

10

## Механизм подавления электронного тока в ионном диоде с магнитной самоизоляцией

© А.И. Пушкарев, Ю.И. Исакова

Томский политехнический университет

E-mail: aipush@mail.ru

В окончательной редакции 4 октября 2011 г.

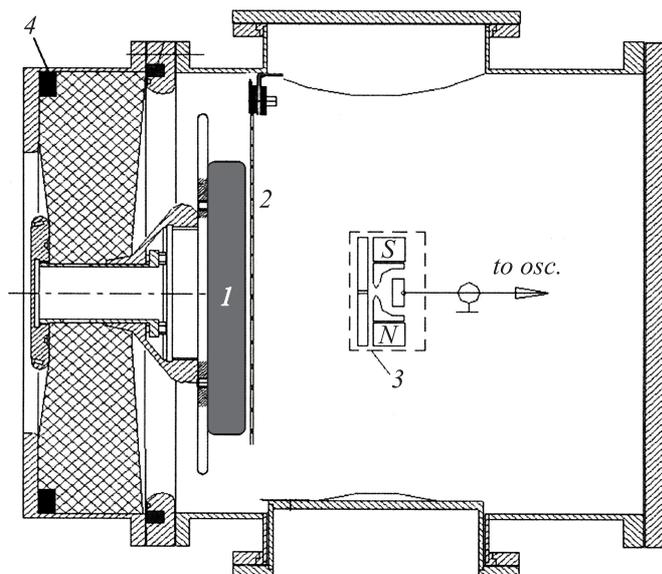
Представлены результаты исследования процесса генерации импульсного ионного пучка гигаваттной мощности, формируемого диодом с взрывоэмиссионным потенциальным электродом в режиме магнитной самоизоляции. Показано, что в диоде происходит эффективное плазмообразование и в течение генерации ионного пучка выполняется условие магнитной отсечки электронов по всей длине диода. Но из-за высокой скорости дрейфа время нахождения электронов и протонов в анод-катодном зазоре одинаково и составляет 3–5 ns, а для ионов углерода  $C^+$  превышает 8 ns. Это указывает на низкую эффективность магнитной самоизоляции в диоде. В то же время экспериментально обнаружено, что в течение генерации ионного тока происходит подавление полного тока в 1.5–2 раза для полоскового диода плоской и фокусирующей геометрии. Предложен новый механизм ограничения эмиссии электронов, объясняющий процесс снижения величины электронной компоненты полного тока.

Планарные диоды с взрывоэмиссионным катодом широко используются для генерации импульсных электронных и ионных пучков большой площади с плотностью тока выше  $20 \text{ A/cm}^2$ . После приложения напряжения к диоду и образования анодной плазмы генерация электронного и ионного тока происходит одновременно. Как следует от соотношения Child–Langmuir [1], плотность тока протонов не превышает 2.3% от плотности электронного тока. Плотность ионного тока более тяжелых ионов еще ниже. Для эффективной генерации ионного пучка необходимо обеспечить подавление электронной компоненты полного тока диода. В 1973 году Sudan and Lovelace [2] предложили конструкцию ионного диода с внешней магнитной изоляцией. 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 [3]. В 1977 году Humphries [4] 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 мощных ионных пучков (МИП) и повышает его надежность. Но эффективность генерации ионного тока в диодах с магнитной самоизоляцией не превышает 10–15%, это ограничивает их применение [5]. Цель представленной работы — исследование механизма подавления электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией.

Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-4М [6] 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 (60–70%) и протоны, плотность ионного тока на мишени  $25 \pm 5$  A/cm<sup>2</sup>. Для генерации ионного пучка в ускорителе ТЕМП-4М использовали диод с магнитной самоизоляцией электронов [7,8]. Основная часть исследований выполнена на плоском полосковом диоде размером 22 × 4.5 см. Потенциальный электрод изготовлен из графита, заземленный электрод — из нержавеющей стали с прорезями 0.4 × 5 см, прозрачность 60%. Блок-схема диодного узла, схема измерения полного тока и плотности ионного тока показаны на рис. 1.

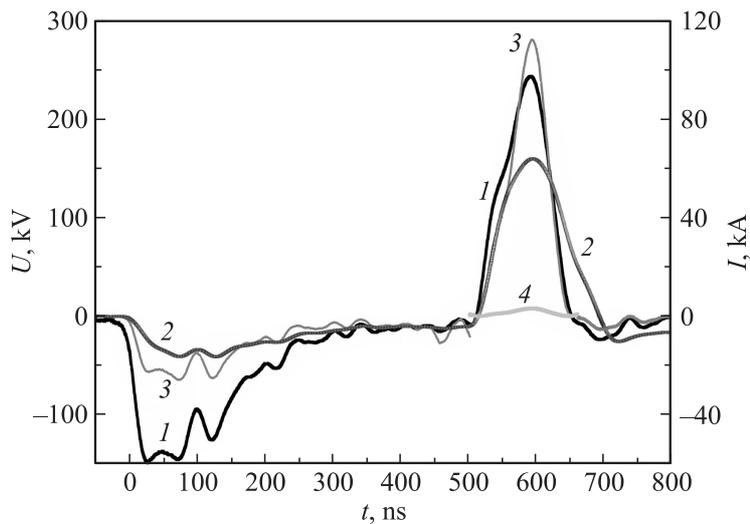
В отличие от электронного диода с взрывоэмиссионным катодом в ионном диоде для обеспечения магнитной самоизоляции электронов полосковый заземленный электрод соединен с корпусом камеры только с одной стороны. На первом (отрицательном) импульсе электроны стартуют с потенциального электрода и движутся в анод-катодном зазоре к заземленному электроду. Далее они движутся по электроду к точке заземления, формируя магнитное поле в зазоре, вектор магнитной индукции которого перпендикулярен вектору напряженности электрического поля. В скрещенных электрическом и магнитном полях под действием силы Лоренца последующие электроны меняют направление движения от поперечного (с потенциального электрода к заземленному) к продольному вдоль заземленного электрода к свободному концу диода. В течение генерации ионного пучка (второй импульс) электроны эмитируют с поверхности заземленного электрода и далее дрейфуют в



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

анод-катодном зазоре вдоль его поверхности от точки эмиссии также к свободному концу диода.

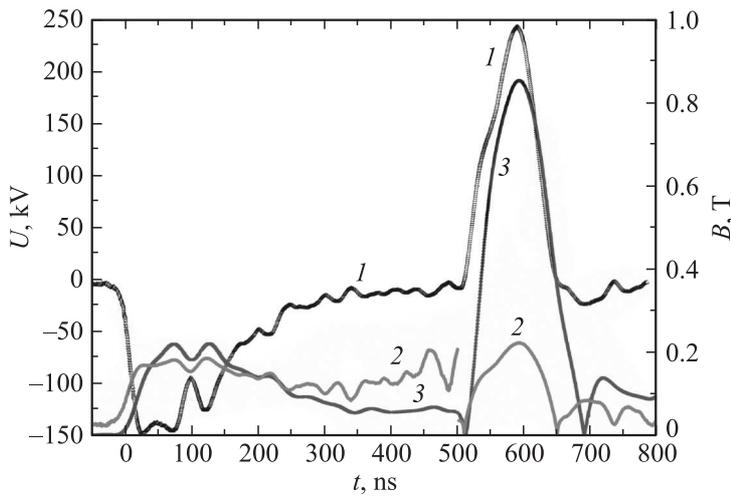
На рис. 2 приведены осциллограммы, характеризующие работу плоского полоскового диода в режиме магнитной самоизоляции, и расчетные значения электронного и ионного токов для режима ограничения объемным зарядом. Электронный ток рассчитан по соотношению Childe–Langmuir с учетом сокращения анод-катодного зазора при расширении плазменной эмиссионной поверхности. Расчет ионного тока выполнен с учетом сокращения анод-катодного зазора и эффекта усиления [9]. Проведенные исследования показали, что с момента приложения напряжения и до формирования сплошной плазменной поверхности на потенциальном электроде (режим дискретной эмиссионной поверхности,  $0 < t < 200$  ns на рис. 2) ток диода ограничивается эмиссионной способностью потенциального электрода



**Рис. 2.** Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока в плоском диоде (2), расчетный ток электронов (3) и ионов (4).

и меньше расчетного значения. В дальнейшем, после заполнения рабочей поверхности электрода плазмой ( $200 \text{ ns} < t < 500 \text{ ns}$ ), ток диода ограничивается только объемным зарядом электронов в анод-катодном зазоре, расчетные и экспериментальные значения совпадают. Работа ионного диода при этом аналогична работе электронного диода с взрывоэмиссионным катодом [10,11]. В течение генерации МИП (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 1.5–2 раза для полоскового диода плоской и фокусирующей геометрии. Но при этом ионная компонента не превышает 10% полного тока диода (рис. 2), что ограничивает технологическое применение диода с магнитной самоизоляции.

Обязательным условием снижения электронной компоненты полного тока в ионном диоде является формирование магнитного поля в анод-катодном зазоре с индукцией выше критической. Для используемой конструкции диода мы выполнили расчет распределения магнитной индукции в анод-катодном зазоре. Расчет выполнен по программе Elcut для проводящей пластинки с поперечным сечением  $45 \times 1 \text{ mm}$ . При



**Рис. 3.** Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), критическая магнитная индукция (2) и магнитная индукция на расстоянии 1 мм от поверхности заземленного электрода (3).

расчете критической магнитной индукции в диоде с взрывоэмиссионным потенциальным электродом учитывали сокращение анод-катодного зазора расширяющейся плазмы и эффект плазменного сжатия при изменении полярности напряжения [8]:

$$B_{cr1}(t) = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2mU}{e}} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - vt}, \quad B_{cr2}(t) = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - v(t - t_0)},$$

где  $U$  — напряжение, приложенное к диоду;  $d(t)$  — анод-катодный зазор в момент времени  $t$ ;  $d_0$  — начальный анод-катодный зазор,  $m$  — масса электрона;  $e$  — заряд электрона,  $v$  — скорость расширения плазмы,  $t_0$  — время изменения полярности напряжения ( $t_0 = 500$  ns на рис. 2).

На рис. 3 показаны результаты расчетов магнитной индукции на расстоянии 1 мм от поверхности заземленного электрода для полного тока диода. В течение генерации ионного пучка выполняется условие магнитной отсечки электронов ( $B/B_{cr} \geq 4$ ). Величина магнитной индукции в области дрейфа электронов (для диода с магнитной самоизоляцией) сравнима с магнитной индукцией в диоде с внешней магнитной

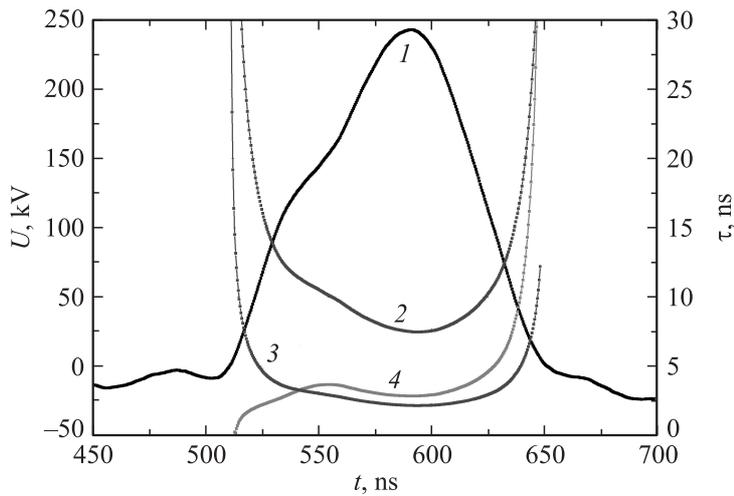
изоляция, при которой достигнута эффективность генерации ионного тока более 80% от полного тока [3].

В наших экспериментальных условиях толщина слоя дрейфующих электронов не превышает 0.5 мм. Толщина скин-слоя в заземленном электроде, выполненном из нержавеющей стали, составляет 0.12 мм. Электроны в скин-слое и в области дрейфа движутся в одном направлении, магнитная индукция в рабочей части анод-катодного зазора равна сумме магнитной индукции поля, формируемого током по заземленному электроду и магнитной индукции дрейфующих вдоль его поверхности электронов. Поэтому во всей рабочей области полоскового диода с магнитной самоизоляцией в течение генерации ионного тока величина индукции магнитного поля в анод-катодном зазоре постоянная и значительно превышает критическую индукцию. 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 полосковому заземленному электроду. Величина полного тока диода при этом не отличалась от данных, полученных без формирования дополнительного магнитного поля в зазоре.

Эффективность подавления электронной компоненты в диодах с магнитной изоляцией определяется соотношением времени нахождения электронов и ионов в анод-катодном зазоре [5]. 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 если время пребывания электронов и ионов в анод-катодном зазоре отличается незначительно, то эффективность подавления электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией будет низкой. При условии равноускоренного движения ионов в анод-катодном зазоре продолжительность их ускорения (с учетом сокращения анод-катодного зазора и эффекта плазменного сжатия) равна:

$$\tau_{ion}(t) = \frac{v_{max}}{a} = \sqrt{\frac{2zU}{m_i}} \frac{d(t)m_i}{Uz} = \frac{[d_0 - v(t - t_0)]\sqrt{2m_i}}{\sqrt{zU}},$$

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



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

Скорость дрейфа электронов в скрещенном магнитном и электрическом полях равна

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

На рис. 4 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 при средней длине дрейфа электронов 11 см и величине анод-катодного зазора 8 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. Дрейф электронов вдоль анод-катодного промежутка диода с магнитной самоизоляцией не обеспечивает подавление электронного тока.

Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляции 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. 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. Этот объемный заряд ограничивает плотность электронного тока в соответствии с соотношением Child–Langmuir. Расчеты показывают, что электроны, прошедшие эту область объемного заряда, далее дрейфуют вдоль поверхности заземленного электрода диода в тонком слое толщиной 0.4–0.5 мм. При условии, что полный ток диода равен току дрейфующих электронов (ионный ток мал и электроны не покидают область дрейфа), концентрацию дрейфующих электронов  $n_{dr}$  можно рассчитать из соотношения

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

где  $S_{dr}$  — сечение области дрейфа,  $h$  — ширина диода,  $\Delta$  — толщина слоя дрейфа.

Концентрация электронов в области дрейфа растет линейно вдоль диода от 0 до  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  в конце диода (для режима работы, приведенного на рис. 2). Они дрейфуют в области объемного заряда электронов, эмитированных с поверхности заземленного электрода. Концентрация дрейфующих электронов в 50–100 раз превышает концентрацию 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. Увеличение длины катода в ионном диоде приводит к снижению электронной компоненты полного тока диода. В новой конструкции кольцевого ионного диода средняя длина витка электрода составляет

550 mm, что в 2.5 раз превышает длину полоскового диода. Выполненные исследования показали, что в течение генерации МИП (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 4–5 раз [12].

Высокая концентрация электронов в области дрейфа приводит также к усилению ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией [9]. Часть электронов 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 импульсом.

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. 1913. V. 2. P. 450.
- [2] *Sudan R.N., Lovelace R.V.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. N 16. P. 1174.
- [3] *Фурман Э.Г., Степанов А.В., Фурман Н.Ж.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 5. С. 86.
- [4] *Humphries S.* // Plasma Phys. 1977. V. 19. P. 399.
- [5] *Быстрицкий В.М., Диденко А.Н.* Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
- [6] *Remnev G.E., Isakov I.F., Pushkarev A.I.* et al. // Surf. Coat. Technol. 1999. V. 114. P. 206.
- [7] *Pushkarev A.I., Isakova J.I., Saltimakov M.S., Sazonov R.V.* // Natural Science. 2010. V. 2. N 5. P. 419.
- [8] *Pushkarev A.I., Isakova J.I., Saltimakov M.S., Sazonov R.V.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 013104.
- [9] *Pushkarev A.I., Isakova Y.I. and Vahrushev D.V.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 123112.
- [10] *Пушкарев А.И., Сазонов Р.В.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 7. С. 44.
- [11] *Пушкарев А.И.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 3. С. 78.
- [12] *Пушкарев А.И., Исакова Ю.И.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 2. С. 24–30.