УДК 621.316.543

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

С.С. Ананьев¹, Г.А. Багдасаров^{1, 2}, Е.Д. Казаков¹, А.А. Шведов¹¹НИИЦ «Курчатовский институт», Россия, Москва²Институт 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. Ananiev¹, G.A. Bogdasarov^{1, 2}, E.D. Kasakov¹, A.A. Schvedov¹¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²Keldysh 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 — выводной фланец; 10 — кабели питания анода; 11 — кабели питания соленоидов; 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 ~ 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 выводной 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 соленоидов 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 3×3 мм размещены в области двух образующих катодного цилиндра, которые смещены по азимуту относительно проволоочки на 90 и 270° . 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 беспараллксная 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 эопограмм для вольфрамовых проволоочек показаны на рис. 3, где каждый кадр представлен в виде реальной фотографии (левая часть) и в виде изолиний ин-

Рис. 3. Эопограммы: а — углеродная проволоочка, красная черта — её начальное положение; б, в, г — 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 δ , ϵ , ζ , в зависимости от величины B_z и времени задержки t_z включения ЭОП относительно начала тока. Сравнивая рис. 3, δ и следующие рисунки, можно сказать, что при малых полях (2 кГс, см. рис. 3, δ) 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, ϵ), 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, ζ).

Рис. 4. Схема эксперимента с индуктивной нагрузкой: C_0 , L_0 , R_0 — ёмкость, индуктивность и сопротивление основного контура соответственно; $L_н$ — индуктивность нагрузки; I_0 , $I_н$, $I_{пр} = I_0 - I_н$ — 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 проволочке $U_{пр} = U_н$ в точке ветвления основного тока I_0 на ток проволоочки $I_{пр}$ и ток нагрузки $I_н$ определяется как

$$U_{пр} = U_н = L_н dI_н/dt + R_н = L_{пр} dI_{пр}/dt + R_{пр} I_{пр}. \quad (1)$$

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

$$R_{пр} = U_{пр}/I_{пр} = (L_н dI_н/dt)/(I_0 - I_н). \quad (2)$$

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 $L_н = 0,4$ мкГн при $B_z = 2$ кГс: I_0 — ток батареи (20 кА/дел.), $I_н$ — ток нагрузки (20 кА/дел.), $I_{пр} = I_0 - I_н$ — ток проволоочки (20 кА/дел.), $R_{пр}$ — сопротивление проволоочки (0,1 Ом/дел.). $U_{пр}$ — напряжение на проволочке (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 проволоочки (20 кА/дел.), $R_{пр}$ — сопротивление проволоочки (0,1 Ом/дел.), развёртка 2 мкс/дел.

На рис. 5, а видно, что шунтирование проволоочки нагрузкой $L_n = 0,4$ мкГн приводит к задержке момента взрыва проволоочки и появления тока в ней на $\sim 0,5$ мкс и уменьшению тока проволоочки 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 проволоочки и появления тока в ней до ~ 2 мкс, т.е. чем меньше индуктивность нагрузки, тем больше задержка. Это связано с понижением прикладываемого к проволоочке напряжения за счёт индуктивного деления (см. рис. 4). Увеличение магнитного поля до 30 кГс (см. рис. 6, б) приводит к большему увеличению задержки взрыва проволоочки $\sim 2,2$ мкс и существенному уменьшению тока проволоочки. Это связано с увеличением скорости азимутального сноса образующейся плазмы (см. рис. 3), что приводит к снижению скорости нагрева проволоочки, при этом резко снижается яркость свечения. Во всех случаях к моменту перехода тока проволоочки 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 проволоочки

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОВОЛОЧКИ

Трёхмерное моделирование плазменного прерывателя тока выполнялось посредством РМГД-кода MARPLE (ИПМ 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]:

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

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 ($h = 0,05 \text{ см}$). Расчёт начинается с момента времени $t = 160 \text{ нс}$ 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.

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} г/см^3 .

Второй этап моделирования выполнялся в расчётной области, представляющей собой сектор 30° , 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. 8. Распределение плазмы в промежутке 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^{-3}) 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^{-3} . 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.

REFERENCES

1. **Azizov E.A., Alikhanov S.G., Velikhov E.P. et al.** Project «Baykal». Verification of pulse electric generator scheme. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion). 2001, issue 3, p. 3 (in Russian).
2. **Bukharov V.F., Vlasov Yu.V., Demidov V.A.** — Microsecond megaampere plasma opening switches. — ZhTF (JTPH), 2001, vol. 71, issue 3, pp. 57—68 (in Russian).
3. **Dolgachev G.I., Maslennikov D.D., Ushakov A.G., Fedotkin A.S., Khodeev I.A., Shvedov A.A.** Dynamics of filling by plasma the plasma opening switch clearance space across a strong magnetic field. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2011, vol. 37, № 2, pp. 193—198 (in Russian).
4. **Barinov N.U., Budkov S.A., Dan'ko S.A. et al.** Modernized installation RS-20 for study the plasma opening switch characteristics. — Pribory i tekhnika eksperimenta (Instruments and experimental technique), 2002, № 2, pp. 112—119 (in Russian).
5. **Butslov M.M., Stepanov B.M., Fanchenko S.D.** Electron-optical converters and their application in scientific research. — M.: Nauka (Science), 1978. p. 368 (in Russian).
6. **Dolgachev G.I., Maslennikov D.D., Ushakov A.G. et al.** Dynamics of filling by plasma the POS module clearance space of installation MOL — Pribory i tekhnika eksperimenta (Instruments and experimental technique), 2010, № 6, pp. 48—55 (in Russian).
7. **Anan'ev S.S.** Gray-scale images registration on the pulsed high-current installations in the conditions of strong electromagnetic fields: Preprint IAE-6440/7. — M., 2008. p. 15 (in Russian).

8. **Anan'ev S.S., Kazakov E.D., Shvedov A.A.** Six-frame electron-optical camera without parallax for fast processes and ICF investigation. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology Ser. Thermonuclear Fusion), 2012, issue 2, p. 89 (in Russian).
9. **Gasilov V. et al.** Towards an application of high-performance computer systems to 3D simulations of high energy density plasmas in Z-pinches. — Advances in Parallel Computing. Applications, Tools and Techniques on the Road to Exascale Computing. Ed. By K. De Bosschere et al., 2012, vol. 22, pp. 235—242.
10. **Bobrova N.A., Lazzaro E., Sasorov P.V.** Magnetohydrodynamic two-temperature equations for multicomponent plasma. — Physics of Plasmas, 2005, vol. 12, pp. 022—105.
11. **Nikiforov A.F., Novikov V.G., Uvarov V.B.** Quantum-statistical models of high-temperature plasma. — M.: Fizmatlit (PhysMathLit), 2000 (in Russian).
12. **Aleksandrov V.V., Branitskiy A.V., Volkov G.S. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2001, vol. 27, № 2, p. 99 (Reports of the XXXVII International (Zvenigorod) conference on plasma physics and CTF. 8—12 February 2010) (in Russian).

AUTHORS

Ananiev S.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; ananevss@gmail.com

Bogdasarov G.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; M.V. Keldysh Institute of Applied Mathematics, Miusskaya sq., 4, 125047, Moscow, Russia; gennadiy3.14@gmail.com

Kasakov E.D. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; kazakoved82@gmail.com

Schvedov A.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; shvedov@live.ru

Received 14 August 2013
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Termoyadernyi sintez, 2013, vol. 36, issue 4, pp.85—93