

УДК 621.316.543

## ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ПЛАЗМЕННОМ ПРЕРЫВАТЕЛЕ ТОКА НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОВЗРЫВА ПРОВОЛОЧКИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.С. Ананьев<sup>1</sup>, Г.А. Багдасаров<sup>1,2</sup>, Е.Д. Казаков<sup>1</sup>, А.А. Шведов<sup>1</sup><sup>1</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Россия, Москва<sup>2</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Россия, Москва

Изучается заполнение промежутка плазменного прерывателя тока (ППТ) при взрыве проволоки во внешнем аксиальном магнитном поле с целью подбора параметров для оптимальной работы ППТ. Предлагается заменить инжектор плазмы тонкой проволокой (или набором проволок), соединяющей электроды ППТ, и наложить внешнее магнитное поле, направленное вдоль электродов. Электровзрыв проволоки может осуществляться током ППТ. Параметры плазмы, необходимые для отсечения тока, можно обеспечить за счёт подбора материала и диаметра проволоки, а также регулируя динамику заполнения вакуумного промежутка ППТ. 3D МГД-моделирование основано на РМГД-коде MARPLE (ИПМ РАН). В коде реализована одножидкостная двухтемпературная МГД-модель, включающая перенос лучистой энергии на основе многогруппового по спектру диффузионного приближения. Основная система МГД-уравнений дополнена обобщённым законом Ома. Численное моделирование включало два этапа: заполнение промежутка ППТ плазмой взорванной проволоки и срабатывание ППТ. Результаты моделирования хорошо согласуются с теоретическими оценками и полученными экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** плазменный прерыватель тока, взрыв проволоки, 3D МГД-моделирование.

## INVESTIGATION PLASMA DYNAMICS AND RESISTANCE IN PLASMA OPEN SWITCH BASED ON WIRE EXPLOSION IN AN EXTERNAL AXIAL MAGNETIC FIELD

S.S. Ananiev<sup>1</sup>, G.A. Bogdanov<sup>1,2</sup>, E.D. Kasakov<sup>1</sup>, A.A. Schvedov<sup>1</sup><sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia<sup>2</sup>Keldysh Institute of Applied Mathematics (Russian Academy of Sciences), Moscow, Russia

We study the filling of the plasma open switch (POS) gap using wire explosion in an external axial magnetic field in order to optimize POS performance. We propose to replace the plasma injector by a thin wire (or a set of wires) connecting the POS electrodes and apply external magnetic field directed along the electrodes. The electric wire explosion would be carried out by POS current. Parameters necessary for the current cutoff may be achieved by selection of the wire material and diameter, and also by effect on the dynamics of its expansion in the POS gap. 3D MHD simulations are based on RMHD code MARPLE (KIAM RAS). The code implements one-fluid two-temperature MHD model including radiative energy transfer based on spectral multigroup model of radiation diffusion and the generalized Ohm's law. Numerical simulation includes two stages: filling the POS gap by wire's plasma and plasma switch operation. The numerical results are in close fit with theoretical estimations and experimental data obtained.

**Key words:** plasma opening switch, wire explosion, 3D MHD simulations.

### ВВЕДЕНИЕ

В программе создания сверхмощных генераторов для экспериментов в области инерциального УТС (установка МОЛ в программе «Байкал» [1], взрывомагнитные генераторы [2]) конечной ступенью обострения импульса является плазменный прерыватель тока (ППТ) во внешнем магнитном поле. Одно из условий его работоспособности — получение оптимальных параметров плазмы, создаваемой плазменными пушками. Выход на оптимальный режим работы ППТ требует некоторого количества наладочных пусков, которые на крупных установках достаточно дороги. Поэтому проблема выхода на режим с первого раза без предварительных импульсов по подбору оптимальных параметров плазмы, т.е. проблема первого «выстрела» является актуальной. Она особенно важна при обострении мощности взрывомагнитных генераторов, где первый «выстрел» является и последним. Для решения этой проблемы предложено шунтировать межэлектродный зазор ППТ тонкой проволокой, взрывающейся током ППТ. При этом необходимые для включения механизма обрыва тока параметры плазмы в зазоре ППТ предполагается подбирать за счёт выбора материала, диаметра проволоки и её разлёта в зазоре ППТ. Предполагается, что замена плазменных пушек на электровзрываемый проводник (ЭВП) может позволить сразу выходить в рабочий режим ППТ — изначально высокая локально сконцентрированная плотность плазмы ЭВП будет «размазываться» в кольцевом зазоре по углу за счёт силы Ампера  $\mathbf{I} \times \mathbf{B}$ , как это наблюдалось в [3].

Данная работа посвящена изучению динамики плазмы при взрыве проволоочки в аксиальном магнитном поле, создаваемом внешним источником ( $B_z \leq 30$  кГс). С помощью электронно-оптической фотографии изучалась динамика свечения плазмы, с помощью электротехнических методов — динамика её сопротивления. Эксперименты сопровождалась математическим моделированием динамики плазмы.

### СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

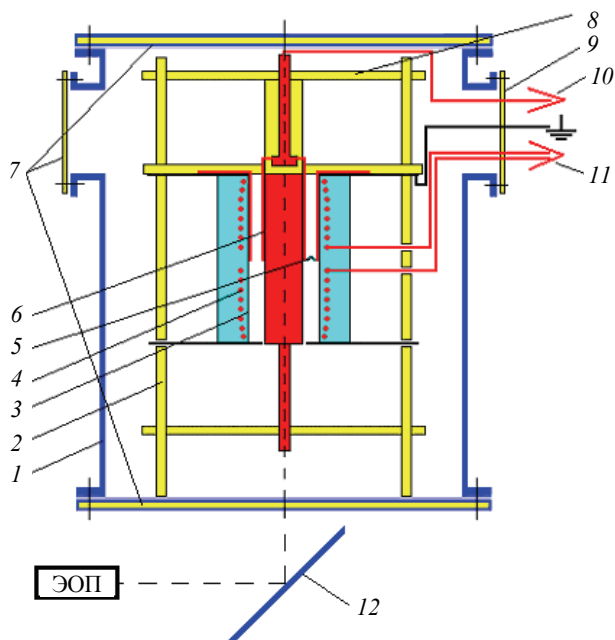


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — вакуумная камера ( $h = 55$  см,  $d = 35$  см,  $P = 8 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.); 2 — изоляционные стойки; 3 — катод ППТ; 4 — соленоид; 5 — взрывающаяся проволоочка; 6 — анод ППТ (медь); 7 — смотровые фланцы; 8 — соединительный изолятор опоры; 9 — выводящий фланец; 10 — кабели питания анода; 11 — кабели питания соленоида; 12 — зеркало

Эксперимент по изучению динамики образования плазмы при взрыве тонкой проволоочки во внешнем магнитном поле  $B_z$ , создаваемом сторонним источником, проводился на макете ППТ (рис. 1, 2) установки [3]. Использовались вольфрамовые проволоочки диаметром 4 мкм. Если считать, что при взрыве проволоочки в зазоре ППТ за счёт её разлёта образуется плазменная шайба с продольным размером  $\sim 1$  см, то в геометрии наших электродов оценка плотности плазмы даёт величину на уровне  $n \sim 10^{14}$  см $^{-3}$ . Энергия на испарение и однократную ионизацию проволоочки ничтожно мала и составляет  $\sim 2,2 \cdot 10^{-6}$  Дж/см.

Медный анод ППТ 6 (см. рис. 1) через выводящий изоляционный фланец 9 подключался к анодной батарее. Ёмкость анодной батареи составляла 10 мкФ (четыре конденсатора ИК-100-2,5), рабочее напряжение 25 кВ, полпериода контура «батарея—проволоочка»  $T/2 = 12$  мкс. Для обеспечения проникновения внешнего магнитного поля в зазор ППТ корпус катода 1 (см. рис. 2) выполнен из нержавеющей трубы с толщиной стенки 1,5 мм. Внутренний диаметр катода 80 мм.

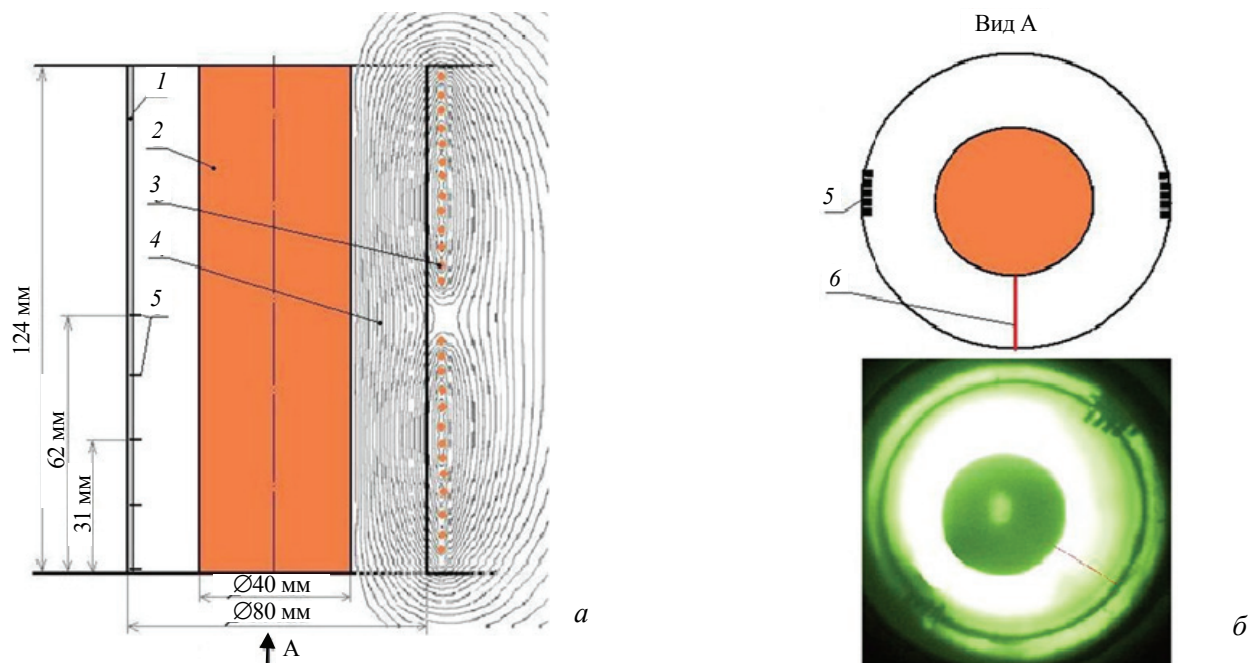


Рис. 2. Схема макета ППТ (а) и интегральная фотография разрядного промежутка (б): 1 — корпус катода; 2 — анод; 3 — витки соленоида внешнего магнитного поля; 4 — распределение  $B_z$  в зазоре ППТ; 5 — затеняющие пластинки (15 мм друг от друга вдоль оси и 1 мм по азимуту); 6 — электровзрывающаяся проволоочка

Квазистационарное магнитное поле ( $T/2 \sim 140$  мс) создаётся соленоидом (поз. 4 на рис. 1). Питание соленоида осуществляется от батареи  $C = 1400$  мкФ с напряжением 0,2—2 кВ. После прохождения первого полупериода тока батарея с помощью дополнительного ключа (игнитрон ИРТ-6) шунтировалась низкоомным резистором ( $R \leq \rho$ ), который и поглощал основную часть энергии батареи. Магнитное поле соленоида измерялось с помощью трёх петель, расположенных в одной плоскости и перемещаемых вдоль оси, что позволило получить распределение величины аксиального поля  $B_z$  в зазоре ППТ, которое хорошо совпадает с результатом компьютерного счёта (силовые линии 4 на рис. 2). В максимуме внешнего магнитного поля включалось питание анода ППТ и происходил взрыв проволоочки. Для оценки продольной скорости плазмы применялись затеняющие пластины 5 (см. рис. 2). Две группы пластинок размером  $3 \times 3$  мм размещены в области двух образующих катодного цилиндра, которые смещены по азимуту относительно проволоочки на  $90$  и  $270^\circ$ . Расстояние между пластинками вдоль оси 15 мм, по азимуту 1 мм. Пластинки, «погружённые» в плазму, не затеняют свечение, что позволяет определить положение границы плазмы. Фотография зазора с пластинками показана на рис. 2, б.

Для исследования динамики плазмы проволоочки применялась 4-кадровая система ЭОП-фотографии [5] с экспозицией 50 нс и задержкой включения ЭОП относительно начала импульса тока в диапазоне 0—6 мкс. Как и в работах [3, 6], использовалась сборка из двух последовательных ЭОПов ЭП-15 с коэффициентом преобразования  $\sim 10^4$  и регистрацией на цифровой фотоаппарат [7].

Была использована беспараллаксная система кадрового фотографирования, аналогичная [8], сочетающая в себе достоинство многомодульной системы вместе с относительной компактностью и возможностью получения последовательных кадров. Регистрация изображения с экрана ЭОПа осуществлялась двумя фотоаппаратами Canon EOS 350D, каждый на два ЭОПа. Были подобраны четыре ЭОПа с близкими коэффициентами усиления.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

**Динамика свечения плазмы.** Типичные серии эпограмм для вольфрамовых проволоочек показаны на рис. 3, где каждый кадр представлен в виде реальной фотографии (левая часть) и в виде изолиний ин-

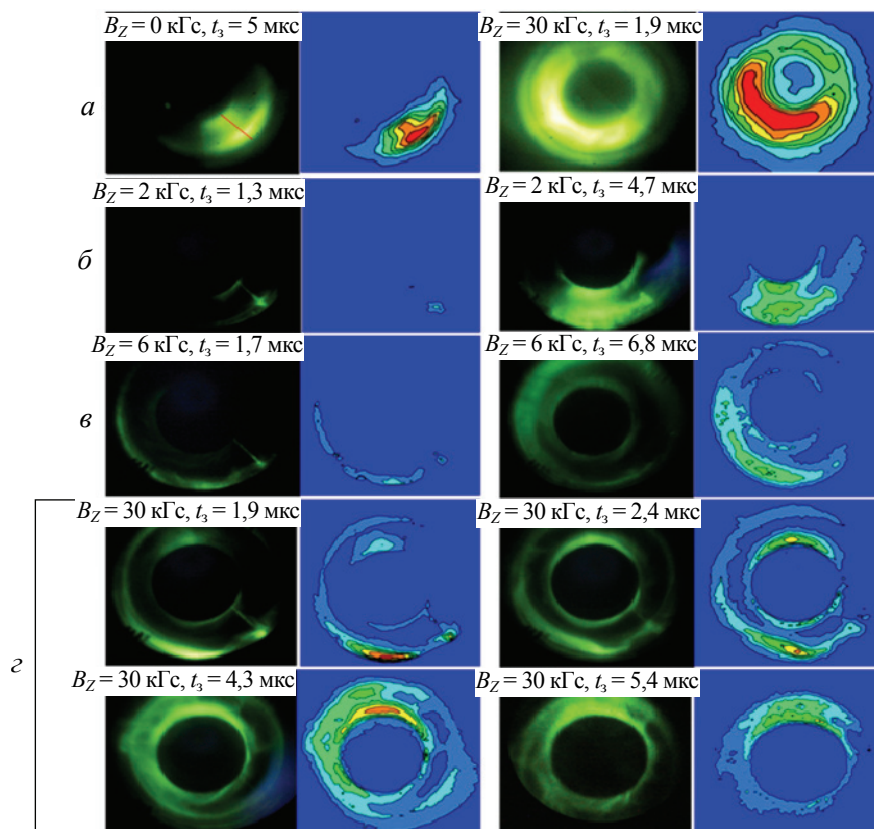


Рис. 3. Эпограммы: *a* — углеродная проволоочка, красная черта — её начальное положение; *б, в, з* — вольфрамовая проволоочка для значений  $B_z = 2, 6$  и  $30$  кГс соответственно;  $t_3$  — время задержки ЭОПа относительно начала тока ППТ, мкс

тенсивности свечения (правая часть). Рис. 3 иллюстрирует динамику распространения свечения в кольцевом зазоре ППТ для вольфрамовой проволоочки *б*, *в*, *г*, в зависимости от величины  $B_z$  и времени задержки  $t_z$  включения ЭОП относительно начала тока. Сравнивая рис. 3, *б* и следующие рисунки, можно сказать, что при малых полях (2 кГс, см. рис. 3, *б*) азимутальная скорость распространения свечения мала и вновь образующаяся в результате испарения проволоочки плазма накладывается на ранее образованную, создавая ярко выраженный фронт, что позволяет оценить его азимутальную скорость ( $V_\theta \sim 5,5$  см/с). Видимое свечение вправо от проволоочки может быть объяснено разлётом нейтральных паров и их последующей ионизацией. Начиная с 6 кГс (см. рис. 3, *в*), свечение имеет сильно размытый фронт, что может быть следствием двух причин: возрастания азимутальной скорости плазмы и снижения скорости испарения (плазма сносится силой Ампера и не «греет» оставшуюся часть проволоочки). В результате создаётся впечатление, что свечение «разгорается» одновременно по всему зазору, причём светится в основном приэлектродная часть зазора. Если определять азимутальную скорость свечения вблизи электродов, то при  $B_z = 30$  кГс в момент  $t_3 = 1,9$  мкс  $V_\theta \sim 1,2$  см/мкс, к моменту  $t_3 = 2,4$  мкс она возрастает до  $V_\theta \sim 1,4$  см/мкс, что может быть связано с ростом тока во времени. В моменты  $t_3 = 4,3$  мкс и  $t_3 = 5,4$  мкс картинка становится более яркой, особенно разгорается появившееся в момент  $t_3 = 1,9$  мкс пятно (под углом  $\sim 200^\circ$  относительно первоначального положения проволоочки), что может быть связано с неоднородностью поверхности электродов — электроды покрывались сажей, чтобы не было бликов. Благодаря затеняющим пластинкам удалось определить продольную скорость плазмы — она не превышает 1 см/мкс для 30 кГс (см. рис. 3, *г*).

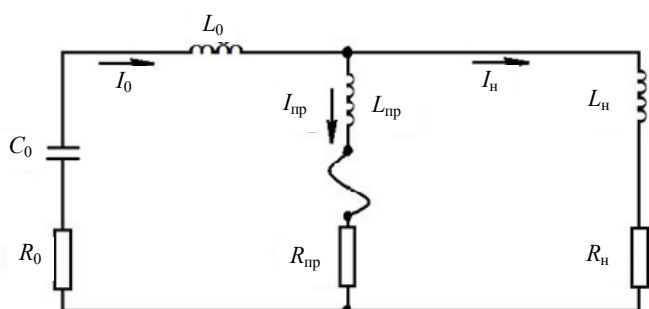


Рис. 4. Схема эксперимента с индуктивной нагрузкой:  $C_0, L_0, R_0$  — емкость, индуктивность и сопротивление основного контура соответственно;  $L_n$  — индуктивность нагрузки;  $I_0, I_n, I_{пр} = I_0 - I_n$  — токи основного контура, нагрузки и проволоочки соответственно

**Динамика сопротивления плазмы.** Для определения динамики изменения сопротивления проволоочки была применена схема индуктивного деления напряжения (рис. 4), в которой проволоочка шунтировалась индуктивной нагрузкой. При этом напряжение на проволоочке  $U_{пр} = U_n$  в точке ветвления основного тока  $I_0$  на ток проволоочки  $I_{пр}$  и ток нагрузки  $I_n$  определяется как

$$U_{пр} = U_n = L_n dI_n/dt + R_n I_n = L_{пр} dI_{пр}/dt + R_{пр} I_{пр}. \quad (1)$$

Если пренебречь сопротивлением нагрузки  $R_n$  и индуктивностью проволоочки  $L_{пр}$ , то выражение (1) упрощается и позволяет оценить динамику сопротивления проволоочки

$$R_{пр} = U_{пр}/I_{пр} = (L_n dI_n/dt)/(I_0 - I_n). \quad (2)$$

Динамика сопротивления проволоочки изучалась при разных величинах индуктивности нагрузки и значениях магнитного поля. Полученные результаты представлены на рис. 5—7.

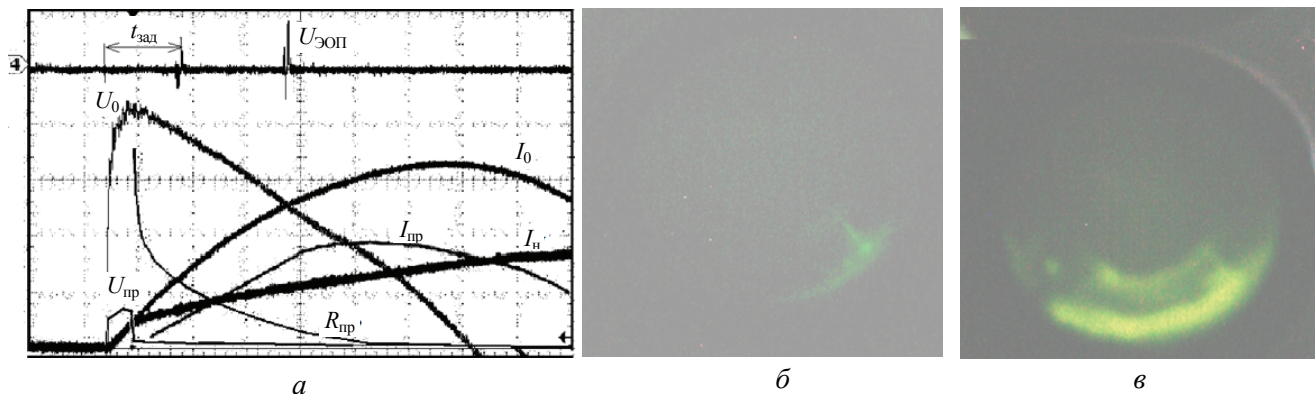


Рис. 5. Осциллограммы при работе на индуктивную нагрузку  $L_n = 0,4$  мкГн при  $B_z = 2$  кГс:  $I_0$  — ток батареи (20 кА/дел.),  $I_n$  — ток нагрузки (20 кА/дел.),  $I_{пр} = I_0 - I_n$  — ток проволоочки (20 кА/дел.),  $R_{пр}$  — сопротивление проволоочки (0,1 Ом/дел.).  $U_{пр}$  — напряжение на проволоочке (6 кВ/дел.),  $U_0$  — напряжение батареи (6 кВ/дел.),  $U_{ЭОП}$  — импульсы запуска ЭОП, развёртка 1 мкс/дел. (а); свечение зазора через 1,3 (б) и 3,4 мкс (в) после начала тока  $I_0$

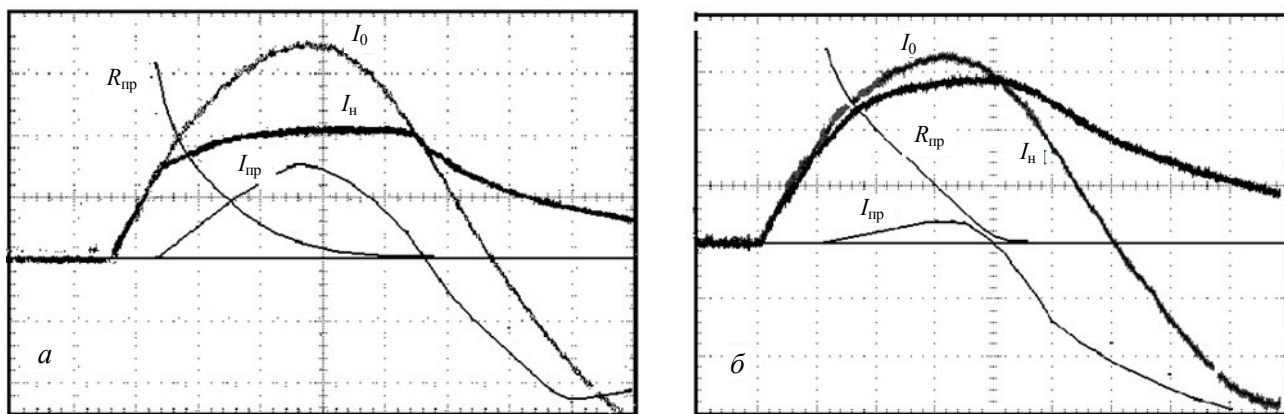


Рис. 6. Осциллограммы при работе на индуктивную нагрузку  $L_n = 0,2$  мкГн при  $B_z = 6$  кГс (а) и  $B_z = 30$  кГс (б):  $I_0$  — ток батарей (20 кА/дел.),  $I_n$  — ток нагрузки (20 кА/дел.),  $I_{пр} = I_0 - I_n$  — ток проволочки (20 кА/дел.),  $R_{пр}$  — сопротивление проволочки (0,1 Ом/дел.), развёртка 2 мкс/дел.

На рис. 5, а видно, что шунтирование проволочки нагрузкой  $L_n = 0,4$  мкГн приводит к задержке момента взрыва проволочки и появления тока в ней на  $\sim 0,5$  мкс и уменьшению тока проволочки примерно на 30%. При этом заметно уменьшается яркость свечения по сравнению с экспериментом без нагрузки (см. рис. 3, б). Снижение индуктивности нагрузки (рис. 6, а) приводит к увеличению времени задержки взрыва проволочки и появления тока в ней до  $\sim 2$  мкс, т.е. чем меньше индуктивность нагрузки, тем больше задержка. Это связано с понижением прикладываемого к проволочке напряжения за счёт индуктивного деления (см. рис. 4). Увеличение магнитного поля до 30 кГс (см. рис. 6, б) приводит к большему увеличению задержки взрыва проволочки  $\sim 2,2$  мкс и существенному уменьшению тока проволочки. Это связано с увеличением скорости азимутального сноса образующейся плазмы (см. рис. 3), что приводит к снижению скорости нагрева проволочки, при этом резко снижается яркость свечения. Во всех случаях к моменту перехода тока проволочки через «0» её сопротивление падает до нуля, и два контура  $C_0$  и  $L_n$ , имеющие проволочку в качестве общего участка цепи (см. рис. 4), не взаимодействуют между собой — в одном идёт колебательный ток  $I_0$ , в другом —  $I_n$ , спадающий со временем  $L_n/R_n$ .

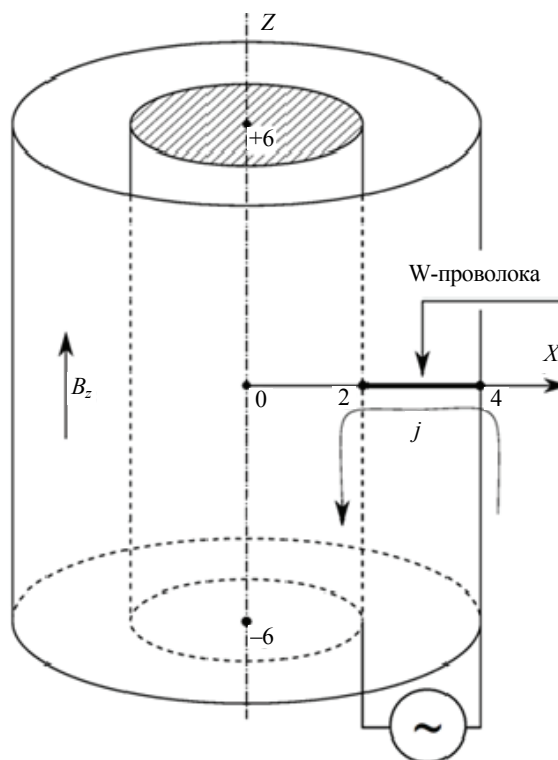


Рис. 7. Схема расчётной области для моделирования ППТ на основе взорванной проволочки

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОВОЛОЧКИ

Трёхмерное моделирование плазменного прерывателя тока выполнялось посредством РМГД-кода MARPLE (ИПИМ им. М.В. Келдыша РАН) [9]. Для численного анализа использована модель динамики плазмы на основе одножидкостного МГД-приближения. Аппроксимируемая система уравнений магнитной гидродинамики представлена в декартовой системе координат. Учитывается анизотропия диссипативных процессов в условиях замагниченности. Энергетический баланс записан в двухтемпературной модели, описывающей электрон-ионный энергообмен. Соответственно, полное термическое давление  $P$  является суммой электронного  $P_e$  и ионного  $P_i$  компонентов. Перенос энергии излучением описывается

многогрупповой диффузионной моделью. Основная система МГД-уравнений дополнена обобщённым законом Ома, описывающим эффекты смещения электронов относительно ионов при сохранении квазинейтральности плазмы в целом [10]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho + \operatorname{div}(\rho \mathbf{w}) &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho w_i + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \Pi_{ik} &= 0; \\ \Pi_{ik} &= \rho w_i w_k + P \delta_{ik} - \frac{1}{4\pi} \left( B_i B_k - \frac{1}{2} B^2 \delta_{ik} \right); \\ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} - \operatorname{rot}(\mathbf{w} \times \mathbf{B}) &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho w^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \operatorname{div} \mathbf{g} &= 0; \\ \mathbf{g} &= \left( \rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho w^2 + P \right) \mathbf{w} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{w} \times \mathbf{B}); \\ P &= P(\rho, \varepsilon); \\ \mathbf{j} &= \sigma \left( \mathbf{E}_m + \frac{\sigma P_e}{ne} \right) - \frac{\sigma}{nec} \mathbf{j} \times \mathbf{B}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}; \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -c \operatorname{rot} \mathbf{E}_m; \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho \varepsilon_e &= -\operatorname{div}(\kappa_e \operatorname{grad} T_e) + Q_{ei} + Q_J + Q_R; \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho \varepsilon_i &= -\operatorname{div}(\kappa_i \operatorname{grad} T_i) - Q_{ei}; \\ \varepsilon &= \varepsilon_e + \varepsilon_i, \quad P = P_e + P_i. \end{aligned}$$

Данные по уравнениям состояния, электрофизическим и оптическим свойствам вещества были предоставлены д.ф.-м.н., профессором В.Г. Новиковым, к.ф.-м.н. А.Д. Соломянной и И.Ю. Вичевым (расчёт по программе ТЕРМОС, ИПМ им. М.В. Келдыша РАН) [11].

Для моделирования был выбран эксперимент с формированием плазменного прерывателя тока в коаксиальном канале электровзрывом одной вольфрамовой проволоки диаметром 4 мкм и длиной 2 см. Через проволоку пропускается синусоидальный импульс тока с амплитудой 64 кА и периодом 24 мкс. Внешнее аксиальное магнитное поле  $B_z = 30$  кГс. Внутренний и внешний радиусы электродов равны соответственно 2 и 4 см. Схема расчётной области изображена на рис. 7. Целью моделирования является определение времени образования плазменной перемычки, параметров плазмы в ней, в том числе степени однородности сформированного плазменного кольца, а также режимов работы ППТ с такими параметрами.

Задача моделирования ППТ рассматривалась в двух постановках. На первом этапе моделировалось заполнение сечения канала веществом проволоки. На втором анализировалось движение плазменного кольца вдоль канала под действием внешнего и собственного магнитных полей. Предварительные оценки на основе исходных данных задачи показывают, что в изучаемых процессах существенную роль играет эффект Холла.

На первом этапе вычисления выполнялись в трёхмерной расчётной области  $2 \text{ см} < r < 4 \text{ см}$ ,  $1 \text{ см} < z < 2 \text{ см}$ . В этой области была построена расчётная сетка из приблизительно 600 тысяч гексаэдральных ячеек, адаптированных к начальному положению проволоки ( $h = 0,05$  см). Расчёт начинается с момента времени  $t = 160$  нс от начала токового импульса, предполагается, что в это время

проволока уже находится в плазменном состоянии с плотностью  $\rho = 9,7 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$  и температурой  $T = 1 \text{ эВ}$ . Начальное состояние фонового вещества  $\rho = 10^{-9} \text{ г/см}^3$ ,  $T = 0,1 \text{ эВ}$ . Во всей расчётной области приложено постоянное продольное магнитное поле  $B_z = 30 \text{ кГс}$ . На границах расчётной области заданы следующие условия для магнитного поля: при  $z = -1 \text{ см}$   $B_\phi = 2I(t)/r$ ,  $I(t)$  — модельный ток генератора; на электродах ( $r = 2 \text{ см}$  и  $r = 4 \text{ см}$ )  $B_n = 0$ . Граница  $z = 2 \text{ см}$  — свободная. На рис. 8 показаны распределения плотности плазмы в промежутке ППТ в последовательные моменты времени.

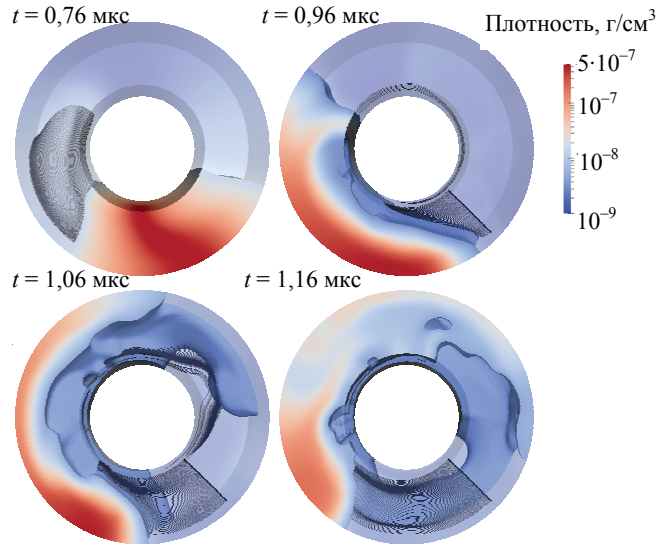


Рис. 8. Распределение плазмы в промежутке ППТ

Результаты моделирования находятся в хорошем соответствии с теоретическими оценками и экспериментальными данными. Равномерное заполнение промежутка плазмой занимает приблизительно 2 мкс, результирующая плотность плазмы составляет порядка  $10^{-7} \text{ г/см}^3$ .

Второй этап моделирования выполнялся в расчётной области, представляющей собой сектор  $30^\circ$ , вырезанный из цилиндрического кольца, заполненного плазмой на первом этапе, с периодическими граничными условиями при  $\phi = 0$  и  $\phi = \pi/6$ . Использовалась расчётная сетка из приблизительно 1 миллиона гексаэдральных ячеек, адаптированных к поверхности электродов ( $h = 0,01\text{—}0,025 \text{ см}$ ). В качестве начальных условий задавалось состояние плазмы, определённое в результате первого этапа моделирования: плазменное кольцо, имеющее высоту 1 см, плотность  $\rho = 1,29 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3$ , температуру  $T = 10 \text{ эВ}$ . Параметры фона:  $\rho = 10^{-10} \text{ г/см}^3$ ,  $T = 0,1 \text{ эВ}$ . Ток генератора и внешнее магнитное поле такие же, как на первом этапе. Разрыв тока происходит в момент времени около 80 нс от начала 2-й стадии (2,08 мкс общего времени моделирования от начала токового импульса). На рис. 9 показаны распределение плотности плазмы в момент размыкания тока и линии электрического тока в тот же момент, искривление которых подтверждает существенное влияние эффекта Холла на работу ППТ.

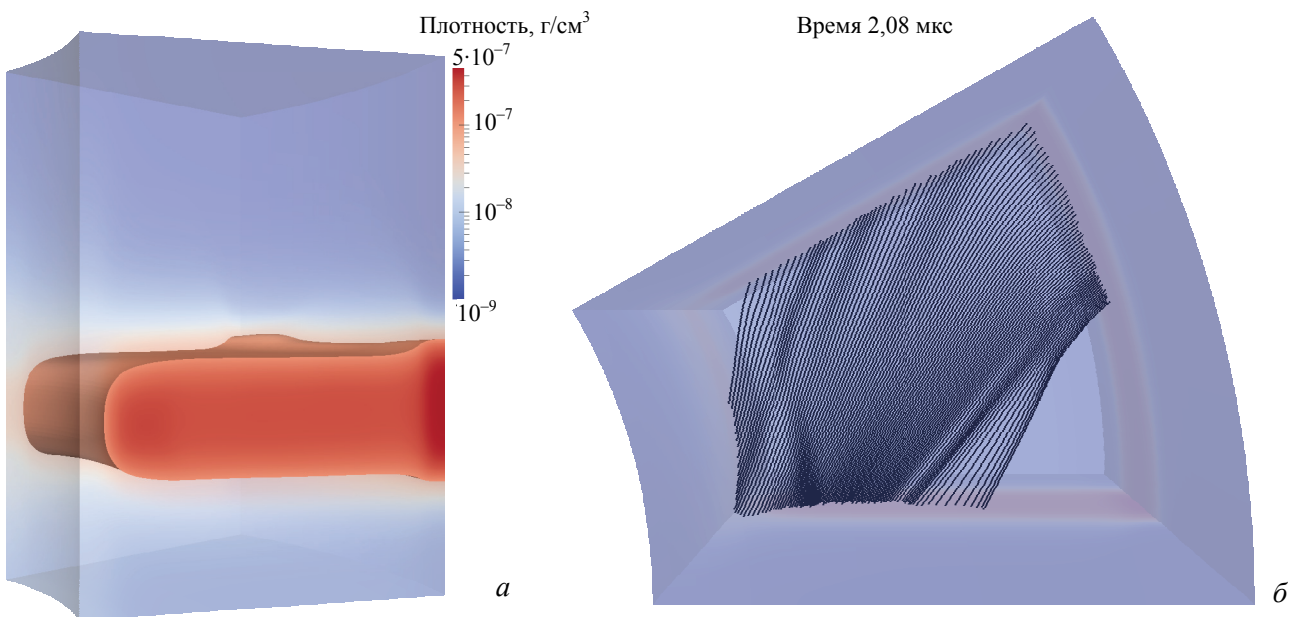


Рис. 9. Распределение плотности плазмы в ППТ в момент прерывания тока (а) и линии электрического тока в момент срабатывания ППТ (б)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально было показано, что в широком диапазоне величин применяемых магнитных полей (вплоть до 30 кГс) удаётся получить заполнение кольцевого зазора ППТ плазмой, образованной при электрическом взрыве углеродной или вольфрамовой проволоочки.

Впервые была изучена динамика сопротивления плазменной перемычки, образованной электро-взрывом проволоочки во внешнем магнитном поле. В условиях нашего модельного эксперимента не удалось достичь роста сопротивления, что, по-видимому, объясняется наличием областей со слишком большой электронной концентрацией (более  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>) плазмы по сравнению с начальной концентрацией плазмы в ППТ с внешним магнитным полем, необходимой для осуществления режима эрозии. Мы надеемся избежать этого в ППТ с существенно большими диаметрами электродов при увеличении тока и магнитного поля.

Высокая скорость «размазывания» плазмы по азимуту может быть использована для обострения импульса в установках с длинным предимпульсом. Действительно, можно подобрать начальные параметры плазмы так, чтобы на стадии предимпульса её концентрация уменьшалась в результате азимутального выравнивания и к началу основного импульса достигла величины менее  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Это обеспечит беспрепятственное прохождение предимпульса за счёт высокой концентрации и создаст условия для обрыва тока на стадии основного импульса.

В результате численного моделирования были определены параметры плазмы ППТ, образованной при электровзрыве одиночной вольфрамовой проволоочки в магнитном поле, и временной ход её сопротивления. Динамика заполнения зазора плазмой, определённая путём численного моделирования, качественно согласуется с имеющимися экспериментальными данными, однако вычисленный и экспериментально определённый временной ход сопротивления различается существенно. По нашему мнению, основной причиной этого является принятая нами модель начального состояния вещества проволоочки в виде плазменного «шнура» вместо включения в неё процесса «затянутого» плазмообразования при взрыве проволоочки [12].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 11-02-01008-а, 12-02-31321-мол\_а, гранта Президента РФ СП-748.2013.2 и контракта Минобрнауки РФ № 2012-1.1-12-000-4004-1841.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азизов Э.А., Алиханов С.Г., Велихов Е.П. и др. Проект «Байкал». Отработка схемы генерации электрического импульса. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2001, вып. 3, с. 3.
2. Бухаров В.Ф., Власов Ю.В., Демидов В.А. Плазменные прерыватели микросекундных мегаамперных токов. — ЖТФ, 2001, т. 71, вып. 3, с. 57—68.
3. Долгачев Г.И., Масленников Д.Д., Ушаков А.Г., Федоткин А.С., Ходеев И.А., Шведов А.А. Динамика заполнения плазмой зазора плазменного прерывателя тока поперек сильного магнитного поля. — Физика плазмы, 2011, т. 37, № 2, с. 193—198.
4. Баринев Н.У., Будков С.А., Данько С.А. и др. Модернизированная установка РС-20 для исследования характеристик плазменного прерывателя тока. — ПТЭ, 2002, № 2, с. 112—119.
5. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. — М.: Наука, 1978. 368 с.
6. Долгачев Г.И., Масленников Д.Д., Ушаков А.Г. и др. Динамика заполнения плазмой зазора модуля ППТ установки МОЛ. — ПТЭ, 2010, № 6, с. 48—55.
7. Ананьев С.С. Регистрация полутоновых изображений на импульсных сильноточных установках в условиях сильных электромагнитных полей: Препринт ИАЭ-6440/7. — М., 2008. 15 с.
8. Ананьев С.С., Казаков Е.Д., Шведов А.А. Беспараллаксная шестикадровая электронно-оптическая камера для исследований в области импульсного УТС и других процессов. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2, с. 89.
9. Gasilov V. et al. Towards an application of high-performance computer systems to 3D simulations of high energy density plasmas in Z-pinch. — Advances in Parallel Computing. Applications, Tools and Techniques on the Road to Exascale Computing. Ed. by K. De Bosschere et al., 2012, vol. 22, p. 235—242.
10. Bobrova N.A., Lazzaro E., Sasorov P.V. Magnetohydrodynamic two-temperature equations for multicomponent plasma. — Physics of Plasmas, 2005, vol. 12, p. 022—105.



11. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. — М.: Физматлит, 2000.
12. Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С. и др. — Физика плазмы, 2001, т. 27, № 2, с. 99 (Доклады XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. 8—12 февраля 2010 г.).



Сергей Станиславович  
Ананьев, с.н.с., к.ф.-м.н.;  
НИЦ «Курчатовский ин-  
ститут», 123182, Москва, пл.  
Академика Курчатова, д. 1,  
Россия  
ananevss@gmail.com



Геннадий Алексеевич Багда-  
саров, к.ф.-м.н., инженер-  
исследователь; НИЦ «Курча-  
товский институт», 123182,  
Москва, пл. Академика Кур-  
чатова, д. 1, Россия; м.н.с.,  
Институт прикладной мате-  
матики им. М.В. Келдыша  
РАН, Москва, Россия  
gennadiy3.14@gmail.com



Евгений Давидович Казаков,  
к.ф.-м.н., начальник  
лаборатории; НИЦ «Кур-  
чатовский институт»,  
123182, Москва, пл.  
Академика Курчатова, д. 1,  
Россия  
kazakoved82@gmail.com



Александр Алексеевич  
Шведов, инженер; НИЦ  
«Курчатовский институт»,  
123182, Москва, пл.  
Академика Курчатова, д. 1,  
Россия  
shvedov@live.ru

Статья поступила в редакцию 14 августа 2013 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 4, с. 85—93.