

УДК 533.95

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗАХ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ ТИПА ФИЛИППОВА

*С.С. Ананьев, С.В. Суслин, А.М. Харрасов*

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Цель настоящей работы — численное моделирование движения токонесущей плазменной оболочки (ТПО) плазмофокусного разряда на стадии схождения к оси установки, при использовании различных рабочих газов в установке ПФ-3 — плазменном фокусе типа Филиппова. Для расчётов использована одножидкостная магнитогиродинамическая модель с учётом эффекта Холла вблизи электродов. Предложен подход, позволяющий проводить расчёты для различных газов и их смесей без подбора и изменения расчётных коэффициентов. Моделирование движения ТПО находится в хорошем соответствии с экспериментальными результатами для тяжёлых (Ne, Ar) и лёгких (D<sub>2</sub>) газов. Смоделировано влияние добавки тяжёлого газа (Xe) к дейтерию на структуру оболочки и динамику сжатия.

**Ключевые слова:** плазменный фокус, численное моделирование, одножидкостная МГД-модель, эффект Холла, магнитозондовые измерения, электронно-оптические методы диагностики плазмы.

## SIMULATION OF PLASMA SHELL DYNAMICS OF PLASMA-FOCUS DISCHARGE FOR VARIOUS GASES IN THE FILIPPOV-TYPE PLASMA-FOCUS FACILITY

*S.S. Ananyev, S.V. Suslin, A.M. Kharrasov*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The purpose of this work is numerical modeling of the motion of the current carrying plasma shell (CPS) of a plasma-focus discharge at the final stage of radial compression, using various working gases in the PF-3 facility—the Filippov-type plasma focus. For calculations, a single-fluid magnetohydrodynamic model is used with allowance for the Hall-effect near the electrodes. We have proposed an approach that allows calculations for various gases and their mixtures without selection and variation of the design coefficients. The simulation of CPS motion is in good agreement with the experimental results for heavy gases (Ne, Ar) and light gases (D<sub>2</sub>). The effect of adding a heavy gas (Xe) to deuterium on the shell structure and compression dynamics was modeled.

**Key words:** Plasma focus, numerical simulation, one-component MHD model, Hall effect, probe measurements of the magnetic field, electron-optical plasma diagnostics methods.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-3-37-48

### ВВЕДЕНИЕ

Высокий интерес к плазменному фокусу (ПФ) уже более полувека поддерживается благодаря тому, что ПФ-разряд сопровождается интенсивными потоками плазмы, а также широкого спектра излучений: нейтронного, электромагнитного во всём диапазоне от СВЧ до жёсткого рентгена, пучков ионов и электронов. Источником излучения является плотная горячая плазма, характерная для Z-пинчей, формирующаяся при схождении токонесущей плазменной оболочки к оси. В связи с особенностью ПФ-разряда, независимо от геометрии ПФ-системы, ТПО имеет вид воронки, что вызывает нецилиндричность формирования пинча. Наблюдалось, что изменение профиля сходящейся ТПО приводит к различным режимам работы установки с точки зрения эмиссионных характеристик [1]. В работах [2, 3] и более ранних [4] было показано, что форма ТПО в значительной степени определяет условия вытекания плазмы из области пинча/пинчевания, что, в свою очередь, влияет на степень сжатия плазмы, развитие неустойчивостей, генерацию высокоэнергичных пучков заряженных частиц, генерацию рентгеновского излучения и нейтронов. Также профиль и структура оболочки являются существенными для прикладных исследований, в том числе лабораторного моделирования астрофизических процессов [5—7].

В связи с развитием на установке ПФ-3 (в НИИ «Курчатовский институт») экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических джетов [8—13] и исследованием механизмов генерации плазменных потоков, имитирующих астрофизические джеты, крайне важно создать расчётно-теоретическую модель формирования плазменных потоков при сжатии ТПО. Разумно предположить,

что такая модель должна, в первую очередь, корректно воспроизводить процессы движения ТПО и формирования ПФ. Ранее нами было проведено моделирование динамики плазмы в плазменном фокусе типа Филиппова с использованием одножидкостной магнитогидродинамической модели с учётом эффекта Холла вблизи электродов [2] в разрядах на неоне. Несмотря на полученное хорошее соответствие с экспериментальными результатами, оставались вопросы относительно применимости модели для различных газов и необходимости подбора и изменения параметров моделирования.

Поскольку эксперименты проводятся в различных рабочих газах (водород, гелий, дейтерий, неон, аргон) для расширения экспериментальных условий генерации и последующего распространения плазменных потоков в фоновой плазме, это потребовало верификации расчётной модели для различных газов и их смесей (путём сравнения с экспериментальными данными). Основной задачей настоящей работы являлось численное моделирование движения плазменной оболочки на стадии схождения ТПО к оси установки при использовании различных рабочих газов в установке ПФ-3 — плазменном фокусе типа Филиппова.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ МОДЕЛИРОВАНИЯ И МОДИФИКАЦИИ РАСЧЁТНОЙ МОДЕЛИ

Установка ПФ-3 является плазменным фокусом типа Филиппова [14, 15] с плоской геометрией электродов. Изолятор диаметром 90 см отделяет анодный медный диск от корпуса камеры, служащего катодом. Роль промежуточного катода выполняет медный диск диаметром 120 см, расположенный на удалении 10 см от плоскости анода и соединённый с вакуумным корпусом камеры шпильками, равноудалёнными от оси разрядной камеры («беличье колесо»).

В центральной части анода имеется сменная вставка с конусообразным углублением диаметром 8 см и углом наклона  $30^\circ$ , позволяющая увеличить ресурс анода и добиться лучших эмиссионных характеристик разряда. Накопитель имеет батарею с общей ёмкостью 9,2 мФ, максимальное напряжение 25 кВ (используемое зарядное напряжение 8—10 кВ), полная номинальная энергия 2,8 МДж. При текущей геометрии разрядной камеры режимы работы установки оптимизированы на получение высокой степени сжатия плазмы при токе 2—3 МА. Характерное время нарастания тока до максимального значения порядка 10 мкс. Принципиальная схема разрядной камеры показана на рис. 1.

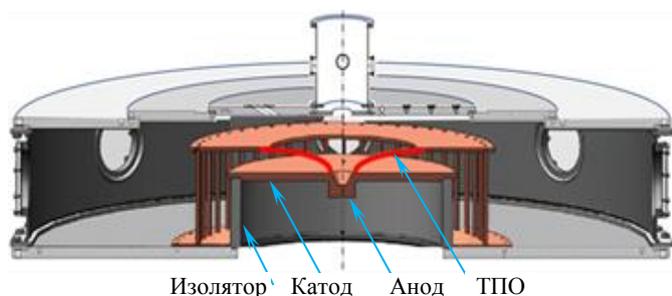


Рис. 1. Схема разрядной камеры с характерной формой токонесящей плазменной оболочки

Результаты моделирования сравнивались с данными магнитозондовых измерений [15—17], полученными с помощью зондов, вводимых через вакуумные вводы на верхней крышке разрядной камеры на расстоянии 2, 16, 36 и 46 см от оси установки на различную высоту от анодного электрода. Расположение зондов позволяло восстановить время и положение ТПО в области выхода с изолятора в направлении катодного электрода и, далее, распространение к оси с изменением нецилиндричности. К сожалению, все зондовые измерения относятся к различным разрядам ПФ-3, однако высокая повторяемость результатов позволяет корректно сравнивать данные и строить обобщённую картину движения ТПО (как делалось в [15, 2]).

В качестве основного диагностического метода, используемого для наблюдения за формированием пинча на финальной стадии сжатия ТПО, на ПФ-3 применяется скоростное фотографирование плазмы в оптическом диапазоне с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП). Кадровый режим осуществляется с помощью импульсного питания от кабельного генератора на основе формирующей линии. Изображение с выхода ЭОП регистрируется цифровой фотоприставкой [9]. Длительность кадра ЭОП на полувысоте 12 нс. Для сравнения получаемых при моделировании результатов с кадровыми изображениями из экспериментов мы использовали приближение, при котором считали, что излучение в видимой области можно сравнивать с квадратом электронной концентрации, проинтегрированным вдоль направления наблюдения ЭОП.

Для численного моделирования разряда в ПФ нами был использован код, подробно описанный в работе [18] и расширенный для учёта эффекта Холла в приэлектродном слое при моделировании разрядов

на Ne [2]. Он реализовывал идеальную одножидкостную двумерную МГД-модель плазменного фокуса (в приближении среднего иона). Учёт эффекта Холла выводит модель за рамки идеальной одножидкостной МГД, так как эффект Холла является следствием движения электронов, а не квазинейтральной плазмы. В связи с тем, что задача создания численной модели, учитывающей эффект Холла во всём объёме разрядной камеры, сложна, в работе [2] мы ограничились построением приближенной модели. Значения коэффициентов, введённых для учёта эффекта Холла, были подобраны эмпирически исходя из косвенных данных — зондовых измерений и электронно-оптических диагностик (для экспериментов с неоном). Целью данной работы является обобщение построенной ранее модели для проведения расчётов с другими рабочими газами без необходимости подбора коэффициентов.

В работе [19] приводится механизм переноса магнитного поля вдоль анода, связанный с эффектом Холла. Этот перенос возникает из-за того, что магнитное поле оказывается замороженным в электронный компонент плазмы. В случае отсутствия электрического тока это равнозначно замороженности в квазинейтральную плазму, так как движение электронов связано с движением ионов. Однако наличие электрического тока означает наличие течения электронов, помимо их движения вместе с ионами. Это течение создаёт дополнительный перенос магнитного поля вдоль линий тока с токовой скоростью электронов  $V_j = \frac{j}{en_e}$ . В случае плазмофокусной установки это означает наличие переноса магнитного поля по

направлению к аноду. В связи с тем, что электронная плотность в материале анода на несколько порядков превышает концентрацию плазмы, на границе анода токовая скорость резко падает, а поток магнитного поля уменьшается. Это приводит к накоплению магнитного поля над поверхностью анодного электрода, что, в свою очередь, искривляет линии тока. Таким образом, перенос магнитного поля за счёт эффекта Холла происходит не только в направлении анода, но и вдоль его поверхности [20].

Токовая скорость электронов зависит от следующих параметров:

$$V_j = \frac{j}{en_e} = \frac{c \operatorname{rot} \mathbf{H}}{4\pi en_e} \sim \frac{cH}{4\pi \Delta_{\text{ТПО}} en_e}, \quad (1)$$

где  $\Delta_{\text{ТПО}}$  — толщина токового слоя, примерно равная толщине скин-слоя в плазме:

$$\Delta_{\text{ТПО}} = \frac{c}{\pi \sqrt{\sigma_0/t}} \sim 0,75 \frac{c \sqrt{\lambda t}}{2\pi} T_e^{3/4}, \quad (2)$$

где  $t$  — время от начала разряда;  $\sigma_0$  — проводимость замагниченной плазмы [21].

Таким образом, при подстановке (2) в формулу (1) получим

$$V_j \sim 0,67 \frac{cHT_e^{3/4}}{en_e \sqrt{\lambda t}}. \quad (3)$$

Отметим, что зависимости скорости переноса магнитного поля от величины его напряжённости для переноса за счёт эффекта Холла и в его отсутствие совпадают ( $\sim H$ ). Поэтому у нас возникло предположение о возможности приближенного вычисления переноса магнитного поля за счёт эффекта Холла, опираясь на гораздо более просто вычисляемый магнитный поток на основе одножидкостной

МГД-модели  $\left( \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \right)$ . В результате оказалось возможным учесть перенос магнитного поля за счёт

эффекта Холла, добавив в МГД-уравнение дополнительный множитель:

$$\frac{\partial B\vartheta}{\partial t} = - \left[ k_x \left( 1 + \frac{k_x^*}{r} \right) + 1 \right] \frac{\partial}{\partial r} (V_r B_\vartheta) - \frac{\partial}{\partial z} (V_r B_\vartheta). \quad (4)$$

Вид коэффициента  $k_x \left( 1 + \frac{k_x^*}{r} \right)$  выбран исходя из того соображения, что по мере уменьшения радиальной координаты токовой оболочки уменьшается и сечение токонесящего слоя  $2\pi r \Delta r$  и, следовательно, возрастает токовая скорость.

Коэффициент  $k_x \left(1 + \frac{k_x^*}{r}\right)$  имеет смысл отношения токовой скорости электронов к скорости смещения оболочки за счёт механизма магнитного поршня (с точностью до множителя, отражающего непараллельность переноса магнитного поля плоскости анода):

$$k_x \left(1 + \frac{k_x^*}{r}\right) = \frac{V_j}{\left(\frac{H}{\sqrt{4\pi\rho_0}}\right)}. \quad (5)$$

В рамках данной работы мы предположили, что для моделирования переноса магнитного поля за счёт эффекта Холла в различных газах достаточно варьировать только коэффициент  $k_x$ . Тогда

$$k_x \sim \frac{V_j}{\frac{H}{\sqrt{4\pi\rho_0}}} \sim \frac{T_e^{3/4}}{n_e} \sqrt{\frac{n_0 m_i}{\lambda \tau}} \sim \frac{E_i^{3/4}}{n_e} \sqrt{\frac{n_0 m_i}{\lambda \tau}}, \quad (6)$$

где  $E_i$  — энергия ионизации для рабочего газа;  $\tau$  — время от начала разряда до образования пинча.

Ранее нам удалось эмпирически подобрать коэффициенты для экспериментов с Ne в качестве рабочего газа [2]. Опираясь на эти результаты и используя выражение (6), можно оценить эти коэффициенты и для других газов. Оценка эффективной концентрации электронов в токовом слое — крайне сложная задача. Поэтому мы предположили, что некоторые параметры в выражении (6) слабо изменяются в рамках одной геометрии установки и могут быть исключены из рассмотрения. Эмпирическим путём установлено, что параметр  $\frac{1}{n_e} \sqrt{\frac{n_0}{\lambda}}$  может быть исключён из выражения (6).

В результате выражение (6) для оценки коэффициента  $k_x$  для одноатомного газа примет вид

$$k_x \sim E_i^{3/4} \sqrt{\frac{m_i}{\tau}}. \quad (7)$$

Данную модель оказалось возможным расширить на случаи использования молекулярных газов, или газовых смесей. Для этого вместо массы иона  $m_i$  в выражении (7) необходимо использовать усреднённую молекулярную массу:

$$k_x \sim E_i^{3/4} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}}, \quad (8)$$

где  $\mu = \frac{\rho_0}{n_0}$  — средняя масса молекул;  $E_i$  — наименьшая энергия ионизации.

Зная величину коэффициента  $k_x$  для неона [2], можно вычислить его и для других газов и газовых смесей:

$$k_x = k_{x, \text{Ne}} \frac{E_i^{3/4}}{E_{i, \text{Ne}}^{3/4}} \sqrt{\frac{\mu \tau_{\text{Ne}}}{\mu_{\text{Ne}} \tau}} = k_{x, \text{Ne}} \frac{E_i^{3/4}}{E_{i, \text{Ne}}^{3/4}} \sqrt{\frac{\mu \tau_{\text{Ne}}}{\mu_{\text{Ne}} \tau}} = 0,03 E_i^{3/4} \sqrt{\frac{\mu \tau_{\text{Ne}}}{\tau}}. \quad (9)$$

Время от начала разряда до возникновения пинча  $\tau_{\text{Ne}}$  можно оценить с помощью расчёта в предположении  $\tau_{\text{Ne}}/\tau = 1$  и далее использовать  $\tau_{\text{Ne}}$ , полученное из этого расчёта.

Таким образом, в эксперименте можно достаточно легко управлять эффектом Холла в случае наполнения разрядной камеры газовой смесью, при этом можно варьировать параметр  $\mu$  в широких пределах, сохраняя параметр  $E_i$  неизменным. Параметром  $\tau$  наоборот управлять довольно сложно, так как он должен отвечать требованиям согласования разряда и, следовательно, в первую очередь зависит от разрядного контура.

Также отметим, что скорость движения переднего фронта ТПО в случае значительного вклада эффекта Холла зависит, в основном, от токовой скорости электронов, т.е. в этом случае плотность фонового газа оказывает малое влияние на временные параметры разряда, важной оказывается только концентрация электронов.

Стоит отметить, что модель, использованная нами в [2], претерпела в текущей редакции некоторые уточняющие изменения. Так, толщина слоя, в котором учитывается эффект Холла, была увеличена с 1 до 3,5 см с пропорциональным уменьшением коэффициентов  $k_x$  и  $k_x^*$ . Таким образом, суммарный поток магнитной энергии, переносимый за счёт эффекта Холла, не изменился, однако соответствие моделируемого профиля ТПО экспериментальным измерениям существенно улучшилось. При выбранной толщине слоя, в котором учитывается эффект Холла, коэффициент  $k_x^* = 1$  для всех газов. Коэффициент  $k_x$  для неона составил 1,40, для аргона — 1,38, для смеси дейтерия с ксеноном — 0,74.

Отметим, что в рамках этой работы мы анализировали разряды с начальным давлением в диапазоне 1—3 торр, так как на установке ПФ-3 именно в этом диапазоне давления проводится большая часть экспериментов. Кроме того, при выходе за пределы этого интервала давления, следует пересмотреть процесс формирования ТПО на поверхности изолятора. Поэтому за пределами диапазона 1—3 торр модель неприменима без внесения корректировок в граничное условие на изоляторе. Однако описанный здесь способ учёта эффекта Холла, по-видимому, может быть использован и в этом случае. Также отметим, что для других установок или если по каким-либо причинам изменится толщина слоя, в котором учитывается эффект Холла, коэффициенты  $k_x$  и  $k_x^*$  снова потребуются находить эмпирически, т.е. путём подбора таких значений этих коэффициентов, при которых достигается наилучшее согласие теории и эксперимента.

### ВЫЧИСЛЕНИЕ ТОКА

Используемый ранее [16] расчётный код не мог обеспечить полного соответствия моделируемого тока экспериментально измеренному. Существенное отличие заключалось в сглаживании спада разрядного тока вблизи момента пинчевания (и отсутствия выраженной особенности на производной тока). На момент создания кода это не являлось проблемой, так как задача моделирования разряда после образования пинча не ставилась, однако с повышением интереса к плазменным струям, формирующимся в плазмофокусном разряде, возникла необходимость в моделировании тока на всех этапах разряда. В работе [2] и в данной статье приводятся графики производной тока, полученные с помощью нового алгоритма численного моделирования.

Для разрядного тока справедливо уравнение

$$U_C + U_{\text{камеры}} - IR_0 - L_0 \frac{dI}{dt} = 0, \quad (10)$$

где  $U_C$  — напряжение заряженной конденсаторной батареи;  $I$  — общий ток разряда;  $R_0$  — сопротивление питающей цепи;  $L_0$  — индуктивность питающей цепи.

Напряжение  $U_{\text{камеры}}$  в общем случае возникает благодаря омическому сопротивлению и индуктивности разряда:

$$U_{\text{камеры}} = IR_{\text{разряда}} + \frac{d(L_{\text{разряда}} I)}{dt}. \quad (11)$$

В работе [16] напряжение на разрядной камере рассчитывалось как интеграл напряжённости электрического поля вдоль изолятора. Причём ввиду использования приближения бесконечной проводимости электрическое поле в модели возникало только за счёт движения магнитного поля, вмороженного в плазменное течение:

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (12)$$

В результате напряжение вычислялось как

$$U_{\text{камеры}} = \int_0^{\tilde{z}_{\text{изолятора}}} v_r B_\theta dz. \quad (13)$$

Однако для установки ПФ-3 область формирования пинча удалена от изолятора на расстояние около 50 см. В МГД-модели распространение магнитного поля сглаживает его резкие перепады и такой метод не позволяет наблюдать особенность производной тока при значительном удалении точки

наблюдения от области пинчевания. Причиной этого эффекта является использование неявной разностной схемы, необходимой для подавления неустойчивости.

Нами был предложен иной подход к вычислению напряжения на камере. Простая оценка показывает, что основной вклад в напряжение разрядной камеры вносит индуктивность разряда [22]. По мере развития разряда разрядная камера накапливает магнитную энергию. Из соотношения накопленной магнитной энергии и общего разрядного тока можно вычислить индуктивность разряда

$$L_{\text{разряда}} = \frac{2W_H}{I^2}. \quad (14)$$

Вообще говоря, индуктивность является геометрической характеристикой токового слоя, поэтому в приближении бессилового магнитного поля легко вычислить  $L_{\text{разряда}}$  следующим образом.

Величина напряжённости бессилового азимутального магнитного поля обратно пропорциональна расстоянию от оси установки:

$$H_{\vartheta} = \frac{I}{2\pi r}. \quad (15)$$

Соответственно плотность энергии такого магнитного поля

$$W_H = \frac{BH}{2} = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r^2}. \quad (16)$$

Тогда энергия магнитного поля, заключённая в разрядной камере:

$$W_H = \int_{V_H} W_H dV, \quad (17)$$

здесь  $V_H$  — объём камеры, содержащей магнитное поле.

Учитывая осевую симметрию, получим

$$W_H = \int_0^{z_{\max}} \int_0^{r_{\max}} \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r^2} \eta(z, r) 2\pi r dr dz = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \int_0^{z_{\max}} \int_0^{r_{\max}} \frac{\eta(z, r)}{r} dr dz, \quad (18)$$

где  $\eta(z, r)$  равно единице при наличии в точке  $(z, r)$  магнитного поля и нулю в случае его отсутствия. Теперь легко вычислить индуктивность разряда

$$L_{\text{разряда}} = \frac{2W_H}{I^2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^{z_{\max}} \int_0^{r_{\max}} \frac{\eta(z, r)}{r} dr dz. \quad (19)$$

Вычисляя таким образом индуктивность разряда, можно использовать совместно с (19) для вычисления напряжения на камере следующее выражение:

$$U_{\text{камеры}} = \frac{dL_{\text{разряда}} I}{dt}. \quad (20)$$

Моделирование показало, что возникновение выраженного отрицательного пика производной разрядного тока вблизи момента пинчевания обеспечивается членом

$I \frac{dL_{\text{разряда}}}{dt}$ . Используя выражение (20) вместо (13),

нам удалось получить существенно большее соответствие результатов моделирования и эксперимента.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Моделирование воспроизводит стадии формирования ПФ, наблюдаемые в экспериментах. На рис. 2 показан полный разрядный ток, полученный численным интегрированием экспериментальной производной тока, и сама производная, а также сигналы тока и производной, полученные при моделировании, для Ar в качестве рабочего газа (1,5 торр,  $U = 8$  кВ).

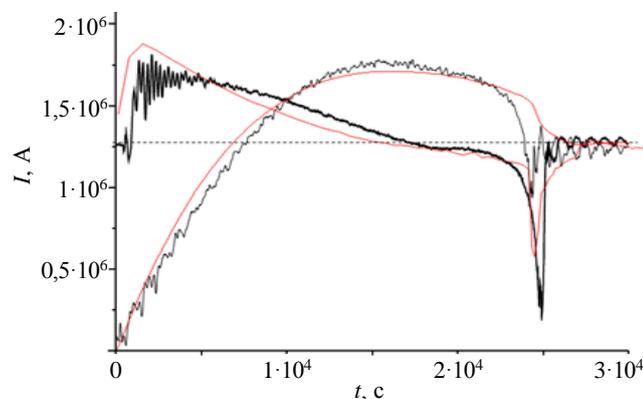


Рис. 2. Полный разрядный ток, полученный численным интегрированием производной тока (чёрные кривые) и модельные сигналы разрядного тока и его производная (красные кривые) для Ar в качестве рабочего газа (1,5 торр,  $U = 8$  кВ)

Наблюдаются схожая динамика для экспериментальных и модельных значений производной и совпадение момента формирования особенности на сигнале производной тока — отрицательного выброса, соответствующего образованию пинча вблизи анодного электрода. На рис. 3 показаны результаты моделирования движения ТПО (и осциллограммы токовых сигналов магнитных зондов при различных положениях зонда) в сравнении с экспериментальными результатами. Фронты ТПО представлены профилями распределения напряжённости магнитного поля (слева от оси на схеме разрядной камеры) и электронной плотности плазмы (справа от оси).

Главным показателем правоты модели является совпадение моментов увеличения сигналов магнитных зондов в эксперименте и при моделировании. Это означает корректное восстановление профиля ТПО в различных областях разрядной камеры. При сравнении динамики профиля ТПО по результатам моделирования с экспериментальными кадровыми изображениями, полученными ЭОП [23], видно хорошее соответствие формы и положения в соответствующие моменты времени (рис. 4).

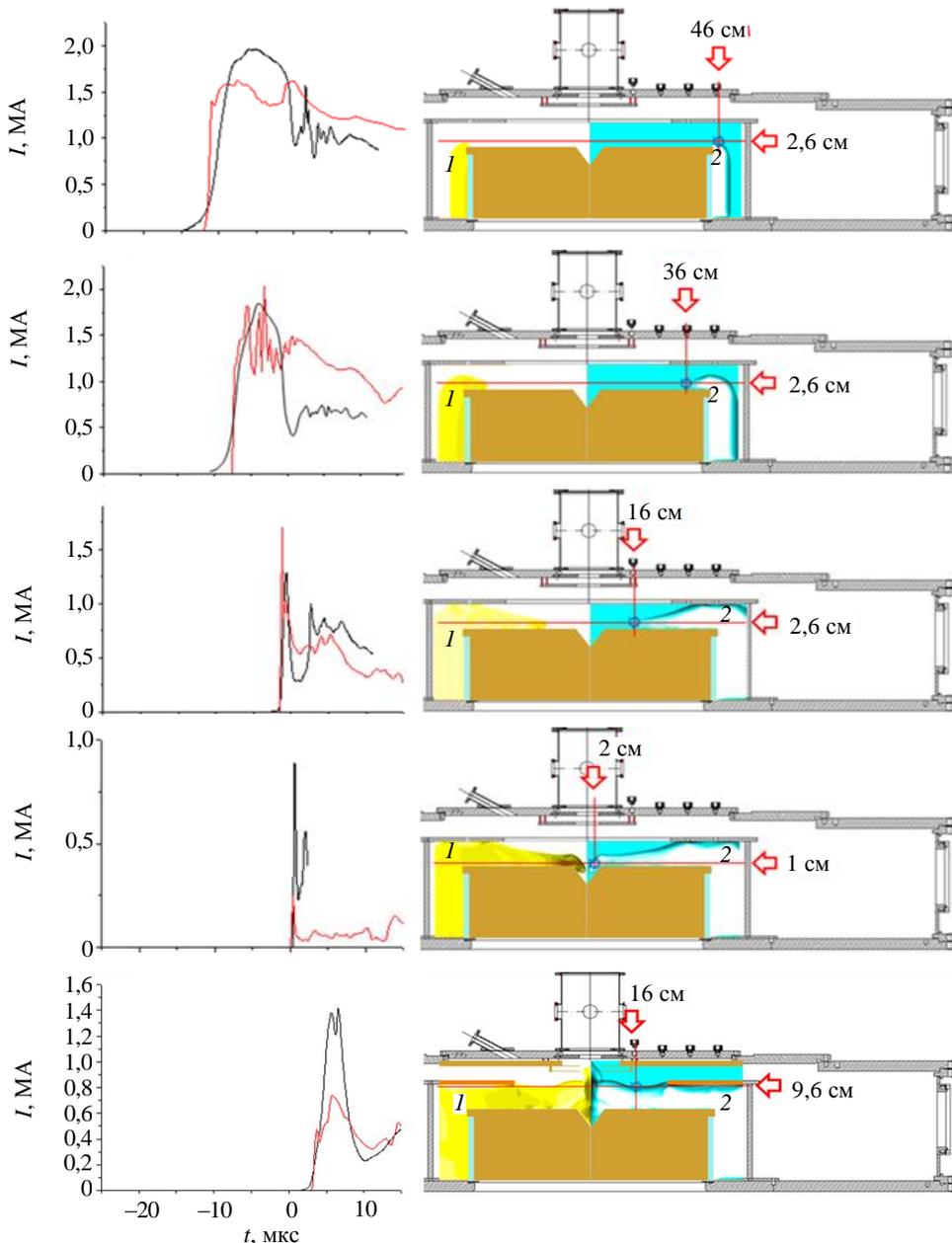


Рис. 3. Результаты моделирования движения ТПО и токовые сигналы магнитных зондов на различной высоте относительно анодного электрода (местоположение зонда условно обозначено стрелками). На схеме разрядной камеры приведены профили распределения напряжённости магнитного поля ( $I$ ) и электронной плотности плазмы (2). Слева построены токовые сигналы магнитных зондов: экспериментально наблюдаемые — чёрные и полученные при моделировании — красные кривые. Аг в качестве рабочего газа (1,5 торр,  $U = 8$  кВ)

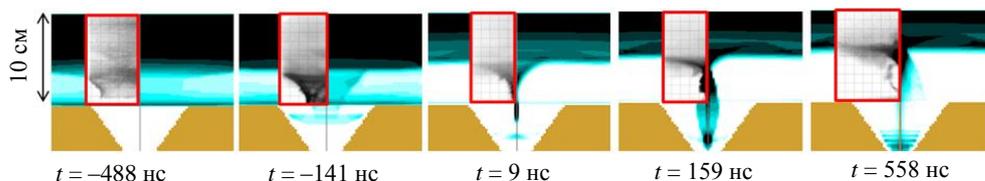


Рис. 4. Сравнение результатов моделирования (квадрат электронной плотности, проинтегрированный вдоль направления наблюдения) с экспериментальными данными (кадровые изображения плазмы в собственном излучении видимого диапазона — в красной рамке; экспозиция кадра 10 нс) [23]. Время кадров, отсчитываемое от условного нуля ( $t = 0$ ), за который принимается момент достижения производной тока минимального значения, приводится для экспериментальных данных. Аг в качестве рабочего газа (1,5 торр,  $U = 8$  кВ)

На рисунке обозначено время кадров, отсчитываемое от условного нуля ( $t = 0$ ), за который принимается момент достижения производной тока минимального значения, что с определённой степенью точности соответствует моменту максимального сжатия пинча.

Следует отметить, что при моделировании динамики ТПО для различных газов сценарий формирования пинча в неоне и аргоне схож, несмотря на некоторые отличия. В качестве отличий стоит отметить разницу в степени нецилиндричности ТПО, что является прямым следствием влияния эффекта Холла [2]. Наиболее отчётливо нецилиндричность сжатия проявляется в случае разрядов в неоне, что также было отмечено в работе [23]. Из-за нецилиндричности токовой оболочки сжатие пинча происходит неодновременно по его высоте, что подробно рассмотрено в работе [3]. Этот факт будет играть определяющую роль для потоков, генерируемых в ПФ. На большем радиусе — в районе изолятора скорость фронта ТПО составляет  $2,5 \cdot 10^6$  см/с (здесь и далее — результаты моделирования) для неона и  $2,1 \cdot 10^6$  см/с для аргона. Это происходит из-за того, что эффект Холла имеет малую значимость на начальном этапе разряда, поэтому более тяжёлый аргон движется медленнее. В дальнейшем эффект Холла становится определяющим движением ТПО. Это приводит к малозаметному отличию скорости фронта ТПО на малых радиусах, так как основной вклад в эту скорость вносит перенос магнитного поля с электронным током, а эта величина слабо различается для рассмотренных разрядов. На финальной стадии схождения к оси ТПО имеет различную мгновенную скорость для неона ( $1,7 \cdot 10^7$  см/с) и аргона ( $2,0 \cdot 10^7$  см/с) на радиусе 5 см, где значения радиальных скоростей достигают своих пиковых значений. Далее ТПО продолжает движение, опускаясь в воронку, расположенную на оси установки. При этом влияние эффекта Холла на радиальную скорость оболочки уменьшается. Перенос магнитного поля за счёт эффекта Холла происходит вдоль поверхности, следовательно, радиальная скорость токонесящего слоя, приобретаемая за счёт эффекта Холла (которая, по сути, является проекцией скорости холловского переноса), уменьшается. В то же время скорость радиального движения плазмы за счёт давления магнитного поля не изменяется (из-за наличия воронки). В результате радиальная скорость ТПО в значительной мере определяется плотностью фонового газа и для аргона оказывается меньше, чем для более лёгкого неона. Таким образом, радиальная скорость смещения токонесящего слоя достигает максимального значения в районе границы воронки на аноде (при этом значения скоростей для неона и аргона практически совпадают), однако для всех прочих положений ТПО в неоне скорость смещения токонесящего слоя оказывается больше (при равных начальных параметрах давления и зарядного напряжения).

При моделировании разрядов в лёгких газах (водороде и дейтерии) наблюдалась совершенно иная картина, нежели для тяжёлых газов. В этом случае оболочка имеет толщину несколько сантиметров на всём своём протяжении. Во всех случаях момент максимального сжатия и пик производной тока разнесены во времени,

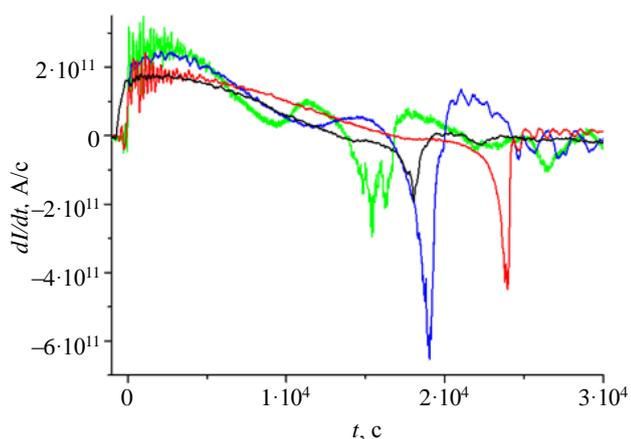


Рис. 5. Сигналы производной разрядного тока для разрядов на различных газах (для Ne — чёрный; Ar — красный; D<sub>2</sub> — зелёный; смеси D<sub>2</sub> + Xe — синий), полученные в экспериментах. Различаются временные параметры (момент формирования особенности) и величина минимума. Следует отметить, что эксперименты с D<sub>2</sub> + Xe ( $U = 11$  кВ,  $P = 3$  торр) проводились при больших значениях зарядного напряжения и начального давления, чем для Ar и Ne ( $U = 8-9$  кВ,  $P = 1,5$  торр)

что также наблюдается в эксперименте [23]. Причём пик производной всегда оказывается более ранним событием. Однако в случае с тяжёлыми газами сжатие происходит довольно быстро, и эта разница практически неразличима. На рис. 5 представлены сигналы производной разрядного тока для различных газов (Ne, Ar, D<sub>2</sub>) и смеси D<sub>2</sub> + Xe. Различаются временные параметры (момент формирования особенности) и величина минимума (эксперименты с D<sub>2</sub> + Xe проводились при больших значениях зарядного напряжения и начального давления, чем Ne, в результате видно значительное изменение амплитудных характеристик при сохранении временных параметров).

Для понимания причин наблюдаемого эффекта достаточно разобраться с механизмом формирования разрядного тока. По сути, мы имеем колебательный контур с переменными индуктивностью и сопротивлением, которые складываются из соответствующих параметров цепи питания и токонесящего слоя в разрядной камере. В процессе разряда энергия заряженной

конденсаторной батареи «перекачивается» в индуктивности цепи питания и разрядной камеры. На начальном этапе индуктивность разрядной камеры практически незаметна. Однако, несмотря на то, что абсолютная величина этой индуктивности остаётся малой (в том смысле, что  $Ldl/dt$  значительно меньше зарядного напряжения) на протяжении всего разряда, при движении токового слоя вблизи оси с большой скоростью производная индуктивности камеры по времени оказывается значительной. Именно это приводит к резкому спаду разрядного тока. Однако, когда ТПО выходит на ось, скорость её движения резко уменьшается, так как подушка сгребаемого газа теряет возможность расширяться от токового слоя неограниченно и начинает уплотняться. Поэтому пик производной тока приходится на момент, предшествующий максимальному сжатию. Для водорода это очень хорошо заметно. Для более тяжёлых газов слой сгребаемого газа оказывается значительно меньше благодаря эффекту убегания, или эффекту Холла, и пик производной оказывается значительно ближе к моменту максимального сжатия. В момент формирования особенности на сигнале производной тока возникает уплотнение из газа на оси установки, однако пинч, которым называют токовый шнур, сжимающийся собственным магнитным полем, формируется значительно позже. На рис. 6 приводятся кадровые изображения динамики ТПО для дейтерия в качестве рабочего газа. Характерные изображения передней границы ТПО, сходящейся на оси, формирования пинча и задней границы ТПО, полученные в экспериментах [23], находят хорошее соответствие с результатами моделирования.

В ранних работах на ПФ-системах типа Филиппова экспериментально наблюдалось улучшение эмиссионных характеристик пинча при добавлении к лёгким газам небольших добавок тяжёлых газов (наилучшие результаты получены при использовании нескольких процентов криптона или ксенона [23, 24]). В таких разрядах особенность на производной разрядного тока гораздо более ярко выражена по сравнению с разрядами в чистом дейтерии и близка по своей структуре к производной в разрядах на тяжёлых газах. В качестве причины этого мы видим различия в динамике и структуре ТПО. Так, в случае разряда в дейтерии на переднем фронте ТПО образуется газовая «подушка», которая замедляет продвижение ТПО вблизи оси. Это приводит к более плавному нарастанию индуктивности разряда и, как следствие, сглаживанию особенности. В более тяжёлых газах (и смесях) из-за эффекта убегания толщина слоя нейтрального газа на переднем фронте ТПО сравнительно невелика, поэтому сглаживания особенности не происходит.

Было проведено моделирование разрядов ПФ со смесью газов (дейтерия с примесью ксенона). При этом 3% (объёмных) добавки тяжёлого газа учитывались в вычислении средней молекулярной массы  $\mu$ , а также в качестве параметра плотности фонового газа.

В экспериментальных разрядах, в которых были зарегистрированы сигналы магнитных зондов, момент формирования особенности на производной тока имел различное положение относительно начала разряда. Для корректного сравнения необходимо рассматривать идентичные разряды, имеющие идентичные начальные параметры и близкий момент появления пика производной относительно начала разряда, а также его величину. Нами были отобраны несколько разрядов с идентичными начальными параметрами, однако в связи с несовпадением момента провала на производной тока была произведена временная коррекция для сведения положения пиков на сигналах производной тока в различных выстрелах к одному среднестатистическому положению. Это позволило в дальнейшем использовать относительную временную шкалу (от особенности на производной тока) при сравнении экспериментально полученных сигналов с результатами моделирования. При моделировании производной тока наблюдается несколько меньшая амплитуда отрицательного выброса на сигнале производной тока, что можно объяснить более резким нарастанием магнитного поля на переднем фронте ТПО в модели. Это приводит к уменьшению эффективности контракции тока и, как следствие, к меньшим значениям индуктивности разряда.

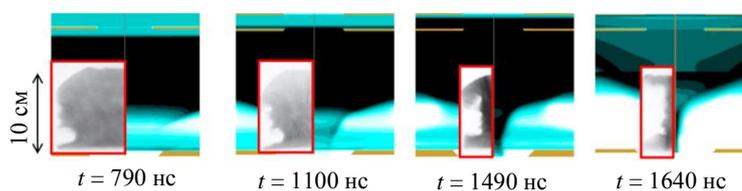


Рис. 6. Сравнение результатов моделирования (квадрат электронной плотности, проинтегрированный вдоль направления наблюдения) с экспериментальными данными (кадровые изображения плазмы в собственном излучении видимого диапазона — в красной рамке; экспозиция кадра 10 нс) [23]. Время кадров, отсчитываемое от условного нуля ( $t = 0$ ), за который принимается момент достижения производной тока минимального значения, приводится для экспериментальных данных.  $D_2$  в качестве рабочего газа (2,0 торр,  $U = 9$  кВ)

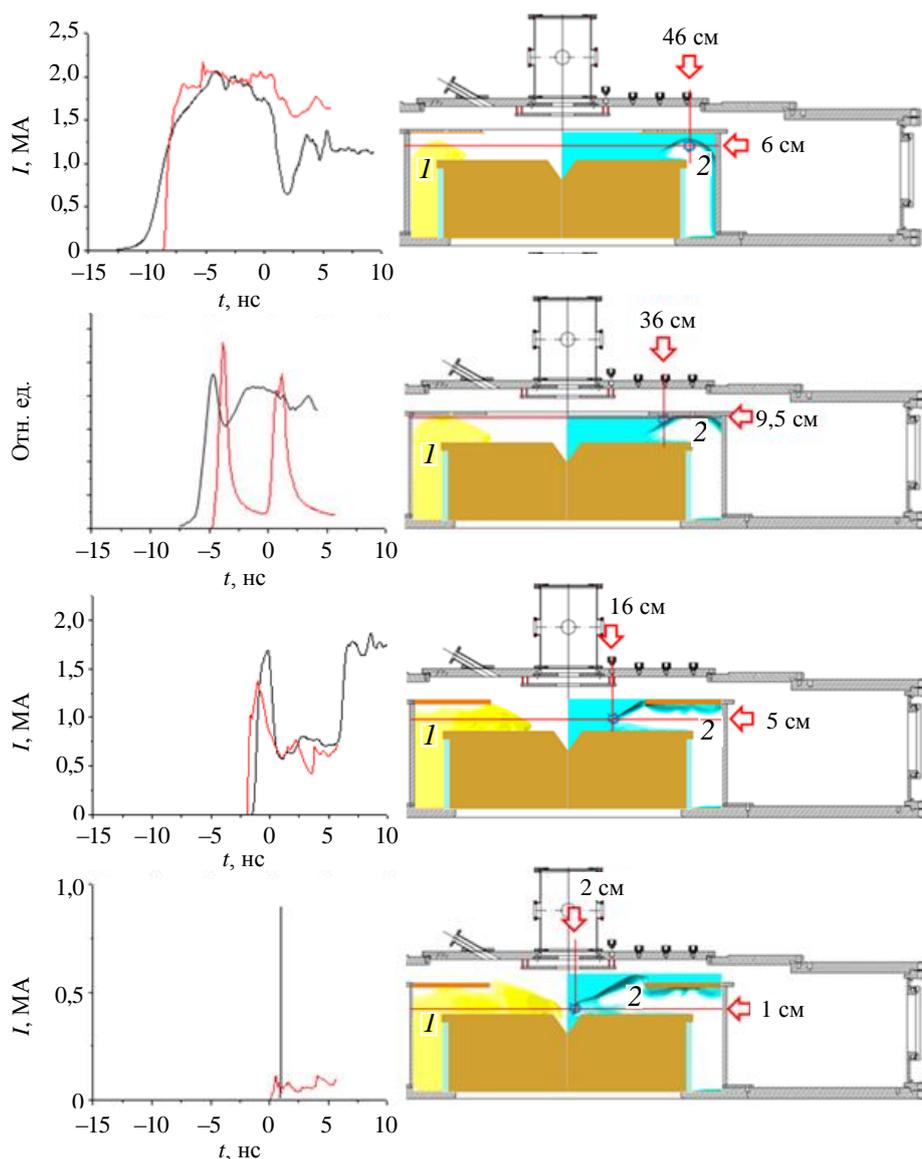


Рис. 7. Результаты моделирования движения ТПО и токовые сигналы магнитных зондов на различной высоте относительно анодного электрода (местоположение зонда условно обозначено стрелками). На схеме разрядной камеры приведены профили распределения напряжённости магнитного поля (1) и электронной плотности плазмы (2). Слева построены токовые сигналы магнитных зондов: экспериментально наблюдаемые — чёрные и полученные при моделировании — красные кривые.  $D_2 + Xe$  (3%) в качестве рабочего газа (3,0 торр,  $U = 11$  кВ)

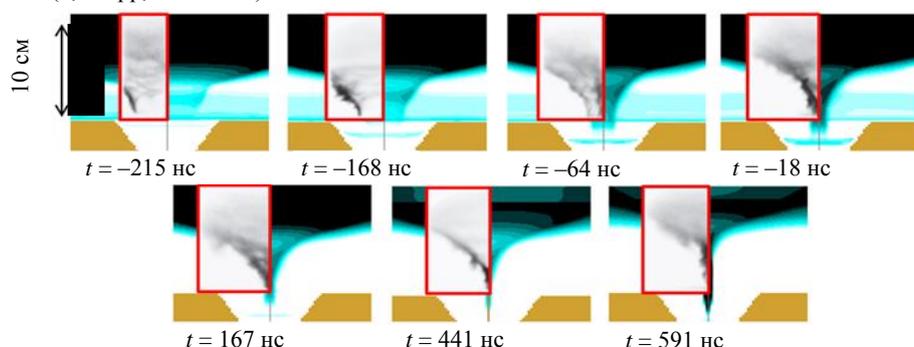


Рис. 8. Сравнение результатов моделирования (квадрат электронной плотности, проинтегрированный вдоль направления наблюдения) с экспериментальными данными (кадровые изображения плазмы в собственном излучении видимого диапазона — в красной рамке; экспозиция кадра 10 нс) [23]. Время кадров, отсчитываемое от условного нуля ( $t = 0$ ), за который принимается момент достижения производной тока минимального значения, приводится для экспериментальных данных. Смесь  $D_2 + Xe$  (3%) в качестве рабочего газа (2,0 торр,  $U = 9$  кВ)

Результаты моделирования движения ТПО в виде профилей распределения напряжённости магнитного поля и электронной плотности плазмы для разрядов на дейтерии с добавкой ксенона (3,0 торр,  $U = 11$  кВ), экспериментальные осциллограммы токовых сигналов магнитных зондов с учётом временного сдвига о котором было сказано ранее, показаны на рис. 7. Стоит отметить, что наблюдается хорошее соответствие сигналов, как и для случаев с аргоном и дейтерием. Рис. 8 иллюстрирует соответствие результатов моделирования с экспериментальными данными [23] динамики профиля ТПО в соответствующие моменты времени.

Помимо визуального соответствия формы и размеров ТПО, наблюдаемых в эксперименте и полученных при моделировании в одинаковые моменты времени (см. рис. 4, 6 и 8), для оценки точности модели мы сравниваем результаты моделирования с экспериментально измеренным разрядным током и зондовыми сигналами. Так, для приведённых здесь выстрелов в аргоне различие максимального разрядного тока в модели и эксперименте не превышает 100 кА при величине 1,7 МА (см. рис. 2), т.е. отклонение составляет 6%. Для зондовых сигналов (см. рис. 3, 7) отклонение заметно больше. Вплоть до втрое меньшего пикового значения сигнала зонда в модели, расположенного на расстоянии 2 см от оси (вчетверо для смеси дейтерия

с ксеноном). Что является естественным следствием ограничений модели. Тем не менее временные параметры сигналов находятся в хорошем соответствии с экспериментом. Длительности пиков отличаются не более чем на 30% (на радиусе 46 см). Одной из причин возникновения отклонения является отсутствие плавного нарастания на переднем фронте сигнала в модели. В большинстве случаев отклонение значительно меньше. Ещё одним параметром для оценки степени соответствия является задержка появления сигнала магнитного зонда относительно особенности на производной тока. Ввиду описанных особенностей нашей модели корректнее измерять задержку не до начала фронта сигнала, а до его пика. Для этой величины отклонение достигало половины длительности пика для единственного зонда, расположенного вблизи катода. Для всех прочих зондов отклонение остаётся в пределах 30% длительности пика. Зонды, расположенные на радиусе 2 см, не могут быть подвергнуты такой оценке. Дело в том, что момент появления на них сигнала практически совпадает с особенностью производной тока.

## ВЫВОДЫ

В результате численного моделирования динамики ТПО в плазмофокусной системе типа Филиппова были получены результаты, находящиеся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами при работе на различных газах. Для всех моделируемых разрядов характерно сгребание газа магнитным поршнем к оси установки с формированием компактного токнесущего пинча. Во всех случаях момент максимального сжатия и пик производной тока разнесены во времени, причем пик производной всегда оказывается более ранним событием. Для лёгких газов (например, водорода) это очень хорошо заметно. Для более тяжёлых газов пик производной оказывается значительно ближе к моменту максимального сжатия, что является следствием эффекта Холла (или эффекта убегания), и разница между ними практически неразличима. На стадии схождения ТПО к оси характерной чертой динамики является конический профиль оболочки, наиболее ярко проявляющийся в разрядах на тяжёлых газах (например, неоне). Динамика и форма профиля ТПО являются решающим фактором при генерации плазменных потоков из ПФ.

При моделировании было получено ранее наблюдаемое экспериментально существенное различие в структуре оболочки при разрядах в водороде или дейтерии и в одноатомных тяжёлых газах на установке типа Филиппова. При моделировании смеси рабочих газов, а именно добавки тяжёлого газа (ксенона) к дейтерию или водороду наблюдается формирование более компактной ТПО, чем в случае чистых газов, что совпадает с полученными ранее экспериментальными данными. Это происходит благодаря тому, что плотность фонового газа с добавлением ксенона значительно превышает плотность чистого дейтерия. Благодаря этому скорость движения ТПО за счёт магнитного поршня уменьшается и становится того же порядка, что и токовая скорость электронов.

При сравнении результатов численного моделирования и экспериментальных данных был использован эмпирический факт достаточно высокой повторяемости поведения ТПО в типичных условиях разряда с близкими значениями основных макроскопических параметров (рабочего газа, полного тока и его временной производной, напряжения). Идеальное сопоставление теории и эксперимента провести невозможно, поскольку, например, проведение магнитозондовых измерений при изменении положения зондов возможно только в разных, последовательных разрядах. Тем не менее анализируемые экспериментальные результаты являются типичными для анализируемых режимов работы установки и поэтому вполне могут быть подвергнуты сравнению с результатами численного моделирования. При сравнении нас интересует, в первую очередь, характерная динамика ТПО. Имеющиеся вариации пространственно-временной эволюции основных параметров разряда относительно типичных значений являются, вероятно, результатом более тонких эффектов, не учитываемых в нашей модели. Однако это не отменяет применимости предложенной нами расчётной модели к описанию основных характеристик движения ТПО на стадии её схождения к оси установки.

Полученные соответствия результатов моделирования с экспериментальными данными дают основание полагать, что предложенная модель корректно описывает движение ТПО и формирование пинча для различных газов и их смесей. В связи с тем, что при плазмофокусном разряде формируется аксиальный плазменный поток, вероятно, можно использовать предложенную модель для расчёта движения таких потоков. Однако при первых попытках такого моделирования было обнаружено, что на поздних этапах сжатия и при истечении плазмы из пинча приобретают значимость неучтённые в этой работе эффекты.

Оценка их влияния на формирование аксиального плазменного потока и, возможно, дополнение модели являются предметами дальнейшей работы.

Авторы выражают признательность В.И. Краузу за плодотворное обсуждение результатов, а также К.Н. Митрофанову и В.В. Мялтону, предоставившим все экспериментальные данные по магнитным зондам и токовым сигналам.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00917 мол\_а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов Н.В. — Физика плазмы, 1983, т. 9, № 1, с. 25.
2. Ананьев С.С., Суслин С.В., Харрасов А.М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 2, с. 69.
3. Ананьев С.С., Крауз В.И., Мялтон В.В., Харрасов А.М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 1, с. 22.
4. Крауз В.И. — Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический том IX-2. Высокоэнергетичная плазмодинамика. Отв. ред. А.С. Кингсеп, 2007, с. 152.
5. Winston H. Bostick. — Phys. Rev., 1956, vol. 104, № 2, p. 292.
6. Mourenas D., Vierre J., Simonet F., Krauz V.I., Nikulin S., Mialton V.V., Karakin M.A. — Phys. Plasmas, 2003, vol. 10, p. 605.
7. Крауз В.И., Симоне Ф., Моуренас Д. — Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Под ред. В.Е. Фортова. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический том IX-3. Радиационная плазмодинамика. Отв. ред. В.А. Грибков, 2007, с. 541.
8. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Vinogradova Yu., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kanaev G., Mitrofanov K., Mokeev A., Nashilevsky A., Nikulin V., Pastukhov A., Remnev G., Stepanenko A., Kharrasov A. — Physica Scripta, 2014, vol. 161, p. 014036.
9. Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, № 4, с. 102.
10. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Велихов Е.П., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. — ЖЭТФ, 2014, т. 146, вып. 5(1), с. 1035.
11. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu. — In: 42nd EPS Conf. Plasma Physics, 2015, vol. 39E, p. 4.401.
12. Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Ладыгина М.С., Марченко А.К. — Физика плазмы, 2016, т. 42, № 3, с. 282.
13. Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Аршба Р.М., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 2, с. 19.
14. Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V., Mialton V.V., Vinogradov V.P. — Phys. Lett. A., 1996, vol. 211, № 3, p. 168.
15. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Койдан В.С., Мокеев А.Н. — Физика плазмы, 2010, т. 36, № 11, с. 997.
16. Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V., Grabovski E.V., Koidan V.S., Vinogradov V.P., Vinogradova Y.P., Zukakishvili G.G. — IEEE Transactions on Plasma Science, 2010, vol. 38, № 2, p. 92.
17. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Койдан В.С. — Физика плазмы, 2011, т. 37, № 9, с. 797—810.
18. Баронова Е.О., Башутин О.А., Вихрев В.В. и др. — Физика плазмы, 2012, т. 38, с. 815.
19. Кингсеп А.С., Чукбар К.В., Яньков В.В. — Вопросы теории плазмы. Под ред. Б.Б. Кадомцева, 1987, вып. 16, с. 209—215.
20. Kukushkin A.V., Cherepanov K.V. — Plasma Physics Reports, 2000, vol. 26, p. 428—438.
21. Брагинский С.И. — Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича, 1963, вып. 1, с. 191—195.
22. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Падух М., Шольц М., Карпинский Л. — Физика плазмы, 2015, т. 41, № 5, с. 413—433.
23. Виноградов В.П., Крауз В.И., Мокеев А.Н., Мялтон В.В., Харрасов А.М. — Физика плазмы, 2016, т. 42, № 12, с. 1033.
24. Базденков С.В., Гуреев К.Г., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, № 3, с. 199—202.



Сергей Станиславович Ананьев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий Правительства РФ и им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия. Ananyev\_SS@nrcki.ru



Святослав Викторович Суслин, инженер, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия. suslinsv@ya.ru



Айрат Мухаметович Харрасов, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 16 мая 2017 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 3, с. 37—48.