

04;12

Сильноточный плазменный прерыватель тока с запиткой от взрывомагнитного генератора

© К.И. Алмазова, А.С. Борискин, В.В. Боровков, Е.П. Волков, В.А. Демидов, В.С. Жданов, А.В. Ивановский, С.А. Казаков, В.Г. Корнилов, С.Ю. Корнилов, В.Д. Селемир, Д.А. Толшмяков, А.А. Хижняков, Е.А. Царева, В.И. Челпанов, Е.В. Шаповалов

Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: mailbox@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 28 августа 2002 г. В окончательной редакции 10 января 2003 г.)

Разработан плазменный прерыватель тока, запитываемый от спирального взрывомагнитного генератора. Плазменный слой с аксиальной длиной ~ 4 см и плотностью электронов $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$ формируется в межэлектродном промежутке прерывателя шестью коаксиальными газоплазменными инжекторами. В серии взрывных экспериментов показано, что разработанная система позволяет изучать работу разработанного прерывателя при токах ~ 2 МА.

Введение

Последнее десятилетие развития плазменных прерывателей тока (ППТ) характеризуется успешным освоением мегаамперной области токов при длительности фазы проводимости до $1 \mu\text{s}$ [1,2]. Первичным источником энергии в таких устройствах являются генераторы импульсных напряжений на основе емкостных накопителей энергии.

В [3] впервые предложена схема генератора с ППТ, где первичным источником энергии служит взрывомагнитный генератор (ВМГ). Такой подход стал возможен в связи с прогрессом по уменьшению длительности нарастания тока в нагрузке. Разработки последнего десятилетия сделали возможным передачу тока амплитудой в десятки мегаампер с характерным нарастанием тока в несколько микросекунд при использовании дисковых ВМГ и тока амплитудой до 10 МА со временем нарастания $< 1 \mu\text{s}$ при использовании спиральных ВМГ со взрывными размыкателями тока [4].

Применение спиральных ВМГ для формирования в ППТ импульса тока в несколько миллионов ампер с временем нарастания $\sim 1 \mu\text{s}$ предполагает низкий импеданс нагрузки генератора, т.е. малое значение индуктивности (десятки нН) и активного сопротивления ($< 10 \text{ m}\Omega$) ППТ. Это условие приводит к ограничению продольного размера плазменного слоя ППТ, требует обеспечения сверхвысокой плотности плазмы и локализации плазменного слоя вблизи проходного изолятора между ВМГ и плазменной камерой.

Широко применяемые в настоящее время плазменные инжекторы эрозионного типа позволяют получать концентрацию плазмы в межэлектродном зазоре плазменного прерывателя тока на уровне $4\text{--}6 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ [5]. Учитывая условия, которым должны удовлетворять ППТ в случае запитки от ВМГ, целесообразно использовать коаксиальные плазменные инжекторы (ПИ) с импульсным напуском газа. Результаты исследований показа-

ли, что инжекторы данного типа позволяют формировать плазменные каналы с концентрацией электронов $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$.

Ограничение количества элементов ППТ приводит к увеличению плотности тока в плазменном канале одного инжектора. Возможность пропускания мегаамперного тока в устройстве, существенно отличающемся от традиционных, требовала экспериментального подтверждения. В силу сложности методологии и одноразового характера при подготовке взрывных экспериментов необходим цикл предварительных комплексных расчетно-теоретических и экспериментальных исследований на лабораторных стендах с емкостными накопителями энергии. При проведении лабораторной отработки мы считали, что плазменные токовые каналы ППТ электрически независимы. Это позволило ограничиться исследованием характеристик одного плазменного канала. При выборе параметров стенда мы исходили из требований обеспечения времени нарастания тока $\tau \sim 1 \mu\text{s}$, а также не превышения напряжения на конденсаторной батарее U_0 величины, реализуемой на плазменном токовом канале во взрывном эксперименте удовлетворял стенд на основе генератора импульсного тока (ГИТ) с параметрами: $U_0 = 80 \text{ kV}$; емкость конденсаторной батареи $C_0 = 8 \mu\text{F}$; индуктивность цепи $L_s \sim 0.2 \mu\text{H}$, обеспечивающая при работе на короткозамкнутую нагрузку ток $J_m = U_0/(L_s/C_0)^{1/2} \sim 500 \text{ kA}$, $\tau = (L_s C_0)^{1/2}/4 \sim 1.25 \mu\text{s}$.

Методология отработки схемы и результаты первых взрывных экспериментов с ВМГ и ППТ, работающего в режиме проводимости, описаны ниже.

Редакция взрывных экспериментов

К началу работ отсутствовал опыт проведения экспериментов с плазменными размыкателями тока при запитке от ВМГ. Это обусловило редакцию первых

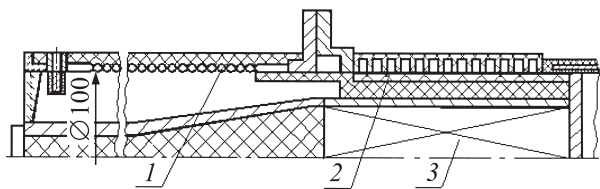


Рис. 1. Эскиз ВМГ-100 с взрывным размыкателем. 1 — спиральный ВМГ, 2 — взрывной размыкатель электрической цепи, 3 — формирователь расходящейся цилиндрической ударной волны.

экспериментов, а также ограничение решаемых задач. Основные цели данного этапа исследований: выбор технологии проведения взрывных опытов с ВМГ, работающим на вакуумную камеру с пространственно ограниченным слоем плотной плазмы; определение возможности пропускания тока ~ 2 МА через плазменный слой; отработка системы регистрации; подтверждение справедливости выводов, сделанных на основе лабора-

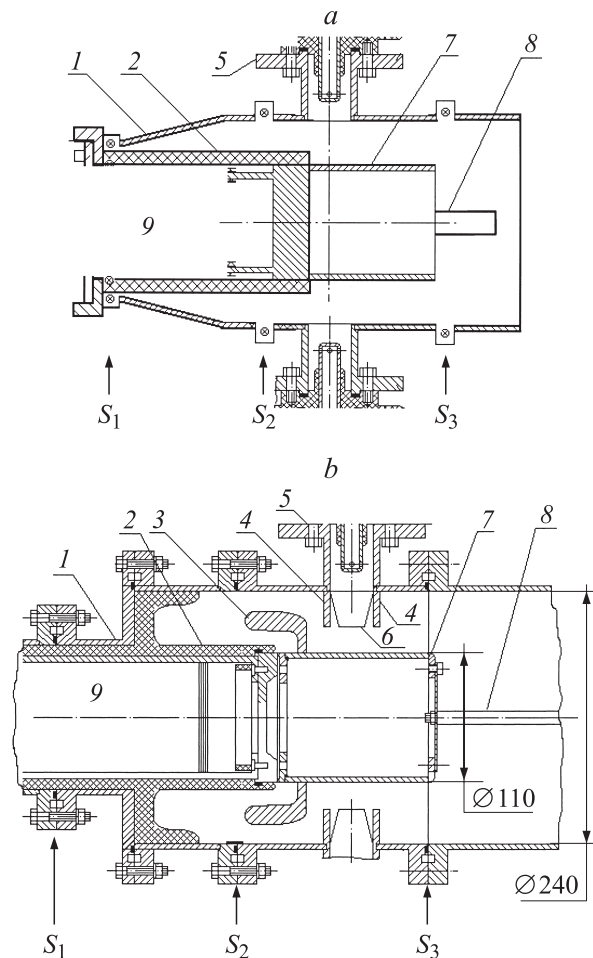


Рис. 2. Схема плазменных камер. *a* — первый эксперимент, *b* — второй эксперимент; 1 — корпус плазменной камеры, 2 — изолятор, 3 — защитный экран, 4 — анодные кольца, 5 — плазменный инжектор, 6 — сопловые насадки, 7 — катод, 8 — имитатор нагрузки, 9 — спиральный ВМГ.

торных экспериментов и модельных расчетов. В экспериментах плазменная камера непосредственно соединялась с ВМГ и, как следствие, разрушалась в каждом опыте. Сохранению подлежала вакуумная система и системы энергоснабжения плазменных инжекторов.

Для исследований ППТ при токе ~ 2 МА в качестве источника энергии применялся быстроходный спиральный ВМГ с коническим лайнером. Внутренний диаметр витков статора составляет 100 мм. В конечный контур спирального генератора включен цилиндрический взрывной размыкатель электрической цепи. Аналогом устройства является ВМГ-100 с взрывным размыкателем [4]. Эскиз источника энергии для запитки ППТ приведен на рис. 1. Начальная индуктивность ВМГ составляет $20 \mu\text{H}$. Разрушаемый проводник размыкателя выполнен из медной фольги толщиной 0.3 мм в виде цилиндра диаметром 100 мм. Внутри ВМГ размещены дифференцирующие датчики, предназначенные для регистрации производной тока спирального генератора.

На рис. 2 схематически показана плазменная камера для исследований работы ППТ в режиме проводимости во взрывных опытах. Камера содержит коаксиальные газоплазменные инжекторы, создающие в межэлектродном промежутке слой плазмы. Внутри камер в сечениях S_1-S_3 размещены датчики D_1-D_3 , предназначенные для измерений параметров электрического импульса. Для регистрации производной тока применялись дифференцирующие зонды. Величина и форма импульса тока регистрировались интегрирующими поясами Роговского.

Отработка редакции взрывного эксперимента, выбор и обоснование параметров плазменного слоя, требуемых для пропускания тока с амплитудой ~ 2 МА и временем нарастания $\sim 1 \mu\text{s}$, были выполнены путем масштабного моделирования на лабораторных стендах с емкостными накопителями энергии.

Численное моделирование стадии проводимости ППТ на лабораторных стендах

При проведении численного моделирования стадии проводимости считалось, что магнитное поле проникает в плазму по образующей области замагниченной плазмы (вследствие компенсации продольной составляющей члена (j_z/σ) в обобщенном законе Ома соответствующей компонентой холловского члена $([\mathbf{j} \times \mathbf{B}]_z/(en_e c))$).

Условия компенсации тока проводимости холловским током характерны для областей вблизи анода, где закорачивается холловское поле. Рост температуры электронов увеличивает замагниченность плазмы, а следовательно сопротивление канала и скорость проникновения магнитного поля в плазму. Возрастание сопротивления сопровождается дальнейшим увеличением энерговыделения в области замагниченной плазмы и т.д. Реализация этого механизма сопровождается падением плотности плазмы вследствие газодинамической разгрузки в поперечном направлении, которая усиливает, но

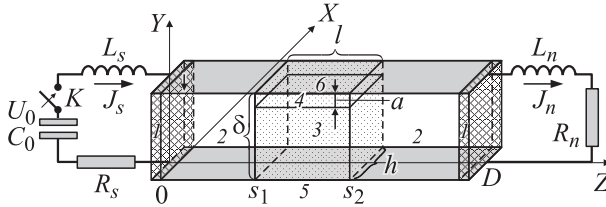


Рис. 3. Расчетная геометрия: 1 — твердый диэлектрик, 2 — вакуум, 3 — плазма, 4 — область замагниченной плазмы, 5 — катод, 6 — анод.

не определяет эффект проникновения магнитного поля в плазму [5,6].

При проведении численных расчетов мы исходили из локально плоской модели плазменного канала. Считалось, что образующийся в результате инжекции со стороны анода плазменный канал представляет собой параллелепипед с площадью основания $h \times l$, определяемой площадью соприкосновения плазменного столба с катодом и высотой, равной межэлектродному зазору δ (рис. 3). Пользуясь малостью поперечных размеров a области замагниченной плазмы, пренебрегая поперечной газодинамической разгрузкой, электронными и ионными потоками тепла, можно получить одномерные уравнения для описания динамики замагниченной плазмы и компоненты магнитного поля B_x [6]

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(p + \frac{B_x^2}{2\mu_0} \right), \\ \frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (u_z B_x) = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\mu_0 \sigma} \cdot \frac{\partial B_x}{\partial z} \right], \\ \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + u_z \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial z} + \frac{p_e}{\rho} \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{j_y E_y'}{\rho} - 3 \frac{m_e}{m_i^2} \frac{k(T_e - T_i)}{\tau_{ei}/Z}, \\ \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + u_z \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial z} + \frac{p_i}{\rho} \frac{\partial u_z}{\partial z} = 3 \frac{m_e}{m_i^2} \frac{kT_e - kT_i}{\tau_{ei}/Z}, \end{cases} \quad (1)$$

где z , u_z — координата и массовая скорость плазмы вдоль направления канала; ρ — плотность плазмы; p — давление, равное сумме электронной p_e и ионной p_i компонент $p = p_e + p_i$; ε_e , ε_i — внутренние энергии электронов и ионов соответственно, рассчитанные на один ион; T_e , T_i — температуры электронов и ионов соответственно; m_e , m_i — массы электронов и ионов соответственно; τ_{ei} — время релаксации импульса; Z — средний заряд ионов;

$$\sigma = e^2 \frac{Z\rho}{m_i} \frac{\tau_{ei}}{m_e}$$

— спитцеровская проводимость плазмы; $\sigma' = \sigma / (1 + \omega^2 \tau_{ei}^2)$ — проводимость замагниченной плазмы; $\omega = e|B_x|/m_e$ — электронная ларморовская частота; $j_y = 1/\mu_0 \partial B_x / \partial z$ — плотность тока; $E_y' = j_y / \sigma'$ —

электрическое поле в системе отчета, связанной с плазмой.

Уравнения (1) дополняются уравнениями состояния

$$p_e = Z \frac{\rho}{m_i} kT_e, \quad p_i = \frac{\rho}{m_i} kT_i,$$

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} ZkT_e + \int_0^z I(Z') dZ', \quad \varepsilon_i = \frac{3}{2} kT_i. \quad (2)$$

Средний заряд ионов Z определяется по температуре электронов T_e из [7]

$$I(Z + 1/2) = kT_e \ln \left[\frac{2m_i}{Z\rho} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} \right], \quad (3)$$

где потенциал ионизации $I(Z)$ считается непрерывной функцией заряда иона.

На границах плазмы со стороны источника $z = s_1$ и нагрузки $z = s_2$ давление $p|_{z=s_1, s_2} = 0$, магнитные поля определяются токами в цепи источника $B_x|_{z=s_1} = \mu_0 J_s / h$ и нагрузки $B_x|_{z=s_2} = \mu_0 J_n / h$. Токи рассчитываются из уравнений цепей: источника

$$\begin{cases} U_s = R_s J_s + \frac{d}{dt} (L_s J_s) + \frac{d}{dt} (L'_s J_s) + V_s, \\ \frac{dU_s}{dt} = -\frac{J_s}{C_0}, \quad V_s = E_y'|_{z=s_1} a, \end{cases} \quad (4)$$

нагрузки

$$V_n + R_n J_n + \frac{d}{dt} (L_n J_n) + \frac{d}{dt} (L'_n J_n) = 0, \quad V_n = E_y'|_{z=s_2} a.$$

Здесь V_s , V_n — напряжения на поверхности плазмы со стороны источника и нагрузки; U_s , C_0 — напряжение и емкость конденсаторной батареи; R_s , R_n , L_s , L_n — сопротивления и индуктивности цепей источника и нагрузки; $L'_s = \mu_0 s_1(t) a / h$, $L'_n = \mu_0 (D - s_2(t)) a / h$ — индуктивности отрезков волновых линий со стороны источника и нагрузки. В начальный момент $U_s|_{t=0} = U_0$; ток и магнитное поле равны нулю.

Величина a оценивается „скин-слоем“. Исследования показали [6], что как величина критического тока J_m , так и время его достижения слабо зависят от начальной температуры плазмы и значения параметра a . При проведении расчетов считалось, что в начальный момент времени $T_e = T_i = T_0 = 1$ eV; плотность плазмы $\rho = \rho_0$ однородна по сечению канала; $a \cong 1$ см. При выбранном значении a наблюдалось наилучшее согласие с экспериментальными данными по размыканию тока на установке „Ковчег“ [8].

При подготовке экспериментальных исследований на лабораторном стенде было выполнено три серии скэйлинговых расчетов с вариациями параметров источника и плазменного канала. В первой серии расчетов геометрические размеры канала $h \times l = 3.14 \times 4.4$ см, во второй — $h \times l = 4.4 \times 4.4$ см, в третьей —

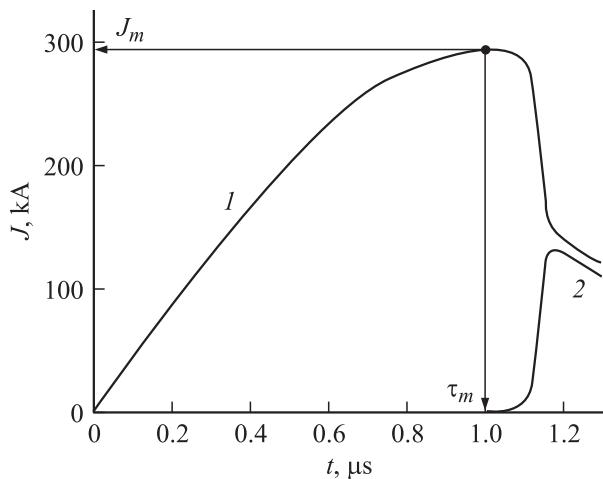


Рис. 4. Зависимости тока источника (1) и тока в нагрузке (2) от времени (вторая серия опытов, $S_0 = 0.3 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$).

$h \times l = 6.2 \times 6.2 \text{ cm}$. Параметры цепей источника и нагрузки в сериях расчетов: $C_0 = 8 \mu\text{F}$, $R_s = 0.015 \Omega$; в первой серии $U_0 = 70 \text{ kV}$, $L_s = 240 \text{ nH}$; во второй и третьей: $U_0 = 80 \text{ kV}$, $L_s = 180 \text{ nH}$ и 200 nH ; $R_n = R_s$, $L_n = L_s$.

На рис. 4 приведены типичные расчетные зависимости тока источника и тока в нагрузке от времени. В данном расчете наблюдается обрыв тока на момент времени $t = \tau_m \approx 1 \mu\text{s}$. Величина критического тока составила $J_m \approx 300 \text{ kA}$.

Анализ результатов расчетов показал сильную зависимость величины критического тока от геометрического размера плазменного канала $h \times l$ и плотности плазмы ρ_0 . На рис. 5 приведены зависимости величины критического тока J_m от линейной плотности плазмы $S_0 = \rho_0 l$. Обрывы тока наблюдались в расчетах при $S_0 \leq 5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Видно, что величина критического тока растет с ростом плотности плазмы. При этом его величина зависит

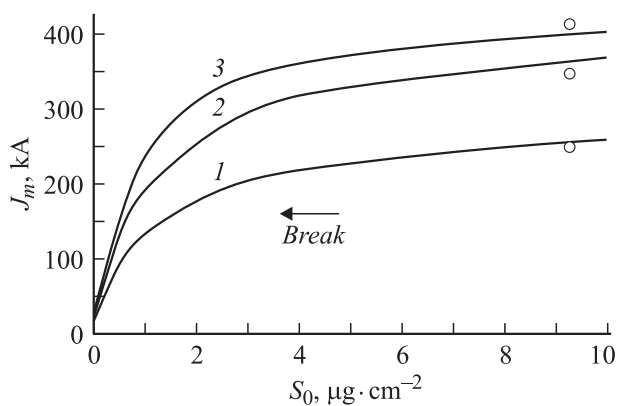


Рис. 5. Расчетные зависимости тока от линейной плотности плазмы. Размеры канала $h \times l$; см: 1 — 3.14×4.4 , 2 — 4.4×4.4 , 3 — 6.2×6.2 . Маркер „0“ — экспериментальные значения тока, отнесенные к $S_0 = 9.3 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

от площади соприкосновения плазменного канала с катодом.

Для определения параметров плазмы, а также проводимости плазменного токового канала (ПТК), создаваемого коаксиальным ПИ, была проведена серия экспериментальных исследований.

Экспериментальные исследования параметров плазмы коаксиального ПИ

Исследования плазмы, создаваемой плазменным инжектором [9], проводились в вакуумной камере, которая откачивалась до давления $5 \dots 8 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$. На одной из боковых сторон камеры устанавливался плазменный инжектор коаксиального типа с импульсным напуском газа. Напуск газа осуществлялся с помощью электромагнитного клапана 1 в центральный электрод инжектора 2, который был выполнен в виде закрытой на конце трубки с внешним диаметром 2 см. Диаметр газового канала составлял 1.4 см. Через четыре боковых отверстия на выходе трубки газ поступал в цилиндрический стакан с внутренним диаметром 4 см, который служил внешним электродом плазменного инжектора 3. Расстояние между зоной напуска газа (конец центрального электрода) и выходом инжектора составляло 5 см. На внутренний электрод инжектора подавалось отрицательное напряжение 25 kV от конденсатора емкостью $12 \mu\text{F}$. Максимальная амплитуда тока составляла 125 kA, а полупериод — $6.5 \mu\text{s}$. Схема исследованного ПИ приведена на рис. 6.

Исследование плазмы, создаваемой плазменным инжектором, проводилось с помощью интерферометра Майкельсона на длине волны He-Ne лазера $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$. Регистрация интерференционной картины осуществлялась скоростным фоторегистратором (СФР), работающим в режиме щелевой развертки с временным и пространственным разрешениями $0.1 \mu\text{s}$ и 0.3 mm соответственно.

В процессе предварительных исследований обнаружено, что при открытии газового клапана и без включения разрядной батареи ПИ газ, вытекающий из инжектора в вакуумную камеру, не приводит к сдвигу интерференционных полос. В экспериментах с разрядом батареи ПИ зарегистрировано уменьшение показателя преломления в плазме, вылетающей из инжектора. Поэтому считалось, что основной вклад в изменение показателя преломления вносят свободные электроны плазмы.

Расчет интегральной по линии зондирования плотности электронов (далее — линейной плотности электронов) проводился по формуле

$$n_e l = -1.76 \cdot 10^{17} \Delta k (\text{cm}^{-2}), \quad (5)$$

где n_e — средняя по длине оптического пути концентрация электронов, l — геометрическая длина плазменного образования вдоль линии зондирования, Δk — сдвиг интерференционной полосы относительно ее собственной ширины.

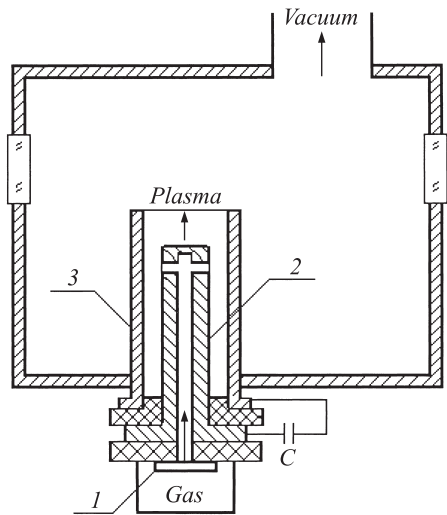


Рис. 6. Схема плазменного инжектора. 1 — электромагнитный клапан импульсного напуска газа, 2 — внутренний электрод плазменного инжектора, 3 — внешний электрод плазменного инжектора.

Чувствительность методики по определению $n_e l$ составляла $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Численный коэффициент в (5) определялся с учетом двойного прохода зондирующего

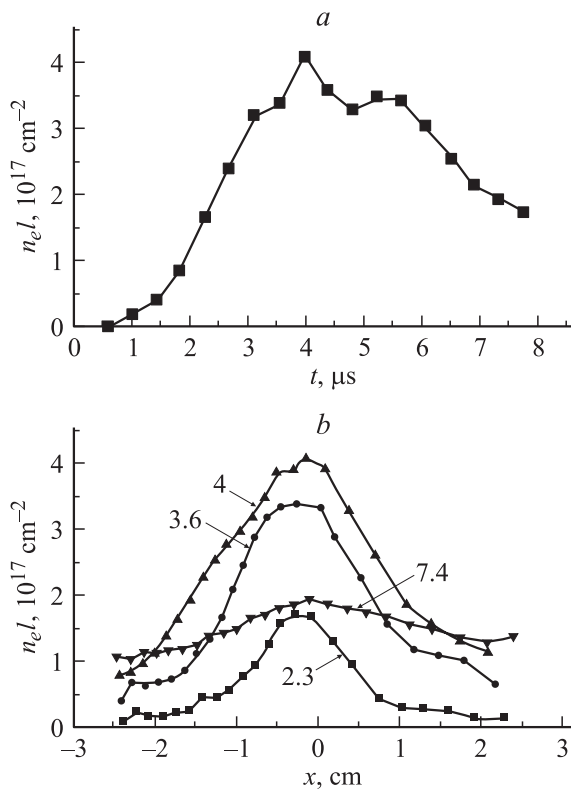


Рис. 7. Зависимость линейной плотности электронов от времени на расстоянии 1.5 см от инжектора (a) и распределение плотности электронов плазмы поперек плазменного канала (b). Цифры — моменты времени в μs , для которых приведены распределения $n_e l$.

излучения через плазменный объект и поляризуемости электронов на длине волны зондирующего лазера.

Проведенные исследования позволили выбрать оптимальные задержки как по напуску газа, так и включению разряда емкостного накопителя ППТ относительно срабатывания ПИ. На рис. 7 представлены зависимость линейной плотности электронов от времени на расстоянии 1.5 см от инжектора и распределение плотности электронов по поперечному сечению плазменного канала на выходе инжектора при оптимальном режиме работы ПИ.

Из рис. 7 видно, что примерно к четвертой микросекунде линейная плотность электронов достигает максимального значения $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. В случае однократной ионизации это соответствует линейной плотности плазмы $S_0 \sim 9.3 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ и значениям критических токов, достигаемых в контуре ППТ в трех сериях расчетов: $J_m = 260, 360, 400 \text{ kA}$ соответственно (рис. 5).

Экспериментальные исследования проводимости плазменного токового канала

Цель проведения экспериментальных исследований состояла в определении максимального уровня тока, пропускаемого через плазменный канал, при использовании различных сменных электродов.

При проведении исследований использовался ППТ с двумя цилиндрическими электродами, в общем случае несоосными. Плазменный канал создавался одним плазменным инжектором и лишь частично заполнял межэлектродный промежуток. Площадь соприкосновения плазменного канала с катодом варьировалась подбором геометрии внутреннего электрода — катода. Варианты исследуемых конфигураций электродов ППТ схематично показаны на рис. 8. В первой серии опытов диаметр составлял 20 мм, во второй — 85 мм, в третьей — 250 мм. Катоды диаметром 20 и 85 мм располагались на расстоянии 30 мм от выходного сопла инжектора, катод диаметром 250 мм — на расстоянии 80 мм от сопла плазменного инжектора. Анализ конфигураций электродов для трех серий опытов с учетом данных интерферометрических исследований позволил оценить площади соприкосновения плазменного канала с катодом значениями $\sim 14, 20, 40 \text{ cm}^2$ соответственно. Эти значения близки к использованным при проведении трех серий расчетов (рис. 5).

Схема установки для исследования проводимости ПТК представлена на рис. 9. В состав установки входит емкостной накопитель (генератор импульсных токов ГИТ-100), который через проходной изолятор соединялся с плазменным прерывателем тока. Параметры ГИТ-100: емкость $8 \mu\text{F}$, собственная индуктивность $35 \dots 40 \text{ nH}$, зарядное напряжение $70 \dots 90 \text{ kV}$, активное сопротивление разрядников ГИТ $15 \dots 20 \text{ m}\Omega$. На внешнюю трубу вакуумной камеры (диаметр 480 мм), которая служила анодом ППТ, установлен плазменный

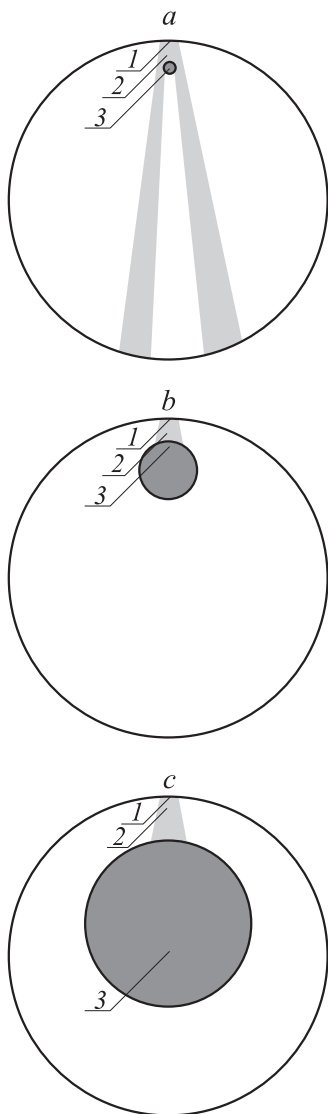


Рис. 8. Конфигурации электродов в трех сериях опытов (а–с) соответственно. 1 — анод, 2 — плазменный токовый канал, 3 — катод.

инжектор. Полная индуктивность контура с катодом диаметром 20 мм составляла 240 нН, в двух других вариантах — 160–180 нН. Вакуумная камера откачивалась до давления $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ Торг. Плазма генерировалась при возбуждении сильноточного разряда в межэлектродном промежутке инжектора. Использовался инжектор коаксиального типа с импульсным напуском газа (воздуха). Амплитуда разрядного тока в инжекторе составляла ~ 120 кА, полупериод колебания тока — 6.5 мкс. Регистрация тока производилась поясами Роговского, один из которых устанавливался в начале проходного изолятора и регистрировал полный ток. Для измерения тока через плазменный канал применялся второй пояс, который размещался в вакуумной камере. Поиск области максимальных токов осуществлялся изменением времени инжекции плазмы, а также интервала времени между

началом напуска газа в ПИ и включением инжекторной батареи.

Зависимости тока от времени для различных вариантов конфигураций электродов представлены на рис. 10. Видно, что максимальное значение тока получено для катода диаметром 250 мм и межэлектродного зазора 80 мм, т.е. при максимальной области соприкосновения плазмы с поверхностью катода.

Следует отметить, что времена инжекции плазмы и задержки между включением инжекторной батареи и началом напуска газа в ПИ, соответствовавшие максимальным токам в экспериментах, совпали со временами, требуемыми для достижения максимальной плотности плазмы. Сравнение амплитуд, регистрируемых в опытах с катодами диаметром 20, 85, 250 мм, токов $I_m \sim 250, 350, 410$ кА соответственно, с расчетными значениями при измеренной максимальной линейной плотности плазмы $S_0 \sim 9.3 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ (рис. 5) показывает их хорошее согласие.

Таким образом, проведенные комплексные расчетные и экспериментальные исследования параметров плазмы и плазменного токового канала позволили получить

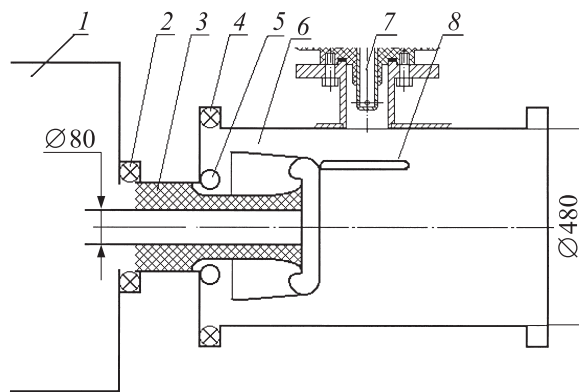


Рис. 9. Схема экспериментальной установки: 1 — генератор импульсных токов (ГИТ); 2 — пояс Роговского для измерения тока генератора; 3 — проходной изолятор; 4 — пояс Роговского для измерения тока в вакуумной камере; 5, 6 — охранные электроды; 7 — плазменный инжектор; 8 — сменный электрод.

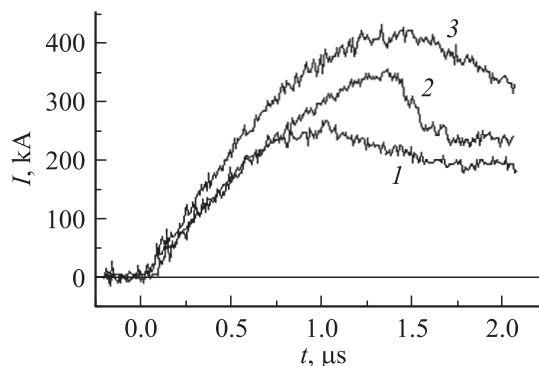


Рис. 10. Характерные импульсы токов при различных диаметрах катода (в мм). 1 — 20, 2 — 85, 3 — 250.

полную согласованную картину параметров ППТ на основе одного ПИ в стадии проводимости. Это дало возможность выбрать и обосновать количество и режим работы ПИ для пропускания тока с амплитудой ~ 2 МА и временем нарастания $\sim 1 \mu\text{s}$ во взрывном эксперименте с использованием ВМГ.

Результаты взрывных экспериментов

Серия взрывных экспериментов состояла из испытания ВМГ-100 на эквивалентную ППТ нагрузку и двух опытов с ПИ. На основании проведенных расчетных и экспериментальных исследований тока с амплитудой ~ 2 МА может быть достигнут при синхронной работе \sim пяти ПИ в оптимальном режиме. При проведении экспериментов плазменная перемычка создавалась шестью ПИ. Осциллограммы тока, регистрируемого датчиками D_1 в сечении S_1 , для всех трех опытов представлены на рис. 11.

В контрольном опыте получена информация о работе ВМГ-100 со взрывным размыкателем на эквивалентную нагрузку. Этот опыт отличался от последующих тем, что плазменные инжекторы не устанавливались, а плазменные каналы заменялись проводящими перемычками. Во взрывном размыкателе применен разрушаемый проводник длиной 190 мм.

В конечном контуре спирального ВМГ индуктивностью ~ 20 нН зарегистрирован импульс тока амплитудой 6.9 МА с характерным временем нарастания на конечном этапе работы генератора $\sim 10 \mu\text{s}$. Максимальная величина производной тока в спиральном генераторе $7.4 \cdot 10^{11}$ А/с. Отметим, что в последующих экспериментах выходные параметры спирального ВМГ были близки к приведенным выше.

С помощью взрывного размыкателя в нагрузке индуктивностью 40 нН сформирован импульс тока амплитудой ~ 2 МА и временем нарастания $0.7 \mu\text{s}$ (кривая 1 на рис. 11). Максимальное значение производной тока в нагрузке $5.2 \cdot 10^{12}$ А/с соответствует напряжению на взрывном размыкателе ~ 200 кВ.

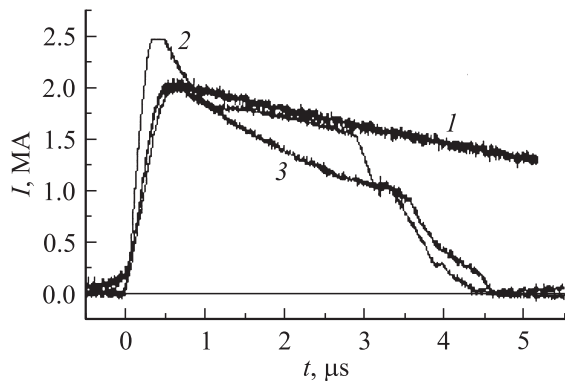


Рис. 11. Осциллограммы тока в сечении S_1 . 1 — опыт с эквивалентной нагрузкой, 2 — опыт 1 с плазменной нагрузкой, 3 — опыт 2 с плазменной нагрузкой.

Осциллограммы сигналов с датчиков D_1 , полученные в первом опыте с плазменной нагрузкой (рис. 2, а), показывают, что нарастание тока при размыкании электрического контура ВМГ-100 произошло быстрее, чем в контрольном опыте на индуктивную нагрузку 40 нН. Время нарастания импульса тока в нагрузке взрывного размыкателя составляет $\sim 0.5 \mu\text{s}$. Из-за высокой скорости нарастания тока максимальное значение производной тока датчиками D_1 не зарегистрировано. Однако совокупность полученных данных позволяет определить, что после срабатывания размыкателя в сечении S_1 протекал ток амплитудой > 2.6 МА (кривая 2 на рис. 11). Высокую амплитуду и малое время нарастания импульса тока, полученные по датчикам D_1 , можно объяснить наличием проводящей области вдоль поверхности изолятора 2, когда нагрузкой взрывного размыкателя служит контур индуктивностью 20–30 нН, что меньше индуктивности контура, ограниченного сечениями S_1 и S_2 . Это подтверждается показаниями датчиков D_2 , согласно которым за время работы взрывного размыкателя $\sim 0.5 \mu\text{s}$ амплитуда тока в нагрузке нарастает лишь до ~ 50 кА и в течение последующих $\sim 0.7 \mu\text{s}$ увеличивается до ~ 300 кА.

Полученные осциллограммы можно интерпретировать следующим образом. Так как концевая часть проходного изолятора не была защищена от плазменного потока инжектора, то к моменту срабатывания взрывного размыкателя над изолятором со стороны инжектора было образовано плазменное облако, зашунтировавшее полость, в которой расположены датчики D_2 . При срабатывании размыкателя произошел поверхностный пробой проходного изолятора 2. Ток в плазменном слое, образованном инжекторами, нарастал медленно и не достигал величины, которую была способна пропустить плазма. С развившейся асимметрией тока поверхностного пробоя можно связать разброс в показаниях датчиков D_2 . Ток в сечении S_3 появляется спустя $2.5 \mu\text{s}$ после начала протекания тока во втором сечении и даже в максимуме он вдвое меньше тока во втором сечении. Это указывает на высокую проводимость плазменного слоя.

Таким образом, пробой по изолятору 2 проявляется в увеличении амплитуды и сокращении времени нарастания импульса тока в нагрузке. Величина тока более 2.6 МА соответствует начальной индуктивности нагрузочного контура ~ 20 нН. Последующий быстрый спад тока до ~ 1.8 МА может быть связан с разлетом плазменной оболочки под действием магнитного поля и образованием контура с большей индуктивностью.

Во втором опыте с плазменной нагрузкой в конструкцию устройства внесены изменения. Для уменьшения максимального напряжения на выходе ВМГ длина фольги взрывного размыкателя уменьшена до 100 мм. В опыте применена вакуумная камера, представленная на рис. 2, б. Изолятор 2 вакуумной камеры выполнен бицилиндрическим и закрывает не только катод, но и часть анода. Для защиты поверхности изолятора от излучений плазмы цилиндрический катод дополнен

экраном 3, который вместе с анодными кольцами 4 ограничивает распространение плазмы в сторону изолятора. Инжекторы 5 смещены вправо от изолятора на 30 мм. Дополнительные сопловые насадки 6 предназначены для улучшения азимутальной однородности плазменного слоя в зазоре между катодом и анодными кольцами 4. На выходе из инжекторов сечение сопловых насадок круглое диаметром 40 мм, со стороны катода — эллипсное с осями 30 и 60 мм. Величина зазора между анодом и катодом 30 мм. Интерферометрические измерения подтвердили предположение о формировании коническими соплами плазменной струи с сечением ожидаемой формы.

Проведенный эксперимент показал, что все энергетические системы, включая взрывомангнитный генератор, сработали по заданной программе. Сопоставление токовых сигналов с датчиками в сечении S_1 (рис. 11) указывает на отсутствие поверхностного пробоя в последнем эксперименте. Как видно из опыта с эквивалентной ППТ нагрузкой, амплитуда тока 2 МА реализуется при индуктивности нагрузки 40 нГ. Предполагая постоянство индуктивности, по скорости спада тока можно оценить суммарное сопротивление контура величиной 13–15 мОм в последнем эксперименте и величиной 5–6 мОм в опыте на эквивалентную нагрузку. Следовательно, вклад плазмы в сопротивление нагрузки оценивается величиной 7–10 мОм. Спад тока может быть обусловлен как активным сопротивлением плазмы, так и ростом индуктивности нагрузочного контура вследствие сноса токового канала. Без дополнительной диагностики разделить эти причины нельзя. Если предположить, что изменение скорости спада тока обусловлено только увеличением индуктивности контура, то величина $dL/dt = 10 \text{ нГ}/\mu\text{с}$. Отсюда легко найти, что максимальная скорость аксиального сноса токового канала не превышает несколько единиц $\text{см}/\mu\text{с}$ при уровне тока $\sim 2 \text{ МА}$.

Заключение

Проведенные комплексные расчетные и экспериментальные исследования параметров плазмы и плазменного токового канала позволили отработать схему и методику проведения взрывных экспериментов по запитке плазменного прерывателя тока от спирального ВМГ.

Успешное проведение опытов по пропусканию тока через ППТ $\sim 2 \text{ МА}$ позволяет перейти к исследованию условий разрыва тока при достигнутом и более высоком уровнях запитки плазменной камеры.

Результаты работы открывают перспективы создания уникальных генераторов тока с амплитудой в десятки мегаампер и временем нарастания десятки наносекунд на основе индуктивных накопителей с ППТ при запитке от взрывомангнитных генераторов.

Работа выполнена при поддержке Сандийскими Национальными Лабораториями (США) (контракт № 17665).

Список литературы

- [1] *Rix W., Coleman P., Thompson J.R. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 2. P. 169–175.
- [2] *Бугаев С.П., Волков А.М., Ким А.А. и др.* // Изв. вузов. Физика. 1997. № 12. С. 38–46.
- [3] *Попков Н.Ф., Аверченков В.Я., Пикарь А.С. и др.* // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения / Под ред. В.К. Чернышева, В.Д. Селемира, Л.Н. Пляшкевича. Саратов: ВНИИЭФ, 1997. Т. 2. С. 736–740.
- [4] *Селемир В.Д., Демидов В.А., Пляшкевич Л.Н. и др.* // Там же. Т. 1. С. 248–254.
- [5] *Weber B.V., Hinshelwood D.D., Comisso R.J.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 2. P. 189–195.
- [6] *Бухаров В.Ф., Власов Ю.В., Демидов В.А. и др.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 3. С. 57–68.
- [7] *Райзер Ю.П.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. Вып. 5. С. 1583–1585.
- [8] *Chelpanov V.I., Adakin V.A., Bukharov V.F. et al.* // Proc. 12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. (ppc'99). Monterey (California), 1999. Vol. 2. P. 1029–1032.
- [9] *Kornilov S.Yu., Borovkov V.V., Chelpanov V.I. et al.* // Proc. 1st Intern. Congress „Radiation Physics and Modification Materials“. Tomsk (Russia), 2000. Vol. 2. P. 332–334.