

03;04;12

Исследование коаксиального инжектора плазменного прерывателя тока, работающего в режиме нестационарного дугового разряда

© К.И. Алмазова, В.В. Боровков

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

(Поступило в Редакцию 4 сентября 2006 г. В окончательной редакции 20 февраля 2007 г.)

Представлены результаты интерферометрических исследований коаксиального инжектора, работающего в режиме нестационарного дугового разряда. Для инициирования и стабилизации разряда в межэлектродный промежуток инжектора производился импульсный напуск газа. Показаны динамика формирования плазменного сгустка и его пространственные характеристики. Определена плотность плазмы, генерируемой данным инжектором.

PACS: 52.50.Dg, 52.75.Kq, 52.70.Kz

Введение

В последние несколько лет появилось множество работ, посвященных исследованию сильноточных импульсных генераторов на основе индуктивных накопителей с плазменными прерывателями тока (ППТ) [1–3]. Источниками питания для таких генераторов служат в основном емкостные источники (генератор Маркса, генератор импульсов тока). В НИИ экспериментальной физики ведутся работы по созданию генераторов электромагнитных импульсов на основе индуктивных накопителей с ППТ при запитке от взрывомагнитных генераторов (ВМГ) [4–6]. С использованием ВМГ был проведен ряд взрывных опытов, в которых для создания размыкающей плазменной перемычки в ППТ использовался коаксиальный инжектор с относительно небольшой длиной коаксиала (2.5 см).

В настоящей статье приводятся результаты интерферометрических исследований данного инжектора. Показано, что он работает в режиме нестационарного дугового разряда. Изучена динамика формирования плазменного сгустка, определены его пространственные характеристики и плотность.

Экспериментальная установка и методика диагностики плазмы

Исследования плазменного инжектора, показанного на рис. 1, проводились в вакуумной камере, которая откачивалась до давления $(5–8) \cdot 10^{-5}$ Торр. На одной из боковых сторон камеры (1) устанавливался исследуемый плазменный инжектор (ПИ) коаксиального типа.

Для инициирования и стабилизации разряда в межэлектродный промежуток инжектора производился импульсный напуск газа. Напуск газа осуществлялся с помощью электромагнитного клапана (2) в канал (3) центрального электрода (4), который был выполнен в

виде закрытой на конце трубки с внешним диаметром 2 см. Длина и диаметр газового канала составляли соответственно 10 и 1.4 см. Через боковые отверстия (5) газ поступал в цилиндрический стакан (6) с внутренним диаметром 4 см, который служил внешним электродом ПИ. На внутренний электрод инжектора подавалось отрицательное напряжение до 25 кВ от конденсатора емкостью 12 мкФ. Максимальная амплитуда тока достигала 110 кА, а полупериод — 6.7–7 мкс.

Диагностика плазмы, создаваемой плазменным инжектором, проводилась с помощью интерферометра Майкельсона, на длине волны He–Ne-лазера $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ [7]. Регистрация интерференционной картины осуществлялась в режиме щелевой развертки с временным и пространственным разрешениями 0.1 мкс и 0.03 см соответственно. Точность определения сдвига интерференционной полосы составляла 1/20 ее собственной ширины.

Основной вклад в изменение показателя преломления вносят свободные электроны плазмы. Расчет интегральной по линии зондирования плотности электронов (ли-

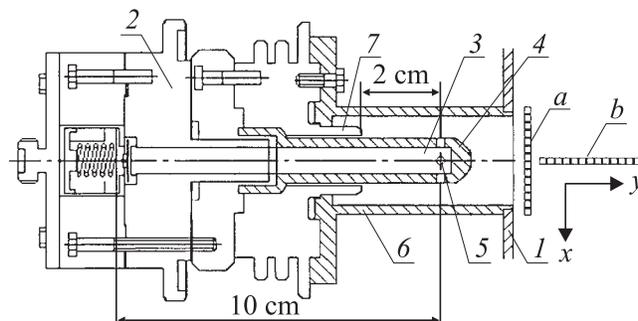


Рис. 1. Общий вид плазменного инжектора: 1 — стенка вакуумной камеры, 2 — электромагнитный газовый клапан, 3 — канал напуска газа, 4 — внутренний электрод, 5 — отверстия напуска газа, 6 — внешний электрод, 7 — изолятор, a и b — проекции щели СФР.

нейной плотности электронов) проводился по формуле

$$n_{el} = -1.76 \cdot 10^{17} \Delta k \text{ (cm}^{-2}\text{)}, \quad (1)$$

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. Чувствительность методики по определению $n_e l$ составляла $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Численный коэффициент в (1) определялся с учетом двойного прохода зондирующего излучения через плазменный объект и поляризуемости электронов на длине волны зондирующего лазера.

Результаты оптической диагностики плазмы ПИ и их обсуждение

Оптическая диагностика плазмы проводилась как при наличии на выходе инжектора сопла, так и без него. На рис. 2 представлены характерные интерферограммы динамики изменения плотности электронов на выходе из инжектора в поперечном сечении плазменного пучка (рис. 1, проекция *a* щели) и в направлении распространения плазмы ПИ (рис. 1, проекция *b*) при времени напуска газа $230 \mu\text{s}$. В данной серии экспериментов сопло на выходе инжектора отсутствовало. Количество газа

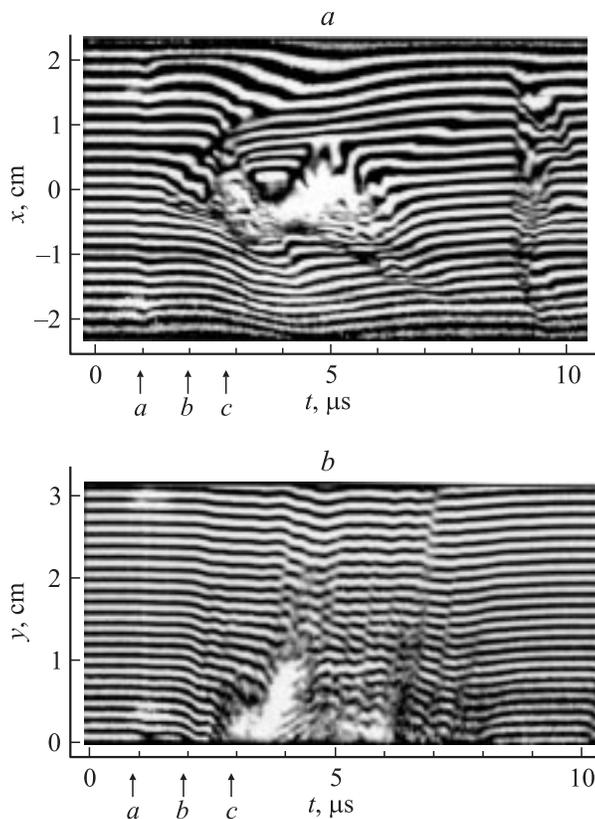


Рис. 2. Интерферограммы динамики изменения плотности электронов: *a* — в поперечном сечении плазменного пучка, *b* — в направлении распространения плазмы.

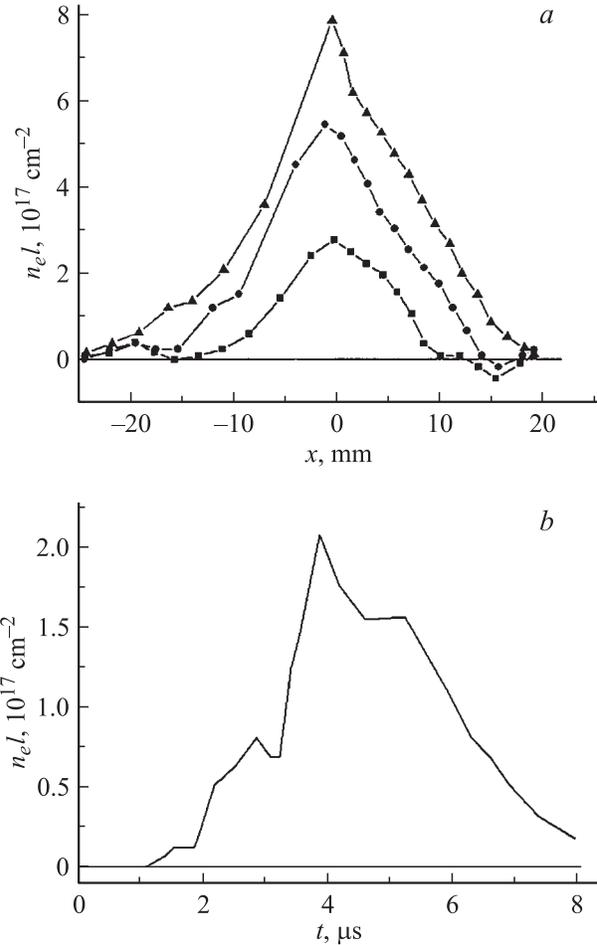


Рис. 3. Распределения линейной плотности электронов в поперечном сечении плазменного пучка в различные моменты времени (*a*; ■ — 2.2, ● — 2.9, ▲ — 4.2 μs) и зависимость линейной плотности электронов от времени в 3 см от выхода инжектора (*b*).

в межэлектродном промежутке определяется временем напуска газа, а именно задержкой включения батареи ПИ относительно момента включения батареи газового клапана (T_g). Оценки с учетом геометрических размеров инжектора, скорости распространения переднего фронта газа ($v_{\text{max}} = 3c_0 = 0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$) и динамики открытия клапана показали, что оптимальное время напуска газа в межэлектродный промежуток инжектора составляет $230\text{--}250 \mu\text{s}$.

На рис. 3 приведены результаты обработки интерферограмм — распределения линейной плотности электронов в поперечном сечении плазменного пучка в различные моменты времени (*a*) и зависимость линейной плотности электронов от времени на расстоянии 3 см от выхода инжектора (*b*).

Линейная плотность электронов связана со смещением интерференционных полос уравнением (1). Для осесимметричных неоднородностей смещение интерференционных полос $\Delta k(x)$ связано с показателем прелом-

ления $n(r)$ интегральным уравнением Абеля [8]:

$$\Delta k(x) = \frac{2}{\lambda} \int_x^R [n(r) - n_0] \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (2)$$

где R — радиус неоднородности, x — расстояние от хорды до оси симметрии.

Численно решим это уравнение путем разбиения поперечного сечения исследуемой неоднородности на ряд кольцевых зон (в нашем случае 10) и зададим поведение определяемой функции $\Delta n(r) = n(r) - n_0$ в каждой зоне ступенчатой аппроксимацией. Получим следующее выражение:

$$\Delta n_i = n_i - n_0 = \frac{\lambda}{\pi R} \sum_{k=i}^{N-1} \Omega_{i,k} \Delta k_k, \quad (3)$$

где Δk_k — смещение интерференционной полосы в данной зоне, $\Omega_{i,k}$ — численные коэффициенты, приведенные в соответствующих таблицах [8]. Плотность электронов связана с изменением показателя преломления следующим образом:

$$n_e = \frac{\Delta n}{2 \cdot 1.8 \cdot 10^{-22}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}, \quad (4)$$

где коэффициент 2 появляется вследствие двойного прохода зондирующего излучения через неоднородность.

На рис. 4 приведены восстановленные распределения плотности электронов в поперечном сечении плазменного пучка в различные моменты времени для $T_g = 230 \mu\text{s}$.

Следует отметить, что распределения линейной плотности электронов, показанные на рис. 3, не обладают полной осевой симметрией. Для оценки погрешности, возникающей при использовании вышеприведенного метода восстановления плотности электронов, уравнение Абеля решалось отдельно для правой и левой ветвей распределения $n_e l$. Отличие в полученных распределениях $n_e(x)$ не превышало 15%.

Представленные выше результаты позволяют выделить три стадии формирования плазменного потока из инжектора.

1. После запуска газа в инжектор и подачи напряжения на электроды первичной пробой межэлектродного промежутка происходит по изолятору (7). На конце изолятора существует небольшой зазор между изолятором и центральным электродом (доли миллиметра). За счет разницы диэлектрической проницаемости диэлектрика и газа там возникает повышенная напряженность электрического поля, что и приводит к первичному пробую в этой области — по поверхности изолятора на внешний электрод. Подтверждением этого факта служат следы точечной эрозии центрального электрода в пределах 0.5 см от конца изолятора. Это указывает на то, что первоначальный пробой промежутка происходит по стримерному механизму. Далее, за счет ультрафиолетовой предыонизации излучением образовавшихся микроканалов разряд принимает объемный характер. Размер

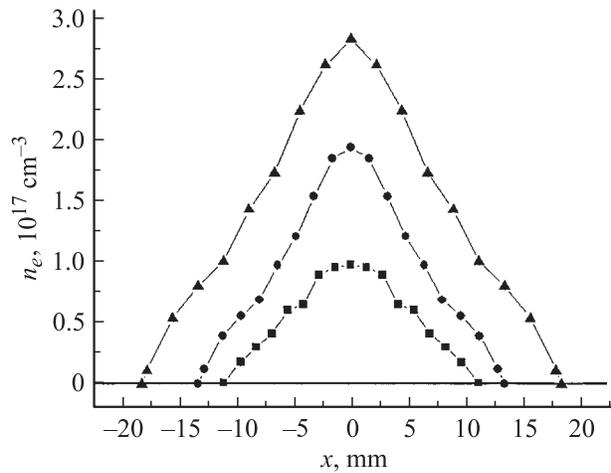


Рис. 4. Распределения плотности электронов в поперечном сечении плазменного пучка в различные моменты времени, обозначения те же, что для рис. 3, а.

этой области определяется скин-слоем, а следовательно, плотностью плазмы и ее температурой. С увеличением плотности тока растут температура и концентрация плазмы, что приводит к уменьшению толщины скин-слоя и смещению токового слоя ближе к изолятору (началу центрального электрода) — в область с меньшей индуктивностью разрядного контура. Этому способствует и распределение плотности тока по глубине скин-слоя: вблизи изолятора плотность тока выше, а следовательно, и быстрее происходит нагрев и ионизация газа. Магнитное давление приводит к ускорению токового слоя в направлении выхода инжектора. Токовый слой играет роль поршня, который сгребает и ионизирует находящийся перед ним газ. Передний фронт осесимметричного тороидального плазменного сгустка, состав которого определяется сортом напускаемого газа, достигает конца центрального электрода примерно через $0.7 \mu\text{s}$ после начала тока разряда (стрелка a на рис. 2). Плотность электронов в этом плазменном сгустке относительно низкая $n_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

2. Вынос плазменного сгустка из инжектора, как правило, сопровождается скачком сопротивления плазмы (рис. 5) и приводит к локализации тока на торце центрального электрода. Данный процесс происходит на стадии нарастания тока, протекающего через инжектор.

Таким образом, работа инжектора переходит в режим „фонтанирующего пинча“, который характеризуется стягиванием токового канала вблизи конца центрального электрода за счет собственного азимутального магнитного поля и повышением плотности тока в данной области. Высокая плотность тока приводит к быстрому разогреву микрообъемов катода (катодных пятен) и их взрыву, сопровождаемому взрывной электронной эмиссией [9]. Этот процесс сопровождается заметным (до 10^{17} cm^{-3}) ростом плотности электронов плазмы

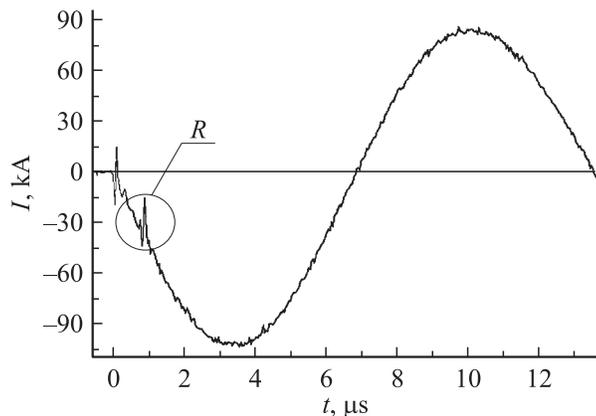


Рис. 5. Оциллограмма тока, протекающего через инжектор; R — всплеск сопротивления.

напротив торца центрального электрода (стрелка b на рис. 2).

3. Далее, примерно через микросекунду, начинается интенсивное испарение металла с торца катода и резкий рост плотности электронов плазмы в прикатодной области (стрелка c на рис. 2). Данное явление сопровождается расширением плазменного облака, что обусловлено ростом давления в области токовой перетяжки. Из анализа интерферограмм следует, что в процессе испарения поверхности катода происходит вынос капель металла, которые приводят к локальному поглощению зондирующего излучения и пропаданию или размытию интерференционной картины. Именно на этой стадии разряда формируется плазма с максимальной электронной плотностью около $2.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. По окончании первой полуволны тока наблюдается быстрое уменьшение плотности плазмы на выходе ПИ до уровня $(2-4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Из результатов обработки интерферограмм (рис. 3), видно, что плотность плазмы на расстоянии 3 см от выхода инжектора падает примерно в четыре раза. Скорость распространения плазменного сгустка — $5-6 \text{ см}/\mu\text{s}$.

Таким образом, представленные выше результаты показывают, что режим работы плазменного инжектора примерно через $2 \mu\text{s}$ после начала протекания тока переходит в дуговой.

В экспериментах с ППТ для улучшения азимутальной однородности плазменного слоя использовались описанные выше инжекторы с насадками в виде сопла, выходное сечение которого $3 \times 6 \text{ см}$, а длина — 4 см [6,10].

Ниже представлены результаты исследований плазмы, генерируемой плазменным инжектором с соплом. Зондирование проводилось вдоль большей оси сопла. Щель СФР была настроена в 0.5 см от выхода. На рис. 6 представлены характерная интерферограмма динамики изменения плотности электронов на выходе из сопла в поперечном сечении плазменного пучка при $T_g = 230 \mu\text{s}$ и результаты ее обработки.

Как видно из рисунка, динамика плазмы идентична динамике, которая наблюдалась в варианте без выходного сопла. Формируется тороидальный плазменный сгусток, который появляется на выходе сопла на первой микросекунде. Далее происходит подфокусировка плазменного пучка (вторая микросекунда) из-за локализации тока на торце центрального электрода. Затем происходит расширение плазменного пучка и увеличение его плотности за счет испарения материала катода. Регистрируемая плотность плазмы в несколько раз меньше, чем в варианте ПИ без сопла, вследствие ее расширения плазмы в пределах объема сопла. Из рис. 6, b видно, что ширина плазменного сгустка $\approx 3 \text{ см}$. Диагностика плазмы вдоль другой оси сопла показала, что ширина плазменного сгустка $\approx 6 \text{ см}$. Таким образом, данное сопло позволяет трансформировать распределение плазменного сгустка на выходе ПИ и обеспечивать более однородное перекрытие межэлектродного зазора ППТ.

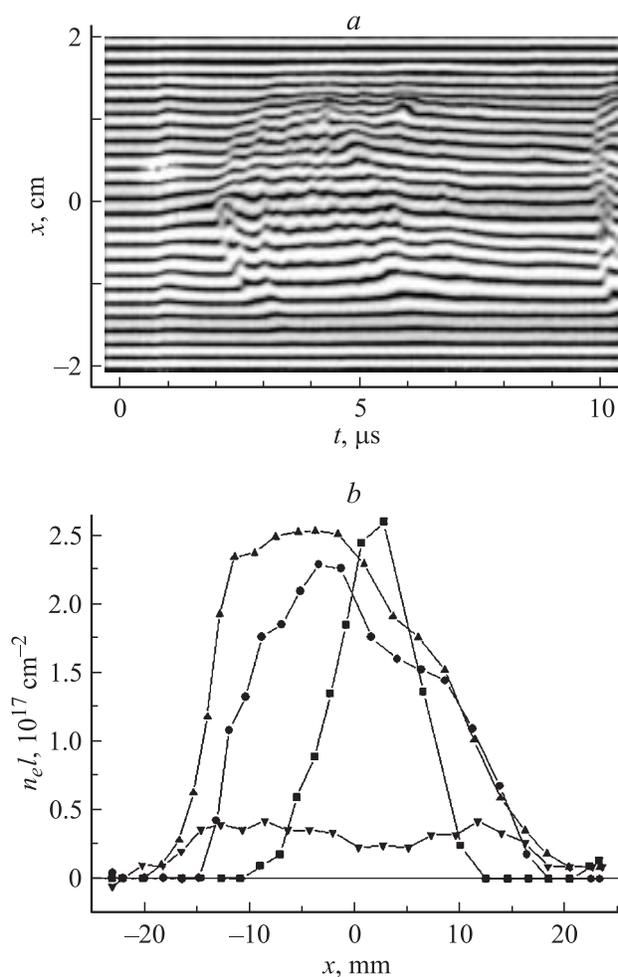


Рис. 6. Интерферограмма динамики изменения плотности электронов в поперечном сечении плазменного пучка (a) и распределения линейной плотности электронов в поперечном сечении плазменного пучка в различные моменты времени (b ; ∇ — 1.0 , \blacksquare — 2.2 , \bullet — 2.9 , \blacktriangle — $4.2 \mu\text{s}$).

Заключение

Проведенные исследования показали, что плазменный инжектор с относительно малой длиной центрального электрода (2.5 см) работает в режиме нестационарного дугового разряда. Плотность электронов достигает $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Для иницирования и стабилизации разряда в межэлектродный промежуток инжектора производился импульсный напуск газа.

Данный тип плазменных инжекторов был использован при проведении взрывного эксперимента ВМГ–ППТ по пропусканию и обрыву тока. Три инжектора располагались симметрично по азимуту на внешней стороне цилиндрической камеры ППТ. Накопленный в контуре ППТ ток $\sim 1.9 \pm 0.1 \text{ МА}$. Время фазы проводимости — 550 ns, время фазы размыкания — 100 ns, глубина спада тока $\sim 1 \text{ МА}$.

Список литературы

- [1] Goyer J.R., Kortbawi D., Childers F.K. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 2. P. 176–188.
- [2] Долгачев Г.И., Ушаков А.Г. и др. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 2. С. 121–130.
- [3] Rix W., Coleman P., Thompson J.R. et al. // Proc. 10th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque (New Mexico, USA). 1995. Vol. 1. P. 192–201.
- [4] Селемир В.Д., Демидов В.А., Ивановский А.В. и др. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 12. С. 1–10.
- [5] Бухаров В.Ф., Власов Ю.В., Демидов В.А. и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 3. С. 57–68.
- [6] Алмазова К.И., Борискин А.С., Боровков В.В. и др. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 125–132.
- [7] Боровков В.В., Алмазова К.И., Волков Е.П. и др. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 4. С. 38–42.
- [8] Скотников М.М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976. 160 с.
- [9] Месяц Г.А., Баренгольц С.А. // УФН. 2002. Т. 172. № 10. С. 1113–1130.
- [10] Алмазова К.И., Боровков В.В., Корнилов В.Г. и др. Система формирования пространственного распределения плазменного слоя в плазменных установках коаксиального типа. Пат. РФ № 48448. Заяв. от 28.03.2005. Оpubл. Б.И.ПМ № 28, 2005.