

04;10;12

## Кольцевой ионный диод с магнитной самоизоляцией

© А.И. Пушкарев, Ю.И. Исакова

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: aipush@mail.ru

(Поступило в Редакцию 5 апреля 2011 г.)

Представлены результаты исследования процесса генерации импульсного ионного пучка гигаватной мощности, формируемого диодом с взрывоэмиссионным потенциальным электродом в режиме магнитной самоизоляции. Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-4М в режиме формирования двух импульсов — первый отрицательный (300–500 ns, 100–150 kV) и второй положительный (150 ns, 250–300 kV). Плотность ионного тока 20–40 A/cm<sup>2</sup>, состав пучка — протоны и ионы углерода. Для увеличения эффективности генерации ионного тока предложена кольцевая геометрия диода. Показано, что в диоде новой конструкции происходит эффективное плазмообразование на всей рабочей поверхности графитового потенциального электрода. В течение генерации ионного пучка выполняется условие магнитной отсечки электронов по всей длине диода ( $B/B_{cr} \geq 3$ ). Но из-за высокой скорости дрейфа время нахождения электронов в анод-катодном зазоре составляет 3–5 ns, а время ускорения ионов углерода  $C^+$  превышает 8 ns. Это указывает на низкую эффективность магнитной изоляции в диоде выбранной конструкции. В то же время экспериментально обнаружено, что в течение генерации ионного тока (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 4–5 раз. Предложен новый механизм ограничения эмиссии электронов, объясняющий процесс снижения величины электронной компоненты полного тока в кольцевом диоде с магнитной самоизоляцией.

### Введение

Планарные диоды с взрывоэмиссионным катодом широко используются для генерации импульсных электронных и ионных пучков большой площади с плотностью тока выше 20 A/cm<sup>2</sup>. Выполненные исследования показали, что после приложения напряжения к диоду и образования анодной плазмы генерация электронного и ионного токов происходит одновременно, плотность тока ограничивается их объемным зарядом [1]. Плотность тока протонов при этом составляет 2.3% от плотности электронного тока. Плотность ионного тока более тяжелых ионов еще ниже. Для эффективной генерации мощного ионного пучка (МИП) необходимо обеспечить подавление электронной компоненты полного тока диода. В 1973 г. Sudan and Lovelace [2] предложили конструкцию импульсного ионного диода с внешней магнитной изоляцией. Наличие магнитного поля с индукцией, вызывающей отклонение траектории электрона на угол более 90° ( $B > B_{cr}$ ), обеспечивает дрейф электронов поперек электрического поля в анод-катодном зазоре и снижение электронной компоненты полного тока [3]. Но дополнительный источник энергии для формирования магнитного поля повышает энергопотребление генератора. При полной энергии ионного пучка в импульсе 80–90 J требуется до 500 J от источника магнитного поля [4]. В 1977 г. Humphries [5] предложил конструкцию ионного диода с магнитной самоизоляцией. Поперечное магнитное поле в анод-катодном зазоре формируется собственным током диода при протекании по электродам. В этой конструкции диода дополнительный источник магнитного поля не требуется, что значительно упрощает конструкцию генератора МИП и повышает

его надежность. Но эффективность генерации ионного тока в диодах с магнитной самоизоляцией не превышает 10–15%, что ограничивает их применение [6].

Несмотря на значительный прогресс в разработке источников мощных ионных пучков, многие процессы в ионном диоде с магнитной самоизоляцией изучены недостаточно. В частности, нет анализа процесса подавления электронного тока и причин низкой эффективности генерации МИП. Это объясняется тем, что в течение 1980–2000 гг. основным направлением применения мощных ионных пучков были исследования по управляемому термоядерному синтезу. Большинство работ было направлено на получение сфокусированных ионных пучков с максимальной плотностью тока и мощностью более 10<sup>12</sup> W.

Первые результаты систематических экспериментальных исследований динамики плазмы и величины ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией приведены в работе [7]. Но авторы не анализируют механизм ограничения плотности электронного тока. Подробный обзор работ, посвященных исследованию диодов с магнитной самоизоляцией, приведен в монографии [6] и наших статьях [8,9].

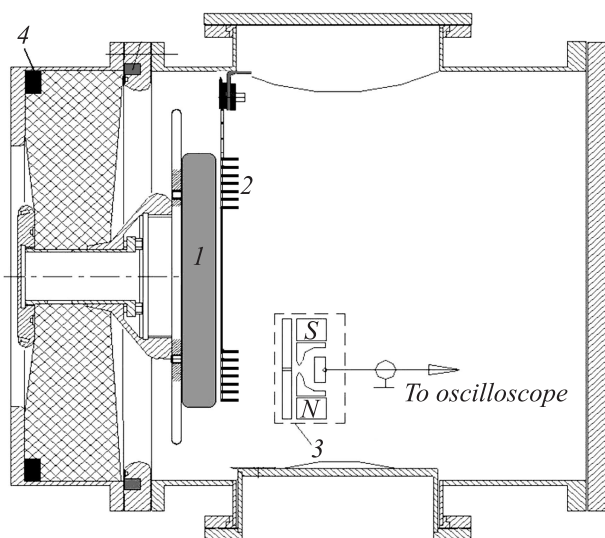
Работа ионного диода с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме на первом (отрицательном) импульсе аналогична режиму работы диода с взрывоэмиссионным катодом при генерации электронного пучка. В 2008–2009 гг. мы провели исследования вольт-амперной характеристики (ВАХ) планарного диода при генерации импульсного электронного пучка с плотностью тока 0.2–0.4 kA/cm<sup>2</sup>, энергией электронов 350–450 keV и импульсной мощностью 1–3 GW [10,11]. Систематизированы результаты экспериментальных ис-

следований диода с взрывоэмиссионным катодом из графита, углеродной ткани и меди (сплошной и многоострый), с многоострым вольфрамовым катодом. Получено, что электронный ток диода удовлетворительно описывается соотношением Чилде–Лангмуира при учете сокращения анод-катодного зазора и увеличения площади эмиссионной поверхности расширяющейся плазмы.

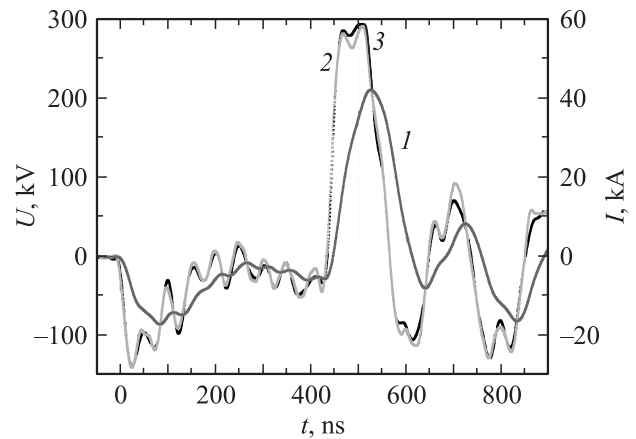
Нами также были выполнены исследования ионного диода с потенциальным полосковым электродом размером  $4.5 \times 22$  см из графита (плоская и фокусирующая геометрия) в режиме магнитной самоизоляции [12]. Экспериментально получено, что полный ток диода на первом (отрицательном) импульсе хорошо описывается соотношением Чилде–Лангмуира для электронного тока (с учетом геометрии диода) при постоянной скорости расширения графитовой взрывоэмиссионной плазмы, равной  $1.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . В течение генерации ионного тока (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 1.5–2 раза для полоскового диода плоской и фокусирующей геометрии [9]. Но при этом ионная компонента не превышает 10% полного тока диода, что ограничивает технологическое применение диода с магнитной самоизоляцией. Цель настоящей работы — теоретическое и экспериментальное исследование процесса ограничения электронного тока в ионном диоде новой конструкции.

## Экспериментальный стенд и расчетные соотношения

Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-4М [13,14] в режиме формирования двух импульсов — первый отрицательный (300–500 ns, 100–150 kV) и второй положительный (150 ns, 250–300 kV). Состав пучка: ионы углерода и протоны,



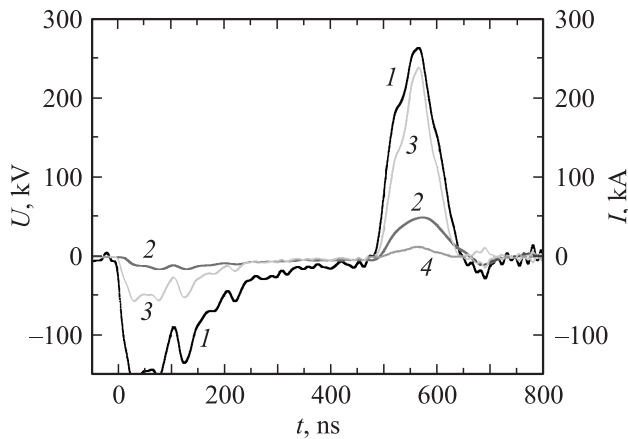
**Рис. 1.** Схема диодного узла: потенциальный электрод диода (1), заземленный электрод (2), коллиматорный цилиндр Фарадея (3), пояс Роговского (4).



**Рис. 2.** Осциллограммы полного тока ( $I$ ) и напряжения (2 — эксперимент, 3 — расчет) на потенциальном электроде.

плотность ионного тока на мишени  $25 \pm 5 \text{ A/cm}^2$ , частота импульсов 5–10 puls/min. В диоде поперечное магнитное поле в анод-катодном зазоре формируется собственным током диода при протекании по электроду. Для этой цели он заземлен в одной точке и величина тока меняется от максимальной (в точке заземления) до нуля в конце диода. Блок-схема диодного узла ускорителя ТЕМП-4М, диагностическое оборудование для измерения тока и параметров МИП в кольцевом диоде с магнитной самоизоляцией показаны на рис. 1. Ток диодного угла измеряли поясом Роговского с обратным витком. Плотность ионного тока, состав и энергетический спектр МИП определяли по время-пролетной методике [15], используя коллиматорный цилиндр Фарадея с магнитной отсечкой электронов ( $B = 0.4 \text{ T}$ ). Напряжение на потенциальном электроде контролировали высокочастотным высоковольтным делителем, установленным перед диодным узлом. Электрические сигналы с датчиков регистрировали осциллографом Tektronix 3052B (500 MHz, 5 GSps). Погрешность синхронизации электрических сигналов не превышала 0.5 ns.

На рис. 2 приведены осциллограммы полного тока и ускоряющего напряжения (экспериментальные и расчетные значения) при работе ускорителя ТЕМП-4М на активную нагрузку  $5.2 \Omega$ . Расчет напряжения выполнен по соотношению  $U_{\text{calc}}(t) = R_{\text{load}} \cdot I(t) + L_{\text{load}} \cdot dI/dt$ , где  $L_{\text{load}}$  — паразитная индуктивность нагрузки, равная 240 nH. Активное сопротивление нагрузки измеряли на низкой частоте, индуктивность нагрузки рассчитывали по соотношению для прямолинейного проводника на частоте 1–10 MHz [16]. Калибровка диагностического оборудования показала, что оно корректно отражает работу ускорителя в режиме короткого замыкания и при работе на активную нагрузку 4–10  $\Omega$  (ускоряющее напряжение 250–300 kV). Точность измерения напряжения и полного тока диода, частотные характеристики диагностического оборудования позволяют рассчитать плотность ионного и электронного токов с погрешностью не хуже 10%.



**Рис. 3.** Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и полного тока в кольцевом диоде (2). Кривая 3 — расчетный ток электронов, кривая 4 — расчетный ток ионов. Зазор 8–10 мм.

С целью повышения эффективности генерации ионного тока была разработана новая конструкция ионного диода с взрывоэмиссионным потенциальным электродом. Потенциальный электрод кольцевого диода изготовлен из графита в виде плоского диска диаметром 230 мм и высотой 40 мм. Заземленный электрод выполнен в виде незамкнутого диска из стальных полосок, соединенных поперечными перегородками. Заземленный электрод соединен с корпусом камеры с одной стороны кольца. Внешний диаметр заземленного электрода 225 мм, внутренний диаметр 125 мм. Средняя длина витка электрода составляет 550 мм, что в 2.5 раза превышает длину полоскового диода [8,9]. Площадь заземленного электрода равна 270 см<sup>2</sup>. На рис. 3 приведены типичные осциллограммы, характеризующие работу кольцевого диода в режиме магнитной самоизоляции и расчетные значения тока.

При плотности электронного и ионного токов более 20 А/см<sup>2</sup> полный ток ограничивается объемным зарядом [1]. С учетом сокращения анод-катодного зазора при расширении плазменной эмиссионной поверхности электронный ток равен

$$I_e(t) = \frac{4\varepsilon_0\sqrt{2e}}{9\sqrt{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2} \cdot S}{d^2} = \frac{2.33 \cdot 10^{-6} \cdot U^{3/2} \cdot S}{(d_0 - vt)^2}, \quad (1)$$

где  $U$  — напряжение, приложенное к диоду,  $d_0$  — зазор анод-катод,  $m_e$  — масса электрона,  $e$  — заряд электрона,  $S$  — рабочая площадь диода,  $v$  — скорость расширения плазмы.

При расчете ионного тока необходимо учесть не только сокращение анод-катодного зазора, но и эффект плазменного размыкания при изменении полярности приложенного напряжения [8]

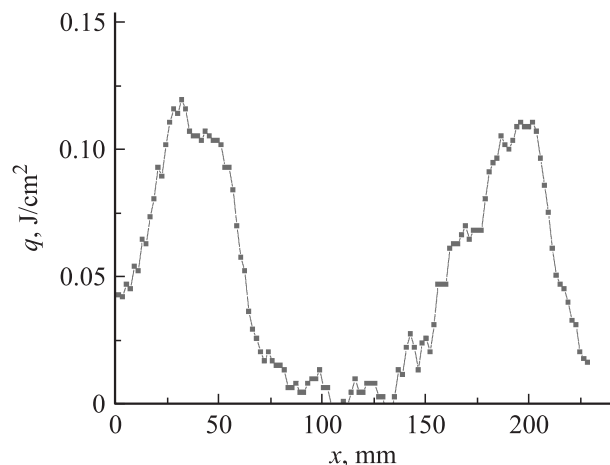
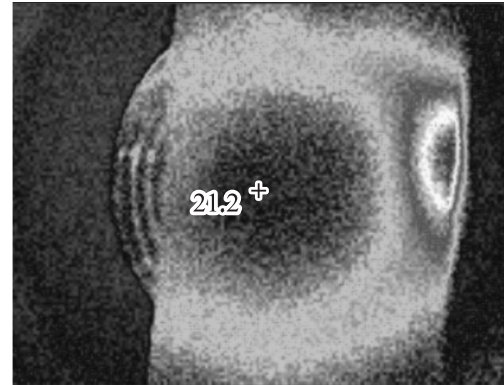
$$I_{\text{ion}}(t) = \frac{4\varepsilon_0\sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2} \cdot S}{[d_0 - v \cdot (t - t_0)]^2}, \quad (2)$$

где  $m_i$  — масса иона,  $z$  — заряд иона,  $t_0$  — время прихода второго импульса ( $t_0 = 480$  ns на рис. 3).

Расчет ионного тока выполнен по соотношению (2) для однократно ионизованных ионов углерода и протонов с учетом эффекта усиления плотности ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией [9].

Выполненные исследования показали, что с момента приложения напряжения до формирования сплошной плазменной поверхности на потенциальном электроде (режим дискретной эмиссионной поверхности,  $0 < t < 200$  ns на рис. 3) ток диода ограничивается эмиссионной способностью катода и меньше расчетного значения. В дальнейшем после заполнения поверхности потенциального электрода плазмой ( $200 \text{ ns} < t < 480 \text{ ns}$ ) полный ток диода ограничивается только объемным зарядом электронов в анод-катодном зазоре. Экспериментальные значения полного тока при этом удовлетворительно описываются соотношением (1) при постоянной скорости расширения взрывоэмиссионной плазмы, равной 1 см/μс [8]. В течение генерации МИП (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 4–5 раз. При этом ионная компонента составляет 15–20% полного тока диода (см. рис. 3), что в 1.5–2 раза выше эффективности генерации МИП в полосковом диоде с магнитной самоизоляцией [9].

Генерация ионного пучка в кольцевом диоде идет однородно по всей площади. На рис. 4 показаны результаты исследования однородности генерации пучка. Распреде-



**Рис. 4.** Тепловое изображение отпечатка МИП и распределение плотности энергии на выходе кольцевого диода.

ление плотности энергии измерено по тепловизионной методике [17], адаптированной для двухимпульсного режима. Мишень — латунная фольга толщиной 80 мкм. Расстояние до диода 50 мм. В конце диода наблюдается характерная область локального увеличения плотности энергии, связанного с изменением условий генерации МИП.

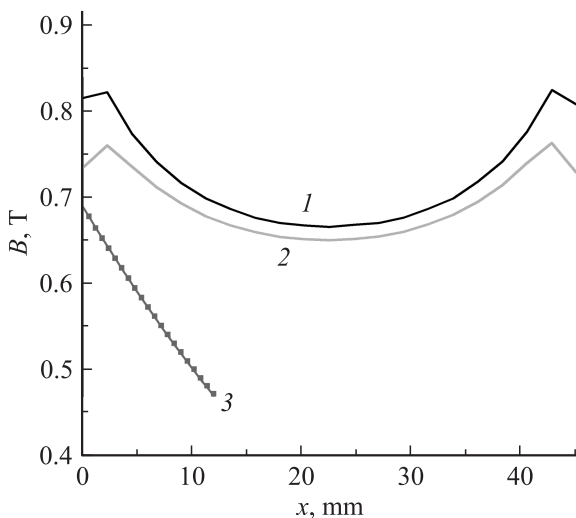
### Анализ изменения магнитной изоляции по длине диода

Возможная причина низкой эффективности подавления электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией — наличие области с низкой индукцией магнитного поля ( $B < B_{cr}$ ) в конце диода. Электроны, эмитированные с поверхности заземленного электрода, сразу попадают на потенциальный электрод, снижая эффективность магнитной изоляции. Площадь немагнитной рабочей области диода можно оценить, сравнивая магнитную индукцию в анод-катодном зазоре и критическую магнитную индукцию. При расчете  $B_{cr}$  в диоде со взрывоэмиссионным потенциальным электродом необходимо учитывать сокращение анод-катодного зазора (из-за расширения плазмы) и эффект плазменного замыкания при изменении полярности ускоряющего напряжения. Тогда получим

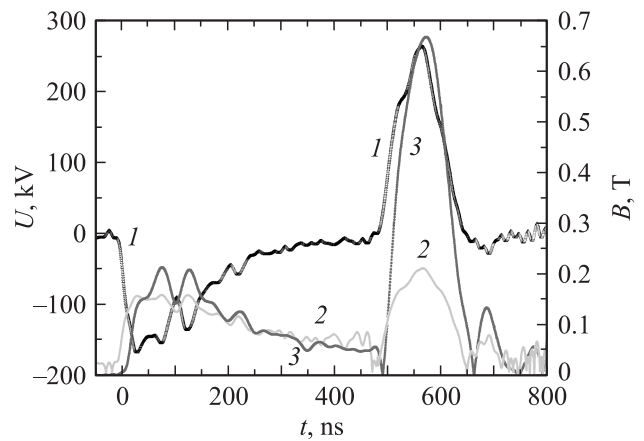
$$B_{cr1} = \frac{1}{d(t)} \sqrt{\frac{2m_e \cdot U(t)}{e}} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - vt},$$

$$B_{cr2} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - v(t - t_0)}.$$

Расчет распределения магнитной индукции в анод-катодном зазоре выполнен по программе Elcut. На рис. 5



**Рис. 5.** Распределение магнитной индукции в поперечном сечении диода вдоль поверхности заземленного электрода на расстоянии 1 (1) и 2 мм (2). Кривая 3 — распределение магнитной индукции поперек анод-катодного зазора в центре диода ( $x = 22$  мм).



**Рис. 6.** Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), критическая магнитная индукция (2) и магнитная индукция (3) в анод-катодном зазоре.

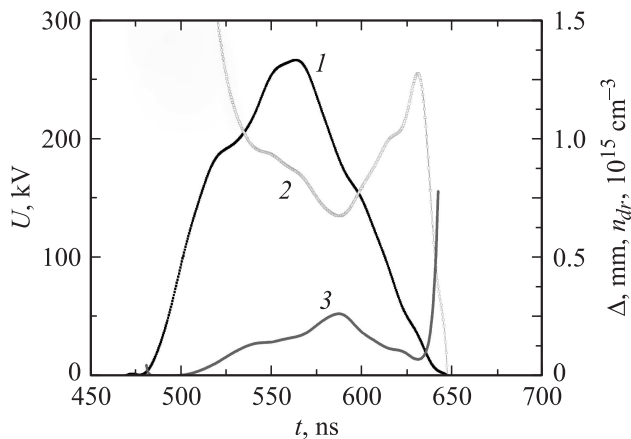
показано распределение индукции в поперечном сечении диода. Расчет выполнен при токе 50 кА без учета демпфирования переменного магнитного поля материалом потенциального электрода. Поверхности заземленного электрода соответствует  $x = 0$  на кривой 3 рис. 5 на первом и втором импульсах. На рис. 6 показаны изменение индукции магнитного поля в анод-катодном зазоре кольцевого диода с магнитной самоизоляцией и изменение критической магнитной индукции. Расчет выполнен для области на расстоянии 1 мм от поверхности заземленного электрода для полного тока в диоде (для данных рис. 3).

В наших условиях в течение генерации ионного пучка магнитная индукция в анод-катодном зазоре превышает критическую индукцию в 3 раза. Поэтому, если эмиссия электронов идет однородно по длине диода и электроны, дрейфующие в анод-катодном зазоре, не участвуют в формировании магнитного поля, то площадь немагнитной области диода не превышает 30%.

Экспериментальные исследования показали, что в диоде с магнитной самоизоляцией с взрывоэмиссионным потенциальным электродом происходит эффективное плазмообразование на всей рабочей поверхности взрывоэмиссионного потенциального электрода и генерация МИП идет достаточно однородно (см. рис. 4). Для оценки вклада электронов, дрейфующих в анод-катодном зазоре, в формирование магнитного поля, рассчитаем толщину слоя их движения. Высота трохоиды дрейфового движения электронов в диоде с магнитной изоляцией в втором импульсе равна [4]

$$\Delta_2(t) = \frac{2m_e \cdot E}{e \cdot B^2} = \frac{2m_e \cdot U(t)}{e[d_0 - v(t - t_0)]B(x, t)^2}.$$

На рис. 7 показано изменение высоты трохоиды дрейфового движения электронов в течение генерации ионного пучка. Расчет выполнен для магнитной индукции на расстоянии 1 мм от поверхности заземленно-



**Рис. 7.** Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), изменение высоты трохлоиды дрейфового движения (2) и концентрации электронов в области дрейфа (3).

го электрода. В наших экспериментальных условиях толщина слоя дрейфующих электронов не превышает 1 мм. Высота трохлоиды дрейфового движения электронов (в течение генерации ионов в диоде с магнитной самоизоляцией) сравнима с высотой слоя дрейфа электронов в диоде с внешней магнитной изоляцией, в котором достигнута высокая эффективность генерации МИП [4].

Толщина скин-слоя в заземленном электроде, выполненном из нержавеющей стали, составляет 0.12 мм для тока с частотой 2.5 МГц (длительность импульса тока 200 нс, см. рис. 3). Электроны в скин-слое и в области дрейфа движутся в одном направлении. Тогда магнитная индукция в рабочей части анод-катодного зазора равна сумме индукции тока по заземленному электроду и индукции дрейфующих вдоль его поверхности электронов. Поэтому вдоль всего полоскового диода с магнитной самоизоляцией в течение генерации ионного тока величина индукции магнитного поля в анод-катодном зазоре постоянна и значительно превышает критическую изоляцию.

Правильность выполненных расчетов подтверждают экспериментальные исследования с формированием дополнительного поперечного магнитного поля в зазоре постоянными магнитами (0.1–0.15 Т, встречно и параллельно магнитному полю самоизоляции) и при протекании дополнительного тока (5–7 кА, разная полярность) по заземленному электроду. Величина полного тока диода при этом не отличалась от данных, полученных без формирования дополнительного магнитного поля в зазоре. Величина магнитной индукции в области дрейфа электронов (для диода с магнитной самоизоляцией) сравнима с магнитной индукцией в диоде с внешней магнитной изоляцией, при которой достигнута эффективность генерации ионного тока более 80% от полного тока [4].

## Расчет времени дрейфа электронов

Эффективность подавления электронной компоненты в диоде с магнитной изоляцией определяется соотношением времени нахождения электронов и ионов в анод-катодном зазоре. Если в течение всего импульса ускоряющего напряжения электроны дрейфуют вдоль поверхности электрода диода (перпендикулярно линиям электрического поля), то энергия наносекундного генератора будет использована в основном для ускорения ионов. Но при высокой скорости дрейфа замагниченных электронов эффективность подавления электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией будет низкой.

На первом импульсе электроны стартуют с потенциального электрода и движутся поперек анод-катодного зазора к заземленному электроду, который соединен с корпусом только с одной стороны. Далее электроны движутся по заземленному электроду к точке заземления, формируя магнитное поле в зазоре. Поэтому по мере движения поперек анод-катодного зазора последующие электроны попадают в более сильное магнитное поле и меняют направление движения. При достижении магнитного поля с индукцией  $B_{cr}$  электроны начинают дрейфовать вдоль анод-катодного зазора. Тогда для первого импульса

$$v_{dr} 1(t) = \frac{E}{B} = \frac{U}{d \cdot B_{cr}} = \sqrt{\frac{e \cdot U}{2m_e}}, \text{ m/s,}$$

где  $E$  — напряженность электрического поля, В/м,  $B$  — магнитная индукция, Т.

При расчете скорости дрейфа электронов в диоде с взрывоэмиссионным потенциальным электродом в течение генерации ионного пучка необходимо учитывать сокращение анод-катодного зазора и эффект плазменного размыкания при изменении полярности ускоряющего напряжения. Тогда получим

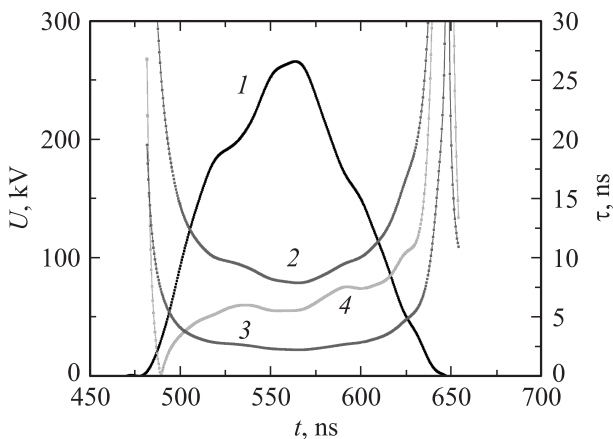
$$v_{dr} 2(t) = \frac{U(t)}{[d_0 - v(t - t_0)]B(t)}.$$

Для второго импульса расчет выполнен при условии постоянной магнитной индукции в зазоре, равной индукции в области дрейфа (на расстоянии 1 мм от поверхности заземленного электрода).

При условии равноускоренного движения ионов в анод-катодном зазоре продолжительность их ускорения (с учетом сокращения анод-катодного зазора и эффекта плазменного размыкания) равна

$$\begin{aligned} \tau_{ion}(t) &= \frac{v_{max}}{a} = \sqrt{\frac{2z \cdot U}{m_i}} \cdot \frac{d(t) \cdot m_i}{U \cdot z} \\ &= \frac{[d_0 - v(t - t_0)]\sqrt{2m_i}}{\sqrt{z \cdot U}}, \end{aligned}$$

где  $v_{max}$  — скорость иона после прохождения анод-катодного зазора,  $a$  — ускорение в электрическом поле.



**Рис. 8.** Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), время нахождения ионов  $C^+$  (2), протонов (3) и электронов (4) в анод-катодном зазоре кольцевого диода.

На рис. 8 приведены результаты расчета изменения (в течение генерации ионного пучка) времени дрейфа электронов и времени нахождения ионов в анод-катодном зазоре диода. Расчет выполнен для однократно ионизованных ионов углерода и протонов, средней длине дрейфа электрона 275 мм и величине анод-катодного зазора 9 мм. Проведенные исследования показали, что время дрейфа электронов в диоде с магнитной самоизоляцией в течение генерации МИП близко к времени нахождения протонов в анод-катодном зазоре, а для ионов углерода  $C^+$  даже меньше. Это указывает на низкую эффективность магнитной самоизоляции. Увеличение напряжения на потенциальном электроде приводит к росту электронного тока в диоде и увеличению магнитной индукции из-за увеличения тока по заземленному электроду. Скорость дрейфа при этом изменяется незначительно.

## Механизм подавления электронного тока

Выполненный анализ показал, что в наших экспериментальных условиях в диоде с магнитной самоизоляцией с взрывоэмиссионным потенциальным электродом происходит эффективное плазмообразование по всей рабочей площади электродов. Но несмотря на выполнение условия магнитной изоляции по всей длине диода ( $B/B_{cr} \geq 3$ ) из-за высокой скорости дрейфа электронов, время их движения вдоль электродов не превышает времени нахождения ионов в анод-катодном зазоре. В таких условиях полный ток диода должен быть равен расчетному току электронов, плотность тока которых ограничивается объемным зарядом. Но экспериментальные значения полного тока в течение генерации МИП меньше расчетных по соотношению (1) в 4–5 раз (см. рис. 3).

Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией на втором импульсе может быть вызвано

увеличением плотности электронов у поверхности заземленного электрода (катод на втором импульсе) дрейфующими электронами. Эти электроны образуют виртуальный катод, препятствующий эмиссии электронов с поверхности заземленного электрода. При условии, что полный ток диода равен току дрейфующих электронов (ионный ток мал и электроны не покидают области дрейфа), концентрацию дрейфующих электронов  $n_{dr}$  можно рассчитать из соотношения:

$$I(t) = S_{dr} \cdot e \cdot n_{dr}(t) \cdot v_{dr}(t) = e \cdot h \cdot \Delta(t) \cdot n_{dr}(t) \cdot v_{dr}(t),$$

где  $S_{dr}$  — сечение области дрейфа,  $h$  — ширина заземленного электрода.

Концентрация дрейфующих электронов будет меняться по длине диода от нуля (в точке заземления) до величины, определяемой скоростью дрейфа, полным током и толщиной области дрейфа. На рис. 7 показано изменение концентрации электронов в области дрейфа вблизи свободного конца диода.

В наших экспериментальных условиях основная часть объемного заряда электронов, эмитированных с поверхности заземленного электрода в течение генерации ионного пучка, сконцентрирована в области толщиной менее 0.1–0.3 мм. Расчеты показывают, что электроны, прошедшие область объемного заряда, далее дрейфуют вдоль поверхности заземленного электрода диода в тонком слое толщиной 0.8–1 мм (см. рис. 7). Они дрейфуют в области объемного заряда электронов, эмитированных с поверхности заземленного электрода. Средняя концентрация электронов в области дрейфа значительно выше концентрации электронов в области объемного заряда. Это приводит к увеличению плотности объемного заряда электронов, образованию виртуального катода, подавлению ускорения электронов из плазмы под виртуальным катодом и как следствие — к уменьшению электронного тока по сравнению с расчетным по соотношению (1).

Этот эффект приводит также и к усилению ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией [9]. Часть электронов на втором импульсе дрейфует в анод-катодном зазоре в области объемного заряда ионов (вблизи поверхности потенциального электрода), обеспечивая дополнительную компенсацию заряда ионов и увеличение плотности ионного тока. Коэффициент усиления составляет 5–9 и увеличивается с ростом паузы между первым и вторым импульсами.

## Заключение

Проведенные исследования показали, что в диоде с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме происходит эффективное плазмообразование на всей рабочей поверхности взрывоэмиссионного потенциального электрода. В течение генерации ионного пучка выполняется условие магнитной отсечки электронов по всей длине диода ( $B/B_{cr} \geq 3$ ). Но из-за высокой скорости дрейфа электронов близко к времени нахождения

ионов углерода  $C^+$  и протонов в анод-катодном зазоре. Это указывает на низкую эффективность магнитной самоизоляции в диоде выбранной конструкции. В то же время экспериментально обнаружено, что в течение генерации ионного тока (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты электронного тока в 4–5 раз. Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией на втором импульсе может быть вызвано увеличением плотности электронов у поверхности заземленного электрода (катод на втором импульсе) дрейфующими электронами. Эти электроны образуют виртуальный катод, препятствующий эмиссии электронов с поверхности заземленного электрода. Расчеты показывают, что электроны, прошедшие область объемного заряда, далее дрейфуют вдоль поверхности заземленного электрода диода в тонком слое толщиной 0.8–1 мм. Они дрейфуют в области объемного заряда электронов, эмитированных с поверхности заземленного электрода. Плотность электронов в области дрейфа в 50–100 раз превышает плотность электронов в области объемного заряда. Это приводит к увеличению плотности объемного заряда электронов, образованию виртуального катода, подавлению ускорения электронов из плазмы под виртуальным катодом и как следствие — к уменьшению плотности электронного тока. Новый механизм обеспечивает снижение электронного тока за счет ограничения эмиссии электронов из взрывоэмиссионной плазмы, а не за счет увеличения времени их дрейфа в анод-катодном зазоре.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, ГК П943 от 27 мая 2010 г.

## Список литературы

- [1] *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1929. Vol. 2. P. 450.
- [2] *Sudan R.N., Lovelace R.V.* // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. N 16. P. 1174.
- [3] *Dreike P., Eichenberger C., Humphries S., Sudan R.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 1. P. 85.
- [4] *Фурман Э.Г., Степанов А.В., Фурман Н.Ж.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 5. С. 86.
- [5] *Humphries S.* // Plasma Phys. 1977. Vol. 19. P. 399.
- [6] *Быстрицкий В.М., Диденко А.Н.* Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
- [7] *Zhu X.P., Lei M.K., Ma T.C.* // Rev. Scientific Instr. 2002. Vol. 73. P. 1728.
- [8] *Pushkarev A.I., Isakova J.I., Saltimakov M.S., Sazonov R.V.* // Natural Science. 2010. Vol. 2. № 5. P. 419.
- [9] *Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Vahrushev D.V.* // Phys. of Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 123 112.
- [10] *Пушкарев А.И.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 3. С. 78.
- [11] *Pushkarev A.I., Sazonov R.V.* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2009. Vol. 37. N 10. Part 1. P. 1901.
- [12] *Pushkarev A.I., Isakova J.I., Saltimakov M.S., Sazonov R.V.* // Phys. of Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 013 104.
- [13] *Remnev G.E., Isakov I.F., Pushkarev A.I. et al.* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 114. P. 206.
- [14] Пат. РФ 86374. МПК8 H05H 9/00. Импульсный ионный ускоритель / А.И. Пушкарев, В.А. Тарбоков, Р.В. Сазонов. Заявлено 27.04.2009; Оpubл. 27.08.2009, Бюл. № 24. 6 с.
- [15] *Исакова Ю.И., Пушкарев А.И., Тарбоков В.А.* // Изв. Томского политехнического ун-та. 2010. Т. 316. № 2. С. 76.
- [16] *Калантаров П.Л., Цейдлин Л.А.* Расчет индуктивностей. Справочная книга. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 488 с.
- [17] *Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Wagenaar W.J.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 2. N 7. P. 3223.