

Исследование влияния ионно-электронной эмиссии на характеристики электронного источника с плазменным катодом

© С.В. Григорьев, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, А.Д. Тересов

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: grigoriev@opee.hcei.tsc.ru

Представлены результаты исследования зависимости возникновения и усиления вторичной ионно-электронной эмиссии на поверхности эмиссионного электрода от основных параметров электронного источника с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы. Были получены зависимости интегральной энергии пучка, обратного ионного тока на эмиссионный электрод и тока полной эмиссии от тока в разрядной ячейке плазменного катода, ускоряющего напряжения, длительности импульса, а также от размеров ячейки эмиссионной сетки.

Введение

Импульсные источники электронов на основе плазменного катода последнее время активно используются для исследовательских и технологических работ по модификации поверхности металлических и металлокерамических материалов [1, 2]. Перспективность использования таких источников обусловлена такими особенностями как: возможность получения импульсов субмиллисекундного и миллисекундного диапазона, возможность работы в частотном режиме, а также возможность плавной и независимой регулировки основных параметров пучка (тока, ускоряющего напряжения, длительности импульса и частоты следования импульсов).

Одним из требований, предъявляемых к импульсным низкоэнергетическим электронным пучкам, используемым для модификации поверхности материалов, является повышенная $\geq 10 \text{ А/см}^2$ плотность эмиссионного тока. Традиционные двухсеточные ускоряющие системы [3] имеют существенное ограничение по плотности эмиссионного тока, в связи с возможностью разрушения анодной сетки, как при повышенных плотностях эмиссионного тока $\geq 10 \text{ А/см}^2$, так и при возможных пробоях ускоряющего промежутка. Двухэлектродные системы с соосными отверстиями [4, 5] в настоящее время используются для генерации пучков с последующей фокусировкой до плотности тока $\geq 1 \text{ кА/см}^2$.

Специальных требований по однородности плотности тока для таких систем не предъявлялось и вопрос перспективности их применения для модификации поверхности материалов на настоящий момент остается открытым.

Представленные в данной работе исследования были сосредоточены на системе, где эмиссия осуществляется через катодный сеточный электрод, а в качестве анодного ускоряющего электрода использовалась подвижная граница анодной плазмы, которую создает сам электронный пучок при ионизации газа в пространстве дрейфа [6]. При работе с такой системой при повышенных рабочих давлениях $\geq 3 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$ в магнитном поле $\sim 30 \text{ мТл}$ было обнаружено, что ток в ускоряющем промежутке существенно, а в некоторых случаях кратно, превышал ток в газоразрядной ячейке плазменного катода. Такой режим генерации существенно отличался от генерации пучка в традиционных системах с плазменным катодом, где ток в ускоряющем промежутке всегда определялся током электронов, извлекаемых из разряда плазменного катода с некоторой эффективностью извлечения, не превышающей 100%. Это явление было названо эффектом усиления эмиссии и в настоящее время продолжает активно исследоваться [7]. Полученные ранее экспериментальные данные и оценки показали, что механизм увеличения эмиссии при увеличении

рабочего давления, в присутствии магнитного поля ~ 30 мТл связан с вторичной ионно-электронной эмиссией с поверхности эмиссионного электрода под действием ионов, образующихся в пространстве дрейфа и ускоренных в слое пространственного заряда между границей пучковой (анодной) плазмы и эмиссионным электродом до энергии соответствующей приложенному ускоряющему напряжению. Вторичные электроны, как и электроны, извлеченные из катодной плазмы, ускорились до энергии соответствующей приложенному напряжению и вносили существенный вклад в общую энергию электронного пучка.

В настоящей работе представлены результаты исследования зависимости эффекта усиления эмиссии от основных параметров электронного источника (тока в разрядной ячейке плазменного катода, ускоряющего напряжения, длительности импульса), а также от размеров ячейки эмиссионной сетки.

Принцип работы электронного источника

На Рис. 1 представлена схема электронного источника. Плазменный катод представляет собой газоразрядную систему с двухступенчатым дуговым разрядом низкого давления. Иницирующий (поджигающий) разряд загорается между полым электродом 1, помещенным в поле постоянных магнитов, и катодом 2 при приложении импульса напряжения U_{trig} величиной 12-15 кВ. Амплитуда

тока поджигающего разряда 10-15 А при длительности импульса 25 мкс. Основной дуговой разряд горит между катодом 2 и полым анодом 3. Постоянное ускоряющее напряжение (до 25 кВ) прикладывается между плоским эмиссионным электродом 5, и извлекающим электродом 6, выполненным в виде диафрагмы $\varnothing 82$ мм. Извлекающий электрод, труба дрейфа 7, и коллектор 8 находятся под потенциалом земли. Необходимо заметить, что эмиссионный электрод представлял собой плоскую пластину $\varnothing 82$ мм (нержавеющая сталь), с эмиссионным отверстием $\varnothing 40$ мм в центре. Соответственно площадь плоской части эмиссионного электрода составляла $46,5 \text{ см}^2$ а площадь эмиссионного отверстия $12,6 \text{ см}^2$. Эмиссионное отверстие закрывалось мелкоструктурной сеткой из нержавеющей стали 4. Извлечение электронов под действием ускоряющего напряжения происходит с центральной части эмиссионного электрода через ячейки эмиссионной сетки. Граница катодной плазмы стабилизируется сеткой, а граница анодной плазмы, создаваемой электронным пучком в пространстве дрейфа, остается подвижной.

Электроны пучка транспортируются к коллектору в магнитном поле двух катушек 9, величина поля в которых была 30 мТл. Длительность импульса тока пучка 50 - 200 мкс задается длительностью импульса тока основного разряда. В качестве рабочего газа использовался аргон. Давление газа в рабочей

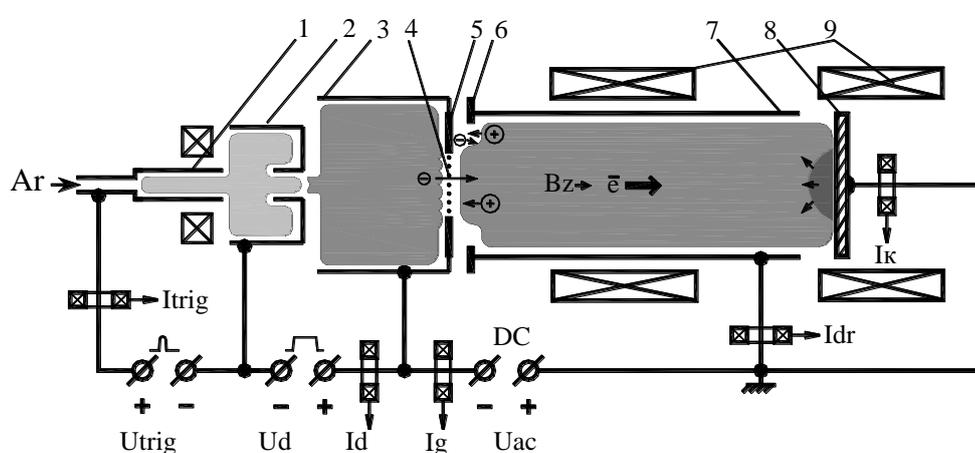


Рис. 1. Схема и фото электронного источника с плазменным катодом.

камере варьировалось в диапазоне $(1,4 - 3) \cdot 10^{-2}$ Па. Так как напуск газа осуществлялся в электронный источник, реальное давление в области транспортировки электронного пучка было выше, причем в области эмиссионной сетки оно превышало измеренные значения в 4 ~ 5 раз. В качестве датчиков тока использовались пояса Роговского, ускоряющее напряжение измерялось с помощью резистивного делителя напряжения.

Методика эксперимента

Принципиальное отличие режима генерации электронного пучка с усилением эмиссии от традиционных режимов генерации в системах с плазменным катодом, работающих в низком рабочем давлении это наличие большого количества плазменных электронов и ионов в пространстве дрейфа пучка, которые вносят существенные искажения в электрофизические измерения токов на электроды, и в частности на коллектор. Плазменные электроны не могут вносить вклад только в ток ускоряющего промежутка.

В [7] была предложена методика оценки обратного ионного тока на эмиссионный электрод и вторичного электронного тока с него с помощью калориметрических измерений интегральной энергии пучка на коллекторе. Суть методики заключалась в следующем.

Предполагая наличие ионно-электронной эмиссии, регистрируемый осциллографом общий ток в ускоряющем промежутке I_g можно представить как сумму токов:

$$I_g = I_e + I_i + \gamma I_i \quad (1)$$

Где I_e – ток электронов эмитированных из плазменного катода; I_i – обратный ток ионов из пространства трубы дрейфа на эмиссионный электрод; γ – эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии материала эмиссионного электрода.

Энергия, рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке, имеет вид:

$$E_c = \int_0^{\tau} I_g(t) U_{ac}(t) dt = \int_0^{\tau} [I_e + I_i + \gamma I_i] U_{ac} dt \quad (2)$$

где U_{ac} – ускоряющее напряжение; t – время; τ – длительность импульса тока пучка.

Энергия же измеренная интегральным калориметром на коллекторе не включает в себя ионную компоненту:

$$E_b = \int_0^{\tau} I_b(t) U_{ac}(t) dt = \int_0^{\tau} [I_e + \gamma I_i] U_{ac} dt \quad (3)$$

Энергию, приносимую плазменными электронами и плазменными ионами на коллектор считаем пренебрежимо малой.

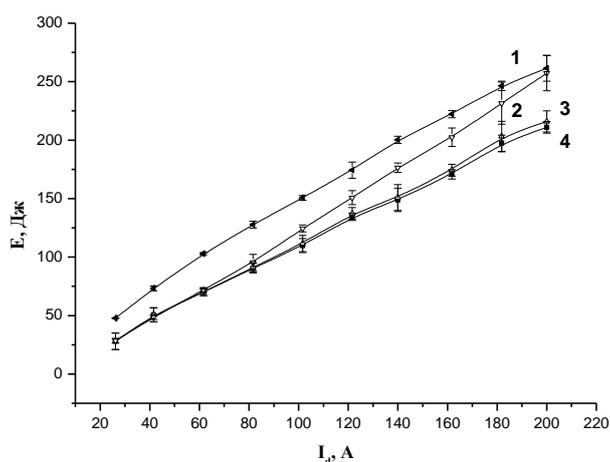
Таким образом, из (2) и (3) можно оценить средний за импульс ионный ток в ускоряющем промежутке.

$$I_i = (E_c - E_b) / (U_{ac} \tau) \quad (4)$$

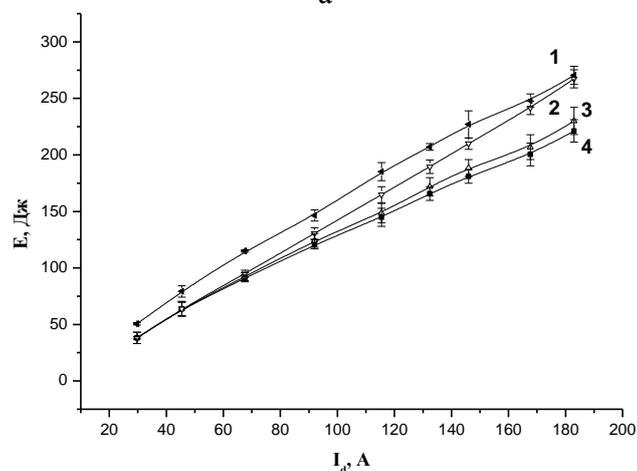
В данной методике сделаны допущения о том, что пучок электронов проходит без существенных потерь пространство дрейфа и, что в измеряемом диапазоне токов коэффициент извлечения электронов из плазменного катода остается постоянным.

Для того, чтобы оценить возможное изменение коэффициента извлечения, равного отношению тока пучка к току разряда $\alpha = I_b / I_d$, а также потери энергии электронного пучка были сделаны калориметрические измерения интегральной энергии на коллекторе и трубе дрейфа в зависимости от тока в разрядной ячейке плазменного катода при низком рабочем давлении ($1,4 \cdot 10^{-2}$ Па). Измерения были сделаны для двух типов эмиссионных сеток. Одна с размером ячейки $0,3 \times 0,3$ мм² и прозрачностью 48%, другая с размером ячейки 1×1 мм² и прозрачностью 63%. Следует отметить, что подробные исследования влияния параметров сетки на режимы токоотбора из плазмы тлеющего разряда приведены в [8].

На рис. 2(а, б) приведены зависимости энергий от тока разряда плазменного катода для двух эмиссионных сеток с различным размером ячейки при низком рабочем давлении $1,4 \cdot 10^{-2}$ Па. Видно что при значениях тока разряда ≤ 70 А энергия, рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке и энергия измеренная на коллекторе совпадают, а энергия, измеряемая на стенках трубы дрейфа не фиксируется. Это свидетельствует о том, что электроны пучка



а



б

Рис. 2. Энергия, рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке (2), интегральная энергии измеренная на коллекторе (4) суммарная интегральная энергии измеренная на коллекторе и трубе дрейфа (3) и уровень энергии при условии 100% извлечения электронов (энергия, рассчитанная по току разряда) (1) в зависимости от величины тока разряда, $p = 1,4 \cdot 10^{-2}$ Па;

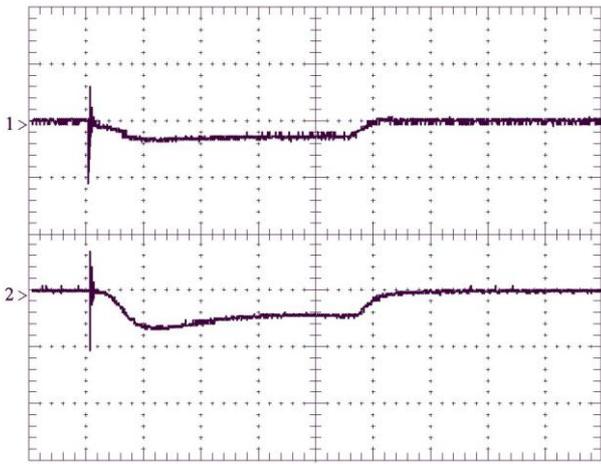
а – эмиссионная сетка с ячейкой $0,3 \times 0,3$ мм²;

б – эмиссионная сетка с ячейкой 1×1 мм²

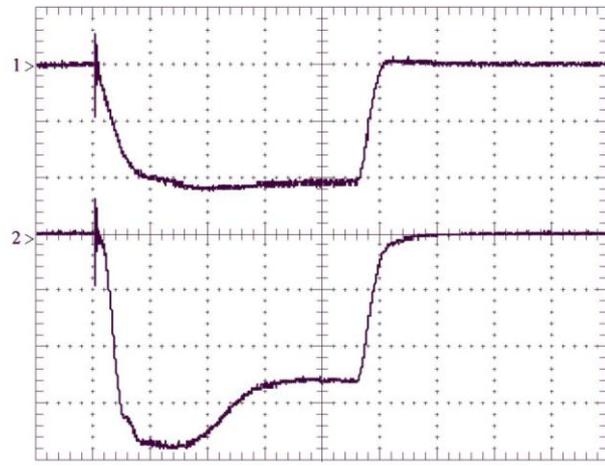
проходят пространство дрейфа без существенных потерь энергии. Причем энергия, рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке и энергия, измеренная на коллекторе, составляют $\sim 0,55$ от энергии рассчитанной по осциллограммам тока разряда и ускоряющего напряжения для сетки с ячейкой $0,3 \times 0,3$ мм² и $\sim 0,8$ для сетки с ячейкой 1×1 мм². То есть грубо можно считать, что обратный ионный ток на эмиссионный электрод и ток в ускоряющем промежутке определяется током электронов, извлеченных из катодной плазмы. Коэффициенты извлечения электронов из плазменного катода для сеток составляют $\sim 0,55$ и $\sim 0,8$ соответственно. При увеличении тока разряда появляется разница между энергией, рассчитанной по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке и энергией измеренной калориметром. Появление этой разницы совпадает с появлением незначительных (около 2%) токовых потерь энергии пучка на стенки трубы дрейфа, и возрастанием амплитуды общего тока в ускоряющем промежутке. Можно предположить, что с ростом тока пучка при увеличении тока разряда, часть электронов пучка попадает на стенки трубы дрейфа, вызывая десорбцию газа со стенок. Кроме того, с увеличением тока пучка также усиливаются процессы десорбции и испарения на коллекторе. Это приводит к возрастанию рабочего давления во время импульса, наработке дополнительной плазмы в трубе дрейфа, и, как следствие, к появлению ионного тока и тока вторичных электронов в ускоряющем промежутке.

Дальнейшие эксперименты проводились с эмиссионной сеткой с ячейкой $0,3 \times 0,3$ мм² из-за лучшей стабилизации тока разряда.

На рис. 3 (а, б) представлены осциллограммы тока в ускоряющем промежутке и тока на трубу дрейфа для двух фиксированных значений тока разряда при рабочем давлении $3 \cdot 10^{-2}$ Па. Видно, что амплитуда общего тока в ускоряющем промежутке превышает амплитуду тока разряда $\sim 1,4$ раза как для тока разряда 25 А так и для тока разряда



а



б

Рис. 3. Осциллограммы тока разряда I_d (1); тока в ускоряющем промежутке I_g (2)

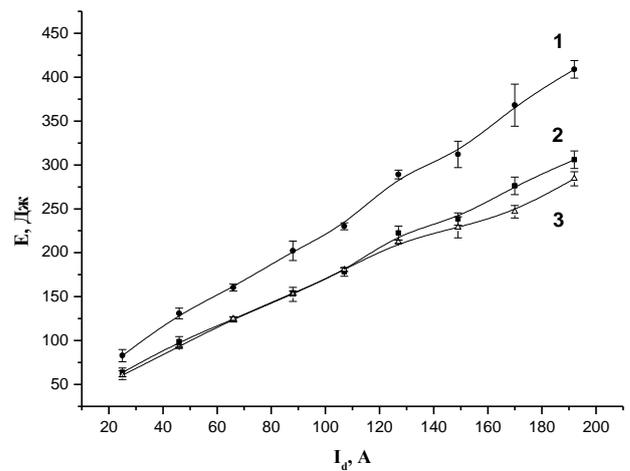
а – $I_d = 25$ А;

б – $I_d = 200$ А;

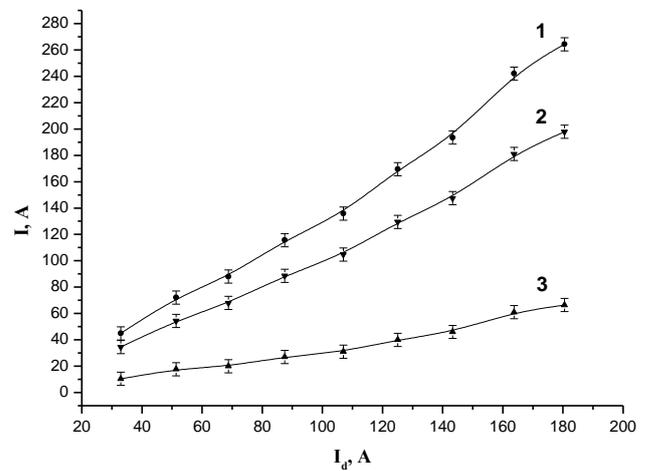
$p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па; Масштаб 100А /дел

200 А. То есть при увеличении заданного значения тока разряда пропорционально растет и ток в ускоряющем промежутке.

На рис.4 а изображены зависимости энергии, рассчитанной по осциллограммам тока и напряжения на ускоряющем промежутке (1), суммарной интегральной энергии измеренной на коллекторе и трубе дрейфа, (2) и уровня энергии при условии 100% извлечения электронов (энергии рассчитанной по току разряда) (3) от величины тока разряда в рабочем давлении $3 \cdot 10^{-2}$ Па. В точке соответствующей току разряда 105 А измеренная энергия начинает превышать энергию рассчитанную по току разряда. Разница между кривыми 1 и 2



а



б

Рис. 4. а – энергия, рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке (1), суммарная интегральная энергии измеренная на коллекторе и трубе дрейфа (2) и уровень энергии при условии 100% извлечения электронов (энергия, рассчитанная по току разряда) (3) в зависимости от величины тока разряда;

б – общий ток в ускоряющем промежутке (1), и рассчитанные: обратный ионный ток (3) и ток полной эмиссии (2) в зависимости от тока разряда;

растет пропорционально току разряда. Это свидетельствует о том, что обратный ионный ток на эмиссионный электрод увеличивается пропорционально току разряда, достигая значения 66 А при токе разряда 180 А

На рис.4 (б) показаны зависимости общего тока в ускоряющем промежутке, а также, рассчитанных по вышеописанной методике, обратного ионного тока и тока полной эмиссии,

в зависимости от тока разряда. Обратный ионный ток показывает практически линейный рост с увеличением тока разряда.

На рис.5 показаны осциллограммы тока в ускоряющем промежутке для двух значений ускоряющего напряжения (4 и 18 кВ) при фиксированном токе разряда и рабочем давлении 100 А и $3 \cdot 10^{-2}$ Па соответственно.

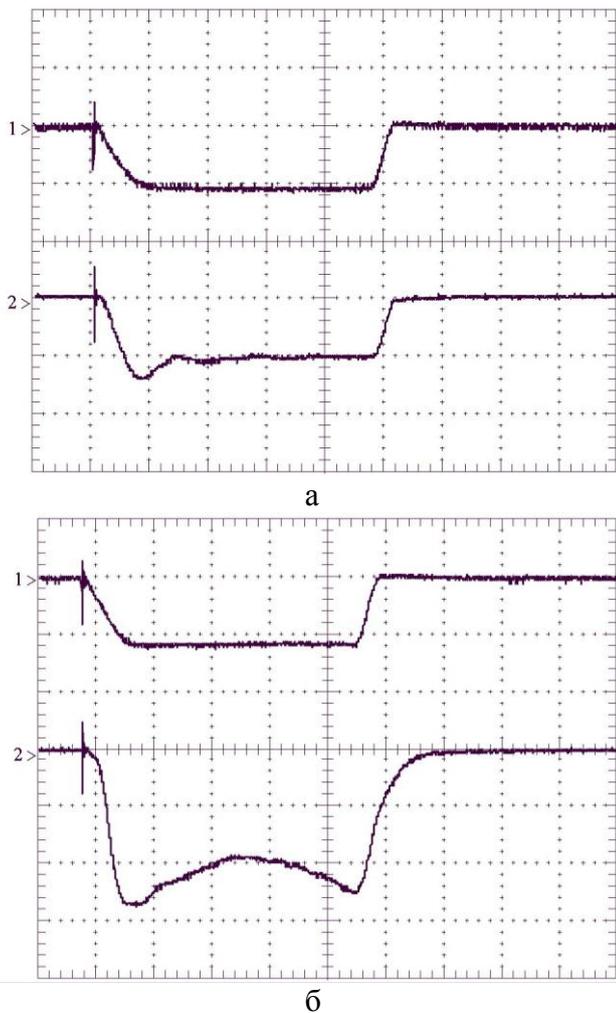


Рис. 5. Осциллограммы тока разряда I_d (1); тока в ускоряющем промежутке I_g (2)
 а – $U_{ac} = 4$ кВ;
 б – $U_{ac} = 18$ кВ;
 $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па; Масштаб 100А /дел

На рис.6 а изображены зависимости значений интегральной энергии, аналогичных рис.4 от величины ускоряющего напряжения. С увеличением ускоряющего напряжения энергия растет не только за счет увеличения кинетической энергии электронов, но и за счет увеличения тока в ускоряющем проме-

жутке. Превышение измеренной энергии над энергией рассчитанной по току разряда начинается с величины 13,5 кВ. На рис.6 б пред-

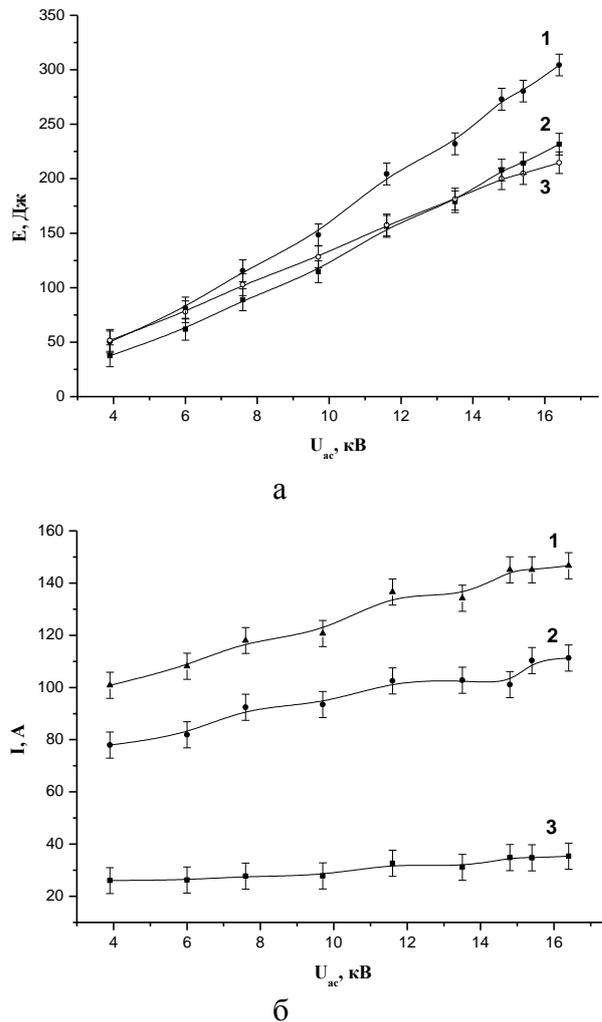


Рис. 6. а – энергия, рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке (1), суммарная интегральная энергия измеренная на коллекторе и трубе дрейфа (2) и уровень энергии при условии 100% извлечения электронов (энергия, рассчитанная по току разряда) (3) в зависимости от ускоряющего напряжения
 б – общий ток в ускоряющем промежутке (1), и рассчитанные: ток полной эмиссии (2) и обратный ионный ток (3) в зависимости от ускоряющего напряжения; $I_d = 100$ А; $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па

ставлены общий ток в ускоряющем промежутке, и рассчитанные: обратный ионный ток и ток полной эмиссии. Увеличение ионного тока с ростом ускоряющего напряжения, вероятно, происходит вследствие увеличения эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии. Увеличивается количе-

ство вторичных электронов, которые, в свою очередь принимают участие в актах ионизации увеличивая концентрацию анодной плазмы и создавая новые ионы. На рис.7 показана зависимость эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии γ для нержавеющей стали бомбардируемой ионами аргона в зависимости от величины ускоряющего напряжения. Коэффициент γ рассчитывался из кривых рис.6 при условии, что коэффициент извлечения электронов из катодной плазмы составляет 0,55. Видно что с увеличением напряжения увеличение γ замедляется, что напоминает зависимость γ от напряжения для пары Fe-He, представленную в [8], причем абсолютные значения γ также имеют близкие величины. Например, для железа бомбардируемого ионами гелия с энергией 15 кэВ $\gamma \sim 2,3$.

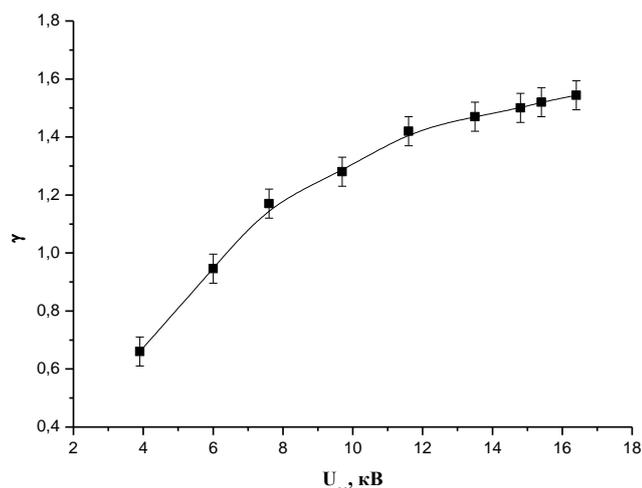


Рис. 7. Эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии γ для нержавеющей стали бомбардируемой ионами аргона в зависимости от величины ускоряющего напряжения.

Необходимо отметить, что по сравнению с зависимостью от тока разряда с увеличением напряжения наблюдается значительно более слабый рост обратного ионного тока. Это можно объяснить как замедлением роста коэффициента γ так и уменьшением сечения ионизации рабочего газа при увеличении ускоряющего напряжения.

На рис.8 изображены зависимости интегральной энергии от длительности импульса также в рабочем давлении $3 \cdot 10^{-2}$ Па. Видно,

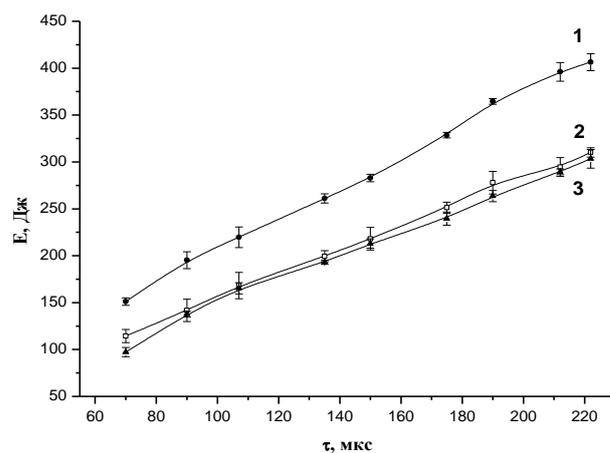


Рис. 8. Энергия, рассчитанная по осциллограммам тока и напряжения в ускоряющем промежутке (1), суммарная интегральная энергии измеренная на коллекторе и трубе дрейфа (2) и уровень энергии при условии 100% извлечения электронов (энергия, рассчитанная по току разряда) (3) в зависимости от длительности импульса; $I_d = 100$ А; $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па

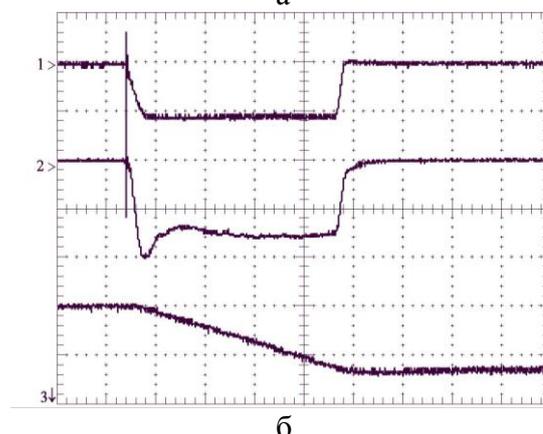
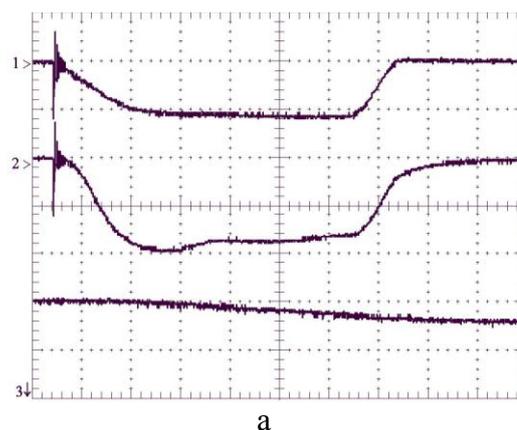


Рис. 9. Осциллограммы тока разряда I_d (1); тока в ускоряющем промежутке I_g (2)
 а - $\tau = 60$ мкс; Масштаб 10 мкс /дел.;
 б - $\tau = 200$ мкс; Масштаб 50 мкс /дел.;
 $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па; $I_d = 100$ А

что увеличение длительности импульса приводит к пропорциональному росту энергии, так как растет количество перенесенного через ускоряющий промежуток заряда, как электронного, так и ионного. В то же время амплитуды тока как электронного, так и обратного ионного остаются постоянными. На рис.9 показаны осциллограммы тока разряда, общего тока в ускоряющем промежутке и ускоряющего напряжения для длительностей импульса 50 и 200 мкс. Видно, что амплитуды токов остаются постоянными, в то же время с увеличением длительности импульса из-за недостаточной емкости конденсаторов увеличивается просадка постоянного ускоряющего напряжения, что несколько уменьшает рост энергии с увеличением длительности импульса.

Выводы

Эксперименты показали, что при повышенных рабочих давлениях $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ обратный ионный ток на эмиссионный электрод а, следовательно, и ток вторичных электронов с него увеличиваются пропорционально увеличению тока в газоразрядной ячейке плазменного катода.

С увеличением ускоряющего напряжения также наблюдается рост обратного ионного тока, однако эта зависимость выражена значительно слабее. По-видимому, это связано с тем, что с одной стороны с увеличением напряжения увеличение коэффициента ионно-электронной эмиссии замедляется, а с другой стороны с увеличением кинетической энергии электронов уменьшается сечение ионизации рабочего газа.

При увеличении длительности импульса амплитуда тока в ускоряющем промежутке остается постоянной, а энергия пучка увеличивается пропорционально длительности импульса за счет увеличения количества ускоренных электронов.

Измерения коэффициента извлечения электронов из газоразрядной ячейки плазменного катода при низком рабочем давлении показали, что в измеряемом диапазоне

токов разряда и ускоряющих напряжений коэффициент извлечения остается постоянным и зависит от размера ячейки эмиссионной сетки.

Авторы выражают благодарность П.М. Щанину и Н.В. Гаврилову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта-ми РФФИ 08-08-92207 ГФЕН_а, и 09-02-90456 Укр_ф_а, грантом программы президиума РАН №30 и интеграционным проектом СО РАН №34

Список литературы

- [1] N. N. Koval, S. V. Grigoryev, V. N. Devjatkov, N. S. Sochugov, et al., "Automated power complex for pulse surface treatment of materials by electron beam," in Proc. 8th Int. Conf. Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Tomsk, Russia, 2006, pp. 79–85.
- [2] Yu. F. Ivanov, Yu. A. Kolubaeva, A. D. Teresov, N. N. Koval, Lu Feng, Liu Guangxun, Gao Yukui, Zhang Xiaoyun, Tang Zhihui, and Wang Qiang. "Electron beam nanostructurization of titanium alloys surface," in Proc. 9th Int. Conf. Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Tomsk, Russia, 2008, pp. 143–146.
- [3] Ю.Е. Крейнфельд, "Плазменные источники электронов" // М.: Atomizdat, 1977, 144.p.
- [4] D. M. Goebel, R. W. Schumacher, and R. M. Watkins, "Long pulse, plasma cathode e-gun," in Proc. Conf. on High Power Particle Beams, Washington, DC, May 25-29, 1992, pp. 1093–1098.
- [5] V. Astrelin, A. Burdakov, G. Derevyankin, et al. // 15th International Symposium on High Current Electronics: Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS, 2008, p.11-15.
- [6] Н.Н. Коваль, П.М. Щанин, В.Н. Девятков и др. // ПТЭ, 2005, вып.1, стр. 135-140.
- [7] N. N. Koval, S. V. Grigoriev, V. N. Devjatkov, A. D. Teresov and P. M. Schanin. // Proc. of the 17th int. conf. on High Power Particle Beams, Xi'an, P. R. China, July 6-11, 2008, pp.177-181.
- [8] Н.В. Гаврилов, А.С. Каменецких, "Расширение рабочего диапазона давлений газа и увеличение ресурса сетки плазменного катода в ионном источнике" // ЖТФ, 2007, том 77, вып. 3, стр. 12-16
- [9] Таблицы физических величин. Справочник / под ред. И.К. Кикоина // М.: Atomizdat, 1976, 1008p.

