

УДК. 533.952

ДИНАМИКА ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ В САМОСЖИМАЮЩЕМСЯ ПЛАЗМЕННОМ РАЗРЯДЕ С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ ГАЗА

Е.В. Грабовский¹, А.Н. Грибов¹, М.К. Крылов¹, Н.М. Ефремов¹, М.В. Ильичева¹, А.П. Лотоцкий^{1, 2}, Я.Н. Лаухин¹, Ю.Н. Сулимин¹, Д.Г. Панфилов¹, Е.И. Предкова¹, А.О. Шишлов¹, Г.Н. Хомутильников¹, А.Ю. Фролов¹, Э.И. Додулад², Э.Я. Школьников², В.В. Вихрев³, В.В. Лукин⁴

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

²Национальный исследовательский университет «МИФИ», Москва, Россия

³НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

⁴ИПМ РАН им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

В камере плазменного фокуса установки ПФ-МОЛ импульсный клапан позволяет получать неоднородную плотность рабочего газа. В комбинированном режиме работы (стационарный напуск и дополнительная инжекция) возможно совместное использование различных газов в одном пуске. Установка имеет ёмкостной источник с максимальным током 750 кА. В камере размещена система магнитных зондов. При токах 700 кА в обычном режиме стационарного наполнения дейтерием выход нейтронов Y_n составляет $(4—5)10^9$ за импульс. Максимальный выход $Y_n = 1,2 \cdot 10^{10}$ получен при дополнительной импульсной подпитке дейтерием области фокусировки токовой оболочки. Проведены эксперименты с гелиевой токовой оболочкой, обжимающей инжектированный дейтерий. При токе 530 кА воспроизводимо регистрировался выход $Y_n \sim 2 \cdot 10^9$. Проведены тесты, свидетельствующие об отсутствии примеси гелия в плазме дейтериевого пинча.

Ключевые слова: плазма, токовая оболочка, газовый напуск, пинчевание.

DYNAMICS OF THE CURRENT SHELL IN A SELF-COMPRESSIBLE PLASMA DISCHARGE WITH ADDITIONAL GAS INJECTION

E.V. Grabovskij¹, A.N. Gribov¹, M.K. Krylov¹, N.M. Efremov¹, M.V. Ilyicheva¹, A.P. Lototsky^{1, 2}, Ya.N. Laukhin¹, Yu.N. Sulimin¹, D.G. Panfilov¹, E.I. Predkova¹, A.O. Shishlov¹, G.N. Khomutinnikov¹, A.Yu. Frolov¹, E.I. Dodulad², E.Ya. Shkolnikov², V.V. Vikhrev³, V.V. Lukin⁴

¹JSC RF TRINITI, Moscow, Troitsk, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

⁴Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia

In the plasma focus chamber of the PF-MOL installation, a pulse valve allows to obtain an inhomogeneous density of the working gas. In the combined mode of operation (stationary for start-up and additional gases injection), it is possible to use different gases together in one start-up. The installation has a capacitive source with a maximum current of 750 kA. The chamber houses a system of magnetic probes. At currents of 700 kA in the normal mode of stationary deuterium filling, the neutron yield Y_n is $(4—5)10^9$ per pulse. The maximum output $Y_n = 1,2 \cdot 10^{10}$ was obtained with additional pulsed deuterium recharge of the focusing area of the current shell. Experiments have been carried out with a helium current shell compressing injected deuterium. At a current of 530 kA, the output $Y_n \sim 2 \cdot 10^9$ was reproducibly recorded. Tests indicating the absence of a helium impurity in the deuterium pinch plasma were carried out.

Key words: plasma, current shell, stationary for start-up, additional gases injection.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-119-134

ВВЕДЕНИЕ

Самосжимающиеся плазменные разряды, называемые плазменным фокусом (ПФ), более 50 лет являются предметом изучения и пристального внимания инженеров и физиков. В 1960-х годах Н.В. Филиппов [1] и Дж.В. Мейзер [2] обнаружили эффект фокусировки тока в дейтериевой плазме, сопровождающийся излучением нейтронов. Газовый разряд в камерах специальной геометрии поддерживал азимутальную неустойчивость $m = 0$ токовой оболочки с концентрацией энергии импульсного токового контура в малом объёме плазмы. В последующее время созданы десятки установок [3—8] и выполнены тысячи экспериментов с использованием совершенных диагностических приборов. Большинство созданных ПФ-устройств с описанием параметров и основных результатов отражено в обзоре [9]. Основные физические процессы в камерах ПФ кратко рассмотрены в энциклопедическом издании [10]. В настоящее время накоплен обширный фактический материал, дающий представление об основных про-

цессах, происходящих в разрядной камере. Параллельно проводимые эксперименты сопровождались разработкой теоретической базы и расчётными работами, например [11—17], для объяснения ряда наблюдаемых закономерностей в развитии разряда. Тем не менее заключительная фаза кумуляции токовой плазменной оболочки (ТПО) в ПФ, сопровождающее её излучение и оптимальные для этого условия в настоящее время не обрели полного физического понимания. Три фазы цикла разряда (пробой газа, ускорение ТПО и пинчевание) должны быть согласованы с источником тока и геометрией электродов. Это далеко не всегда удаётся сделать из-за нарушения симметрии пробоя, начинающегося на поверхности изолятора. Массовая плотность газа в камере, необходимая для согласования времени ускорения ТПО со скоростью нарастания тока перед пинчеванием, должна увеличиваться согласованно с током. При увеличении плотности газа происходит нарушение аксиальной симметрии первичного пробоя по изолятору и формирования ТПО, что наблюдалось на всех установках ПФ с энергетикой от 4 до 1000 кДж [8]. Это препятствует получению оптимальных режимов симметричного пинчевания ТПО при токах свыше 1,5 МА, где согласно МГД-расчётам можно ожидать увеличения вклада термоядерного механизма в генерацию нейтронов [11, 18]. Поэтому попытки продвинуться в область больших плотностей газа и токов не прекращаются. Одним из способов решения вопроса может быть принудительная ионизация газа предварительным сильноточным разрядом. Для этого в [19] параллельно с основным источником подключался низкоиндуктивный высоковольтный (200 кВ) источник тока, срабатывающий за 150 нс до включения основного контура. Это обеспечило возможность трёхкратного повышения начальной плотности газа. Другой способ — комбинированное заполнение камеры газом, когда для формирования и ускорения ТПО используется наиболее подходящий для этого газ, а в зону пинчевания импульсно впрыскивается дейтерий. При токах, превышающих 2 МА, ТПО, обжимающая дейтерий подобно лайнеру, может быть сформирована из тяжёлого инертного газа (Xe, Kr). Однако возможность пинчевания дейтерия и генерации нейтронов в условиях перемешивания газов требует экспериментальной проверки.

Цель настоящей работы — смоделировать подобные условия и подтвердить работоспособность описанной схемы генерации нейтронов при обжатии дейтерия ТПО, сформированной из инертного газа.

Инжекция газа в импульсных плазменных установках использовалась ещё в пушках Маршалла [20] для генерации плазменных сгустков. В [21] описана работа плазменного ускорителя с быстродействующим клапаном [22], позволяющим избежать пробоя вдоль поверхности изолятора и загрязнения ТПО примесью вещества испаренного изолятора. При соответствующей полярности электродов устройство работало в режиме плазменного фокуса. Клапан через систему каналов, выполненных в центральном электроде, впрыскивал газ непосредственно в межэлектродный зазор. Аналогичные предложения по инъекции рабочего тела рассматривались для применения непосредственно в ПФ. В обзоре [3] это оценивалось как перспективное усовершенствование, подтверждённое далее результатами работы [23]. В последующих экспериментах были реализованы различные схемы дополнительного впрыска рабочего газа: через одно или несколько отверстий в торце анода [24], по периферии катода и анода [25], а также схемы с совмещёнными вариантами впрыска газа. При этом преследовались различные цели. В устройствах, описанных в [24, 25], сопутствующее усложнение установок было направлено на увеличение нейтронного выхода ПФ. В [25, 26] целью инъекции было предотвращение контакта плазменной оболочки с изолятором и устранение примесей в ТПО. Получение симметричной инициации тока в [26] было смоделировано на Z-пинче с кольцевой конфигурацией инжектора и электроэрозионным поджигом разряда. Была улучшена симметрия пинча при увеличении рентгеновской эмиссии. В статье [27] описаны эксперименты, проведённые на крупной установке мейзеровского типа КПФ-4. Использовалась комбинация двух систем импульсной инъекции вместе со стационарным заполнением разрядной камеры. Исследовалась динамика потоков плазмы при движении в фоновом газе, моделировались генерация и распространение астрофизических струйных выбросов — джетов. Эта работа содержит краткий обзор других экспериментов на ПФ с внешним впрыском газа.

Как отмечено в [27], для успешной работы ПФ при нестационарном заполнении камеры необходимо иметь данные о распределении плотности газа в рабочем объёме. В противном случае интерпретация полученных результатов весьма затруднительна. Второе необходимое условие для достижения цели настоящей работы — соответствие технических возможностей системы газового напуска задаваемым условиям пространственного распределения газа.

С этой целью в установке ПФ-МОЛ максимально сокращена длина каналов импульсной подачи газа. Проведены расчёты заполнения камеры. Исследована динамика движения ТПО в различных вариантах работы, в том числе с формированием её на гелии и последующим обжатием дейтерия. Для сравнительной оценки нейтронного выхода использован скейлинг [28] по максимальной величине разрядного тока I_m и по току I_p в момент пинчевания: $Y_n = 1,8 \cdot 10^{10} I_m^{2,8}$ и $Y_n = 3,2 \cdot 10^{11} I_p^{4,5}$.

Основу статьи составили результаты экспериментов, ранее доложенные на XXXIV конференции по физике плазмы в Звенигороде [29], дополненные серией проведённых контрольных опытов.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Приведём основные сведения об установке ПФ-МОЛ, имеющие непосредственное отношение к данной работе и использованные далее. Общий вид установки ПФ-МОЛ показан на рис. 1.



Рис. 1. Общий вид установки: на переднем плане вакуумная камера, далее правее виден ряд разрядников и конденсаторы

Источник импульсного тока ёмкостного типа собран на базе конденсаторов ИК 25-12 с полной ёмкостью 760 мкФ. Используемый диапазон рабочего напряжения $U_0 = 8\text{—}15$ кВ с максимальным разрядным током $I = 750$ кА, что соответствует запасу энергии ~ 85 кДж. Нагрузка подключается с помощью четырёх вакуумных разрядников типа РВУ-47. Вакуумная система установки состоит из разрядной камеры с электродами, турбомолекулярного и спирального безмасляных насосов и системы вентилях. Камера откачивалась до давления 10^{-5} торр. Рабочее давление $P_{\text{кам}}$ при стационарном заполнении дейтерием находилось в пределах $0,3\text{—}1,2$ торр в зависимости от запланированного режима экспериментов.

Нагрузочный узел установки — коаксиальная система Мейзеровского типа, показанная на рис. 2. Центральный электрод 1 является анодом. Токоподвод осуществлён через проходной изолятор составной конструкции, который является одновременно

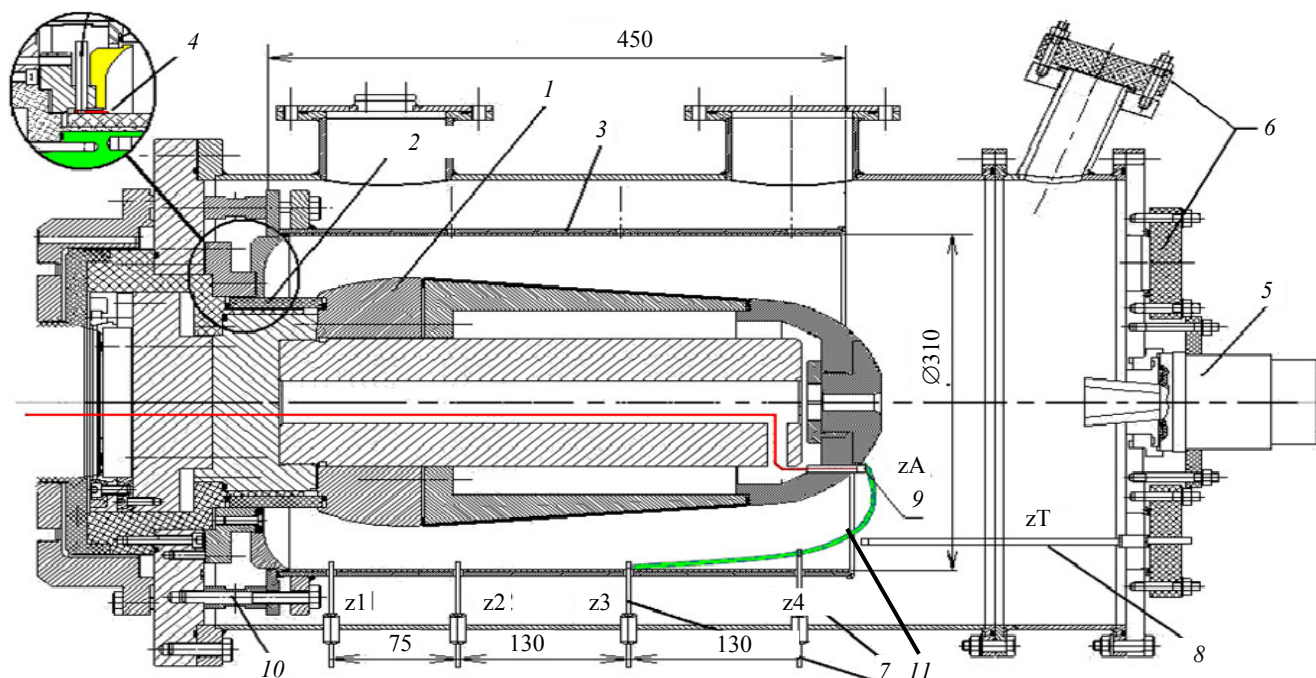


Рис. 2. Разрядная камера установки: 1 — анод; 2 — изолятор; 3 — катод; 4 — электрод ТР; 5 — газовый клапан; 6 — смотровые окна; 7 — магнитные зонды; 8 — торцевой зонд; 9 — зонд на аноде; 10 — стойки крепления катода; 11 — конфигурация ТПО перед пинчеванием

механическим держателем анода. Участок изолятора, обращённый к вакуумной области, выполнен в виде цилиндра 2 с наружным диаметром 195 мм и длиной 70 мм. Для первой серии экспериментов использован цилиндр из капролона, снабжённый внешними рёбрами (на рисунке не показаны). Затем он был заменён керамическим изделием с теми же размерами. Частично изолятор утоплен в «юбку» катода, ограничивающую зону начального пробоя продольным размером 42 мм. В зазоре между катодом и изолятором установлено тонкое изолированное от электродов кольцо 4 с проводником, выведенным за пределы камеры. При подключении независимого слаботоочного источника постоянного тока и при наличии газа в камере можно было наблюдать локализованный кольцевой тлеющий разряд (ТР).

В торце камеры расположены импульсный газовый клапан 5, аналогичный использованному в работе [25], с электромагнитным управлением и газонаправляющее сопло с разной конфигурацией в соответствии с предполагаемым режимом экспериментов. Время начала открытия клапана $\sim 110\text{--}120$ мкс после подачи управляющего импульса, длительность фазы напуска газа ~ 300 мкс. Отсчёт времени задержки включения T_z основных разрядников РВУ ведётся от момента подачи импульса на клапан. Используемый диапазон рабочих давлений газа $P_{\text{кл}}$ в подклапанном объёме (50 см^3) от 1 до 30 бар. Возврат в исходное состояние обеспечивался при упругой отдаче запирающего элемента от возвратного буфера. За цикл срабатывания инжектировалось не более 10% газа из объёма клапана.

Камера снабжена показанными на рис. 2 смотровыми окнами 6 для фотографирования разряда и портами для установки магнитных зондов 7. Миниатюрные зонды в керамических трубках диаметром 6 мм аналогичны использованному в работе [30]. Координаты размещения зондов $z_1\text{--}z_4$ вдоль оси камеры указаны на рис. 2. Проволочные петли зондов заглублялись в межэлектродный зазор на величину от 5 до 25 мм. В процессе проведения экспериментов вводились дополнительные зонды z_T через торцевую крышку камеры, а также устанавливались зонды z_A в головной части анода. Их сигналы выводились из камеры через герметизированные разъёмы и считывались изолированным осциллографом с автономным питанием. Установленные зонды калибровались одновременно перед проводимой серией экспериментов. Для этого на внешнем срезе электродов ставилась осесимметричная закоротка и при токах контура $I \sim 300\text{--}400$ кА проводилась одновременная регистрация сигналов зондов и тока.

Для измерения полного тока $I_p < 800$ кА на входном коллекторе размещён пояс Роговского, напряжение на коллекторе регистрировалось резистивным делителем.

Индуктивность цепи питания установки определялась по частотной характеристике контура при закоротке, установленной на входном коллекторе, и равна 54 нГн. Оценка индуктивности электродов нагрузочного узла — по частотной характеристике полного контура (при калибровке зондов) и составляла 70 нГн.

Для визуального исследования начальной стадии образования оболочки в видимом диапазоне излучения плазмы проводилась фотосъёмка с помощью пятимикросекундной камеры SDU-285. Большая аппаратная экспозиция обусловила отладку синхронизации работы затвора с опережением его включения относительно регистрируемого явления. В описанном далее случае затвор открывался до старта разрядного тока.

При работе с заполнением камеры дейтерием пинч генерировал рентгеновское и нейтронное излучение. Калиброванный датчик с парафиновым замедлителем, активируемой фольгой и счётчиком Гейгера давал количественную оценку Y_n нейтронного выхода за импульс. Сцинтилляционный прибор ССДИ-13 определял временную привязку рентгеновского и нейтронного излучения и был полезен для контроля процессов при работе на гелии.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИМПУЛЬСНЫМ И СТАЦИОНАРНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ КАМЕРЫ

Первые эксперименты на установке были проведены с капролоновым межэлектродным изолятором. Они проведены в режиме импульсного напуска газа. Полагалось, что начальный пробой должен происходить не по изолятору, а по пространственной границе газового распределения, перемещающейся при инжекции вглубь межэлектродного зазора. Мы рассчитывали на пробой в зоне максимального диаметра анода. Однако при этом наблюдался систематический пробой по поверхности изолятора, несмотря на уменьшение времени задержки T_z подачи основного напряжения относительно момента срабатывания клапана до 300 мкс. При дальнейшем уменьшении T_z пробой происходил в области электродов, близкой к выходному торцу, и с нарушением аксиальной симметрии тока. Пинчевание плазмы в фазе нарастающего

тока было слабо выражено. Особенность истечения газа в вакуумную область камеры была выявлена в расчётах. Она заключалась в сверхзвуковом истечении газа в вакуум и торможении малоплотного потока в закрытом торце камеры. Соответственно у задней торцевой стенки катода происходило накопление газа с повышенной избыточной плотностью, значительно превышающей плотность потока газа в средней части электродов. Чтобы избавиться от этого эффекта, сопровождаемого нерегулярными пробоями у изолятора, мы увеличили длину стоек катода (поз. 10 на рис. 2), на которых установлена его цилиндрическая часть, отодвинув его от торцевой стенки. Созданная кольцевая щель размером 30 мм в катоде над поверхностью изолятора обеспечила вытекание избыточного газа из этой зоны. После этого были получены режим работы без пробоя по поверхности изолятора и нейтронное излучение с выходом $Y_n \sim 1,0\text{--}1,5 \cdot 10^9$.

Импульсное наполнение камеры дейтерием проводилось при регулировке двух параметров: давления газа $P_{\text{кл}} = 10\text{--}20$ бар в подклапанном объёме и времени задержки $T_3 = 350\text{--}400$ мкс от начала срабатывания клапана до момента подачи напряжения на электроды. Резкая зависимость полученного нейтронного выхода Y_n от сочетания этих параметров показана на диаграмме рис. 3. При значительном превышении любого из этих параметров происходил электрический пробой по поверхности изолятора с последующей потерей его электрической прочности. Характер зависимости выхода Y_n от давления клапана $P_{\text{кл}}$ при фиксированной за-

держке, видимо, связан с перемещением вдоль электродов зоны, оптимальной для первичного пробоя газа, и соответствующим изменением длины ускорения ТПО. Полагаем, что максимумы на графиках соответствуют идентичным условиям пробоя на участке с минимальным межэлектродным зазором. Мы вынуждены ограничиться эмпирическими данными, так как при перемещении катода магнитные зонды были удалены из штатных посадочных отверстий. Относительно низкий нейтронный выход, по-видимому, объясняется недостаточной симметрией токов при первичном пробое электродов и наличием газа в объёме камеры, не вовлечённого ТПО в ускорение. Этот газ легко пробивался, шунтируя ток пинча. Координаты места пробоя при этом не определялись.

В дальнейших экспериментах был использован керамический изолятор 2 на рис. 2. При стационарном заполнении камеры (после «тренировочных» разрядов) получен нейтронный выход $Y_n \sim 4,0 \cdot 10^9/\text{имп.}$ Серия пусков с импульсным заполнением камеры дейтерием продемонстрировала нейтронный выход до $4,5 \cdot 10^9/\text{имп.}$ Типичные осциллограммы токов и напряжения показаны на рис. 4.

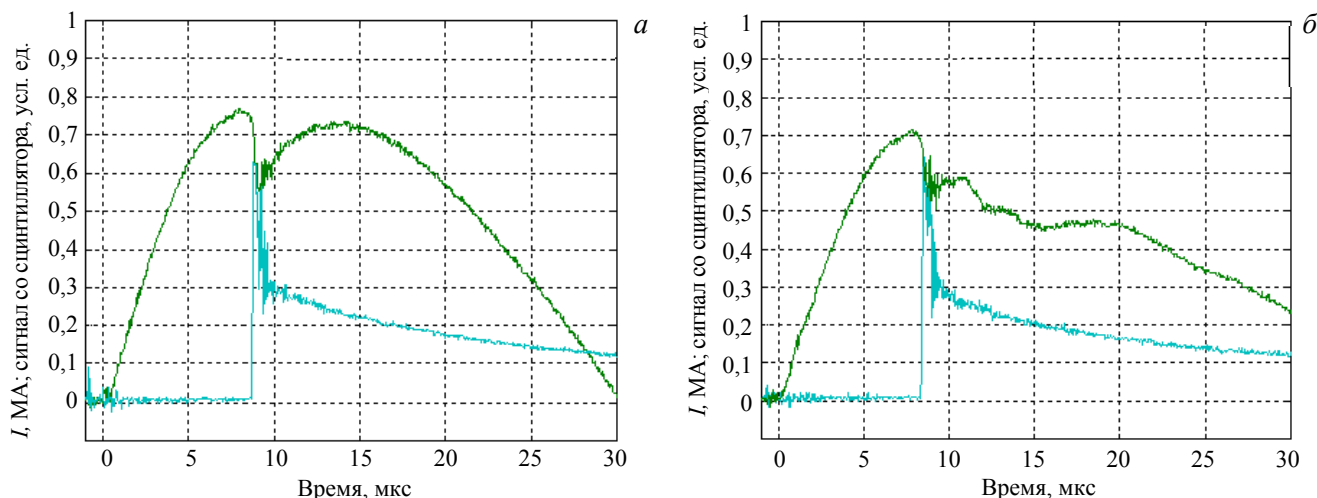


Рис. 4. Осциллограммы токов и сигналов сцинтилляционного датчика при пусках: а — сплошное заполнение, пуск № 2339, $Y_n = 3,8 \cdot 10^9$; б — импульсная инжекция рабочего газа, пуск 2343, $Y_n = 4,4 \cdot 10^9$; — ток разряда, МА; — сигнал со сцинтиллятора

При стационарном заполнении обеспечивается хорошее сгребание газа, заполняющего камеру, и после особенности тока следует вторичный пробой по поверхности изолятора. При импульсном заполнении межэлектродного зазора, вероятно, не удастся получить у изолятора однородного кругового заполнения в длинном, более 0,5 м газовом тракте. Нарушение начальной симметрии ТПО и условий сгребания в значительной мере компенсируется стабилизирующим действием нарастающей к выходу плотности инжестированного газа, но зона вторичного пробоя перемещается неконтролируемым образом в зону электродов, отстоящую от изолятора.

Последующие эксперименты проводились после устранения кольцевой щели в катоде и с установленными магнитными зондами z_1 — z_4 . При этом процесс импульсного заполнения камеры можно было контролировать, подавая на кольцевой электрод ТР (4 на рис. 2) постоянное напряжение 200—300 В. Подтекание газа к задней стенке катода регистрировалось по возникновению тока ТР ~ 2 —5 мА, фронт которого составлял 15—20 мкс. При отсутствии количественных измерений плотности газа у изолятора оптимальные времена задержки T_z между стартом клапана и началом разряда корректировались опытным путём. В целом следует признать, что исключительно только импульсное заполнение с открытого торца электродов не обеспечило устойчивой воспроизводимости результатов. Для прояснения общей картины динамики импульсного газового заполнения была проведена серия расчётных работ.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАПОЛНЕНИЯ КАМЕРЫ

Приведём исходные предпосылки, замечания по процедуре расчётов и основные выводы, так как изложение этих материалов и полных результатов требует отдельной публикации. Математическая модель процесса наполнения разрядной камеры газом включает в себя систему уравнений газовой динамики для совершенного идеального (невязкого) газа [31], а также закон движения запорного элемента клапана, через который осуществляется импульсный напуск газа. Полное время срабатывания клапана от старта до начала закрытия (500 мкс) сопоставимо со временем заполнения камеры, поэтому в процессе численного моделирования нельзя пренебречь изменением параметров газа на срезе газонаправляющего сопла. К таким параметрам относятся давление, плотность и скорость истечения газа, характер изменения которых зависит от напускаемого газа, давления под клапаном и измеренного экспериментально временного графика перемещения запорного элемента. На параметры и геометрию формируемого потока также влияет форма газового сопла. Для импульсного заполнения межэлектродного зазора использовалось сопло с расширяющимся раструбом диаметром 40 мм, показанное на рис. 2, для локальной инжекции дейтерия в зону пинча, примыкающую к аноду, — сопло с узким конусом диаметром 12 мм, изображённое на рис. 5. Собственно запорный элемент клапана имел диаметр 18 мм и максимальный ход 7 мм, поэтому узкое сопло было снабжено на входе небольшой расширительной форкамерой.

Система дифференциальных уравнений газовой динамики решалась численно в пространственно трёхмерном приближении с учётом осевой симметрии конструкции. Для решения системы уравнений газовой динамики применяется конечно-объёмный метод на гексаэдрической разностной сетке, основанный на методе Курганова—Тадмора [32]. Аппроксимация величин на гранях ячеек сетки производится по противопоточной схеме, использование которой обусловлено большими перепадами давлений в расчёте. Сетка на каждом временном слое динамически перестраивается в окрестности раструба клапана, аппроксимируя закон движения клапана. Скорость движения аппроксимируется кусочно-постоянной функцией в соответствии с данными

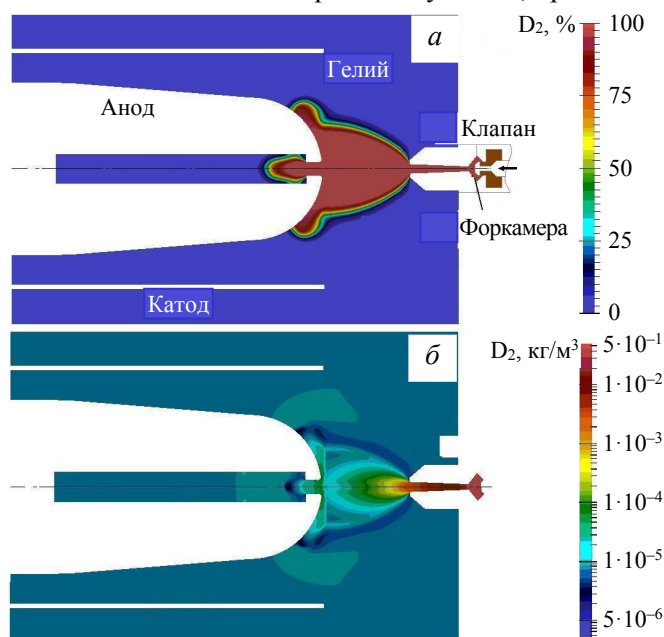


Рис. 5. Распределение параметров газов при комбинированном заполнении камеры газами: а — стационарный напуск гелия $P_{\text{кам}} = 0,25$ торр, импульсная инжекция дейтерия $P_{\text{кл}} = 7$ бар, объёмное содержание газов в %; б — распределение массовой плотности газов

проведённых измерений на экспериментальном образце клапана. Расчёты выполнены с использованием программного комплекса OpenFOAM и решателя pisoCentralFoam [33], а также ряда дополнительно разработанных расчётных модулей. Для ускорения расчётов применена технология параллельного программирования MPI для кластерных вычислительных систем.

Расчёты проведены для трёх вариантов газового наполнения камеры, приведённой системы на рис. 2:

- импульсное заполнение дейтерием откачанной камеры;
- импульсное заполнение камеры с начальным низким (~ 1 торр) давлением дейтерия (комбинированное заполнение камеры дейтерием);
- импульсная инжекция дейтерия в камеру, предварительно заполненную газом другого сорта.

Расчёты проводились с расширяющимся соплом диаметром 40 или узким диаметром 12 мм в зависимости от поставленной задачи.

В первом случае результаты показывают наличие сверхзвукового начального малоплотного потока газа, достигающего торцевой части катода у изолятора. Здесь происходит быстрое накопление газа, плотность которого становится выше плотности газа в межэлектродном зазоре. Волна плотности движется в направлении, противоположном направлению потока газа. В описанных экспериментах этот газ либо провоцировал пробой по капролоновому изолятору при больших задержках $T_z > 350$ мкс, приводя его в непригодность для дальнейших пусков, либо смещал оптимальную зону пробоя в межэлектродный зазор при $T_z < 300$ мкс. В этом случае удержать азимутальную симметрию пробоя оказалось проблематичным. Как было показано, осуществлённый сток газа частично решил эту проблему.

Во втором варианте сверхзвуковая составляющая потока быстро тормозится в газе, предварительно наполняющем камеру, который обеспечивает обычный пробой по керамическому изолятору и образование ТПО. Такой режим соответствует экспериментам, выполненным в работе [24], в других исследованиях, и использовался далее в настоящей работе.

В последнем, третьем случае в соответствии с целью работы интересно было оценить поведение границы различных газов и степень их перемешивания. Интерес обусловлен возможностью создания тяжёлых токовых оболочек (из ксенона, криптона), обжимающих подобно лайнерам дейтерий при больших токах. Расчётная задача при этом усложняется сшивкой граничных условий для двух областей с различными физическими свойствами. Полагаем, что присутствие значительного количества примесей тяжёлого газа при адиабатическом нагреве дейтерия в генерируемом пинче недопустимо. Поэтому в расчёт дополнительно введена идентификация сорта газа.

На рис. 5 показан результат расчёта комбинированного заполнения в третьем варианте (сопло диаметром 12 мм, газы дейтерий и гелий). В левой части рисунка цветовая градация показывает плотность газа в пространстве электродов, справа приведена относительная доля инжектированного дейтерия в рабочем пространстве. Начальное давление гелия в камере составляло $P_{\text{кам}} = 0,25$ торр (плотность $2 \cdot 10^{-5}$ кг/м³), в подклапанном объёме давление дейтерия $P_{\text{кл}} = 7$ бар. Момент времени после начала открытия клапана 150 мкс. Выбор газов для данного примера расчёта обусловлен рабочими параметрами и условиями согласования установки ПФ-МОЛ.

Характерной чертой течения на рис. 5 является ограниченная область, занятая дейтерием у анода. Истекающий из-под клапана газ достаточно быстро заполняет пространство между срезом сопла клапана и анодом (дейтерий достигает среза сопла в момент времени 50 мкс, анода — в момент времени 100 мкс). В то же время за счёт малого расхода вещества через сопло клапана дейтерий перекрывает зазор между анодом и катодом лишь через примерно 300 мкс после открытия клапана.

Отметим, что повышение начального давления в камере или использование тяжёлого газа (ксенона) для стационарного напуска приводит к заметному уменьшению скорости заполнения камеры импульсным потоком дейтерия. При той же начальной величине давления ксенона в камере время достижения инжектированным дейтерием анода возрастает более чем в 2 раза.

Для экспериментов расчётные начальные параметры инжекции газа являлись отправными точками и корректировались по результатам экспериментов.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА КАМЕРЕ С КОМБИНИРОВАННЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ КАМЕРЫ

Полученные сигналы с пояса Роговского и магнитных зондов в рабочем пуске со стационарным заполнением камеры дейтерием при давлении 0,45 торр и импульсной инжекцией при $P_{\text{кл}} = 8$ бар по-

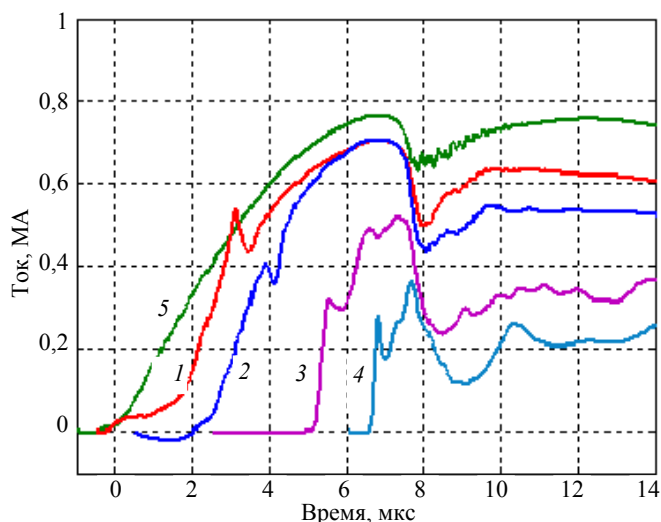


Рис. 6. Осциллограмма пуска 3064 с комбинированным заполнением камеры дейтерием: 1—4 — сигналы магнитных зондов z1—z4 (по порядку слева направо); 5 — полный ток $I = 760$ кА; $P_{\text{кам}} = 0,45$ торр, $P_{\text{кл}} = 8$ бар, $Y_n = 9,3 \cdot 10^9$

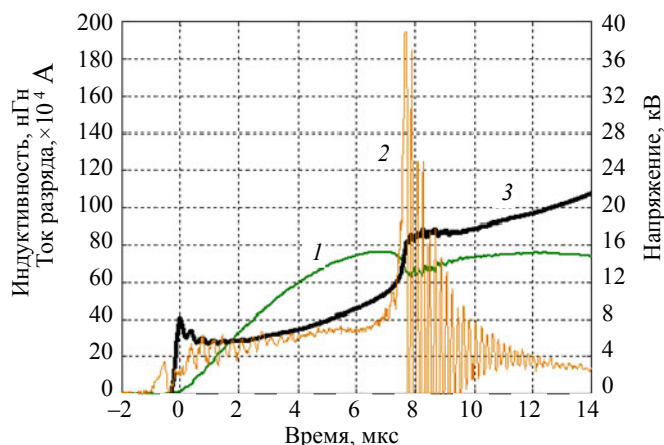


Рис. 7. Ток I (1), напряжение $U(t)$ (2), рассчитанный ход индуктивности ТПО (3) в пуске, соответствующем рис. 6

казаны на рис. 6. Напряжение зарядки батареи $U_0 = 15$ кВ. Нумерация зондов z1—z4 начинается от изолятора. На рис. 7 показаны соответствующая осциллограмма напряжения и рассчитанная величина изменения индуктивности токовой оболочки.

Магнитные зонды в данных экспериментах погружены на 15 мм в межэлектродный зазор. На фронтах сигналов магнитных зондов видны острые зубцы. Причина их появления — местное повышение плотности тока при частичном замыкании тока ТПО на катод по поверхности керамической трубки зонда. При этом на краях отверстий катода, выполненных для зондов, наблюдались локальные привязки тока. По осциллограммам тока и напряжения рассчитан рост индуктивности ТПО, показанный на рис. 7. Активное сопротивление плазмы в ТПО не учитывалось. Прирост индуктивности ТПО по графику составляет 60 нГн, что несколько ниже полной индуктивности электродной системы, оцененной ранее при калибровке магнитных зондов. Начальная величина индуктивности, показанная на рис. 7, не принимается во внимание, так как фаза пробоя и формирования ТПО не входила в задачу простого расчёта.

По моментам появления сигналов в линейке зондов z2—z4 можно найти продольную скорость V_l движения ТПО по катоду. Она близка к величине $8 \cdot 10^6$ см/с. По времени нарастания амплитуды сигналов до максимальной величины можно найти радиальную скорость V_r перемещения ТПО, с которой измерительная петля зонда погружается в ТПО. Заметим, что в этом интервале времени величина максимального тока изменяется не бо-

лее чем на 10%, а в момент особенности сигналы зондов z1—z3 близки между собой. Можно предположить, что в этот момент они полностью погружены в ТПО, ток в которой быстро убывает. Очевидно, что зонд z4 лишь частично погружён в токовую петлю ТПО. Толщина токовой оболочки сравнима с размером 15 мм, на который зонды введены через катод в межэлектродный зазор. Это не противоречит измерениям, выполненным в [27], и теоретическим оценкам [12]. По-видимому, радиальное движение ТПО и соответственно V_r сдерживаются нейтральным газом, прижимаемым к стенке сплошного цилиндра катода. По сигналу, снимаемому с зонда z3, в месте его установки скорость ТПО не превышает $V_r = 1,0 \cdot 10^6$ см/с. По этой же причине максимальные величины токов, прописываемых зондами z1, z2 и z3, меньше полного тока I . Из оценки соотношения $V_l/V_r \sim 10$ следует, что поверхность ТПО сильно наклонена к поверхности сплошного катода. Её конфигурация вблизи катода в момент выхода тока на радиус 60 мм поверхности анода показана на рис. 2 зелёной линией. После вторичного пробоя по изолятору (в момент особенности тока) образуется вторичная ТПО, распространяющаяся вдоль электродов по остаточному газу низкой плотности. Её продольную скорость (или скорость распространения токовой волны) грубо можно оценить величиной $(3—4) \cdot 10^7$ см/с по временной последовательности минимальных значений на сигналах зондов z1, z2 и z3. Последующее нарастание измеряемых ими токов соответствует приходу и движению вторичной ТПО. Интересно было бы по динамике её движения оценить плотность остаточного газа за первичной ТПО и соответственно степень её «прозрачности». Однако для этого необходимы детальные измерения магнитных полей, а возможно, и использование других диагностических средств. Полученный нейтронный выход $Y_n = 9,3 \cdot 10^9$ сопоставим с оценкой по скейлингу [28] $Y_n(I_m) = 8,04 \cdot 10^9$. Заметим, что к оценке по величине тока пинча I_p [28] надо относиться осторожно,

так как величину I_p определить затруднительно. Хотя, возвращаясь к осциллограмме на рис. 6 и принимая за ток пинча I_p амплитуду сигнала z2 в момент особенности, имеем непротиворечивую оценку $Y_n(I_p) = 6,4 \cdot 10^9$. Это же подтверждает гипотезу об отсутствии существенных утечек тока в зазоре перед пинчеванием. В таком комбинированном режиме наполнения камеры при токе 750 кА получен максимальный нейтронный выход $Y_n = (1,2 + 0,1)10^{10}$. В этих экспериментах магнитные зонды удалялись из зазора, хотя прямого влияния зондов на результаты не замечено.

На рис. 8 показаны осциллограммы для сравнения двух экспериментов. Первый выполнен при стационарном заполнении камеры дейтерием. Во втором эксперименте проведена дополнительная инжекция дейтерия при малой задержке момента разряда от срабатывания клапана $T_3 = 250$ мкс (140 мкс после начала открытия клапана).

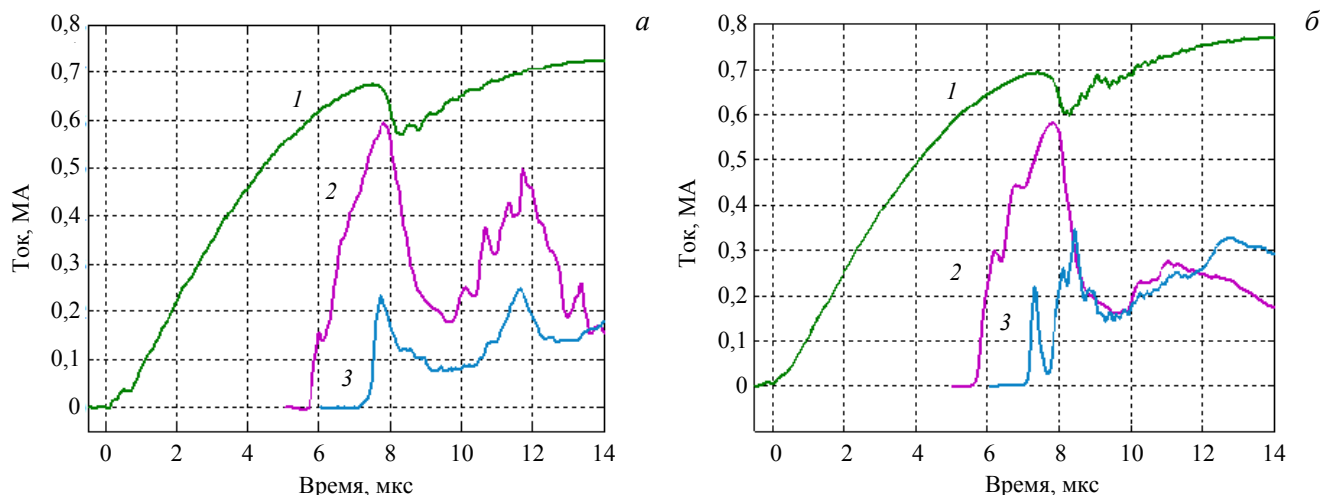


Рис. 8. Сравнение осциллограмм тока (I) и сигналов зондов z3 (2) и z4 (3) при пусках без импульсной инжекции и с инжекцией: $U_0 = 14$ кВ, $P_{\text{кам}} = 0,45$ мм, $P_{\text{кл}} = 0$, $Y_n = 2,7 \cdot 10^9$ (а); $U_0 = 14$ кВ, $P_{\text{кам}} = 0,47$ мм, $P_{\text{кл}} = 6$ бар, $T_3 = 250$ мкс, $Y_n = 9,7 \cdot 10^9$ (б)

Анализ показывает, что время нарастания полного разрядного тока в экспериментах совпадает и равно $7,8 (\pm 0,1)$ мкс, как и моменты появления сигналов магнитных зондов z3 и z4. Дополнительная инжекция газа не затрагивала режимы первичного пробоя, образования и динамики ускорения токовой оболочки вдоль электродов. Импульсным потоком корректировалось газораспределение на срезе электродов, что соответствовало малой величине задержки T_3 . Как видно из приведённых данных Y_n , комбинированное заполнение камеры является предпочтительным для эффективной генерации нейтронов. Аналогичный положительный результат влияния дополнительной инжекции получен в работах [23, 24]. Режим с максимальным выходом Y_n является «пограничным», так как при дальнейшем увеличении плотности газа (давления $P_{\text{кл}}$ или T_3) в головной части анода характер пинчевания меняется. Происходит срыв тока пинча с шунтированием его в периферийной зоне и снижение выхода Y_n . На рис. 9, а и б показаны осциллограммы двух последовательных пусков, выполненных при идентичных условиях, соответствующих «пограничному» режиму.

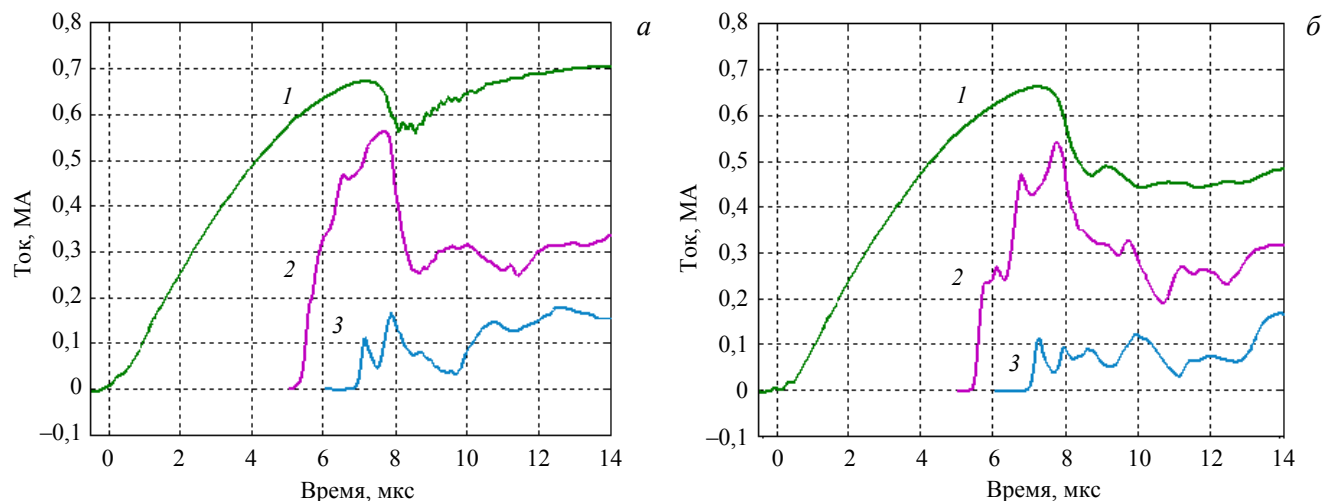


Рис. 9. Пуски 2738 (а), 2739 (б): $U_0 = 15$ кВ, $P = 0,70$ мм, $P_{\text{кл}} = 8$ бар, $Y_n = 1,0 \cdot 10^{10}$, $Y_n = 3,9 \cdot 10^9$ соответственно; 1 — ток; 2 — зонды z3; 3 — зонды z4

В первом случае вторичный пробой (нарастание тока после особенности) произошёл по поверхности изолятора в остаточном газе низкой плотности. Максимальное напряжение на коллекторе камеры в этот момент может достигать $U_m = 80\text{—}90$ кВ, магнитная энергия электродного зазора рассеивается в образовавшемся пинче. Во втором случае пробой развивается по периферии пинча или у переднего среза электродов, замораживая часть энергии токового контура в электродном зазоре. Это хорошо видно при сравнении провалов в амплитуде сигналов (величины магнитного поля) на зонде z3 после особенности тока.

Для получения полной картины динамики ТПО надо получить представление о её привязке к аноду. Измерения проведены в щадящем режиме пусков с зарядкой батареи до 12 кВ. Из-за повышенной плотности тока в районе их установки анодные зонды zA выдерживали не более 10—12 пусков. Параллельно дополнительный магнитный зонд zT был введён через торец вакуумной камеры на радиусе 120 мм и установлен в плоскости среза катода (см. рис. 2). Последний в продольном ряду зонд z4 был введён в середину межэлектродного зазора. Результат измерений, показанный на рис. 10, а, б, показал близкие максимальные амплитуды сигналов (токов) для всех перечисленных зондов. Сигналы трёх азимутально расположенных зондов zA (0, 90 и 180 град.) на аноде практически синхронны. Другие зонды в зазоре дали сигналы, сдвинутые по времени. Из сравнения их амплитуд с током следует, что более 85% полного тока собирается на торцевом участке анода с радиусом, меньшим 60 мм. Толщина ТПО, оцененная по длительности фронтов и её продольной скорости, не превышает 1,3 см. Примерная конфигурация ТПО у анода перед пинчеванием показана также на рис. 2.

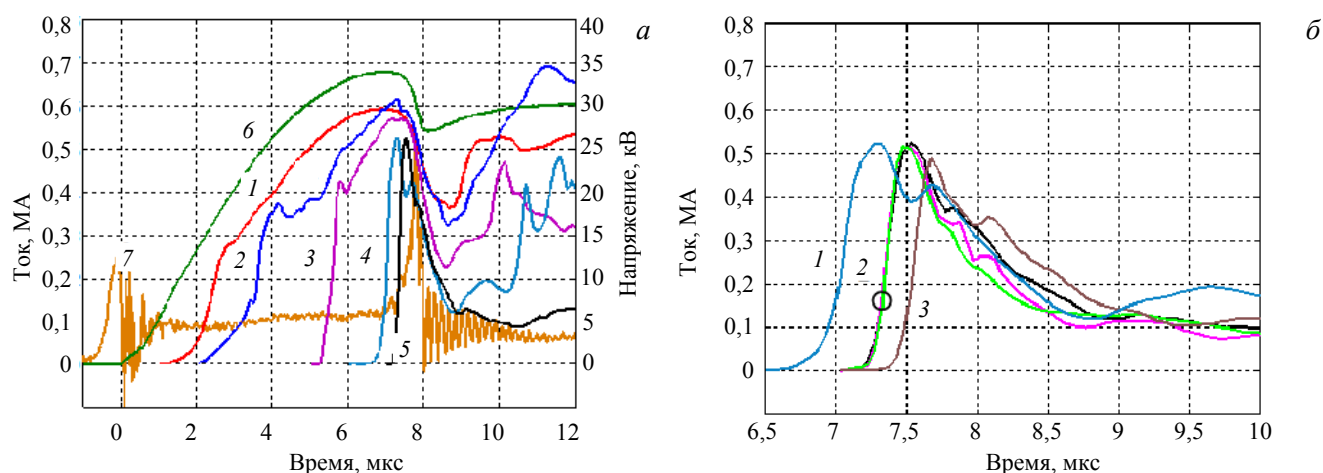


Рис. 10. Результаты измерений: 1—4 — сигналы с зондов z1—z4, 5 — сигнал с одного зонда zA, размещённого на аноде, б — ток, 7 — напряжение (а); быстрая развёртка: 1 — сигнал зонда z4, 2 — сигналы трёх зондов zA, 3 — сигнал торцевого зонда zT (б)

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ДВУМЯ ГАЗАМИ

Фотографирование начальной фазы разряда производилось через торцевые окна камерой DU-285. Минимальная техническая экспозиция кадра данной камеры 5 мкс. Поэтому для уменьшения действующей экспозиции затвор камеры открывался раньше, чем включались разрядники установки. Съёмка проводилась на дейтерии и гелии при давлении $P_{\text{кам}} = 0,4$ торр. При наполнении камеры гелием возникла трудность, связанная, по-видимому, с отличной от дейтерия пробойной характеристикой на левой ветви кривой Пашена $U = f(Pd)$. Разряд начинался через 200—300 мкс после срабатывания разрядников РВУ-47. Хотя, ориентируясь на работы [12, 14, 34], мы ожидали облегчения условий пробоя. Для выполнения запланированных экспериментов это препятствие устранено предварительной подачей постоянного напряжения на кольцевой электрод тлеющего разряда (ТР) (см. 4 на рис. 2). В этом случае задержка пробоя в гелии отсутствовала или не превышала 3—10 мкс и не могла принципиально повлиять как на съёмку диагностических данных, так и на задержку T_3 . Положительное влияние предварительного зажигания ТР между электродами ранее было замечено в работе [35], в нашем случае разряд был локализован на окружности кромки катода в зоне максимального электрического поля.

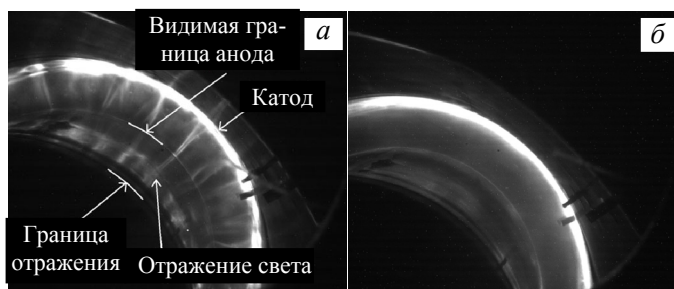


Рис. 11. Съёмка начальной стадии (первые 3 мкс) движения плазменной оболочки при заполнении вакуумной камеры дейтерием (а), гелием (б). Осевая линия электродов внизу справа за кадром

На рис. 11 отмечены стрелками границы катода и анода, захваченных разрядом, видна тень магнитного зонда, выдвинутого в межэлектродный зазор. При разряде в дейтерии на рис. 11, а видна волокнистая структура свечения в отличие от диффузного свечения гелия на рис. 11, б. Аналогичные сравнения приводятся в работах [34, 19, 36] и других. Не следует отождествлять светящиеся волокна со спицами тока, но их частая структура позволяет говорить об удовлетворительной азимутальной симметрии ТПО в целом.

Во всяком случае степень захвата нейтрального газа при прохождении ТПО достаточна, чтобы обеспечить электрическую прочность зазора у поверхности изолятора до величин $U_m \sim 60\text{—}80$ кВ перед вторичным пробоем.

В режиме стационарного наполнения камеры гелием импульс напряжения U_m имел амплитуду до 90 кВ в момент особенности, даже при снижении тока до 660—650 кА, а сигналы магнитных зондов имели более крутые фронты, чем при работе с дейтерием. Эти отличия, которые мы здесь только отметим, требуют отдельного внимания и дополнительного изучения. Из-за опасности пробоя и необратимых повреждений входного коллектора установки последующие эксперименты проводились при напряжении $U_0 = 11$ кВ и токах, не превышающих 550 кА.

В комбинированном режиме заполнения камеры поставлены эксперименты с гелиевой ТПО при импульсной инжекции дейтериевой струи в центральную область у торца анода. Задержка включения $T_z = 310$ мкс с учётом времени начала открытия запорного элемента клапана соответствовала рассчитанной картине газового распределения, приведённой на рис. 5. Проведена серия пусков с зарядным напряжением 11 кВ. При увеличении давления в подклапанном объёме до 20 бар получен выход нейтронов с интенсивностью $Y_n = 2,3 \cdot 10^9/\text{имп.}$, как показано в табл. 1 (Серия № 1).

Т а б л и ц а 1. Серия № 1. Гелий + инжекция D₂ (07-07-2021)

№ пуска	$P_{\text{кам}}, \text{He, торр}$	$P_{\text{кл}}, \text{D}_2, \text{бар} (T_z)$	Y_n
1.1	0,4	0 (310 мкс)	$7,0 \cdot 10^7$ (фоновое значение)
1.2	0,4	16 (310 мкс)	$5,2 \cdot 10^8$
1.3	0,4	20 (310 мкс)	$2,2 \cdot 10^9$
1.4	0,4	21,5 (310 мкс)	$2,3 \cdot 10^9$

Расчёт нейтронного выхода по скейлингу через максимальную величину тока $I = 530$ кА по осциллограмме рис. 12, а согласно [28] даёт $Y_n = 3,04 \cdot 10^9$. В пределах допустимых отклонений это коррелирует с экспериментальным результатом. В этом случае интересен вопрос о примесях в плазме пинча и, в первую очередь, о примеси гелия. Ответ на него важен для определения перспективы работы термоядерного механизма генерации нейтронов. В приведённых экспериментах с ускорительным механизмом

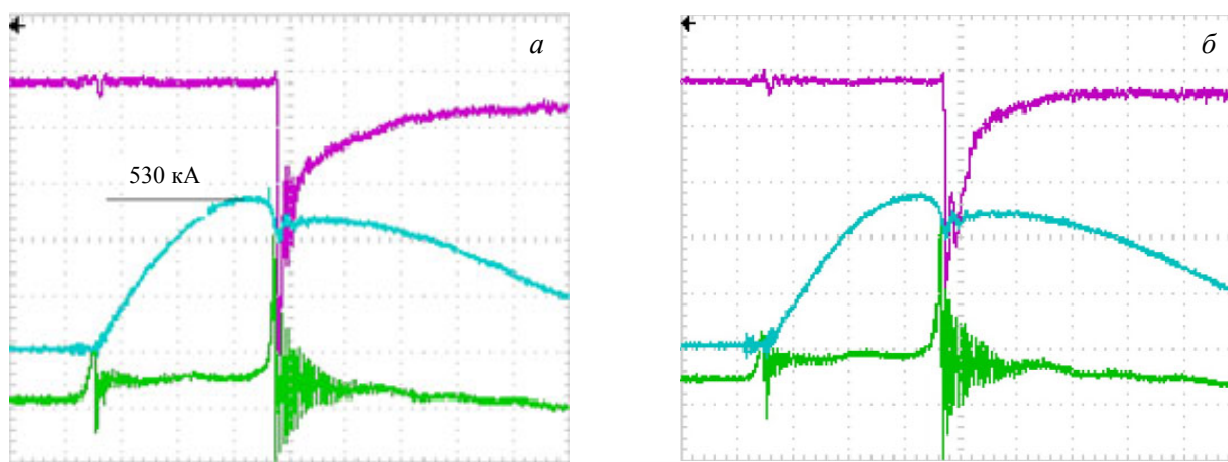


Рис. 12. Ток, напряжение и сигналы сцинтилляционного датчика (верхний луч): а — разряд на дейтерии № 2.1; б — разряд на гелии с инжекцией дейтерия № 1.3

генерации увеличение Y_n с увеличением плотности инжектированного дейтерия не является показателем. Присутствие небольшого количества инертного газа в смеси с дейтерием могло бы иметь даже положительное влияние на Y_n [1, 10]. По нашему убеждению, даже самые современные методы МГД-расчётов динамики плазмы и диффузионных процессов, используемые в работах [11, 18], в сложной турбулентной картине кумуляции пинча не могут дать достоверных результатов. Очевидно, что для регистрации примесей необходимо использовать спектроскопические методы исследования. Авторы не имели такой возможности, однако грубая картина была выявлена способом, аналогичным использованному в работе [39]. Идентичная серия пусков была проведена при заполнении камеры с обращённой комбинацией газов при обжатии дейтериевой ТПО инжектированного гелия. Данные приведены в табл. 2. Пользуясь идентичной массовой плотностью дейтерия и гелия, все остальные параметры эксперимента, включая параметры инъекции, были сохранены. Как видно из сравнения осциллограмм рис. 12, а, б, при разрядах на гелии и дейтерии в динамике ТПО сохранено макроскопическое подобие.

Т а б л и ц а 2. Серия № 2. Дейтерий + инъекция гелия (29-06-2021)

№ пуска	$P_{\text{кам}}, D_2$, торр	$P_{\text{кл}}, \text{гелий}$, бар (T_3)	Y_n
2.1	0,4	0 (300 мкс)	$2,1 \cdot 10^9$
2.2	0,4	19 (300 мкс)	$7,7 \cdot 10^8$
2.3	0,4	19 (310 мкс)	$2,5 \cdot 10^8$
2.4	0,4	24(310 мкс)	$1,3 \cdot 10^8$

На рис. 13 показан график зависимости выхода нейтронов от давления в объёме клапана в сериях 1 и 2 (см. табл. 1, 2)

При сжатии гелия дейтериевой ТПО с повышением давления гелия до $P_{\text{кл}} = 24$ бар выход нейтронов снизился практически до фонового уровня. Поэтому можно предположить, что в данном случае отсутствует заметное содержание дейтерия в составе пинча. Этот факт в математической трактовке является весомым доказательством «от противного» относительной чистоты плазмы пинча, полученного в первой серии данных экспериментов. Хотя повторим, что окончательное суждение по этому вопросу можно сделать после спектроскопических измерений.

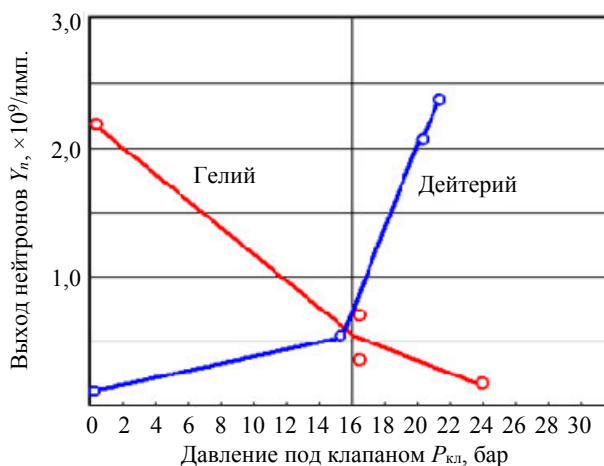


Рис. 13. Нейтронный выход Y_n для пусков в сериях (см. табл. 1, 2): напряжение на батарее 11 кВ; время задержки начала тока относительно старта клапана 300 мкс; показаны инжектированный газ, ТПО из газа другого типа

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Установка ПФ-МОЛ создана для моделирования режимов обжатия газообразного дейтерия оболочками из инертного газа, перспективных для устройств с токами свыше 2 МА [10]. Обеспечена возможность комбинированного заполнения камеры установки рабочим газом. Способ позволяет управлять динамикой образования и разгона ТПО в межэлектродном зазоре, а также потоком истекающей плазмы за его пределами [27]. Согласно поставленной задаче при компоновке установки внимание уделено локализации двух зон с различным газовым наполнением. Импульсный быстродействующий газовый клапан с формирующим соплом находится в непосредственной близости от зоны фокусировки тока, длина газового тракта имеет минимальный размер. Выбор мейзеровской электродной системы с длиной электродов L , превышающих радиус анода R , обусловлен стремлением отделить зону ускорения ТПО от зоны сжатия тока. Здесь, в отличие от системы филипповского типа с $R \gg L$, в фазах процесса ускорения и сжатия токовая оболочка меняет направление движения. Это важно для предотвращения попадания в дейтериевый пинч примесей с поверхности изолятора и, тем более, примеси инертного газа первичной ТПО. В мейзеровской конфигурации ТПО у анода меняет направление движения, утрачивая значительную часть присоединённой массы, которую сжимаемый перед фронтом ТПО и увлекаемый ей нейтраль-

ный газ восполняет её лишь в малой части. Большая часть вещества ускоренной ТПО продолжает движение вдоль оси, покидая электроды, а в радиальное движение вовлекается газ с начальной плотностью заполнения. Ток в связи с малой тепловой скоростью скольжения вещества вдоль поверхности ТПО «прорастает» через этот газ, замыкая токовый контур. Однако при радиальном движении эта часть прорастающей ТПО не успевает набрать достаточную массу. Поэтому, как выяснено ранее [24] и наблюдалось в настоящей работе, здесь легко получить недостаток рабочего вещества. Его можно восполнить дополнительной инжекцией и получить увеличение нейтронного выхода. Это вторичная корректировка согласования действующей величины тока с поступающей в ТПО массой рабочего газа на стадии кумуляции. В системе филипповского типа с радиальным ускорением ТПО такой приём вряд ли может быть полезен. Косвенно это подтверждается результатами экспериментов [25] даже при большом токе $I \sim 3$ МА. В этом случае, успешно защитив изолятор от контакта с током, авторы не получили прироста эмиссии от дополнительной инжекции дейтерия в приосевую зону анода. Кроме того, при большой величине R обычно трудно совместить ось анода (и инжектора газа) с дрейфующей в последовательных пусках осью ТПО. В работе [38] показано, что для анода с большим начальным радиусом углубление или центральное отверстие не только снижает плотность тока на электроде, как показано в [3]. При переходе в углубление ток ТПО, двигающейся вдоль плоскости анода, «прорастает» через газ, присоединяя к ТПО более лёгкую нижнюю часть, формирующуюся из газа с начальной низкой плотностью. Случай сферической конфигурации ПФ является промежуточным, поэтому авторы не взяли бы его оценивать с этой точки зрения, особенно учитывая активно проводимые работы с МГД-моделированием такой конфигурации. Нашей целью было получить пинч исключительно на инжектированном дейтерии, в то время как пробой и формирование ТПО, выполненные на стороннем газе, обеспечивали электродинамическое согласование устройства. Другой аспект эффекта увеличения нейтронного выхода при инжекции плотной струи высокого давления — это создание существенно более плотной газовой мишени для генерируемого пучка дейтронов, что отмечалось в [10] и экспериментально наблюдалось в [39] и других исследованиях.

В данной статье приведено описание установки и диагностических средств. Описано предварительное знакомство с работой установки. Дана краткая информация о проведённых расчётах газодинамики заполнения камеры в различных вариантах. В том числе приведены данные расчёта инжекции дейтерия в среду инертного газа при разделении зон заполнения. Результаты использованы в последующих экспериментах, а соответствующие расчёты актуальны для перспективных сильноточных устройств ПФ. Описаны эксперименты и измерения магнитными зондами динамики ТПО, оценены скорости её продольного движения, относительная доля (85%) полного тока, собираемого на торце анода. Это позволило восстановить форму токовой оболочки, которая сильно наклонена относительно поверхности катода. Возможно, это связано с прижатием нейтрального газа к сплошной стенке катода. С непрозрачностью катода связана и форма сигналов магнитных зондов с острым пиком на переднем фронте сигнала. Он не отражает структуру ТПО, так как в противном случае пришлось бы предположить существование в оболочке подслоя с обратным направлением тока. Заметим, что при использовании стержневых катодов (отсутствие металлической стенки) таких явлений не наблюдается. Магнитные зонды на аноде показали аксиально-симметричную форму ТПО на радиусе схождения 60 мм. Определены оптимальные режимы генерации нейтронов при стационарном режиме заполнения, а затем в комбинированном режиме. Результаты подтвердили преимущество последнего. Аналогично результатам работы [24] получено увеличение нейтронного выхода. В наших опытах Y_n увеличился с $4,5 \cdot 10^9$ до $1,2 \cdot 10^{10}$ при токе 750 кА. Получено удвоение выхода с превышением значений по скейлингу по энергии, приводимому в [34], и токовому скейлингу [28], которые дают расчётные величины $7,2 \cdot 10^9$ и $8,1 \cdot 10^9$.

Важная составляющая данной работы — полученные результаты при работе с двумя различными газами. Фотосъёмка начальной стадии пробоя подтвердила наличие азимутальной однородности образования ТПО. Проведено обжатие инжектированного дейтерия гелиевой ТПО в режиме максимальных токов до 530 кА. Получена зависимость нейтронного выхода от давления в импульсном клапане при максимальном результате $Y_n = 2,2 \cdot 10^9$. Такая величина Y_n соответствует разрядам на чистом дейтерии при стационарном заполнении камеры. При этом очевидно, что механизм генерации нейтронов имеет пучковый характер, слабо реагирующий на присутствие примесей в пинче. Результат генерации нейтронов аналогичен ранее полученному в [39] с обжатием дейтерия неоновой ТПО. Наличие или отсутствие

примесей в дейтериевом пинче, имеющее критическое значение для генерации в перспективе термоядерных нейтронов, грубо проверено в опытах с перестановкой газов при идентичных режимах разрядов. Показано, что количество вещества дейтериевой ТПО, попадающего в зону кумуляции гелия, не способно спровоцировать появление ускорительных дейтронов и снижает Y_n до фонового уровня. В этой части результаты резко отличны от [39], где нейтронный выход практически не реагировал на инъекцию неона внутри дейтериевой ТПО. Авторы объясняли это возможной диффузией дейтерия в инжектированный неон при относительно большой задержке $T_z = 2$ мс и относительно малом давлении в клапане $P_{кл} = 1,5 \cdot 10^5$ Па. Существенное различие в плотности частиц Ne и He, а также давления в потоках инжектированного газа, вероятно, может объяснить несоответствие полученных результатов с [39]. Мы использовали возможности компоновки, быстродействие и расширенный диапазон параметров устройства инъекции. Всё же результат этих тестов имеет предварительный характер. Для получения определённого ответа на вопрос о чистоте плазмы пинча планируется проведение спектроскопических измерений.

ВЫВОДЫ

Построена и введена в рабочий режим установка ПФ-МОЛ с рабочим током 750 кА и временем разряда 7,5—8,0 мкс. В режиме стационарного наполнения дейтерием установка генерирует за импульс нейтронный поток $Y_n = 5 \cdot 10^9$. Комбинированный (стационарный и импульсный) напуск газа позволяет получить удвоение величины нейтронного потока $Y_n = 1,2 \cdot 10^{10}$. Магнитозондовые измерения показали, что ТПО ускоряется, прижимаясь к аноду, и при сохранении азимутальной симметрии более 85% величины полного тока сосредотачивается в зоне его вершины радиусом 60 мм. В режиме комбинированного напуска двух разных газов при обжатии дейтерия оболочкой, сформированной из гелия, при токе 530 кА получен выход нейтронов $2,2 \cdot 10^9$. Для определения чистоты дейтериевого пинча выполнены тестовые опыты с обращённой комбинацией газов. При эквивалентных токовых условиях разряда и давлениях газов получено снижение нейтронного выхода до уровня естественного фона. Окончательные данные о поступлении примесей вещества первичной ТПО в плазму фокуса будут получены при спектроскопических измерениях. Результаты экспериментов подтверждают работоспособность концепции формирования тяжёлой ТПО из инертного газа (аргон, ксенон), обжимающей дейтерий, с возможным усилением термоядерного механизма генерации нейтронов при токах, превышающих 2—3 МА в плазменном фокусе.

Авторы выражают благодарность инженерам А.Г. Серякову и А.А. Николашину за большой труд при механических и сборочных работах, позволивших создать установку и обеспечить техническое сопровождение экспериментальных работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Filippov N.V., Filippova T.I., Vinogradov V.P.** Dense, high-temperature plasma in a noncylindrical Z-pinch compression — Nuclear Fusion, 1962, Part 2, p. 577—587.
2. **Mather J.V.** Formation of a high-density deuterium plasma focus. — Physics of Fluids, 1965, vol. 8, № 2, p. 366—377.
3. **Филиппов Н.В.** Обзор экспериментальных работ, выполненных в ИАЭ им. И.В. Курчатова, по исследованию плазменного фокуса. — Физика плазмы, 1983, т. 9, вып. 1, с. 25—44.
4. **Bruzzone Bilbao H., Nikulin V.Ya., Rager J.-P.** Plasma dynamics during neutron production in the Frascati 1 MJ plasma focus device. — Internal Report of Centro di Frascati., 1980, № 80.11.
5. **Завьялов Н.В., Маслов В.В., Румянцев В.Г., Дроздов И.Ю., Ершов Д.А., Коркин Д.С., Молодцев Д.А., Смердов В.И., Фалин А.П., Юхимчук А.А.** Источник с выходом 10^{13} ДТ-нейтронов на основе сферической камеры с плазменным фокусом. — Физика плазмы, 2013, т. 39, № 3, с. 276—280.
6. **Кис В., Деккер Г., Сидельников Ю.В. и др.** Стабильный пинч в установке плазменный фокус Speed 2. — Письма в ЖТФ, 1999, т. 25, вып. 20, с. 5—11.
7. **Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Койдан В.С.** Динамика структуры токнесущей плазменной оболочки плазмофокусного разряда. — Физика плазмы, 2011, т. 37, № 9, с. 797—810.
8. **Krokhin O.N., Nikulin V.Ya. et al.** The upgraded plasma focus installation FLORA — the installation TULIP. — J. of Technical Physics, 1999, vol. XL, № 1 (Warszawa).
9. **Dubinov A.I.E., Fomicheva E.I., Senilov L.A.** Research with plasma foci in countries of Asia, Africa, and Latin America. — Reviews of Modern Plasma Physics, 2020, vol. 4, p. 6; <https://doi.org/10.1007/s41614-020-0041-1>.

10. Крауз В.И. Плазменный фокус. Высокоэнергичная плазмодинамика. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. — М.: ЯНУС-К, Серия Б, т. IX-2, с. 152—195.
11. Гаранин С.Ф., Мамышев В.И. Двумерное МГД-моделирование работы плазменного фокуса с учётом ускорительного механизма генерации нейтронов. — Физика плазмы, 2008, т. 34, № 8, с. 695—706.
12. Вихрев В.В., Брагинский С.И. Динамика Z-пинча. — В сб.: Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1980, т. 10, с. 243—312.
13. Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rosanova G.A. Development of sausage-type instability in a pinch plasma volume. — Nuclear Fusion, 1993, vol. 33, № 2, p. 311.
14. Брагинский С.И., Вихрев В.В. Образование волокнистой структуры токовой оболочки в мощном импульсном разряде. — Теплофизика высоких температур, 1976, т. 14, с. 254.
15. Дьяченко В.П., Имшенник В.С. Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса Z-пинча. — В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 8. — М.: Атомиздат, 1974, с. 164.
16. Zucker G., Bostick W., Long J. et al. — Nuclear Instruments and Methods, 1970, vol. 145, p. 185.
17. Гаранин С.Ф., Мамышев В.В. Отрывающие прианодные течения в замагниченной плазме. — Физика плазмы, 1990, вып. 10, с. 1218—1225.
18. Гаранин С.Г., Долинский В.Ю. МГД-моделирование физических процессов в сферических камерах с плазменным фокусом. — Там же, 2020, т. 46, № 10, с. 890—903.
19. Ивановский А.В., Калинычев А.Е., Карпов Г.В. Метод улучшения начальной азимутальной однородности токовой оболочки в устройствах с плазменным фокусом. — Там же, 2021, т. 47, № 2, с. 109—116.
20. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. — М.: Гос. Изд-во физико-математической литературы, 1963.
21. Аретов Г.Н., Васильев В.И., Лотоцкий А.П., Скворцов Ю.В. Параметры струи азотной плазмы сильнотокового импульсного ускорителя. — ЖТФ, 1973, т. XLIII, № 11, с. 2324—2331.
22. Аретов Г.Н., Васильев В.И., Хамидуллин Ф.Р. — ПТЭ, 1972, № 3, с. 219.
23. Salukvadze R.G., Khautiev E.Yu., Reshetnjak N.G., Mialton V.V., Krauz V.I., Batenyuk A.A., Chkhaidze A.Ch. Optimization of Initial gas distribution in a plasma focus discharge. — In: 14th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. Madrid, 1987, Contrib. Pap. pt. 2, p. 530.
24. Stanislawski J., Baranowski J., Sadowsky M., Zebrowski J. Investigation of plasma focus discharges in the PF-360 facility with additional D₂ gas puffed targets. — Nucleonika, 2001, 46 (Supplement 1), S73—S75.
25. Baktin V.P., Skvortsov Yu.V., Umrikhin N.M. MJ capacitive energy store matching with dynamics load at PUMA installation. — Plasma Devices and Operations, 1992, vol. 2, p. 141—153.
26. Мокеев А.Н. Экспериментальное исследование динамики плазменной оболочки в Z-пинчах. Дисс. к.ф.-м.н. — М.: РНЦ «Курчатовский институт», 1998. 137 с.
27. Войтенко Д.А., Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Басилая А.Д., Марколия А.И., Митрофанов К.Н., Мяслон В.В., Тимошенко А.П., Харрасов А.М., Крауз В.И. Исследование плазменных потоков, генерируемых в плазмафокусном разряде при различных режимах напуска рабочего газа. — Физика плазмы, 2017, т. 43, № 12, с. 967—982.
28. Lee S., Saw S.H. Scaling laws for plasma focus machines from numerical experiments. — Energy Power Eng., 2010, vol. 2, p. 65. <https://doi.org/10.4236/epe.2010.21010>.
29. Лотоцкий А.П., Грабовский Е.В., Вихрев В.В., Додулад Э.И., Крылов М.К., Ефремов Н.М., Сулимин Ю.Н., Шишлов А.О., Предкова Е.И., Фролов А.Ю., Лукин В.В. Динамика токовой оболочки самосжимающегося плазменного разряда при внешней инжекции газовых струй. — В сб.: XLVII Межд. Звенигородская конф. по физике плазмы. Сборник тезисов докладов. Москва, Звенигород, 2020, с. 113.
30. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Кубеш П., Шольц М., Падух М., Зелинска Е. — Физика плазмы, 2014, т. 40, № 8, с. 721, doi: 10.7868/S0367292114070075.
31. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. — М.: Физматлит, 2001. 608 с.
32. Kurganov A., Tadmor E. New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection-diffusion equations. — J. of Computational Physics, 2000, vol. 160, p. 241—282.
33. Kraposhin M., Bovtrikova A., Strijhak S. Adaptation of Kurganov—Tadmor numerical scheme for applying in combination with the PISO method in numerical simulation of flows in a wide range of Mach numbers. — Procedia Computer Science, 2015, vol. 66, p. 43—52.
34. Sholtz M. Plasma Focus. Translation Based on the Dissertation Entitled «Plasma-Focus and Controlled Nuclear Fusion». ISBN 978-83-63542-24-5. Published by the Institute of Nuclear Physics. PAN, Krakow, 2014; ISBN 978-83-63542-56-6.
35. Ahmada S., Qayyuma A., Hassanb M., Zakaullah M. Comparative study of x-ray emission from plasma focus relative to different preionization schemes ISSN 1063-780X. — Plasma Physics Reports, 2017, vol. 43, № 7, p. 749—755.
36. Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Vichrev V.V., Fadeev V.M. On the mechanism of the current sheath structure formation in the plasma focus discharge. — In: Proc. XXIV ICPG. Warsaw, Poland, July 11—16, 1999, Contrib. Pap., vol. 5, P-461, p. 89—90.
37. Никулин В.Я. Сильноточный разряд типа плазменный фокус. — Физические процессы и применения в технологиях. Дисс. д.ф.-м.н. — М.: ФИАН, 2007. 210 с.
38. Лотоцкий А.П. Физические механизмы при выводе энергии индуктивных накопителей в мощных импульсных системах. — Дисс. д.ф.-м.н. — М.: ОИВТ РАН, 2000. 315 с.
39. Kubes P., Paduch M., Cikhardt J., Cikhardtova B., Rezac K., Klir D., Kravarik J., Kortanek J., Zielińska E. Investigation of compression of puffing neon by deuterium current and plasma sheath in plasma focus discharge. — Phys. Plasmas, 2015, vol. 22, p. 062705.



Евгений Валентинович Грабовский, директор отделения. к. техн. н., лауреат Государственной премии РФ; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
angara@trinit

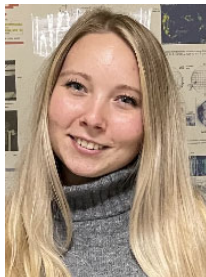


Александр Николаевич Грибов, начальник лаборатории; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
gribov@trinit.ru



Михаил Константинович Крылов, с.н.с., к. техн. н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
krylov@m@trinit.ru

Николай Михайлович Ефремов, д. техн. н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
nefremov@uriniti.ru



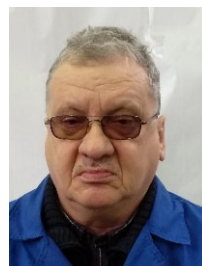
Мария Владимировна Ильичева, инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
ilichevamv@trinit.ru



Алексей Павлович Лотоцкий, начальник лаборатории, д.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
lototskiy@trinit.ru



Ян Николаевич Лаухин, научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
lau@trinit.ru



Юрий Николаевич Сулимин, ведущий инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Дмитрий Германович Панфилов, инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
panfilov@trinit.ru

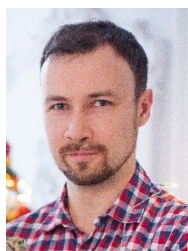
Елизавета Игоревна Предкова, инженер 1 категории; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Александр Олегович Шишлов, м.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Георгий Николаевич Хомутильников, инженер-конструктор; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



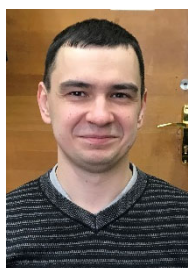
Эмиль Игоревич Додулад, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия



Эдуард Яковлевич Школьников, заведующий кафедрой, д.ф.-м.н.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
eyshkolnikov@mephi.ru



Владимир Владимирович Лукин, к.ф.-м., с.н.с.; Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва 125047, Мусковская пл. 4, Россия



Алексей Юрьевич Фролов, м.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
alexeyfrolov92@yandex.ru



Виктор Викторович Вихрев, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
vikhrev@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.
После доработки 14 июля 2021 г.
Принята к публикации 21 декабря 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45,
вып. 1, с. 119—134.