

**УСКОРИТЕЛИ  
ПЛАЗМЫ**

УДК 533.95

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ  
КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ  
МАГНИТОПЛАЗМЕННЫМ АНАЛОГОМ СОПЛА ЛАВАЛЯ  
В КОМПРЕССИОННОМ И УСКОРИТЕЛЬНОМ РЕЖИМАХ**

© 2019 г. И. Е. Гаркуша<sup>a, b</sup>, Д. Г. Соляков<sup>a, b, \*</sup>, В. В. Чеботарев<sup>a</sup>, В. А. Махлай<sup>a, b</sup>, Н. В. Кулик<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,  
Институт физики плазмы, Харьков, Украина

<sup>b</sup>Национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

\* e-mail: [solyakov@ipp.kharkov.ua](mailto:solyakov@ipp.kharkov.ua)

Поступила в редакцию 13.08.2018 г.

После доработки 28.08.2018 г.

Принята в печать 28.08.2018 г.

Подводится итог многолетним исследованиям мощных квазистационарных ускорительных и компрессионных систем, канал которых является магнитоплазменным аналогом сопла Лавалья. Описаны двухступенчатые квазистационарные плазменные ускорители, канал которых образован как стержневыми электродами, так и сложными магнитоплазменными трансформерами. Приводятся результаты экспериментальных исследований работы ускорительных и компрессионных систем. Показано, что в оптимальных режимах работы, определяемых тщательным выбором начальных условий и условий на границах канала плазмодинамических устройств, удается получить потоки плазмы с параметрами, близкими к теоретическому пределу для данных экспериментальных условий. Были достигнуты уникальные, по своей совокупности, параметры генерируемых потоков, в частности, плотность ускоренных потоков до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> при максимальной скорости  $(4-4.2) \times 10^7$  см/с, а плотность компрессионных потоков в области сжатия до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> при температуре плазмы 60–100 эВ. Полное энергосодержание ускоренного потока составило 0.9–0.95 МДж при к.п.д. ускорительного канала 0.8–0.9. Время генерации ускоренных потоков достигало 150–200 времен пролета частицы вдоль канала плазмодинамического устройства, а время существования области компрессии составило 20–30 времен пролета.

DOI: 10.1134/S0367292119010050

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования мощных сильноточных квазистационарных плазмодинамических систем начались в Харьковском физико-техническом институте в середине 80-х годов прошлого века в рамках всесоюзной кооперации ряда крупных исследовательских институтов. Кооперация организовывалась для решения фундаментальной задачи физики плазмы — создания мощного квазистационарного плазменного ускорителя. Автором концепции квазистационарного ускорения плазмы, методов и способов ее реализации и настоящим “локомотивом” этих работ являлся А.И. Морозов. В кооперацию входили ИАЭ им. И.В. Курчатова, ИПМ им. М.В. Келдыша, ХФТИ, Институт физики НАН Беларуси, Троицкий филиал ИАЭ (впоследствии ТРИНИТИ), МВТУ им. Н.Э. Баумана, Московский авиационный институт, НИИЭФА и ряд других. Непосредственное научное руководство работой ко-

операции и проводившимися исследованиями осуществлял А.И. Морозов. Мы с теплотой вспоминаем регулярные встречи участников кооперации в его кабинете, жаркие и порой напряженные обсуждения результатов и общую радость, когда представлялись интересные результаты. Возглавлял кооперацию президент Академии наук СССР А.П. Александров.

За прошедшие годы в ХФТИ было создано несколько уникальных плазменных ускорителей, не имеющих аналогов в мире. Проведены систематические экспериментальные исследования основных свойств течения плазмы в профилированных каналах двухступенчатых плазменных ускорителей, изучены параметры генерируемых плазменных потоков. Получены регулярные квазистационарные течения плазмы, а время генерации превысило 100 времен пролета частицы вдоль ускорительного канала. Достигнуты уникальные, по своей совокупности, параметры генерируемых

потоков, в частности, плотность ускоренных потоков до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> при максимальной скорости до  $(4-4.2) \times 10^7$  см/с, а плотность компрессионных потоков в области сжатия до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> и температура плазмы 60–100 эВ. Полное энергосодержание ускоренного потока составило 0.9–0.95 МДж при к.п.д. ускорительного канала 0.8–0.9. Время генерации ускоренных потоков достигало 150–200 времен пролета частицы вдоль канала плазмодинамического устройства, а время существования области компрессии составило 20–30 времен пролета. Потоки плазмы с такими параметрами оказались востребованными в термоядерных исследованиях, например, при моделировании воздействия на различные материалы мощных потоков плазмы при срыве тока в токамаках, стойкости диверторных пластин, получении ЭУФ-излучения и в других приложениях.

Научное наследие А.И. Морозова огромное. В рамках настоящей публикации невозможно упомянуть все его ключевые работы, посвященные плазмодинамике в целом и квазистационарным ускорителям в частности. Поэтому мы ссылаемся лишь на ряд основополагающих работ и публикации, имеющие обзорный характер.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ТЕРМИНЫ

Целью многолетних исследований были экспериментальная реализация квазистационарного течения плазмы в профилированных каналах плазмодинамических устройств и получение плазменных потоков с параметрами, близкими к их теоретическому пределу для данных экспериментальных условий.

Максимальные значения скорости генерации потока для ускорительного режима и максимальной плотности для компрессионного режима работы плазмодинамического устройства можно оценить, см., например, [1–5], из уравнения Бернулли

$$\frac{v^2}{2} + \int \frac{dP}{\rho} + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const} \equiv U,$$

где  $\int \frac{dP}{\rho} \equiv i(\rho)$  – энтальпия плазмы,  $P$  – давление плазмы, а  $\rho$  – ее плотность. Поскольку на входе в канал начальная скорость плазмы  $v_0$  и энтальпия плазмы  $i_0$  достаточно малы, то постоянная Бернулли  $U \approx H_0^2/4\pi\rho_0$ . Это означает, что в первый момент времени на входе в систему (при  $z = 0$ ) вся энергия потока сосредоточена в магнитном поле. С течением времени, по мере формирования плазменного потока (при  $z > 0$ ), энергия магнитного поля может перейти либо в кинетическую энергию ( $H_0^2/4\pi\rho_0 \rightarrow v^2/2$ ), либо в энтальпию

плазмы ( $H_0^2/4\pi\rho_0 \rightarrow i(\rho)$ ). Первый режим получил название “чисто ускорительного”, а второй – “чисто компрессионного”.

Для чисто ускорительного режима на выходе из плазмодинамической системы максимально достижимое значение скорости истечения плазмы из ускорительного канала составляет  $v_{\text{max}} = \sqrt{2}C_{A0}$ , где  $C_{A0} = H_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$  – альфвеновская скорость плазмы на входе в канал ( $z = 0$ ).

В случае чисто компрессионного режима максимально достижимая степень сжатия плазмы называется равной  $\rho_{\text{max}}/\rho_0 = [(\gamma - 1)C_{A0}^2/C_{T0}^2]^{\frac{2}{\gamma-1}}$ , где  $C_{T0}$  – скорость звука,  $\gamma$  – показатель политропы.

Канал плазмодинамического устройства должен иметь разный профиль для реализации ускорительного или компрессионного режимов работы. Как следует из уравнения Бернулли, для получения ускорительного режима работы ширина трубки потока и ее средний радиус должны увеличиваться вдоль потока, а в случае компрессионного режима уменьшаться.

Основные требования к конструкции квазистационарного плазмодинамического устройства [5] сформулированы на основе многолетних теоретических и численных исследований течения плазмы в профилированных каналах, см. [2, 6–14]. Толчком к углубленному теоретическому и численному анализу течения плазмы послужили экспериментальные исследования работы магнито-плазменных компрессоров, проводимых под руководством А.И. Морозова, см., например, [15–24].

Кратко эти требования можно сформулировать следующим образом [5, 25–27]: 1) переход в режим переноса тока ионами в межэлектродном промежутке, что влечет за собой кардинальное изменение самих электродов, в частности, анодная поверхность должна инжектировать ионы в канал, а катодная поверхность эмитировать электроны для компенсации объемного заряда токонесущих ионов; 2) все твердотельные элементы канала должны быть защищены магнитным полем от контакта с ускоряемым высокоэнергетичным потоком плазмы; 3) пространственно должны быть разделены область ионизации рабочего газа и зона ускорения полученной плазмы.

Условия на входе в канал и на его границах плазмодинамического устройства определяются условиями эксперимента. В частности, величиной разрядного тока, интегральным массового расхода, радиальным распределением плотности плазмы во входном сечении и вдоль магнито-плазменных электродов, величиной и направлением магнитного поля, экранирующего твердотельные элементы конструкции ускорителя от контакта с плазменным потоком, и рядом других факторов.

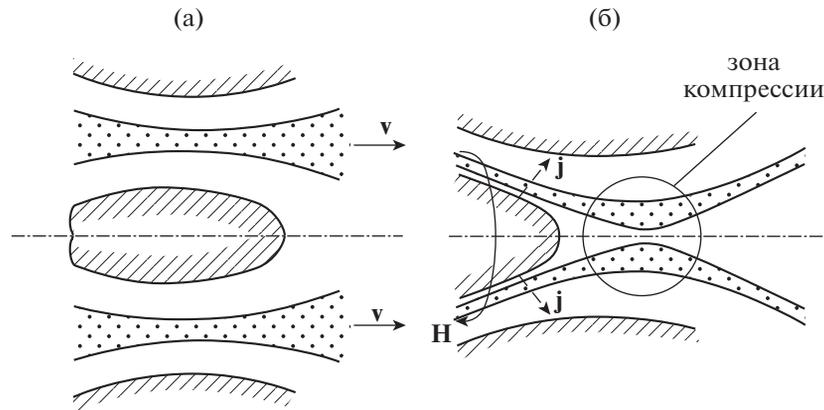


Рис. 1. Форма канала для получения ускорительного (а) и компрессионного (б) режимов течения плазмы.

Под квазистационарным режимом работы мы будем понимать такой режим, при котором время генерации потока, определенное из временной зависимости скорости для ускорительного режима или из временной зависимости плотности в области сжатия при компрессионном режиме будет существенно, в 10–100 раз, превышать время пролета частицы вдоль канала плазмодинамического устройства.

Говоря о высокоэнергетичных плазменных потоках, мы ставим своей целью получить плазменные потоки с полным энергосодержанием ускоренного потока 1 МДж или энергией 1 Дж в  $1 \text{ см}^3$  для компрессионного потока.

Под “регулярным течением плазмы” мы понимаем такое течение плазмы в профилированном канале, при котором ток между электродами протекает преимущественно в радиальном направлении и отсутствуют приэлектродные скачки потенциала.

Нетрудно оценить величины скорости и плотности для начальных условий, типичных для проведенных экспериментальных исследований. В частности, для квазистационарного ускорителя (КСПУ) при величине разрядного тока 500 кА, среднем радиусе анода (внешнего электрода) 25 см и средней величине плотности во входном сечении  $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  максимальная скорость истечения водородной плазмы составляет  $2.7 \times 10^7 \text{ см/с}$ . Плотность аргоновой плазмы в зоне сжатия в компрессионном режиме работы магнито-плазменного компрессора (МПК) при величине разрядного тока 400 кА, среднем радиусе канала МПК 4 см достигает  $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при этом максимальная степень сжатия 200–300.

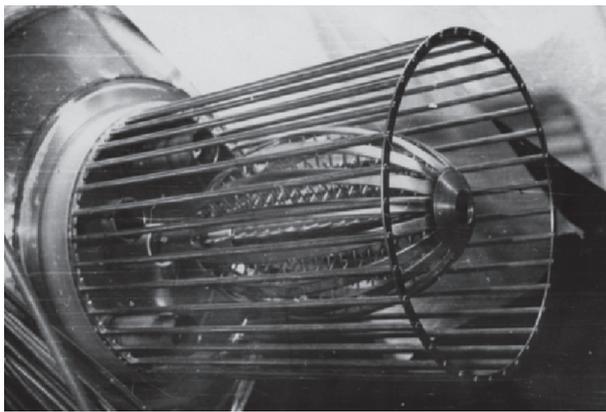
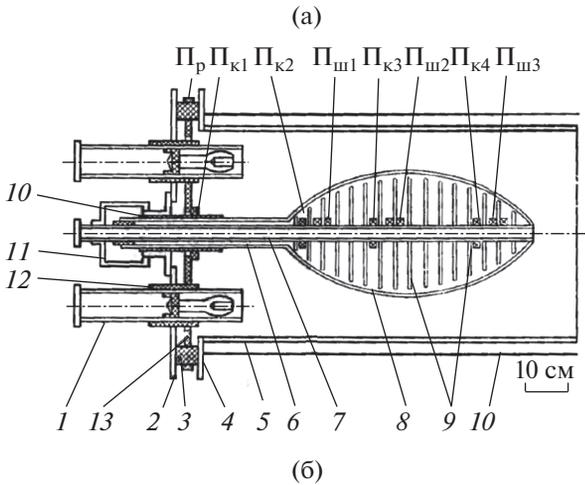
### 3. УСКОРИТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА

Наиболее простой способ реализации основных требований к конструкции квазистационарного плазмодинамического устройства —

основной ускорительный канал, образованный стержневыми электродами [28–30]. Такой двухступенчатый ускоритель (КСПУ П-50, рис. 2а) создан в Харькове, и интенсивные эксперименты были начаты в 1986 г. Общий вид электродной системы КСПУ П-50 показан на рис 2б.

Основной ускорительный канал образован стержневым цилиндрическим анодом (внешний электрод) и стержневым профилированным катодом (внутренний электрод). Диаметр анода 50 см, а длина 80 см, максимальный диаметр профилированной части катода составлял 32 см, длина 60 см. В качестве первой ступени использовались четыре относительно маломощных плазменных ускорителя (входная ионизационная камера — ВИК) с цилиндрическим анодом диаметром 8 см. Каждый ВИК имел импульсный электродинамический клапан для инъекции нейтрального газа в разрядный промежуток. Энергопитание всех элементов ускорителя осуществлялось от емкостных независимых накопителей. Разрядный ток в основном ускорительном канале достигал 400 кА. Ускоритель помещался в вакуумную камеру диаметром 100 см и длиной 400 см. В ряде экспериментов для предотвращения свободного растекания рабочего газа за пределы анода на него устанавливался внешний диэлектрический экран. Расстояние между стержнями анода и внешним экраном составляло 3 см.

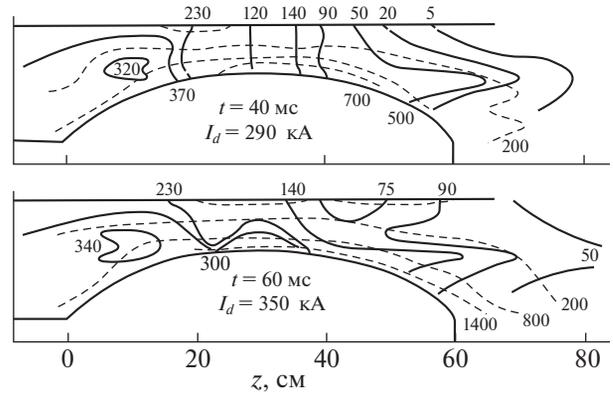
Ускоритель работал следующим образом. Первыми включались импульсные клапаны, и нейтральный газ начинал заполнять разрядный промежуток каждого ВИКа и вытекать в основной ускорительный канал, заполняя межэлектродный промежуток и пространство между стержнями анода и внешним диэлектрическим экраном. Через определенный промежуток времени задержки  $t_1$  поджигались разряды в элементах первой ступени, и предварительно подготовленная плазма начинала поступать в основной ускорительный канал. Через время задержки  $t_2$  относительно начала разрядов в ВИКах инициировался



**Рис. 2.** а) — Схема КСПУ П-50. 1 — ВИКи, 2 — торцевой фланец, 3 — кольцевой изолятор, 4 — анодный фланец, 5 — стержни анода, 6 — внешняя катодная труба, 7 — внутренняя катодная труба, 8 — ламели катода, формирующие ускорительный канал, 9 — токоприемные острийные катоды — шпильки, 10 — изолятор катодного трансформера, 11 — токоподводы, 12 — изолятор ВИКов, 13 — диэлектрическая дисковая вставка, 14 — внешний диэлектрический экран.  $R_c$ ,  $R_p$ ,  $R_s$  — пояса Роговского, измеряющие электрические токи протекающие в полости катодного трансформера, разрядный ток и токи по токоприемным шпилькам соответственно; б) — общий вид электродной системы.

разряд в основном ускорительном канале. Меняя время задержек  $t_1$  и  $t_2$ , изменяли условия на границах канала, в частности, на анодной и катодной поверхностях. Плотность и скорость предварительно приготовленной плазмы, генерируемой ВИКами во входном сечении основного канала, определялась массовым расходом (напуском рабочего газа) и разрядным током в каждом ВИКе.

Основное внимание в экспериментах уделялось исследованию зависимостей пространственных распределений тока и потенциала в межэлектродном промежутке от условий на границах канала. Нужно отметить, что на момент начала исследований локальных характеристик течения



**Рис. 3.** Пространственные распределения тока и потенциала в ускорительном канале КСПУ со стержневыми электродами (сплошные — линии равного тока, штриховые — линии равного потенциала) в разные моменты времени.

плазмы в таких сложных плазодинамических системах у нас практически отсутствовал экспериментальный опыт выбора режимов работы ускорителя. Поэтому первые измерения были проведены фактически в “первом попавшемся” режиме, и основным критерием выбора режима служили интегральные характеристики генерируемого потока. Результат оказался весьма плачевным: ток в канале протекал практически параллельно электродам, а около их поверхности формировались значительные скачки потенциала. По прошествии нескольких лет после появления первых результатов измерений, А.И. Морозов признался, что они вызвали у него настоящий шок: “я увидел совершенно не то, что ожидал”. Понадобилось несколько лет напряженной работы, прежде чем появилось понимание влияния времен задержек, интегрального напуска газа, тока в элементах первой ступени и т.д. на качество течения плазмы в канале ускорителя.

В конечном итоге экспериментально было установлено [31], что качество течения плазмы в ускорительном канале существенным образом зависит от условий на его границах. Пространственные распределения тока и потенциала между электродами в канале КСПУ П-50 в оптимальном режиме работы представлены на рис. 3.

Как хорошо видно из приведенных данных, разрядный ток течет преимущественно в радиальном направлении в течение первых 40–50 мкс после начала разряда. В дальнейшем с течением времени линии тока начинают скользить вдоль поверхности электродов. В плазме начинают формироваться вихри электрического тока — как во входной части ускорительного канала, так и опертые на электроды. Длительность регулярного течения плазмы, когда ток протекает преимущественно в радиальном направлении, а в приэлек-

тродных областях отсутствуют скачки потенциала, составляет 20–30 мкс, что соответствует 2–4 временам пролета частицы вдоль ускорительного канала. В неоптимальных режимах работы ускорителя, например, без внешнего экрана, когда уменьшалась подача ионов со стороны анода для поддержания режима ионного токопереноса, длительность регулярной стадии течения плазмы уменьшалась до 10 мкс, или она вообще не наблюдалась.

Наблюдалось развитие двух различных типов вихрей электрического тока в канале ускорителя: первый во входной части ускорительного канала, а второй – “опертый” на поверхность катода. Природа этих вихрей тока различна. Было установлено, что пространство между первой ступенью и входом в основную ускорительный канал эквипотенциально. Это означает, что плазменные потоки, генерируемые входными ионизационными камерами, практически не движутся и не достигают основного ускорительного канала. В этом случае кинетическая энергия отдельных потоков плазмы, генерируемых ВИКами, трансформируется частично в энергию магнитного поля вихрей тока и частично в тепловую энергии плазмы. Электронная температура в области вихрей тока оценивалась из вольт-амперной характеристики двойного электрического зонда. Установлено, что в области вихря тока температура находится на уровне 10–30 эВ, в то время как во всем остальном потоке электронная температура не превышает величины 2–3 эВ.

Вихри электрического тока, опертые на поверхность электродов, имеют другую природу. В процессе формирования плазменного потока (первые 10–15 мкс от начала разряда) узкий прикатодный слой плазмы толщиной 5–10 мм оказывается не эквипотенциальным. Возникает составляющая электрического поля, тангенциальная к поверхности центрального электрода. Таким образом, в скрещенных тангенциальном электрическом и собственном азимутальном магнитном полях возникают условия для дрейфа плазмы внутрь катодной полости. При этом в течение короткого промежутка времени плотность плазмы в катодной полости возрастает до  $(2-3) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , при том что в межэлектродном промежутке плотность плазмы не превышает  $(1-2) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (рис. 4).

После завершения периода установления течения, после 10–15 мкс от начала разряда, прикатодный слой плазмы становится эквипотенциальным, исчезает тангенциальная составляющая электрического поля и прекращается дрейф плазмы из межэлектродного промежутка в катодную полость. Накопившаяся в катодной полости плазма начинает вытекать в ускорительный канал

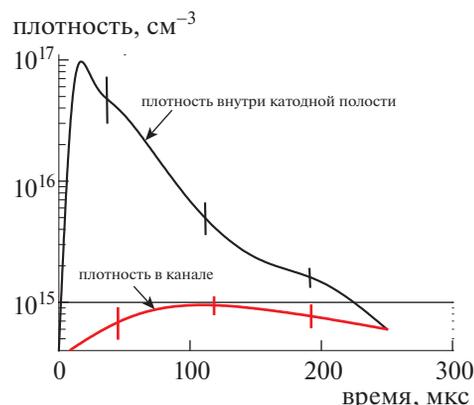


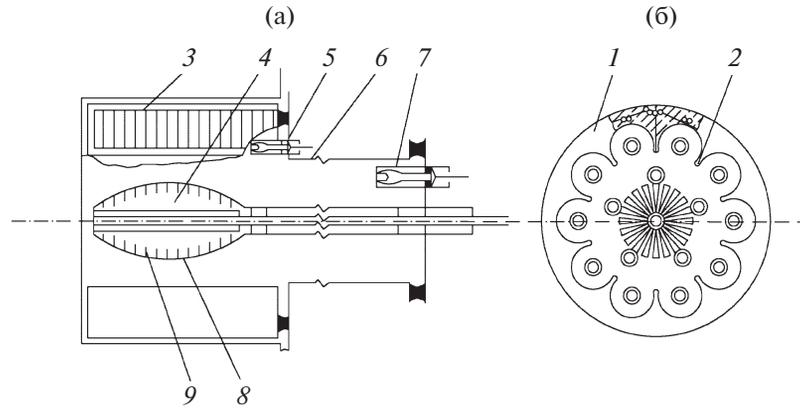
Рис. 4. Временные зависимости плотности плазмы в ускорительном канале и внутри катодной полости.

вместе с замороженным в нее магнитным полем, формируя вихри электрического тока, опертые на поверхность центрального электрода.

Важным, в первую очередь с точки зрения применения квазистационарных потоков плазмы, является количество примесей в потоке. Исследования примесного состава потока проводились с использованием углеситалловых собирающих зондов с последующим анализом осадка методом обратного ядерного рассеяния. Экспериментально показано, что основной примесью в потоке является медь, материал электродов. Количество меди в потоке не превышает 0.1% от количества протонов, что указывает на эффективную работу диверторного канала.

Экспериментальные данные, полученные в результате проведенных исследований течения плазмы в профилированном канале двухступенчатого плазменного ускорителя, образованном стержневыми электродами, позволили сделать несколько важных выводов: 1) в принципе возможно получение регулярного течения плазмы в профилированном канале двухступенчатого плазменного ускорителя; 2) длительность регулярного течения плазмы в значительной степени определяется условиями на границах канала; 3) для получения регулярного квазистационарного течения плазмы в продолжение нескольких десятков или сотен времен пролета частицы вдоль ускорительного канала необходимо иметь возможность независимым образом управлять условиями на каждой границе канала [32].

Очевидно, что в простом варианте плазменного ускорителя, канал которого образован стержневыми электродами, работающими в самосогласованном режиме, невозможно обеспечить независимое управление условиями на каждой границе канала.



**Рис. 5.** а) – Вид КСПУ X-50 в разрезе; б) – вид КСПУ X-50 со стороны выхода. 1 – экран анодного трансформера; 2 – замыкающий электрод; 3 – галеты анодного трансформера; 4 – катодный трансформер; 5 – анодные ионизационные камеры; 6 – дрейфовый канал; 7 – входные ионизационные камеры; 8 – профилированные стержни катодного трансформера; 9 – острые эмиттеры электронов.

#### 4. ПОЛНОБЛОЧНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ КСПУ X-50 С МАГНИТОПЛАЗМЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ-ТРАНСФОРМЕРАМИ

В середине 90-х гг. в ХФТИ был создан полноблочный квазистационарный плазменный ускоритель КСПУ X-50, в конструкции которого были предусмотрены возможности независимого управления условиями на каждой границе канала [33]. Схема полноблочного КСПУ с активными электродами-трансформерами представлена на рис. 5. Ускорительный канал сформирован активным анодным трансформером длиной 80 см и средним диаметром магнитной эмитирующей поверхности 50 см. Анодный трансформер содержит 10 анодных ионизационных камер (АИК). Каждый АИК является маломощным плазменным ускорителем со сплошными электродами. Плазменные потоки, генерируемые АИКами, распространяются вдоль анодного трансформера и обеспечивают подачу ионов со стороны анодной поверхности в основной ускорительный канал для поддержания режима ионного токопереноса. Анодный трансформер включает в себя независимую магнитную систему, формирующую магнитную эмитирующую поверхность с 10-ю вытянутыми вдоль оси ускорителя линиями нулевого магнитного поля, вдоль которых распространяются плазменные потоки, генерируемые АИКами. Максимальный диаметр профилированной части катодного трансформера, состоящей из 20 полых трубок, внутри которых проложены проводники, составляющие магнитную систему, равен 32 см, а длина – 60 см. Магнитная система катодного трансформера формирует магнитное поле, которое защищает элементы конструкции от контакта с высокоэнергетичным плазменным потоком. Кроме этого, магнитное поле должно препятствовать дрей-

фу плазмы из канала в катодную полость на стадии установления разряда. Первая ступень ускорителя состоит из 5 входных ионизационных камер. Первая и вторая ступени ускорителя разделены дрейфовым каналом длиной 60 см. Все системы ускорителя питаются от емкостных накопителей с полным энергосодержанием 4 МДж. Ускоритель был установлен в вакуумную камеру диаметром 1.5 м и длиной 10 м. Рабочий газ – водород подавался в каждую анодную и каждую входную ионизационные камеры с помощью независимых импульсных клапанов.

Было установлено, что параметры течения плазмы существенным образом зависят от режимов работы всех вспомогательных элементов ускорителя, к которым относятся, в частности:

- входные ионизационные камеры (5 ВИКов), массовый расход, разрядный ток, время задержки начала разряда;

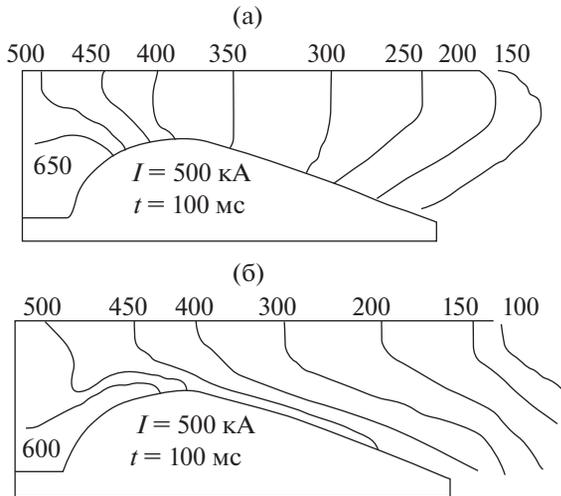
- анодные ионизационные камеры (10 АИКов), массовый расход, разрядный ток, время задержки начала разряда;

- величина тока в магнитной системе анодного трансформера;

- величина и направление тока в магнитной системе катодного трансформера.

Основные результаты исследования работы полноблочного квазистационарного плазменного ускорителя описаны в [34–39].

На рис. 6а представлены пространственные распределения тока в ускорительном канале полноблочного КСПУ в оптимальном режиме работы всех активных элементов ускорителя для момента времени 100 мкс от начала разряда. Разрядный ток протекает преимущественно в радиальном направлении между анодным и катодным трансформерами в течение 200–250 мкс. Если хотя бы один активный элемент ускорителя работа-

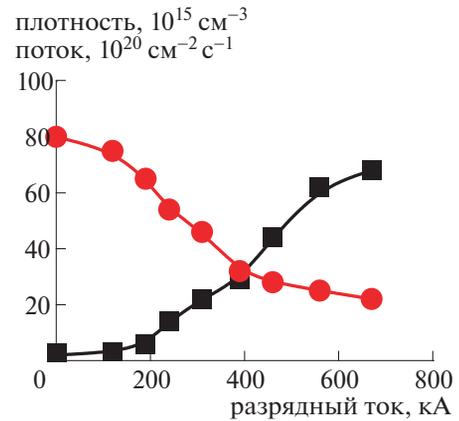


**Рис. 6.** Пространственные распределения токов в ускорительном канале КСПУ с магнито-плазменными электродами-трансформерами: а) – в оптимальном режиме работы; б) – в режиме работы с выключенной магнитной системой катодного трансформера.

ет в неоптимальном режиме, то регулярного течения плазмы в ускорительном канале не наблюдается. Например, если выключить ток в магнитной системе катодного трансформера, и при этом появляется возможность плазме дрейфовать в катодную полость, то разрядный ток начинает скользить вдоль поверхности центрального электрода с образованием, в более поздние моменты времени, вихрей электрического тока, опертых на его поверхность (рис. 6б).

В экспериментах, проведенных на упрощенной модели КСПУ со стержневыми электродами, обнаружено, что во входной части основного ускорительного канала генерируется вихрь электрического тока. Было высказано предположение, что причиной возникновения этого вихря тока является торможение потоков плазмы, генерируемых элементами первой ступени. Конструкция упрощенной модели КСПУ не позволяла провести детальные исследования процессов, происходящих в пространстве между первой и второй ступенями. Возможность изучить движение дискретных потоков плазмы в дрейфовом канале появилась в полноблочном ускорителе.

На рис. 7 приведены зависимости плотности плазмы  $n$  и потока плазмы  $nv$ , измеренные в дрейфовом канале как функции разрядного тока в основном ускорительном канале. Оказалось, что плотность возрастает, а величина потока уменьшается при увеличении разрядного тока, другими словами, при увеличении собственного азимутального магнитного поля. Собственное азимутальное магнитное поле является поперечным для каждого ВИКа в отдельности. Таким образом, было подтверждено предположение о том,



**Рис. 7.** Зависимости плотности  $n$  и потока плазмы  $nv$  в дрейфовом канале КСПУ X-50 от величины разрядного тока в основном ускорительном канале.

что потоки плазмы, генерируемые элементами первой ступени, тормозятся в объеме дрейфового канала.

Были выполнены измерения пространственных распределений плотности плазмы и потенциала во всем объеме дрейфовой камеры. Оказалось, что практически весь объем дрейфовой камеры эквипотенциален, а плазма просачивается в основной ускорительный канал только лишь в очень тонком слое (порядка 1–2 см) вблизи стенки дрейфовой камеры. В этом случае радиальное распределение плотности плазмы не соответствует теоретической зависимости  $n \propto 1/r^2$ . Такая зависимость плотности плазмы от радиуса требуется для обеспечения изомагнитности течения.

Был предложен и реализован оригинальный метод коррекции радиального распределения плотности плазмы в дрейфовом канале. Данный метод основан на создании в объеме дрейфового канала силы Ампера с помощью дополнительного корректирующего разряда. Принцип создания объемной силы пояснен на рис. 8. Было предложено пропустить ток от независимого источника питания между стенкой дрейфовой камеры и центральными электродами каждой входной ионизационной камеры. Ток корректирующего разряда совместно с собственным азимутальным магнитным полем создадут силу Ампера, которая не только прижимает дискретные плазменные потоки к оси системы, но и ускоряет их в направлении основного канала.

Показано, что включение корректирующего разряда при прочих равных условиях приводит к уменьшению разрядного напряжения и скорости генерируемого потока. Оба эти экспериментальных факта указывают на увеличение общей ускоряемой массы потока. Радиальное распределение

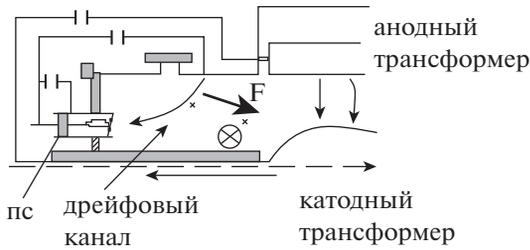


Рис. 8. Принципиальная схема формирования дополнительной силы Ампера в дрейфовом канале.

плазмы в дрейфовом канале при этом приблизительно к теоретической зависимости  $n \propto 1/r^2$ .

Влияние корректирующего разряда, а следовательно, и зависимости плотности плазмы от радиуса, на пространственное распределение токов в основном ускорительном канале показано на рис. 9. Видно, что во входном сечении основного ускорительного канала полностью вихрь электрического тока отсутствует.

Таким образом, по результатам проведенных исследований можно сделать основной вывод: в профилированном канале двухступенчатого полноблочного квазистационарного плазменного ускорителя удастся реализовать регулярное течение плазмы при полном отсутствии вихрей электрического тока. Длительность стадии регулярно течения определяется условиями на границах канала, в частности, на анодной и катодной поверхности, во входном сечении, и достигает 200–250 мкс.

Емкостные накопители, как правило, используются в качестве источника питания плазменных ускорителей различных типов. Это означает, что разрядный ток, протекающий в ускорительном канале, существенно зависит от времени и представляет собой затухающую синусоиду. Мы говорим о стационарном (квазистационарном) течении плазмы. Поэтому представляло определенное интерес формирование импульса тока, который бы слабо изменялся во времени в течение нескольких сотен микросекунд. Система энергопитания КСПУ X-50 позволяла это осуществить. Конденсаторная батарея, питающая основной разряд, состоит из 6 секций, каждая из которых могла включаться в различные моменты времени. Изменяя время включения каждой секции друг относительно друга, удалось сформировать импульс разрядного тока (рис. 10), который очень слабо изменялся в течение 250–300 мкс. На рисунке хорошо видно, что на осциллограмме напряжения на электродах присутствуют отдельные пики, соответствующие моментам включения отдельных секций емкостного накопителя. Важно отметить, что на осциллограмме радиальной ком-

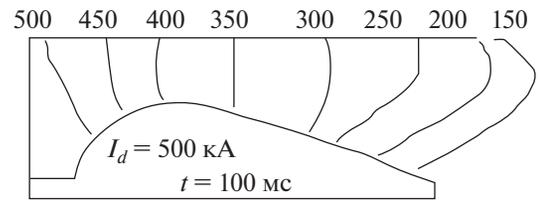


Рис. 9. Пространственное распределение тока в канале КСПУ с дополнительным корректирующим разрядом.

поненты электрического поля, измеренной в критическом сечении канала на среднем радиусе, отсутствуют какие либо пики, а сама зависимость  $E_r(t)$  очень хорошо повторяет зависимость разрядного тока от времени. Электрическое поле в потоке плазмы описывается уравнением  $\mathbf{E} = -\frac{\nabla P_e}{en} + \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{\mathbf{v}_e \times \mathbf{H}}{c}$ , где  $P_e = nkT_e$  — давление электронной компоненты,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $\sigma$  — проводимость плазмы,  $\mathbf{v}_e$  — скорость электронов,  $\mathbf{H}$  — собственное магнитное поле разрядного тока. При выбранных экспериментальных условиях величина электрического поля, определяемая тепловым членом и омическим сопротивлением плазмы, существенно меньше, чем значение электрического поля, определяемое лоренцовой составляющей  $(\mathbf{v}_e/c) \times \mathbf{H}$ . Это указывает на то, что электрическое поле в канале ускорителя имеет лоренцовскую природу.

Важнейшей характеристикой плазменных потоков, генерируемых КСПУ, является временная зависимость скорости. Как следует из теоретического анализа течения плазмы в профилированных каналах, максимальная скорость истечения определяется выражением  $v_{\max} = \sqrt{2}C_{A0}$  где  $C_{A0}$  — альфвеновская скорость во входном сечении канала. На рис. 11 приведены две зависимости скорости потока плазмы для двух режимов работы

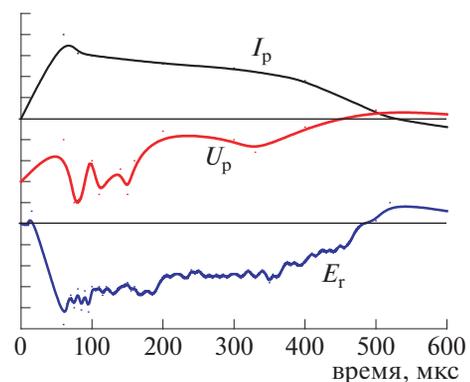
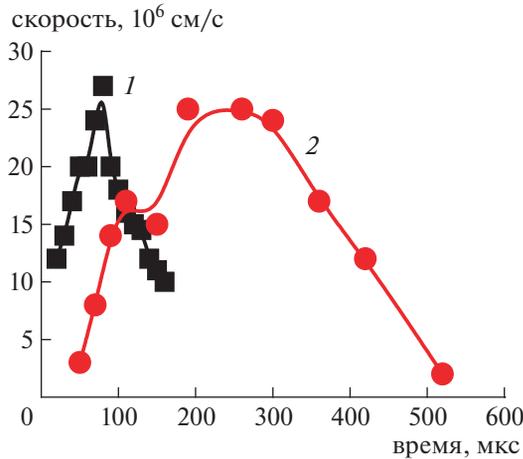


Рис. 10. Временные зависимости разрядного тока  $I_p$ , разрядного напряжения  $U_p$  и радиальной компоненты электрического поля  $E_r$ .

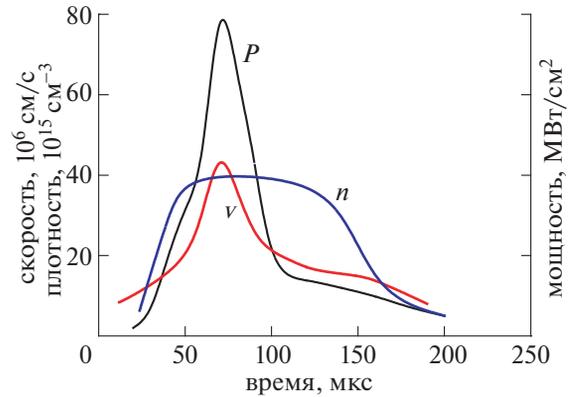


**Рис. 11.** Зависимости скорости от времени. 1 – в режиме короткого импульса; 2 – в режиме программируемого импульса.

ускорителя: 1) короткий импульс с длительностью тока 300 мкс и 2) режим длинного импульса с длительностью разрядного тока 550 мкс. Точками на графике показаны экспериментально измеренные значения скорости потока, а кривые представляют максимальную скорость  $v_{max} = \sqrt{2C_{A0}}$ , рассчитанную на основе экспериментально измеренных значений магнитного поля и плотности плазмы на входе в основной ускорительный канал. Видно, что измеренные зависимости скорости хорошо согласуются с рассчитанными значениями. Таким образом, КСПУ с магнитоплазменными электродами генерирует поток плазмы длительностью 20–30 мкс в режиме короткого импульса, что соответствует 20–30 временам пролета частицы вдоль канала, а в режиме длинного импульса – длительностью 300–350 мкс, что соответствует 100–150 временам пролета частицы вдоль канала.

Пространственные распределения токов и потенциалов дают уникальную возможность исследовать основные свойства течения плазмы в профилированных каналах. Анализ проводился на основе экспериментальных данных. Использовались как дрейфовое приближение, так и двухжидкостная модель в формализме функций потока [3] для пространственных распределений электронных и ионных скоростей, а также для расчета пространственного распределения плотности плазмы. Расчеты показали, что в канале КСПУ реализуется ионный токоперенос. Происходит переход скорости течения плазмы через местную скорость звука в критическом сечении канала [32, 36].

На основе полученных данных можно сделать вывод, что при выборе оптимальных режимов работы всех вспомогательных элементов пол-



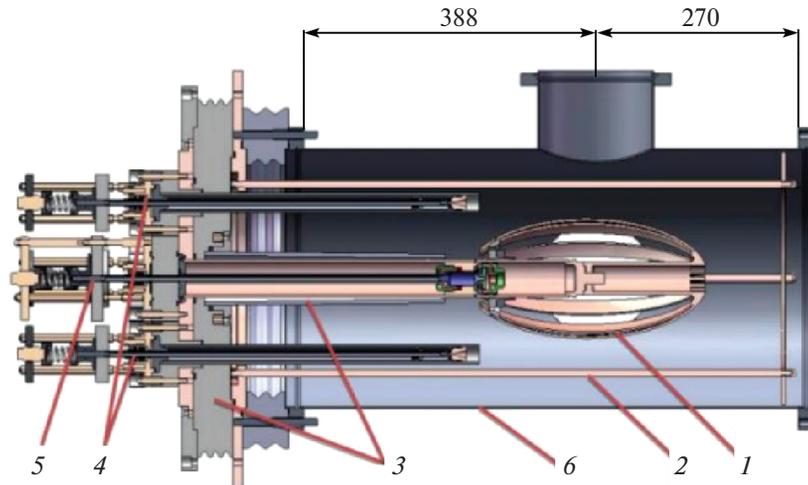
**Рис. 12.** Зависимость от времени плотности, скорости и мощности потока в приосевой области.

ноблочного ускорителя в его основном канале можно реализовать регулярное течение плазмы продолжительностью более чем 100 времен пролета частицы вдоль канала.

Большое внимание уделялось анализу эффективности передачи энергии, введенной в ускорительный канал, в генерируемый поток плазмы, а также изучению временных зависимостей скорости плазмы, плотности и плотности энергии в приосевой части. На рис. 12 приведены временные зависимости плотности и скорости потока, измеренные в одном из режимов работы ускорителя на расстоянии 0.7 м от выхода из канала, и мощность потока. Мощность рассчитывалась по результатам измерений временных зависимостей скорости и плотности потока.

Эффективность передачи энергии, введенной в ускоритель, в энергию потока плазмы рассчитывалась как  $\eta = \frac{2\pi \int_0^R \rho_w(r) r dr}{\int_0^T I_d(t) U_d(t) dt}$ , где  $\rho_w(r)$  – радиальное распределение плотности энергии в потоке, измеренное локальным подвижным калориметром,  $R$  – радиус плазменного потока (в экспериментах измерения проводились вплоть до стенки вакуумной камеры),  $I_d(t)$  и  $U_d(t)$  – временные зависимости разрядного тока и напряжения на электродах,  $T$  – момент времени, когда разрядное напряжение меняет знак.

В оптимальном режиме работы КСПУ X-50 получены потоки плазмы со следующими параметрами: скорость до  $4.2 \times 10^7$  см/с, плотность от  $10^{16}$  до  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>, плотность энергии в приосевой зоне до 5 кДж/см<sup>2</sup> и полное энергосодержание потока 0.9 МДж. Время генерации потока составило 300–350 мкс, что соответствует 100–150 временам пролета частицы вдоль канала. Эффективность ускорительного канала достигала 0.8–0.9.



**Рис. 13.** Электродная система КСПУ-М. 1 – катод; 2 – анод; 3 – изоляторы, 4 – торцевые инжекторы рабочего газа; 5 – радиальный инжектор рабочего газа.

Следующий шаг в программе изучения ускорения плазмы в профилированных каналах был инициирован рядом теоретических и численных исследований, в которых рассматривалось течение плазмы в канале плазмодинамического устройства в присутствии внешнего продольного магнитного поля, например, [3, 40–42]. В этих работах показано, что наложение внешнего продольного магнитного поля может приводить к уменьшению прианодного скачка потенциала и в целом улучшить течение плазмы.

Электродная система созданного в ХФТИ нового экспериментального стенда КСПУ-М [43] приведена на рис. 13.

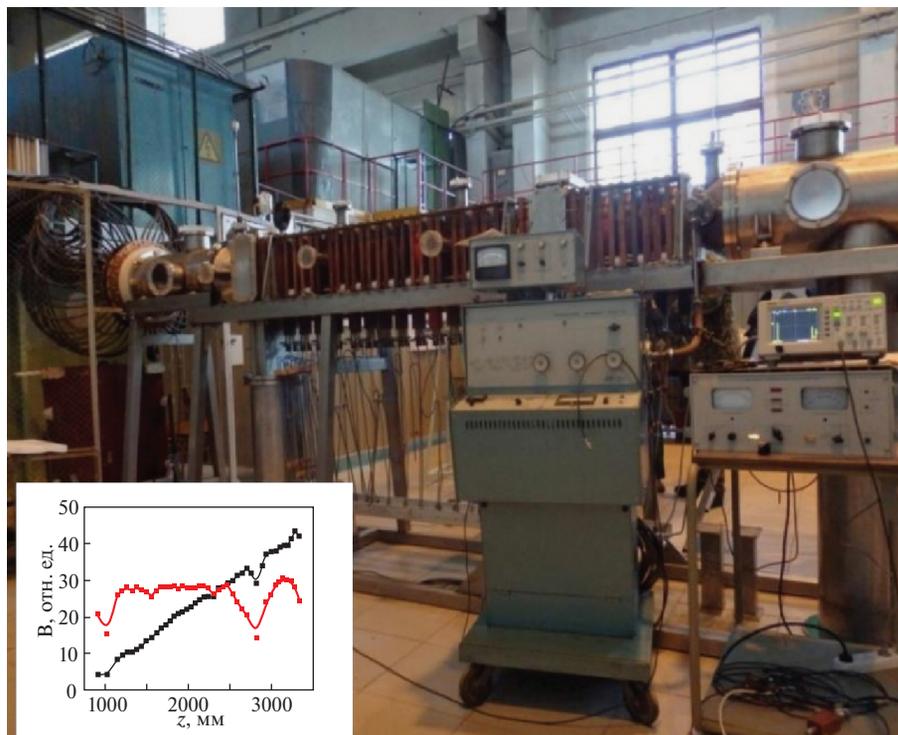
Анод выполнен в виде “белчьего колеса” диаметром 25 см и длиной 73 см. Профилированная часть катод имеет длину 30 см и максимальный диаметр в критическом сечении 16 см. Рабочий газ инжектируется в канал с помощью пяти импульсных газовых клапанов: четырех торцевых и одного радиального, встроенного в катод. Дополнительная инжекция газа в прикатодную область с помощью радиального инжектора газа должна увеличить плотность плазмы в этой области и способствовать формированию радиального распределения плотности, близкого к  $n \propto 1/r^2$ . Система внешнего продольного магнитного поля состоит из 21 катушки с внутренним диаметром 30 см. Предполагается установка катушек Гельмгольца для создания однородного продольного магнитного поля в объеме ускорительного канала. Максимальная величина магнитного поля до 2 Тл. Энергопитание основного разряда осуществляется от емкостного накопителя с напряжением до 40 кВ и полным энергосодержанием до 1.4 МДж.

Общий вид экспериментального стенда КСПУ-М дан на рис. 14, приведены также две зависимости внешнего магнитного поля вдоль оси системы.

В настоящее время проведены первые исследования на КСПУ-М. Первым экспериментальным шагом в изучении любой плазмодинамической системы является анализ зависимостей напряжения на электродах от величины разрядного тока при различных условиях. На рис. 15 приведены две вольт-амперные характеристики разрядов, как в отсутствие, так и при наличии внешнего магнитного поля, при прочих равных экспериментальных условиях. Видно, что при разрядных токах более 270–280 кА разрядное напряжение в присутствии внешнего магнитного поля начинает существенно превышать напряжение в режиме работы без внешнего поля. Напряжение на электродах плазмодинамического устройства является лоренцовским и определяется скоростью течения плазмы. Таким образом, применение внешнего продольного магнитного поля приводит к увеличению скорости генерации при прочих одинаковых экспериментальных условиях.

## 5. КОМПРЕССИОННЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО АНАЛОГА СОПЛА ЛАВАЛЯ

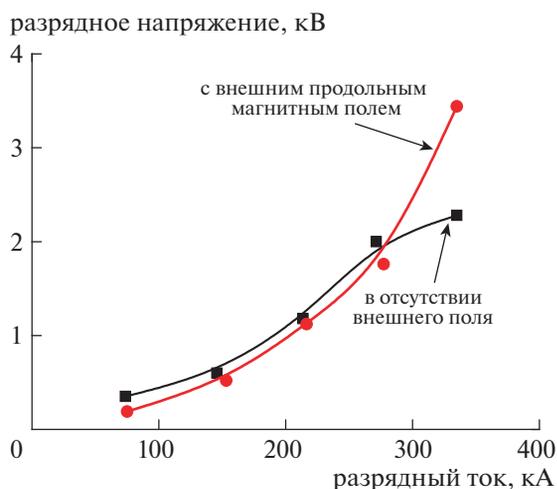
Выше отмечалось, что для реализации компрессионного течения плазмы ширина и средний радиус канала плазмодинамического устройства должны уменьшаться. Экспериментальные исследования компрессионных течений проводились на протяжении многих лет. Был подтвержден сам факт реализации самосжимающихся потоков плазмы [14], накоплен богатый экспери-



**Рис. 14.** Общий вид экспериментального стенда КСПУ-М и два различных распределения внешнего продольного магнитного поля вдоль оси установки.

ментальный материал, который дал толчок дальнейшим теоретическим и численным работам и формированию концепции полноблочных квазистационарных плазменных ускорителей. Схема и общий вид МПК компактной геометрии, разработанного и реализованного в ХФТИ, приведены на рис. 16.

МПК компактной геометрии — это сравнительно небольшая плазменная система с диаметром цилиндрической части анода 8 см и диаметром выходной его части 4 см. Энергопитание разряда осуществляется от емкостного накопителя с максимальным напряжением 25 кВ. Длительность разрядного тока 10 мкс, максимальное значение тока до 600 кА. Основные экспериментальные результаты изложены в [44–48].

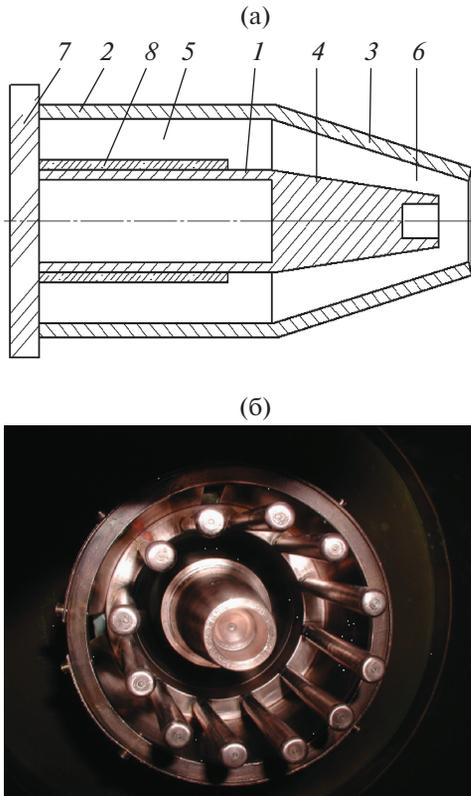


**Рис. 15.** Вольт-амперные характеристики разрядов в КСПУ-М без и в присутствии внешнего магнитного поля.

Обычно в экспериментах режим работы МПК, а следовательно, и параметры генерируемых потоков, изменялись путем варьирования величин разрядного тока и массового расхода. Массовый расход определялся или давлением остаточного газа в вакуумной камере, или количеством газа, напускаемого импульсно с помощью быстродействующего клапана. При такой схеме обеспечения разряда рабочим веществом одновременно изменялись две величины: общая масса ускоряемого потока и количество (концентрация) ускоряемых частиц.

Одна из целей нынешних экспериментальных исследований компрессионных самосжимающихся течений в ХФТИ — изучение основных механизмов формирования зоны сжатия, а также управление положением области компрессии и величины плотности в ней.

Рассматривалось два возможных механизма формирования области компрессии: баллистиче-

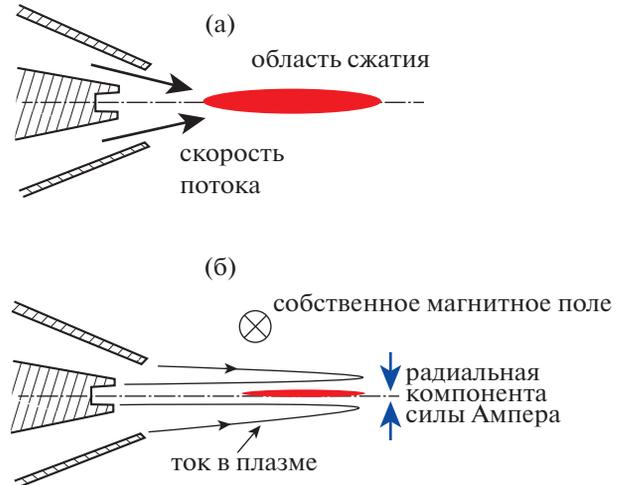


**Рис. 16.** Схема (а) и общий вид МПК (б) компактной геометрии. 1, 2 – цилиндрические части катода и анода; 3, 4 – конические части анода и катода; 5, 6 – цилиндрическая и профилированные части канала; 7 – торцевой фланец; 8 – продольный изолятор.

ский и электромагнитный. В первом случае область уплотнения образуется в результате радиального схлопывания потока и, соответственно, плотность плазмы и размер области компрессии должны определяться скоростью сходящегося к оси потока. Во втором случае зона сжатия формируется под действием электромагнитных сил, возникающих в потоке плазмы. На рис. 17 схематично показаны два возможных механизма образования области компрессии в потоке плазмы, генерируемом МПК.

Скорость вытекания плазмы из канала плазмодинамического устройства имеет следующую зависимость от разрядного тока  $I_p$  и массового расхода:  $v \propto I_p^2 / \dot{m}$ , причем массовый расход  $\dot{m} \propto M_i n_0$ ,  $M_i$  – масса иона,  $n_0$  – начальная концентрация рабочего газа. Плотность плазмы в зоне компрессии, как это следует из уравнения Бернулли,  $n \propto 1/\sqrt{n_0}$ .

В проведенной серии экспериментов были неизменными величины разрядного тока и интегрального массового расхода. Использовались различные рабочие газы, такие как гелий, азот и

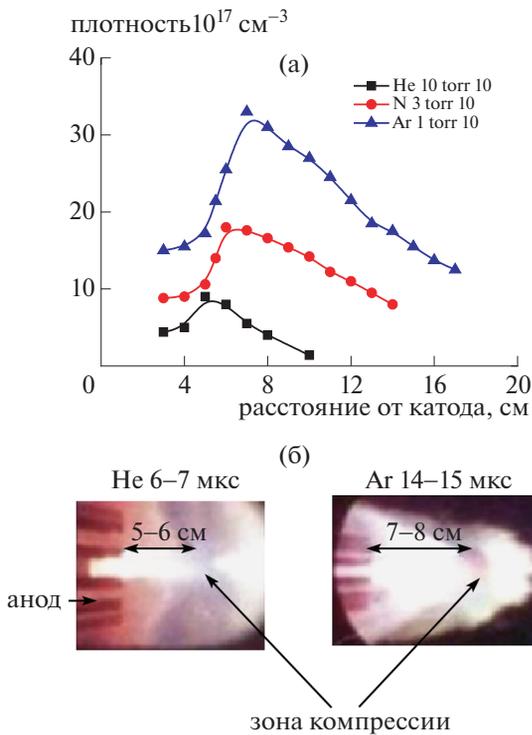


**Рис. 17.** Возможные механизмы формирования области компрессии: а) – баллистический; б) – электромагнитный.

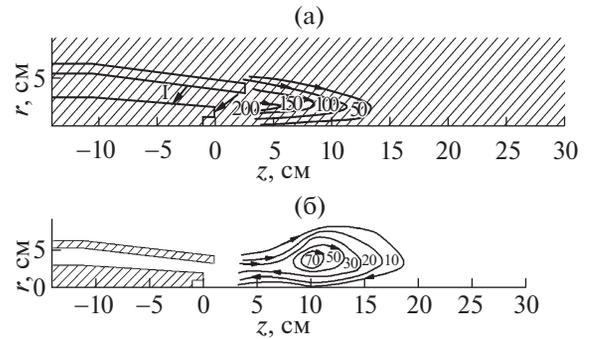
аргон, но при различных давлениях в вакуумной камере. При этом давление выбиралось таким образом, чтобы произведение  $M_i \cdot n_0$  оставалось постоянным, что дало возможность изучить зависимости работы МПК и параметров потоков от начальной концентрации рабочего газа при неизменных величинах разрядного тока и интегрального массового расхода.

Установлено, что вольт-амперные характеристики разрядов, скорость истечения плазмы, измеренная в непосредственной близости (1–3 см) от электродов, а также полное энергосодержание и скорость потока, измеренные на далеком (15–20 см) расстоянии от электродов, практически не зависят от начальной концентрации рабочего газа в вакуумной камере и определяются величинами разрядного тока и общего, интегрального массового расхода. В то же время плазмодинамическая ситуация на расстоянии 5–10 см от среза МПК существенным образом зависит от начальной концентрации. Так, при уменьшении давления с 10 Торр (рабочий газ гелий) до 1 Торр (рабочий газ аргон), а следовательно, при уменьшении начальной концентрации с  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  плотность плазмы в области компрессии возрастает с  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  до  $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Зависимости плотности плазмы вдоль оси потока и мгновенные фотографии потока для трех исследованных режимов работы МПК приведены на рис. 18.

Такая зависимость плотности плазмы в области компрессии от величины начальной концентрации рабочего газа хорошо согласуется с теоретическими оценками. Кроме этого обнаружено, что область компрессии смещается от электродной системы при уменьшении начальной концентрации. Максимальная степень сжатия, до-



**Рис. 18.** Зависимости плотности плазмы вдоль оси потока (а) и мгновенные фотографии плазменного потока (б).



**Рис. 19.** Пространственные распределения токов выноса для разных режимов работы МПК: а) – 10 Торр, гелий; б) – 1 Торр, аргон.

ния, находится на уровне 60–100 эВ. Плотность энергии в приосевой части потока 30–40 Дж/см<sup>3</sup>.

Значительная величина плотности энергии и температуры плазмы в области компрессии делает этот объект привлекательным для использования в качестве источника ЭУФ-излучения. При добавлении ксенона в приосевую часть потока, генерируемого МПК, регистрируется излучение в диапазоне 12.5–15.8 нм. Мощность излучения достигала 16–18 кВт.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Идеи, высказанные А.И. Морозовым, разработанные им модели течения плазмы и концепция мощных квазистационарных плазменных систем за прошедшие годы приобрели форму конкретных работающих экспериментальных плазменных установок. Получены плазменные потоки с параметрами, близкими к теоретическому пределу для имеющихся экспериментальных условий. Плазменные потоки, генерируемые как КСПУ, так и МПК, не имеют аналогов в мире. Именно такое уникальное сочетание плотности, энергии направленного движения, полного энергосодержания и очень низкий уровень примесей делают эти установки востребованными.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И. // ЖТФ. 1957. Т. 32. С. 305.
2. Морозов А.И. // ЖТФ. 1967. Т. 37. С. 2147.
3. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Вопросы теории плазмы. Вып. 8 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974. С. 3.
4. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Элементы динамики потоков в ЭРД. М.: Атомиздат, 1978.
5. Морозов А.И. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 147.
6. Морозов А.И. // Физика плазмы. 1983. Т. 1. С. 179.

стигнутая в настоящих экспериментах, оказалась на уровне 200–300.

Таким образом, показано, что баллистический механизм не является основным механизмом формирования области компрессии, поскольку плотность плазмы в области сжатия существенно изменяется при условии, что скорость генерации потока остается постоянной.

Основное влияние, по нашему мнению, на формирование области компрессии оказывает изменение пространственных распределений токов выноса при изменении начальной концентрации газа. На рис. 19 приведены примеры двух пространственных распределений токов выноса.

Пространственные распределения токов выноса существенно зависит от начальной концентрации. При уменьшении начального давления и, соответственно, начальной концентрации наблюдается формирование вихрей электрического тока и вытеснение магнитного поля из зоны компрессии. Изменяется направление продольной составляющей сила Ампера, что приводит к торможению потока плазмы и формированию зоны сжатия. Время существования области компрессии составило 15–20 мкс, что соответствует 20–30 временам пролета частицы вдоль канала МПК и указывает на квазистационарность. Температура плазмы, оцененная из уравнения баланса давле-

7. *Брушлинский К.В., Морозов А.И.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 8 / Под ред. М.А. Леонтовича. М: Атомиздат, 1974. С. 88.
8. *Брушлинский К.В., Морозов А.И., Палейчик В.В., Савельев В.В.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 531.
9. *Брушлинский К.В., Морозов А.И., Соловьев Л.С.* В кн. Двумерные численные модели плазмы. М., 1979. С. 7.
10. *Брушлинский К.В., Козлов А.Н., Морозов А.И.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 1358.
11. *Брушлинский К.В., Заборов А.М., Козлов А.Н., Морозов А.И.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 147.
12. *Козлов А.Н.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 714.
13. *Брушлинский К.В., Горшенин К.П.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 682.
14. *Морозов А.И., Ковров П.Е., Виноградова А.К.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 7. С. 257.
15. *Виноградова А.К., Ковров П.Е., Морозов А.И., Токарев Л.Г.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 2553.
16. *Берков В.И., Морозов А.И.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 348.
17. *Ковров П.Е., Шубин А.П.* Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, 1974. С. 78.
18. *Виноградова А.К., Морозов А.И.* Там же. С. 103.
19. *Брушлинский К.В., Виноградова А.К., Морозов А.И.* // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 671.
20. *Виноградова А.К., Морозов А.И.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 2495.
21. *Ковров П.Е., Морозов А.И.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 2508.
22. *Асташинский В.М., Баканович Г.И., Минько Л.Я.* // ЖПС. 1980. Т. 33. С. 629.
23. *Асташинский В.М., Баканович Г.И., Костюкевич Е.А., Кузминский А.М., Минько Л.Я.* // ЖПС. 1989. Т. 50. С. 887.
24. *Асташинский В.М., Баканович Г.И., Кузминский А.М., Минько Л.Я.* // ИФЖ. 1992. Т. 2. С. 386.
25. *Морозов А.И.* Радиационная плазмодинамика / Под ред. Ю.С. Протасова. М.: Энергоатомиздат, 1991. Т. 1. С. 157.
26. *Morozov A.I.* // Nucl. Fusion. 1969. Special Suppl. P. 111.
27. *Морозов А.И.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 131.
28. *Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Казаков О.Е., Морозов А.И., Павличенко О.С., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Тиаров М.А., Трубчанинов С.А., Царенко А.В., Чеботарев В.В.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 158.
29. *Белан В.Г., Золотарев С.П., Левашев В.Ф., Майнашев В.С., Морозов А.И., Подковыров В.Л., Скворцов Ю.В.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 176.
30. *Асташинский В.М., Маньковский А.А., Минько Л.Я., Морозов А.И.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 90.
31. *Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Терешин В.И., Царенко А.В., Чеботарев В.В.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 168.
32. *Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Чеботарев В.В.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1385.
33. *Morozov A.I., Shcurov O.A., Pavlichenko O.S., Tereshin V.I., Chebotarev V.V., Volkov Ya.F., Kovalenko V.I., Rulik N.V., Manojlo V.S., Marinin V.V., Solyakov D.G., Staltsov V.V., Tashev Yu. I., Tsupko B.Yu.* // Plasma devices and operations. 1992. V. 2. P. 155.
34. *Tereshin V.I., Morozov A.I., Garkusha I.E., Solyakov D.G., Mitina N.I., Tiarov M.A., Trubchaninov S.A., Chebotarev V.V., Tsarenko A.V.* III-nd German-Russian conf. on electric propulsion and their technical application, Germany, 1994. P. M38.
35. *Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Garkusha V.V., Kulik N.V., Makhlay V.A., Mitina N.I., Solyakov D.G., Tereshin V.I., Trubchaninov S.A., Tsarenko A.V., Wuerz H.* // 23<sup>rd</sup> EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Kiev, 1996. Contrib. papers, part III. P. 1450.
36. *Solyakov D.G., Garkusha I.E., Morozov A.I., Tereshin V.I., Chebotarev V.V.* // III-nd German-Russian conf. on electric propulsion and their technical application, Germany, 1994. P. M32.
37. *Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Чеботарев В.В.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 891.
38. *Tereshin V.I., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Makhlay V.A., Mitina N.I., Morozov A.I., Solyakov D.G., Trubchaninov S.A., Tsarenko A.V., Wuerz H.* // Trans. Fusion Technology. 1999. V. 35. P. 248.
39. *Tereshin V.I., Chebotarev V.V., Solyakov D.G., Garkusha I.E., Makhlay V.A., Trubchaninov S.A., Mitina N.I., Morozov A.I., Tsarenko A.V., Wuerz H.* // Brazilian J. Physics. 2002. V. 32. No. 1. P. 165.
40. *Козлов А.Н.* // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2003. № 4. С. 165.
41. *Козлов А.Н.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 413.
42. *Kozlov A.N.* // J. Plasma Physics. 2008. V. 74. Part 2. P. 261.
43. *Garkusha I.E., Chebotarev V.V., Herashchenko S.S., Makhlay V.A., Kulik N.V., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Staltsov V.V., Shevchuk P.V., Solyakov D.G., Yelisyeyev D.V.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 116011.
44. *Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Solyakov D.G., Tereshin V.I., Trubchaninov S.A., Tsarenko A.V.* // Czech. J. Physics. 2006. V. 56. Suppl. B. P. 335.
45. *Гаркуша И.Е., Терешин В.И., Чеботарев В.В., Соляков Д.Г., Петров Ю.В., Ладыгина М.С., Марченко А.К., Стальцов В.В., Елисейев Д.В.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 1015.
46. *Marchenko A.K., Chebotarev V.V., Ladygina M.S., Garkusha I.E., Petrov Yu.V., Solyakov D.G., Staltsov V.V., Tereshin V.I., Hassanein A.* // Problems of Atomic Science and Technology. 2010. No. 6. P. 94.
47. *Cherednychenko T.N., Garkusha I.E., Chebotarev V.V., Solyakov D.G., Petrov Yu.V., Ladygina M.S., Eliseev D.V., Chuvilo A.A.* // Acta Polytechnica. 2013. V. 53 (2). P. 131.
48. *Соляков Д.Г., Петров Ю.В., Гаркуша И.Е., Чеботарев В.В., Ладыгина М.С., Чередниченко Т.М., Моргалъ Я.И., Кулик Н.В., Стальцов В.В., Елисейев Д.В.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 1099.