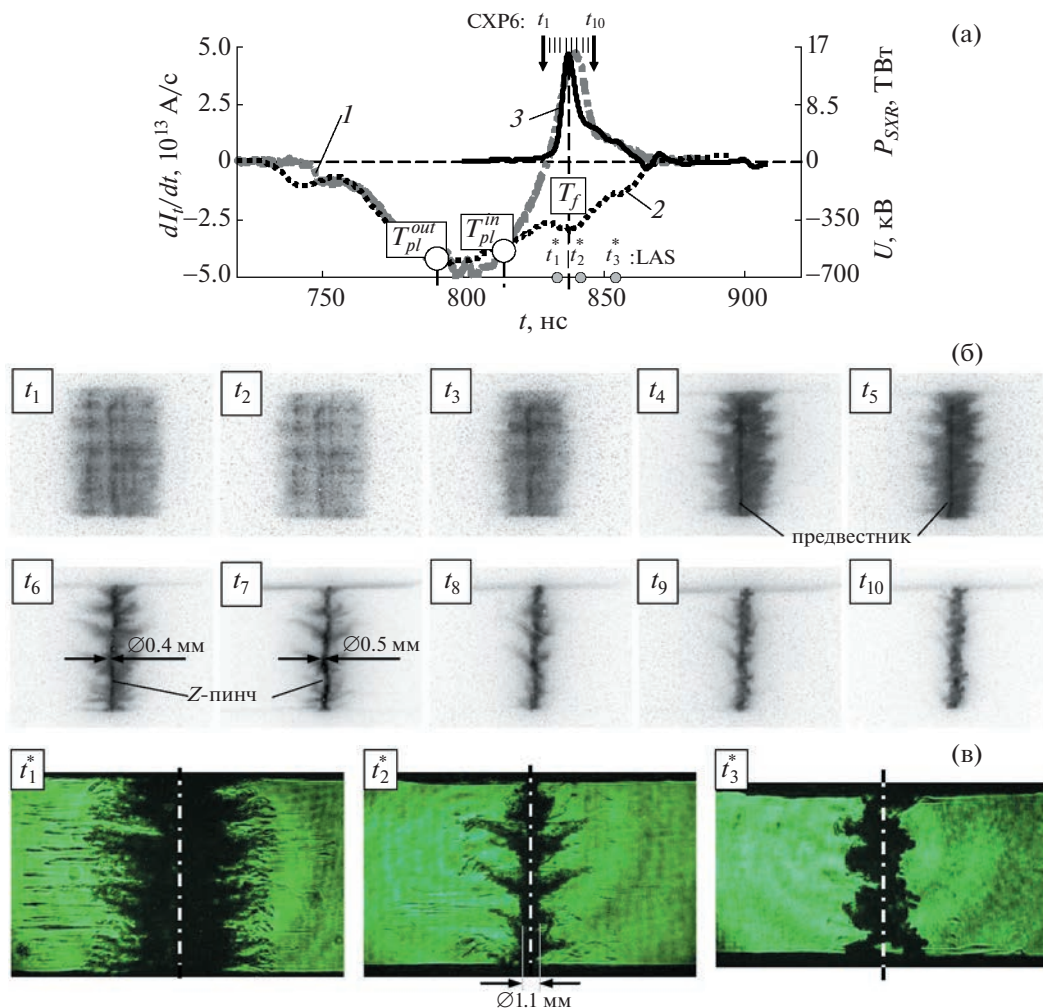


Рис. 5. Результаты эксперимента № 6994 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 12 полипропиленовых 8.0 мкм волокон, погонной массы 4.9 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 6.5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1 — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне ($h\nu > 100 \text{ эВ}$); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ СХР6). Анод — вверху, катод — внизу; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенныхборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны вертикальными стрелками ($\bullet$ LAS) на рис. (а). Анод — вверху, катод — внизу.

мощности $P_{\text{SXR}}^{\text{max}}$ с 16 ТВт до $\sim 18 \text{ ТВт}$ при сокращении длительности импульса $FWHM$ с 7.5 нс до 6 нс. При этом экспериментально было установлено что, чем больше радиус W-сборки во внутреннем каскаде (или чем выше отношение r_{in}/r_{out}), тем большая линейная масса волоконной сборки во внешнем каскаде требуется для получения максимального значения пиковой мощности $P_{\text{SXR}}^{\text{max}}$. Действительно, как было показано в работах [9, 12], как для получения режима устойчивого

сжатия плазмы W-сборки, представляющей собой внутренний каскад вложенного 2-каскадного лайнера, так и для генерации мощного импульса МРИ, необходимо образование замкнутой вокруг внутреннего каскада области ударной волны (УВ), состоящей из вещества пластиковых волокон внешнего каскада. Таким образом, динамика растекания плазменных струй внешнего каскада вдоль силовых линий магнитного поля тока, протекающего по W-сборке, определяет образование

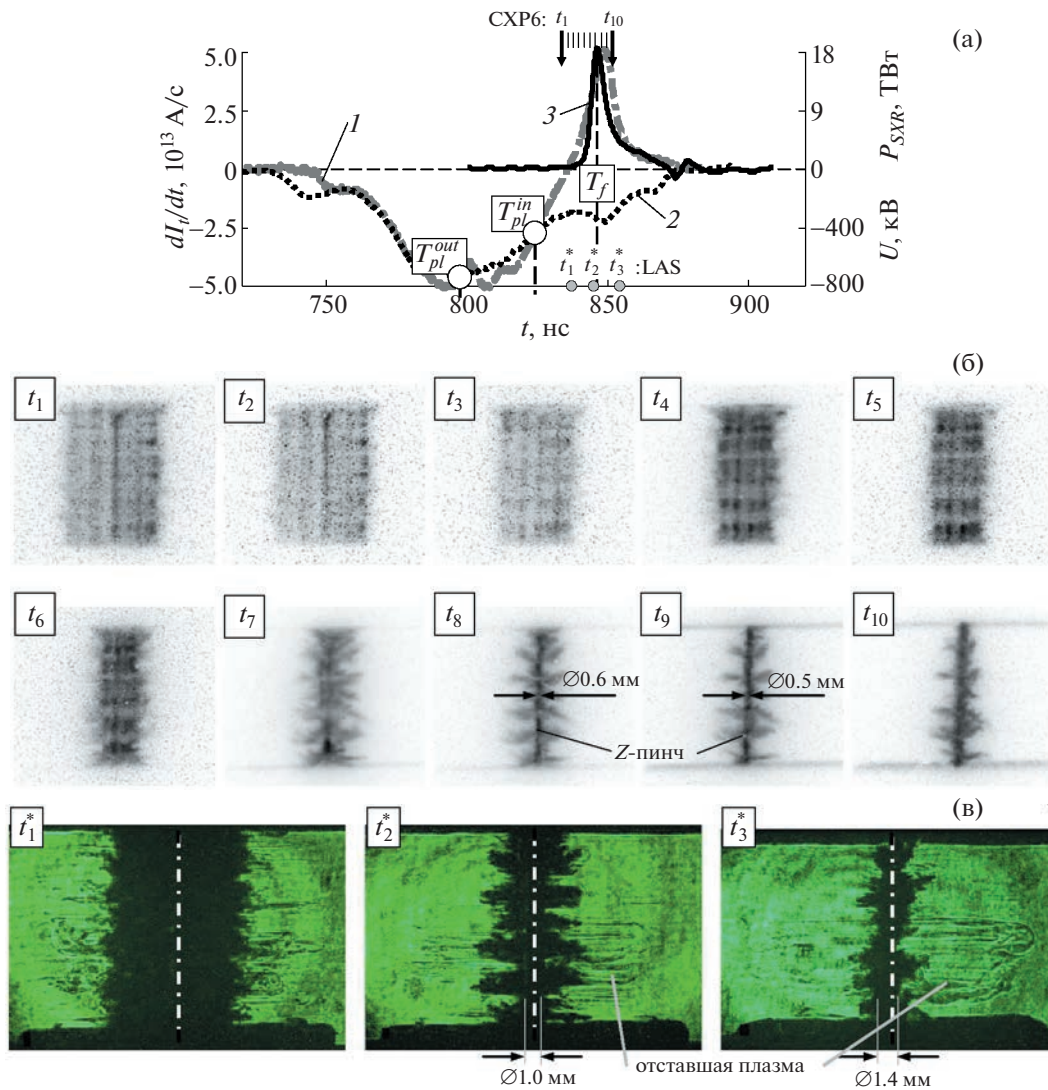


Рис. 6. Результаты эксперимента № 7010 с вложенными сборками: внешний каскад – сборка из 40 полипропиленовых 8.0 мкм волокон, погонной массы 16.4 мкг/см. Радиус сборки – 10 мм, высота – 16 мм; внутренний каскад – сборка из 60 вольфрамовых 6 мкм проволок, погонной массы 330 мкг/см. Радиус сборки – 6.5 мм, высота – 16 мм: а) – временные зависимости: 1 – производной полного тока; 2 – напряжения; 3 – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} – времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах; T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ СХР6). Анод – вверху, катод – внизу; в) – кадровые изображения (позитив) плазмы вложенных сборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны вертикальными стрелками ($\bullet$ LAS) на рис. (а). Анод – вверху, катод – внизу.

замкнутой плазменной оболочки вокруг внутреннего каскада: чем больше расстояние между струями в момент их растекания, тем меньше вероятность образования замкнутой оболочки вокруг внутреннего каскада. Это означает, что длина окружности l_{SW} с радиусом, равном радиусу образования области УВ r_{SW} , должна быть не меньше суммарной длины дуг струй с каждого волокна

внешнего каскада, растекающихся вдоль силовых линий магнитного поля тока, проходящего по W-сборке во внутреннем каскаде. При этом должно выполняться неравенство $l_{SW} \geq \sum_{i=1}^{N_{out}} l_i \approx N_{out} l$. Иными словами, чем больше радиус r_{in} внутреннего каскада, тем больше волокон необходимо иметь во внешнем каскаде, чтобы образовать за-

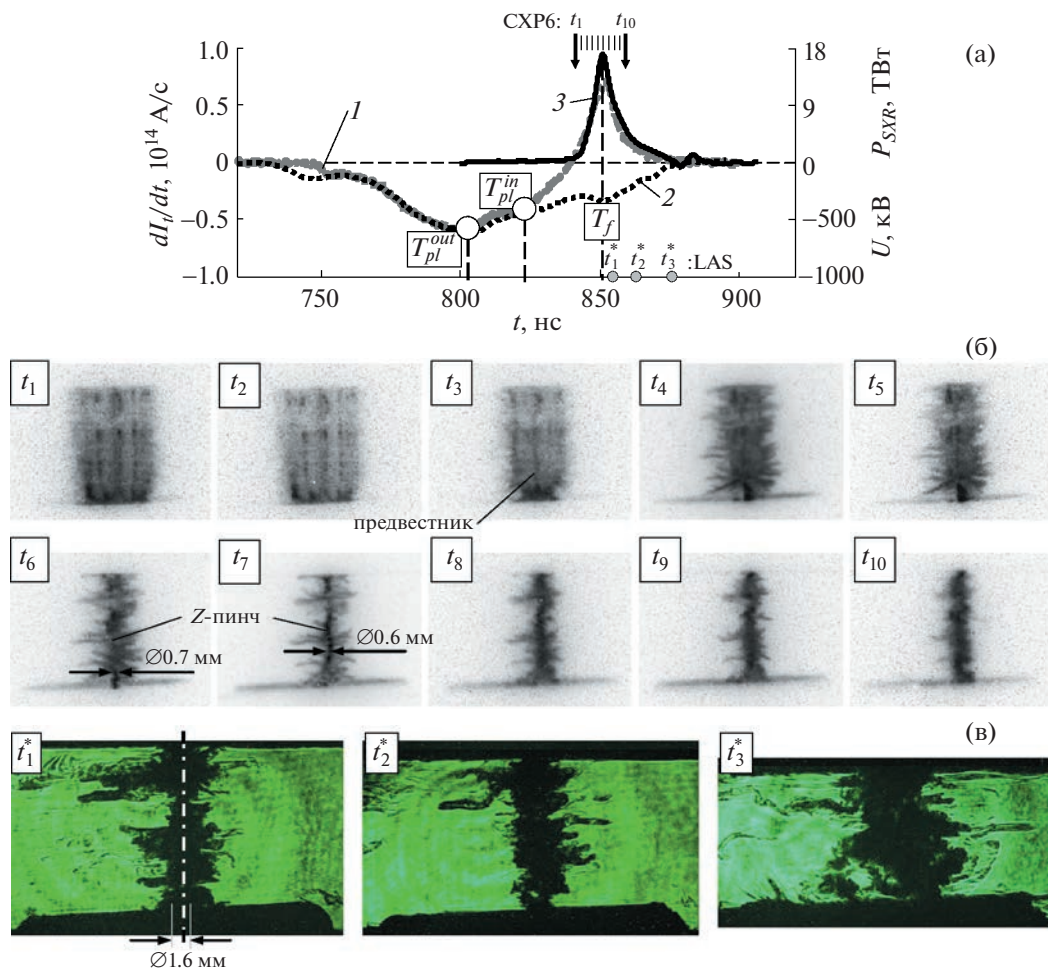


Рис. 7. Результаты эксперимента № 6977 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 120 полипропиленовых 8.0 мкм волокон, погонной массы ~ 49.2 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 8 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1 — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ CXP6). Анод —верху, катод —внизу; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенныхборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны вертикальными стрелками ($\bullet$ LAS) на рис. (а). Анод —верху, катод —внизу.

мкнутую область УВ вокруг внутреннего каскада. В нашем случае большому числу волокон внешнего каскада соответствует и большая линейная масса.

По-видимому, следующие значения параметров импульса МРИ (ячейки в табл. 2 отмечены серым цветом) являются предельными при уровне разрядного тока 3–3.5 МА: $P_{SXR}^{max} \approx 18$ ТВт, $E_{SXR} \approx 140$ кДж и $FWHM \approx 5$ –6 нс.

3.2. Пространственно-временные характеристики динамики сжатия плазмы одиночных W-борок

Для выяснения эффективности увеличения пиковой мощности МРИ при сжатии плазмы (PP-W) вложенныхборок с различным отношением радиусов каскадов были проведены сравнительные эксперименты с одиночными W-борками. Параметры одиночных W-борок (количество проволок, линейная масса, радиус сборки и ее высота) были идентичными параметрам внут-

Таблица 2. Оптимальные параметры импульса МРИ

Отношение радиусов каскадов r_{in}/r_{out}	Линейная масса внешнего каскада m_{out} , мкг/см	Количество проволок N_{out} внутреннего каскада и их линейная масса m_{in} , мкг/см	Параметры импульса МРИ		
			P_{SXR}^{max} , ТВт	E_{SXR} , кДж	$FWHM$, нс
0.8	23–50	40W, 220	14–16	~140	~7.5
0.65	5–10	40W, 220	~17	~140	~6.0
	10–17	60W, 330	17.5–18.3	~140	~5.3
0.5	~10	40W, 220	~15	~120	~5.0
	~10	60W, 330	~18	~140	~6.0

Примечание: серым цветом выделены ячейки с оптимальными параметрами. Радиус внешнего каскада во всех выстрелах был $r_{out} = 1.0$ см.

ренного каскада вложенных сборок: 40W (60W) 6 мкм проволок линейной массы 220 (330) мкг/см, расположенных на начальном радиусе $r_0 = 5$ мм, 6.5 мм и 8 мм, высота сборок — 16 мм. В этом разделе на рис. 8–10 представлены результаты только тех тестовых выстрелов, в которых наблюдалась наибольшая пиковая мощность МРИ для каждого из вариантов радиуса r_0 одиночной сборки.

Для 40W-сборки с начальным радиусом $r_0 = 5$ мм зарегистрированная пиковая мощность МРИ 5 ТВт, а для 60W-сборки — 7 ТВт, что примерно в 2.5–3 раза ниже (см. рис. 8а и 8б), чем для соответствующих вариантов (PP-W) вложенных сборок (см. рис. 3а и 4а). При этом длительность импульса МРИ оказалась больше $FWHM \approx 8$ –12 нс по сравнению с $FWHM \approx 5$ нс для вложенных сборок.

Отличительной особенностью сжатия плазмы одиночных W-сборок является большой радиальный размер изображения пинча в момент пиковой мощности излучения по сравнению со случаем вложенных сборок и наличие вокруг него излучающей отставшей плазмы (см., например, рентгеновские кадры на рис. 8а). Как следует из приведенных рентгеновских и лазерных теневых изображений радиальный размер пинча (и его диаметр) составляет 0.6–0.7 мм (см. рентгеновские кадры в моменты t_4 и t_5 на рис. 9б) и 0.9 мм (см. лазерный кадр t_2^* на рис. 9в) для варианта проволочной сборки с начальным радиусом $r_0 = 6.5$ мм. Следует заметить, что для этого варианта проволочной сборки наблюдался один из самых высоких выходов МРИ, который достигал 13 ТВт с длительностью $FWHM \approx 8$ нс (см. рис. 9а). При этом в момент стагнации пинча вокруг него также наблюдается излучающая отставшая плазма вольфрамовых проволок. Наличие отставшей плазмы ограничивает в 1.3 раза амплитуду импульса излучения по сравнению со случаем вложенной сборки (см. рис. 5а). В случае больше-

го начального радиуса одиночной сборки $r_0 = 8$ мм амплитуда импульса мощности МРИ падает и становится равной 9 ТВт за счет увеличения длительности импульса $FWHM$ до 12 нс (см. рис. 10а). При этом рентгеновские и лазерные теневые изображения демонстрируют большой размер пинча в момент пиковой мощности МРИ, диаметр составляет около 1.0–1.2 мм (см. рентгеновские кадры t_7 и t_8 на рис. 10б) и около 1.1 мм (см. лазерный кадр t_3^* на рис. 10в). Зарегистрированное значение пиковой мощности излучения в 1.8 раза меньше, чем в выстреле при сжатии плазмы соответствующего варианта (PP-W) вложенных сборок (см. рис. 7а).

Таким образом, любой из вариантов вложенных сборок смешанного состава дает в среднем более высокую пиковую мощность и более короткие импульсы МРИ по сравнению с одиночными W-сборками. Далее проанализируем некоторые спектральные особенности пинча вложенных сборок нашей оригинальной конструкции, реализующиеся в выстрелах, оптимальных по выходу рентгеновского излучения.

3.3. Спектральные особенности Z-пинча вложенных сборок смешанного состава в области длин волн менее 200 Å

В этом разделе представлены результаты спектральных измерений плотности мощности излучения S (в относительных единицах) Z-пинча вложенных сборок смешанного состава, и для сравнения с ними приведены спектры Z-пинча одиночных вольфрамовых сборок, полученные вблизи момента времени достижения пиковой мощности МРИ.

В условиях экспериментов на установке Ангара-5-1 используются одиночные W-сборки диаметров от 10 мм до 20 мм. Для выбора оптимального диаметра W-сборки для использования ее в качестве внутреннего каскада во вложенных сборках смешанного состава была проведена се-

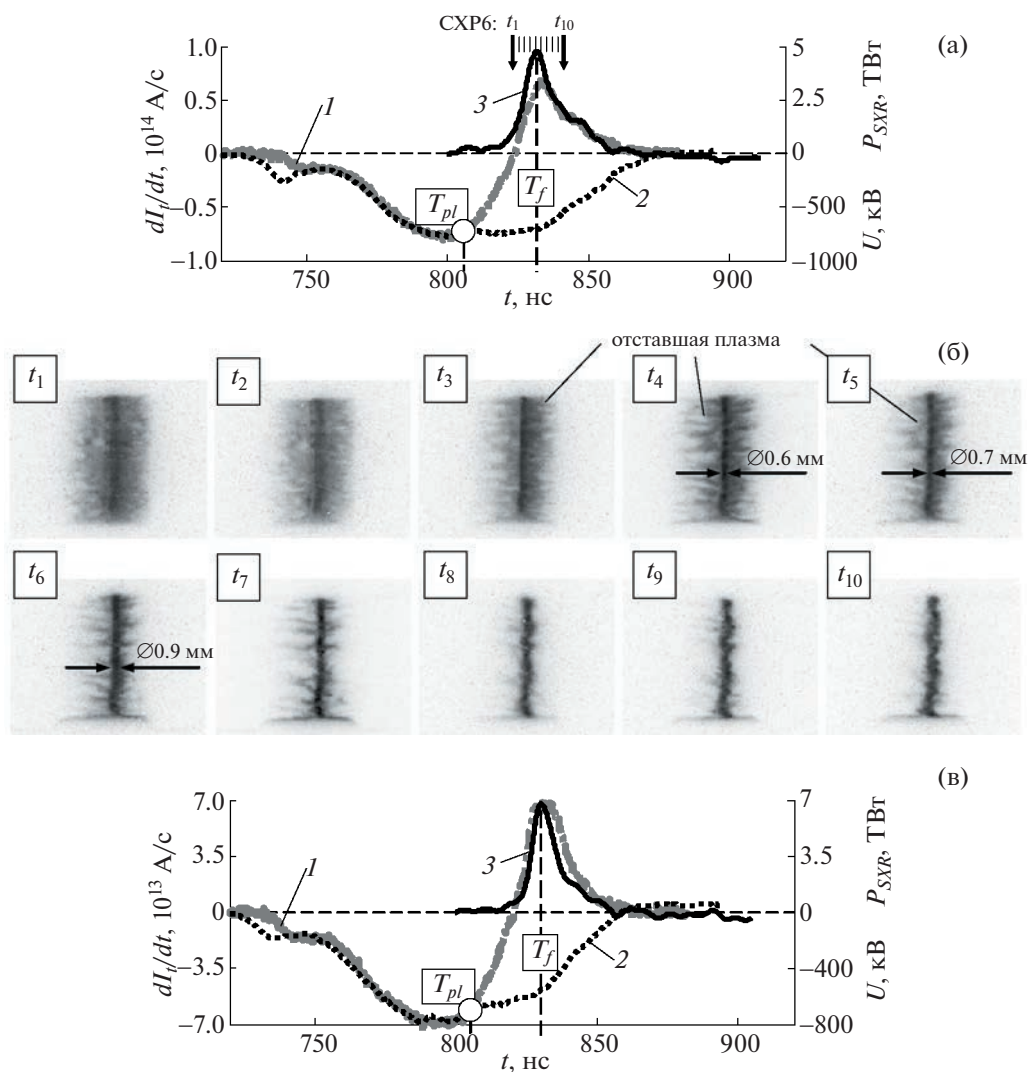


Рис. 8. Результаты экспериментов с одиночной W-сборкой радиусом 5 мм и высотой 16 мм, состоящей: а) — из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см (выстрел № 7077), внизу — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии проволоочной сборки, времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ CXP6). Анод — вверх, катод — внизу; б) — из 60 W 6 мкм проволок, линейной массы 330 мкг/см (выстрел № 7052). Временные зависимости: I — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl} — время окончания плазмообразования; T_f — время финального сжатия плазмы.

рия экспериментов с одиночными сборками различных диаметров 10 мм, 12 мм, 13 мм, 16 мм и 20 мм, состоящих из вольфрамовыхборок (W-борок) с 40-ка проволоками диаметром 6 мкм, линейной массы 220 мкг/см. На рис. 11 приведены спектры излучения для одиночных W-борок указанных диаметров, полученные при помощи ВУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения. Из данного рисунка следует, что предпочтительной для получения высокой плотности мощности излучения S является W-борка с диаметром 13 мм. Немонотонность зависимости величины S от диаметра сборки может быть следствием конкурентного действия нескольких фи-

зических процессов, присущих сжатию одиночных проволоочныхборок. С одной стороны, увеличение диаметра сборки должно приводить к увеличению доли кинетической энергии сжатия плазмы в энергию излучения пинча. С другой стороны, большее время имплозии приводит к существенному развитию амплитуды магнитной релей-тейлоровской неустойчивости сжимающейся плазмы и, как следствие этого процесса, к образованию большего количества отставшей токовой плазмы, частично шунтирующей разрядный ток пинча. Тем самым уменьшается энерго-клад из электрической цепи в плазму Z-пинча.

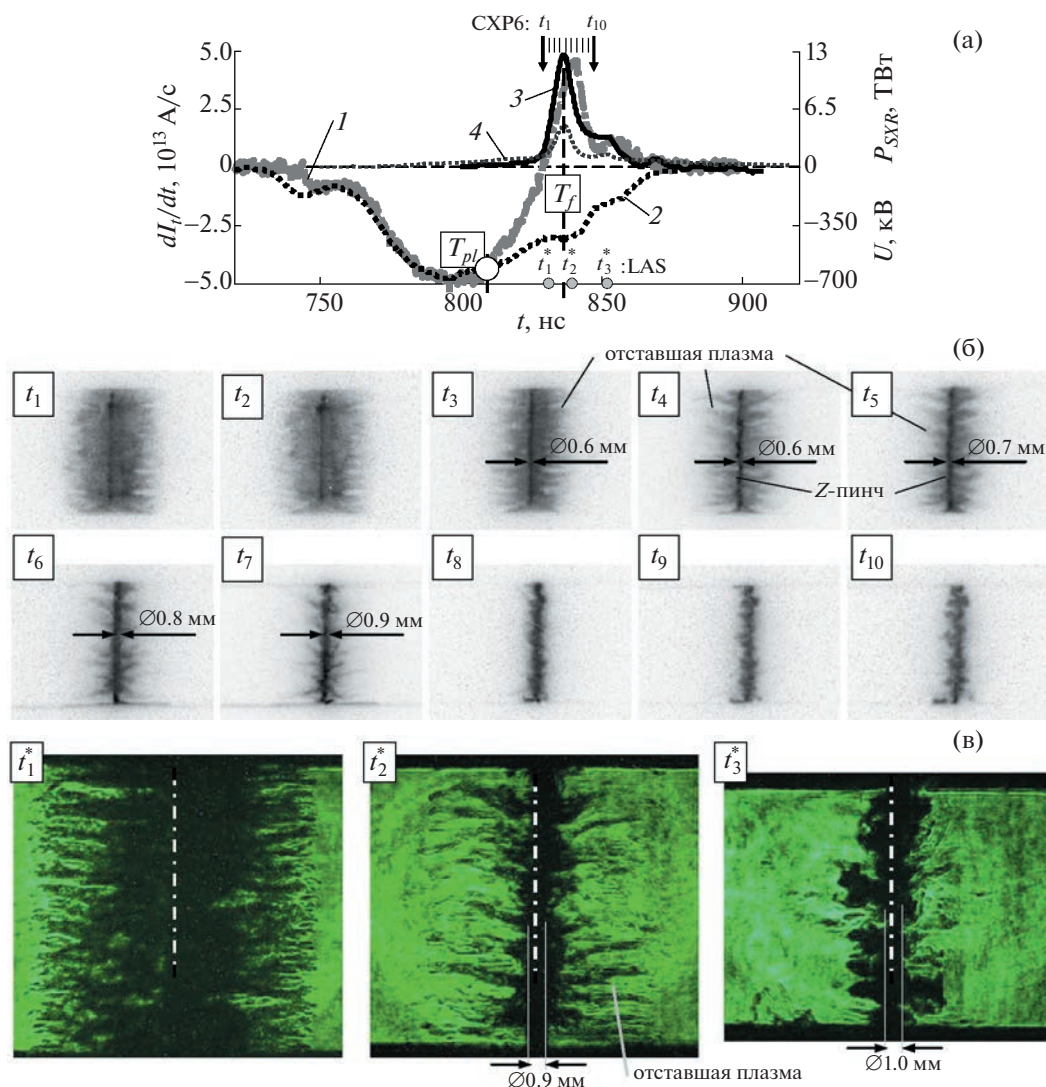


Рис. 9. Результаты эксперимента № 6990 с одиночной сборкой из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки – 6.5 мм, высота – 16 мм: а) – временные зависимости: 1 – производной полного тока; 2 – напряжения; 3, 4 – импульса мощности МРПИ в разных спектральных диапазонах соответственно ($h\nu > 100 \text{ эВ}$) в абс. ед. и ($h\nu > 20 \text{ эВ}$) в отн. ед.; T_{pl} – время окончания плазмообразования; T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии проволочной сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ CXP6). Анод – вверх, катод – внизу; в) – кадровые изображения (позитив) плазмы проволочной сборки, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны вертикальными стрелками ($\bullet$ LAS) на рис. (а). Анод – вверх, катод – внизу.

Поэтому в наших экспериментах с двухкаскадными (PP-W) вложенными сборками смешанного состава в качестве внутреннего каскада были использованы W-сборки следующих диаметров – 10 мм, 13 мм и 16 мм. Внешний каскад которых был волоконной сборкой различной линейной массы m_{out} и диаметром 20 мм. В продолжение работы [13] исследовалось влияние диаметра внутренней W-сборки на спектральную плотность мощности излучения пинча при разной линей-

ной массе m_{out} внешней полипропиленовой волоконной сборки. При этом отношение радиусов внешней и внутренней сборок r_{in}/r_{out} должно лежать в диапазоне от 0.5 до 0.8 для реализации движения плазмы между сборками с образованием области ударной волны (УВ) [21], способствующей стабилизации МРТ неустойчивости [9, 12].

Результаты спектральных измерений представлены на рис. 12а–в. На представленных спектрах наблюдается общая тенденция, а именно:

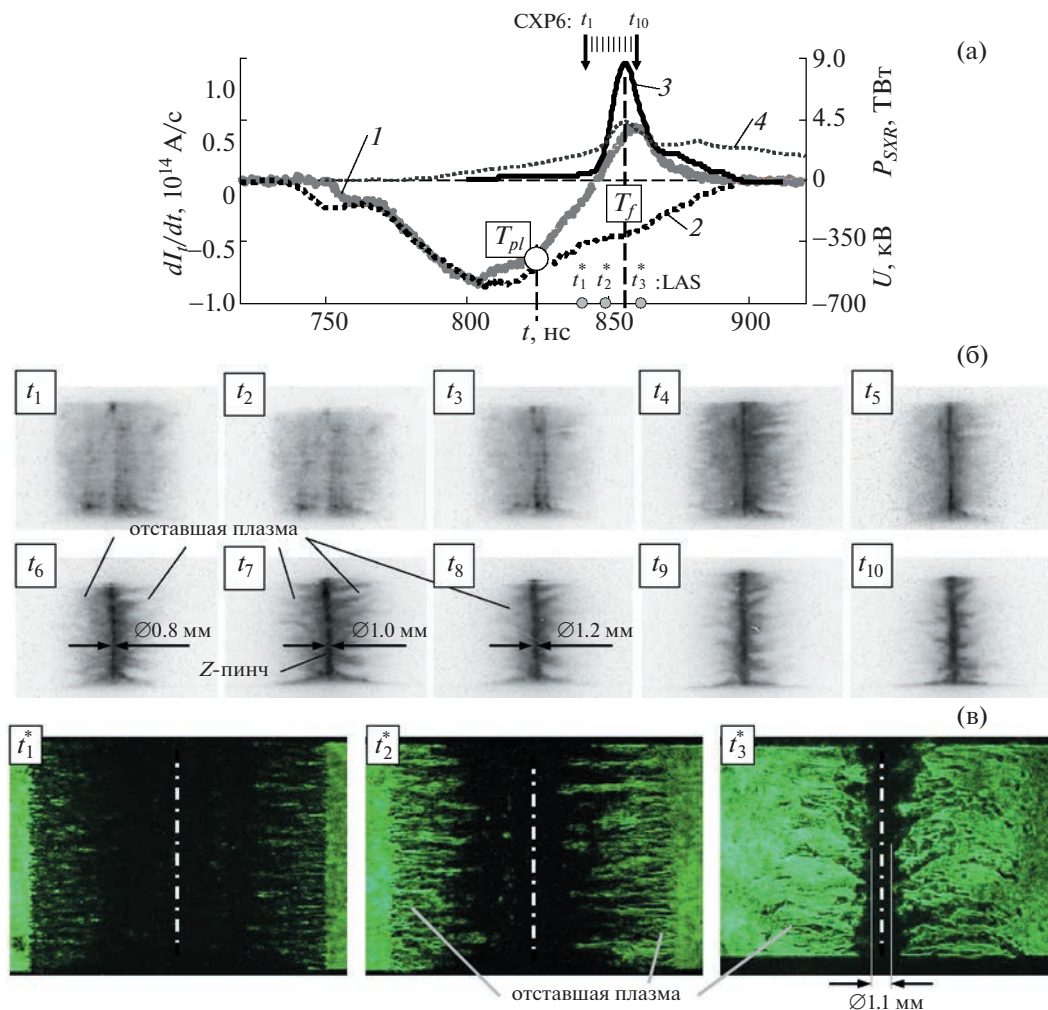


Рис. 10. Результаты эксперимента № 6933 с одиночной сборкой из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 8 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1 — производной полного тока; 2 — напряжения; 3, 4 — импульсы мощности МРИ в разных спектральных диапазонах соответственно ($h\nu > 100 \text{ эВ}$) в абс. ед. и ($h\nu > 20 \text{ эВ}$) в отн. ед.; T_{pl} — время окончания плазмообразования; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии проволочной сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow \text{СХР6}$). Анод — вверху, катод — внизу; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы проволочной сборки, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны вертикальными стрелками ($\bullet \text{ LAS}$) на рис. (а). Анод — вверху, катод — внизу.

рост спектральной плотности мощности излучения Z-пинча S при увеличении линейной массы m_{out} внешней полипропиленовой сборки до некоторой величины, и ее падение при больших значениях m_{out} . Существует оптимум величины линейной массы m_{out} внешней волоконной сборки, при котором регистрируется наибольшее значение спектральной плотности мощности излучения S в области длин волн $\lambda < 200 \text{ \AA}$. По совокупности выстрелов для вложенныхборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ оптимальное значение линейной массы внешнего кас-

када составляет $m_{out} \approx 5\text{--}10 \text{ мкг/см}$ (см. рис. 12а), для случая $r_{in}/r_{out} = 0.65$ — $m_{out} \approx 10 \text{ мкг/см}$ (см. рис. 12б), для $r_{in}/r_{out} = 0.8$ — $m_{out} \approx 50 \text{ мкг/см}$ (см. рис. 12в). Также следует отметить, что существенный прирост величины S при оптимальных значениях параметра m_{out} зафиксирован в коротковолновой области спектра $\lambda < 40 \text{ \AA}$ по сравнению со случаем одиночной W-сборки. Данный экспериментальный факт может свидетельствовать о более высокой температуре плазмы Z-пинча вложенныхборок по сравнению со случаем одиночныхборок с идентичными параметрами. В сле-

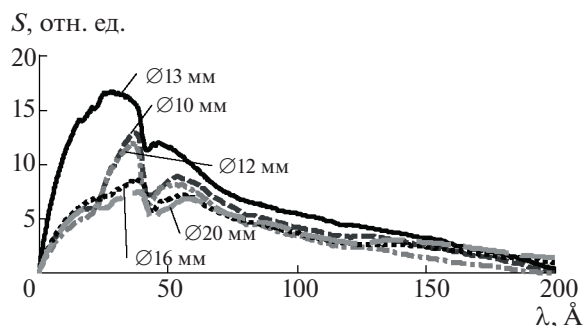


Рис. 11. Спектральная плотность мощности излучения S (в отн. ед.) Z-пинча одиночных W-сборок различных диаметров, состоящих из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, высотой — 16 мм.

дующей серии экспериментов предполагается провести абсолютные измерения температуры плазмы пинча.

Спектральные измерения показали, что в оптимальных режимах сжатия плазмы (PP-W) вложенныхборок наблюдается увеличение доли энергии рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $\lambda < 40 \text{ Å}$ на (30–100)% по сравнению с одиночными W-сборками со схожими параметрами. При этом авторы отмечают то, что является важным проведение абсолютных измерений мощности и излучения в указанном диапазоне спектра источника излучения. Такие измерения мы планируем провести в ближайшее время.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Сравнение параметров импульса МРИ для (PP-W) вложенных и одиночных W-сборок

Выполнен анализ совокупности экспериментальных данных о параметрах импульса мощности МРИ (пиковой мощности P_{SXR} , энергии E_{SXR} и ширины импульса на половине его высоты $FWHM$ в диапазоне энергии квантов $h\nu > 100 \text{ эВ}$) по 24 выстрелам для одиночных W-сборок, 43 выстрелам для (PP-W) вложенныхборок. Выборка совокупности выстрелов для анализа сделана согласно следующим критериям отбора: максимум разрядного тока через лайнер лежит в диапазоне $I_{\max} \in [3.0, 3.5] \text{ МА}$, среднеквадратичный разброс срабатывания модулей установки $\sigma \in [4, 10] \text{ нс}$. Подобные зависимости параметров импульса МРИ от линейной массы волокон внешнего каскада анализировались в наших предыдущих работах (см. рис. 13а,б) [12, 13] для вложенныхборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ в экспериментах с меньшим уровнем разрядного тока установки ($I < 3 \text{ МА}$), чем в этой серии выстрелов (3–3.5 МА).

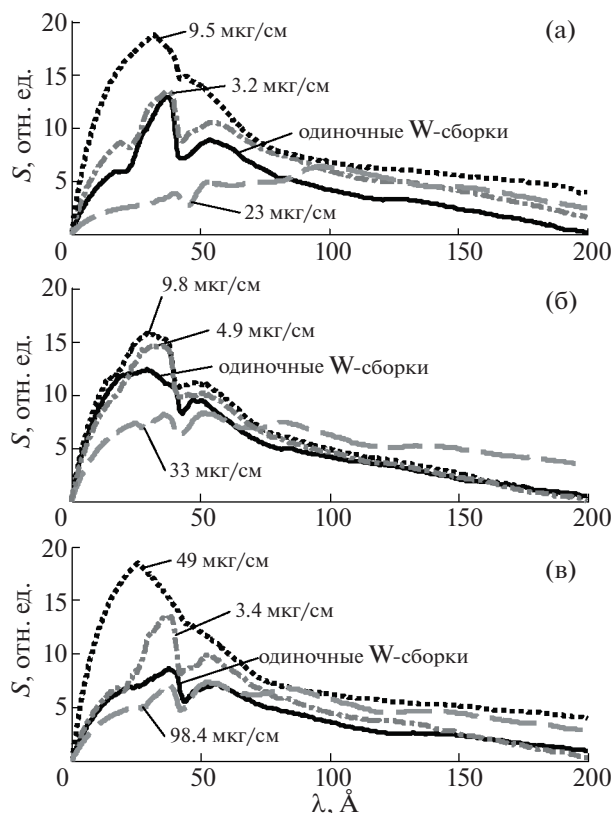


Рис. 12. Сравнение спектральной плотности мощности излучения S (в отн. ед.) Z-пинча (PP-W) вложенныхборок с различным отношением радиусов каскадов r_{in}/r_{out} , линейной массы внешнего каскада m_{out} (в мкг/см) и одиночных W-сборок, идентичных внутреннему каскаду вложенныхборок: а) — для $r_{in}/r_{out} = 0.5$; б) — для $r_{in}/r_{out} = 0.65$; в) — для $r_{in}/r_{out} = 0.8$.

На рис. 14 и 15 представлены зависимости параметров импульса мощности МРИ от линейной массы внешнего каскада m_{out} для вложенныхборок смешанного состава (PP-W) с различным отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5, 0.65$ и 0.8 . В некоторых случаях на графиках представлены данные, когда во внутреннем каскаде была проволочная сборка из 40 и 60 вольфрамовых проволок линейной массы 220 и 330 мкг/см соответственно.

Как следует из рис. 13а и 14а,б максимум пиковой мощности МРИ P_{SXR} наблюдается в области значений параметра $m_{out} \in (5, 10) \text{ мкг/см}$ для (PP-W)-сборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ и 0.65 . Для вложенныхборок с отношением $r_{in}/r_{out} = 0.8$ максимум пиковой мощности МРИ выражен менее ярко и лежит в широкой области $m_{out} \in (23, 50) \text{ мкг/см}$ (см. рис. 14в). При этом следует заметить, что значение пиковой мощности МРИ слабо зависит от массы m_{in} вольфрамовых проволок во внутреннем каскаде вло-

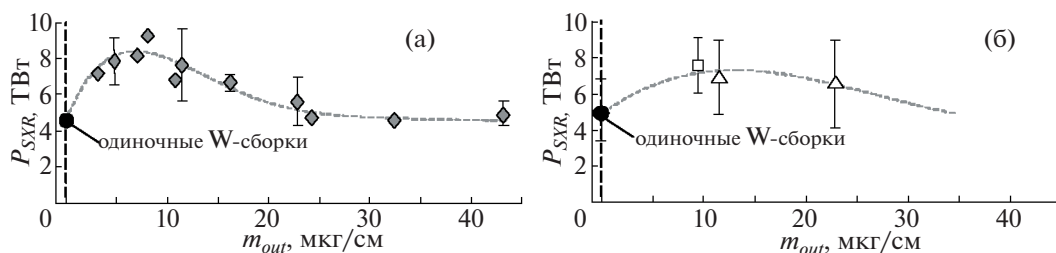


Рис. 13. Зависимость пиковой мощности МРИ (P_{SXR} , $h\nu > 100$ эВ) от массы m_{out} PP-волокон внешней сборки для вложенных сборок смешанного состава (PP-W) с $r_{out} = 1.0$ см, $r_{in} = 0.5$ см (по данным работы [13]): а) — для $N_{in} = 40$ W-проволок линейной массы 220 мкг/см ($\blacklozenge$); б) — для $N_{in} = 60$ ($\square$) и $N_{in} = 80$ ($\triangle$) W-проволок линейной массы 330 мкг/см, соответственно. Точками ($\bullet$) представлены данные для одиночных W-сборок.

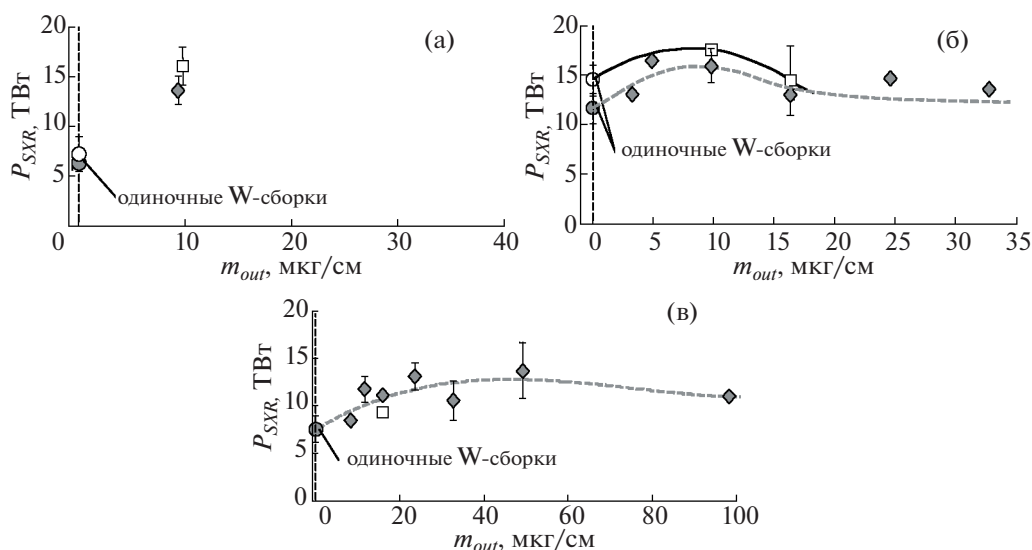


Рис. 14. Зависимость пиковой мощности МРИ (P_{SXR} , $h\nu > 100$ эВ) от массы m_{out} PP-волокон внешней сборки ($r_{out} = 1.0$ см) для вложенных сборок смешанного состава (PP-W) с различным радиусом r_{in} внутреннего каскада: а) — $r_{in} = 0.5$ см; б) — $r_{in} = 0.65$ см; в) — $r_{in} = 0.8$ см. $\blacklozenge$ — для $N_{in} = 40$ W-проволок линейной массы 220 мкг/см; $\square$ — для $N_{in} = 60$ W-проволок линейной массы 330 мкг/см. Точками ($\bullet$, $\circ$) представлены данные для одиночных 40W- и 60W-сборок, соответственно.

женных сборок. Увеличение массы W-сборки в 1.5 раза с 220 до 330 мкг/см не приводит к существенному повышению пикового значения P_{SXR} (не более чем на 15–20%). С другой стороны, по сравнению с одиночными W-сборками с идентичными параметрами как у проволочных сборок во внутреннем каскаде (PP-W) вложенных сборок, наблюдается существенное повышение пиковой мощности МРИ. В случае (PP-W) вложенных сборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.65$ пиковая мощность в среднем оказывается выше в 1.2–1.3 раза (см. рис. 14б), а в случае с $r_{in}/r_{out} = 0.8$ — в 1.7–1.9 раза (см. рис. 14в). Также следует отметить, что в этой серии экспе-

риментов (PP-W) вложенные сборки с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ дают наибольший прирост в пиковой мощности излучения — в 2.2–2.5 раза (см. рис. 14а) по сравнению с одиночными W-сборками.

Из экспериментальных данных следует, что повышение амплитуды импульса МРИ (при $h\nu > 100$ эВ) связано в основном с сокращением его длительности. При этом энергия рентгеновского излучения E_{SXR} (см. рис. 15а,в,д) слабо зависит как от линейной массы m_{out} волоконной PP-сборки во внешнем каскаде, так и от линейной массы m_{in} W-сборки во внутреннем каскаде, по крайней

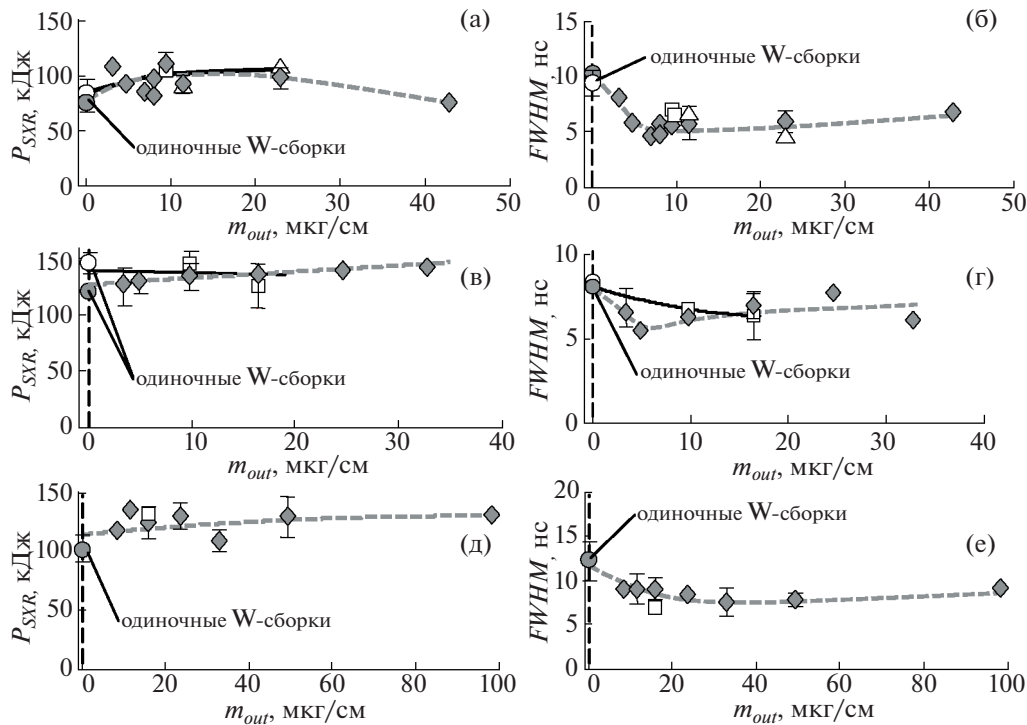


Рис. 15. Зависимость параметров импульса мощности МРИ (E_{SXR} , $h\nu > 100$ эВ — энергии и $FWHM$ — ширины импульса на его полувысоте) от массы m_{out} PP-волокон внешней сборки ($r_{out} = 1.0$ см) для вложенных сборок смешанного состава (PP-W) с различным радиусом r_{in} внутреннего каскада: а), б) — $r_{in} = 0.5$ см (по данным работы [13]); в), г) — $r_{in} = 0.65$ см; д), е) — $r_{in} = 0.8$ см. $\blacklozenge$ — для $N_{in} = 40$ W-проволок линейной массы 220 мкг/см; $\square$ — для $N_{in} = 60$ W-проволок линейной массы 330 мкг/см; $\triangle$ — для $N_{in} = 80$ W-проволок линейной массы 330 мкг/см. Точками ($\bullet$, $\circ$) представлены данные для одиночных 40W- и 60W-сборок соответственно.

мере, в диапазоне значений линейной массы m_{in} 220–330 мкг/см. Также следует заметить, что вблизи оптимальных значений линейной массы внешнего каскада растет мощность рентгеновского излучения P , измеренная ВРД в спектральном диапазоне $h\nu > 600$ эВ (см. рис. 16), во всех случаях (PP-W) вложенных сборок с различным отношением радиусов каскадов r_{in}/r_{out} . Это может соответствовать росту температуры плазмы пинча по сравнению со случаем одиночной W-сборки. С другой стороны, зависимость мощности МРИ в интервале энергии квантов $h\nu \in (20, 80)$ эВ слабо зависит от параметра m_{out} . Это хорошо соответствует спектральным измерениям, представленным в подразделе 3.3 настоящей работы.

Оптимуму пиковой мощности МРИ соответствует минимальная длительность импульса излучения на половине его высоты: $FWHM = (4.5–6.5)$ нс для случая $r_{in}/r_{out} = 0.5$ (см. рис. 15б), $FWHM = (5.5–7)$ нс для случая $r_{in}/r_{out} = 0.65$ (см. рис. 15г) и $FWHM = (6.5–9)$ нс для случая $r_{in}/r_{out} = 0.8$ (см. рис. 15е).

4.2. Оценка вложенной электромагнитной энергии цепи в сжимающуюся плазму многопроволочных сборок по данным электротехнических измерений тока и напряжения

Для выстрелов по сжатию (PP-W) вложенных сборок с оптимальной и не оптимальной линейной массой пластиковых волокон внешнего каскада сделана оценка вложенной электромагнитной энергии в плазму сборок по данным электротехнических измерений тока и напряжения (см. кривые 1 и 2 на рис. 3–7). Измерив временные зависимости производной полного тока dI/dt (или тока $I(t)$), напряжения $U(t)$ вблизи лайнера и, можно вычислить индуктивность $L(t)$ по выражению (1) в пренебрежении омическим сопротивлением плазмы [20]

$$L(t) = \frac{\int_0^t U(\tau) d\tau + C}{I(t)}, \quad (1)$$

и найти полную электромагнитную энергию $W_{tot}(t)$, закачиваемую в концентратор установки, т.е. в электрическую цепь динамической нагруз-

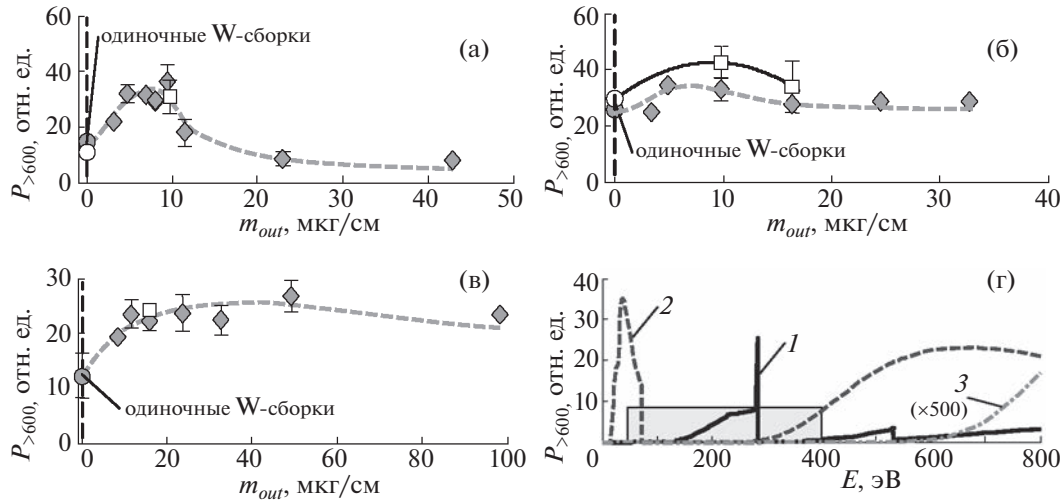


Рис. 16. Зависимость пиковой мощности рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $h\nu > 600$ эВ от массы m_{out} PP-волокон внешней сборки ($r_{out} = 1.0$ см) для вложенных сборок смешанного состава (PP-W) с различным радиусом r_{in} внутреннего каскада: а) — $r_{in} = 0.5$ см (по данным работы [13]); б) — $r_{in} = 0.65$ см; в) — $r_{in} = 0.8$ см. $\diamond$ — для $N_{in} = 40$ W-проволок линейной массы 220 мкг/см; $\square$ — для $N_{in} = 60$ W-проволок линейной массы 330 мкг/см. Точками ($\bullet$, $\circ$) представлены данные для одиночных 40W- и 60W-сборок, соответственно; г) — спектральная зависимость чувствительности ВРД за различными фильтрами от энергии фотонов излучения: 1 — датчик s2e (углеродный катод за 316 мкг/см² лавсана); 2 — датчик s3e (молибденовый катод за Al 0.75 мкм [202 мкг/см²]); 3 — датчик s4e (молибденовый катод за Al 6 мкм [1620 мкг/см²]). Серым прямоугольником на этом рисунке выделен наиболее представительный спектральный диапазон по излучаемой энергии при сжатии Z-пинчей вольфрамовых проволочныхборок на установке Ангара-5-1.

ки (сжимающейся плазмы лайнера). В данном случае под электрической цепью подразумевается разрядный контур, заключенный между местом объединения токов 8-ми модулей установки Ангара-5-1 (область сепаратрисы) и местом расположения лайнера.

Полная электромагнитная энергия $W_{tot}(t)$, закачанная внутрь сепаратрисы к моменту времени t , состоит из энергии магнитного поля $W_m(t) = 1/2 L(t) I^2(t)$ и энергии, вложенной в плазму, $W_{pl}(t) = W_k(t) + W_{in}(t)$, состоящей из кинетической энергии движения плазмы $W_k(t) = 1/2 m V_r^2$ и ее внутренней энергии $W_{in}(t)$. Таким образом, величина $W_{tot}(t)$ рассчитывается:

$$W_{tot}(t) = \int_0^t I(\tau) U(\tau) d\tau = W_m(t) + W_{pl}(t). \quad (2)$$

Энергия магнитного поля $W_m(t)$ запасается в контуре электрической цепи между сепаратрисой (место объединения токов отдельных модулей установки Ангара-5-1) и лайнером в концентраторе установки. Дифференцируя уравнение (2)

получаем соответствующее уравнение для мощностей

$$P(t) = I(t)U(t) = L(t)I(t)\frac{dI}{dt} + \frac{I^2(t)}{2}\frac{dL}{dt} + P_{pl}(t) \equiv P_m(t) + P_{pl}(t), \quad (3)$$

где P — мощность, входящая внутрь сепаратрисы в момент времени t .

На рис. 17 и 18 представлены результаты расчета по выражениям (2) и (3) величин мощностей и энергий (см. кривые 1–3 и 5–7, соответственно). Как следует из этих рисунков, общий характер временных зависимостей мощностей и энергий следующий:

— на стадии плазмообразования веществ (пластик и вольфрам) из которых изготовлены внешний и внутренний каскады вложенныхборок вся мощность и энергия, поставляемая генератором в концентратор установки, тратится в основном на создание магнитного потока в контуре между внешней поверхностью лайнера и областью сепаратрисы, т.е. при временах $t \leq T_n$ — величины $P(t) \approx P_m(t)$ и $W_{tot}(t) \approx W_m(t)$;

— после окончания плазмообразования ($t > T_n$) начинается финальное сжатие плазмы вложен-

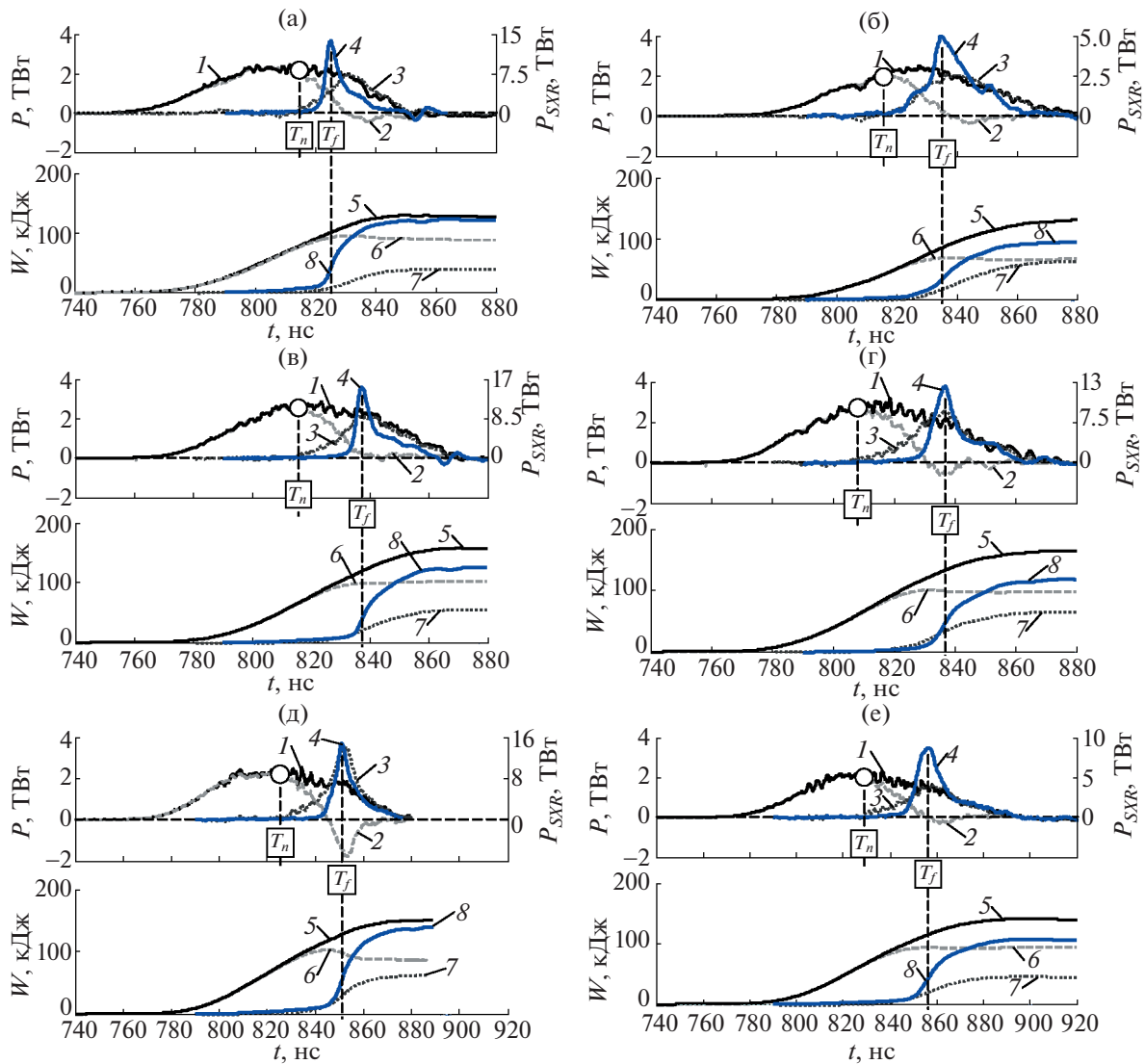


Рис. 17. Энергобаланс при сжатии (PP-W) вложенных (а, в, д) и одиночных W-сборок (б, г, е) по данным электротехнических измерений тока и напряжения. Временные зависимости: полной электромагнитной мощности P_{tot} (кривая 1), мощности, затраченной на создание магнитного поля P_m (кривая 2), мощности, вкладываемой в плазму P_{pl} (кривая 3), мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ, кривая 4); энергии W_{tot} , W_m , W_{pl} и W_{SXR} (кривые 5–8), полученные путем численного интегрирования соответствующих кривых 1–4. T_f – время финального сжатия плазмы (пиковой мощности МРИ).

ных сборок. Энергия $W_{pl}(t)$, вкладываемая в плазму, начинает расти, в то время как энергия магнитного поля $W_m(t)$, накопленная в цепи нагрузки, уменьшается. Полная энергия $W_{tot}(t)$, закачиваемая в электрическую цепь, еще продолжает расти (см. кривые 5–7 на рис. 17 и 18). При этом наблюдается рост мощности $P_{pl}(t)$ (см. кривую 3), что соответствует расходу запасенной электромагнитной энергии цепи на нагрев и ускорение сжимающейся плазмы вложенных сборок. На этой стадии имплозии величина $P_m(t)$ может принимать отрицательные значения. Как

следует из уравнения (3), величина мощности $P_m(t)$ определяется следующим выражением:

$$P_m(t) = L(t)I(t)\frac{dI}{dt} + \frac{I^2(t)dL}{2dt}. \quad (4)$$

На этой стадии имплозии производная полного тока (см. напр. кривые 1 на рис. 3–7) меняет свой знак. При этом первое слагаемое в правой части уравнения (4), соответственно, также меняет свой знак и мощность $P_m(t)$ начинает уменьшаться. В некоторый момент времени оба слагаемых в формуле (4) могут скомпенсировать друг

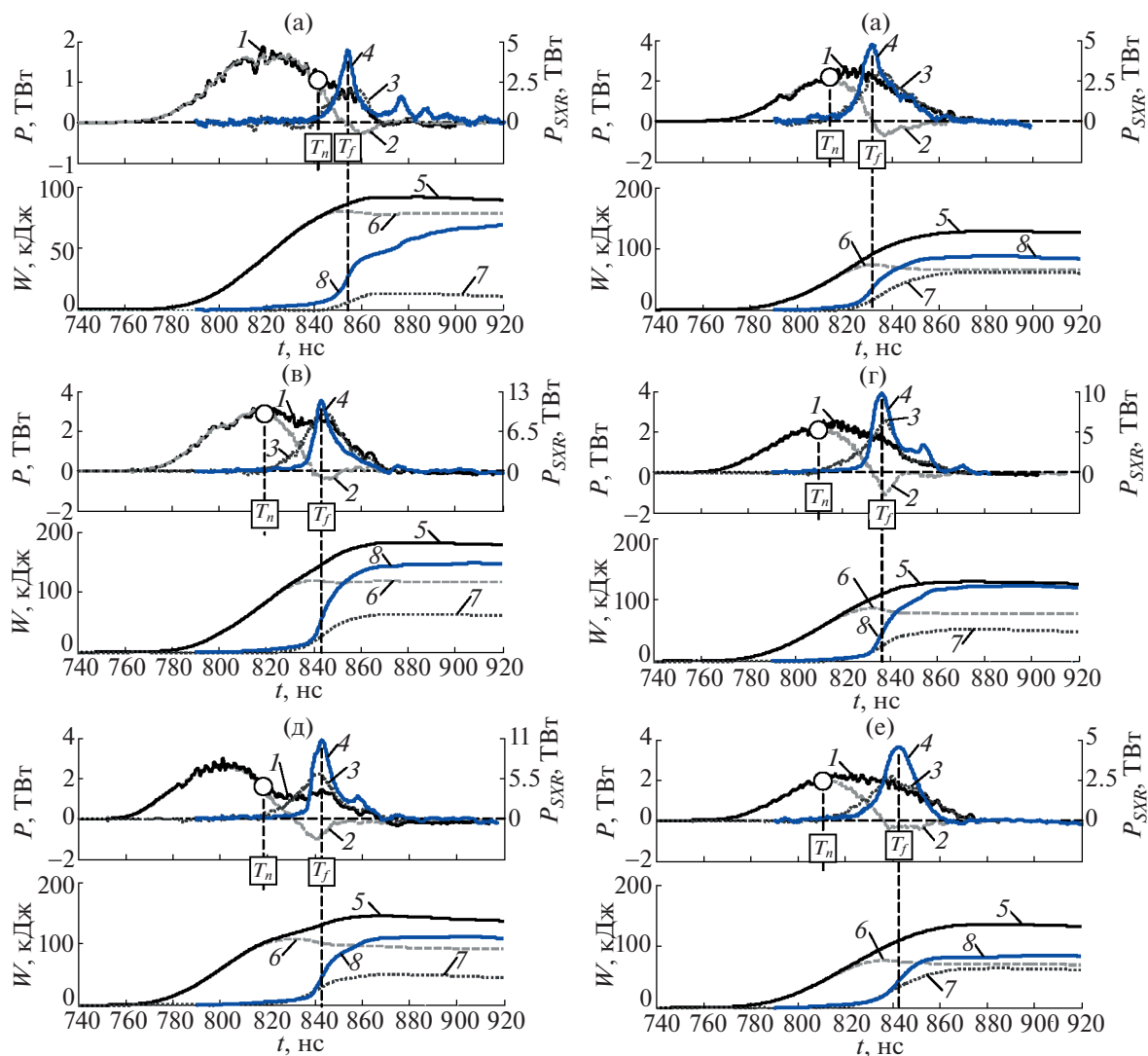


Рис. 18. Энергобаланс при сжатии (PP-W) вложенных (а, в, д) и одиночных W-сборок (б, г, е) по данным электротехнических измерений тока и напряжения. Временные зависимости: полной электромагнитной мощности P (кривая 1), мощности, затраченной на создание магнитного поля P_m (кривая 2), мощности, вкладываемой в плазму P_{pl} (кривая 3), мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ, кривая 4); энергии W_{tot} , W_m , W_{pl} и W_{SXR} (кривые 5–8), полученные путем численного интегрирования соответствующих кривых 1–4. T_f – время финального сжатия плазмы (пиковой мощности МРИ).

друга, а электрическая мощность генератора перестанет вкладываться в магнитное поле, т.е. $P_m = 0$. В последующие моменты времени величина $P_m(t)$ становится отрицательной. В этом случае, чем быстрее будет происходить переполюсовка кривой dI/dt , тем больше энергии, накопленной в магнитном поле, успеет продиссипировать в плазму пинча. Основным каналом сброса энергии плазмы многозарядных ионов вольфрама при сжатии плазмы пинча многопроволочных сборок является генерация мощного тормозного рентгеновского излучения в спектральном диапазоне от нескольких десятков эВ до нескольких сотен эВ.

Действительно, сравнение кривых 5 и 8 на рис. 17 показывает, что в выстрелах с высокой пиковой мощностью рентгеновского излучения 15–17 ТВт почти вся (до 80–90%) электромагнитная энергия, закачанная в контур лайнера, преобразуется в энергию МРИ. При этом следует заметить, что в контрольных выстрелах с одиночными W-сборками наблюдался только 70–75% вклад электромагнитной энергии в излучение плазмы пинча. С другой стороны, в выстрелах с вложенными сборками с неоптимальной массой внешнего каскада, в которых пиковая мощность была не высокой (5–10 ТВт), зарегистрировано, что

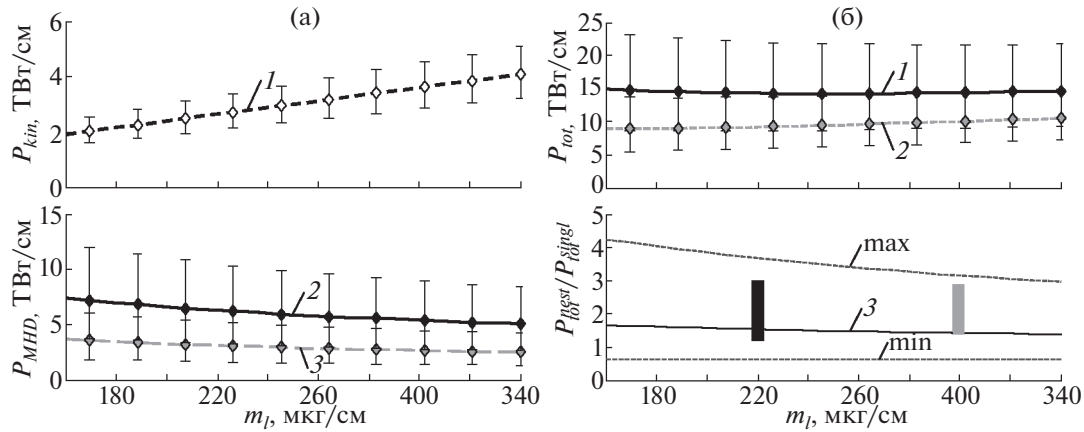


Рис. 19. Расчетные зависимости от линейной массы m_l W-сборки мощности МРИ: а) – P_{kin} (в ТВт/см) за счет преобразования кинетической энергии плазмы (кривая 1), P_{MHD} (в ТВт/см) за счет преобразования электромагнитной энергии (кривые 2 и 3) для вложенных и одиночных сборок соответственно; б) – полной мощности $P = (P_{kin} + P_{MHD}) \cdot h$ (в ТВт) для вложенных (P_{nest} , кривая 1) и одиночных (P_{singl} , кривая 2) сборок с учетом их высоты $h = 1.6$ мм; ниже представлен диапазон (min , max) возможных значений отношения P_{nest}/P_{singl} (кривая 3); прямоугольниками (■, □) для сравнения представлены экспериментальные данные.

энергия МРИ составляет не более 60–80% от полной электромагнитной энергии (см. рис. 18).

Таким образом, в выстрелах с вложенными сборками смешанного состава с различным отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5–0.8$ продемонстрировано, что путем оптимизации линейной массы внешнего каскада (волоконной сборки) можно достигнуть ~90% преобразования электромагнитной энергии, закачанной в концентратор установки, в энергию рентгеновского излучения пинча.

4.3. Вклад кинетической энергии сжатия плазмы в энергию излучения Z-пинча вложенныхборок смешанного состава

Формирование пинча и его нагрев связаны с диссипацией кинетической энергии встречных плазменных потоков, движущихся под действием силы Ампера из области взорванных проволок W-сборки внутреннего каскада в случае (PP-W) вложенныхборок, либо одиночной W-сборки. При этом компактность сжатия плазмы как двухкаскадного лайнера, так и одиночной сборки является необходимым условием эффективного использования его кинетической энергии. Сделаем оценку мощности рентгеновского излучения P_{kin} (в ТВт/см) за счет преобразования кинетической энергии плазмы проволочной сборки, сжимающейся со скоростью V_r (в см/с), толщиной Δ_r во внутреннюю энергию Z-пинча в предположении ее дальнейшей трансформации в энергию рентгеновского излучения, следующим образом:

$$P_{kin} = 5 \times 10^{-26} m V_r^3 / D_r, \quad (5)$$

где Δ_r – в см, m (в мкг/см) – линейная масса плазмы. Толщина плазменного слоя была выбрана равной толщине скин-слоя δ_{skin} плазмы с температурой $T_e = 35$ эВ при характерных временах процесса финального сжатия W-сборки ~25–30 нс. При достигнутой в эксперименте скорости V_r сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) около $(3–3.5) \times 10^7$ см/с и толщине плазменного слоя $\Delta_r \sim \delta_{skin} = 0.15$ см получим оценку мощности P_{kin} примерно 2.1–3.3 ТВт/см для W-сборки линейной массы $m_l = 220$ мкг/см и 3.1–5.0 ТВт/см для $m_l = 330$ мкг/см (см. кривую 1 на рис. 19а). При учете высоты проволочной сборки $h = 1.6$ см соответствующие значения мощности излучения составят 3.4–5.3 ТВт и 5–8 ТВт при длительности процесса $\delta t \approx \Delta_r / V_r \approx 4–5$ нс. Отсюда следует, что неодновременность прихода на ось отдельных плазменных фрагментов проволочной сборки вследствие, например зиппер-эффекта, не должна быть более этой длительности. В случае одиночных проволочныхборок неустойчивости плазмы, возникающие на стадии инициации разряда через проволоки, ухудшают компактность сжатия плазмы в приосевую область. Однако, применение двухкаскадной схемы лайнера с внешним каскадом из пластиковых волокон позволяет существенно уменьшить развитие МГД-неустойчивостей плазмы проволочной сборки во внутреннем каскаде и, тем самым, уменьшить несинхронность сжатия плазмы на финальной стадии имплозии до 2 нс и менее [12].

Полученная оценка мощности МРИ за счет диссипации кинетической энергии плазменных потоков, сходящихся на оси, во внутреннюю

энергию пинча не объясняет зарегистрированные в эксперименте параметры импульса МРИ. При этом энергия излучения в несколько раз превышает кинетическую энергию. Это характерно для всех экспериментов по имплозии многопроволочных сборок, где был достигнут высокий (~ 1) коэффициент преобразования кинетической энергии сжатия плазмы в энергию МРИ [22, 23]. Поэтому сделаем оценку мощности рентгеновского излучения P_{MHD} (в ТВт/см) за счет преобразования электромагнитной энергии во внутреннюю энергию Z-пинча на стадии его стагнации. В работах [24–26] была предложена теоретическая модель, в соответствии с которой электромагнитная энергия разрядной цепи может диссипировать во внутреннюю энергию Z-пинча путем МГД турбулентного перемешивания плазмы и магнитного потока. Магнитный поток, накопленный в контуре разрядной цепи вблизи Z-пинча, проникает внутрь пинча в виде тороидальных магнитных пузырей, зарождающихся на его поверхности и проникающих к оси пинча со скоростью близкой к альфвеновской скорости. Происходит конвективное перемешивание ионной компоненты плазмы с магнитным полем, нагрев плазмы при передаче энергии от ионов к электронам и излучение нагретой плазмы. Для плотной плазмы пинча время передачи энергии от ионной компоненты к электронам мало по сравнению со временем джоулева нагрева электронов. При этом излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. Согласно данной модели мощность такого МГД турбулентного нагрева объема пинча оценивается как

$$P_{MHD} = \frac{B_0^2}{8\pi} 2\pi r V_A \approx 2 \times 10^{-22} \chi \frac{I^3}{r_{pinch}^2 \sqrt{4\pi\rho}}, \quad (6)$$

где P_{MHD} (в ТВт/см), I — ток (в А), протекающий через Z-пинч радиусом r_{pinch} (в см) и плотностью ρ (в г/см³), безразмерный параметр χ — численный множитель порядка единицы, значение которого фактически можно определить только из эксперимента. В теоретических работах [25, 26] он вычислялся в предположении, что некоторая часть сжимаемой плазмы пинча заполнена тороидальными магнитными пузырями, проникающими с поверхности пинча на его ось.

При достигнутых в наших экспериментах типичных значениях разрядного тока $I = (3–3.5)$ МА, радиуса пинча $r_{pinch} = (0.25–0.3)$ мм (для случая вложенных сборок) и $r_{pinch} = (0.5–0.6)$ мм (для случая одиночных W-сборок), и учитывая, что $\rho = m_l/(pr_{pinch}^2)$, получим оценку мощности P_{MHD} для вложенных сборок около $(3.3–10.5)$ ТВт/см (для случая $m_l = 220$ мкг/см) и $(2.7–8.6)$ ТВт/см (для случая $m_l = 330$ мкг/см).

При высоте проволок в сборке $h = 1.6$ см, соответствующие значения мощности излучения составят $(5.3–16.8)$ ТВт и $(4.3–13.8)$ ТВт (см. кривую 2 на рис. 19а). Там же для сравнения представлена кривая 3 для случая одиночных W-сборок с теми же параметрами, что и у внутреннего каскада (PP-W) вложенных сборок. Видно, что за счет почти 2-х кратной разнице в величине финального радиуса пинча r_{pinch} величины P_{MHD} для одиночных и вложенных сборок сильно отличаются, согласно выражению (6). Следует заметить, что сильная зависимость мощности P_{MHD} от тока и радиуса пинча требует наличия детальной информации о радиальном распределении тока в приосевой области проволочной сборки, что в экспериментах, представленных в настоящей работе, было недоступным. Также важным является знание о радиальном распределении тока вне пинча ($I(r > r_{pinch})$), на которое определяющим образом влияет распределение отставшей плазмы (PP-волокон и W-проволок), зависящее от характера окончания плазмообразования и от устойчивости сжатия плазмы на этой стадии процесса. Поэтому, приведенные выше значения мощности P_{MHD} , носят лишь оценочный характер.

В верхней части рис. 19б представлены зависимости от линейной массы W-сборки суммарной мощности в виде $P = (P_{kin} + P_{MHD})h$ для вложенных (кривая 1) и одиночных сборок (кривая 2). Как следует из рисунка, суммарная мощность излучения P для вложенных сборок лежит в диапазоне $(8.7–22.1)$ ТВт (для случая $m_l = 220$ мкг/см) и $(9.3–21.8)$ ТВт (для случая $m_l = 330$ мкг/см). Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что во всем диапазоне значений линейной массы W-сборок, применяемых в экспериментах на установке Ангара-5-1, для вложенных сборок наблюдается превосходство по выходу МРИ по сравнению с одиночными W-сборками. Также следует заметить, что увеличение массы W-сборки во внутреннем каскаде вложенных сборок не приводит к существенному увеличению мощности МРИ (не более 2–5%). Это хорошо соответствует экспериментальным данным.

В нижней части рис. 19б представлена кривая 3 — зависимость отношения мощностей P_{nest}/P_{singl} от m_l для сравнения выходов МРИ для одиночных и вложенных сборок. Там же представлен диапазон (min, max) возможных значений отношения P_{nest}/P_{singl} . Из кривой 3 следует, что в среднем, в представленном диапазоне значений m_l , вложенные сборки дают в 1.4–1.7 раза выше потери на излучение, чем одиночные сборки.

Таким образом, сделанные из выражений (5) и (6) оценки P_{kin} и P_{MHD} сопоставимы с зарегистрированным уровнем мощности МРИ в экспериментах с (PP-W) вложенными сборками в этой се-

рии экспериментов (см. напр. экспериментальные данные на рис. 196).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено сравнительное исследование токовой имплозии 2-х каскадных вложенных сборок смешанного состава (PP-W) и одиночной цилиндрической многопроволочной W-сборки, в которых параметры внутреннего каскада вложенныхборок из W-проволок идентичны параметрам одиночной W-сборки. Исходя из сопоставления экспериментальных данных по токовому сжатию таких типовборок, можно сделать следующие выводы:

1. Получено существенное повышение пиковой мощности МРИ (для диапазона энергии квантов $h\nu > 100$ эВ) в случае двухкаскадных (PP-W) вложенныхборок по сравнению с одиночными W-сборками с теми же параметрами, что и у W-сборки во внутреннем каскаде. Показано, что в случае (PP-W) вложенныхборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.8$ пиковая мощность оказывается выше в 1.7–1.9 раза, с отношением $r_{in}/r_{out} = 0.65$ – в 1.2–1.3 раза и с отношением $r_{in}/r_{out} = 0.5$ – в 2.2–2.5 раза.

2. Повышение амплитуды импульса МРИ связано в основном с сокращением его длительности. При этом энергия рентгеновского излучения слабо зависит как от линейной массы m_{out} волоконной PP-сборки во внешнем каскаде, так и от линейной массы m_{in} W-сборки во внутреннем каскаде, по крайней мере, в диапазоне значений линейной массы $m_{in} \in [220, 330]$ мкг/см для условий эксперимента на установке Ангара-5-1.

3. Следующие значения параметров импульса МРИ: $P_{SXR}^{max} \approx 17\text{--}18$ ТВт, $E_{SXR} \approx 130\text{--}140$ кДж и $FWHM \approx 5\text{--}6$ нс, являются предельными в нашей постановке эксперимента. При уровне разрядного тока (3–3.5) МА достигнута высокая степень сжатия плазмы W-сборки внутреннего каскада около (20–25).

4. Спектральные измерения показали, что в оптимальных режимах сжатия плазмы (PP-W) вложенныхборок наблюдается увеличение доли энергии рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $\lambda \in (30, 40)$ Å, что на (30–100)% больше по сравнению с одиночными W-сборками со схожими параметрами. Это свидетельствует о повышении температуры Z-пинча в случае эффективного сжатия плазмы вложенныхборок смешанного состава.

5. Продемонстрировано, что путем оптимизации линейной массы внешнего каскада (волоконной сборки) можно достигнуть ~90% преобразования электромагнитной энергии, закачанной в окрестность лайнера, в энергию

рентгеновского излучения пинча. При этом доля кинетической в энергии излучения составляет не выше 30%.

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов. Работа частично выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 20-02-00007, 20-21-00082).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Deeney C., Douglas M.R., Spielman R.B., Nash T.J., Peterson D.L., L'Eplattenier P., Chandler G.A., Seamen J.F., Struve K.W. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 22. P. 4883–4886.
2. Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 33–48.
3. Cuneo M.E., Sinars D.B., Waisman E.M., Bliss D.E., Stygar W.A., Vesey R.A., Lemke R.W., Smith I.C., Rambo P.K., Porter J.L., Chandler G.A., Nash T.J., Mazarakis M.G., Adams R.G., Yu E.P., Struve K.W., Mehlhorn T.A., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Jennings C.A. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. № 5. P. 056318–1–056318–18.
4. Sinars D.B., Cuneo M.E., Yu E.P., Bliss D.E., Nash T.J., Porter J.L., Deeney C., Mazarakis M.G., Sarkisov G.S., Wenger D.F. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. № 14. P. 145002–1–145002–4.
5. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Птичкина Е.А., Грицук Е.А., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 9. С. 779–806.
6. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Брешиков С.С. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 134–157.
7. Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G.S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D.B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S.E., McGurn J.S., Mehlhorn T.A., Moore T., Nielsen D.S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., Torres J.A. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 046406–1–046406–43.
8. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1059–1093.
9. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Ольховская О.Г., Зайцев В.И. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 2. С. 157–192.
10. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Федюлов М.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 520–547.
11. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 9. С. 751–764.

12. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 10. С. 887–920.
13. Mitrofanov K.N., Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Oleinik G.M., Frolov I.N., Samokhin A.A., Olkhovskaya O.G., Gasilov V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. № 4. P. 045007–1–045007–24.
14. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М. // Сб. тез. доклад. XLIX Междунар. (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС, 14–18 марта 2022 г., ЗАО НТЦ “ПЛАЗМАИОФАН”. М. С. 120. <https://doi.org/10.34854/ICPAF.2022.49.1.085>.
15. Альбикиов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26–35.
16. Браницкий А.В., Олейник Г.М. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2000. № 4. С. 58–64.
17. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лахтюшко Н.И., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М., Светлов Е.В. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 2. С. 160–171.
18. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Смирнов В.П., Фролов И.Н. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2004. № 2. С. 74–81.
19. Олейник Г.М. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2000. № 3. С. 49–51.
20. Александров В.В., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнов В.П., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 7. С. 615–629.
21. Sasorov P. // 6th Intern. Conf. on Dense Z-Pinches. Oxford. Ed.: J. Chittenden. AIP Conf. Proc. 2006. V. 808. P. 81–84.
22. Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 5. P. 2105–2111.
23. Jones M.C., Ampleford D.J., Cuneo M.E., Hohlfelder R., Jennings C.A., Johnson D.W., Jones B., Lopez M.R., MacArthur J., Mills J.A., Preston T., Rochau G.A., Savage M., Spencer D., Sinars D.B., Porter J.L. // Rev. Sci. Instr. 2014. V. 85. P. 083501–1–083501–11.
24. Lovberg R.H., Raily R.A. and Shlachter J.S. // Dense Z-pinches: Proc. of 3rd Int. Conf. 1993. London, United Kingdom. AIP Conf. Proc. 1994. New York. USA. Eds.: Haines M., Knight A. V. 299. P. 59.
25. Rudakov L.I., Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr. and Deeney C. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 15. P. 3326–3329.
26. Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr., Rudakov L.I., Deeney C. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. № 8. P. 3265–3277.

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

УДК 533.9, 537.5

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕЛИКОННОГО ИСТОЧНИКА МАЛОЙ МОЩНОСТИ ПРИ ЕГО РАБОТЕ НА ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ С ЕМКОСТНОЙ КОМПОНЕНТОЙ

© 2023 г. И. И. Задириев^{а,*}, К. В. Вавилин^а, Е. А. Кралькина^а,
А. М. Никонов^а, Г. В. Швыдкий^а

^а МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: iizadiriev@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.03.2023 г.

После доработки 08.04.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2023 г.

Представлены результаты экспериментального исследования ВЧ-источника плазмы малой мощности, помещенного в продольное магнитное поле (геликонного двигателя), при его работе на емкостном ВЧ-разряде и индуктивных ВЧ-разрядах с емкостной компонентой. Показана существенная зависимость характеристик ионного и электронного потоков источника от индукции постоянного магнитного поля. Продемонстрирована принципиальная применимость емкостного ВЧ-разряда в качестве рабочего процесса в исследованном источнике плазмы. Показано, что прирост средней энергии ионов в потоке на выходе из источника при появлении емкостной компоненты разряда является незначительным.

Ключевые слова: высокочастотный разряд, индуктивный, емкостной, гибридный, геликонный источник плазмы

DOI: 10.31857/S0367292123600309, **EDN:** VXNAMU

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие космической отрасли сопровождается расширением диапазона мощностей и масс используемых космических аппаратов, что, в свою очередь, делает актуальной разработку новых эффективных бортовых электроракетных двигателей (ЭРД). При этом особо привлекательной для многих практических применений является схема ЭРД, дающая скомпенсированный электронами ионный пучок, то есть не требующая наличия катода-компенсатора. В частности, ЭРД такого рода требуются для успешного освоения низких орбит (200–400 км), где присутствует остаточная атмосфера, и традиционные схемы катодов не применимы из-за окислительных процессов.

Перспективной конструкцией ЭРД, позволяющей получить скомпенсированный ионный поток, является геликонный двигатель (ГД). Подробно принцип его действия можно найти в работах [1–5]. Здесь лишь коротко укажем, что его устройство основано на индуктивном высокочастотном (ВЧ) разряде в продольном внешнем магнитном поле. Создаваемая в газоразрядной камере (ГРК) плазма истекает через выходное отверстие сквозь область расходящегося магнитного поля, так называемое “магнитное сопло”, где

возникает двойной слой со скачком потенциала, и происходит ускорение плазмы. В зависимости от того, какому механизму ускорения авторы конкретных научных работ отдают предпочтение, в литературе встречаются названия “геликонный двигатель с магнитным соплом” (magnetic nozzle helicon thruster) [6, 7] и “геликонный двигатель с двойным слоем” (double-layer helicon thruster) [8, 9], однако фактически речь идет об одном и том же устройстве. Также стоит отметить, что исторически геликонным двигателем назывались только достаточно мощные устройства (более 1 кВт) со значительной длиной ГРК (1 м и более) и индукциями внешнего магнитного поля более 1 кГс. Именно в устройствах такого типа экспериментально обнаруживается геликонная волна. Однако в силу устоявшейся традиции аналогичные устройства с малой мощностью (~100 Вт), короткими ГРК (10–20 см) и малыми индукциями магнитного поля (<100 Гс) также принято называть геликонными двигателями малой мощности, хотя в большинстве случаев условия для возбуждения собственно геликонной волны в них не выполняются. Именно такие устройства — геликонные двигатели малой мощности — являются объектом интереса в настоящей работе.

Несмотря на целый ряд преимуществ, к которым можно отнести простоту конструкции, скомпенсированность ионного потока и отсутствие в ГРК контактирующих с плазмой металлических электродов, на настоящий момент ГД не используется на запускаемых в космос аппаратах, что в основном объясняется его существенным недостатком: малой энергией истекающих ионов (около 70–100 эВ при работе на аргоне) [6, 7, 10–12]. Следствием этой малой энергии является низкий тяговый КПД. По современным представлениям, ускорение ионной компоненты потока в ГД достигается за счет преобразования тепловой энергии электронной компоненты в магнитном сопле [6, 7, 12–16]. Многократное увеличение энергии истекающих ионов выглядит проблематичной задачей, так как требует соответствующего увеличения температуры и концентрации электронов внутри ГРК. При этом существенный рост температуры неизбежно повлечет за собой рост потерь из-за ухода частиц плазмы на стенки ГРК (в соответствии с формулой Бома) и высвечивания, что негативно скажется на эффективности плазмообразования. Поэтому наращивание энергии ионов с 70 эВ до приемлемого уровня в 300–400 эВ (для ионов аргона) выглядит не реализуемым в традиционной схеме ГД.

Авторами настоящей статьи рассматривается иной путь увеличения энергии ионного потока в ГД: использование емкостного ВЧ-разряда. Логика в данном случае заключается в следующем. Энергия ионного потока главным образом определяется величиной квазистационарного (среднего за период колебаний ВЧ-поля) потенциала плазмы внутри ГРК относительно заземленного электрода, в роли которого, как правило, выступает кожух двигателя или стенки вакуумной камеры. Известно, что в емкостном ВЧ-разряде плазма может иметь высокий квазистационарный потенциал относительно электродов [17]. Вместе с тем, организация емкостного ВЧ-разряда не требует размещения в ГРК контактирующих с плазмой электродов, что могло бы нарушить скомпенсированность ионного потока на выходе из источника. С физической точки зрения существует возможность поднятия потенциала плазмы в ГРК ГД за счет дополнительного емкостного узла ввода ВЧ-мощности. Также интерес для исследования представляет влияние емкостной компоненты на свойства разряда, так как даже в обычной схеме ГД эта компонента неизбежно присутствует из-за наличия межвитковых емкостей индуктора и возможного несамостоятельного емкостного разряда в вакуумной камере из-за остаточного давления рабочего газа.

В настоящей работе экспериментально изменяются параметры лабораторной модели гелий-конного двигателя при ее работе в 4 режимах: на

емкостном ВЧ-разряде, индуктивном ВЧ-разряде, и двух гибридных разрядах, один из которых с преимущественной емкостной, а другой с индуктивной компонентой.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для того, чтобы сохранить возможность непосредственного сравнения результатов, представленных в настоящей работе, с результатами проведенного ранее исследования параметров ГД при его работе в “стандартном” режиме на индуктивном ВЧ-разряде [18], в конструкцию двигателя был внесен минимум изменений. Межвитковое расстояние у индуктора было уменьшено так, что он теперь занимает лишь половину боковой поверхности ГРК, а на второй половине расположен активный электрод цепи емкостного ВЧ-разряда. Схема лабораторной модели ГД изображена на рис. 1. ГРК и газораспределитель были выполнены из кварца, внутри ГРК отсутствовали какие-либо металлические элементы. Максимум постоянного магнитного поля приходился на область выходного отверстия двигателя, а при удалении на 10 см от выходного отверстия в сторону газораспределителя или вакуумной камеры индукция магнитного поля падала примерно в 3 раза.

Гибридный разряд может быть реализован двумя способами: с питанием емкостного и индуктивного каналов разряда от одного или от разных ВЧ-источников. В настоящей работе предпо-

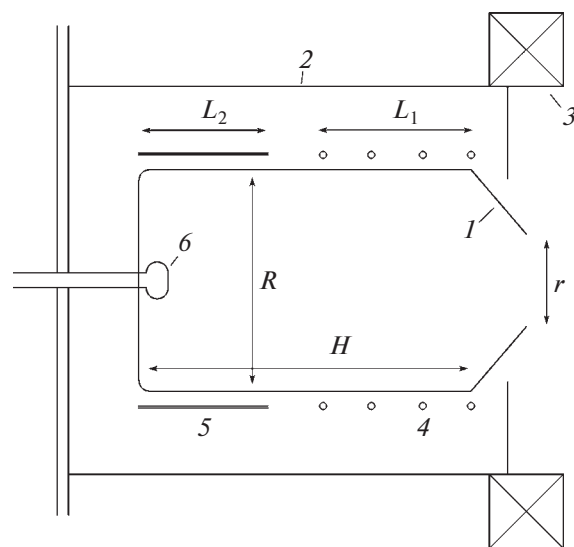


Рис. 1. Схема лабораторного ГД. 1 – кварцевые стенки ГРК, 2 – металлический кожух, 3 – электромагнит, 4 – ВЧ-индуктор, 5 – активный электрод емкостного канала, 6 – газораспределитель. $H = 9$ см, $R = 5.6$ см, $r = 2.5$ см, $L_1 = 3.5$ см, $L_2 = 4$ см.

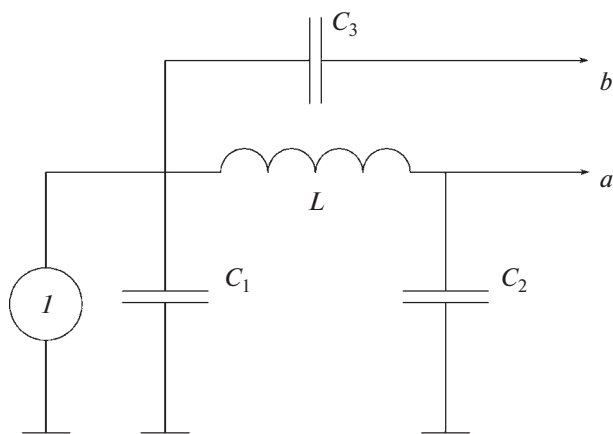


Рис. 2. Схема системы согласования. I – ВЧ-источник питания, C_1 , C_2 и C_3 – переменные вакуумные емкости, L – индуктивность. а) – вывод емкостного канала (к активному электроду); б) – вывод индуктивного канала (к ВЧ-индуктору).

чение было отдано схеме разряда с питанием обоих каналов от одного ВЧ-источника, так как подобная схема позволяет точнее проследить влияние емкостной компоненты в индуктивном разряде, где ВЧ-мощность самопроизвольно перераспределяется между каналами в зависимости от параметров разрядной плазмы. Вдобавок к этому, схема питания каналов от разных источников сложнее реализуема и менее применима для плазменных двигателей, предназначенных для установки на космические аппараты.

Стоит отметить, что оптимальная система согласования для емкостного ВЧ-разряда на выбранной частоте (13.56 МГц) отличается от той, которая подходит для индуктивного ВЧ-разряда. По этой причине исследуемый в настоящей работе гибридный разряд подразумевает вложение мощности в разрядную плазму через емкостной и индуктивный каналы от одного ВЧ-источника питания, при этом была использована система согласования, схема которой изображена на рис. 2. Подобная схема может быть переведена в П-контур для работы с емкостным ВЧ-разрядом или в L -контур для работы с индуктивным ВЧ-разрядом отсоединением емкости C_3 или индуктивности L соответственно.

Лабораторный ГД размещался внутри вакуумной камеры шириной 80 см, глубиной 80 см и высотой 75 см на ее фланце так, как это показано на схеме из рис. 3. Напротив выходного отверстия ГД находилась площадка для крепления измерительного оборудования, размещенная на каретке блока линейной передачи, способной перемещаться вдоль оси системы с точностью установки ее положения в 0.3 мм. Эксперимент проводился при следующих параметрах: подводимая от

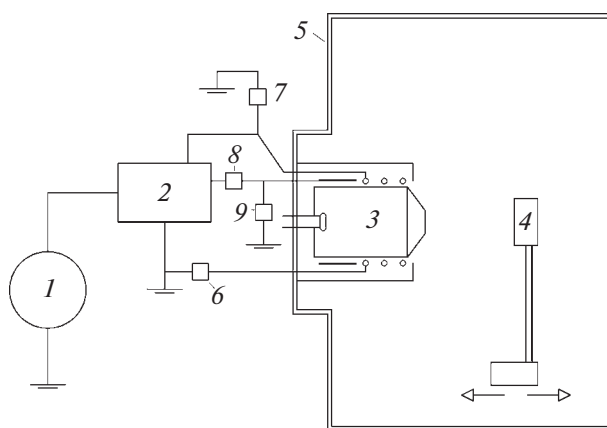


Рис. 3. Схема экспериментальной установки. I – ВЧ-источник питания, 2 – система согласования, 3 – лабораторный ГД, 4 – площадка для размещения измерительной аппаратуры, 5 – стенки вакуумной камеры, 6, 7 – пояс Роговского и емкостной делитель в цепи индуктивного канала соответственно, 8, 9 – пояс Роговского и емкостной делитель в цепи емкостного канала соответственно.

ВЧ-источника питания мощность составляла 125 Вт (на частоте 13.56 МГц), индукция постоянного магнитного поля в области его максимума (в районе выходного отверстия двигателя) изменялась в пределах 0–70 Гс, расход рабочего газа (аргон) был 10 мл/мин. При указанном расходе давление в вакуумной камере составляло 3×10^{-4} Торр, а давление в ГРК оценивается в 8×10^{-4} Торр.

Вложение ВЧ-мощности в разряд через индуктивный и емкостной каналы определялось с помощью интегрирования произведения ВЧ-тока и напряжения в соответствующем канале за несколько десятков периодов ВЧ-колебаний с последующим делением результата на временной промежуток интегрирования. Для измерения ВЧ-тока и ВЧ-напряжения использовались пояса Роговского и емкостные делители напряжения. Для индуктивного разряда дополнительно использовался метод оценки вложенной мощности по показаниям ВЧ-тока через индуктор в цепи с разрядом и без него, подробно описанный в [19].

Для измерения параметров плазмы вдоль оси лабораторной модели ГД использовался ВЧ скомпенсированный зонд. С целью ВЧ-компенсации около кончика зонда был закреплен дополнительный электрод, соединенный с зондом через керамическую емкость в 1 нФ, а в зондовую цепь были включены резонансные фильтры-пробки на частотах в 13.56 МГц и 27 МГц. В качестве опорного зонда использовался заземленный кожух лабораторной модели ГД и стенки вакуумной камеры. Процедура получения и обработки зондовых вольт-амперных характеристик была

стандартной. Потенциал пространства определялся по отклонению логарифма зондового электронного тока от прямой, а концентрация плазмы определялась исходя из электронного тока на зонд при зондовом потенциале, равном потенциалу пространства. Поскольку постоянное магнитное поле может приводить к существенным искажениям зондовых характеристик, все зондовые измерения проводились при магнитном поле, не превышающем 24 Гс в зоне его максимума.

С целью получения параметров выходящего из лабораторной модели ГД-потока плазмы на оси системы на расстоянии 30 см от выходного отверстия закреплялся четырехсеточный энергоанализатор. Энергетическое распределение частиц выбранного сорта (электронов или ионов) извлекалось из первой производной зависимости коллекторного тока I_c от задерживающего напряжения U_r (кривой задержки) по формуле:

$$f(\varepsilon) = -\frac{m\eta}{eS} \frac{dI_c}{d\varepsilon}, \quad (1)$$

где m , e — масса и заряд частицы выбранного сорта, S — площадь входного отверстия, η — коэффициент прозрачности системы сеток, $\varepsilon = eU_r$.

Оценка анизотропии электронного потока производилась с помощью поворотного плоского зонда, расположенного на расстоянии 10 см от выходного отверстия на оси системы. Площадь зонда составляла 1 см², а угол поворота регулировался серводвигателем с точностью до 5°.

По той причине, что в плазме ГД могут возбуждаться различные волны, в частности косая ленгмюровская волна [19–25] (волна Трайвелписа–Голда) и геликонная волна [20, 21, 26–31], в настоящей работе производились измерения продольной B_z компоненты ВЧ магнитного поля вдоль оси системы с помощью магнитного зонда. Магнитный зонд размещался на выше упомянутой подвижной каретке блока линейной передачи, и представлял собой погруженную в плазму спираль из 6 витков вольфрамовой проволоки диаметром 0.3 мм. Диаметр спирали составлял 4 мм, высота — 5 мм. Отсеивание емкостных наводок осуществлялось с помощью трансформаторной развязки с заземленной центральной точкой первичной обмотки, как это описано в [18], а сам зонд был изолирован по постоянному току от земли двумя керамическими емкостями в 3 нФ каждая, так что находился под плавающим потенциалом во время погружения в плазму разряда.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Все 4 рассмотренные формы разряда (емкостной, индуктивный и 2 гибридных) внешне были достаточно похожи: внутри ГРК находилась ярко светящаяся плазма, а в вакуумную камеру при на-



Рис. 4. Фото выходного отверстия ГД во время работы.

личии магнитного поля из выходного отверстия выходит расходящийся поток плазмы. Фото разряда изображено на рис. 4. Для краткости в дальнейшем гибридный разряд с преимущественной индуктивной компонентой будем называть гибридный разряд I, а с емкостной — гибридный разряд II.

Стоит отметить, что метод прямого интегрирования не позволил получить вложение мощности применительно к индуктивному каналу, так как разность фаз между напряжением и током была близка к $\pi/2$, что приводило к погрешности, на порядок превосходящей измеряемую величину. Возможным решением было включение последовательно в цепь индуктивного канала емкости с импедансом, приблизительно равным мнимой части импеданса индуктивного канала. Таким образом, сдвиг фаз можно было бы отдалить от $\pi/2$, если бы мнимая часть импеданса по модулю стала бы сравнима с действительной частью. На деле последовательное включение емкости не дало желаемого результата, так как существенно повлияло на согласование и на ток, протекающий через индуктор, что, в свою очередь, привело к изменению мнимой части импеданса канала и параметров плазмы разряда. По этой причине для индуктивного разряда мы были ограничены методом оценки вложения по разности токов, протекающих через индуктор с разрядом и без него.

Таблица 1. Параметры рассмотренных типов разряда

Тип разряда	P_c , Вт	P_i , Вт	U_c , В	I_c , А	U_i , В	I_i , А
индуктивный	—	85 ± 5	—	—	808 ± 15	10.9 ± 1.2
гибридный I	<10	81 ± 7	250 ± 10	1.8 ± 0.1	816 ± 15	10.5 ± 1.1
гибридный II	82 ± 10	<5	496 ± 22	4.2 ± 0.2	156 ± 5	1.7 ± 0.2
емкостной	90 ± 12	—	524 ± 25	4.5 ± 0.2	—	—

Также заметим, что экспериментально не удалось реализовать режим горения разряда, при котором вложения мощности через емкостной и индуктивный каналы были бы близки друг к другу. При попытке плавного перехода от емкостного разряда к индуктивному в определенный момент наблюдалось резкое рассогласование, и процесс разряда прекращался. По этой причине мы ограничиваемся рассмотрением лишь двух выше упомянутых видов гибридного разряда.

В табл. 1 перечислены параметры вложения мощности для рассмотренных режимов горения разряда при магнитном поле 24 Гс. P_x , U_x , I_x обозначают вложение мощности, амплитуду основной гармоники ВЧ-напряжения и ВЧ-тока соответственно, где вместо индекса x стоит c для емкостного канала, и i для индуктивного.

Несмотря на то, что вложение мощности через неосновной канал в рассмотренных гибридных разрядах мало, влиянием этого канала на параметры плазмы нельзя пренебречь, что демонстрирует рис. 5, на котором изображено продольное распределение концентрации плазмы. Видно, что в индуктивном и гибридном I разрядах падение концентрации происходит достаточно резко в области около выходного отверстия, в то время как в разрядах с доминирующей емкостной компонентой концентрация падает плавно по мере продвижения вдоль ГРК. Более низкая концентрация плазмы внутри ГРК для емкостного разряда сопровождается более высокой температурой электронов 9–11 эВ против 6–7 эВ у индуктивного и гибридного I разрядов. Гибридный II разряд имеет промежуточное значение электронной температуры в 8–9 эВ. Стоит отметить, что рассмотренный индуктивный разряд также не был лишен емкостной компоненты, которая связана с межвитковыми емкостями индуктора. Однако при экспериментально рассмотренной величине ВЧ-мощности в 125 Вт этот разряд находился в Н-моде, и из 4 исследованных схем разряда имел наименьшую емкостную компоненту, поэтому для удобства в работе он именуется индуктивным.

Так как одним из основных побуждений к проведению настоящего исследования является стремление найти способ повышения энергии ионного потока на выходе из ГД, особый интерес представляет продольное распределение квази-

стационарного потенциала плазмы вдоль оси системы, изображенное на рис. 6. Ионы, будучи массивными частицами, при частоте ВЧ-поля в 13.56 МГц имеют пренебрежимо малую амплитуду вынужденных колебаний и движутся в усредненных полях. Таким образом, распределение на рис. 6 показывает электрическое поле, определяющее динамику ионов в системе. Видно, что принципиальный вид распределения примерно одинаков у рассмотренных форм разряда и имеет 3 выраженные области: область внутри ГРК с потенциалом примерно в 40 В, минимум потенциала в 2 см от выходного отверстия в сторону вакуумной камеры, рост потенциала при дальнейшем продвижении в сторону вакуумной камеры. Падение потенциала на выходе из ГРК составляет 25–30 В и является ускоряющим для ионов, покидающих ГД. Можно отметить, что, так же как и падение концентрации, падение потенциала внутри ГРК в емкостном и гибридном I разрядах является более плавным.

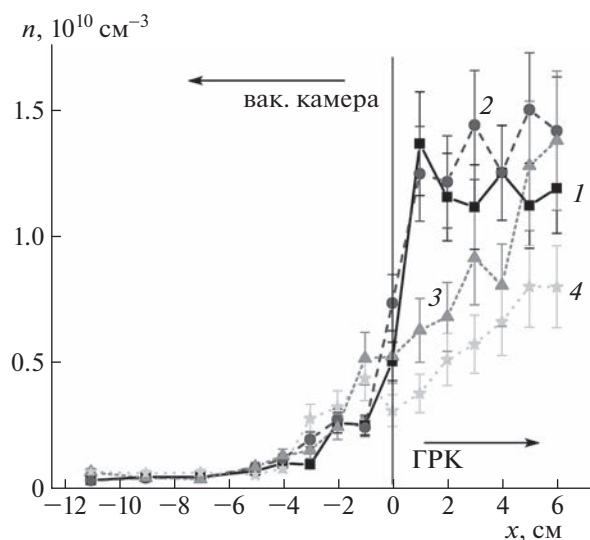


Рис. 5. Распределение концентрации n плазмы вдоль оси лабораторного ГД. Координата $x = 0$ см соответствует положению выходного отверстия. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 — индуктивный, 2 — гибридный I, 3 — гибридный II, 4 — емкостной.

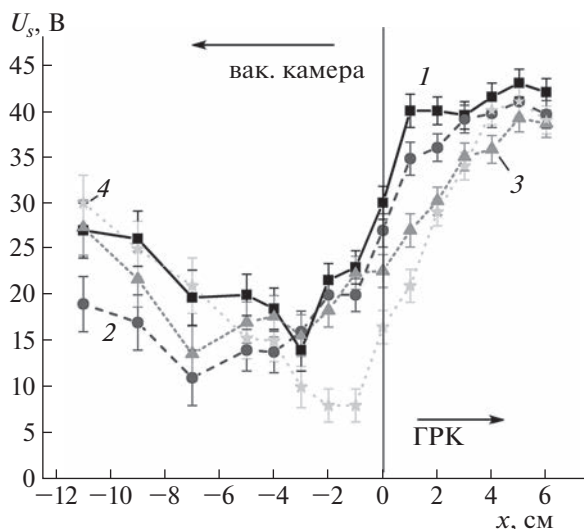


Рис. 6. Распределение среднего за период ВЧ-колебаний потенциала пространства плазмы U_s вдоль оси лабораторного ГД. Координата $x = 0$ см соответствует положению выходного отверстия. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 — индуктивный, 2 — гибридный I, 3 — гибридный II, 4 — емкостной.

Показанная на рис. 6 картина распределения потенциала должна привести к формированию ускоренного потока ионов, выходящего из лабораторного ГД. Рассмотрим результаты измерения параметров ионного потока, полученные с помощью энергоанализатора. На рис. 7 изображен типичный вид кривой задержки и полученное из нее энергетическое распределение ионов.

Полученные средние энергии ионов в потоке слабо зависят от величины постоянного магнитного поля и составляют 50–65 эВ для индуктивного и гибридного I разрядов, 60–70 эВ для гибридного II, и 70–80 эВ для емкостного. Следует отметить, что корпус и внешняя сетка использовавшегося в настоящей работе энергоанализатора были заземлены, что неизбежно приводило к формированию слоя пространственного заряда около энергоанализатора. Скачок квазистационарного напряжения в этом слое близок по величине к потенциалу пространства плазмы в той области, куда был установлен энергоанализатор. Зондовые измерения показали, что для всех рассмотренных видов разряда потенциал плазмы на оси системы на удалении 30 см от выходного отверстия составлял 40–45 В. Это означает, что любой ион, прошедший из окружающей плазмы в систему электродов энергоанализатора, получил дополнительное ускорение в 40–45 эВ в слое пространственного заряда. В случае если на месте энергоанализатора находится заземленный электрод, средняя энергия приходящих на него ионов будет в точности соответствовать измеренной

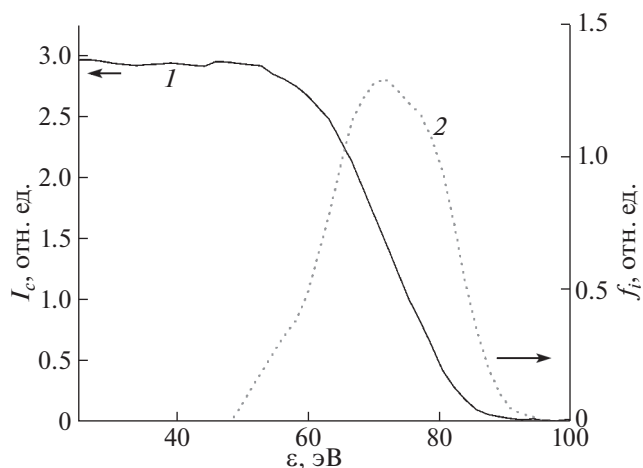


Рис. 7. Кривая задержки (1, левая ось) и полученное из нее энергетическое распределение (2, правая ось) для ионов, выходящих из ГД при его работе на емкостном разряде.

энергоанализатором. Однако ошибочно было бы трактовать это как среднюю энергию потока ионов, создаваемого лабораторным ГД. Даже в полном отсутствии потока ионов из выходного отверстия ГД, помещение энергоанализатора в плазму с потенциалом в 40–45 В должно привести к регистрации энергоанализатором ионов с энергетическим распределением, лежащим около соответствующих энергий в 40–45 эВ. Свидетельством наличия потока ионов является превышение измеренной средней энергией величины потенциала пространства (умноженного на заряд иона) той области плазмы, где размещен энергоанализатор. В нашем случае такое превышение регистрируется, и составляет около 35 эВ для емкостного разряда, 25 эВ для гибридного II и 15 эВ для остальных. При этом величина магнитного поля слабо влияет на это превышение, то есть можно утверждать, что поток ионов присутствует и в отсутствие внешнего магнитного поля.

С другой стороны, внешнее магнитное поле оказывает существенное влияние на коллекторный ток энергоанализатора без задерживающего напряжения, который пропорционален суммарному ионному току, приходящему из плазмы на его внешнюю сетку. График зависимости коллекторного тока приведен на рис. 8. Обращает на себя внимание ярко выраженный максимум в районе 20–25 Гс у кривой 1, соответствующей индуктивному разряду. Подобный результат согласуется с данными, полученными ранее и представленными в работе [18]. Аналогичный максимум присутствует и у других кривых, но в меньшем масштабе.

Помимо параметров ионного потока, четырехсеточный энергоанализатор использовался для

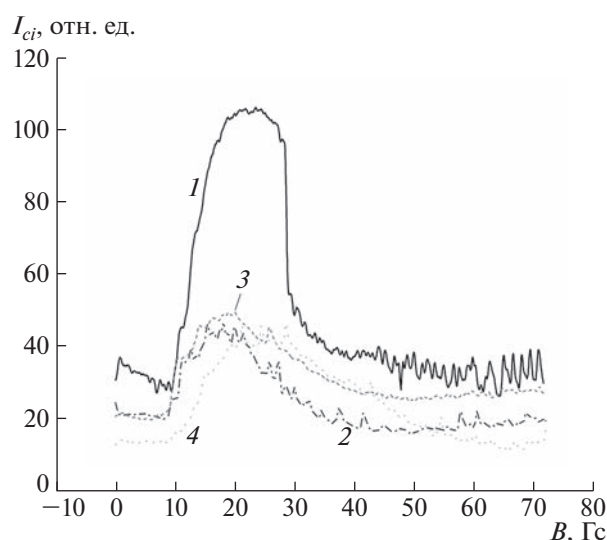


Рис. 8. Зависимость ионного тока I_{ci} на коллектор энергоанализатора без задерживающего напряжения от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

определения энергетических распределений приходящих на него электронов. Для этого были соответствующим образом изменены полярности задерживающего напряжения на 3 сетке и отсеивающего противоположный сорт частиц напряжения на 2 сетке (1 сетка, контактирующая с плазмой, заземлена). При регистрации электронного потока напряжение на 4 сетке, призванное подавить искажения кривой задержки из-за вторичной ион-электронной эмиссии с коллектора, не требуется, поэтому четвертая сетка была соединена с коллектором. На рис. 9 представлен типичный вид полученной кривой задержки и соответствующего энергетического распределения электронов.

В отличие от случая ионов, электронный поток регистрируется только при наличии магнитного поля. При этом средняя энергия регистрируемого потока зависит от индукции магнитного поля, что отображено на рис. 10. Необходимо учесть, что для электронов скачок потенциала в слое пространственного заряда около энергоанализатора является замедляющим. В отличие от ионов, движущихся в усредненных полях, электроны на частоте вынуждающего поля 13.56 МГц движутся в соответствии с мгновенным значением вектора напряженности электрического поля. Это приводит к тому, что в разные фазы ВЧ-колебаний эффективное значение задерживающего потенциала для электронов, уходящих из плазмы вакуумной камеры на энергоанализатор, составляет от ~ 0 до 80–90 В. Таким образом, параметры

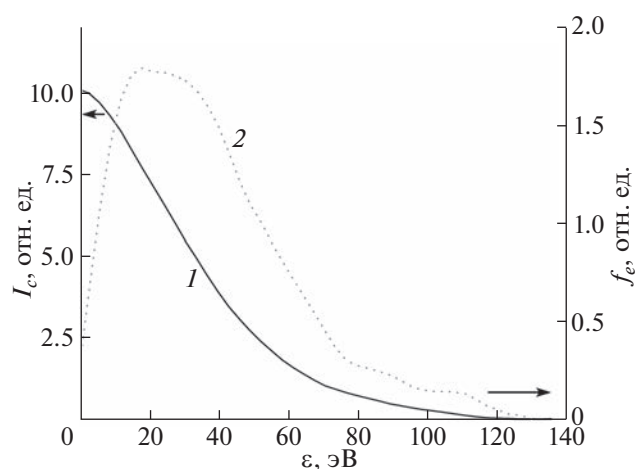


Рис. 9. Кривая задержки (1, левая ось) и полученное из нее энергетическое распределение (2, правая ось) для электронов, выходящих из ГД при его работе на емкостном разряде.

электронного потока, полученные энергоанализатором, являются неким усреднением реальных параметров электронного потока, создаваемого лабораторным ГД, по всему диапазону задерживающего потенциала. Однако полученные результаты можно считать качественной характеристикой высокоэнергетической части распределения электронов, так как для электронов высоких энергий проход на внешнюю сетку энергоанализатора доступен в большем диапазоне фаз ВЧ-колебаний.

Как и в случае ионов, коллекторный ток электронов существенно зависит от величины магнитного поля, что иллюстрирует рис. 11. При этом поток электронов, зарегистрированный энергоанализатором, может быть как направленным, так и тепловым (или их произвольной комбинацией). Для того, чтобы оценить направленность потока, использовались измерения плоским поворотным ВЧ скомпенсированным зондом. При ориентации нормали плоскости зонда по оси лабораторного ГД (продольная ориентация), электронный ток на зонд должен был состоять из двух компонент: изотропной тепловой компоненты и направленной компоненты, создаваемой истечением плазмы из выходного отверстия. Если же ориентация нормали к плоскости зонда была перпендикулярна оси системы (поперечная ориентация), то электронный поток на зонд представлен лишь тепловой компонентой. Таким образом, разность между зондовыми вольт-амперными характеристиками (ВАХ) при указанных ориентациях зонда позволяет оценить направленную компоненту электронного потока. Вид семейства ВАХ для поперечной и продольной ориентаций плоского зонда при различных

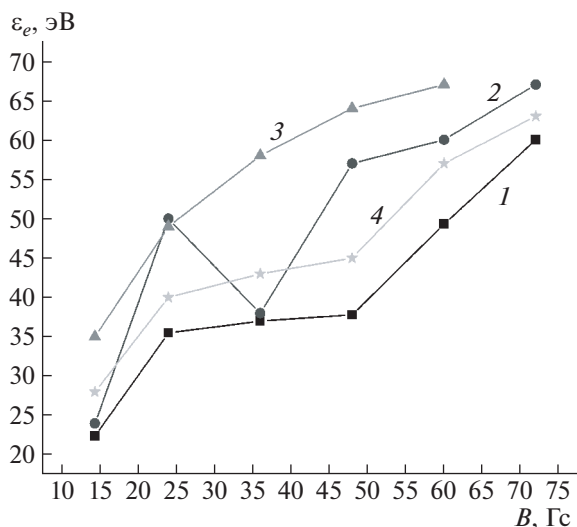


Рис. 10. Зависимость средней энергии ϵ_e электронного потока, приходящего на энергоанализатор, от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

величинах индукции магнитного поля представлен на рис. 12.

Для удобства представления данных рассмотрим отношение разности I_b между электронным током двух ориентаций зонда при потенциале пространства (определенному по зондовой ВАХ поперечной ориентации) к электронному току I_s на зонд поперечной ориентации при том же потенциале. Эта величина численно равна отношению направленной компоненты тока электронов на зонд продольной ориентации к тепловой компоненте. Соответствующая зависимость от магнитного поля для различных видов разряда изображена на рис. 13. В общем случае анизотропия электронного потока на плоский зонд естественным образом связана с присутствием в области зонда магнитного поля. В настоящем эксперименте магнитное поле в районе зонда было приблизительно в 3 раза меньше, чем в области выходного отверстия, поэтому его индукция менялась около зонда от 0 до 24 Гс в исследовавшемся диапазоне магнитных полей. Однако влияние магнитного поля должно приводить к монотонной зависимости $I_b/I_s(B)$, в то время как экспериментально была получена резкая немонотонность, что демонстрируют рис. 12 и 13. Более того, в рассмотренном диапазоне магнитных полей при работе лабораторного ГД на индуктивном разряде заметной анизотропии электронного потока не наблюдалось (величина I_b была равна нулю). Указанные результаты могут быть объяснены, если допустить, что они вызваны не влиянием магнитного поля в области зонда, а

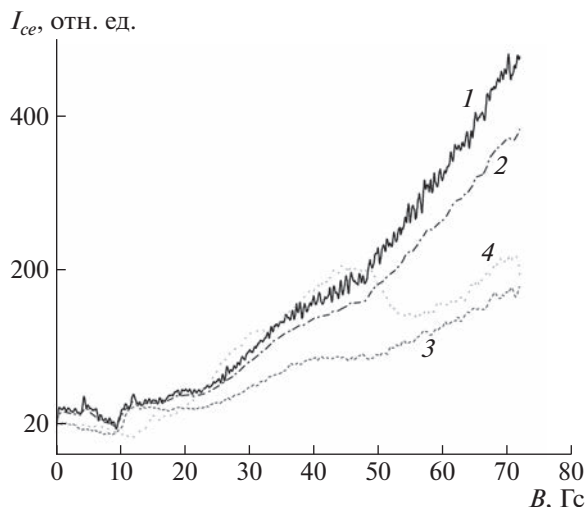


Рис. 11. Зависимость электронного тока I_{se} на коллектор энергоанализатора без задерживающего напряжения от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

появлением направленного потока электронов со стороны ГД. В пользу того же говорит тот факт, что диапазон магнитных полей, при которых наблюдается анизотропия электронного потока на зонд, приблизительно соответствует диапазону магнитных полей, при которых появляется максимум в зависимости $I_c(B)$. Отметим, что с удалением плоского зонда от выходного отверстия ве-

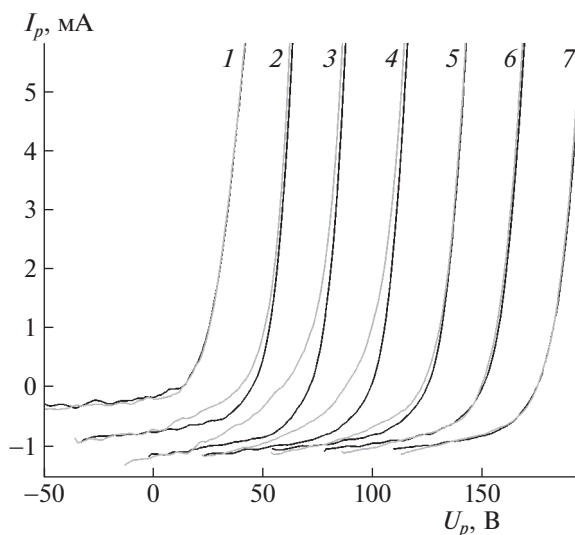


Рис. 12. Семейство ВАХ плоского зонда для его продольной (светлые кривые) и поперечной (темные кривые) ориентации. Номера кривых соответствуют величинам индукции магнитного поля: 1 – 0 Гс, 2 – 15 Гс, 3 – 24 Гс, 4 – 36 Гс, 5 – 48 Гс, 6 – 60 Гс, 7 – 72 Гс.

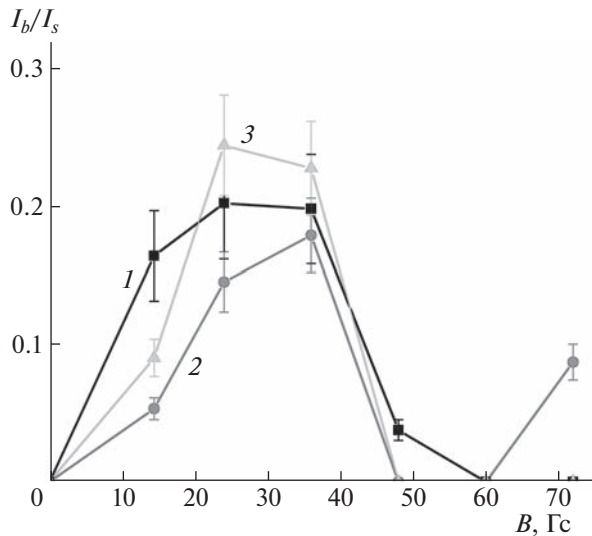


Рис. 13. Зависимость отношения разности I_b токов в двух ориентациях плоского зонда к электронному току I_s на плоский зонд при потенциале пространства от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – емкостной, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II.

личина I_b падает, и при расстояниях от отверстия до зонда в 30 см и более становится меньше погрешности измерений.

В предположении того, что разность потоков электронов на зонд в двух его ориентациях вызвана направленным потоком из ГД, можно для электронного тока на направленный зонд записать выражение:

$$I_e(U_p) = \frac{2\pi e S}{m^2} \int_{eU_p}^{\infty} f_e(\epsilon)(\epsilon - eU_p) d\epsilon + \frac{eS}{m} \int_{eU_p}^{\infty} f_b(\epsilon) d\epsilon, \quad (2)$$

где e , m – заряд и масса электрона, S – площадь зонда, U_p – зондовое напряжение, f_e и f_b – энергетические распределения тепловых и направленных электронов соответственно. В соответствии с этим выражением функция распределения по энергии электронов направленного потока определяется как

$$f_b(\epsilon) = -\frac{m}{eS} \frac{dI_b}{d\epsilon} \quad (3)$$

Полученный вид энергетического распределения изображен на рис. 14. Средняя энергия электронов в потоке для всех рассмотренных видов разряда, кроме индуктивного (в котором направленный поток отсутствует), оценивается в 30–40 эВ.

Возникает вопрос о механизме ускорения электронов, приводящем к формированию их направленного потока, несмотря на наличие задер-

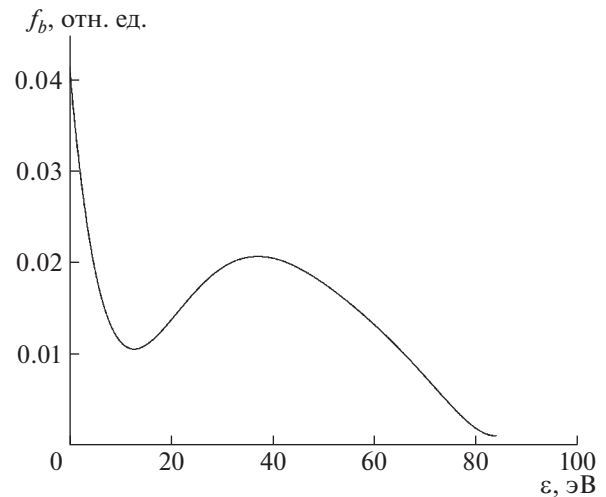


Рис. 14. Энергетическое распределение f_b электронов направленного потока. Емкостной разряд.

живающего электроны потенциала между ГРК и областью вне нее. На выходе из лабораторного ГД существует область минимума квазистационарного потенциала (при x от -4 до -2 см на рис. 6), которая может выступать в роли источника быстрых электронов. Однако в этом случае не понятна полученная зависимость характеристик направленного потока от индукции магнитного поля: параметры этого минимума не имеют выраженной зависимости от B .

Вторым возможным механизмом, вызывающим появление потока быстрых электронов, является формирование ускоренного электронного пучка в приэлектродном слое около активного электрода (или около витка индуктора, подключенного к системе согласования) внутри ГРК. Как известно [17], процессы вторичной ион-электронной эмиссии на стенках ГРК около активного электрода приводят к ускорению эмитированных электронов полями приэлектродного слоя по направлению в сторону разрядной плазмы. Наибольшие энергии получают те электроны, которые образуются в фазу ВЧ-колебаний, соответствующую максимуму напряжения около активного электрода и минимуму задерживающего электроны напряжения на выходе из ГРК. В таком случае при наличии магнитного поля указанные быстрые электроны движутся вдоль его силовых линий, от стенки ГРК к выходному отверстию, вместо того, чтобы попасть на противоположную стенку ГРК. Таким образом, вполне естественным выглядит существенное снижение потока электронов в отсутствие внешнего магнитного поля. При этом немонотонная зависимость от B параметров потока электронов на выходе из ГРК должна быть связана с влиянием B на параметры приэлектродного слоя или на релакса-

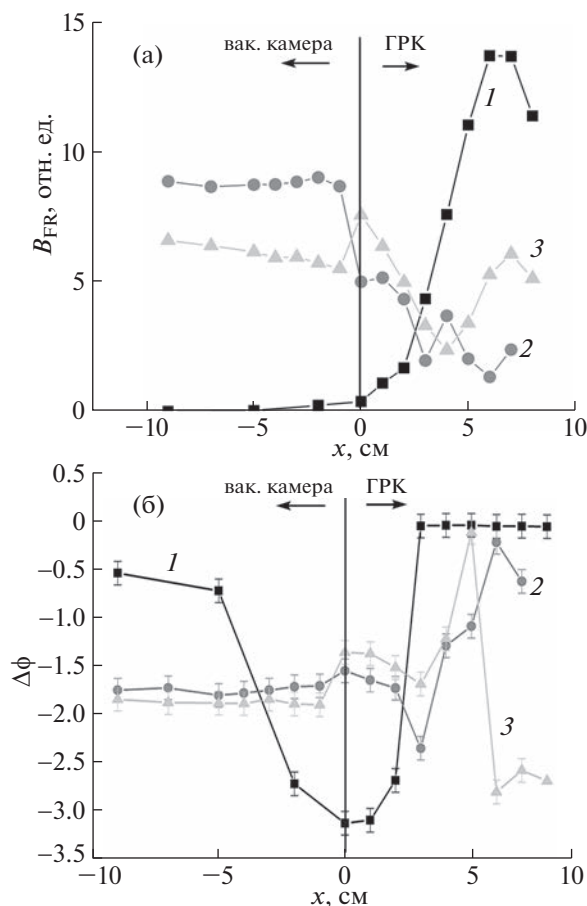


Рис. 15. Продольные распределения амплитуды B_{RF} (а) и сдвига фазы $\Delta\phi$ (б) z -компоненты ВЧ магнитного поля для индуктивного разряда. Кривые 2, 3 построены для индукции постоянного магнитного поля 0 и 24 Гс соответственно. Кривая 1 описывает распределение без разряда (ВЧ-мощность 40 Вт).

цию пучка в разрядной плазме (например, вследствие развития пучково-плазменной неустойчивости).

Альтернативным вариантом является взаимодействие электронов с плазменными волнами в системе, например, захват части электронов волной с продольной компонентой электрического поля. Основными кандидатами на роль взаимодействующих с электронами волн были геликонная и косая ленгмюровская волны. С целью проверки этого предположения были проведены измерения продольной компоненты B_z ВЧ магнитного поля вдоль оси лабораторного ГД. На рис. 15 представлены полученные продольные распределения амплитуды и фазы B_z для индуктивного разряда, в том числе для случая отсутствия разрядной плазмы. Несмотря на то, что вид распределения B_z показывает существенную зависимость от индукции магнитного поля, характерной для бегущей или стоячей волны картины

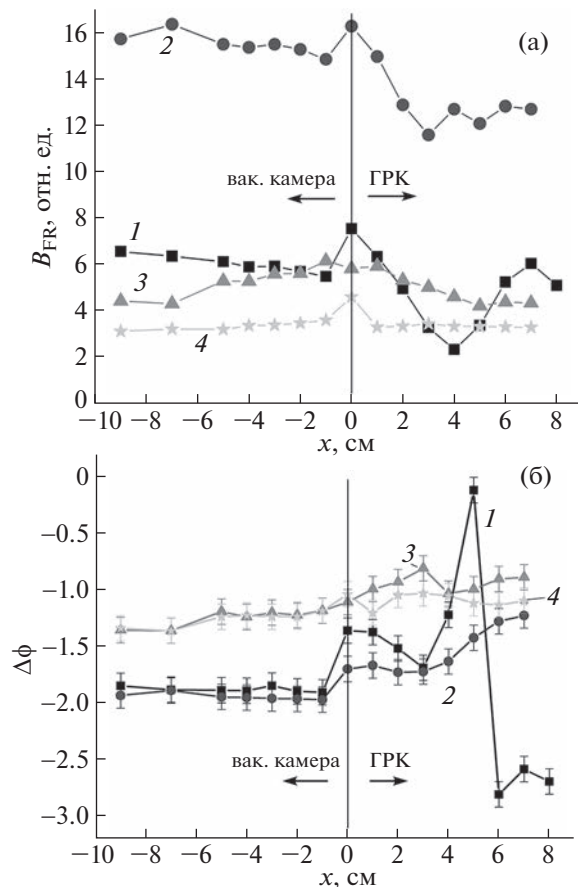


Рис. 16. Продольные распределения амплитуды B_{RF} (а) и сдвига фазы $\Delta\phi$ (б) z -компоненты ВЧ магнитного поля. Номера обозначены кривые для разных видов разряда: 1 — индуктивный, 2 — гибридный I, 3 — гибридный II, 4 — емкостной.

продольной зависимости фазы $\Delta\phi(x)$ обнаружено не было. Аналогичный результат был получен и для других исследованных видов разряда, что иллюстрирует рис. 16. Отметим, что отсутствие характерного волнового распределения фазы $\Delta\phi(x)$ не свидетельствует об отсутствии указанных выше волн в системе. К сожалению, в рамках эксперимента получение продольных распределений $B_r(x)$ и $B_\phi(x)$ было крайне затруднительно, так как эти компоненты ВЧ магнитного поля не могут быть измерены на оси системы.

Рассмотрим несколько следствий из всех приведенных выше экспериментальных результатов. Во-первых, обращает на себя внимание отсутствие направленного электронного потока на выходе из лабораторного ГД при его работе на индуктивном ВЧ-разряде. В предыдущей работе [18] такой поток регистрировался. Учитывая, что единственный элемент конструкции лабораторного ГД, претерпевший существенные изменения по сравнению с работой [18], это индуктор,

естественно связать полученные различия с влиянием геометрии индуктора на свойства разряда. Во-вторых, емкостной разряд и промежуточные между ним и индуктивным гибридные разряды способны играть роль процесса, обеспечивающего ионизацию и последующее ускорение частиц рабочего газа в ГРК ГД (роль рабочего процесса). В-третьих, переход к емкостному разряду не позволил существенно поднять среднюю энергию ионного потока. Импеданс исследованного емкостного разряда имеет доминирующую мнимую часть отрицательного знака, поэтому диэлектрический промежуток между активным электродом и плазмой вместе с разрядом составляет емкостной делитель. Зная толщину кварцевых стенок ГРК (2 мм) и площадь активного электрода в цепи емкостного разряда, мы, используя измеренные значения амплитуд тока и напряжения емкостного канала I_0 , U_0 , можем найти амплитуду ВЧ-напряжения U_d , приложенного непосредственно к разрядной плазме

$$U_d = U_0 - \frac{I_0}{\omega C},$$

где C — емкость между активным электродом и разрядной плазмой. Подставляя значение емкости в 233 пФ и экспериментальных значений $U_0 = 524$ В, $I_0 = 4.5$ А, получаем $U_d = 297$ В.

Можно было бы ожидать, что плазма должна в таких условиях иметь высокий потенциал относительно земли, однако экспериментальный результат оказался довольно скромным — 40 В. Причиной этому служит асимметрия разряда. Действительно, в симметричном разряде ожидаемый потенциал плазмы составил бы величину порядка U_d . Однако в нашем случае в ходе работы лабораторного ГД не только ГРК, но и вакуумная камера заполнена плазмой, и при этом неизбежно присутствует возможность замыкания ВЧ тока на заземленные стенки вакуумной камеры. В подобных условиях стенки вакуумной камеры играют роль заземленного электрода в цепи емкостного разряда, что приводит к большой эффективной площади заземленного электрода по сравнению с площадью активного. Как известно (например, из [17]), в емкостном разряде с высокой степенью асимметрии большая часть ВЧ-напряжения падает в слое около малого электрода, а плазма имеет потенциал, близкий к потенциалу электрода большей площади, что и демонстрируют нам экспериментальные результаты. С физической точки зрения возможность получения больших энергий ионов в ГД с помощью емкостного разряда остается, однако для реализации этой возможности требуется рассмотреть альтернативные способы организации емкостного ВЧ-разряда, при которых стенки вакуумной камеры не будут эффективно играть роль заземленного электрода.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное экспериментальное исследование показало возможность использования емкостного и гибридного ВЧ-разрядов в качестве рабочего процесса геликонного двигателя. Как и в случае индуктивного ВЧ-разряда, при работе на емкостном и гибридном ВЧ-разрядах на выходе из лабораторной модели ГД формируется ускоренный поток ионов с энергиями от 50 до 80 эВ, плотность которого немонотонно зависит от индукции внешнего магнитного поля. Также при наличии внешнего магнитного поля и работе лабораторного ГД на всех исследованных видах разряда, кроме индуктивного, формируется направленный электронный поток со средними энергиями частиц 30–40 эВ. Механизм ускорения этих электронов требует дополнительного исследования, учитывая, что скачок квазистационарного потенциала на выходе из ГРК является для электронов замедляющим. Вероятным способом набора электронами энергий при переходе из ГРК в вакуумную камеру является их взаимодействие с плазменными волнами, способными возникать в системе. Проведенное исследование распределения амплитуды и фазы продольной компоненты B_z ВЧ магнитного поля вдоль оси системы не показало наличия плазменных волн (имеющих компоненту B_z) с длинами, по порядку величины сравнимыми с линейными размерами системы. Переход к емкостному ВЧ-разряду как рабочему процессу лабораторного ГД не позволил существенно увеличить энергию выходящих из ГРК ионов. Причиной является участие заземленных элементов большой площади (стенок вакуумной камеры) в качестве заземленного электрода цепи емкостного ВЧ-разряда. С целью увеличения энергии потока ионов целесообразно рассмотреть альтернативные методы организации емкостного ВЧ-разряда в ГРК.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10090, <https://rscf.ru/project/21-72-10090/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Manente M., Walker M., Carlsson J., Bramanti C., Rocca S., Curreli D., Guclu Y., Pavarin D. // Proc. 5th International Spacecraft Propulsion Conf., Crete, Greece 2008. <https://www.esa.int/gsp/ACT/doc/PRO/ACT-RPR-PRO-2008-ISPC-Feasibility-study-low-power-helicon-thruster.pdf>
2. Boswell R.W., Chen F.F. // IEEE Transactions on Plasma Science. 1997. V. 25. I. 6. P. 1229. <https://doi.org/10.1109/27.650898>
3. Chen F.F., Boswell R.W. // IEEE Transactions on Plasma Science. 1997. V. 25. I. 6. P. 1245. <https://doi.org/10.1109/27.650899>

4. Charles C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. № 16. 163001.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/16/163001>
5. Charles C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. V. 16. № 4. R1.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/4/R01>
6. Takahashi K. // Scientific Reports. 2021. V. 11. 2768.
<https://doi.org/10.1038/s41598-021-82471-2>
7. Takahashi K. // Reviews of Modern Plasma Physics. 2019. V. 3. 3.
<https://doi.org/10.1007/s41614-019-0024-2>
8. Charles C., Boswell R.W., Lieberman M.A. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. 261503.
<https://doi.org/10.1063/1.2426881>
9. Charles C., Cox W., Boswell R.W., Lainé R., Perren M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. 045003.
10. Corr C.S., Zanger J., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 241501.
<https://doi.org/10.1063/1.2823575>
11. Harle T., Pottinger S.J., Lapps V.J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 015015.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/22/1/015015>
12. Charles C., Boswell R.W. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1706.
<https://doi.org/10.1063/1.1652058>
13. Corr C.S., Boswell R.W., Charles C., Zanger J. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 221508.
<https://doi.org/10.1063/1.2938720>
14. Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1356.
<https://doi.org/10.1063/1.1557319>
15. Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 201505.
<https://doi.org/10.1063/1.2814877>
16. Takahashi K., Charles C., Boswell R., Ando A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. 044004.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/4/044004>
17. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высоко-частотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: изд. МФТИ: Наука, Физматлит, 1995.
18. Задириев И.И., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Никон-нов А.М., Швыдкий Г.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 9. С. 823–835.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600388>
19. Kralkina E.A., Rukhadze A.A., Nekliudova P.A., Pavlov V.B., Petrov A.K., Vavilin K.V. // AIP Advances. 2018. V. 8. 035217.
<https://doi.org/10.1063/1.5023631>
20. Shamrai K.P., Taranov V.B. // Plasma Source Science and Technology. 1996. V. 5. P. 475–490.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/3/015>
21. Chen F.F. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 1783.
<https://doi.org/10.1063/1.871697>
22. Blackwell D.D., Madziwa T.G., Arnushv, Chen F.F. // Physical Review Letters. 2002. V. 88. 145002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.145002>
23. Chen F.F., Jiang X., Evans J.D., Tynan G., Arnush D. // Plasma. Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. A411.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/5A/038>
24. Arnush D. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. 3042.
<https://doi.org/10.1063/1.874157>
25. Chen F.F. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. 2586.
<https://doi.org/10.1063/1.1575755>
26. Chen F.F. Helicon Plasma Sources / Ed. by O.A. Popov. High Density Plasma Sources. N.Y.: Noyes publica-tions, 1996. P. 1–75.
27. Chen F.F. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 014001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/1/014001>
28. Shinohara Sh. // Advances in Physics: X. 2018. V. 3. 1420424.
<https://doi.org/10.1080/23746149.2017.1420424>
29. Isayama S., Hada T., Shinohara Sh. // Plasma and Fu-sion Research. 2018. V. 13. 1101014.
<https://doi.org/10.1585/pfr.13.1101014>
30. Boswell R.W. // Physics Letters A. 1970. V. 33. P. 457–458.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(70\)90606-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(70)90606-7)
31. Chen F.F., Chevalier Gs. // Journal of Vacuum Science and Technology A. 1992. V. 10. P. 1389.
<https://doi.org/10.1116/1.578256>

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С ПАКЕТАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ И МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ

© 2023 г. В. С. Грач^{a,*}, А. Г. Демехов^{a,b}

^a Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

^b Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

*e-mail: vsgrach@ipfran.ru

Поступила в редакцию 28.03.2023 г.

После доработки 12.04.2023 г.

Принята к публикации 20.04.2023 г.

Рассматривается взаимодействие релятивистских электронов с пакетами электромагнитных ионно-циклотронных волн конечной длительности и малой амплитуды в радиационных поясах Земли. В рамках линейного приближения получены аналитические оценки дисперсии экваториального питч-угла электронов для волновых пакетов, расположенных вблизи геомагнитного экватора. Продemonстрировано согласие аналитических оценок с результатами численных расчетов методом пробных частиц. Показано, что уменьшение длительности пакета расширяет область взаимодействия в область малых энергий, находящихся за пределами диапазона резонансных значений. Подобное взаимодействие может приводить к высыпаниям в ионосферу электронов с энергиями порядка сотен килоэлектронвольт.

Ключевые слова: взаимодействие волн и частиц, радиационные пояса

DOI: 10.31857/S0367292123600334, **EDN:** VXTVVC

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие волн и частиц в плазменной среде является одной из важных задач физики радиационных поясов Земли [1–6]. Примером такого взаимодействия является резонансное взаимодействие релятивистских электронов с электромагнитными ионно-циклотронными (ЭМИЦ) волнами, которое приводит к рассеянию этих электронов в конус потерь и считается одним из основных механизмов высыпаний таких электронов в ионосферу Земли [7–10].

Резонансные энергии электронов при взаимодействии с ЭМИЦ-волнами определяются в первую очередь отношением плазменной и гиро-частот электронов, а также близостью частоты ЭМИЦ-волны к соответствующей гиро-частоте ионов. Как правило, эти энергии составляют около 1 МэВ и выше [10–13]. В то же время, наблюдаются ассоциированные с ЭМИЦ-волнами высыпания электронов с энергиями порядка сотен килоэлектронвольт [14–16]. Одним из возможных объяснений таких высыпаний является нерезонансное взаимодействие с квазимонохроматическими (когерентными) пакетами ЭМИЦ-волн конечной длины [16, 17]. Подобные эффекты возможны при взаимодействии с дискретными

ЭМИЦ-излучениями типа жемчужин или гидромагнитных хоров [18–22].

Данная работа посвящена исследованию влияния конечной длины пакетов на взаимодействие ЭМИЦ-волн с релятивистскими электронами вблизи экватора в окрестности границ диапазона резонансных значений энергии электронов. Взаимодействие рассматривается в линейном режиме; для фактора рассеяния, определяющего коэффициенты питч-угловой диффузии, получены аналитические выражения. Полученные аналитические оценки, в отличие от результатов работы [16], сохраняют корректность для резонансного взаимодействия вблизи экватора и лучше согласуются с результатами численных расчетов, а также охватывают более широкий диапазон энергий. Показано, что уменьшение длины пакета расширяет область взаимодействия в область малых энергий, находящихся за пределами диапазона резонансных значений. Подобное взаимодействие может приводить к высыпаниям в ионосферу электронов с энергиями порядка сотен килоэлектронвольт.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 приведена постановка задачи; аналитические выражения для фактора рассеяния получены в разд. 3. В разд. 4 обсуждаются параметры мо-

делирования, результаты представлены в разд. 5. В разд. 6 сформулированы основные выводы работы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Система уравнений движения электронов в геомагнитном поле $\mathbf{B}_0$ и произвольном электромагнитном волновом поле $\mathcal{E}_w, \mathcal{B}_w$ с достаточно малой амплитудой ($|\mathcal{B}_w| \ll B_0$) включает закон изменения энергии электрона W , уравнения для первого адиабатического инварианта $I_\perp = p_\perp^2/(2mB_0)$ и фазы гироваращения ϕ и закон движения лармовского центра

$$\frac{dW}{dt} = -e \left(\frac{\mathbf{p}_\parallel}{m\gamma} \mathcal{E}_w \right), \quad (1)$$

$$\frac{dI_\perp}{dt} = -\frac{e}{mB_0} \left[\mathbf{p}_\perp \mathcal{E}_{w\perp} + \mathbf{p}_\perp \left[\frac{\mathbf{p}_\parallel}{m\gamma c} \times \mathcal{B}_{w\perp} \right] \right], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} = \frac{\Omega_c}{\gamma} + \\ + \frac{e}{p_\perp^2} \left\{ -[\mathbf{p}_\perp \times \mathcal{E}_{w\perp}]_z + \frac{p_\perp^2}{m\gamma c} \mathcal{B}_{wz} - \frac{p_\parallel}{m\gamma c} \mathbf{p}_\perp \mathcal{B}_{w\perp} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_\parallel}{m\gamma}. \quad (4)$$

Здесь $e > 0$ — элементарный заряд, m и $\mathbf{p}$ — масса и импульс электрона соответственно, индексы $\parallel$ и $\perp$ означают проекции на направление вдоль и поперек $\mathbf{B}_0$ соответственно, z — координата вдоль $\mathbf{B}_0$, $\gamma = \sqrt{1 + [p/(mc)]^2}$, $\Omega_c = eB_0/(mc)$ — нерелятивистская гирочастота.

Традиционно для рассмотрения резонансных эффектов взаимодействия электронов с волной систему (1)–(4) упрощают с использованием разложения электромагнитного поля вблизи центра лармовской окружности [23, 24]. Такой подход предполагает условие плавной неоднородности среды и возможность представить поле волны в виде

$$\mathcal{E}_w = \text{Re}\{[E]\mathbf{a} \exp(i\zeta)\}; \quad \mathcal{B}_w = \frac{c}{\omega} [\mathbf{k} \mathcal{E}_w], \quad (5)$$

где $\zeta = \int k_\perp dx + \int k_\parallel dz - \int \omega dt + \phi$, ω и $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор волны соответственно, ось x направлена вдоль $\mathbf{k}_\perp$, $E = |E| \exp(i\phi)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда, ϕ — начальная фаза волны, $\mathbf{a}$ — вектор поляризации соответствующей волновой моды (в общем случае также медленная функция координаты и времени, $|\mathbf{a}| = 1$), $|\mathcal{B}_w| \ll B_0$. Однако при рассмотрении вза-

имодействия с короткими волновыми пакетами условие медленного изменения параметров волны (по сравнению с масштабами $2\pi\Omega_c^{-1}$ во временной и $2\pi/k$ в пространственной областях) может нарушаться, что требует дополнительного обоснования применимости традиционного подхода к преобразованию системы (1)–(4).

С другой стороны, в частном случае взаимодействия релятивистских электронов с ЭМИЦ-волной справедливы условия $\omega \ll \Omega_c/\gamma$, $\omega/k \ll \ll p_\parallel/(m\gamma)$, $|\mathcal{E}_w| \ll |\mathcal{B}_w|$ и систему (1)–(4) можно существенно упростить, не предполагая медленного изменения амплитуды волнового поля. Ограничимся также случаем продольного распространения ЭМИЦ-волн. Тогда система (1)–(4) запишется в виде

$$\frac{dW}{dt} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{dI_\perp}{dt} = -\frac{e}{mB_0} \left[\mathbf{p}_\perp \left[\frac{\mathbf{p}_\parallel}{m\gamma c} \times \mathcal{B}_{w\perp} \right] \right], \quad (7)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\Omega_c}{\gamma} - \frac{ep_\parallel}{p_\perp^2 m\gamma c} \mathbf{p}_\perp \mathcal{B}_{w\perp}, \quad (8)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_\parallel}{m\gamma}. \quad (9)$$

Поскольку энергия электронов остается постоянной, результат взаимодействия может быть полностью описан изменением адиабатического инварианта $I_\perp$ или экваториального питч-угла α_L , $\mu = \sin^2 \alpha_L = (p_\perp^2/p^2)(B_{0L}/B_0) = 2I_\perp B_{0L}/[(\gamma^2 - 1)mc^2]$. Здесь и далее индекс L означает экваториальные величины.

Для релятивистских электронов пакет ЭМИЦ-волн с высокой точностью является статическим полем с правой циркулярной поляризацией, т.е. компоненты магнитного поля волны можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{wx} = B_w(z) \cos\left(\int k_0 dz\right), \\ \mathcal{B}_{wy} = B_w(z) \sin\left(\int k_0 dz\right), \quad \mathcal{B}_{wz} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь предполагается, что $B_w(z)$ не является осциллирующей функцией ($B_w(z) \geq 0$) и играет роль локальной амплитуды поля, но при этом может существенно изменяться на масштабе $2\pi/k_0$. Для удобства дальнейшего изложения выделим амплитудный множитель $B_w = B_{wp}g(z)$, где B_{wp} соответствует значению $B_w(z)$ в середине волнового пакета.

С учетом (10), систему (6)–(9) можно переписать в виде:

$$\frac{dI_{\perp}}{dt} = \frac{ep_{\perp}B_{\text{wp}}g(z)}{mB_0} \frac{p_{\parallel}}{m\gamma c} \sin \Psi, \quad (11)$$

$$\frac{d\Psi}{dt} = k_0 \frac{p_{\parallel}}{m\gamma} - \frac{\Omega_c}{\gamma} + \frac{e}{p_{\perp}} \frac{p_{\parallel}}{m\gamma c} B_{\text{wp}}g(z) \cos \Psi, \quad (12)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_{\parallel}}{m\gamma}. \quad (13)$$

Здесь $\Psi = \int k_0 dz - \phi$ – фаза частицы в поле волны, $\gamma = \text{const}$.

3. ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим линейное приближение по амплитуде волнового поля, которое предполагает интегрирование системы (11)–(13) по невозмущенной траектории частицы. В этом случае систему (11)–(13) можно переписать в виде

$$\frac{dI_{\perp}}{dz} = \frac{ep_{\perp}}{mc} \frac{B_{\text{wp}}}{B_0} g(z) \sin \Psi, \quad (14)$$

$$\frac{d\Psi}{dz} = -\frac{1}{v_{\parallel}} \Delta. \quad (15)$$

Здесь $v_{\parallel} = p_{\parallel}/(m\gamma)$ – продольная скорость электрона, $\Delta = k_0 v_{\parallel} - \Omega_c/\gamma$ – отстройка от резонанса. В рамках линейного приближения в правой части системы (14), (15) параметры электрона ($v_{\parallel}$ и $p_{\perp}$) не зависят от волнового поля. Отметим, что при переходе от задачи (11)–(13) к задаче (14), (15) начальные параметры электрона, соответствующие моменту его влета в пакет, становятся граничными условиями при $z = z_t$, где z_t – задний фронт пакета. В дальнейшем для определенности будем называть соответствующие значения $I_{\perp}$ (μ , α_L) и Ψ начальными и обозначать как $I_{\perp 0}$ (μ_0 , α_{L0}) и Ψ_0 .

Система (14), (15) дает следующее изменение адиабатического инварианта пробной частицы после однократного пролета через пакет

$$\Delta I_{\perp} = \frac{eB_{\text{wp}}}{mc} \int_{z_t}^{z_f} \frac{p_{\perp}g(z)}{B_0} \sin[\Psi_0 + \Psi_R(z)] dz. \quad (16)$$

Здесь z_t и z_f – координаты заднего и переднего фронта пакета соответственно, $\Psi_R(z) = -\int_{z_t}^z (\Delta/v_{\parallel}) dz'$.

Для ансамбля частиц, равномерно распределенных по начальным фазам, среднее изменение

адиабатического инварианта будет нулевым, а дисперсии $\langle \Delta I_{\perp}^2 \rangle$ и $\langle \Delta \mu^2 \rangle$ можно записать как

$$\langle \Delta I_{\perp}^2 \rangle = \frac{e^2}{mc^2} I_{\perp 0} \frac{B_{\text{wp}}^2}{B_{0p}} G, \quad (17)$$

$$\langle \Delta \mu^2 \rangle = \frac{2\mu_0}{c^2} \frac{B_{0L}}{B_{0p}} \left(\frac{eB_{\text{wp}}}{mc} \right)^2 \frac{G}{\gamma^2 - 1}, \quad (18)$$

где угловые скобки означают усреднение по фазе, $I_{\perp 0}$ и μ_0 – начальные значения адиабатического инварианта $I_{\perp}$ и величины μ соответственно, B_{0p} – геомагнитное поле в середине пакета, G – фактор рассеяния,

$$G = \left| \int_{z_t}^{z_f} g(z) \exp[i\Psi_R(z)] dz \right|^2. \quad (19)$$

Выражение (17) получено в предположении, что изменением геомагнитного поля в пакете (или в области пакета, дающей основной вклад в интеграл G) можно пренебречь, поэтому геомагнитное поле (и соответственно $p_{\perp}$) взяты в середине пакета и вынесены из-под знака интегрирования.

В дальнейшем будем предполагать, что частота волны ω внутри пакета постоянна, и соответственно $k_0 = \omega n(z)/c$, где n – показатель преломления ЭМИЦ-волны. В этом случае расстройка $\Delta(z)$ симметрична относительно экватора; также ее можно считать формально определенной и вне границ волнового пакета.

Получим выражение для фактора рассеяния G .

3.1. Эффективность взаимодействия в случае бесконечного пакета

Рассмотрим бесконечно длинный пакет при условии, что точки резонанса $\Delta = 0$, если они есть, расположены в той области геомагнитной силовой линии, в которой можно пренебречь изменением геомагнитного поля B_0 и соответственно справедливо выражение (17). Пусть для частицы с заданными начальными значениями энергии W и адиабатического инварианта I_0 условие резонанса $\Delta = -v_{\parallel} d\Psi_R/dz = 0$ выполнено в точках $-z_{\text{res}}$, z_{res} ($z_{\text{res}} > 0$). Если эти точки достаточно удалены друг от друга, чтобы взаимодействие в них можно было считать независимым, то для взятия интеграла в (19) можно воспользоваться методом стационарной фазы для каждой точки резонанса отдельно. Обозначим фактор рассеяния G для этого случая как G_{2R} . С учетом того, что функция расстройки $\Delta = -k_0 v_{\parallel} + \Omega_c/\gamma$ симметрична отно-

сительно экватора и на экваторе имеет минимум, получаем “стандартное” выражение [16, 25, 26]

$$G_{2R} = 4[\cos(\Delta\Psi)]^2 \frac{2\pi g(z = \pm z_{\text{res}})}{|\Psi'''|_{z_{\text{res}}}}, \quad (20)$$

где $|\Psi'''|_{z_{\text{res}}} = d^2\Psi/dz^2|_{z=-z_{\text{res}}} = -d^2\Psi/dz^2|_{z=z_{\text{res}}}$, $\Delta\Psi = [\Psi_R(z = -z_{\text{res}}) - \Psi_R(z = z_{\text{res}})]/2 + \pi/4$. В случае, когда точки резонанса расположены близко к экватору, оценка (20) не применима, так как взаимодействие в окрестностях этих точек перестает быть независимым, а при $z_{\text{res}} \rightarrow 0$ $G_{2R} \rightarrow \infty$, так как на экваторе $d^2\Psi/dz^2 \propto d\Omega_c/dz = 0$. Также оценка (20) заведомо не применима при отсутствии резонанса, когда $\Delta > 0$ на всей траектории частицы. Однако в случае, когда минимум величины Δ (т.е. ее значение на экваторе) не очень мал, можно получить оценку для величины G для нерезонансных энергий, полагая, что уравнение $\Delta = 0$ имеет мнимые корни $z_{\text{res}}^2 < 0$, и соответственно фаза частицы Ψ_R имеет мнимую часть [16]

$$G_{2R} = \exp(-2\text{Im}[\Psi_R(z = z_{\text{res}})]) \frac{2\pi}{|\Psi'''|_{z_{\text{res}}}}. \quad (21)$$

Выражение (21) также неприменимо при $z_{\text{res}} \rightarrow 0$.

Для получения универсального выражения для G , применимого как при близко расположенных, так и при отсутствующих точках резонанса, воспользуемся способом, предложенным в работах [27, 28], а именно аппроксимируем зависимость $d\Psi_R/dz$ параболической функцией

$$d\Psi_R/dz = -\Delta/v_{\parallel} = \kappa_L - \delta z^2. \quad (22)$$

Здесь $\delta > 0$, а наличие или отсутствие резонанса определяется знаком параметра $\kappa_L = [k_0 - \Omega_{cL}/(\gamma v_{\parallel})]|_{z=0}$. При $\kappa_L > 0$ существуют две точки резонанса, $z_{\text{res}}^2 = \kappa_L/\delta$, при $\kappa_L = 0$ существует одна точка резонанса на экваторе ($z_{\text{res}} = 0$), при $\kappa_L < 0$ $z_{\text{res}}^2 = \kappa_L/\delta < 0$, т.е. в действительной плоскости точки резонанса отсутствуют. Если параметры волны фиксированы, то положение точек резонанса определяется параметрами частицы, и $z_{\text{res}} = 0$ соответствует минимальному резонансному значению энергии γ_{min} ($W_{R\text{min}}$) и максимальному резонансному значению экваториального питч-угла. При этом значение $W_{R\text{min}}(\alpha_{L0} = 0)$ определяется параметрами плазмы и волнового пакета; минимальная резонансная энергия уменьшается по мере приближения частоты волны к гирочастоте соответствующих ионов, а также с ростом отношения Ω_{peL}/Ω_{cL} , где Ω_{peL} — плазменная частота электронов [10, 12, 13].

С использованием аппроксимации (22) и в приближении постоянной амплитуды пакета $g(z) \approx 1$ выражение (19) записывается как

$$\begin{aligned} G &= G_{\text{parab}} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[i \left(-\frac{\delta}{3} z^3 + \kappa_L z \right) \right] dz \right|^2 = \\ &= 4 \left| \int_0^{\infty} \cos \left[\left(-\frac{\delta}{3} z^3 + \kappa_L z \right) \right] dz \right|^2 = \\ &= \frac{4\pi^2}{\delta^{2/3}} \left[\text{Ai} \left(-\frac{\kappa_L}{\delta^{1/3}} \right) \right]^2 = \frac{4\pi^2}{\delta^{2/3}} \left[\text{Ai} \left(-[\kappa_L z_{\text{res}}]^{2/3} \right) \right]^2, \end{aligned} \quad (23)$$

где $\text{Ai}(x)$ — функция Эйри аргумента x .

Знак аргумента функции Эйри в (23) противоположен знаку z_{res}^2 . Таким образом, G_{parab} имеет глобальный максимум при некотором малом $z_{\text{res}} > 0$ и при дальнейшем увеличении z_{res} осциллирует. При переходе в нерезонансную область $z_{\text{res}}^2 < 0$ фактор рассеяния G_{parab} затухает по закону, близкому к экспоненциальному. Отметим, что при использовании асимптотики функции Эйри при $x \rightarrow \infty$ ($\text{Ai}(x) = \exp(-2/3 x^{3/2})/[2\sqrt{\pi} x^{1/4}]$) соответствующее асимптотическое выражение для G_{parab} (23) переходит в выражение G_{NR} (21), где фаза Ψ_R аппроксимируется согласно (22).

3.2. Обобщение аналитических выражений на случай пакетов конечной длины

Обобщим выражение (23) для пакетов конечной длины. Аналогично [16], воспользуемся фурье-преобразованием для амплитудной функции g

$$\begin{aligned} \hat{g}(\kappa) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(z) \exp(-i\kappa z) dz, \\ g(z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{g}(\kappa) \exp(i\kappa z) d\kappa. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь предполагается, что функция $g(z)$ задана на всем пространстве z , но при $z < z_t$ и $z > z_f$ либо равна нулю, либо настолько мала, что участки $z < z_t$ и $z > z_f$ не вносят вклад в интеграл (19) при замене пределов интегрирования z_t и z_f на $-\infty$ и ∞ соответственно. Отметим, что такая замена пределов интегрирования возможна только в случае постоянной частоты пакета, когда расстройку Δ можно считать формально определенной и за пределами волнового пакета.

Ограничимся пакетами с гауссовым амплитудным профилем. Пусть максимум $g(z)$ расположен на экваторе: $g(z) = \exp[-z^2/(2l_p^2)]$. В этом случае $\hat{g}(\kappa) = l_p \sqrt{2} \exp[-2l_p^2 \kappa^2]$.

Интеграл (19) преобразовывается к виду

$$G = G_{PG} = \frac{l_p^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2l_p^2 \kappa^2) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[i \left(-\frac{\delta}{3} z^3 + (\kappa_L + \kappa) z \right) \right] dz d\kappa \Bigg|^2 = \quad (25) \\ = \frac{2\pi l_p^2}{\delta^{2/3}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2l_p^2 \kappa^2) \text{Ai} \left(-\frac{\kappa_L + \kappa}{\delta^{1/3}} \right) d\kappa \right]^2.$$

При переходе к бесконечному пакету $l_p \rightarrow \infty$ экспоненциальный множитель в (25) переходит в δ -функцию с соответствующей нормировкой, и $G_{PG} \rightarrow G_{\text{parab}}$.

Уменьшение длины пакета соответствует расширению спектра волновых чисел. При взаимодействии с составляющей спектра $k_0 + \kappa$ положение точек эффективного резонанса $\tilde{z}_{\text{res}}$ будет определяться соотношением

$$\tilde{z}_{\text{res}}^2 = (\kappa_L + \kappa) / \delta. \quad (26)$$

Формулу (25) можно обобщить и на случай гауссового пакета с максимумом в некоторой точке $z = z_p$. Для определенности считаем, что $z_p \geq 0$. Также предполагается, что либо пакеты достаточно короткие, что в них можно считать $B_0 \approx B_{0p}$, либо z_p не очень велико и условие $B_0 \approx B_{0p}$ справедливо в области взаимодействия, т.е. применима формула (17).

Для соответствующей функции $g(z) = \exp[-(z - z_p)^2 / (2l_p^2)]$ фактор рассеяния можно записать как

$$G = G_{PGSh} = G_{\cos} + G_{\sin}, \\ G_{\cos} = \frac{2\pi l_p^2}{\delta^{2/3}} \times \\ \times \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2l_p^2 \kappa^2) \cos(\kappa z_p) \text{Ai} \left(-\frac{\kappa_L + \kappa}{\delta^{1/3}} \right) d\kappa \right]^2, \quad (27) \\ G_{\sin} = \frac{2\pi l_p^2}{\delta^{2/3}} \times \\ \times \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2l_p^2 \kappa^2) \sin(\kappa z_p) \text{Ai} \left(-\frac{\kappa_L + \kappa}{\delta^{1/3}} \right) d\kappa \right]^2.$$

Очевидно, что при $z_p \rightarrow 0$ $G_{PGSh} \rightarrow G_{PG}$.

Отметим, что использование аппроксимации (22) для получения выражений (23), (25), (27) соответствует трем слагаемым в разложении фазы $\Psi_R(z)$ в ряд Тейлора в выражении (19) (модифицированный метод стационарной фазы), в то вре-

мя как оценки, полученные в работе [16] обычным методом стационарной фазы (выражение (21) и его обобщение на случай конечных пакетов), предполагают ограничение ряда Тейлора для $\Psi_R(z)$ двумя слагаемыми.

Более подробно свойства выражений (25) и (27) будут проанализированы далее на конкретных примерах.

4. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для анализа свойств выражений (20), (23), (25), (27) и их точности зададим следующие параметры плазмы и волновых пакетов, определенные в работе [29] для события 2 марта 2021 года на основе данных спутников ELFİN [30], MMS [31] и станции Ловозеро [32]. Выбор таких значений параметров в соответствии с наблюдениями пульсаций Pc1 на станции Ловозеро и ЭМИЦ-волн на спутнике MMS позволил непротиворечиво объяснить наблюдения высыпаний электронов на низкоорбитальном спутнике ELFİN [29].

Мы рассматриваем дипольную модель геомагнитного поля с $L = 6.2$ и гиротропную модель электронной концентрации $N = N_L B_0 / B_{0L}$ с $N_L = 40 \text{ см}^{-3}$. Ионный состав плазмы $N_{\text{H}^+} = 0.8N$, $N_{\text{He}^+} = 0.2N$. Волновые пакеты имеют постоянную частоту $f = 0.95f_{\text{He}^+} = 0.48 \text{ Гц}$, где f_{He^+} — гирочастота ионов He^+ .

Значение максимальной амплитуды пакета B_{wp} выбрано достаточно малым ($B_{wp} = 0.05 \text{ нТл}$), чтобы избежать возможных нелинейных эффектов при численном решении полной системы (11)–(13). Для конечных пакетов амплитудная функция задается согласно разделу 3.2 как $g(z) = \exp[-(z - z_p)^2 / (2l_p^2)]$, при этом диапазон длин пакета $k_0 l_p = 3\text{--}48$, $z_p = 0\text{--}R_E$ (при определении длины пакета k_0 считается на экваторе, R_E — радиус Земли). Для четырех рассматриваемых длин пакета при $z_p = 0$ функция $g(z)$ представлена на рис. 1а; фронтами пакета мы считаем точки, в которых $g(z) = 10^{-5}$. Отметим, что, поскольку рассматривается только один пролет частицы через пакет, перемещением пакета в пространстве можно пренебречь, так как групповая скорость пакета много меньше продольных скоростей электронов.

При указанных параметрах плазмы и волнового пакета минимальная резонансная энергия электронов составляет около 1 МэВ. Для дальнейшего анализа мы ограничимся диапазоном энергий $W = 0.3\text{--}1.5 \text{ МэВ}$ и одним значением началь-

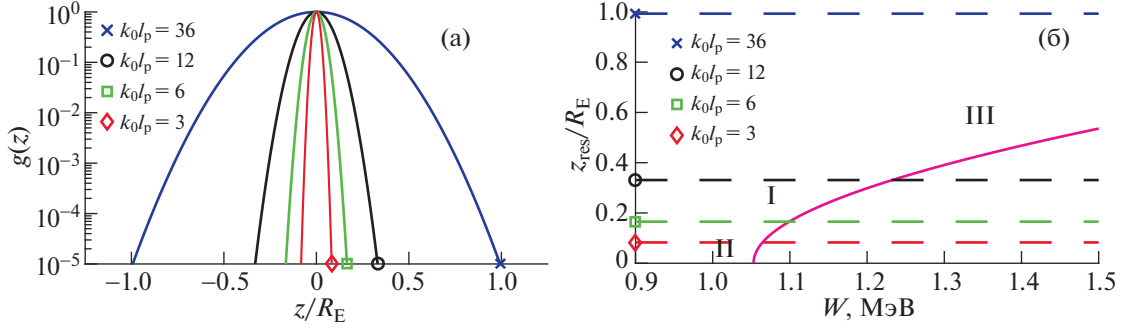


Рис. 1. Амплитудная функция рассматриваемых пакетов для четырех значений длины пакета (а). Маркерами на горизонтальной оси отмечены передние фронты пакетов z_f . Положение точки резонанса $z_{\text{res}} > 0$ в зависимости от энергии электрона при $\alpha_{L0} = 12^\circ$ (б). Горизонтальными линиями с маркером отмечены передние фронты z_f для четырех пакетов, представленных на панели (а).

ного экваториального питч-угла $\alpha_{L0} = 12^\circ$ (конусу потерь для данной L -оболочки соответствует $\alpha_L = 2.7^\circ$).

На рис. 1б для указанного значения α_L приведена зависимость положения точки резонанса (в области $z > 0$) z_{res} от энергии W . Минимальная резонансная энергия, соответствующая $z_{\text{res}} = 0$, для $\alpha_L = 12^\circ$ составляет $W_{\text{Rmin}} \approx 1.053$ МэВ.

Рассматриваемый диапазон энергий электрона условно можно разделить на три области (см. рис. 1б). Область I соответствует окрестности минимальной резонансной энергии W_{Rmin} , область II – нерезонансным энергиям $W < 1.04$ МэВ, область III – резонансным энергиям $W \geq 1.1$ МэВ. В области III для большей части рассматриваемых пакетов $z_{\text{res}} > z_f$, т.е. точка резонанса с ЭМИЦ-волной рассматриваемой частоты находится вне конкретного пакета (для симметричных относительно экватора пакетов с $z_p = 0$).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

5.1. Пакеты, симметричные относительно экватора

Для анализа свойств рассеяния электронов построим зависимости дисперсии изменения экваториального питч-угла $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle$, нормированной на B_{wp}^2 , от энергии частицы и длины пакета (при постоянном $\alpha_{L0} = 12^\circ$). Величина $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle / [\text{нТл}]^2$ вычислялась непосредственно из численных расчетов методом пробных частиц (решение системы (11)–(13) явным методом Рунге–Кутты), а

также на основе следующего соотношения, справедливого при малых питч-углах α_L

$$\begin{aligned} \frac{\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle}{[\text{нТл}]^2} &= \frac{\langle \Delta \mu^2 \rangle}{4\mu_0(1-\mu_0)B_{\text{wp}}^2} = \\ &= \frac{1}{2(1-\mu_0)c^2} \left(\frac{e}{mc} \right)^2 \frac{G}{\gamma^2 - 1}. \end{aligned} \quad (28)$$

При вычислении факторов рассеяния G согласно формулам (23) и (25) параметр δ в аппроксимации (22) определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta &= |\kappa_L|/z_\delta^2, \\ z_\delta^2 &= \begin{cases} z_{\text{res}}^2, & \text{если } z_{\text{res}}^2 > 0, \\ \min(z_f^2, (0.1R_E)^2), & \text{если } z_{\text{res}}^2 \leq 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (29)$$

5.1.1. Проверка точности аналитических оценок.

На рис. 2 приведены зависимости $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(W)$ для бесконечного пакета, вычисленные с помощью прямых численных расчетов, а также согласно (28) при $G = G_{2R}$ (20), $G = G_{NR}$ (21) и $G = G_{\text{parab}}$ (23). Как видно из рисунка, основанные на методе стационарной фазы оценки (28) с $G = G_{2R}$ при $W \geq W_{\text{Rmin}}$ и $G = G_{NR}$ при $W < W_{\text{Rmin}}$, согласуются с результатом прямых численных расчетов в области III ($G = G_{2R}$) и в области II ($G = G_{NR}$), а в области I дают завышенное значение, которое уходит в бесконечность при $W \rightarrow W_{\text{Rmin}}$ (т.е. при $z_{\text{res}} \rightarrow 0$). Оценка с $G = G_{\text{parab}}$ (23), основанная на параболической аппроксимации расстройки, полностью согласуется с численными расчетами в областях I и II и частично в области III. При $W \gtrsim 1.25$ МэВ зависимость $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(W)$ при $G = G_{\text{parab}}$ качественно согласуется с зависимостью $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(W)$, полученной из численных расче-

тов (совпадает форма кривой и значения локальных максимумов), но имеется небольшое количественное расхождение в положении локальных экстремумов. Это расхождение объясняется достаточно большой величиной z_{res}^2 для этой области значений W и, соответственно, потерей точности параболической аппроксимации (22). Осцилляции в зависимости $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(W)$ связаны с когерентным сложением эффектов двух резонансных зон, симметричных относительно экватора.

Для четырех длин пакета в соответствии с рис. 1 зависимости $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(W)$ приведены на рис. 3. Как можно видеть из рисунков, выражение с $G = G_{2R}$ (20) согласуется с численными результатами в области III для длинных пакетов ($k_0 l_p \geq 24$), поскольку выражение (20), в отличие от выражения (23), позволяет учесть значение амплитуды в точке резонанса. При уменьшении длины пакета ($k_0 l_p < 24$) положение точек резонанса для частиц с энергиями из области III оказывается либо вне пакета, либо близко к его фронтам, и оценка (20) становится неприменимой. Зависимость (28), полученная с использованием $G = G_{PG}$ (25), удовлетворительно совпадает с результатами численных расчетов в области III для длинных пакетов и полностью совпадает в остальных случаях (области I и II для длинных пакетов, весь диапазон рассматриваемых энергий для пакетов с $k_0 l_p < 24$). Отметим, что для конечных пакетов в области II аналитические оценки, основанные на параболической аппроксимации (22), в целом несколько лучше согласуются с результатами численных расчетов, чем аналогичные оценки, полученные в работе [16] на основе обычного метода стационарной фазы (области I и III в [16] не рассматривались). Это связано с тем, что используемая нами аппроксимация расстройки вблизи экватора более точна.

Таким образом, выражение для фактора рассеяния G , полученное для конечных пакетов с помощью параболической аппроксимации расстройки, можно использовать для вычисления дисперсии изменения экваториального питч-угла в линейном режиме взаимодействия, а также для анализа влияния длины пакета на характеристики взаимодействия.

Следует отметить, что особенность зависимостей $G_{2R}(z)$ (20) и $G_{NR}(z)$ (21) в окрестности экватора возникает при условии постоянной частоты ω и может быть устранена при наличии дрейфа частоты $d\omega/dt$. В частности, при рассматриваемых параметрах задачи, дрейф частоты, необходимый для устранения особенности в области экватора, можно оценить как $df/dt \approx 0.005$ Гц/с (при максимальной частоте в пакете 0.48 Гц).

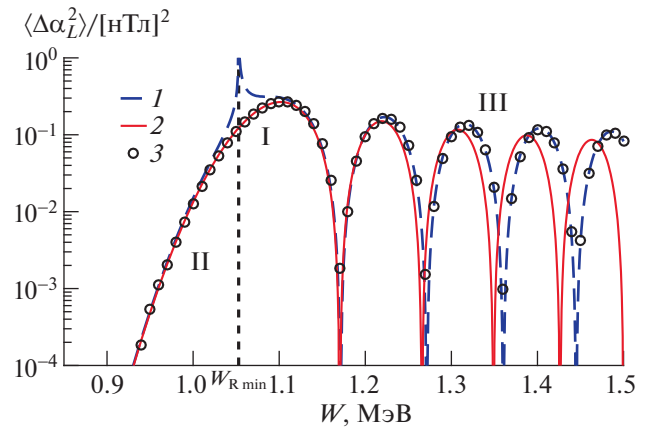


Рис. 2. Нормированная на B_{wp}^2 дисперсия изменения экваториального питч-угла при $\alpha_{L0} = 12^\circ$ для бесконечного пакета. Штриховая линия (кривая 1) соответствует формуле (28) с $G = G_{2R}$ при $W \geq W_{Rmin}$ и $G = G_{NR}$ при $W < W_{Rmin}$, сплошная линия (кривая 2) – (28) с $G = G_{parab}$, круглые маркеры (кривая 3) соответствуют численным расчетам методом пробных частиц. Вертикальная пунктирная линия соответствует минимальной резонансной энергии W_{Rmin} .

Вместе с тем, при наличии дрейфа частоты область наиболее эффективного взаимодействия сместится в точку, где $\Delta = -\Psi'_z \approx 0$ и $\Delta'_z = -\Psi''_z \approx 0$ (некоторый “виртуальный” экватор). Также важно отметить, что при наличии значимого дрейфа частоты минимальные резонансные энергии будут соответствовать областям, в которых частота пакета максимальна. Таким образом, для оценки дисперсии изменения экваториального питч-угла при малых энергиях оба метода (расширение обычного метода стационарной фазы в комплексную область/параболическая аппроксимация расстройки) потребуют соответствующих обобщений. Это обобщения возможны, но их получение и сравнительный анализ выходят за рамки данной работы.

5.1.2. Зависимость эффективности взаимодействия от длины пакета. На рис. 4а на одной панели представлены зависимости $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(W)$ для бесконечного и 4 конечных пакетов (для определенности – полученные в результате численных расчетов). На рис. 4б представлены зависимости $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(k_0 l_p)$ для трех значений энергии, соответствующих разным областям.

Для частиц с энергиями в окрестности минимальной резонансной энергии W_{Rmin} (область I) при любой длине пакета в рассматриваемом диапазоне $k_0 l_p$ точки резонанса находятся внутри па-

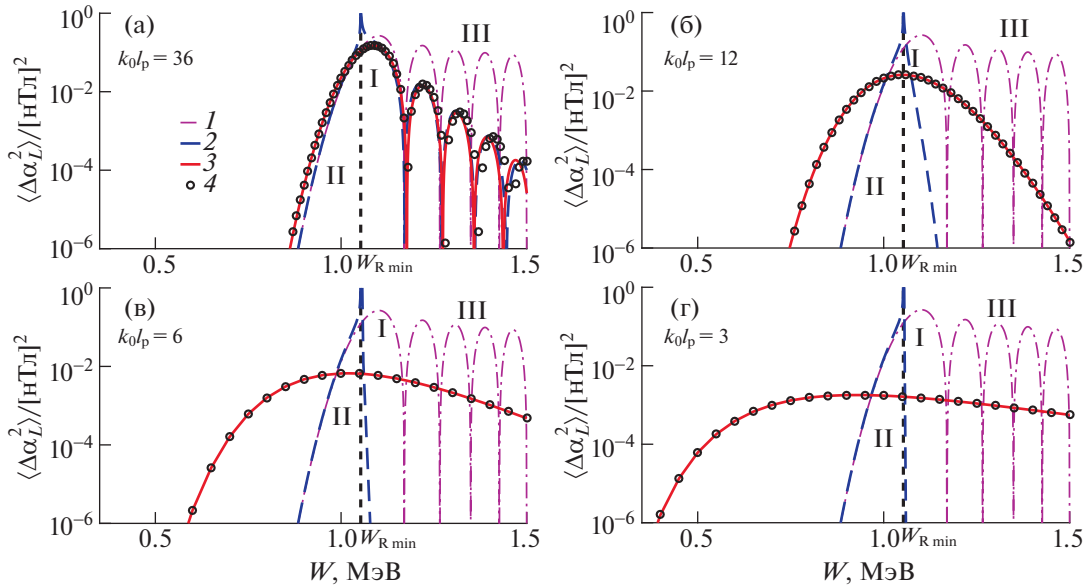


Рис. 3. Нормированная на $B_{\text{вп}}^2$ дисперсия изменения экваториального питч-угла при $\alpha_{L0} = 12^\circ$ для 4 длин пакета. Штрихпунктирная линия (кривая 1) соответствует формуле (28) с $G = G_{\text{parab}}$, штриховая линия (кривая 2) – (28) с $G = G_{2R}$ при $W \geq W_{R \min}$ и $G = G_{NR}$ при $W < W_{R \min}$, сплошная линия (кривая 3) – (28) с $G = G_{PG}$, круглые маркеры (кривая 4) соответствуют численным расчетам методом пробных частиц. Вертикальная пунктирная линия соответствует минимальной резонансной энергии $W_{R \min}$.

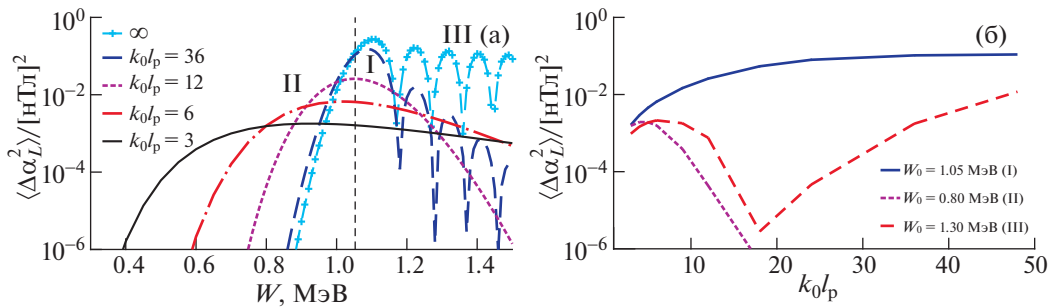


Рис. 4. Нормированная на $B_{\text{вп}}^2$ дисперсия изменения экваториального питч-угла при $\alpha_{L0} = 12^\circ$ в зависимости от энергии для бесконечного пакета и 4 значений длины конечного пакета (результаты численных расчетов) (а); зависимость $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle$ от характерной длины пакета для трех значений энергии (б).

кета, $z_{\text{res}} \approx 0$. Для длинных пакетов, т.е. узкого спектра волновых чисел κ ($\kappa \approx 0$), в G_{PG} (25) аргумент функции Эйри $x = (\kappa_L + \kappa)/\delta^{1/3} \approx 0$, т.е. область интегрирования по κ , определяемая множителем $\exp(-2l_p^2 \kappa^2)$, охватывает главный максимум $\text{Ai}(x)$. Уменьшение длины пакета, т.е. расширение спектра волновых чисел κ , приводит к тому, что увеличивается доля энергии в спектральных компонентах пакета, резонанс с которыми наступает на достаточно большом расстоянии от экватора и, следовательно, взаимодей-

ствие менее эффективно вследствие более сильной неоднородности магнитного поля. Это соответствует интегрированию по области осцилляций и спада функции $\text{Ai}(x)$ в (25), что, в свою очередь, уменьшает значение G_{PG} . Таким образом, с уменьшением длины величина G_{PG} (и, соответственно, $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle$) убывает (см. сплошную линию на рис. 4б).

Для частиц с нерезонансными энергиями ($W < 1.04$ МэВ, область II) $z_{\text{res}}^2 < 0$, и в случае длинных пакетов ($\kappa \approx 0$) область интегрирования

в (25) охватывает только область спадания $Ai(x)$. При уменьшении длины пакета спектр волновых чисел κ расширяется, и, начиная с некоторой длины, в нем появляются компоненты ($\kappa > 0$), для которых условие резонанса выполняется в точках $\tilde{z}_{\text{res}}^2 = (\kappa_L + \kappa)/\delta \geq 0$. Это соответствует такому расширению области интегрирования в (25), что она захватывает область главного максимума $Ai(x)$, т.е. значение G_{PG} увеличивается. Дальнейшее уменьшение длины пакета, как и для области I, приведет к попаданию в область интегрирования осциллирующей части $Ai(x)$ и уменьшению G_{PG} . Таким образом, зависимость $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(k_0 l_p)$ немонотонна и имеет максимум в области малых длин пакета (см. пунктирную линию на рис. 4б).

Для частиц с резонансными энергиями $W > 1.1$ МэВ (область III) влияние конечной длины пакета проявляется следующим образом. При достаточно длинных пакетах основным следствием уменьшения длины пакета является уменьшение значения амплитуды волны в точке резонанса; в то же время, при таком расширении спектра волновых чисел (т.е., при малых κ) в области интегрирования в (25) оказывается большее число осцилляций $Ai(x)$. Оба этих фактора, очевидно, приводят к уменьшению G_{PG} . При этом, начиная с некоторой длины пакета точки резонанса z_{res} оказываются вблизи фронтов пакета ($g(z) \ll 1$) или за его пределами; вместе с тем, в спектре волновых чисел появляются составляющие ($\kappa < 0$) с точками эффективного резонанса вблизи экватора, т.е. в области высокой амплитуды ($\tilde{z}_{\text{res}}^2 = (\kappa_L + \kappa)/\delta \geq 0$, $g(z) \rightarrow 1$). В выражении (25) это означает, что главный максимум $Ai(x)$ оказывается в области интегрирования, т.е. G_{PG} увеличивается. Таким образом, зависимость $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(k_0 l_p)$ имеет минимум в области промежуточных длин пакета и локальный максимум в области малых $k_0 l_p$ (см. штриховую линию на рис. 4б).

В целом, диапазон эффективного взаимодействия пакета ЭМИЦ-волн при уменьшении длины пакета сначала расширяется в область нерезонансных энергий и сокращается в области резонансных энергий (для заданных выше параметров – при $k_0 l_p \geq 12$). При дальнейшем уменьшении длины пакета ($k_0 l_p \leq 12$) максимум зависимости $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(W)$ становится более пологим, т.е. область эффективного взаимодействия расширяется в сторону как нерезонансных, так и резонансных значений энергии. Максимальное по

энергиям значение $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(k_0 l_p)$ убывает с уменьшением длины пакета.

Рисунки 3, 4 также показывают, что при коротких пакетах ($k_0 l_p \leq 12$) положение максимума зависимости $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(W)$ сдвигается в область нерезонансных энергий $W_{\text{Rmin}} < 1.04$ МэВ. Так, например, при наименьшей рассмотренной длине $k_0 l_p = 3$ максимальному $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle$ соответствует $W = 0.95$ МэВ. Здесь важно отметить, что такой сдвиг максимума для зависимости $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(W)$ (или зависимости $\langle \Delta\mu^2 \rangle(W)$) связан с наличием множителя $1/(\gamma^2 - 1)$ в выражениях (28) и (18), связывающих $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle$ и $\langle \Delta\mu^2 \rangle$ с фактором рассеяния G . Зависимость $G(W)$ (или зависимость $\langle \Delta I_{\perp}^2 \rangle(W)$) всегда имеет максимум в окрестности W_{Rmin} , но для коротких пакетов, когда этот максимум становится пологим, влияние множителя $1/(\gamma^2 - 1)$, возрастающего при убывании энергии, приводит к сдвигу максимума $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(W)$ в область нерезонансных энергий.

5.2. Пакеты, смещенные относительно экватора

Исследуем свойства взаимодействия для пакетов со смещенным положением максимума $z_p > 0$.

Результаты расчетов дисперсии изменения экваториального питч-угла $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle$ по формуле (28) с $G = G_{\text{PSGSh}}$ (27), как и в случае $z_p = 0$ ($G = G_{\text{PSG}}$), показывают хорошее согласие с результатами численных расчетов методом пробных частиц для пакетов, расположенных в области $z/R_E \leq 1$. Соответствующие рисунки не приведены для краткости.

Зависимости $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(z_p)$, рассчитанные по формулам (28), (27), приведены на рис. 5 для трех длин пакета и трех значений энергии. Как можно видеть из рисунка, для нерезонансных энергий (область II) и резонансных энергий в окрестности W_{Rmin} (область I), $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle$ убывает с ростом z_p , а для резонансных энергий (область III) $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle$ сначала растет, достигая максимума при $z_p \approx z_{\text{res}}$, а потом убывает. С уменьшением длины пакета зависимости $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(z_p)$ становятся более пологими: уменьшается максимальное значение $\langle \Delta\alpha_L^2 \rangle(z_p)$ и убывание с ростом (z_p) становится более медленным. Также для резонансных энергий с уменьшением длины пакета уменьшается различие между

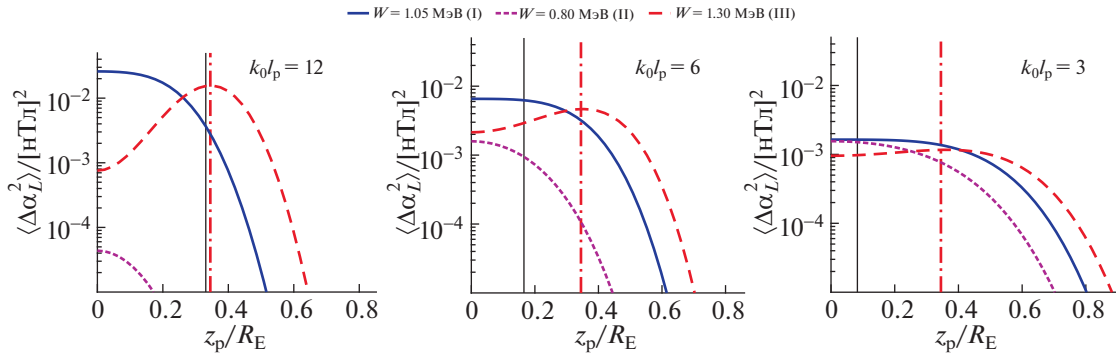


Рис. 5. Нормированная на B_{wp}^2 дисперсия изменения экваториального питч-угла при $\alpha_{L0} = 12^\circ$ в зависимости от координаты максимума амплитуды пакета z_p для трех значений длины пакета и трех значений энергии. Вертикальная штрихпунктирная линия соответствует координате точки резонанса для $W = 1.3$ МэВ, вертикальная сплошная линия – значению z_p , при котором задний фронт соответствующего пакета ($g(z) = 10^{-5}$) расположен на экваторе ($z_t = 0$).

значениями $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(z_p = z_{\text{res}})$ и $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(z_p = 0)$.

Кривые $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(z_p)$ для различных энергий с уменьшением длины сближаются; это соответствует тому, что с уменьшением длины пакета зависимость $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(W)$ становится более пологой (см. раздел 5.1.2).

Опираясь на выражение (27), подобную зависимость $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(z_p)$ можно объяснить следующим образом. Если область малых k соответствует главному максимуму или спадающей части функции Эйри (что имеет место для $W \lesssim W_{\text{Rmin}}$), то добавление осциллирующего множителя в подынтегральном выражении приведет к уменьшению значения интеграла; если же область малых k соответствует осциллирующей части функции Эйри ($W > W_{\text{Rmin}}$), то дополнительный осциллирующий множитель может как уменьшить, так и увеличить интеграл. Подробный анализ подынтегральных функций в (27) показывает, что при $z_p \approx z_{\text{res}}$ либо $\cos(kz_p)$, либо $\sin(kz_p)$ оказывается в фазе (противофазе) с несколькими осцилляциями функции Эйри $\text{Ai}[-(\kappa_L + \kappa)/\delta^{1/3}]$ в окрестности $\kappa \approx 0$.

Характер зависимостей $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(z_p)$ также легко объяснить из общих соображений: для частицы с фиксированными параметрами взаимодействие с ЭМИЦ-волной будет наиболее эффективным в области резонанса $\Delta = 0$ или, если условие резонанса не выполняется, в области минимальных значений $\Delta > 0$. Для энергий $W \lesssim W_{\text{Rmin}}$ эта область соответствует окрестности экватора, для $W > W_{\text{Rmin}}$ удаляется от экватора с увеличением энергии (см. рис. 1б).

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОоды

В работе рассмотрено взаимодействие релятивистских электронов в магнитосфере Земли с квазимонохроматическими пакетами ЭМИЦ-волн конечной длины и малой амплитуды, расположенными вблизи геомагнитного экватора. Показано, что аппроксимация частотной отстройки от резонанса $\Delta(z) = -d\Psi/dt$ параболической зависимостью и использование фурье-спектра амплитудной функции волнового пакета позволяет получить аналитические выражения, с высокой точностью описывающие это взаимодействие для волновых пакетов с центром, расположенным на расстояниях до $1 R_E$ от геомагнитного экватора.

Получены и проанализированы зависимости дисперсии изменения экваториального питч-угла, определяющей коэффициенты питч-угловой диффузии, от энергии электрона и длины пакета. Показано, что с уменьшением длины пакета для электронов с нерезонансными энергиями $W < W_{\text{Rmin}}$ дисперсия $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle$ возрастает, для электронов с энергиями в окрестности минимальной резонансной энергии $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle$ убывает, а для резонансных энергий $W > W_{\text{Rmin}}$ зависимость $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(k_0 l_p)$ имеет минимум в рассматриваемом диапазоне длин пакетов. С удалением центра пакета от экватора, дисперсия $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle$ убывает для электронов с энергиями $W \lesssim W_{\text{Rmin}}$, для резонансных энергий зависимость $\langle \Delta \alpha_L^2 \rangle(z_p)$ имеет максимум в точке $z_p \approx z_{\text{res}}$.

Для рассмотренных значений параметров плазмы и частоты волнового пакета количественно оценить расширение диапазона энергий, при которых возможно эффективное взаимодей-

ствие, можно следующим образом. Для бесконечно длинного пакета дисперсия изменения pitch-угла убывает на порядок при уменьшении энергии от $W_{Rmin} \approx 1.05$ МэВ до 1 МэВ; для гауссового пакета с характерной длиной $k_0 l_p = 3$ дисперсия уменьшается на порядок при уменьшении энергии от $W_{Rmin} \approx 1.05$ до 0.55 МэВ. Таким образом, уширение пространственного спектра волнового пакета ЭМИЦ-волн позволяет объяснить pitch-угловую диффузию электронов с энергиями примерно вдвое меньшими, чем минимальная энергия резонансного взаимодействия с такими волнами.

Предложенные в работе формулы и проведенные расчеты важны для количественно обоснованного изучения вопроса о потоках частиц в конус потерь и соответственно времени опустошения силовой трубки. В случае достаточно длинных волновых пакетов, когда взаимодействие возможно только для частиц с энергией выше минимальной резонансной энергии, расчеты показывают достижимость предела сильной pitch-угловой диффузии для характерных значений амплитуды волн и параметров плазмы, соответствующих наблюдаемым [29, 33]. Вычисление потоков релятивистских электронов, рассеянных в конус потерь в результате взаимодействия с короткими пакетами ЭМИЦ-волн, вместе с анализом возможной роли нелинейных эффектов в этом случае, предполагается в дальнейшем.

Работа В.С. Грач (вывод аналитических выражений, численные расчеты, сравнение результатов аналитических и численных расчетов) выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-72-10111. Работа А.Г. Демехова по постановке задачи и анализу результатов расчетов поддержана грантом РФФИ 22-62-00048.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kennel C.F., Petschek H.E. // J. Geophys. Res. 1966. Т. 71. С. 1. <https://doi.org/10.1029/JZ071i001p00001>
2. Tverskoy B.A. // Rev. Geophys. Space Phys. 1969. V. 7. P. 219. <https://doi.org/10.1029/RG007i001p00219>
3. Lyons L.R., Thorne R.M. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 2142. <https://doi.org/10.1029/JA078i013p02142>
4. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. // Вопросы теории плазмы. Т. 10 / Ред. М.А. Леонтович. М.: Энергоатомиздат, 1980. С. 88.
5. Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 2000. Т. 62. С. 1719. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00122-X](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00122-X)
6. Li W., Hudson M.K. // J. Geophys. Res. (Space Phys.). 2019. Т. 124. С. 8319. <https://doi.org/10.1029/2018JA025940>
7. Thorne R.M., Kennel C.F. // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 4446. <https://doi.org/10.1029/JA076i019p04446>
8. Millan R.M., Thorne R. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 2007. V. 69. P. 362. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2006.06.019>
9. Morley S.K., Friedel R.H.W., Cayton T.E., Noveroske E. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. <https://doi.org/10.1029/2010GL042772>
10. Engebretson M.J., Posch J.L., Wygant J.R., Kletzing C.A., Lessard M.R., Huang C.-L., Spence H., Smith C.W., Singer H.J., Omura Y., Horne R.B., Reeves G.D., Baker D.N., Gkioulidou M., Oksavik K., Mann I.R., Raita T., Shiokawa K. // J. Geophys. Res. (Space Phys.). 2015. V. 120. P. 5465. <https://doi.org/10.1002/2015JA021227>
11. Summers D., Thorne R.M. // J. Geophys. Res. (Space Phys.). 2003. V. 108. P. 1143. <https://doi.org/10.1029/2002JA009489>
12. Ukhorskiy A.Y., Shpirts Y.Y., Anderson B.J., Takahashi K., Thorne R.M. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L09101. <https://doi.org/10.1029/2010GL042906>
13. Ni B., Cao X., Zou Z., Zhou Ch., Gu X., Bortnik J., Zhang J., Fu S., Zhao Z., Shi R., Xie L. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2015. V. 120. P. 7357. <https://doi.org/10.1002/2015JA021466>
14. Hendry A.T., Rodger C.J., Clilverd M.A. // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. P. 1210. <https://doi.org/10.1002/2016GL071807>
15. Capannolo L., Li W., Ma Q., Chen L., Shen X., Spence H., Sample J., Johnson A., Shumko M., Klumppar D.M., Redmon R. // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. P. 12711. <https://doi.org/10.1029/2019GL084202>
16. An X., Artemyev A., Angelopoulos V., Zhang X., Mourenas D., Bortnik J. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. P. 135101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.135101>
17. Chen L., Thorne R.M., Bortnik J., Zhang X.J. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2016. V. 121. P. 9913. <https://doi.org/10.1002/2016JA022813>
18. Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. // Space Sci. Rev. 1998. V. 83. P. 435.
19. Demekhov A. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 2007. V. 69. P. 1609. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.01.014>
20. Engebretson M.J., Keiling A., Fornacon K.H., Cattell C.A., Johnson J.R., Posch J.L., Quick S.R., Glassmeier K.-H., Parks G.K., Reme H. // Planet. Space Sci. 2007. V. 55. P. 829. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.03.015>
21. Engebretson M.J., Posch J.L., Westerman A.M., Otto N.J., Slavin J.A., Le G., Strangeway R.J., Lessard M.R. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2008. V. 113. P. A07206. <https://doi.org/10.1029/2008JA013145>
22. Pickett J.S., Grison B., Omura Y., Engebretson M.J., Dandouras I., Masson A., Adrian M.L., Santolik O., Décréau P.M.E., Cornilleau-Wehrlin N., Constantinescu D. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L09104. <https://doi.org/10.1029/2010GL042648>

23. Шкляр Д.Р. // Плазменная гелиогеофизика. Т. II / Ред. Л.М. Зеленый, И.С. Веселовский. М.: Физматлит, 2008. С. 391.
24. Albert J.M., Tao X., Bortnik J. // Geophys. Monograph Series. V. 199. Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere / Eds. D. Summers, I.R. Mann, D.N. Baker, M. Schulz. Washington, D.C.: American Geophysical Union, 2012. P. 255.
<https://doi.org/10.1029/2012gm001324>.
25. Albert J.M., Bortnik J. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. P. L12110.
<https://doi.org/10.1029/2009GL038904>
26. Грач В.С., Демехов А.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. С. 1052.
27. Hobara Y., Trakhtengerts V.Y., Demekhov A.G., Hayakawa M. // J. Geophys. Res. Space Phys. 1998. V. 103. P. 20449.
<https://doi.org/10.1029/98JA01746>
28. Pasmanik D.L., Demekhov A.G., Nunn D., Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2002. V. 107. P. 1162.
<https://doi.org/10.1029/2001JA000256>
29. Grach V.S., Artemyev A.V., Demekhov A.G., Xiao-Jia Z., Bortnik J., Angelopoulos V., Nakamura R., Tsai E., Wilkins C., Owen R. // Geophys. Res. Lett. 2022. V. 49. P. e99994.
<https://doi.org/10.1029/2022GL099994>
30. Angelopoulos V., Tsai E., Bingley L., Shaffer C., Turner D.L., Runov A., Li W., Liu J., Artemyev A.V., Zhang X.-J. et al. // Space Sci. Rev. 2020. V. 216. P. 103.
<https://doi.org/10.1007/s11214-020-00721-7>
31. Burch J.L., Moore T.E., Torbert R.B., Giles B.L. // Space Sci. Rev. 2016. V. 199. P. 5.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
32. Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В., Филатов М.В., Никитенко А.С. // Приборы и техника эксперимента. 2021. Т. 64. С. 115.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040248>
33. Grach V.S., Demekhov A.G., Larchenko A.V. // Earth, Planets Space. 2021. V. 73. P. 129.
<https://doi.org/10.1186/s40623-021-01453-w>

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ У ПОВЕРХНОСТИ МЕРКУРИЯ

© 2023 г. Ю. Н. Извекова^{a,*}, С. И. Попель^a, А. П. Голубь^a

^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 29.03.2023 г.

После доработки 25.04.2023 г.

Принята к публикации 29.04.2023 г.

Обсуждаются волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Меркурия. Приповерхностные слои экзосферы Меркурия имеют ряд схожих черт с приповерхностными слоями экзосферы Луны: над освещенной стороной планеты в них также присутствуют пылевые частицы, которые в результате фотоэффекта приобретают положительные заряды. Меркурий имеет свою магнитосферу, которая защищает поверхность от частиц солнечного ветра, однако в областях магнитных полюсов солнечный ветер может достигать поверхности планеты, таким образом, в зависимости от области локализации над поверхностью Меркурия пылевые частицы одного размера приобретают разные по величине заряды. При наличии градиента концентрации электронов в магнитном поле в пылевой плазме у поверхности Меркурия может возникать дрейфовая турбулентность. В присутствии солнечного ветра, который имеет скорость около 400 км/с относительно плазмы у поверхности планеты, возможна генерация продольных электростатических колебаний с частотами, определяемыми электронной плазменной частотой. Волновые процессы рассматриваются с учетом различия параметров в афелии и в перигелии орбиты Меркурия, а также с учетом того факта, находятся ли пылевые частицы вблизи магнитных полюсов или вдалеке от них.

Ключевые слова: пылевая плазма, Меркурий, магнитосфера, электростатические колебания, дрейфовые волны

DOI: 10.31857/S0367292123600346, **EDN:** VXXLGW

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма встречается в различных областях Вселенной, в том числе у поверхности некоторых планет и их спутников. В последние десятилетия исследования пылевой плазмы в космосе интенсивно проводятся [1–11] разными группами ученых как теоретическими и экспериментальными методами, так и посредством космических наблюдений. При планировании космических миссий учитываются возможные плазменные эффекты, в том числе плазменно-пылевые. Существенную роль пылевая плазма может играть вблизи астероидов, комет, у поверхностей безатмосферных космических тел таких, как Луна, спутники Марса, в системе Сатурна и т.д.

Исследования пыли в Солнечной системе проводились в рамках миссий OSIRIS-Rex [12], Hayabusa 2 [13], Rosetta [14]. Измерения характеристик пыли над поверхностью Луны проводились в рамках миссий NASA LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer) [15, 16]. В настоящее время осуществляется подготовка миссий Роскосмоса Луна-25, Луна-26, Луна-27 [17]. Обо-

рудование, которое разрабатывается для посадочных модулей станций Луна-25 и Луна-27, а также для орбитального модуля Луна-26, будет использоваться для исследования пыли и пылевой плазмы в экзосфере Луны. Кроме того, планируется российская миссия Бумеранг к одному из спутников Марса.

Меркурий относится к безатмосферным космическим телам: давление газа у его поверхности в 5×10^{11} раз меньше давления земной атмосферы. Однако подобно Луне, вокруг Меркурия существует разреженная газовая оболочка, фактически являющаяся экзосферой, которая может содержать пылевые частицы [18]. Гравитация Меркурия достаточно велика, вдвое превышает лунную, поэтому можно ожидать сходных закономерностей динамики пылевых частиц над поверхностью Меркурия и Луны. Меркурий обладает собственной магнитосферой [19–21], в отличие от Луны, где магнитные поля присутствуют локально в областях магнитных аномалий или же, если Луна находится в плазме хвоста магнитосферы Земли, то являются именно магнитными полями Земли, наблюдаемыми на орбите Луны [22–

Таблица 1.

Элемент	Содержание в столбе экзосферы (атомы/см ²)	Источник
Водород	$\sim 5 \times 10^{10}$	[34]
Гелий	$\sim 2 \times 10^{13}$	[34]
Кислород	$\sim 7 \times 10^{12}$	[34]
Натрий	$\sim 2 \times 10^{11}$	[35]
Калий	$\sim 1 \times 10^9$	[35]
Кальций	$\sim 1 \times 10^7$	[36]

27]. До сих пор Меркурий удавалось исследовать лишь с помощью двух космических миссий — Маринера-10 [28] в 1970-х гг. и Мессенджера [29] в 2008–2015 гг. В 2018 г. к Меркурию был отправлен космический аппарат европейской миссии Veri-Colombo [30, 31], который должен долететь до планеты к 2025 г. Кроме того, обсуждается запуск в 2030-х гг. российского космического зонда Меркурий-П, который должен совершить мягкую посадку на поверхность планеты.

Данная работа посвящена исследованию возможных волновых процессов в пылевой плазме у поверхности Меркурия. В разд. 2 приводится описание основных особенностей и параметров плазменно-пылевой системы у поверхности планеты. В разд. 3 рассматриваются волновые процессы, характерные для областей, расположенных вдали от магнитных полюсов. В разд. 4 обсуждается возможность генерации волн в результате взаимодействия пылевой плазмы у поверхности Меркурия в областях планеты, находящихся вблизи магнитных полюсов, где важная роль может принадлежать солнечному ветру. В заключительном разделе приводятся основные выводы работы.

2. ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА У ПОВЕРХНОСТИ МЕРКУРИЯ

Меркурий является самой маленькой и ближайшей к Солнцу планетой Солнечной системы, что отражается на условиях вблизи его поверхности. Орбита Меркурия имеет максимальный среди всех планет Солнечной системы эксцентриситет: расстояние до Солнца в перигелии составляет около двух третей от расстояния в афелии. Газовая оболочка над поверхностью Меркурия предельно разрежена, поверхность рыхлая, покрытая кратерами, как и на Луне. Из-за медленного вращения планеты на поверхности наблюдаются большие градиенты температуры — на дневной стороне в экваториальной области средняя температура поверхности составляет около 700 К, на ночной — около 100 К [32]. Период обращения вокруг Солнца для Меркурия составляет 88 земных

суток, причем продолжительность солнечных суток на Меркурии в два раза больше, т.е. день длится приблизительно 88 земных суток. Основные составляющие экзосферы Меркурия представлены в табл. 1 [33–36]. Формальная оценка с использованием барометрической формулы дает характерное значение для толщины экзосферы порядка 100 км, что согласуется с данными [33].

Наиболее выраженная пылевая плазма присутствует над освещенной Солнцем стороной планеты. Под действием мощного потока солнечного излучения фотоэлектроны выбиваются как с поверхности Меркурия, так и с поверхностей взвешенных пылевых частиц. Пылевые частицы на поверхности и в приповерхностном слое Меркурия поглощают фотоэлектроны, электроны солнечного излучения, а в областях, где солнечный ветер достигает поверхности, также электроны и ионы солнечного ветра, в результате чего пылевые частицы приобретают электрический заряд. Под действием электростатических сил [37, 38], а также в результате ударов микрометеороидов [39] заряженные пылевые частицы поднимаются с поверхности и вместе с фотоэлектронами создают плазменно-пылевую систему у поверхности планеты. В областях, где магнитное поле не создает защиту от солнечного ветра, необходимо дополнительно принимать во внимание электроны и ионы солнечного ветра. В целом, процессы, приводящие к подъему пылевых частиц над поверхностью Меркурия, сходны с процессами, происходящими на Луне [17, 37, 40–43]. Однако имеются и различия, важнейшим из которых является наличие у Меркурия собственной магнитосферы. Механизмы формирования плазменно-пылевой системы над поверхностью Меркурия подробно изложены в работе [38]. В настоящей работе рассматриваются волновые процессы в пылевой плазме над поверхностью Меркурия. Волновые процессы в плазме над поверхностью Луны рассмотрены в работах [37, 44–49].

С учетом того факта, что орбита Меркурия сильно вытянута, все расчеты проводятся для двух ситуаций, а именно, когда планета находится на максимальном удалении от Солнца, т.е. в афелии, и когда Меркурий максимально приближен к Солнцу, т.е. находится в перигелии. Фотоэлектроны выбиваются с поверхности освещенной части планеты под действием солнечного излучения. Различия в потоке солнечного излучения для афелия и перигелия приводят к весьма существенным отличиям в функции распределения фотоэлектронов над поверхностью Меркурия, что показано на рис. 1. В данном случае функция распределения f_e нормирована к концентрации фотоэлектронов на поверхности планеты $N_0 = \int_0^\infty f_e(E_e) dE_e$. Распределения фото-

электронов существенно отличаются от максвелловского распределения. Методика построения функции распределения подробно описана в работах [38, 50, 51]. Графики представлены для случая, когда угол θ между местной нормалью к поверхности и направлением на Солнце равен нулю. Для определения концентрации фотоэлектронов при произвольных углах θ требуется умножение на $\cos \theta$. Типичные значения работы выхода и квантового выхода реголита Меркурия нам неизвестны, но мы предполагаем, что они близки к значениям для лунного реголита [52]. Так, при расчетах использовались значения работы выхода 5.5 эВ. Максимальное значение квантового выхода из [9], приблизительно равное 0.09 ± 0.003 , достигается при длине электромагнитной волны около 900 Å, что соответствует энергии фотоэлектронов $E_e \approx 13.7$ эВ. При значениях E_e , отличных от 13.7 эВ, величина квантового выхода существенным образом уменьшается (на несколько порядков величины). Так, при $E_e \approx 7$ эВ она падает до значения $\sim 10^{-6}$, а при приближении E_e к работе выхода уменьшается еще на 1–2 порядка. Эти значения и были использованы при получении распределений на рис. 1.

Для определения зависимости параметров взвешенных пылевых частиц от высоты рассматривается баланс между гравитационной и электростатическими силами, действующими на пылевую частицу, учитывается уравнение Пуассона, связывающее электрическое поле на определенной высоте с концентрацией пылевых частиц на этой высоте [38]. При этом заряд пылевой частицы определяется балансом тока фотоэлектронов с пылевой частицы, обусловленный ее взаимодействием с солнечным излучением, и тока фотоэлектронов на пылевую частицу. Кроме того, необходимо знать распределение пылевых частиц по размерам на поверхности планеты. Поскольку для Меркурия подобных данных нет, мы используем аналогичные данные для Луны [37]. Решение самосогласованной задачи проводится с помощью итерационных методов [38]. На рис. 2 представлены зависимости размера a , заряда Z_d и концентрации N_d пылевых частиц от высоты над поверхностью Меркурия для афелия и перигелия в областях, где солнечный ветер достигает поверхности планеты, и для областей без солнечного ветра. Данные приведены для случая, когда угол между местной нормалью к поверхности и направлением на Солнце $\theta = 87^\circ$. Выбор данного значения угла для расчетов обусловлен наклоном орбиты Меркурия к плоскости эклиптики, который составляет приблизительно 7° — ось Меркурия имеет наименьший наклон из всех планет Солнечной системы (около $1/30^\circ$). Угол между магнитным диполем Меркурия и нормалью к плоскости орбиты примерно равен 12° (см.

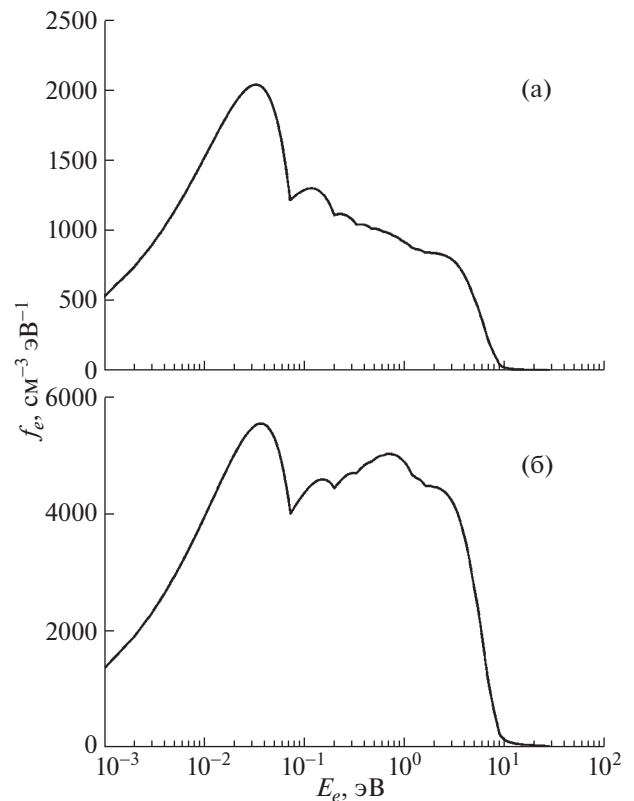


Рис. 1. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям над поверхностью Меркурия, нормированная к концентрации фотоэлектронов на поверхности, для афелия (а) и перигелия (б).

рис. 3), т.е. соотношение между углом θ и магнитной широтой для фиксированной точки на поверхности Меркурия все время изменяется, и угол $\theta = 87^\circ$ может соответствовать двум значениям магнитной широты, например, 68 или 88° . Таким образом, значение угла между местной нормалью к поверхности и направлением на Солнце $\theta = 87^\circ$ может соответствовать ситуациям, когда исследуемые области расположены как вдали от магнитных полюсов, так и вблизи них.

3. ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ ВДАЛИ ОТ МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ МЕРКУРИЯ

Рассмотрим сначала области вблизи поверхности Меркурия, в которые солнечный ветер не проникает, то есть области вдали от магнитных полюсов планеты. Оказывается, что в ситуации с Меркурием ряд возможностей генерации волн в приповерхностной плазме у поверхности планеты, которые существовали в околосолнечной пылевой плазме, не реализуется. Действительно, в случае Луны рассматривались гидродинамическая и кинетическая неустойчивости, связанные с относительным движением Луны и плазмы магнитосферы Земли, которые приводят, соответственно, к генерации ионно-звуковых и пылевых звуковых

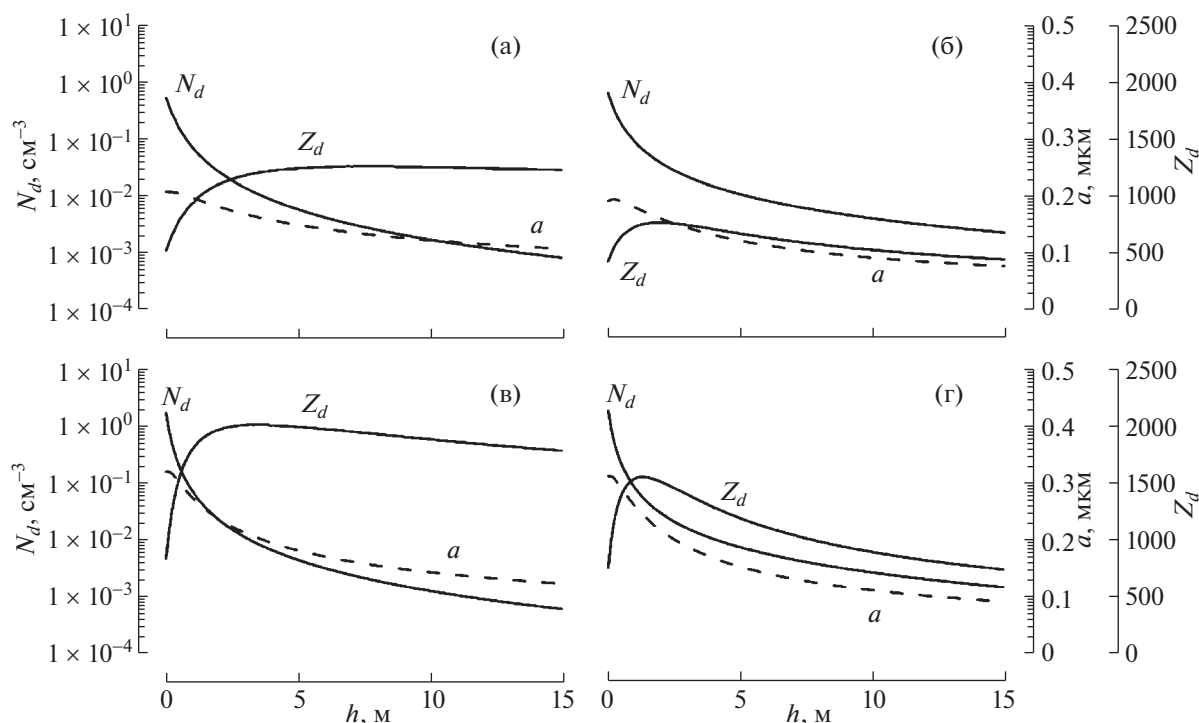


Рис. 2. Зависимости размера a , заряда Z_d и концентрации N_d пылевых частиц в зависимости от высоты h над поверхностью Меркурия в афелии (а, б) и перигелии (в, г). Расчеты для (а) и (в) проведены без учета солнечного ветра (вне магнитных полюсов), для (б) и (г) — с учетом влияния солнечного ветра. Расчеты проведены для $\theta = 87^\circ$.

волн [46]. Возможность возбуждения нижнегибридных волн в пылевой плазме у Луны также связана с относительным движением пылевой плазмы и магнитосферы Земли [47]. В случае Меркурия аналогичных процессов не происходит ввиду того, что в этом случае отсутствует относительное движение пылевой плазмы и магнитосферы планеты. На Луне также возможна генерация дрейфовых волн [49]. Ниже рассматривается возможность развития дрейфовой неустойчивости в пылевой плазме у Меркурия.

При наличии градиентов концентрации частиц плазмы в магнитном поле возникает дрейфовая неустойчивость. Основными компонентами плазмы у поверхности Меркурия являются фотоэлектроны и пылевые частицы. Дрейфовые волны представляют собой движение электронов преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, а пылевых частиц, несущих положительный заряд — поперек силовых линий. Пусть магнитное поле $\mathbf{B}$ однородно и направлено горизонтально и параллельно поверхности планеты по оси z . Рассмотрим плоский слой плазмы, в котором при отсутствии возмущений концентрация $n(x)$ плавно меняется вдоль вертикальной оси x . Считаем температуру в невозмущенном состоянии постоянной по всему объему. Запишем уравнения движения электронной и пылевой компоненты, а также уравнение непрерывности для

пылевой компоненты по аналогии с ситуацией плазмы у поверхности Луны [49]

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e \mathbf{E} - \frac{en_e}{c} [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] + n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (1)$$

$$n_d m_d \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\nabla p_d + Z_d e n_d \mathbf{E} + \frac{Z_d e}{c} n_d [\mathbf{u}_d \times \mathbf{B}] - n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot n_d \mathbf{u}_d = 0, \quad (3)$$

где n_e (n_d) — концентрации электронов (частиц пыли), m_e (m_d) — массы электронов (частиц пыли), p_e (p_d) — давления в электронной и пылевой компонентах, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля, $\mathbf{u}_e$ ($\mathbf{u}_d$) — скорости электронной (пылевой) компонент, $e = 4.8 \times 10^{-10}$ ед. СГСЭ — элементарный заряд, $Z_d e$ — заряд пылевой частицы, c — скорость света, v_{ed} — частота, характеризующая взаимодействие электронов с частицами пыли.

Для возмущений в виде плоской волны $\exp(ik_y y + ik_z z - i\omega t)$, учитывая, что движение пылевых частиц в первом приближении определяется электрическим дрейфом, пренебрегая продольным движением пылевых частиц и инер-

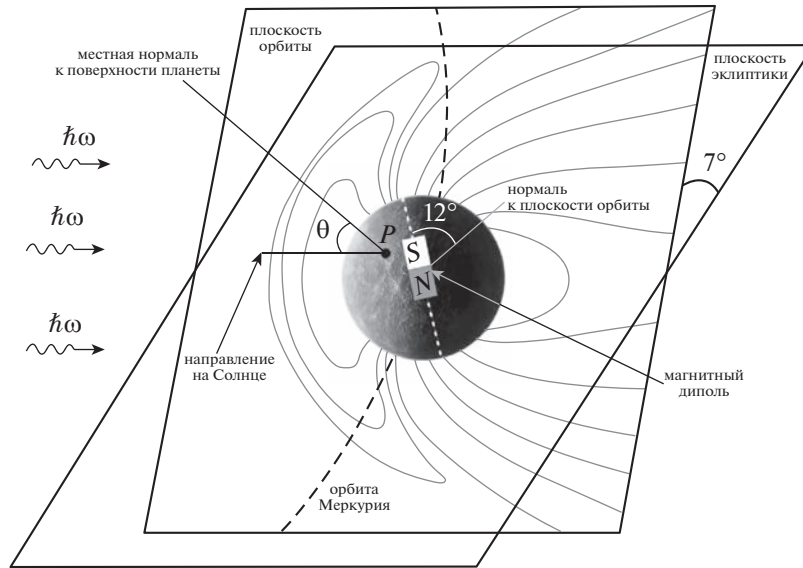


Рис. 3. Схематическое изображение, демонстрирующее плоскость орбиты Меркурия, плоскость эклиптики, магнитный диполь Меркурия (S — южный магнитный полюс диполя, N — северный магнитный полюс диполя), орбиту Меркурия, P — точку наблюдения, направление на Солнце в точке P , местную нормаль к поверхности планеты в точке P . Приведены углы между плоскостью эклиптики и плоскостью орбиты, а также между направлением магнитного диполя и нормалью к плоскости орбиты. Схематически показаны фотоны солнечного ветра и магнитосфера Меркурия.

ционным членом в уравнении для электронов, т.е. при условии

$$v_{Te} \sqrt{\frac{m_e}{m_d}} < \frac{\omega}{k_z} < v_{Te}, \quad (4)$$

где v_{Te} — тепловая скорость электронов, имеем дисперсионное уравнение для дрейфовых волн

$$\omega^2 + i\omega^* \omega - i\omega^* \omega_d = 0. \quad (5)$$

Здесь

$$\omega^* = \frac{k_z^2}{k_y^2} \frac{Z_d e^2 B^2}{v_{ed} m_e m_d c^2}, \quad (6)$$

$$\omega_d = \frac{k_y c T_e}{e B \lambda}, \quad (7)$$

где T_e — температура электронов, а

$$\lambda = \left(\frac{1}{n_{e0}} \frac{dn_{e0}}{dx} \right)^{-1} \quad (8)$$

— характерный масштаб неоднородности. Частоту, характеризующую взаимодействие электронов с частицами пыли, записываем по аналогии с выражением для электронов и ионов [53]:

$$v_{ed} = \frac{4\pi Z_d e^4 n_e L}{m_d^2 v_{Te}^3}, \quad (9)$$

где $L = \ln(\lambda_D T_e / Z_d e^2)$ — кулоновский логарифм, λ_D — дебаевский радиус электронов. Характерный масштаб градиента концентрации электро-

нов λ можно принять равным дебаевскому радиусу на малых расстояниях от поверхности, а на высотах, превышающих дебаевский радиус, можно считать, что фотоэлектроны выбиваются преимущественно с пылевых частиц и градиент концентрации фотоэлектронов можно определить по градиенту концентрации пылевых частиц. Характерные параметры пылевой плазмы для $\theta = 87^\circ$, используемые в расчетах, для афелия и перигелия приведены в табл. 2. Магнитное поле у поверхности планеты при расчетах принималось равным 10^{-3} Гс.

Случай $\omega^* \ll \omega_d$ соответствует дрейфово-диссипативной неустойчивости, и дисперсионное уравнение (5) приобретает вид

$$\omega \approx \pm i \sqrt{\omega_d \omega^*}. \quad (10)$$

В противоположном случае $\omega_d \ll \omega^*$ дисперсионное уравнение (5) имеет вид

$$\omega = \omega_d + i\omega_d^2 / \omega^*. \quad (11)$$

Например, при $k_y = 10^{-5} \text{ см}^{-1}$, $k_z = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ для параметров, соответствующих максимальному расстоянию от планеты до Солнца (афелия), инкремент неустойчивости составит $\gamma \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$, соответственно время развития неустойчивости $\tau \sim 10^{-3} \text{ с}$, для параметров, характерных для ситуации, когда Меркурий находится в перигелии, то есть на минимальном удалении от Солнца, инкремент неустойчивости будет несколько меньше

Таблица 2. Характерные параметры пылевой плазмы над поверхностью Меркурия

Физическая величина	афелий	перигелий
a , нм	150	300
Z_d	500	600
n_e , см ⁻³	270	1402
T_e , эВ	2.36	2.40
λ_D , см	70	31
v_{ed} , с ⁻¹	6	34

Таблица 3. Характерные параметры двухмодового распределения фотоэлектронов по энергиям

	n_{e1} , см ⁻³	T_{e1} , эВ	n_{e2} , см ⁻³	T_{e2} , эВ
афелий	124	0.025	5170	2.36
перигелий	346	0.026	26794	2.40

$\gamma \sim 10^2$ с⁻¹, соответственно время развития неустойчивости $\tau \sim 10^{-2}$ с. Таким образом, в атмосфере Меркурия в областях, где магнитное поле направлено параллельно поверхности и перпендикулярно градиенту концентрации электронов, направленному вертикально, т.е. вне областей магнитных полюсов, возможно развитие дрейфовой турбулентности.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ

Вблизи областей магнитных полюсов солнечный ветер может достигать поверхности планеты, что приводит к изменению параметров пылевой плазмы. На рис. 2б, г представлены параметры для областей магнитных полюсов, их можно сравнить с рис. 2а, в — для областей вне магнитных полюсов. Вблизи магнитных полюсов также можно ожидать развитие дрейфовой турбулентности, параметры которой близки к параметрам турбулентности вне магнитных полюсов. Кроме того, можно ожидать еще один тип колебаний, аналогичный рассмотренному ранее для Луны [54]. Поскольку солнечный ветер движется со скоростью около 400 км/с относительно планеты, то в областях вблизи магнитных полюсов, где приповерхностная плазма взаимодействует с плазмой солнечного ветра, можно ожидать развития турбулентности, связанной с относительным движением компонентов плазмы. На Луне в аналогичной ситуации могут возбуждаться высокочастотные волны [54].

Распределения фотоэлектронов над поверхностью Меркурия по энергиям отличаются от максвелловских (рис. 1). Подобное отличие вызвано тем, что в эти функции распределения суще-

ственный вклад вносят фотоэлектроны (с энергиями порядка 0.1 эВ), выбитые с поверхности Меркурия фотонами с близкими к работе выхода энергиями. Кроме того, присутствуют фотоэлектроны с энергиями 1–2 эВ, чье происхождение связано с фотонами, отвечающими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения. Суммарная функция распределения является суперпозицией функции распределения фотоэлектронов, выбитых фотонами с энергиями, близкими к работе выхода, и имеющих температуру порядка 0.1 эВ, а также функции распределения фотоэлектронов, связанных с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения и имеющих температуру порядка 1 эВ. Обозначим характерные параметры распределения n_{e1} — концентрация, T_{e1} — температура для фотоэлектронов с энергиями порядка 0.1 эВ, а n_{e2} — характерная концентрация, T_{e2} — температура для фотоэлектронов с энергиями порядка 1 эВ. Данные при $\theta = 0$ для афелия и перигелия представлены в табл. 3.

Характерная скорость солнечного ветра у Меркурия составляет $u_s \approx 4 \times 10^7$ см/с [38]. Исследуем возможность возбуждения электромагнитных волн обусловленных относительным движением фотоэлектронов и плазмы солнечного ветра [54] в пылевой плазме у поверхности Меркурия. Рассмотрим колебания с частотами ω , лежащими в диапазоне $kv_{TiS} \ll kv_{Te1} \ll \omega \ll kv_{Te2} \ll kv_{TeS}$, здесь индекс S относится к физическим величинам, характеризующим параметры солнечного ветра $v_{Te(i)S} = \sqrt{T_{e(i)S}/m_{e(i)}}$, $v_{Te1(2)} = \sqrt{T_{e1(2)}/m_e}$. Для этого случая линейное дисперсионное уравнение принимает вид

$$1 - \frac{\omega_{pe1}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De2}^2} - \frac{\omega_{piS}^2}{(\omega - ku_s)^2} = 0, \quad (12)$$

где $\omega_{pe(i)}$ — электронная (ионная) плазменная частота, индекс 1 относится к электронам с концентрацией n_{e1} , λ_{De2} — дебаевский радиус электронов, соответствующий второму максимуму из распределения (параметры с индексом 2 из табл. 2).

Необходимое условие существования неустойчивого решения уравнения (12) при рассматриваемых параметрах задается выражением

$$\frac{n_{e1}}{n_{e2}} > \frac{m_i u_s^2}{T_{e2}}. \quad (13)$$

При выполнении сильного неравенства $n_{e1}/n_{e2} \gg m_i u_s^2 / T_{e2}$ максимальный инкремент неустойчивости составляет

$$\gamma_h \approx \frac{3^{1/2}}{2^{4/3}} \omega_{pe1} \left(\frac{m_e n_{iS}}{m_i n_{e1}} \right)^{1/3}, \quad (14)$$

где n_{is} — концентрация ионов в плазме солнечного ветра. Концентрация ионов солнечного ветра в афелии составляет 40 см^{-3} , а в перигелии 63.2 см^{-3} [55]. Характерный инкремент неустойчивости при рассматриваемых параметрах плазмы $\gamma_h \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ как для афелия, так и для перигелия. Таким образом, в областях, где солнечный ветер проникает в экзосферу Меркурия, как правило, вблизи магнитных полюсов, возможна генерация колебаний в диапазоне частот ленгмюровских и электромагнитных волн. При этом частоты волн определяются концентрацией фотоэлектронов, соответствующими первому максимуму распределения (рис. 1) с энергиями порядка 0.1 эВ.

Еще один случай, когда можно ожидать развития волновых возмущений в плазме у поверхности Меркурия соответствует $kv_{Td} = \omega = kv_{TiS}$, где $v_{Td} = \sqrt{T_d/m_d}$ — тепловая скорость пылевых частиц. При рассматриваемых параметрах плазмы дисперсионное уравнение соответствует уравнению для пылевых звуковых волн [56]

$$1 - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De1}^2} = 0, \quad (15)$$

где ω_{pd} — пылевая плазменная частота. Дисперсионное уравнение (15) не имеет неустойчивых решений. Возбуждение пылевых звуковых волн может происходить, например, в окрестности терминатора. Скорость терминатора в разы превышает скорость пылевого звука. По аналогии с ситуацией на Луне [54, 57] в области терминатора может развиваться неустойчивость, приводящая к возбуждению пылевых звуковых волн. Таким образом, можно ожидать, что в пылевой плазме у поверхности Меркурия могут наблюдаться также пылевые звуковые волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экзосфере Меркурия на освещенной стороне планеты можно ожидать существование плазменно-пылевой системы, состоящей из фотоэлектронов и пылевых частиц, а в областях, расположенных недалеко от магнитных полюсов планеты, также из электронов и ионов солнечного ветра. Волновые процессы, которые могут происходить в плазменно-пылевой системе у поверхности Меркурия, могут быть обусловлены как наличием магнитного поля, так и относительным движением плазмы солнечного ветра и приповерхностной плазмы Меркурия. Учитывая существование у Меркурия собственного магнитного поля со значениями порядка 10^{-3} Гс , можно ожидать развитие дрейфовой турбулентности в областях, где магнитное поле направлено параллельно поверхности и перпендикулярно градиенту кон-

центрации электронов, который направлен вертикально. Время развития неустойчивости существенно меньше длительности светового дня на Меркурии. В областях магнитных полюсов, где солнечный ветер может достигать поверхности планеты, возможна генерация электромагнитных волн в результате относительного движения приповерхностной плазмы и солнечного ветра. Возможно также существование в запыленной экзосфере Меркурия пылевых звуковых волн. Различия параметров плазмы в областях афелия и перигелия не налагают ограничений на возможность генерации колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berg O.E., Richardson F.F., Burton H. // Apollo 17 preliminary science report. NASA Spec. Publ. 16-1–16-9. SP-330. 1973.
2. Berg O.E., Wolf H., Rhee J. // Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds H. Elsässer, H. Fechtig. N.Y.: Springer, 1976. P. 233.
3. Määttä A., Listowski C., Montmessin F., Maltagliati L., Reberac A., Joly L., Bertaux J. L. // Icarus. 2013. V. 223. P. 892.
4. Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A.V., Korablev O.I., Määttä A., Maltagliati L., Bertaux J.L. // Icarus. 2014. V. 231. P. 239.
5. Montmessin F., Bertaux J.L., Quémerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussend D., Lebonnois S., Réberac A. // Icarus. 2006. V. 183 (2). P. 403.
6. Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T. // J. Geophys. Res.: Planets. 2007. V. 112 (E11).
7. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 1010.
8. Голубь А.П., Попель С.И. // Письма ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 440.
9. Голубь А.П., Попель С.И. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 741.
10. Zakharov A.V., Popel S.I., Kuznetsov I.A., Borisov N.D., Rosenfeld E.V., Skorov Yu., Zelenyi L.M. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 110501.
11. Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 163.
12. Reuter D.C., Simon A.A., Hair J., Lunsford A., Manthripragada S., Bly V., Bos B., Brambora C., Caldwell E., Casto G., Dolch Z., Finneran P., Jennings D., Jhabvala M., Matson E., McLelland M., Roher W., Sullivan T., Weigle E., Wen Y., Wilson D., Lauretta D.S. // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. P. 54.
13. Watanabe S., Hirabayashi, Hirata N., Hirata Na., Noguchi R., Shimaki Y., Ikeda H., Tatsumi E., Yoshikawa M., Kikuchi S., Yabuta H., Nakamura T., Tachibana S., Ishihara Y., Morota T., Kitazato K., Sakatani N., Matsumoto K., Wada K., Senshu H., Honda C., Michikami T., Takeuchi H., Kouyama T., Honda R., Kameda S., Fuse T., Miyamoto H., Komatsu G., Sugita S. et al. // Science. 2019. V. 364. P. 268.
14. Gulkis S., Frerking M., Crovisier J., Beaudin G., Hartogh P., Encrenaz P., Koch T., Kahn C., Salinas Y., No-

- wicki R., Irigoyen R., Janssen M., Stek P., Hofstadter M., Allen M., Backus C., Kamp L., Jarchow C., Steinmetz E., Deschamps A., Krieg J., Gheudin M., Bockelée-Morvan D., Biver N., Encrenaz T., Despois D., Ip W., Lellouch E., Mann I., Muhleman D., Rauer H., Schloerb P., Spilker T. // Space Sci. Rev. 2007. V. 128. P. 561.
15. Horanyi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
 16. Horanyi M., Szalay J.R., Kempf S., Schmidt J., Grün E., Srama R., Sternovsky Z. // Nature. 2015. V. 522. P. 324.
 17. Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
 18. Domingue D.L., Koehn P.L., Killen R.M., Sprague A.L., Sarantos M., Cheng A.F., Bradley E.T., McClintock W.E. // Space Sci. Rev. 2007. V. 131. P. 161.
 19. Ness N.F., Behannon K.W., Lepping R.P., Whang Y.C. // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 2708.
 20. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Slavin J.A., Korth H., Anderson B.J., Baker D.N., Boardsen S.A., Johnson C.L., Purucker M.E., Sarantos M., Solomon S.C. // Icarus. 2010. V. 209. P. 23.
 21. Stanley S., Glatzmaier G.A. // Space Sci. Rev. 2010. V. 152. P. 617.
 22. Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D. // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
 23. Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R. // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
 24. Le Bars M., Wiczeorek M.A., Karatekin O., Cebon D., Laneuville M. // Nature. 2011. V. 479. P. 215.
 25. Wiczeorek M.A., Weiss B.P., Stewart S.T. // Science. 2012. V. 335. P. 1212.
 26. Wiczeorek M.A. // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 291.
 27. Mitchell D.L., Halekas J.S., Lin R.P., Frey S., Hood L.L., Acuña M.H., Binder A. // Icarus. 2008. V. 194. P. 401.
 28. <https://solarsystem.nasa.gov/missions/mariner-10/in-depth/>.
 29. Solomon S.C., McNutt R.L., Gold R.E., Domingue D.L. // Space Sci. Rev. 2007. V. 131. P. 3.
 30. <https://www.cosmos.esa.int/web/bepicolombo/home>.
 31. Benkhoff J., Murakami G., Baumjohann W., Besse S., Bunce E., Casale M., Cremosese G., Glassmeier K.-H., Hayakawa H., Heyner D., Hiesinger H., Huovelin J., Hussmann H., Iafolla V., Iess L., Kasaba Y., Kobayashi M., Milillo A., Mitrofanov I.G., Montagnon E., Novara M., Orsini S., Quemerais E., Reininghaus U., Saito Y., Santoli F., Stramaccioni D., Sutherland O., Thomas N., Yoshikawa I., Zender J. // Space Sci. Rev. 2021. V. 217. P. 90.
 32. Prockter L.M. // Johns Hopkins APL technical digest. 2005. V. 26 (2). P. 175.
 33. Exner W., Simon S., Heyner D., Motschmann U. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2020. V. 125. P. e2019-JA027691.
 34. Broadfoot A.L., Shemansky D.E., Kumar S. // Geophys. Res. Lett. 1976. V. 3. P. 577.
 35. Potter A., Morgan T. // Science. 1985. V. 229. P. 651.
 36. Bida T.A., Killen R.M., Morgan T.H. // Nature. 2000. V. 404. P. 159.
 37. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрономич. вестник. Исследования Солнечной системы. 2013. Т. 47. С. 455.
 38. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 043701.
 39. Попель С.И., Голубь А.П., Лусин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зелёный Л.М. // Письма ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
 40. Zook H. and McCoy J. // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 2117.
 41. Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 59.
 42. Sternovsky Z., Chamberlin P., Horanyi M., Robertson S., Wang X. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. 10104.
 43. Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T. // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. P. 1659.
 44. Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
 45. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
 46. Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.
 47. Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
 48. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 9. С. 29.
 49. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1061.
 50. Walbridge E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.
 51. Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зелёный Л.М., Лусин Е.А., Петров О.Ф. // Письма ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
 52. Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. // Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space: Proceed. 6th Eslab Symposium. Springer Netherlands. 1973. P. 389.
 53. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: для вузов. В 10 т. Т. X / Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. 536 с.
 54. Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
 55. González-Esparza A. // Space Sci. Rev. 2001. V. 97. P. 197.
 56. Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. // Planetary Space Sci. 1990. V. 38. P. 543.
 57. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

КОНТРОЛЬ ПРОЦЕССА ПЛАЗМЕННОЙ ОЧИСТКИ ВХОДНЫХ ЗЕРКАЛ ОПТИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК ИТЭР В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ НА ПОСТОЯННОМ И СРЕДНЕЧАСТОТНОМ ИМПУЛЬСНОМ ТОКЕ

© 2023 г. А. В. Рогов^a, Ю. В. Капустин^{a,*}, А. В. Горбунов^a

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Kapustin_YV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 10.01.2023 г.

После доработки 12.03.2023 г.

Принята к публикации 20.03.2023 г.

Внутривакуумные зеркала, используемые в системах оптической диагностики плазмы термоядерных установок, подвержены загрязнению и требуют периодической очистки. Очистку планируется проводить за счет ионного распыления загрязнения с отражающей поверхности в газовом разряде. В работе представлены результаты экспериментального исследования возможности контроля процесса очистки зеркал в тлеющем разряде, локализованном внутри сетчатого полого катода, на постоянном и среднечастотном импульсном токе. Исследованы три независимых метода контроля: по результатам измерения напряжения чистящего разряда при фиксированном токе, на основании измерения частоты возникновения микродуговых привязок при наличии диэлектрических загрязнений и посредством эмиссионной спектроскопии чистящего разряда. Отдельно для подтверждения эффекта очистки представлены результаты измерения спектра отражения зеркала. Показано, что все три способа могут быть использованы в системах очистки. Первый из рассмотренных методов выглядит наиболее перспективным, поскольку не требует дополнительных датчиков, используя только данные, получаемые от источника питания разряда, и применим при очистке как от электропроводящих, так и от тонких диэлектрических загрязнений. Контроль на основе измерения частоты возникновения микродуговых привязок может применяться для переключения между импульсным режимом и режимом постоянного тока при наличии слоистых металл-диэлектрических загрязнений, а также при очистке от локальных диэлектрических загрязнений, сформировавшихся в ходе аварий. Спектроскопический метод контроля обеспечивает наиболее высокую чувствительность и позволяет определить состав загрязнений, однако предъявляет повышенные требования к регистрирующей аппаратуре. Рассмотренные методы могут быть использованы для автоматизации процесса удаления загрязнений в системах плазменной очистки входных диагностических зеркал термоядерных установок, а также для контроля процесса финишной очистки подложек перед вакуумным осаждением покрытий.

Ключевые слова: ИТЭР, разряд с полым катодом, система очистки зеркал, спектроскопия водородных линий, ион-электронная эмиссия, молибден

DOI: 10.31857/S0367292123600036, **EDN:** WYGGXF

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические элементы, обращенные к плазме, в системах спектроскопической диагностики термоядерных установок являются критическим элементом, поскольку подвержены непосредственному воздействию плазмы и расположены рядом с первой стенкой реактора [1, 2]. В зависимости от эксплуатационного режима и места установки, входные зеркала могут подвергаться как распылению, так и загрязнению продуктами эрозии внутривакуумных элементов установки [3], а в зависимости от материала отражающей поверхности деградация оптических свойств также может происходить за счет формирования гид-

рооксидов и оксидов при авариях с прорывом воды или разгерметизацией вакуумной камеры установки [4, 5]. По этой причине в состав всех оптических диагностик международного термоядерного экспериментального реактора ИТЭР должна входить система плазменной очистки для удаления при необходимости загрязнений методом ионного распыления. Также предусмотрен специальный технологический режим работы установки с возможностью повышения давления до 10 Па [6] и отключения тороидального поля. В качестве рабочих газов могут быть использованы дейтерий (D_2), гелий (He), неон (Ne) и аргон (Ar) или смесь этих газов [6]. Одним из способов

очистки поверхности является ее ионное распыление в аномальном тлеющем разряде на постоянном токе (DC), локализованном в сетчатом пологом катоде, для удаления токопроводящих загрязнений, или на среднечастотном импульсном токе (PDC) для очистки от тонких диэлектрических загрязнений. Такие системы очистки предполагаются использовать в разрабатываемых диагностиках ИТЭР “Активная спектроскопия” и “Спектроскопия водородных линий” [7–10], где в качестве материала первых зеркал будет использоваться монокристаллический молибден.

Актуальным вопросом является определение момента окончания процесса очистки отражающей поверхности от загрязнения для уменьшения распыления материала зеркала и других негативных эффектов, вызванных ионной бомбардировкой поверхности в тлеющем разряде. Предлагаемая в данной работе методика контроля процесса очистки базируется на зависимости параметров самостоятельного тлеющего разряда от ион-электронной эмиссии с катодного электрода [11], одним из элементов которого является очищаемое зеркало. Элементный состав загрязнения отличается от состава материала зеркала и сетчатого полого катода. За счет различия коэффициента ион-электронной эмиссии с очищаемой поверхности при наличии загрязнений вольт-амперная характеристика газового разряда изменяется. Зная вольт-амперные характеристики разряда, измеренные с поверхности заведомо чистого зеркала, и принимая во внимание атомный состав ожидаемых в ИТЭР загрязнений, данная методика дополнительно позволяет оценить состав загрязнения.

В режиме очистки с помощью DC-разряда на катодном электроде за счет накопления положительного заряда при ионной бомбардировке поверхности диэлектрических загрязнений могут возникать микродуговые привязки. При этом может происходить локальный пробой диэлектрика, способный привести к деградации оптических свойств зеркала. Этого негативного эффекта можно избежать при использовании источника питания с малой выходной емкостью и быстродействующей системой токовой защиты. При этом частота возникновения микродуговых привязок может быть использована для контроля процесса очистки от диэлектрического загрязнения и определения момента ее окончания [12].

Третий способ контроля процесса очистки основан на мониторинге спектра излучения плазмы чистящего разряда [13]: при распылении материала загрязнения продукты эрозии частично ионизируются и возбуждаются в плазме газового разряда и могут быть зарегистрированы спектроскопическим методом. По мере удаления загрязнения интенсивность соответствующих ему ли-

ний уменьшается, а интенсивность линий материала зеркала и сетчатого катода, наоборот, увеличивается, что и может стать сигналом для определения момента окончания очистки.

В представленной работе проведено сравнительное экспериментальное исследование применимости всех трех рассмотренных выше подходов для контроля процесса удаления загрязнений в тлеющих разрядах DC/PDC, составляющих основу системы плазменной очистки зеркал. Для подтверждения эффекта очистки представлены результаты измерения спектральной зависимости коэффициента зеркального отражения использованных образцов зеркал.

2. ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования проводились на полноразмерных функциональных макетах DC/PDC-системы плазменной очистки двух измерительных каналов диагностики “Спектроскопия водородных линий”, которые будут размещены в экваториальных диагностических портах ИТЭР № 11 и № 12. Все элементы разрядной ячейки и полноразмерные макеты первого и второго зеркал были изолированы от стенок вакуумной камеры. Использованные в экспериментах сетчатые полые катоды отличались размерами, конструкционным материалом и расположением вырезов для прохождения оптического излучения. Для макета системы из порта № 11 использовался полый катод из нержавеющей стали размером $150 \times 180 \times 160$ мм, а для макета системы из порта № 12 – молибденовый сетчатый полый катод размером $160 \times 170 \times 250$ мм. Характерный размер ячейки сетчатого полого катода ≈ 5 мм. В обоих макетах предусмотрена одновременная очистка близко расположенных первого и второго зеркал с размерами отражающих поверхностей соответственно 164×60 мм, 164×50 мм в диагностическом порту № 11 и 150×60 мм, 130×50 мм в порту № 12. Общий вид узлов входных зеркал, на основе которых были изготовлены макеты разрядных ячеек, показан на рис. 1.

Эксперименты по контролю процесса очистки на основе измерения параметров разряда в DC-режиме, дополненные спектроскопическими измерениями, проводились на макете разрядной ячейки диагностики “Спектроскопия водородных линий” для порта № 11, а в PDC-режиме – на макете для диагностического порта № 12. В качестве имитационного загрязнения в первом случае использовались покрытия из алюминия Al (близок к бериллию по физико-химическим свойствам), нанесенные магнетронным распылительным устройством при напылении на смещенную наклонную вращающуюся подложку [14]. Неоднородность покрытия по толщине составляла не бо-

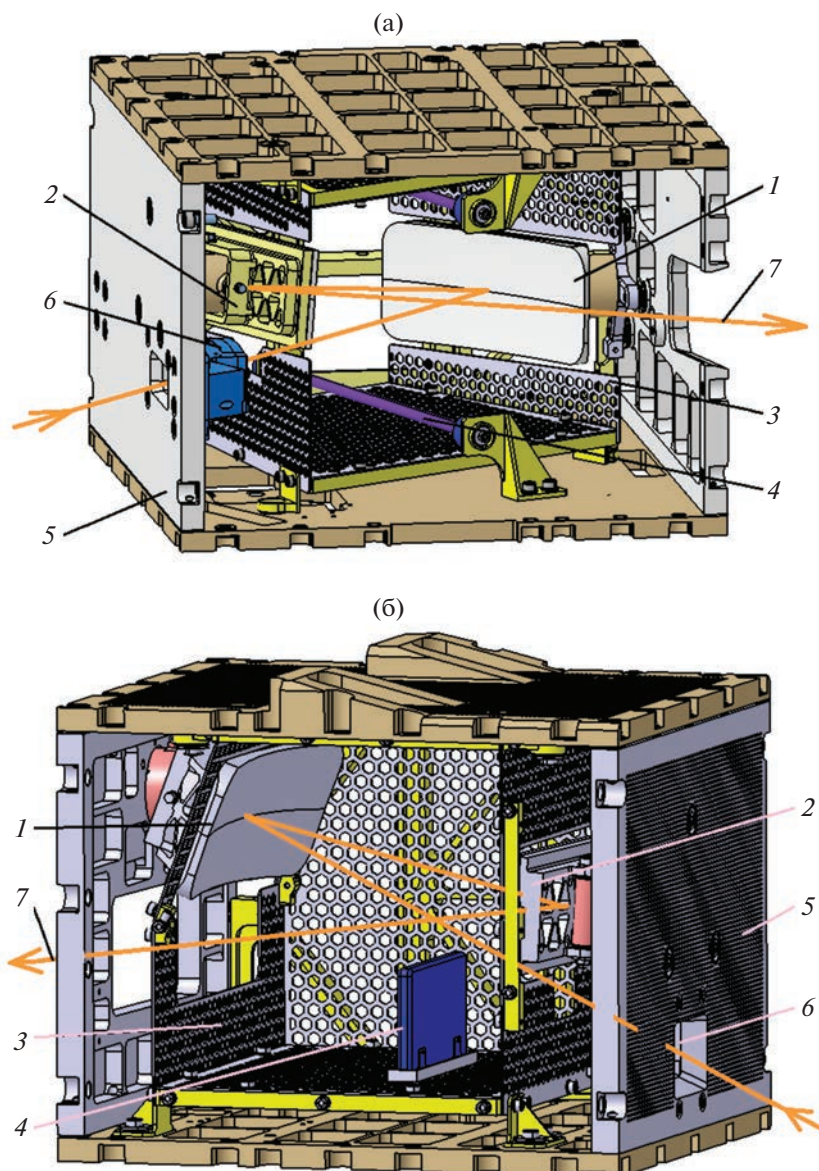


Рис. 1. Узел входного зеркала диагностики “Спектроскопия водородных линий” в экваториальных диагностических портах ИТЭР № 11 (а) и № 12 (б, передняя сеточная стенка разрядной ячейки не показана): 1 – первое зеркало, 2 – второе зеркало, 3 – сеточные электроды разрядной ячейки, 4 – анод, 5 – стенки узла входных зеркал, 6 – входной зрачок, 7 – центральная хорда наблюдения.

лее 5%. Во втором случае в качестве загрязнения использовался слой оксидов молибдена Mo, полученный в результате выдержки зеркала в 3% растворе перекиси водорода [15] в течение 30 минут при комнатной температуре, что моделирует загрязнение, формирующееся при аварийных ситуациях с разгерметизацией системы водяного охлаждения первой стенки и внутривакуумных элементов реактора [4].

Использовался блок питания APEL-M-1.5PDC [16], обеспечивающий стабилизацию тока, напряжения или мощности разряда, возмож-

ность работы как в DC-, так и в PDC-режиме с частотой повторения однополярных импульсов от 10 до 100 кГц и регулировкой скважности в диапазоне (10–80)%, а также снабженный встроенной быстродействующей системой защиты от токовых перегрузок. Максимальное значение выходного напряжения блока питания составляло 720 В при мощности до 1.5 кВт. Этот источник питания также имеет встроенный интерфейс для внешнего компьютерного управления и регистрации параметров разряда.

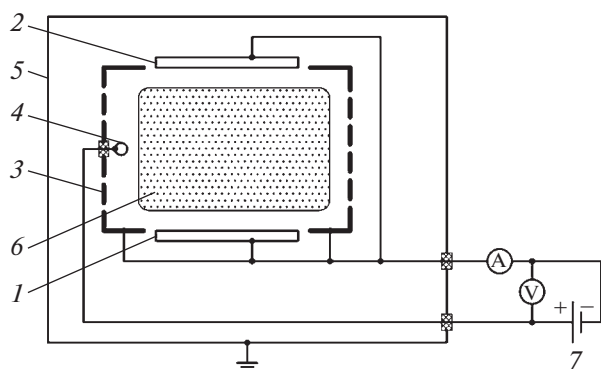


Рис. 2. Схема подключения элементов разрядной ячейки: 1 — первое зеркало, 2 — второе зеркало, 3 — сетчатые электроды разрядной ячейки, 4 — анод, 5 — стенки вакуумной камеры, 6 — область локализации разряда, 7 — блок питания разряда.

При проведении экспериментальных исследований в качестве рабочего газа использовались аргон Ar и гелий He высокой чистоты.

Схема включения элементов разрядной ячейки приведена на рис. 2. Контроль процесса очистки поверхности Mo-зеркала от Al-загрязнения на базе эмиссионной спектроскопии разряда основан на одновременной регистрации линий атомов алюминия Al I (394.40 нм и 396.15 нм), линии атомов молибдена Mo I (390.30 нм) и линий рабочего газа (в данном случае — линии атомов гелия He I, 388.86 нм). Эти измерения проводились одновременно с регистрацией динамики изменения напряжения разряда в режиме стабилизации тока в DC-режиме с использованием макета разрядной ячейки для диагностического порта № 11. По

мере очистки, за счет сетчатой конструкции полого катода, атомы загрязнения покидают область разряда, осаждаются на нераспыляемых стенках диагностического порта, а с очищенных участков отражающей поверхности зеркала и остальных катодных элементов разрядной ячейки начинает распыляться конструкционный материал их основы (Mo). Сложность реализации такого метода связана с относительно низкой интенсивностью линий Al и Mo по сравнению с характеристическими линиями рабочего газа, вызванной малой концентрацией продуктов эрозии в плазме газового разряда. Схема проведения спектроскопических измерений показана на рис. 3.

Для регистрации излучения использовался монохроматор МДР-206 [17] и CCD-видеокамера. Измерения проводились в диапазоне 388–401 нм, где присутствовали линии всех интересующих элементов (He, Al, Mo).

Предварительные эксперименты выявили, что наилучшее соотношение сигнал–шум обеспечивается при использовании хорды наблюдения, ориентированной под скользящим углом к распыляемой поверхности. Из-за конструктивных особенностей использованной вакуумной камеры, в эксперименте угол между хордой наблюдения и отражающей поверхностью макета первого зеркала составлял $\approx 20^\circ$.

Для измерения спектральных зависимостей коэффициента зеркального отражения использованных образцов в работе был использован спектрофотометр Perkin Elmer Lambda 850. Зеркальное отражение измерялось при использовании пучка света квадратного сечения (5 мм $\times$ 5 мм), угол падения составлял 8° .

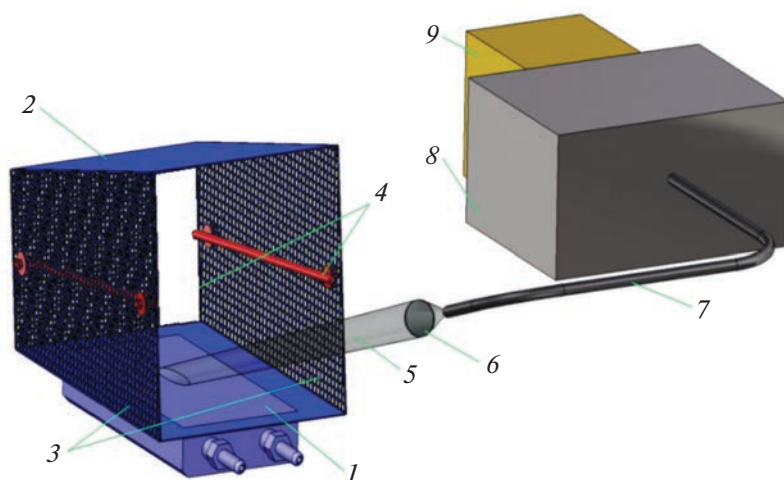


Рис. 3. Схема спектроскопического контроля процесса очистки, где: 1 — макет первого зеркала, 2 — макет второго зеркала, 3 — сетчатые электроды, 4 — аноды, 5 — хорда наблюдения, 6 — линзы, 7 — оптоволоконный кабель, 8 — монохроматор, 9 — камера.

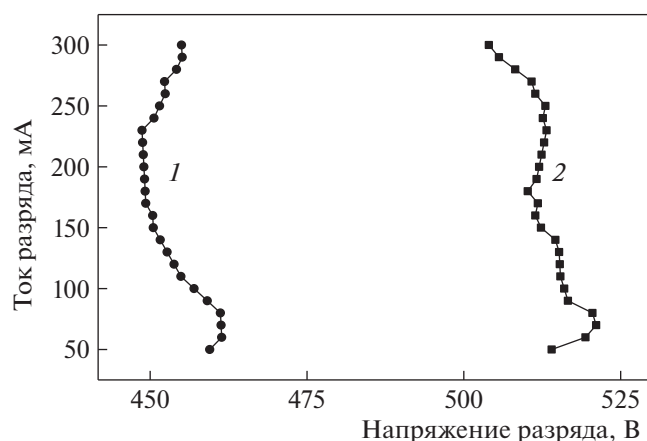


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика чистящего разряда ($P_{\text{He}} = 3$ Па): 1 – чистое Мо зеркало; 2 – то же зеркало, но с осажденным слоем Al.

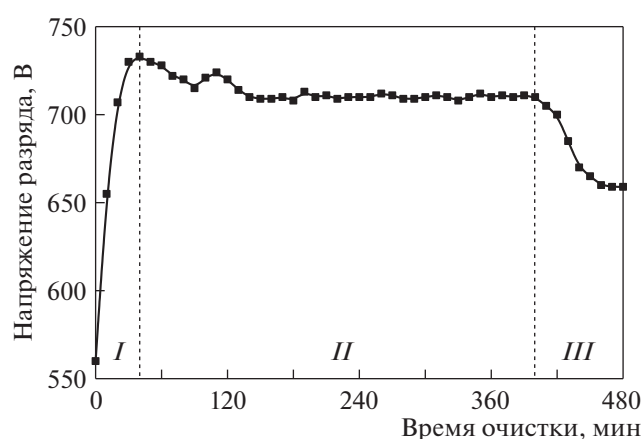


Рис. 5. Зависимость напряжения разряда от времени очистки Мо зеркала с двухслойным Al/Al₂O₃ загрязнением толщиной ≈ 30 нм при фиксированном токе разряда 300 мА.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Контроль очистки токопроводящих и тонких диэлектрических загрязнений

По существующим прогнозам [1–5] этот тип загрязнений в ИТЭР станет основным и будет образовываться за счет переосаждения на зеркалах продуктов эрозии стенок, обращенных к плазме: бериллия Be с первой стенки и вольфрама W с дивертора. Тонкие (~ 1 нм) оксидные и гидроксидные загрязнения могут формироваться за счет микротечей в рабочей камере.

На рис. 4 показаны вольт-амперные характеристики газового разряда, снятые при использовании He в качестве рабочего газа. Измерения проводились при давлении $P_{\text{He}} = 3$ Па. В качестве имитационного загрязнения использовался Al.

Отрицательное дифференциальное сопротивление на участке измеренной вольт-амперной характеристики свидетельствует о неустойчивости газового разряда при работе в режиме стабилизации напряжения, поэтому в системах очистки рассматриваемого типа предлагается использовать режим стабилизации тока разряда. Разница в напряжении разряда для загрязненного и чистого зеркала при токах 200–300 мА, характерных для режима очистки зеркал в ИТЭР, составляла примерно 70 В. Такое различие может быть использовано в качестве критерия удаления загрязнений для остановки процесса очистки.

Измерение зависимости напряжения разряда от времени очистки с одновременной регистрацией эмиссионного спектра плазмы газового разряда проводилось на макете разрядной ячейки диагностики “Спектроскопия водородных линий” для диагностического порта ИТЭР № 11. Материал макета зеркала – Мо, загрязнение – Al толщиной ≈ 30 нм со слоем естественного оксида

(~ 1 нм), рабочий газ – He. Зависимость напряжения разряда при фиксированном токе $I_d = 300$ мА от времени очистки представлена на рис. 5.

Согласно литературным данным, ориентировочные значения коэффициента ион-электронной эмиссии при бомбардировке поверхности ионами He с энергией ≈ 500 эВ для молибдена, алюминия и оксида алюминия соответственно составляют $\gamma_{\text{Mo}} \approx 0.3$ электронов/ион [18], $\gamma_{\text{Al}} \approx 0.05$ электронов/ион [19], $\gamma_{\text{Al}_2\text{O}_3} \approx 1$ электронов/ион [20]. Это соответствует наблюдаемой динамике изменения напряжения разряда: на начальном этапе (I) распыляется слой поверхностного оксида, обладающего наибольшим коэффициентом ион-электронной эмиссии, при этом напряжение разряда при токе 300 мА оказывается минимальным. По мере удаления оксидированного слоя и переосаждения Al с зеркала на элементы разрядной ячейки напряжение разряда увеличивается и стабилизируется на уровне ≈ 710 В (этап II), когда все распыляемые катодные поверхности оказываются покрыты алюминием, обладающим наименьшим коэффициентом электронной эмиссии. Наконец, на заключительной стадии очистки (III) распыляемые поверхности очищаются от Al, и напряжение разряда определяет коэффициент ион-электронной эмиссии Мо. Эмиссионный спектр чистящего разряда, измеренный на начальном этапе очистки, с отмеченными основными линиями интересующих элементов представлен на рис. 6.

На рис. 7 показан график изменения относительной интенсивности линий атомов Al I (394.4 нм) и Mo I (390.3 нм) в процессе очистки зеркала. Видно, что примерно через 450 мин после начала очистки интенсивность линии материала загрязнения падает практически до нуля, что

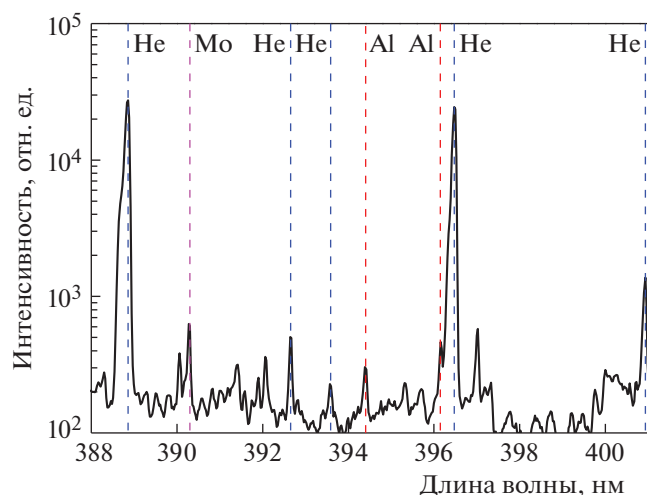


Рис. 6. Эмиссионный спектр чистящего разряда. Материал зеркала — Mo, загрязнение — Al/Al₂O₃. Рабочий газ — He.

говорит о его практически полном удалении с поверхности распыляемых элементов разрядной ячейки. При этом с самого начала очистки в разряде присутствуют атомы Mo, который является материалом основы зеркала и всех дополнительных катодных электродов, также подверженных распылению. Сравнение результатов измерений зависимости напряжения разряда и интенсивности линий Mo и Al от времени очистки показывает их хорошее согласие в вопросе определения момента окончания очистки, что подтверждает применимость обоих этих методов контроля для рассматриваемого типа плазменных систем очистки.

Отдельно после каждого этапа обработки макета зеркала проводилось измерение спектральной зависимости коэффициента отражения. Результаты представлены на рис. 8. Отметим, что пленки, обнаруженные на диагностических зеркалах действующих термоядерных установок, в отличие от использованной в эксперименте пленки Al, обладают пористой структурой и состоят из смеси чистого металла с его оксидами, и это приводит к существенному снижению коэффициента отражения [1]. Некоторое снижение зеркального отражения после очистки поверхности за счет бомбардировки ионами He⁺ объясняется формированием в приповерхностном слое гелиевых пузырей малого размера и релеевским рассеянием на них падающего излучения [21]. Для удаления этого слоя был проведен дополнительный цикл очистки с использованием разряда в аргоне Ar (длительность обработки 2 часа, давление 3 Па, ток разряда 300 мА, напряжение 500 В), позволивший полностью восстановить

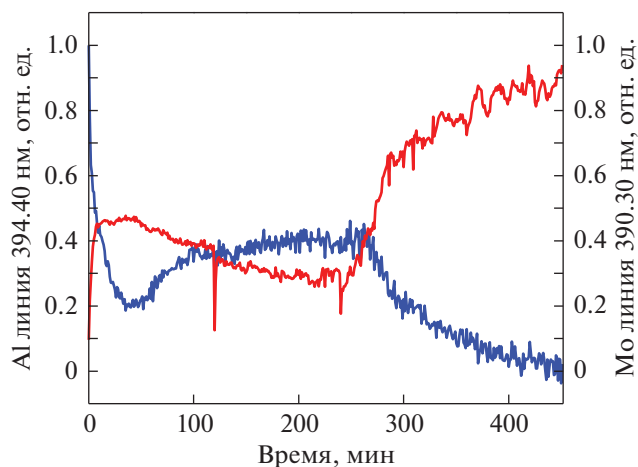


Рис. 7. Изменение относительной интенсивности линий Al I и Mo I в процессе очистки зеркала.

исходную спектральную зависимость коэффициента отражения.

Также отметим, что в рассматриваемых системах оптической диагностики предполагается использовать системы калибровки. С их помощью планируется периодически измерять спектральную зависимость интегрального коэффициента пропускания оптического тракта, что позволит корректно интерпретировать результаты очистки при наличии небольших отклонений коэффициента отражения от исходного значения [22].

Контроль очистки при наличии диэлектрических загрязнений

Диэлектрические загрязнения большой толщины могут сформироваться при воздействии ат-

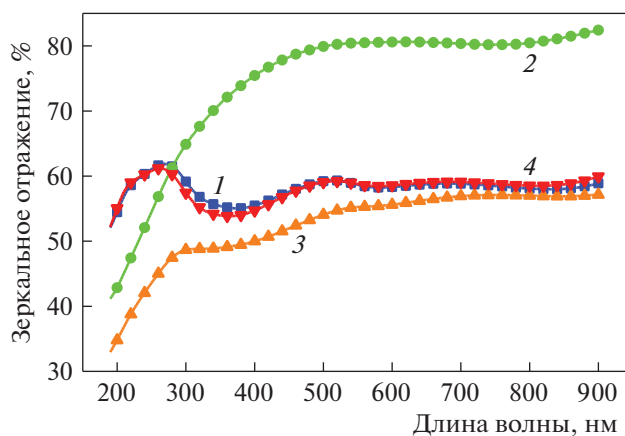


Рис. 8. Спектральный коэффициент отражения Mo зеркала: 1 — исходное состояние; 2 — с Al загрязнением; 3 — после очистки в He; 4 — после дополнительного цикла очистки в Ar.

мосферного воздуха или воды на отражающую поверхность Мо зеркала при повышенных температурах (более 200°C) во время аварийных ситуаций, связанных с разгерметизацией вакуумной камеры или системы водяного охлаждения внутривакуумных компонентов [4]. Особенность очистки зеркал от таких загрязнений в DC-разряде состоит в том, что диэлектрические пленки могут заряжаться под действием ионной бомбардировки, препятствуя дальнейшему поступлению ионов на распыляемую поверхность, что приводит к гашению разряда. Другим негативным фактором является электрический пробой, происходящий при превышении электрической прочности диэлектрического материала, сопровождающийся повышенным энерговыделением при формировании микродуговой привязки [12]. Если не предпринимать дополнительных мер, такие процессы могут привести к локальному расплавлению и разбрызгиванию материала загрязнения. Такая проблема актуальна только при наличии достаточно толстых (≥ 100 нм) пленок Ве и образовании на его поверхности диэлектрического загрязнения, что может реализоваться только при крупных авариях. На практике осаждение на отражающей поверхности зеркала бериллиевой пленки толщиной ~ 10 нм уже вызывает существенное ухудшение отражательной способности зеркала [23] и приводит к необходимости проведения очистки для восстановления работоспособности диагностической системы. Поэтому формирование толстых Ве загрязнений является маловероятным.

Для обеспечения работоспособности системы очистки в случае диэлектрических загрязнений может быть использован либо DC-режим с ограничением энерговыделения при микродуговых привязках за счет применения быстродействующей системы защиты и пониженной выходной емкости источника питания, либо PDC-режим при частоте однополярных отрицательных импульсов до 100 кГц. PDC-режим обеспечивает полное подавление микродуговых привязок и возможность распыления достаточно толстых диэлектрических загрязнений за счет нейтрализации положительного заряда, возникающего на распыляемой поверхности, плазменными электронами в промежутках между импульсами [12]. При соответствующем выборе частоты и скважности импульсов (при длительности импульсов менее времени накопления на диэлектрике заряда, достаточного для его пробоя) параметры газового разряда во время рабочего импульса схожи с DC-режимом распыления, поэтому можно предположить, что для PDC-режима применима DC-методика контроля очистки на основе измерения динамики изменения эффективного значения напряжения разряда.

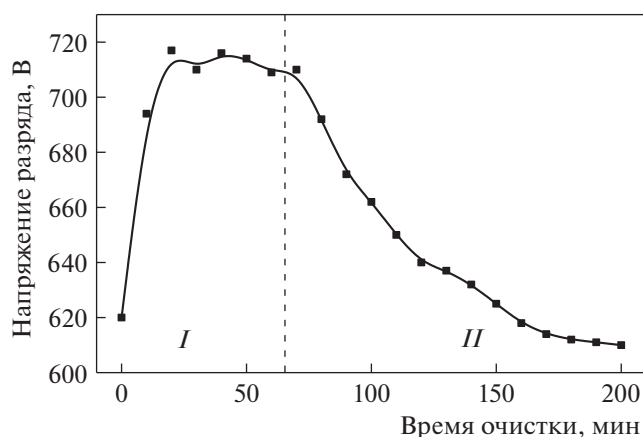


Рис. 9. Зависимость напряжения разряда от времени очистки Мо зеркала с гидроксидным загрязнением.

На рис. 9 представлен график изменения напряжения разряда при работе источника питания в импульсном режиме (частота 100 кГц, скважность 60%) при стабилизации тока разряда ($I_d = 300$ мА). Рабочий газ — Ag при давлении $P_{\text{Ag}} = 5$ Па. Материал макета зеркала — Мо. Имитационное загрязнение — слой оксидов Мо. В эксперименте использован макет разрядной ячейки для диагностического порта № 12. При очистке в импульсном среднечастотном разряде график зависимости напряжения разряда от времени очистки в целом повторяет график, приведенный на рис. 5. Отличие состоит в том, что после удаления слоя оксидов молибдена (этап I) сразу начинается распыление основного материала зеркала (Мо) на очищенных участках (этап II), поэтому для контроля этого процесса могут быть использованы те же алгоритмы. Это упрощает разработку системы автоматического управления процессом очистки поверхности в DC/PDC-разряде.

В DC-режиме очистки также можно контролировать наличие диэлектрических загрязнений на основе измерения частоты возникновения микродуговых привязок. Экспериментальное исследование такого режима контроля проводилось на полноразмерном макете Мо-зеркала, покрытого пленкой из Al_2O_3 толщиной ≈ 30 нм. Система быстрого дугогашения в использованном источнике питания обеспечила сохранение оптического качества зеркала при возникновении микродуговых привязок. Результаты измерения зависимости частоты возникновения микродуг от времени очистки при работе источника в режиме стабилизации постоянного тока и использовании Ag при давлении 2 Па в качестве рабочего газа показаны на рис. 10 (макет разрядной ячейки для диагностического порта № 12). Как видно из рис. 10, по мере уменьшения толщины диэлектрического загрязнения снижается частота возникно-

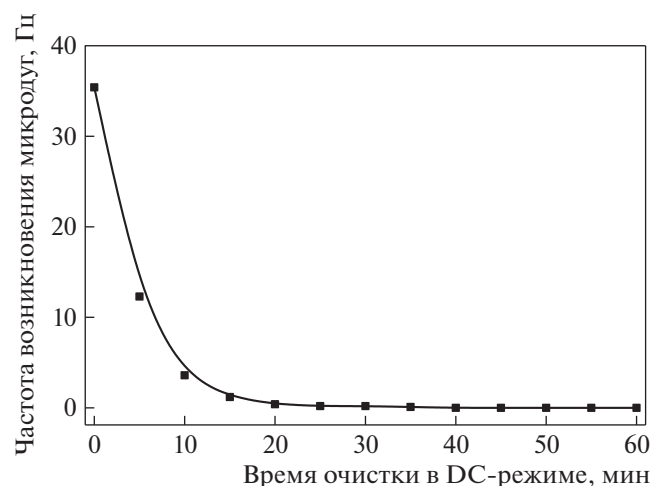


Рис. 10. Зависимость частоты микродуговых привязок от времени очистки в DC-режиме.

вения микродуговых привязок. После удаления слоя диэлектрика (≈ 20 мин) микродуги больше не возникали. Таким образом, по результатам измерения частоты возникновения микродуг в DC-режиме очистки можно определить наличие диэлектрических загрязнений на очищаемой поверхности. Во время микродуговой привязки происходит частичное испарение загрязнения, поэтому данный режим также может применяться для удаления относительно толстых многослойных или локальных загрязнений (например, капельных или кластерных микровключений) при условии, что температура плавления материала зеркала много больше температуры плавления материала загрязнения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам выполненных экспериментальных исследований можно сделать вывод, что в системах очистки зеркал на основе разряда постоянного или импульсного тока путем измерения напряжения разряда в режиме реального времени удастся контролировать наличие как токопроводящих, так и диэлектрических загрязнений. Аналогичная динамика зависимости параметров разряда от типа загрязнения позволяет использовать те же алгоритмы работы в DC- и PDC-режимах, что упрощает разработку единой системы управления, обеспечивающей их реализацию в условиях ИТЭР и других термоядерных установок. Из-за высокой токсичности, для непосредственной проверки применимости этого метода для контроля очистки от бериллиевых загрязнений и их оксидов требуется проведение дополнительных исследований на площадке, аттестованной для работы с этим материалом. Кроме того, отметим необходимость более подробного исследова-

ния структуры пленок, формируемых на диагностических зеркалах термоядерных установок и ее влияния на эмиссионные характеристики загрязнений. Для решения этого вопроса в проектируемом в России токамаке TRT планируется использовать ряд специальных диагностических систем [24, 25].

Метод контроля по частоте возникновения микродуговых привязок в DC-режиме распыления может быть использован при наличии слоистых металл-диэлектрических загрязнений для определения момента переключения между DC- и PDC-режимами распыления, а также для контроля и удаления локальных диэлектрических загрязнений. Это может привести к повышению эффективности системы очистки за счет обеспечения максимальной скорости распыления токопроводящих загрязнений в DC-режиме.

Спектроскопический метод контроля процесса очистки также подтвердил свою работоспособность, однако его практическое применение требует повышения разрешающей способности регистрирующей аппаратуры, а также проведения дополнительных исследований с использованием всех допустимых к использованию в системах очистки газов и всех ожидаемых типов загрязнений, что затруднительно на данном этапе разработки оптических диагностик ИТЭР.

Рассмотренные методы также могут быть использованы для контроля процесса финишной очистки подложек перед вакуумным напылением с использованием сетчатого полого катода в качестве распылительного устройства [26].

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (Приказ № 621 от 28.03.2022 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Litovsky A., Voitsenya V.S., Costley A., Donné A.J.H. // Nuclear fusion. 2007. V. 47. Is. 8. P. 833–838. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/8/014>
2. Voitsenya V.S., Bardamid A.F., Donné A.J.H. // Open physics journal. 2016. V. 3. PHY-3-23. P. 23. <https://doi.org/10.2174/1874843001603010023>
3. Мазуль И.В., Гиниятулин Р.Н., Кавин А.А., Литиновский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Танчук В.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. С. 1103 <https://doi.org/10.31857/S0367292121110214>
4. Канустин Ю.В., Рогов А.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. В. 1. С. 57. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-1-57-65>
5. Pereira A., Martín P., Heredero R.L., Torquemada M.C., Rodrigo M.T., Gómez L.J., Vila R., Belenguer T., Medrano M., Piqueras J.J., Le Guern F., Pastor C., Rodriguez M.C., Quintana J.A., Carrasco R., Lapayese F., de la Peña A., Alén-Cordero C. // IEEE transactions on plasma science. 2020. V. 48. Is. 6. P. 1. <https://doi.org/10.1109/tps.2020.2967460>

6. Shigin P., Babinov N., De Temmerman G., Danisi A., Dmitriev A., Larsen J., Madsen R., Marot L., Moser L., Mukhin E., Kochergin M., Ortiz R., Razdobarin A., Reichle R., Pitts R., Samsonov D., Tsalas M., Udintsev V., Walsh M. // *Fusion engineering and design*. 2021. V. 164. 112162.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112162>
7. Ключников Л.А., Крупин В.А., Коробов К.В., Нургалеев М.Р., Немец А.Р., Днестровский А.Ю., Науменко Н.Н., Тугаринов С.Н., Серов С.В., Денщикова Д.С. // ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. № 1. С. 95.
8. Orlovskiy I., Alekseev A., Andreenko E., Asadulin G., Gorshkov A. // *Fusion engineering and design*. 2017. V. 123. P. 1011.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.02.057>
9. Рогов А.В., Капустин Ю.В., Алексеев А.Г. // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 1. С. 168.
<https://doi.org/10.7868/S0032816214060111>
10. Рогов А.В., Капустин Ю.В. // *Успехи прикладной физики*. 2016. Т. 4. № 3. С. 240.
11. Борисов А.М., Машкова Е.С. Физические основы ионно-лучевых технологий. I. Ионно-электронная эмиссия: уч. пособ. М.: Университетская книга. 2011. 142 с.
12. Берлин Е.В., Сейдман Л.А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. М.: Техносфера. 2010. 528 с. ISBN: 978-5-94836-222-9.
13. Marot L., Moser L., Steiner R., Erni W., Steinacher M., Dine S., Porosnicu C., Lungu C.P., Soni K., Antunes R., Le Guern F., Piqueras J., Meyer E. // *Fusion engineering and design*. 2021. V. 163. 112140.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112140>
14. Рогов А.В., Капустин Ю.В. // Приборы и техника эксперимента. 2019. В. 1. С. 103–109.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219010221>
15. Qu X.-P., Yang G., He P., Feng H. // *ECS journal of solid state science and technology*. 2017. V. 6. Is. 7. P. 470–476.
<https://doi.org/10.1149/2.0351707jss>
16. URL: <http://apelvac.com/catalog/69/index.html>.
17. URL: <http://lomophotonica.ru/monohromator/>.
18. Ferron J., Alonso E.V., Baragiola R.A., Oliva-Florio A. // *Journal of Physics D: Applied physics*. 1981. V. 14. P. 1707–1719.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/14/9/018>
19. Smith P.C., Hu B., Ruzic D.N. // *J. Vac. Sci. Technol.* 1994. V. A12. P. 2692–2700.
<https://doi.org/10.1116/1.579090>
20. Szapiro B., Rocca J.J., Prabhuram T. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. Is. 358.
<https://doi.org/10.1063/1.100401>
21. Рогов А.В., Капустин Ю.В., Мартыненко Ю.В. // *Журнал технической физики*. 2021. Т. 91. В. 9. С. 1369–1375.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2021.09.51216.37-21>
22. Gorshkov A.V., Alekseev A.G., Andreenko E.N., Asadulin G.M., Ageorges N., Kampf D., Naumenko N.N. // *Fusion Engineering and Design*. 2019. V. 146. Part A. P. 329–335.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.061>
23. Moser L., Marot L., Steiner R., Newman M., Widdowson A., Ivanova D., Likonen J., Petersson P., Pintsuk G., Rubel M., Meyer E. // *Physica Scripta*. 2016. T. 167. 014069.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/T167/1/014069>
24. Безрамбеков Л.Б., Грунин А.В. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. № 12. С. 1244–1252.
<https://doi.org/10.31857/S036729212260056X>
25. Раздобарин А.Г., Гаспарян Ю.М., Богачев Д.Л., Дмитриев А.М., Елец Д.И., Коваль А.Н., Курскиев Г.С., Мухин Е.Е., Булгадарян Д.Г., Крат С.А., Маренков Е.Д., Алексеенко И.В. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. № 12. С. 1216.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122100249>
26. Рогов А.В., Капустин Ю.В. // Приборы и техника эксперимента. 2018. В. 2. С. 150.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218020064>

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
И ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ
ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ© 2023 г. А. И. Сайфутдинов^{a,*}, С. С. Сысоев^b^a Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия^b Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: as.uav@bk.ru

Поступила в редакцию 09.01.2023 г.

После доработки 14.02.2023 г.

Принята к публикации 28.02.2023 г.

Представлены результаты численных исследований кинетики быстрых электронов и параметров плазмы в отрицательном свечении тлеющего разряда в гелии при низком давлении. Показано, что температура электронов в области отрицательного свечения является низкой и составляет десятки доли эВ. В рамках численных расчетов продемонстрировано формирование узких пиков на функции распределения электронов и зависимости дифференциального потока от энергии, связанных с быстрыми электронами, образовавшимися в реакциях пеннинговской ионизации. Результаты численных расчетов подтверждены результатами зондовой диагностики плазмы. Показана возможность определения концентрации возбужденных атомов гелия в плазме отрицательного свечения путем регистрации быстрых электронов, рожденных в результате реакций пеннинговской ионизации.

Ключевые слова: тлеющий разряд, отрицательное свечение, быстрые электроны, функция распределения электронов, пеннинговская ионизация

DOI: 10.31857/S0367292123600024, EDN: WYFDFH

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика неравновесной газоразрядной плазмы относится к бурно развивающимся областям современной науки. Такое развитие стимулируют широкие применения низкотемпературной плазмы в различных современных технических приложениях [1–4]. Наиболее известным генератором неравновесной плазмы является классический тлеющий разряд (ТР) постоянного тока [5, 6]. В нем помимо катодного и анодного слоев (КС и АС) существуют две принципиально отличающихся по своей природе плазмы: прикатодная плазма, включающая в себя плазму отрицательного свечения (ОС) и фарадеева темного пространства (ФТП), и плазма положительного столба (ПС). ПС является автономным и поддерживается собственным электрическим полем. Он в достаточной степени изучен. Накоплен и подытожен достаточно обширный материал [5, 6]. В настоящее время значительное внимание уделяется применениям плазмы ПС в фундаментальных исследованиях [5, 7–10]. При этом областям ОС и ФТП продолжительное время не уделялось должного внимания [5, 6, 11]. Несмотря на это, для разрядов при низких давлениях было уста-

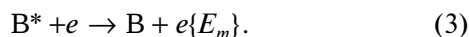
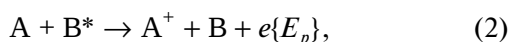
новлено, что плазма в ОС формируется пучком быстрых электронов, набравшим свою энергию в КС, и был сделан вывод, что источник ионизации является нелокальным [5, 6, 11]. Кроме того, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭ) в плазме ОС и ФТП является нелокальной, т.е. различные группы электронов в плазме ведут себя независимо друг от друга (они не успевают “перемешаться” из-за столкновений при своем движении от места их рождения до границ плазменного объема) [6, 11]. Условие формирования нелокальной ФРЭ в плазме

$$\lambda_e \geq L, \quad (1)$$

где $\lambda_e = \lambda / \delta^{1/2} > 100\lambda$. Здесь λ – длина свободного пробега электрона, а $\delta = 2m_e/M$ – отношение массы электрона к массе тяжелой частицы.

Главное следствие нелокальности источника ионизации в области ОС – низкая температура основной группы электронов, составляющая, в отличие от плазмы ПС, десятки доли 1 эВ [6, 11]. В этом случае положение отрицательного потенциала стенки $e\Phi_w$ (разность потенциалов между осью и стенкой разрядного объема, равная не-

скольким температурам (средним энергиям) электронов (подробнее см., например, [6, 11]) разделяет весь ансамбль электронов на две характерные группы. Электроны с энергией $\epsilon < e\Phi_w$ заперты в объеме и их ФРЭ зависит только от ϵ [6]. В то же время электроны с энергией $\epsilon > e\Phi_w$ уходят на стенки в режиме свободной диффузии. В этом случае рождающиеся в реакциях пеннинговской ионизации (ПИ) и ударов второго рода быстрые электроны с энергией $E_p > e\Phi_w$ попадают на границы плазменного объема, не успевая изменить свою энергию из-за столкновений в объеме плазмы. В результате их ФРЭ повторяет исходный спектр реакций ПИ и ударов второго рода, т. е. состоит из узких пиков, соответствующих значениям энергии их образования E_p ,



Этот факт, позволил в плазме ОС в инертных газах (гелии или аргоне) при низких давлениях по реакциям (2) идентифицировать примеси А по спектру быстрых электронов $E_p = E_m - E_i$ (E_m и E_i — энергия возбуждения буферного газа B^* и энергия ионизации примеси соответственно), регистрируемых с помощью классических зондов И. Ленгмюра [12] и получил название метода плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС) [13–23]. Отметим, что основы этого метода фактически были заложены еще в работе [16]. Реакции ПИ исследовались в плазме послесвечения и атомных пучках, изучалось распределение образовавшихся электронов по энергиям. В рамках этого направления выполнено большое число экспериментальных работ [16–21], ему посвящен ряд обзоров, например [12, 13]. Позднее в работах Санкт-Петербургской научной школы были развиты методы определения точных значений вероятностей заселения различных состояний образующегося иона и суммарных значений столкновения. Был разработан метод, позволивший в условиях плазмы послесвечения измерять спектр появившихся при реакции ПИ электронов в абсолютной мере [13–15, 21, 22]. Как следствие, эта методика была предложена и реализована для анализа сравнительно простых газов в плазме ОС в работе [23]. Была показана возможность идентификации в буферном гелии примесей инертных газов и некоторых молекулярных газов, в частности, компонент воздуха: азота и кислорода, углекислого газа. В последние годы это направление получило развитие в сторону увеличения номенклатуры анализируемых газов [24], а также в сторону возможности измерений при средних и высоких давлениях [25–27]. Однако по-прежнему остаются актуальными вопросы, связанные с корректным описанием плазмы ОС и воспроиз-

ведения таких тонких эффектов, как формирование спектра быстрых электронов, наблюдаемых в [23–27].

Естественным языком для описания таких сильнонеравновесных систем и явлений является физическая кинетика, основанная на решении пространственно-неоднородного кинетического уравнения Больцмана для электронов [5, 6, 8]. Отметим, что в последние годы набрали большую популярность гибридные модели газоразрядной плазмы, в которых тяжелые частицы (ионы, возбужденные частицы, нейтралы) описываются уравнениями гидродинамического приближения, а электроны методом PIC/MCC [28–31]. Идея этого метода заключается в следующем: рассчитывается траектория электрона, стартующего с катода, согласно уравнениям механики движения в заданном электрическом поле; при этом упругое и неупругое рассеяние электрона учитывается как случайный процесс. При ионизации электронным ударом появляется новый электрон со своей случайной траекторией, и так далее. Если насчитать достаточное число броуновских траекторий, можно по этой выборке собрать статистику, как концентрации электронов, так и плотности актов ионизации, и получить многомерную гистограмму распределения источника ионизации по пространству разряда. В результате таких численных решений определяют эмпирическое распределение источника ионизации и замыкают систему уравнений гидродинамики для электронов и ионов. Несмотря на успешность численных расчетов [28–31], такие модели зачастую ограничены вычислительными ресурсами, о чем свидетельствуют отсутствие результатов численных расчетов при средних и высоких давлениях.

Для преодоления этой проблемы, для описания плазмы ОС используются гибридные модели, в которых нелокальный источник ионизации задается аналитически. В частности, в одной из первых расчетных моделей ОС и ФТП, описанных в работах [32, 33] использовалось уравнение амбиполярной диффузии с экспоненциальной зависимостью источника ионизации. Впоследствии такой подход широко использовался в работах [34–37]. И хотя такие модели, позволяют получить корректные распределения параметров плазмы в коротком ТР, они имеют ряд недостатков. В частности, источник ионизации записывается преимущественно из интуитивных предположений и уже для установившегося распределения. Как следствие, модель не позволяет проследить динамику формирования плазмы в ТР. Кроме того, такие модели не позволяют самосогласованным образом восстановить вид ФРЭ.

Альтернативный подход заключается в решении кинетического уравнения Больцмана с определенными упрощениями. Так, например, в

работах [5, 38–40] вводились две функции распределения, первая из которых описывала электроны, в диапазоне скоростей $(v, v + dv)$, которые летят вперед, а вторая – назад вдоль оси x . Интеграл упругих столкновений записывался в приближении Фоккера–Планка [5]. Для каждой функции записывались кинетические уравнения в приближении “вперед-назад”, которые по структуре были схожими с кинетическим уравнением для изотропной частиц ФРЭ, записанным в лоренцовом приближении. Быстрые электроны, набравшие свою энергию в КС были описаны с помощью дельта-функции в источнике и в граничном условии на катоде. Такой подход позволил описать всю структуру ТР, включая прикатодные области – ОС и ФТП, а также ПС [5, 38–40].

Еще один подход состоит в непосредственном решении кинетического уравнения Больцмана для электронов, записанного в двухчленном приближении [6, 8, 11, 41–45]. Такой подход, в частности позволил описать структуру ПС тлеющего разряда [41], его стратификацию [42], описать плазму короткого ТР с накаливаемым катодом [43] и описать тонкие кинетические эффекты, такие как формирование отрицательной проводимости [44, 45].

Целью представленной работы является валидация и верификация гибридной модели для описания плазмы ОС короткого ТР, в которой электроны описываются с помощью нелокального кинетического уравнения Больцмана, записанного в двухчленном лоренцовом приближении, а тяжелая компонента плазмы в рамках гидродинамического приближения. Предполагается сопоставить результаты численных исследований с результатами, полученными в рамках расширенной гидродинамической модели и с результатами зондовых исследований. Особое внимание предполагается уделить кинетике быстрых электронов в плазме ОС в коротком ТР при низком давлении в гелии и показать возможность определения концентрации возбужденных атомов гелия из анализа высокоэнергетической части ФРЭ.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Самосогласованная гибридная модель включала два блока: первый для описания электронной компоненты и второй для описания тяжелой компоненты плазмы (ионов и возбужденных частиц).

Для описания пространственной эволюции ФРЭ необходимо решать кинетическое уравнение Больцмана [5, 6, 11, 15]. ФРЭ зависит от семи скалярных переменных: пространственных координат, вектора скорости и времени. Поскольку в столкновительной плазме главным в кинетиче-

ском уравнении Больцмана является оператор упругих столкновений, для его решения проводится разложение по собственным функциям этого оператора – сферическим функциям [5, 6]. В результате мы имеем двухчленное приближение, когда ФРЭ имеет вид

$$f(\mathbf{r}, v, t) = f_0(\mathbf{r}, v, t) + \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}_1(\mathbf{r}, v, t), \quad (4)$$

где $v = |\mathbf{v}|$ и $f_1 = |\mathbf{f}_1| \ll f_0$. При этом кинетическое уравнение Больцмана представляет собой скалярное уравнение для изотропной компоненты и векторное уравнение для анизотропной [41]

$$\sqrt{w} \frac{\partial f_0}{\partial t} + \chi \frac{w}{3} \nabla \cdot \mathbf{f}_1 + \frac{\partial G}{\partial w} = I(r, w) + I_p, \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_1 = -\lambda \left(\nabla f_0 - \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial w} \right), \quad (6)$$

где $\chi = \sqrt{2e/m}$; $w = mv^2/(2e)$ – кинетическая энергия электрона в электрон-вольтах; e – элементарный заряд; m – масса электрона; $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля; $\lambda = v/v_m = 1/(N_0 \sigma_m)$ – длина свободного пробега электрона, где v_m – частота релаксации импульса, σ_m – сечение передачи импульса и N_0 – плотность газа. Величина $G = G_E + G_{el} + G_{ee}$ в (5) представляет собой поток электронов в энергетическом пространстве, включающий в себя поток под действием электрического поля G_E , вследствие упругих G_{el} и межэлектронных столкновений G_{ee}

$$G_E = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{w}{3} \mathbf{E} \cdot \mathbf{f}_1, \quad (7)$$

$$G_{el} = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{2m}{M+m} N w^2 \sigma_c \left[f_0 + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial f}{\partial w} \right], \quad (8)$$

$$G_{ee} = \left(\frac{2Y\alpha}{\gamma^3} \int_0^{w/\alpha} F_0(u) u^{1/2} du \right) f_0 + \frac{4Y}{3\gamma^3} \left(\alpha \int_0^{w/\alpha} F_0(u) u^{3/2} du + \frac{w^{3/2}}{\alpha^{1/2}} \int_{w/\alpha}^\infty F_0(u) du \right) \frac{\partial f_0}{\partial w}. \quad (9)$$

Здесь $\alpha = m/M$ (M – масса частиц-мишеней), Z – заряд частиц-мишеней в единицах e , ϵ_0 – электрическая постоянная, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, n_e – концентрация электронов, T_e – температура электронов,

$$n_e = \int_0^\infty f_0(w) w^{1/2} dw, \quad T_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty f_0(w) w^{3/2} dw, \quad (10)$$

F_0 – изотропная компонента функции распределения частиц-мишеней, которая предполагает

ется нормированной на концентрацию, т.е. $n_b = \int_0^\infty F_0(w)w^{1/2}dw$. Здесь и далее в некоторых местах у функций F_0 и f_0 опущены все аргументы, кроме кинетической энергии w . Для электрон-электронных столкновений $F_0 = f_0$, $Z = 1$, $m = M$ и $\alpha = 1$.

Правая часть в (5) представляет собой интеграл неупругих столкновений, который включает в себя столкновения, приводящие к возбуждению и ионизации, а также удары второго рода. Соответствующие члены для процессов возбуждения, деионизации, ионизации, записывались в следующем виде [6, 11]:

$$J(r, w) = -\chi N (\sigma_k(w) w f_0(w) - a \sigma_k(\tilde{w}) \tilde{w} f_0(\tilde{w})), \quad (11)$$

$$\tilde{w} = bw + \varepsilon_k,$$

где N , σ_k , ε_k — концентрация тяжелых частиц, сечение рассеяния и энергетический порог для данного процесса соответственно; $a = b = 1$ для процессов возбуждения, $a = 4$, $b = 2$ для процессов ионизации, $a = 0$ для процессов рекомбинации. Для сверхупругих столкновений $\varepsilon_k < 0$ и $a = 0$, если $w < -\varepsilon_k$ (и $a = 1$ в противном случае).

Кроме того, в столкновительный интеграл входят процессы ПИ. Для них столкновительный оператор представляет собой внешний источник в кинетическом уравнении

$$I_p = \sum_k R_{p,k} \theta_k(w), \quad (12)$$

где $R_{p,k}$ — скорость k -й реакции, в которой появляются быстрые электроны, $\theta_k(w)$ — функция, описывающая спектр рождаемых в k -й реакции электронов, и нормированная на единицу, т.е.

$$\int_0^\infty \theta(w) dw = 1. \quad (13)$$

Граничные условия для (5) в конфигурационном пространстве записывались следующим образом:

$$\left. \frac{2ew}{3m} \mathbf{f}_1(x, w) \cdot \mathbf{n} \right|_{x=0, L} =$$

$$= \frac{w}{2m} f_0 + (1 - \eta) \frac{m\gamma}{4\pi} g(w) (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n}). \quad (14)$$

Здесь первое слагаемое при интегрировании представляет собой поток электронов, обусловленный хаотическим движением электронов, а второе — поток электронов с поверхности катода, вырванных, благодаря процессу вторичной электронной эмиссии, описываемой с помощью коэффициента γ и определяемой потоком ионов на катод $\mathbf{\Gamma}_i$. Коэффициент $\eta = 1$ на аноде (в точке $x = L$) и $\eta = 0$ на катоде (в точке $x = 0$). Функция

$g(w)$ представляет спектр эмитированных с катода электронов, описываемых с помощью функции Гаусса. Граничные условия для (5) в энергетическом пространстве записывались в следующем виде [41]:

$$G|_{w=0} = 0, \quad G|_{w=w_{\max}} = 0. \quad (15)$$

Перейдем ко второму блоку уравнений модели. Для описания пространственных распределений ионов и возбужденных частиц записывались уравнения неразрывности, а самосогласованное электрическое поле определялось из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = S_i - \frac{n_i}{\tau}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_m = S_m, \quad (17)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \quad (18)$$

Потоки ионов записывались в диффузионно-дрейфовом приближении, а возбужденных частиц — в диффузионном приближении

$$\mathbf{\Gamma}_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i \mathbf{E} n_i, \quad (19)$$

$$\mathbf{\Gamma}_m = -D_m \nabla n_m, \quad (20)$$

где D_i , D_m — коэффициенты диффузии ионов и возбужденных атомов, μ_i — подвижность ионов. Первые слагаемые в правой части (16) и (17) описывают источник и сток ионов S_i и метастабильных атомов соответственно. Для ионов источник включает процессы ударной ионизации, ступенчатой и ПИ, сток ионов описывается с помощью амбиполярного ухода заряженных частиц на стенку n_i/τ , где $\tau = (2.4R)/D_a$ — эффективное время амбиполярной диффузии на стенки, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, R — радиус трубки. Для метастабильных частиц источник в правой части уравнения (17) включает процессы возбуждения, а сток за счет процессов ступенчатой ионизации, ПИ и сверхупругих столкновений.

Граничные условия для блока гидродинамических уравнений, описывающих тяжелую компоненту плазмы и распределение поля в межэлектродном пространстве (16)–(18) записывались следующим образом:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_i|_{x=0, L} = (v_{th,i} n_e / 4) + \alpha \mu_i n_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}, \quad (21)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_m|_{x=0, L} = (v_{m,th} n_m / 4), \quad (22)$$

$$\varphi|_{x=0} = 0, \quad \varphi|_{x=L} = U_0. \quad (23)$$

Здесь $v_{th,i}$, $v_{m,th}$ — средние тепловые скорости ионов и метастабильных атомов соответственно.

Таблица 1. Учитываемые состояния атома гелия при низком давлении

№	Обозначение	Энергия (эВ)	Стат. вес	Компоненты эффективного уровня
1	He	0	1	1^1S_0
2.1	He(T)	19.82	3	2^3S_1
2.2	He(S)	20.62	1	2^1S_1
3	He ⁺	24.6	1	He ⁺

В работе для описания элементарных процессов в разряде в гелии с малыми примесями аргона и воздуха низкого давления использовалось два плазмохимических набора. Первый учитывал один эффективный (триплетный) возбужденный атом гелия, а второй учитывал образование двух возбужденных уровней — триплетного и синглетного состояний (см. табл. 1).

При определении констант ионизации и возбуждения метастабильных атомов гелия использовались данные из проекта LxCAT. В частности, для набора реакций с одним возбужденным (триплетным) уровнем сечения брались из Фелпса (Phelps) [46], а для набора реакций с двумя возбужденными уровнями из Бьяги (Biagi) [47]. Константы ПИ были взяты из работы [14]. Полный

набор элементарных процессов представлен в табл. 2.

Численные исследования проводились в базовом (математическом) модуле лицензионного пакета COMSOL Multiphysics на основе метода конечных элементов. В настоящих исследованиях использовался неявный (BDF) метод временного шага. Прямой решатель MUMPS (MULTifrontal Massively Parallel sparse direct Solver) использовался для определения всех неизвестных величин на каждом временном шаге. Перед численным решением уравнения были частично обезразмерены. Кинетическое уравнение, а также уравнения баланса концентраций ионов и возбужденных частиц записывались для логарифмов искомых величин, что позволяло избежать отрицательных значений искомых величин (ФРЭ).

Отметим, что для верификации модели проводились дополнительные расчеты в рамках расширенной гидродинамической модели, включающей уравнение неразрывности для заряженных и возбужденных частиц, уравнение баланса плотности энергии электронов и уравнении Пуассона [48, 49].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численные расчеты были проведены для короткого ТР при давлении 300 Па и межэлектродном промежутке длиной 2 см и радиусом 2 см. На рис. 1а приведены распределения концентраций

Таблица 2. Набор учитываемых плазмохимических процессов в гелии

№	Реакция	Константа реакции k_j , м ³ /с	Описание
1	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}$	$f_0(\sigma, w)$ [46, 47]	Упругое рассеяние
2.1	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He(T)}$		Возбуждение
2.2	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He(S)}$		Возбуждение
3	$e + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$		Прямая ионизация
4.1	$e + \text{He(T)} \rightarrow 2e + \text{He}^+$		Ступенчатая ионизация
4.2	$e + \text{He(S)} \rightarrow 2e + \text{He}^+$	1.5×10^{-15} [14]	Ступенчатая ионизация
5.1	$e + \text{He(T)} \rightarrow \text{He} + e\{19.82 \text{ эВ}\}$		Сверхупругие столкновения
5.2	$e + \text{He(S)} \rightarrow \text{He} + e\{20.62 \text{ эВ}\}$		Сверхупругие столкновения
6.1	$\text{He(T)} + \text{He(T)} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e\{15.05 \text{ эВ}\}$		Пеннинговская ионизация
6.2	$\text{He(S)} + \text{He(S)} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e\{16.64 \text{ эВ}\}$		Пеннинговская ионизация
6.2	$\text{He(S)} + \text{He(T)} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e\{15.8 \text{ эВ}\}$	2.0×10^{-15} [14]	Пеннинговская ионизация
7	$\text{He}^m + \text{A} \rightarrow \text{A}^+ + \text{He} + e\{E_m - E_{ion}\}^*$		Пеннинговская ионизация
		2.2×10^{-16} для Ag [14]	
		1.7×10^{-16} для N ₂ [14]	
		5.8×10^{-16} для O ₂ [14]	

*А — атом или молекула примесного газа.

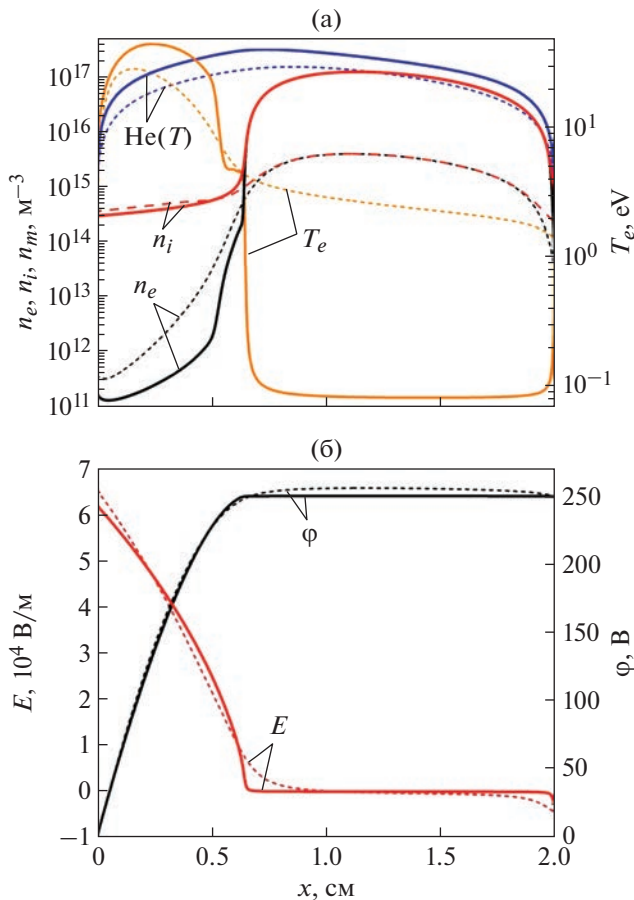


Рис. 1. Распределение концентрации электронов, ионов, метастабильных атомов гелия и температуры электронов (а) и напряженности и потенциала электрического поля вдоль разрядного промежутка (б). Сплошные линии — для результатов, полученных в рамках гибридной модели, штриховые линии — в рамках расширенной гидродинамической модели с учетом образования одного триплетного возбужденного уровня. Давление газа 300 Па (2.25 Торр).

электронов, ионов, возбужденных атомов и распределение температуры электронов, а на рис. 1б — напряженности и потенциала электрического поля, полученных в рамках гибридной модели и расширенной гидродинамической модели (для верификации гибридной модели) с формированием одного триплетного возбужденного уровня. Падение напряжения на разрядном промежутке было установлено 250 В, при этом плотность тока составила 0.8 A/m^2 . Из рис. 1 видно, что в рамках обеих моделей наблюдается образование катодного слоя толщиной ~ 0.6 см, квазинейтральной плазмы от 0.6 см до 1.96 см, соответствующей области ОС и тонкого анодного слоя, толщиной ~ 0.4 мм. Величина напряженности электрического поля на поверхности катода достигает высоких значений ~ 65 кВ/м. В слое электрическое поле убывает практически линейно. В области ОС на-

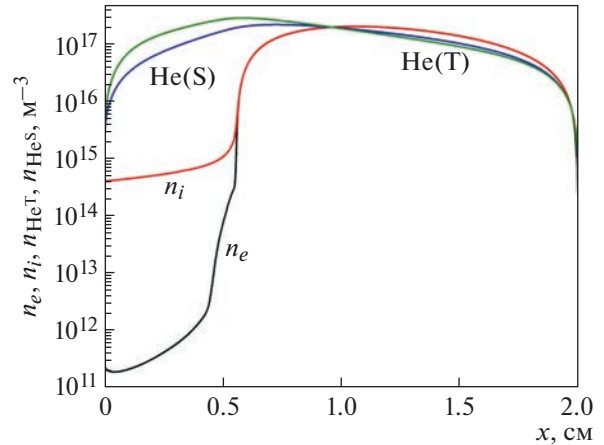


Рис. 2. Распределения концентрации электронов, ионов и возбужденных атомов гелия при давлении 300 Па, полученные в рамках гибридной модели с учетом образования двух возбужденных состояний атома гелия — триплетного и синглетного.

блюдается обращение электрического поля, у анода образуется слой с положительным полем. В распределении концентраций метастабильных атомов гелия наблюдается максимум на границе КС и области ОС. Несмотря на качественно схожий характер в распределениях, полученных в рамках гибридной модели и расширенной гидродинамической модели, наблюдаются количественные различия. Так, результаты, полученные в рамках гибридной модели, демонстрируют низкую температуру электронов в плазме ОС, которая составляет $0.09\text{--}0.1$ эВ, при этом концентрация электронов достигает значений $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Результаты, полученные в рамках расширенной гидродинамической, дают значения температуры в диапазоне от 2 до 4 эВ и максимальную концентрацию электронов $4.14 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ соответственно. Распределения напряженности и потенциала электрического поля, полученные в рамках обеих моделей, имеют схожий характер. В обоих случаях наблюдается обращение напряженности электрического поля.

Учет образования синглетного $He(S)$ возбужденного состояния слабо влияет на общую картину формирования основных параметров плазмы в области ОС. Так, на рис. 2 представлены распределения концентраций заряженных и возбужденных частиц. Видно, что незначительно уменьшилась толщина катодного слоя от 0.6 до 0.56 см и увеличилась концентрация электронов до $2.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

На рис. 3 представлены распределения скоростей реакций в разрядном промежутке при давлении 300 Па (2.25 Торр), полученные в рамках гибридной модели (рис. 3а) и расширенной гидродинамической (рис. 3б) с учетом образования

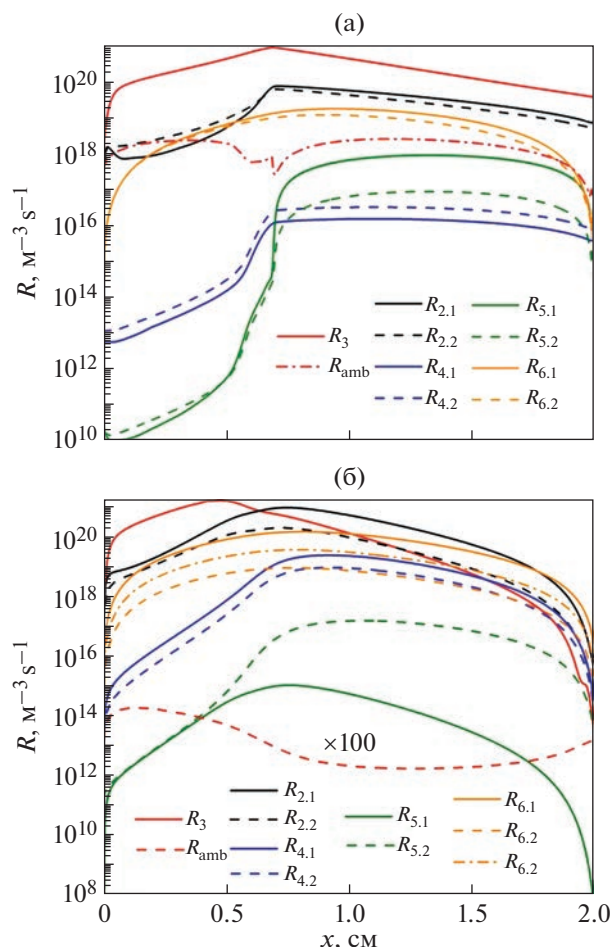


Рис. 3. Распределения скоростей реакций в разрядном промежутке при давлении 300 Па (2.25 Торр), полученные в рамках гибридной (а), расширенной гидродинамической модели (б) с учетом образования двух возбужденных состояний атома гелия. Индексы соответствуют номеру реакции из табл. 2.

двух возбужденных уровней. Индексы соответствуют номеру реакции из табл. 2.

Видно, что для результатов, полученных в рамках гибридной модели, во всем разрядном промежутке доминирующими механизмами являются неупругие процессы — прямая ионизация и возбуждение атомарных уровней гелия. Эти два неупругих процесса обусловлены пучком быстрых электронов, эмитированных с катода и набравших свою энергию в катодном слое. Это видно из рис. 4, на котором представлена трехмерная картина ФРЭ в разрядном промежутке. Пучок электронов разгоняется в КС до энергий eU_0 , соответствующих катодному падению потенциала, и проникает в область плазмы с низким электрическим полем (область ОС). Здесь формирование ФРЭ определяется деградацией этой части энергетического спектра. Размывание энергетическо-

го спектра происходит и при движении от катода к аноду.

Как видно из рис. 3а вторым по значимости каналом образования электронов является ПИ. Роль ступенчатой ионизации мала, что значительно отличается от плазмы ПС, где она является основным каналом формирования электронов [29].

Из результатов, полученных в рамках расширенной гидродинамической модели, видно, что прямая ионизация преобладает в КС. В плазменной же области ОС преобладающим механизмом производства электронов является ПИ. Роль ступенчатой ионизации здесь сопоставима с прямой ионизацией.

Амбиполярный уход электронов на стенки, полученный в рамках расширенной гидродинамической модели незначителен по сравнению с полученным в рамках гибридной модели. Это объясняется в первую очередь тем, что сток электронов в радиальном направлении прямо пропорционален концентрации электронов. Поскольку значение последней в рамках расширенной гидродинамической модели практически на два порядка ниже по сравнению с гибридной моделью, то и скорость амбиполярного ухода будет значительно ниже.

Для того чтобы оценить роль амбиполярной диффузии заряженных частиц на стенки, были проведены дополнительные исследования для разрядных трубок радиусом 0.5 и 0.25 см. Так, на рис. 5 представлены распределения концентраций заряженных частиц, температуры электронов, распределение напряженности и потенциала электрического поля для трубок радиусом 2, 0.5 и 0.25 см, полученные в рамках гибридной модели. Видно, что уменьшение радиуса трубки приводит к увеличению длины катодного слоя и уменьшению области ОС. Наблюдается уменьшение концентрации заряженных частиц в плазменной области ОС и смещается точка обращения поля в плазменной области ОС (вставка на рис. 5с).

Возвращаясь к рис. 4, видно, что в области ОС ФРЭ можно аппроксимировать двумя функциями со своими температурами. Часть ФРЭ в области малых энергий от 0 до ~ 1.5 – 1.7 эВ — это основная группа электронов с низкой температурой. Часть ФРЭ в области энергий от 1.7 эВ и выше — высокоэнергетическая часть функции распределения (быстрая часть). Как было отмечено во введении, низкая температура основной группы электронов и нелокальный характер формирования ФРЭ открыли возможность регистрации спектров быстрых электронов, рожденных в реакциях (2), (3). В связи с этим рассмотрим быструю часть ФРЭ в увеличенном масштабе. Так, на рис. 6 представлены быстрые части ФРЭ и дифференциальных потоков $\Phi = \chi f_1/3$, (входя-

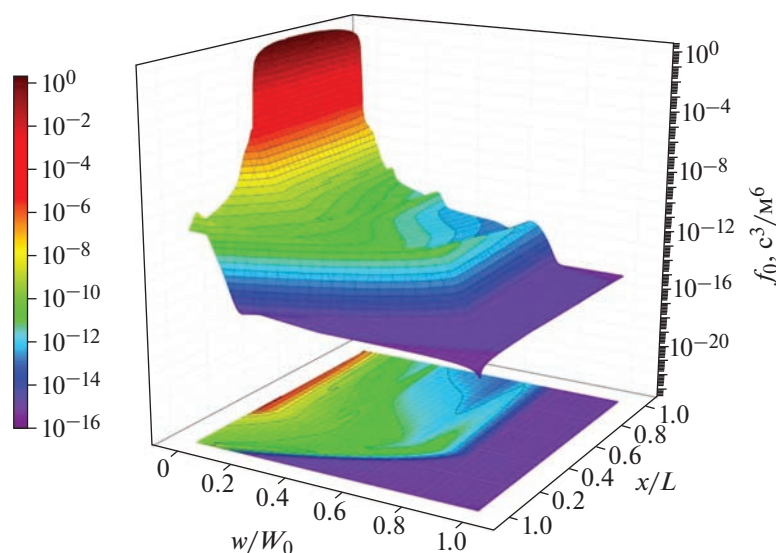


Рис. 4. Функция распределения электронов в разряде при давлении 300 Па (2.25 Торр) и межэлектродном расстоянии $L = 2$ см. Энергия отнесена к $W = 400$ эВ.

щих во второе слагаемое уравнения (5) и пропорциональных направленной части ФРЭ f_i) для разряда в чистом гелии и с малыми примесями аргона и воздуха (смесь $N_2 + O_2$ как 4 : 1).

Наблюдаются пики:

1) в области 20 эВ (реакция 5.1 в табл. 2), соответствующий электронам, рожденным в сверхупругих столкновениях;

2) в области 15 эВ (реакция 6.1 в табл. 2), соответствующий электронам, рожденным в реакциях ПИ двух возбужденных атомов гелия;

3) а также в области ~4–8 эВ, соответствующие электронам, рожденным в реакции ПИ атомов примесного газа (аргона или воздуха) метастабильными атомами гелия (реакция 7 в табл. 2). Увеличение концентрации атомов примесного газа приводит к уменьшению пика в области 15 эВ и увеличению пика от быстрых электронов, рожденных в реакциях ПИ атомов примесного газа.

Учет образования двух возбужденных уровней привел к размытию пика в области 15–16 эВ. Отметим, что были проведены дополнительные расчеты с сечениями из базы данных [50]. В них сечения являются заниженными по сравнению с [47], поэтому пик в области 15–16 эВ образуется менее выраженным.

4. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Для валидации результатов, полученных в рамках гибридной модели, были проведены зондовые исследования плазмы ОС. В работе ис-

пользовалась цилиндрическая стеклянная трубка диаметром 2 см с плоскими электродами, расстояние между которыми составляло 2 см. Для измерений параметров плазмы на равноудаленном расстоянии от электродов располагался цилиндрический зонд из иридия диаметром 0.16 мм и длиной 4 мм в керамической вставке (рис. 7а).

Разрядная трубка в ходе эксперимента помещалась в металлическую вакуумную камеру высотой 15 см и диаметром 20 см. Перед началом эксперимента разрядный объем откачивался до давлений порядка 10^{-3} Торр с помощью спирального форвакуумного насоса XDS 10 и до 10^{-7} Торр с помощью турбомолекулярного насоса ВНГТ-5. Далее плазмообразующий газ из баллона поступал в вакуумную камеру.

Для регистрации зондовых вольт-амперных характеристик в области ОС тлеющего разряда постоянного тока применялась специально разработанная зондовая система [51] на основе внешнего модуля АЦП/ЦАП (АЦП — аналого-цифровой преобразователь, ЦАП — цифроаналоговый преобразователь). Источник зондового смещения использовал батарейное питание, гальваническая развязка осуществлялась посредством аналогового оптрона с высокой линейностью НСНР-200, на который напряжение поступало с одного из ЦАП. Зондовый ток преобразовывался в напряжение с помощью операционного усилителя, чувствительность могла меняться программным образом во время измерений. Полученное напряжение поступало на вход одного из каналов АЦП. Управление системой производилось с помощью программы, написанной на языке Си++ под среду Windows. В управ-

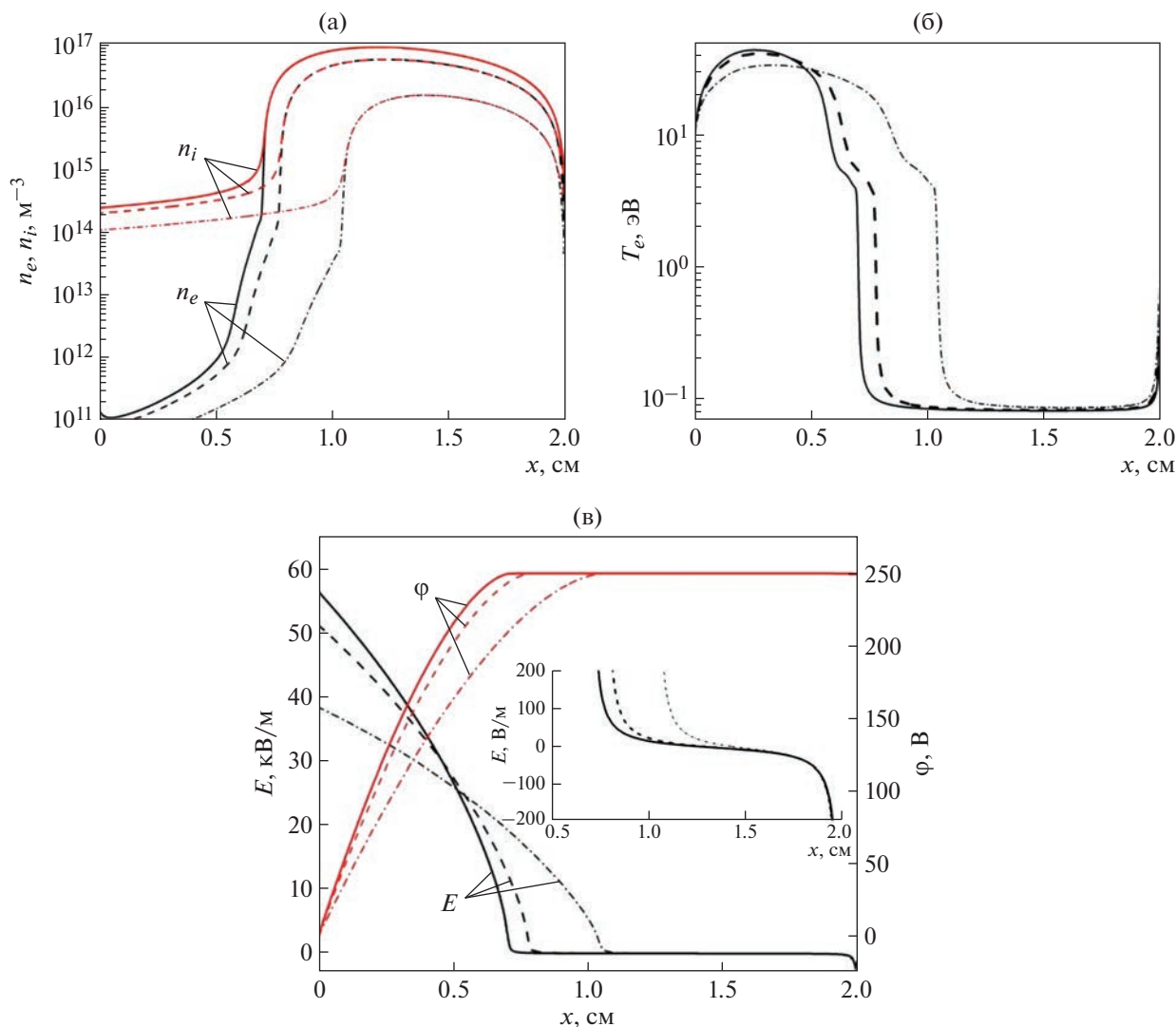


Рис. 5. Распределение концентраций электронов и ионов (а), температуры электронов (б), напряженности и потенциала электрического поля (в) для трубок различного радиуса 2 см (сплошная линия), 0.5 см (штриховая линия), 0.25 см (штрихпунктирная линия) для гибридной модели с учетом образования одного возбужденного состояния. Во вставке в увеличенном масштабе показано поведение E вблизи точки обращения.

ляющем окне можно было установить время интегрирования. Все зондовые характеристики, измеренные во время интегрирования, усреднялись для получения одной результирующей зондовой вольт-амперной характеристики. Первая и вторая производные определялись с помощью численного дифференцирования.

В ходе работы были измерены зондовые вольт-амперные характеристики (ВАХ), их вторые производные по приложенному напряжению в чистом гелии при давлении 300 Па и гелии с примесью аргона 0.01% (100 ppm) и 0.04% (400 ppm) (рис. 7б). В качестве опорного электрода использовался анод.

Из зондовых вольт-амперных характеристик по ионному току насыщения была оценена кон-

центрация плазмы для всех разрядных условий [12, 51–55]. Температура основной группы электронов T_e определялась из прямолинейной части второй производной зондовой вольт-амперной характеристики в соответствии с формулой [12, 51–55]

$$\frac{kT_e}{e} = -\frac{d(\ln i_e)}{dU}. \quad (24)$$

Основные значения полученных параметров плазмы приведены в табл. 3. Также там приведены значения концентрации возбужденных атомов гелия, определение которых основывалось на анализе быстрой части ФРЭ. Поскольку в соответствии с формулой Дрюестейна [52–55] ФРЭ прямо пропорционально второй производной

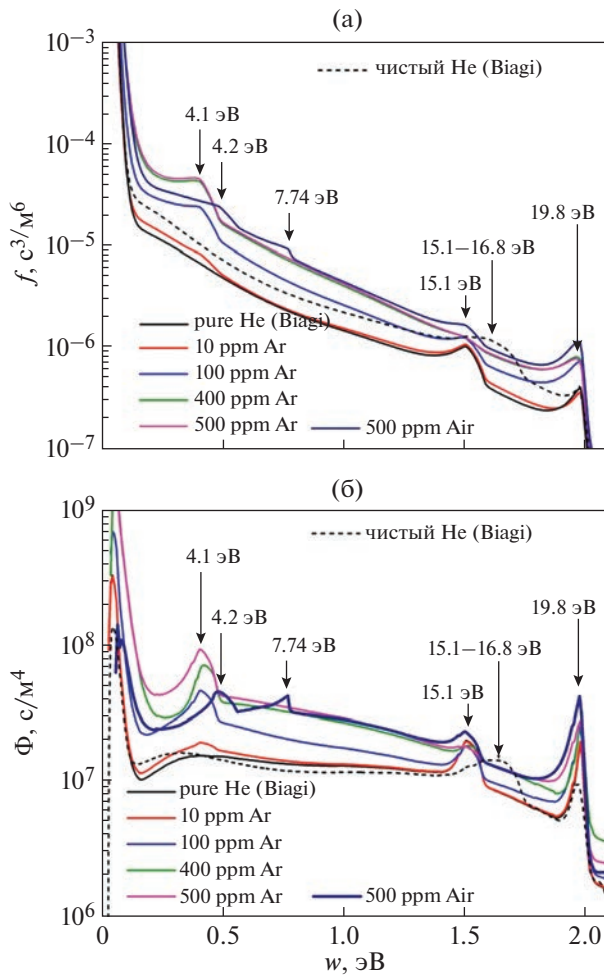


Рис. 6. ФРЭ в точке $x = 0.7L$ (а) и дифференциальные потоки в точке $x = 0.7L$ с различным содержанием примесей аргона и воздуха (б). Сплошные линии: с учетом образования одного возбужденного уровня, штриховые: с образованием двух возбужденных уровней (триплетного и синглетного).

зондовой ВАХ, то по аналогии с высокоэнергетической и низкоэнергетической частью функции распределения при малых энергиях (медленной частью) ФРЭ введем высокоэнергетическую и низкоэнергетическую части второй производной зондовой ВАХ. Так, на рис. 8а, 9а показаны быстрые части вторых производных зондового тока по потенциалу. Спектры характеристических электронов наблюдаются в области 20, 15 и 4 эВ, соответствующие реакциям 5.1, 6.1 и 7 в табл. 2. Отметим, что при росте концентрации примесных атомов аргона концентрация метастабильных атомов гелия уменьшается и пик в области 15 эВ не наблюдается, что свидетельствует о качественном согласии с расчетными данными.

Проанализируем подробнее высокоэнергетическую часть второй производной зондовой ВАХ. Для исключения влияния ионного тока на высокоэнергетическую часть второй производной зондовой ВАХ можно воспользоваться следующими предположениями. Для оценки ионного тока насыщения используем соотношение [54]

$$i_i = en_i \left(\frac{kT_e}{2\pi M} \right)^{1/2} \left(\frac{eV}{kT_e} \right)^{1/2} S, \quad (25)$$

а для электронного тока

$$i_e = \frac{1}{4} en_0 \left(\frac{8kT_e}{\pi M} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{eV}{kT_e} \right) S. \quad (26)$$

Тогда из этих выражений можно получить следующее соотношение [52]:

$$\frac{i_e''}{i_e'} = \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} \eta^{3/2} \exp(-\eta), \quad (27)$$

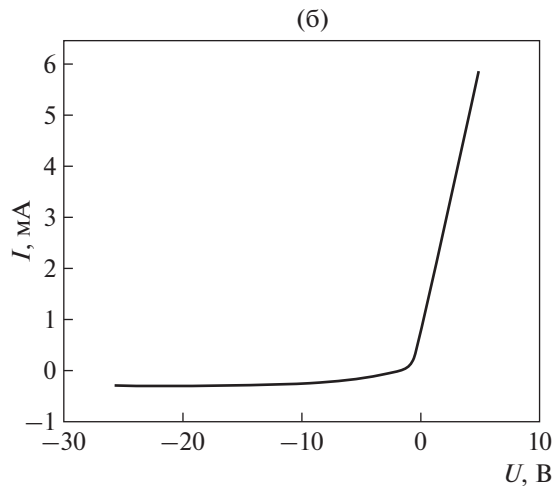
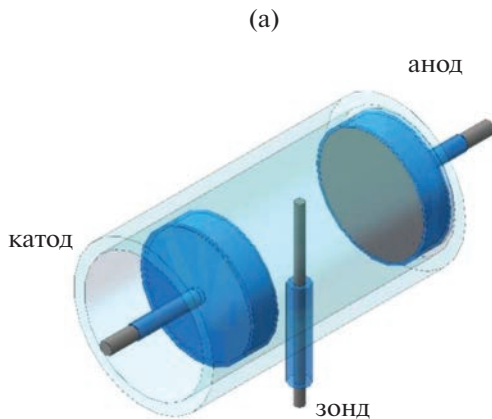


Рис. 7. Разрядная трубка (а). Зонд расположен перпендикулярно оси разряда; вольт-амперная характеристика зонда в смеси гелия и аргона (б). Содержание аргона 0.01% (100 ppm). Разрядный ток 1 мА.

Таблица 3. Основные параметры плазмы в области ОС короткого ТР при давлении 300 Па и разрядном токе 1 МА

Аргон						
Концентрация примеси	0 ppm		100 ppm		400 ppm	
	экспери- мент	расчет	экспери- мент	расчет	экспери- мент	расчет
$n_e, 10^{17} \text{ м}^{-3}$	2.0	1.3	1.4	3.0	1.4	4.4
$T_e, \text{ эВ}$	0.4	0.1	0.4	0.1	0.4	0.1
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (5.1)*	7	3.16	5.6	2.44	3.9	1.32
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (6.1)*	3.1		1.6		—	
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (7)*	—		1.9		1.0	

*реакции из таблицы 2

где i_e'' , i_e''' — вторые производные электронного и ионного тока по потенциалу зонда соответственно, $\eta = -V/T_e$. Аппроксимировав зондовую вольт-амперную характеристику экспоненциальной зависимостью на участке, соответствующем быстрой части и применив формулу (27), можно получить функцию, описывающую вторую производную ионного тока на зонд.

Исключая вторую производную ионного тока на зонд из измеренной второй производной зондовой ВАХ, можно восстановить быструю часть i_e'' (рис. 8б, 9б).

Поскольку быстрые электроны в режиме свободной диффузии покидают разрядный объем, то можно воспользоваться уравнением баланса концентраций для каждого сорта быстрых характери-

стических электронов, рождающихся в реакциях ПИ и ударов второго рода

$$\nabla D_j \nabla n_j = S_j. \tag{28}$$

Здесь $S_j = k_j n_e n_m$ для реакции (5.1 в табл. 2), $S_j = k_j n_m^2$ для реакции (6.1 в табл. 2) и $S_j = k_j n_m N_j$ для реакции (7 в табл. 2), $D_j = \lambda_j \bar{v}_e / 3$ — коэффициент диффузии для каждого типа быстрых электронов, n_j — концентрация каждого сорта быстрых электронов, $\lambda_j = 1 / (\sigma(\epsilon_j) N)$ — длина свободного пробега электрона, $\sigma(\epsilon_j)$ — транспортное сечение упругих столкновений быстрых электронов, рождающихся в ходе реакций (2), (3), N — концентрация нейтральных атомов в разряде, $\bar{v}_e = 5.93 \times 10^5 \sqrt{\epsilon_j}$ м/с — скорость электрона, k_j — константа реакции, n_m — концентрация метаста-

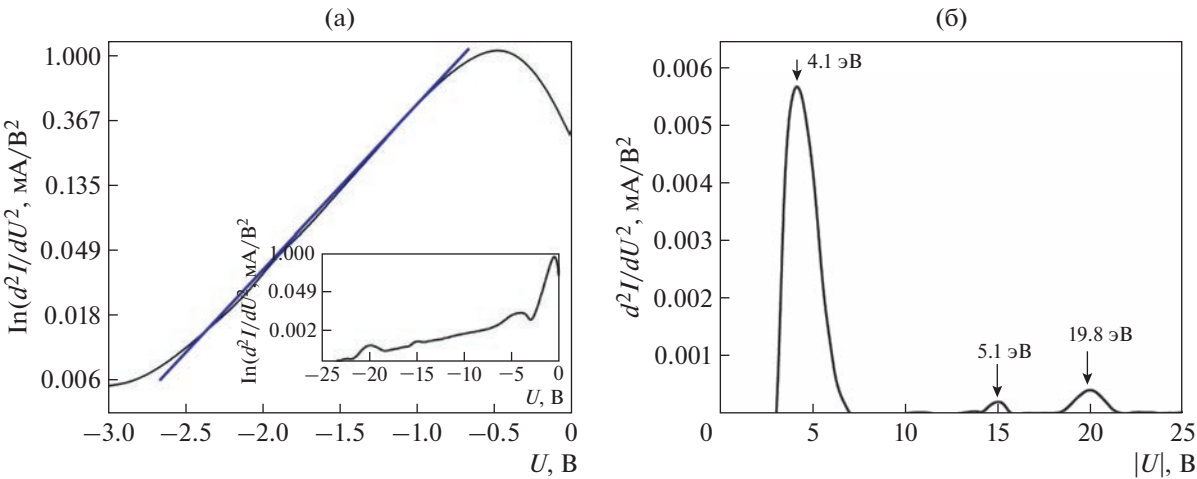


Рис. 8. Медленная часть второй производной зондовой ВАХ в смеси гелия и аргона (во вставке вторая производная во всем диапазоне прикладываемого напряжения) (а); быстрая часть второй производной зондовой вольт-амперной характеристики в смеси гелия и аргона с учетом вычета второй производной ионного тока (б). Содержание аргона 0.01% (100 ppm). Разрядный ток 1 МА.

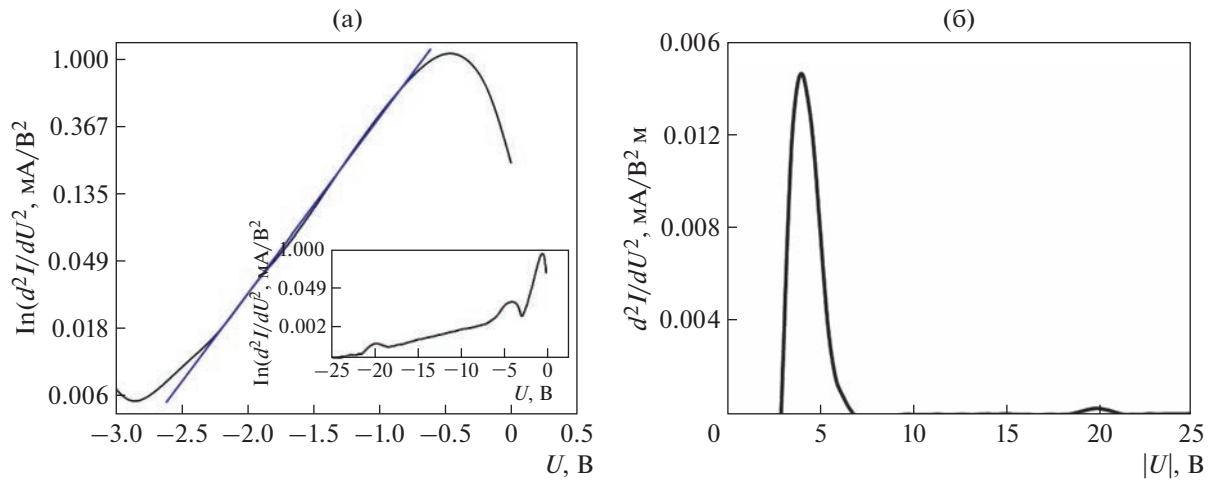


Рис. 9. То же что и на рис. 8, но содержание примеси аргона 0.04% (400 ppm). Измерения проведены с помощью коммерческой зондовой системы MFPA [56].

бильных атомов гелия, n_e — концентрация медленных электронов, N_j — концентрация примесных атомов аргона. Значения сечений упругих столкновений электронов с характеристической энергией брались из [26, 27] и равнялись 2.64×10^{-20} , 3.5×10^{-20} и 6.31×10^{-20} м² для электронов с энергией 19.8, 15 и 4.05 эВ соответственно.

Для оценки концентрации каждого сорта быстрых электронов, рожденных в реакциях 5.1, 6.1 и 7 в табл. 2 использовалась формула Дрювстейна [52–54] для связи между ФРЭ и второй производной зондовой ВАХ по напряжению, из которой можно получить следующее соотношение:

$$n_j(\varepsilon_x) = \int_{\varepsilon_x - \Delta\varepsilon}^{\varepsilon_x + \Delta\varepsilon} \frac{1}{S} \sqrt{\frac{8m_e U}{e^3}} \frac{d^2 I}{dU^2} dU, \quad (29)$$

где $\Delta\varepsilon$ — полуширина пика на графике второй производной зондовой вольт-амперной характеристики с учетом вычета ионного тока (рис. 9б и 10б).

Как видно, для чистого гелия результаты численных исследований достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований по концентрации электронов и концентрации метастабильных атомов гелия, определенных по пику от реакции ПИ (реакция 6.1 в табл. 2). При этом экспериментально определенная температура электронов (0.4 эВ) несколько завышена по сравнению с расчетными данными, полученными в рамках гибридной модели (0.1 эВ). Отличается и концентрация метастабильных атомов гелия, определенных по пику от реакции сверхупругих столкновений.

Внесение примесей аргона согласно расчетным данным приводит к увеличению концен-

трации электронов и снижению концентрации метастабильных частиц. В эксперименте же наблюдается снижение значения концентрации электронов в гелии с примесью аргона 100 ppm и 400 ppm, по сравнению с расчетными данными в 2 и 3 раза соответственно. Расчетные значения концентрации метастабильных частиц в буферном гелии с примесями аргона находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными по пику на 4.1 эВ на быстрой части от реакции ПИ примеси метастабильными атомами гелия (реакция 7 из табл. 2). При этом наблюдаются завышенные в 2 и 3 раза значения концентрации метастабильных атомов для всех рассматриваемых случаев при их определении по пику от реакции сверхупругих столкновений (реакция 5.1 в табл. 2).

По-видимому, все это связано с погрешностями, в определении температуры электронов. Завышенное значение температуры электронов приводит к заниженному значению экспериментально определенной концентрации электронов, которая в свою очередь влияет на значения концентрации метастабильных атомов гелия, определенных по пику от сверхупругих столкновений. Отметим, что статистические погрешности в определении зондовой ВАХ не превышали 10% в электронной части зондовой ВАХ и 3–5% процентов в ионной части. Поскольку для определения T_e выбирался линейный участок, небольшие отклонения угла наклона для заданных давления газа и тока разряда, приводят к небольшим изменениям значений T_e — в пределах 0.1 эВ.

По-видимому, дополнительные физические погрешности являются причинами завышения электронной температуры. Одной из них является влияние сопротивления зондовой цепи и зондовой системы в целом. Оно оказывает суще-

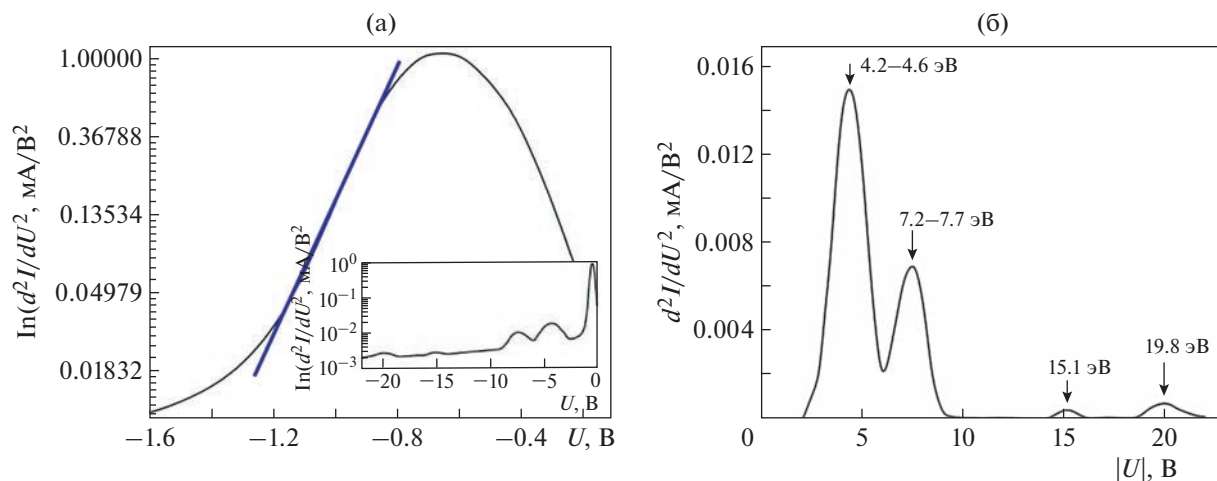


Рис. 10. То же что и на рис. 8, но содержание примеси воздуха 0.05% (500 ppm). Измерения проведены с помощью коммерческой зондовой системы MFPA [56].

ственное влияние на ВАХ зонда вблизи потенциала плазмы, где ток зонда достигает своего максимума, а сопротивление призондового слоя — минимума. Для плазмы с максвелловской ФРЭ минимальное сопротивление зондового слоя $R_{p0} = dV/dI_p = T_e/eI_{p0}$, где $I_{p0} = I_p|_{V=0}$ — ток электронного насыщения. Из-за увеличения ошибки, присущей процедуре дифференцирования, даже относительно небольшое искажение вольт-амперной характеристики зонда может приводить к сильным искажениям ФРЭ. В частности, к обеднению низкоэнергетической части, которое проявляется в снижении и сглаживании максимума второй производной зондовой ВАХ d^2I_p/dV^2 вблизи потенциала плазмы и, как следствие, к возможной погрешности в определении T_e .

Для подтверждения вышеизложенного предположения о влиянии сопротивления зондовой цепи на измерения низкоэнергетической части второй производной зондовой ВАХ и, как следствие, низкоэнергетической части ФРЭ ниже на рис. 10 и в табл. 4 представлены дополнительные результаты зондовых измерений, проведенных с помощью коммерческой системы MFPA [56] для плазмы ОС короткого ТР в гелии при аналогичных условиях, но с примесью воздуха ~500 ppm (смесь азота и кислорода как 4 : 1). Так, на рис. 10 представлена низкоэнергетическая часть второй производной зондовой ВАХ (во вставке во всем диапазоне прикладываемого напряжения). По низкоэнергетической части была оценена температура электронов, которая составила 0.14 эВ, что достаточно хорошо согласуется с расчетными данными.

На высокоэнергетической части второй производной зондовой вольт-амперной характери-

стики в смеси гелия и аргона наблюдаются пики от реакций ПИ примеси кислорода и азота. По изложенной выше методике были определены концентрации возбужденных атомов гелия. Из табл. 4 видно, что концентрации возбужденных атомов, определенные по различным пикам на высокоэнергетической части второй производной зондовой ВАХ находятся в хорошем согласии друг с другом и расчетными данными, полученными в рамках гибридной модели.

Полученные результаты демонстрируют возможность определения концентраций возбужденных атомов буферного инертного газа из анализа высокоэнергетической части ФРЭ. Введение малой доли примеси и регистрации быстрых электронов от ПИ примесных атомов метастабильными атомами инертного газа позволяет использовать дополнительные каналы в оценке концентраций возбужденных частиц в плазменных установках на основе коротких тлеющих разрядов, разрядов с полым катодом и пучковой плазмы. Можно говорить о надежности в определении концентрации возбужденных атомов по пикам от реакций типа 6.1 и 7 из табл. 2. При этом в случае возникновения погрешностей в определении параметров плазмы по переходной части и электронной ветви ВАХ могут возникнуть и погрешности в определении концентрации возбужденных частиц по пику от быстрых электронов, рожденных в сверхупругих реакциях. В связи с этим необходим учет всевозможных факторов, влияющих на определение ФРЭ и параметров плазмы. Необходимо устранять возможность появления погрешностей, связанных с сопротивлением измерительной цепи, с влиянием аппаратной функции на ФРЭ [15, 54] и т. д. С другой стороны, надежность в определении параметров плазмы ОС позволяет решить обратную задачу,

Таблица 4. Основные параметры плазмы в области ОС короткого ТР с малой примесью воздуха

Воздух ($N_2 + O_2$)		
Концентрация примеси	500 ppm	
	Эксперимент	Расчет
$n_e, 10^{17} \text{ м}^{-3}$	6.4	7
$T_e, \text{ эВ}$	0.14	0.09
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (5.1)*	2.48	
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (6.1)*	2.56	
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (7) ПИ O_2^*	2.5	3.8
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (7) ПИ N_2^*	2.5	

*реакции из таблицы 2

закрывающуюся в определении концентрации примесных атомов и молекул путем исключения второй производной ионного тока на зонд и анализе высокоэнергетической части ФРЭ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлены результаты исследований параметров плазмы и кинетики быстрых электронов в области ОС короткого тлеющего разряда на основе гибридной модели, включающей кинетическое описание электронов и гидродинамическое описание тяжелой компоненты плазмы. Результаты численных расчетов сопоставлены с результатами зондовых исследований. Показано, что гибридная модель достаточно хорошо описывает параметры плазмы в области ОС. В частности, показано, что температура электронов в области ОС является низкой и составляет десятки доли эВ, в отличие от гидродинамической модели, которая дает завышенную температуру электронов. Кроме того, гибридная модель позволяет достаточно точно описать формирование пиков на ФРЭ от быстрых электронов, рожденных в результате реакций ПИ и ударов второго рода. Показана надежность в определениях концентрации возбужденных атомов гелия в плазме ОС путем анализа высокоэнергетической части ФРЭ, а именно пиков от быстрых электронов, рожденных в реакциях ПИ между двумя метастабильными атомами гелия и ПИ примесных атомов и молекул малой концентрации. Вышеизложенная методика может быть успешно применена для определения абсолютных значений концентрации примесных атомов и молекул путем исключения второй производной ионного тока на зонд и анализе быстрой части ФРЭ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке фонда БАЗИС, проект № 21-1-3-53-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mariotti D., Sankaran R.M. // J. Phys. D: Applied Phys. 2010. V. 43. P. 323001.
2. Wang X., Zhou M., Jin X. // Electrochimica Acta. 2012. V. 83. P. 501.
3. Andrade F.J., Shelley J.T., Wetzel W.C., Webb M.R., Gomez G., Ray S.J., Hieffje G.M. // Analytical Chemistry. 2008. V. 80. P. 2646.
4. Schwartz A.J., Williams K.L., Hieffje G.M., Shelley J.T. // Analytica Chimica Acta. 2017. V. 950. P. 119.
5. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М.: Интеллект, 2009.
6. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
7. Trukhachev F.M., Boltnev R.E., Alekseevskaya A.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 093701.
8. Zobnin A.V., Usachev A.D., Petrov O.F., Fortov V.E. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 113503.
9. Суржиков С.Т. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1102.
10. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
11. Tsendin L.D. // Plasma Sources Sci. Technology. 1995. V. 4. P. 200.
12. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазменной химии. М.: Наука, 1981. 142 с.
13. Колоколов Н.Б., Благоев А.Б. // УФН. 1993. Т. 163. С. 55.
14. Kolokolov N.B., Kudrjartsev A.A., Blagoev A.B. // Physica Scripta. 1994. V. 50. P. 371.
15. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
16. Čermák V. // J. Chemical Phys. 1966. V. 44. P. 3781.

17. *Cermak V., Herman Z.* // Chemical Phys. Lett. 1968. V. 2. P. 359.
18. *Schmeltekopf A.L., Fehsenfeld F.C.* // J. Chemical Phys. 1970. V. 53. P. 3173.
19. *Čermák V., Ozenne J.B.* // Internat. J. Mass Spectrometry Ion Phys. 1971. V. 7. P. 399.
20. *Čermák V.* // J. Electron Spectroscopy Related Phenomena. 1976. V. 9. P. 419.
21. *Demidov V.I., Kolokolov N.B.* // Soviet Phys. J. 1987. V. 30. P. 97.
22. *Смирнов Б.М.* // УФН. 1981. Т. 133. С. 569.
23. *Kudryavtsev A., Pramatarov P., Stefanova M., Khromov N.* // J. Instrumentation. 2012. V. 7. P. P07002.
24. *Zhou Ch., Yao J., Saifutdinov A.I., Kudryavtsev A.A., Yuan Ch., Zhou Zh.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2021. V. 30. P. 117001.
25. *Yuan Ch., Kudryavtsev A.A., Saifutdinov A.I., Sysoev S.S., Stefanova M.S., Pramatarov P.M., Zhouet Z.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 104501.
26. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2021. V. 30. P. 017001.
27. *Zhou C., Yao J., Saifutdinov A.I., Kudryavtsev A.A., Yuan Ch., Ma G., Dou Zh., Cao J., Ma M., Zhou Zh.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2022. V. 31. P. 107001.
28. *Fiala A., Pitchford L.C., Boeuf J.P.* // Phys. Rev. E. 1994. V. 49. P. 5607.
29. *Derzsi A., Hartmann P., Korolov I., Karacsony J., Bano G., Donko Z.* // J. Phys. D: Applied Phys. 2009. V. 42. P. 225204.
30. *Kutasi K., Hartmann P., Donkó Z.* // J. Phys. D: Applied Phys. 2001. V. 34. P. 3368.
31. *Kutasi K., Hartmann P., Bano G., Donkó Z.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2005. V. 14. P. S1.
32. *Wilhelm J., Kind W.* // Beiträge aus der Plasmaphysik. 1965. T. 5. S. 395.
33. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.-Л., 1952.
34. *Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 71.
35. *Rafatov I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 093503.
36. *Eliseev S.I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 093503.
37. *Eliseev S.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 043504.
38. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // ТВТ. 1991. Т. 29. С. 1041.
39. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // ТВТ, 1997. Т. 35. С. 19.
40. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 318.
41. *Alves L.L., Gousset G., Ferreira C.M.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 890.
42. *Fedoseev A.V., Sukhinin G.I.* // Plasma Phys. Rep. 2004. V. 30. P. 1061.
43. *Yuan C., Bogdanov E.A., Eliseev S.I., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 073507.
44. *Yuan C., Yao J., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Zhou Z.* // Physical Rev. E. 2020. V. 101. P. 031202.
45. *Chai Y., Yao J., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Yuan C., Zhou Z.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2021. V. 30. P. 095006.
46. Phelps database, private communication, www.lxcat.net, retrieved on August 15, 2021.
47. <https://www.lxcat.net/Biagi-v7.1>, private communication, www.lxcat.net, retrieved on August 15, 2021.
48. *Graves D.B., Jensen K.F.* // IEEE Transac. plasma sci. 1986. V. 14. P. 78.
49. *Fadeev S.A., Saifutdinov A.I.* // Plasma Phys. Reports. 2017. V. 43. P. 1080.
50. *Alves L.L.* // J. Phys.: Confer. Ser. 2014. V. 565. P. 012007.
51. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // Instruments Experimental Techniques. 2022. V. 65. P. 75.
52. *Godyak V.A., Demidov V.I.* // J. Phys D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 233001.
53. *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. 81. С. 409.
54. *Лебедев Ю.А.* Введение в зондовую диагностику плазмы пониженного давления. М.: МИФИ, 2003. 56 с.
55. *Chen F.F.* // Phys. Plasma. 2001. V. 8. P. 3029.
56. <http://www.plasmasensors.com/>

ПРОФЕССОРУ ЛЕОНИДУ ИВАНОВИЧУ РУДАКОВУ – 90!

DOI: 10.31857/S0367292123700257, EDN: VYHWKD



3 мая 2023 года исполнилось 90 лет известному физiku, профессору Леониду Ивановичу Рудакову.

Л.И. Рудаков родился в подмосковном поселке Вешняки. Его отец был железнодорожным инженером, а мать учителем биологии. После окончания в 1950 г. средней школы Л.И. Рудаков поступил в Московский механический институт, позже переименованный в Московский инженерно-физический институт (МИФИ). Окончил институт в 1956 г. и был принят на работу в Лабораторию измерительных приборов АН СССР, позже Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова (ИАЭ), ныне РНЦ “Курчатовский институт”. С ИАЭ были связаны следующие 40 с лишним лет его научной деятельности.

Леонид Иванович начал работать в недавно созданной теоретической лаборатории акад. М.А. Леонтовича, задачей которой было создание основ физики высокотемпературной плазмы, нового и тогда практически не изученного состояния вещества. В лаборатории уже работали Б.Б. Кадомцев, В.Д. Шафранов, С.И. Брагинский и другие зрелые физики. Незадолго до Л.И. Рудакова в лабораторию поступили Р.З. Сагдеев и А.А. Веденов, и многие ранние работы Л.И. Рудакова выполнены в соавторстве с ними. Особенно важные

результаты были получены им в области дрейфовых волн и дрейфовых неустойчивостей (совместно с Р.З. Сагдеевым); это открыло путь к объяснению аномально быстрой диффузии плазмы поперек магнитного поля. Важные шаги были сделаны также в понимании неустойчивостей, вызываемых анизотропией функции распределения частиц плазмы (совместно с А.А. Веденовым). В 1961 г. Л.И. Рудаков защитил кандидатскую диссертацию.

К 1962 г. относится одна из самых ярких работ Л.И. Рудакова: объяснение эффекта стабилизации неустойчивости плазмы из-за конечности ларморовского радиуса ионов. Сам эффект был предсказан несколькими месяцами раньше американскими физиками М. Розенблютом, Н. Ростокером и Н. Кроллом на основе громоздких вычислений с применением кинетического уравнения для ионов. Л.И. Рудаков заметил, что эффект может быть описан гидродинамическими уравнениями с учетом ионной гировязкости. Весь вывод эффекта делается в несколько строчек, и к тому же выявляет его физическую картину. Статья Леонида Ивановича занимает чуть больше страницы в журнале “Ядерный синтез”.

В этом исследовании полностью проявился сформировавшийся к тому времени самобытный стиль Леонида Ивановича: умение проникнуть в физическую сущность проблемы и выразить эту сущность ясно и компактно. Редко встретишь длинные (“мухобойные”, как говорят теоретики) вычисления в его работах.

В 1962 г. началось активное сотрудничество Л.И. Рудакова с экспериментальной лабораторией академика Е.К. Завойского, занимавшейся исследованием турбулентного нагрева плазмы. Исследования фокусировались на эффектах, вызываемых микронеустойчивостями относительного движения потоков заряженных частиц; это стало на несколько лет основной темой исследований Леонида Ивановича.

В начале этого периода им были открыты модуляционная неустойчивость ленгмюровской турбулентности (совместно с А.А. Веденовым) и “взрывная” неустойчивость волн с отрицательной энергией (совместно с В.М. Дикасовым и Д.Д. Рютовым); затем появились новые теоретические исследования по аномальному сопротивлению плазмы (совместно с Л.В. Корблевым) и

по квазилинейной теории релаксации электронного пучка (совместно с А.А. Ивановым). 1960-е гг. были “золотым веком” теории плазмы, и Л.И. Рудаков является его ярким представителем.

Леонид Иванович оказывал и прямую поддержку экспериментальной группе академика Е.К. Завойского в интерпретации результатов, в сравнении их с теоретическими моделями, в обсуждении тонкостей диагностики плазмы. Е.К. Завойский очень ценил эту помощь и содействовал расширению группы теоретиков.

Постепенно вокруг Леонида Ивановича сложился круг его учеников (А.В. Гордеев, А.С. Кингсеп, А.А. Иванов, М.Б. Исиченко, К.В. Чукбар, В.В. Яньков и другие), с которыми им выполнены многие дальнейшие работы.

В конце 1960-х гг. произошли существенные изменения в направлении работ: возникла идея применения мощных электронных пучков для быстрого нагрева плазмы. Передача энергии от пучка плазме должна была происходить очень эффективно вследствие эффектов турбулентной релаксации. Нужно было создать генераторы таких пучков и научиться применять их для нагрева. Идеи были сформулированы, но в 1971 г. Е.К. Завойский покинул ИАЭ. Его преемником был назначен Л.И. Рудаков.

Вскоре в лаборатории был построен первый сильный ускоритель релятивистских электронов “Нептун”, созданный под руководством В.П. Смирнова. Были обнаружены эффекты самофокусировки пучка, и это подтолкнуло Л.И. Рудакова к рассмотрению возможностей нагрева миниатюрных дейтерий-третиевых мишеней с использованием радиационной имплозии. В 1976 году он представил доклад с описанием этого подхода на престижной гордоновской конференции в США. Доклад вызвал фурор, потому что подходил близко к описанию принципов действия ядерного оружия. Дело дошло до того, что американские службы конфисковали и увезли с собой доску, на которой Рудаков писал мелом формулы во время доклада.¹

На основе этих идей в ИАЭ началась работа по проекту комплекса “Ангара”. В настоящее время в ТРИНИТИ в Подмосковье этот комплекс работает и производит массу первоклассных научных результатов в области мощных пинчей.

Леонид Иванович близко к сердцу принял Чернобыльскую катастрофу 1986 г. и руководил группой сотрудников своего отдела, работавших над ликвидацией ее последствий. В частности, он лично проводил осмотр внутренностей здания взорвавшегося реактора, несмотря на крайне неблагоприятную радиационную обстановку.

¹Этот случай очень живо описан в 9-й главе книги Дж. Йонаса: G. Yonas, “Death Rays and Delusions”, Peter Publishing, 2017, Albuquerque, USA, ISBN 0692919552.

При большой занятости проектом “Ангара”, Леонид Иванович продолжал и чисто теоретические исследования, концентрируясь на “электронной магнитной гидродинамике”, которая полна неожиданных эффектов, возникающих при очень высокой плотности тока. Исчерпывающий обзор по этой проблеме (совместно с А.А. Гордеевым и А.С. Кингсепом) был опубликован им в 1994 г.

В 90-е гг. коллапс финансирования крупных научных проектов привел к распаду научных групп и отъезду многих ученых за границу. Леонид Иванович переехал в США в 1998 г. Здесь его интересы делились между физикой пинчей и проблемами распространения и взаимодействия волн в магнитосфере Земли. Леонид Иванович был желанным сотрудником многих лабораторий и частных компаний.

В физике пинчей им был указан нетривиальный механизм диссипации энергии магнитного поля при образовании замкнутых магнитных трубок, стягивающихся к оси как эффектом плавучести, так и натяжением силовых линий (совместно с Р. Суданом). В результате мощность излучения из пинча сильно возрастает по сравнению с чисто цилиндрическим сжатием (совместно с А. Великовичем и др.). Второй эффект, предсказанный Леонидом Ивановичем, состоял в том, что энергия, излученная многопроволочным пинчем, слабо зависит от геометрии сборки: цилиндрическая и линейная сборки дают одинаковый “выход” излучения (совместно с В. Канцыревым). Оба эффекта неожиданны и красивы — вполне в стиле Леонида Ивановича.

В области магнитосферных явлений им (совместно с Г. Гангули) был предсказан ряд неожиданных явлений в физике линейных и нелинейных геликонов (“свистов”) и в физике газопылевой плазмы.

В годы своей работы в Советском Союзе/России Леонид Иванович много времени уделял преподаванию. В 1960 г. он начал читать лекции на основанной Д.А. Франк-Каменецким кафедре физики плазмы Московского физико-технического института, а в 1966 году стал профессором этой кафедры. Среди бывших студентов Леонида Ивановича десятки известных физиков, теоретиков и экспериментаторов, работающих в России и за рубежом.

Заслуги Леонида Ивановича в годы его работы в Советском Союзе были отмечены многочисленными наградами и премиями, в том числе Орденом Трудового Красного Знамени и двумя Государственными премиями.

Поздравляем Леонида Ивановича с замечательным юбилеем и желаем ему доброго здоровья!

Ученики, друзья и коллеги