

УДК 537.525.5, 537.533.2, 537.533.9

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ДУГИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ И ГЕНЕРИРУЕМОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

© 2022 г. М. С. Воробьев¹, *, П. В. Москвин¹, В. И. Шин¹, Т. В. Коваль², В. Н. Девятков¹, Н. Н. Коваль¹, К. Т. Ашурова¹, **, С. Ю. Дорошкевич¹, М. С. Торба¹, В. А. Леванисов¹

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

²НИИ Томский политехнический университет, Томск, Россия

*E-mail: vorobyovms@yandex.ru

**E-mail: 11k.ashurovak@gmail.com

Поступила в редакцию 25.11.2021 г.

После доработки 25.11.2021 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

Приведены результаты исследования динамики дугового разряда низкого давления субмиллисекундной длительности в источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером и плазменным анодом, а также формирования генерируемого им электронного пучка в ведущем магнитном поле. На основе проведенных измерений токов на электроды разрядной системы плазменного эмиттера и на установленные в ней дополнительные зонды продемонстрирован процесс пространственного перестроения разряда с последующим выходом на квазиустановившуюся форму распределения плотности тока на эмиссионный электрод. Анализ осциллограмм токов в момент окончания импульса тока разряда позволил оценить вклад тока эмиссии электронов из плазменного эмиттера в общий ток в ускоряющем промежутке в режиме, когда измеряемый ток пучка равен или превышает ток разряда. Определены факторы, ответственные за снижение пространственной неоднородности плотности тока пучка, а также даны рекомендации по улучшению его однородности.

DOI: 10.31857/S0040364422040160

ВВЕДЕНИЕ

Источники электронов с плазменными катодами, генерирующие широкие (~10 см²) интенсивные (сотни ампер) субмиллисекундные пучки [1, 2], нашли применение для модификации поверхности различных неорганических материалов, функциональные свойства которых в ряде случаев улучшаются на порядок и выше [1–4]. Это позволяет сделать однозначное заключение о перспективности использования электронных пучков как в научных целях, так и в различных технологических процессах, применяющих новые способы модификации поверхности материалов, которые не могут быть реализованы с использованием альтернативных методов. К основным преимуществам импульсного электронно-пучкового облучения, по сравнению, например, с лазерным, можно отнести более высокий коэффициент полезного действия (до 90%) электронных источников, высокую эффективность энерговклада в поверхностный слой материала (малый коэффициент отражения электронов), возможность полного контроля и управления всеми параметрами облучения при высокой степени локализации энергии в поверхностном слое, значительно большую (до 10 см²) площадь

поверхности, обрабатываемой за импульс [5–9]. При использовании этих и других источников электронов (например, на основе взрывоэмиссионных катодов) [10, 11] во время обработки материалов электронными пучками большого сечения обязательно встает вопрос удовлетворительной однородности распределения плотности тока, а соответственно, и плотности мощности и энергии электронного пучка по его сечению. В ряде работ отмечено, что высокая неоднородность плотности энергии электронного пучка может также приводить к пробое высоковольтного ускоряющего промежутка [1, 2, 5, 6]. Именно поэтому при проектировании источников электронов проблеме неоднородности пучка уделяется пристальное внимание вне зависимости от типа используемого катода. К примеру, при использовании источников электронов с плазменными катодами на основе дуги низкого давления отдельное внимание необходимо уделять динамике развития дуги в силу нестационарности процесса образования катодного пятна и его пространственной локализации, а также динамики развития анодной части дуги в разрядной системе плазменного эмиттера. При этом нестационарность образования катодного пятна проявляется как при использовании катод-

ных узлов с открытой дугой [1, 7, 8], так и катодных узлов, в которых ток разряда проходит через контрагирующие каналы [1, 9, 12, 13]. Нестационарность процесса развития анодной части импульсного дугового разряда приводит к тому, что распределение плотности тока по сечению пучка, а соответственно, и распределение его плотности мощности или удельной энергии, может изменяться в течение импульса.

Целью данной работы являлось определение основных факторов, позволяющих снизить неоднородность распределения плотности тока пучка по его сечению в источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером на основе дугового контрагированного разряда низкого давления, работающего в режиме высоковольтного диода с плазменным анодом с открытой границей плазмы, а также формирования и транспортировки пучка в продольном магнитном поле.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Работа выполнена с использованием источника электронов “СОЛО” [12] с плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы и плазменным анодом, граница которого открыта и подвижна, что позволяет генерировать низкоэнергетический (до 30 кэВ) интенсивный (током сотни ампер) субмиллисекундный электронный пучок с диаметром на коллекторе 10–40 мм.

Схема электронного источника показана на рис. 1. Между электродом 1, помещенным в поле постоянных магнитов 12, и цилиндрическим магнетроном катодом 2 с внутренним диаметром 8 мм и длиной 50 мм при приложении импульса напряжения U_{trig} величиной 12–15 кВ зажигается иницирующий (поджигающий) разряд. Основной дуговой разряд горит между катодом 2 и анодными электродами 5, 6 разрядной системы. Анодная вставка 3, электрически соединенная с анодами 5 и 6 дугового разряда через токоограничительное сопротивление R_{HA} , необходима для облегчения

условий зажигания дугового разряда и крепления дополнительного перераспределяющего электрода 4, имеющего с ней электрический контакт. Электрод 4 используется для выравнивания распределения плотности эмиссионного тока. В настоящей работе он имел диаметр центральной части 15 мм. Постоянное ускоряющее напряжение прикладывается между плоским эмиссионным электродом 6 с мелкоструктурной ($0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$) эмиссионной сеткой 5 (они же анодные электроды разрядной системы) диаметром 40 мм и извлекающим электродом 7, выполненным в виде диафрагмы диаметром 82 мм. Извлекающий электрод 7, труба дрейфа 8 и коллектор 10 находятся под потенциалом “земли”. Труба дрейфа имеет внутренний диаметр 80 мм, длина канала транспортировки около 0.5 м. Отбор электронов из эмиссионной плазмы осуществляется через ячейки эмиссионной сетки первоначально под действием электрического поля, создаваемого электродами 7 и 8, а после образования анодной (пучковой) плазмы ускорение электронов происходит в двойном слое между границами двух плазм: катодной и анодной (пучковой). Важно отметить, что в стандартном для данного электронного источника режиме работы граница катодной (эмиссионной) плазмы стабилизируется сеткой, а анодная плазма, которая создается самим электронным пучком в пространстве его дрейфа, имеет подвижную (открытую) границу.

Ускоренные электроны пучка транспортируются к коллектору в магнитном поле катушек 9 и 11, поле в которых может достигать 0.1 Тл для первого (от эмиссионной сетки) соленоида и 0.05 Тл для второго (указанные величины поля приведены для центра каждого соленоида). Амплитуда и длительность импульса тока пучка задаются амплитудой и длительностью импульса тока основного дугового разряда. В качестве рабочего газа используется аргон. Увеличение давления в экспериментах достигалось за счет увеличения напуска газа в разрядную систему источника. Давление газа в рабочей камере варьируется в диапазоне $(0.6\text{--}11) \times 10^{-2}$ Па, давление газа в основной разрядной ячейке плазменного катода в несколько раз выше. В качестве датчиков для измерения импульсных токов применялись пояса Роговского.

В экспериментах использовались три изолированных дополнительных зонда (рис. 1б) диаметром 0.5 мм, длиной 5.5 мм, закрепленных на сетке 5 (в 10 мм от нее) параллельно оси разрядной системы: один на оси, второй – на расстоянии 14 мм, третий – на расстоянии 28 мм от оси. В экспериментах с зондами, которые проводились в отсутствие ускоряющего напряжения, перераспределяющий электрод 4 отсутствовал.

Для электропитания плазменного эмиттера используются различные системы [13, 14]. Одной из них является система электропитания, в эквива-

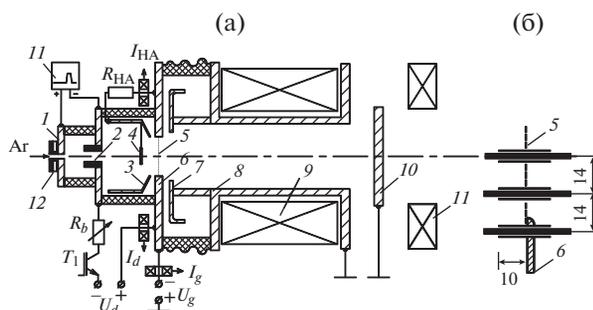


Рис. 1. Схема электронного источника (а) и схема расположения токовых зондов (б).

ленте представляющая собой заряженную емкость, в цепи которой установлен набор балластных токозадающих резисторов, подключенных к нагрузке через полупроводниковые элементы и обеспечивающих дискретное изменение амплитуды и длительности тока разряда [14]. Одновременное включение транзисторов приводит к тому, что через нагрузку протекает сумма токов от каждого канала. Особенностью такой системы электропитания плазменного эмиттера, которая также использовалась в настоящих экспериментах, является ее простота, а также постоянное напряжение холостого хода (величиной 300 В). Это отличает ее от других систем, где чаще всего регулировка тока разряда осуществляется за счет изменения напряжения на выходной емкости источника электропитания, что является причиной нестабильной работы плазменного эмиттера при малых токах дуги, когда необходимо уменьшить напряжение электропитания. Кроме того, данный источник электропитания разряда имеет существенно меньшую выходную индуктивность, что обеспечивается за счет применения бестрансформаторных выходных цепей, когда система электропитания работает под потенциалом плазменного эмиттера, который задается источником ускоряющего напряжения. Это позволяет уменьшить фронт и срез тока разряда, что было крайне важно при проведении настоящих экспериментов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

В отсутствие перераспределяющего электрода 4 измерения токов в цепях зондов, подключенных к аноду (рис. 2а), показывают, что на фронте тока разряда (первые несколько микросекунд) большая часть (близкая к 100%) тока разряда замыкается по оси системы. Если в этой области размещен перераспределяющий электрод, ток $I_{НА}$ содержит пик на фронте импульса. По всей видимости, через цепь перераспределяющего электрода 4, который электрически соединен с анодной вставкой 3, на фронте импульса замыкается существенно больший ток, чем в последующие моменты времени. В отсутствие перераспределяющего электрода 4 ток $I_{НА}$ нарастает до амплитудного значения за ~ 20 мкс без пика на фронте (рис. 2б). Это косвенным образом подтверждает, что в первый момент времени ток дугового разряда преимущественно развивается по оси системы.

Из осциллограмм токов на зонды (рис. 3) видно, что рост ведущего магнитного поля приводит к увеличению плотности тока разряда в осевой области источника электронов. При отсутствии электрода 4 вне зависимости от величины ведущего магнитного поля в диапазоне 50–500 мТл в первые несколько микросекунд разряд замыкается на центральный зонд, постепенно расширяясь

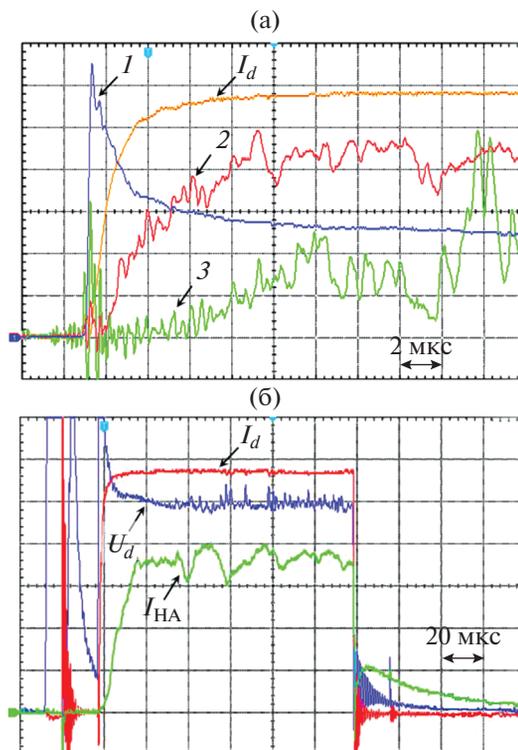


Рис. 2. Характерные осциллограммы в отсутствие (а) и при наличии (б) перераспределяющего электрода 4 на рис. 1: 1 — зонд на оси разрядной ячейки (33 мА/дел), 2 — зонд на расстоянии 15 мм от оси (6.7 мА/дел), 3 — 30 мм от оси (1.7 мА/дел); I_d — ток разряда (10 А/дел), U_d — напряжение горения разряда (10 В/дел), $I_{НА}$ — ток на полый анод (400 мА/дел); режим: $p = 80$ мПа, $B_1 = 50$ мТл, $B_2 = 100$ мТл.

в пространстве плазменного эмиттера, о чем свидетельствует нарастание тока в цепях периферийных зондов. Разряд достигает установившегося режима горения, когда стабилизируются токи на каждый из зондов, что происходит не раньше, чем через ~ 40 – 60 мкс от фронта тока разряда. По результатам измерений токов зондов были построены распределения этих токов в течение импульса (рис. 4). Видно, что в первый момент времени, соответствующий первым микросекундам генерации основного дугового разряда, ток на осевом зонде пятикратно выше тока соседнего зонда.

Со временем радиальное распределение тока в области эмиссионной сетки имеет тенденцию к уширению, но даже в установившемся режиме, который в данном случае наступает примерно через 50 мкс, оно существенно неоднородно с величиной в центре, вдвое большей, чем на диаметре 14 мм. Эти данные позволяют предположить динамику распределения эмиссионного тока в течение импульса, удовлетворительно согласующуюся с результатами калориметрических измерений, полученными в работе [15], в которой с использованием секционированного калориметра проведе-

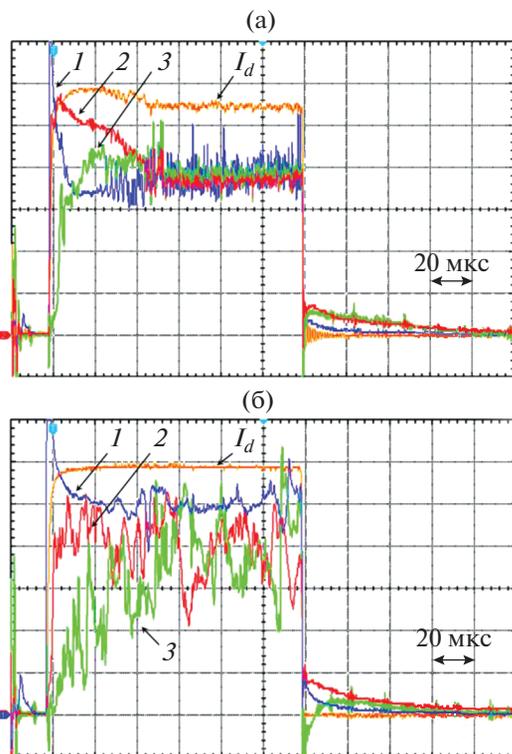


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на резисторах ($R_3 = 300 \text{ Ом}$), установленных в цепи зондов, $p = 80 \text{ мПа}$: 1 – I_{31} (16.5 мА/дел), 2 – I_{32} (6.6), 3 – I_{33} (3.3 (а), 1.65 (б)), I_d – ток разряда (10 А/дел); поле соленоидов: (а) – $B_1 = 20 \text{ мТл}$, $B_2 = 50 \text{ мТл}$; (б) – 50, 50.

ны интегральные измерения распределения плотности энергии по сечению пучка для импульсов разной длительности. Авторы [15] делают заключение, что в отсутствие перераспределяющего электрода в плазменном катод при увеличении длительности импульсов наблюдается постепенное увеличение диаметра пучка в плоскости мишени, а квазиустановившееся распределение достигается не ранее, чем через 100 мкс.

Таким образом, получено экспериментальное подтверждение предположений авторов работы [15] о том, что такая неоднородность может быть вызвана именно пространственным перестроением разряда в плазменном эмиттере.

Как отмечалось выше, перераспределяющий электрод 4, необходимый для уменьшения неоднородности распределения плотности эмиссионного тока, электрически соединен с полой анодной вставкой 3. Обычно в цепи полого анода 3 устанавливается сопротивление $R_{НА}$ номиналом единицы–десятки Ом, облегчающее зажигание дугового разряда и последующее переключение тока разряда на эмиссионный сеточный электрод 5 за счет появления напряжения отрицательного автосмещения относительно анода разряда, т.е. электродов 5 и 6. Чаще всего за счет введения сопро-

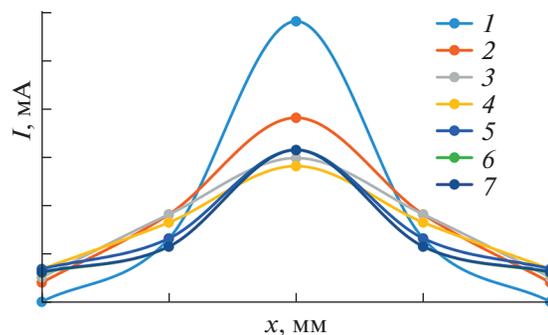


Рис. 4. Распределение токов по зондам для разных моментов времени в течение импульса тока разряда: 1 – 1 мкс, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 50, 6 – 60, 7 – 100.

тивления $R_{НА}$ в сочетании с выбором размеров ячейки эмиссионной сетки и рабочего давления достигается высокая эффективность извлечения тока из плазменного эмиттера в ускоряющий промежуток, которая может быть близка к 100% [2].

В источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером и плазменным анодом ток в ускоряющем промежутке I_g определяется несколькими составляющими [2, 12, 16–18] и может быть записан в виде

$$I_g = \alpha I_d + I_{i2}[1 + (1 - \Gamma)\gamma_2 + \Gamma\gamma_1], \quad (1)$$

где $\alpha = I_{em}/I_d$ – коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера, равный отношению тока эмиссии I_{em} к току разряда I_d ; I_{i2} – ток ускоренных ионов из анодной плазмы; γ_2 – коэффициент ионно-электронной эмиссии с металла при бомбардировке ускоренными ионами эмиссионного электрода; γ_1 – коэффициент ионно-электронной эмиссии из эмиссионной плазмы за счет ионно-электронных процессов в плазменном эмиттере; Γ – эффективная геометрическая прозрачность эмиссионного электрода, позволяющая учитывать поток ионов, прошедших через сетку эмиссионного электрода в плазменный эмиттер. При этом вклад каждого слагаемого может быть разным в зависимости от конкретного типа источника электронов с плазменным катодом, параметров генерируемого электронного пучка, геометрии электродов, их материала, рабочего давления и пр.

С учетом формулы (1) можно также сказать, что ток $I_{НА}$, фиксируемый в цепи резистора $R_{НА}$, представляет собой сумму токов из эмиссионной плазмы (электронной I_e и ионной I_{i1} компоненты), тока ускоренных ионов, прошедших через ячейку сетки в пространство плазменного эмиттера и бомбардирующих электрод 4 только с одной стороны, обращенной к ускоряющему зазору, а также тока электронов, возникающего в результате бомбардировки электрода 4 ускоренными ионами и зависящего от коэффициентов ионно-

электронной эмиссии γ_3 материала, из которого изготовлен электрод 4:

$$I_{\text{НА}} = I_e - I_{i1} - I_{i2}(S_4\Gamma/S_5)(1 + \gamma_3), \quad (2)$$

где S_4 – площадь проекции перераспределяющего электрода на плоскость эмиссионного электрода, ограниченную эмиссионным отверстием, перекрываемой сеткой 5 (рис. 1), S_5 – площадь эмиссионного отверстия.

Параметры плазмы можно определить с использованием уравнений баланса и непрерывности тока [2, 18–20]. Для электронного источника уравнения баланса ионов, отражающие взаимосвязь процессов генерации плазмы в плазменном катоде (область 1) и плазменном аноде (область 2, или область пучковой плазмы), запишутся в виде

$$\frac{dn_1}{dt} = \left[\left(\frac{j_d}{e} + \frac{j_{i2}}{e} \Gamma \right) \frac{1}{\lambda_1} + n_{1g} K_e n_1 \right] - \frac{n_1}{T_1}, \quad (3)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \left[\left(\frac{j_{\text{ем}}}{e} + \gamma_2 (\Gamma - 1) \frac{j_{i2}}{e} \right) \frac{1}{\lambda_2} + n_{2g} K_e n_2 \right] - \frac{n_2}{T_2}, \quad (4)$$

где $T_{1,2} = L_{1,2}(M/kT_e)^{1/2}$ – среднее время выхода ионов на границы областей (стенки полого анода и трубы дрейфа); kT_e – энергия электронов; $\lambda_{1,2}$ – длина пробега электрона с учетом магнитного поля, K_e – коэффициент ионизации газа плазменными электронами, $n_{g1,2}$ – концентрация газа.

Скорость роста концентрации разрядной плазмы (3) возрастает с увеличением плотности тока ионов j_{i2} , поступающих из ускоряющего промежутка. На основании решения уравнения (4) плотность ионного тока j_{i2} в ускоряющем промежутке можно представить в виде $j_{i2} = j_{\text{ем}} F(n_{g2}, \gamma_2)$ ($j_{\text{ем}} \neq 0$), где для стационарного режима $F(n_{g2}, \gamma_2) \approx b[1 - \gamma_2(\Gamma - 1)b]^{-1}$, $b = 0.4L_i/\lambda_2$.

В рассматриваемом источнике транспортировка электронного пучка осуществляется в плазме, генерируемой самим пучком. Поэтому следует отметить отличия в работе источника электронов при максимально одинаковых условиях генерации электронного пучка, но различных давлениях рабочего газа. На осциллограммах рис. 5 можно наблюдать, что при установленном перераспределяющем электроде 4 имеется характерный всплеск на фронте тока $I_{\text{НА}}$, прежде всего обусловленный током плазменных электронов I_e , поскольку ток в ускоряющем промежутке еще отсутствует.

Меньшую амплитуду тока $I_{\text{НА}}$ при увеличении давления рабочего газа (рис. 5б) можно объяснить компенсацией электронной компоненты разряда ионной компонентой I_{i1} [2, 12, 21], которая с ростом давления газа увеличивается вместе с концентрацией эмиссионной плазмы.

Кроме этого, как видно из рис. 5, при более высоком давлении рабочего газа увеличивается

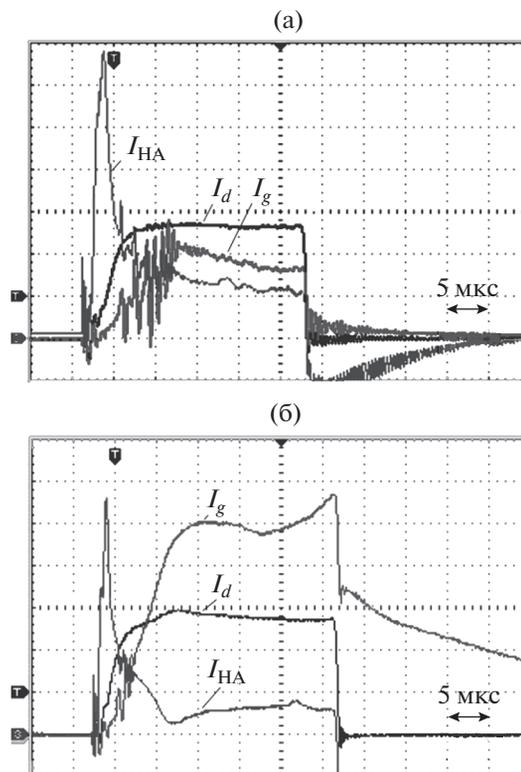


Рис. 5. Осциллограммы тока разряда I_d (40 А/дел), тока в цепи полого анода $I_{\text{НА}}$ (4 А/дел) и тока в ускоряющем промежутке I_g (40 А/дел) при поле соленоида: $B_1 = 50$ мТл, $B_2 = 100$ мТл; $p = 65$ (а) и 110 мПа (б).

скорость роста тока I_g , что связано с уменьшением времени, требуемого для наработки анодной (пучковой) плазмы [22]. В зависимости от условий генерации пучка, в том числе от величины ведущего магнитного поля или давления рабочего газа, это время может составлять десятки микросекунд.

Также из осциллограмм рис. 5 видно, что при повышенном давлении рабочего газа ток пучка I_g превышает ток дугового разряда I_d . Это также отмечалось в работах [2, 23–25] и связано с ростом тока ускоренных ионов I_{i2} и гамма-процессами в плазменном эмиттере (формула (1)). Отношение токов $I_g/I_d = \alpha + F[\gamma_2(\Gamma - 1) + \gamma_1 s_2]/\alpha$ растет с увеличением давления газа и коэффициентов γ_1 и γ_2 .

Как отмечено выше, расположение источника электропитания разряда на высоковольтной стороне позволило в экспериментах снизить паразитную индуктивность в цепи питания дугового разряда (с десятков мкГн в случае использования разделительного трансформатора до единиц мкГн). Это позволяет генерировать импульсы тока разряда с существенно меньшими фронтами и срезами и в том числе проанализировать работу источника электронов в момент окончания импульса тока

разряда. Так, в отличие от работ [23–25] на осциллограммах рис. 5 видно, что при относительно крутом (≈ 100 А/мкс) срезе импульса тока I_d и повышенном давлении рабочего газа происходит резкое (~ 1 мкс) уменьшение тока I_g , обусловленное прекращением эмиссии электронов из катода и предшествующее дальнейшему более медленному спаду тока I_g , наблюдаемому при релаксации анодной (пучковой) плазмы [26].

Резкое снижение тока в ускоряющем промежутке связано с прекращением эмиссии электронов из плазменного эмиттера. При этом, несмотря на то что плазма в эмиттере еще продолжает некоторое время существовать, ее положительный потенциал относительно анода разрядной системы удерживает в ней электроны, что приводит к прекращению эмиссии электронов из плазменного эмиттера. Ток пучка в этом случае определяется в основном процессами ионно-электронной эмиссии с поверхности сеточного электрода 5 (рис. 1) под действием ионов, синтезируемых пучком электронов из остаточного газа в трубе дрейфа δ , а его величина в соответствии с уравнением (4) уменьшается экспоненциально со временем:

$$I_g(t) = I_{g0} \exp(-t/T_2) [1 - \gamma_2(\Gamma - 1)L_2/\lambda_2]. \quad (5)$$

Длительность тока $I_g(t)$ (5) увеличивается с ростом концентрации газа и коэффициента ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода. При окончании импульса тока I_d и ступенчатом снижении тока I_g происходит смена знака, или смена полярности, тока I_{HA} (рис. 5). Дальнейшая форма тока I_{HA} повторяет форму тока I_g , отличаясь только полярностью и амплитудой.

Пространственные характеристики плазмы и влияние магнитного поля в плазменном эмиттере (рис. 6) исследовались с использованием численной модели в дрейфово-диффузионном приближении [25] для усредненной плотности и энергии электронов плазмы, $n_e = n_r$. В плазменном эмиттере разрядная плазма формируется в неоднородном магнитном поле, которое влияет на подвижность заряженных частиц и распределение концентрации плазмы, $B = 17.5$ и 35 мГн – магнитное поле в области эмиссионного электрода. На рис. 6а показаны линии концентрации разрядной плазмы n_1 в сечении разрядной полости при токе разряда 100 А и напряжении 50 В. Температура и потенциал плазмы составляют соответственно 19.6 эВ и 13.5 В. С увеличением магнитного поля уменьшается подвижность заряженных частиц и увеличивается концентрация n_1 на оси симметрии разрядной области и поверхности эмиссионного электрода. На рис. 6б при разных значениях магнитного поля

показано распределение концентрации плазмы на эмиссионном электроде.

Концентрация плазмы увеличивается практически линейно с ростом тока разряда при $p = 110$ мПа и изменении I_d от 50 до 200 А, концентрация плазмы в центральной области эмиссионной сетки возрастает с 0.85×10^{17} до $3.6 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

При перераспределении тока разряда между электродами 3, 4 и 5 (рис. 6) изменяется распределение концентрации разрядной плазмы n_1 . Для тока разряда 100 А при уменьшении суммарного тока на анод 3 и электрод 4 с 53 А до нуля (и увеличении тока на эмиссионном электроде с 47 до 100 А) концентрация плазмы на оси системы увеличивается с 1.4×10^{17} до $1.8 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

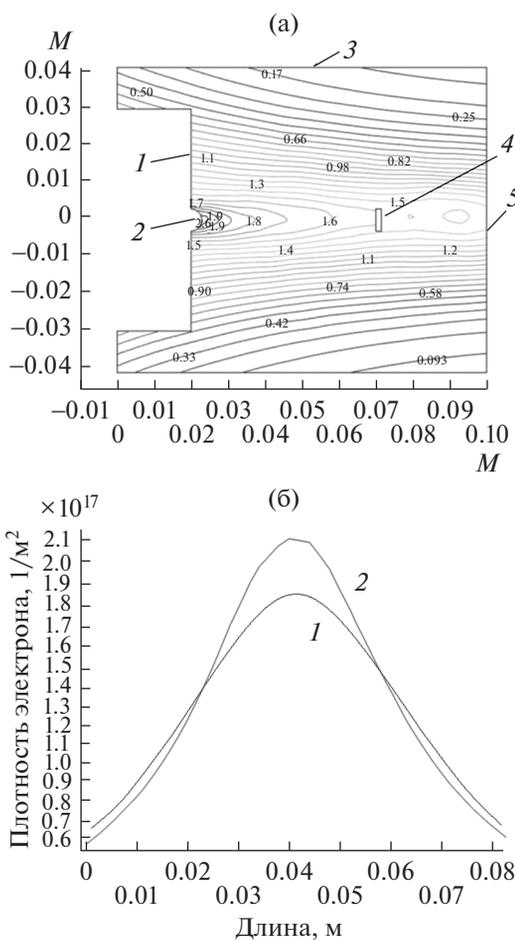


Рис. 6. Линии концентрации разрядной плазмы ($\times 10^{17} \text{ м}^{-3}$) в плазменном эмиттере (а): 1 – катод, 2 – источник электронов, 3 – полый анод, 4 – перераспределяющий электрод, 5 – эмиссионный электрод; (б) – распределение концентрации плазмы на эмиссионном электроде в плазменном эмиттере: 1 – $B = 17.5$ мГн, 2 – 35.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании результатов эксперимента и теоретических моделей механизм развития дугового разряда может быть следующим.

На фронте тока основного разряда идет наработка эмиссионной плазмы (3) в объеме плазменного эмиттера, и наличие быстрых электронов, которые в основном замыкаются на анодную вставку 3 и перераспределяющий электрод 4 (рис. 1), вызывает появление на них отрицательного потенциала относительно потенциала анодной разрядной плазмы. С течением времени в плазменном эмиттере происходит накопление плазменных электронов и постепенная компенсация отрицательного автосмещения ионами из образованной плазмы. Далее (через десятки мкс) наступает квазиустановившийся режим, когда плотности тока на электроды плазменного эмиттера принимают постоянные значения вплоть до окончания импульса тока разряда (150–200 мкс).

В течение всего импульса тока разряда в пространстве дрейфа пучка осуществляется наработка анодной (пучковой) плазмы (4) и формирование ее открытой границы вблизи эмиссионной сетки со стороны ускоряющего промежутка. Из ускоряющего промежутка, образованного между границей катодной разрядной плазмы, стабилизированной эмиссионной сеткой, и плазменной границей анодной (пучковой) плазмы, через ячейки эмиссионной сетки в пространство плазменного эмиттера попадают ускоренные ионы и бомбардируют электроды разрядной системы плазменного катода, включая перераспределяющий электрод 4 (рис. 1), что приводит к снижению тока $I_{\text{НА}}$, согласно формуле (2). При наличии сопротивления $R_{\text{НА}}$ снижение тока $I_{\text{НА}}$ ведет к уменьшению напряжения $U_{\text{НА}}$, а следовательно, к снижению потенциального барьера для плазменных электронов разряда. Снижение потенциального барьера позволяет замыкаться большей доле быстрых электронов эмиссионной плазмы на перераспределяющий электрод. Последнее обстоятельство должно приводить к снижению концентрации эмиссионной плазмы, увеличению присеточного ионного слоя [2] и уменьшению количества электронов, извлекаемых из эмиттера в ускоряющий промежуток. Это можно рассматривать как отрицательную обратную связь, стабилизирующую ток в ускоряющем промежутке I_g путем перехвата части ионного тока из ускоряющего промежутка перераспределяющим электродом 4 за счет компоненты $I_{i2}(S_4\Gamma/S_5)(1 + \gamma_3)$ в формуле (2). В этом случае можно сделать важный вывод, что форма перераспределяющего электрода важна не только с точки зрения коррекции распределения плотности эмиссионного тока, но также может влиять на режим стабилизации тока I_g .

Остальная часть ускоренного ионного потока бомбардирует эмиссионный электрод со стороны ускоряющего промежутка, что приводит к росту тока пучка за счет электронов, рожденных в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода и сетки за счет компоненты $I_{i2}[1 + (1 - \Gamma)\gamma_2 + \Gamma\gamma_1]$ в формуле (1). Предполагая, что к моменту окончания импульса тока разряда нет эмиссии из плазменного катода, т.е. компоненты $I_{\text{em}} = 0$ и $I_{i2}\Gamma\gamma_1 = 0$, и принимая $\gamma_2 \approx 3.5$ при $U_g = 15$ кВ [27, 28], а эффективную геометрическую прозрачность эмиссионного электрода для ускоренных ионов с учетом наличия периферийной металлической части эмиссионного электрода и достаточно узкого (порядка 3 см) гауссова распределения плотности тока I_g , приблизительно равной 0.3, можно оценить ток ускоренных ионов I_{i2} . Так, для осциллограмм на рис. 5 к моменту окончания импульса тока разряда амплитудой $I_d \approx 100$ А эффективный коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера равен $\alpha_{\text{eff}} = (I_{\text{em}} - I_{i2}\Gamma\gamma_1)/I_d$, при давлении $p = 65$ мПа составлял $\alpha_{\text{eff}} \approx 0.4$ и $I_{i2} \approx 5.5$ А (рис. 5а), а при давлении 110 мПа – $\alpha_{\text{eff}} \approx 0.81$ и $I_{i2} \approx 40$ А (рис. 5б).

Эти данные удовлетворительно согласуются с расчетами [18] и измерениями, приведенными в [23].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В источнике электронов с плазменным эмиттером с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы и плазменным анодом с открытой плазменной границей рассмотрены процесс формирования плазменного катода на основе дугового разряда низкого давления и соответствующий ему механизм развития тока в ускоряющем промежутке. Показано, что пространственное перестроение разряда составляет десятки микросекунд (≈ 50 мкс). В течение всего импульса тока пучка его радиальное распределение имеет гауссову форму, ширина которой увеличивается в течение импульса, а амплитуда распределения снижается. Показано, что коэффициент извлечения электронов α растет с увеличением давления рабочего газа и может достигать значений, близких к единице, т.е. к режиму 100%-ного извлечения электронов из разряда. Оценен вклад ионно-электронной эмиссии в общий ток в ускоряющем промежутке и экспериментально показано, что ток ускоренных ионов может достигать десятков процентов ($\approx 30\%$) от общего тока в ускоряющем промежутке, доля которого также изменяется в течение импульса тока пучка. Это, вероятно всего, связано с изменением газовых условий в течение импульса. Предложен механизм введения отрицательной обратной связи в общий ток в ускоряющем промежутке I_g , заключающийся в снижении тока эмиссии из разряда при увеличении ионной компоненты тока I_g из-за неконтролируемого уве-

личения давления вследствие газовой выделения с коллектора при попадании на него пучка ускоренных электронов. Понимание данных механизмов является крайне важным для исследователей, занимающихся разработкой источников такого типа, поскольку определяет не только возможность расширения предельных параметров генерируемого электронного пучка, но и особенности использования таких пучков в научных и технологических целях.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-79-10015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев С.П., Крейнделю Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.
2. Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н. Эмиссионная электроника. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. 596 с.
3. Окс Е.М. Plasma Cathode Electron Sources – Physics, Technology, Applications. N.Y.: Wiley–VCH, 2006. 172 p.
4. Gromov V.E., Yurev A.B., Morozov K.V., Ivanov Yu.F. The Microstructure of Quenched Rails. Cambridge: Cambridge Int. Sci. Publ., 2016. 157 p.
5. Метель А.С., Мельник Ю.А. Сильноточный плазменный эмиттер электронов на основе тлеющего разряда с многостержневой электростатической ловушкой // ПТЭ. 2013. № 3. С. 76.
6. Воробьев М.С., Гамермайстер С.А., Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Сулакишин С.А., Щанин П.М. Источник электронов с многодуговым плазменным эмиттером для получения мегаваттных пучков субмиллисекундной длительности // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 12. С. 24.
7. Koval N.N., Kreindel Yu.E., Tolkachev V.S., Schanin P.M. The Effect of Gas on the Development of a Vacuum Arc with a Hollow Anode // IEEE Trans. Electr. Insul. 1985. V. EI-20. P. 735.
8. Anders A., Brown I.G., MacGill R.A., Dickinson M.R. "Triggerless" Triggering of Vacuum Arcs // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. № 5. P. 584.
9. Vorobyov M.S., Devyatkov V.N., Koval N.N., Shugurov V.V. Modernization of Cathode Assemblies of Electron Sources Based on Low Pressure Arc Discharge // IOP J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 652. 012066.
10. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Изд-во Сиб. отд. РАН, 2018. 173 с.
11. Шулов В.А., Новиков А.С., Энгелько В.И. Сильноточные импульсные электронные пучки для авиационного двигателестроения. М.: ДИПАК, 2012. 292 с.
12. Koval N.N., Grigoryev S.V., Devyatkov V.N., Teresov A.D., Schanin P.M. Effect of Intensified Emission During the Generation of a Submillisecond Low-energy Electron Beam in a Plasma-cathode Diode // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. № 10. P. 1890.
13. Девятков В.Н., Коваль Н.Н. Модернизация конструкции и оптимизация режимов работы электронного источника с сеточным плазменным катодом // Тр. V Междун. Крейнделевского семинара "Плазменная эмиссионная электроника". Улан-Удэ: Изд-во Бурятск. науч. центра СО РАН, 2015. С. 122.
14. Vorobyov M.S., Koval N.N., Moskvina P.V., Teresov A.D., Doroshkevich S.Yu., Yakovlev V.V., Shin V.I. Electron Beam Generation with Variable Current Amplitude During its Pulse in a Source with a Grid Plasma Cathode // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1393. 012064.
15. Devyatkov V.N., Koval N.N. Electron Beam Formation in a Grid Plasma Cathode Electron Source Based on a Low-Pressure Constricted Arc in an Inhomogeneous Magnetic Field // Изв. вузов. Физика. 2016. № 9-2. С. 49.
16. Груздев В.А., Крейнделю Ю.Е., Ларин Ю.М. Отбор электронов из плазмы в присутствии газа в высоковольтном промежутке // ТВТ. 1973. Т. 11. № 3. С. 482.
17. Груздев В.А., Крейнделю Ю.Е., Ларин Ю.М. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмиттирующей поверхности плазмы // ЖТФ. 1973. Т. XLIII. № 11. С. 2318.
18. Коваль Т.В., Ле Ху Зунг. Исследование генерации плазмы и токопрохождения интенсивного низкоэнергетического электронного пучка // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 3-2. С. 118.
19. Галанский В.Л., Крейнделю Ю.Е., Окс Е.М., Рунн А.Г., Щанин П.М. Условия образования и параметры анодной плазмы дугового разряда низкого давления // ТВТ. 1987. Т. 25. № 5. С. 880.
20. Золотухин Д.Б., Бурдовичин В.А., Окс Е.М. Генерация пучковой плазмы форвакуумным источником электронов в объеме, ограниченном диэлектрическими стенками // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 5. С. 142.
21. Koval T.V., Vorobyov M.S., Koval N.N., Nguyen Bao Hung. Generation, Transport, and Efficient Extraction of a Large Cross-section Electron Beam into an Air in an Accelerator with a Mesh Plasma Cathode // Lasers and Particle Beams. 2018. V. 36. № 1. P. 22. <https://doi.org/10.1017/S0263034617000969>
22. Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Щанин П.М. Генерация и транспортировка сильноточных низкоэнергетических электронных пучков в системе с газонаполненным диодом // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 1. С. 44.
23. Григорьев С.В., Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Тересов А.Д. Эффект усиления эмиссии при генерации низкоэнергетического субмиллисекундного электронного пучка в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 4. С. 23.
24. Devyatkov V.N., Koval N.N. Effect of Electron Extraction from a Grid Plasma Cathode on the Generation of Emission Plasma // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 552. 012014.
25. Koval T.V., Devyatkov V.N., Nguyen Bao Hung. Enhancement of Emission Currents in Plasma Electron Sources Based on a Low-Pressure Arc Discharge // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 652. 012061.
26. Бурдовичин В.А., Климов А.С., Медовник А.В., Окс Е.М., Юшков Ю.Г. Форвакуумные плазменные источники электронов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2014. 288 с.
27. Shamim M.M., Scheuer J.T., Fetherston R.P., Conrad J.R. Measurement of Electron Emission due to Energetic Ion Bombardment in Plasma Source Ion Implantation // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 4756.
28. Szapiro B., Rocca J.J. Electron Emission from Glow Discharge Cathode Materials due to Neon and Argon Ion Bombardment // J. Appl. Phys. 1989. V. 65 (9). P. 3713.