

Транспортировка субмиллисекундного электронного пучка, генерируемого в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы

С.В. Григорьев, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.В. Москвин, А.Д. Тересов

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

Проведено исследование потерь энергии электронного пучка длительностью ~ 100 мкс, амплитудой тока ~ 100 А с энергией электронов 15 кэВ в продольном магнитном поле 3,6 - 30 мТл и давлении $(1 - 4) \times 10^{-2}$ Па при его транспортировке на расстояние ~ 25 см. Показано, что потери энергии при малых внешних магнитных полях и низких давлениях достигают 50 % и связаны, в основном, с замыканием части тока на трубу дрейфа вследствие расфокусировки пучка. При рабочих давлениях $\geq 2 \cdot 10^{-2}$ Па и магнитных полях ≥ 30 мТл потери энергии пучка составляют не более 5 %. Проведено исследование влияния условий транспортировки пучка на режим его генерации при наличии ионно-электронной эмиссии на поверхности эмиссионного электрода.

Введение

При использовании электронных источников, предназначенных для термической модификации поверхности материалов необходимо, чтобы поверхность обрабатываемого изделия находилась на расстоянии нескольких десятков сантиметров от электродной системы, для того чтобы исключить ее загрязнение продуктами испарения с поверхности обрабатываемого материала. Это особенно важно для электронных источников на основе плазменного катода [1], так как попадание паров материала в межэлектродный промежуток ускоряющей системы, как правило, приводит к его пробою. Поэтому одной из основных проблем применения импульсных электронных источников является разработка надежных методов транспортировки электронных пучков с большой плотностью энергии ≥ 10 Дж/см².

В последние несколько лет для работ по модификации поверхности материалов интенсивно исследуются субмиллисекундные электронные пучки, генерируемые в электронном источнике с сетчатым плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы [2]. Анодная плазма формируется самим пучком при прохождении им пространства дрейфа и ионизации рабочего газа. Ранее ав-

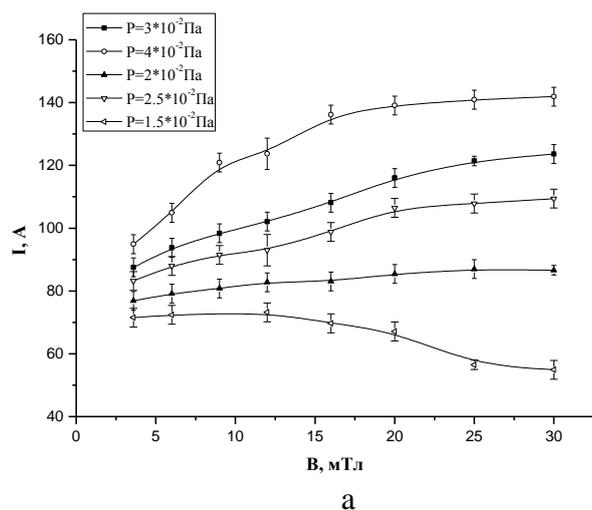
торами было обнаружено, что в такой системе при повышении давления $\geq 3 \cdot 10^{-2}$ Па и наложении аксиального магнитного поля ≥ 30 мТл происходит существенное увеличение тока в ускоряющем промежутке. В некоторых случаях ток в ускоряющем промежутке в 2 и более раз превышал по амплитуде ток разряда в газоразрядной ячейке плазменного катода. Экспериментально было показано, что значительное увеличение тока в ускоряющем промежутке обусловлено возникновением вторичной ионно-электронной эмиссии на поверхности эмиссионного электрода. [3]. При таком режиме генерации ток пучка состоит из электронов извлеченных из катодной плазмы и вторичных электронов, выбитых с поверхности эмиссионного электрода и ускоренных в слое пространственного заряда до энергии соответствующей величине приложенного напряжения. В настоящее время это явление, названное эффектом усиления эмиссии, продолжает интенсивно исследоваться [4]. Было показано, что наиболее сильным фактором, влияющим на возникновение и увеличение ионно-электронной эмиссии является давление рабочего газа в пространстве дрейфа. Десорбция газа со стенок трубы дрейфа, вызванная ускоренными электронами в условиях плохой транспортировки пучка

оказывает в этом случае негативное влияние на стабильность давления во время импульса. Поэтому эффективность транспортировки пучка для системы с открытой анодной плазменной границей тесным образом увязана с самим режимом генерации электронного пучка.

В то же время зависимость эффекта усиления эмиссии от величины внешнего транспортирующего аксиального магнитного поля, величина и распределение энергетических потерь электронного пучка при транспортировке его от ускоряющего промежутка к коллектору на настоящий момент являются недостаточно изученными. В данной работе представлены результаты калориметрических измерений энергетических потерь пучка при транспортировке на расстояние 25 см в зависимости от величины внешнего аксиального магнитного поля и рабочего давления газа, а также проведены исследования влияния давления и магнитного поля на величину тока в ускоряющем промежутке и условия транспортировки пучка.

Эксперимент

В экспериментах использовался электронный источник, принцип работы и схема которого подробно описаны в [4] настоящего сборника докладов. На рис. 1 показаны по-



строенные по осциллограммам зависимости общего тока в ускоряющем промежутке от величины продольного магнитного поля для различных рабочих давлений (а) и зависимости общего тока от давления при различных значениях магнитного поля (б). Осциллограммы тока снимались в диапазоне рабочих давлений $1,5 - 4 \cdot 10^{-2}$ Па и диапазоне магнитных полей 3,6 - 30 мТл. Необходимо отметить, что так как напуск газа осуществлялся в электронный источник, реальное давление в области транспортировки электронного пучка было выше, причем в области эмиссионной сетки оно превышало значения измеренные в рабочей вакуумной камере (рабочее давление) в 4 ~ 5 раз.

Видно, что при наложении аксиального внешнего магнитного поля в области рабочих давлений ($\geq 2 \cdot 10^{-2}$ Па) амплитуда тока в ускоряющем промежутке растет с увеличением магнитного поля и рабочего давления. На рис. 2 изображены осциллограммы импульсов тока снятые для минимального и максимального значений магнитного поля при величине рабочего давления $4 \cdot 10^{-2}$ Па. Для поля 3,6 мТл амплитуда тока в ускоряющем промежутке составляет ~ 100 А, на трубе дрейфа фиксируется электронный ток, а ток зарегистрированный на коллекторе ~ 80 А меньше

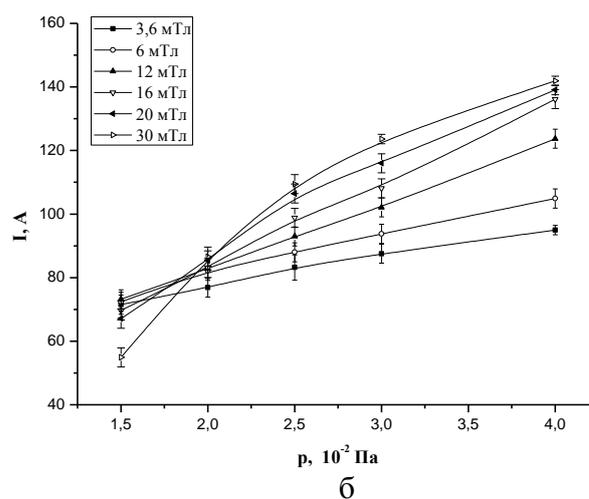


Рис. 1. а - Зависимости общего тока в ускоряющем промежутке от величины внешнего аксиального магнитного поля при разных рабочих давлениях.
 б - Зависимости общего тока в ускоряющем промежутке от давления в рабочей камере для различных значений внешнего аксиального магнитного поля.

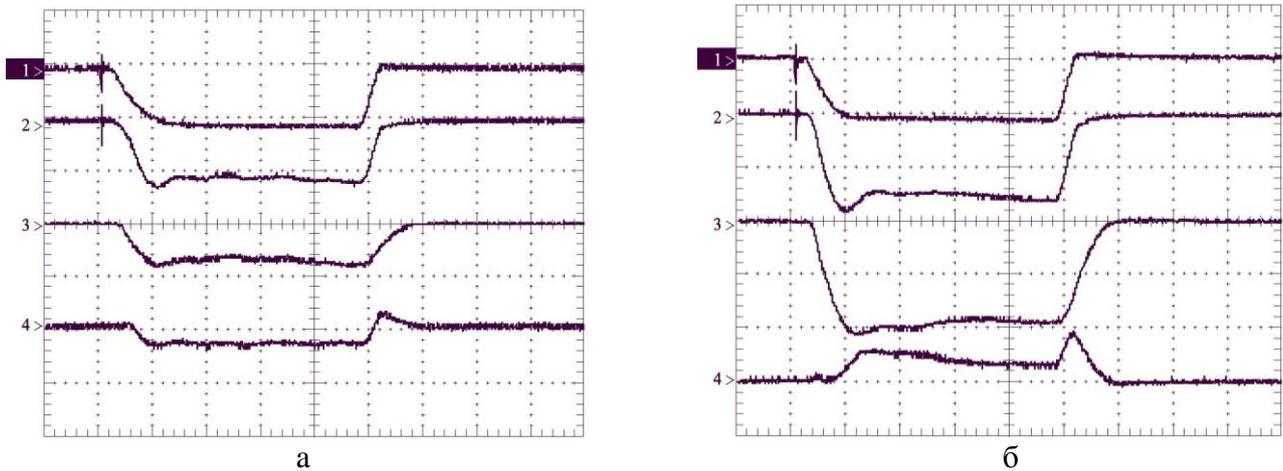


Рис. 2. Осциллограммы токов : ток разряда (1); ток в ускоряющем промежутке (2); ток на коллектор (3); ток на трубу дрейфа (4); $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Па; $U_{\text{уск.}} = 15$ кВ, Масштаб: 100 А/дел., 25 мкс/дел
 а - магнитное поле $B_z = 3,6$ мТл;
 б - магнитное поле $B_z = 30$ мТл

тока в ускоряющем промежутке. При увеличении поля до 30 мТл амплитуда тока в ускоряющем промежутке увеличивается до ~ 160 А, на трубе дрейфа фиксируется ионный ток, ток коллектора ~ 200 А превышает по амплитуде ток ускоряющего промежутка.

Эти результаты можно объяснить следующим образом. При наличии ионно-электронной эмиссии, в области рабочих давлений $\geq 2 \cdot 10^{-2}$ Па с увеличением магнитного поля в ускоряющем промежутке возрастает обратный ионный ток на эмиссионный электрод, а также, ток вторичных электронов с него. Это может свидетельствовать о том, что при увеличении магнитного поля концентрация плазмы в области транспортировки пучка возрастает вследствие увеличения длины пробега электронов пучка и, следовательно, увеличения вероятности неупругих столкновений с молекулами рабочего газа. С увеличением концентрации плазмы в пространстве дрейфа увеличивается также ток плазменных электронов на коллектор, так как их уход на стенки трубы дрейфа (поперек магнитного поля) затруднен, а уход в сторону эмиссионного электрода, находящегося под отрицательным ускоряющим потенциалом, невозможен. Дополнительный возможный механизм, объясняющий увеличение тока в ускоряющем промежутке при увеличении магнитного поля может быть связан с перерас-

пределением ионных потоков на электроды в пространстве дрейфа пучка. Наложение аксиального магнитного поля в трубе дрейфа затрудняет движение плазменных электронов на стенку трубы (поперек магнитного поля). В результате этого между плазмой и трубой может образоваться слой положительного прианодного падения потенциала. Это дополнительное падение будет препятствовать движению ионов на стенку трубы, и направлять большую их часть в сторону эмиссионного электрода и в сторону коллектора. В результате такого перераспределения ионного потока будет происходить увеличение тока ионов на эмиссионный электрод а, следовательно, и вторичного электронного тока с него.

Наличие существенного электронного тока на трубу дрейфа и малая амплитуда тока на коллекторе в слабых магнитных полях ($\sim 3,6$ мТл), могут быть связаны с плохой эффективностью транспортировки пучка к коллектору. Часть краевых электронов пучка, вероятно, попадают на трубу дрейфа и не доходят до коллектора.

В области рабочих давлений $\leq 2 \cdot 10^{-2}$ Па наблюдается обратная тенденция. Амплитуда тока в ускоряющем промежутке для полей (3,6 – 12 мТл) имеет близкие значения (рис.1), с увеличением магнитного поля до 30 мТл амплитуда тока в ускоряющем про-

межутке уменьшается. На рис. 3 приведены осциллограммы токов при транспортировке пучка во внешнем аксиальном магнитном поле 3,6 мТл (а) и 30 мТл (б) для рабочего давления $1,5 \cdot 10^{-2}$ Па. Осциллограммы показывают, что величина тока в ускоряющем промежутке в слабом магнитном поле имеет значение близкое к значению тока разряда. В отдельных экспериментах фиксировалось даже превышение тока разряда (эффект усиления эмиссии). На трубе дрейфа также как в случае рис. 2 регистрируется электронный ток, а амплитуда тока коллектора меньше амплитуды тока в ускоряющем промежутке. Средняя амплитуда тока при транспортировке пучка в магнитном поле 30 мТл составляет $\sim 60\%$ от тока основного разряда плазменного катода, ток на трубу дрейфа практически равен нулю, а ток коллектора имеет значение близкое току в ускоряющем промежутке.

Эти результаты можно объяснить тем, что особенности транспортировки пучка при разных величинах внешнего аксиального магнитного поля также оказывают влияние на ионно-электронную эмиссию в диоде. При увеличении аксиального магнитного поля до 30 мТл в условиях низкого давления электроны пучка не создают достаточное количество ионов, которые могли бы участвовать во вторично-эмиссионных процессах на катодном электроде эмиттера. В этом случае грубо можно считать, что ионный ток на эмиссион-

ный электрод отсутствует, и ток в ускоряющем промежутке фактически является током электронов, эмитированных из плазменного катода с эффективностью извлечения $\sim 60\%$. Равенство токов на коллекторе и в ускоряющем промежутке указывает на хорошую транспортировку пучка без существенных токовых потерь. В поле 3,6 мТл эффективность ионизации рабочего газа должна быть ниже, чем в поле 30 мТл, с другой стороны амплитуда тока в ускоряющем промежутке в этих условиях больше. Так как на трубе дрейфа регистрируется электронный ток, то можно предположить, что вследствие плохой транспортировки происходит частичное «рассыпание» пучка на стенки трубы дрейфа. Высокоэнергетичные электроны, попадая на поверхность, могут вызывать десорбцию газа. В этом случае давление в трубе дрейфа динамически возрастает во время прохождения импульса, нарабатываются дополнительные плазменные ионы, которые ускоряются на эмиссионный электрод и вызывают вторичную эмиссию электронов.

Для проверки величины и распределения потерь энергии пучка при транспортировке были выполнены calorиметрические измерения. На рис.4 показана схема эксперимента и численный расчет конфигурации аксиального магнитного поля двух катушек в пространстве дрейфа электронного пучка. Секционированный calorиметр в виде 10 медных ко-

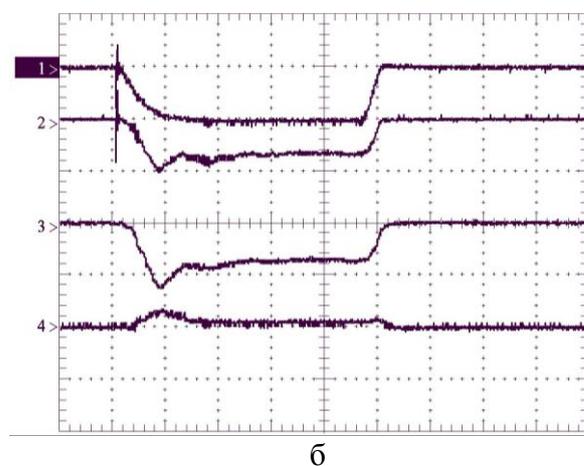
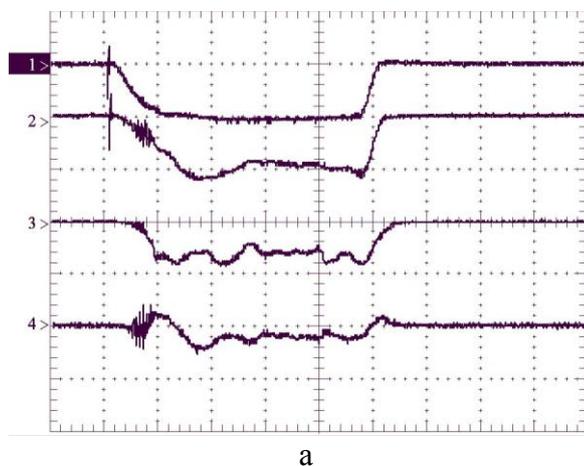


Рис. 3. Осциллограммы токов : ток разряда (1); ток в ускоряющем промежутке (2); ток на коллектор (3); ток на трубу дрейфа (4); $p = 1,5 \cdot 10^{-2}$ Па; $U_{\text{уск}} = 15$ кВ, Масштаб: 100 А/дел., 25 мкс/дел
 а - магнитное поле $B_z = 3,6$ мТл;
 б - магнитное поле $B_z = 30$ мТл

лец диаметром 80 мм и шириной 25 мм был установлен внутри трубы дрейфа. Коллектор располагался практически вплотную к торцу трубы-калориметра. В некоторых экспериментах вместо коллектора устанавливались интегральный или секционированный калориметры для измерения интегральной энергии пучка на коллекторе или распределения плотности энергии по сечению пучка. Секционированный калориметр состоял из 9 медных датчиков диаметром 5 мм каждый, расположенных в одну линию на расстоянии 15 мм друг от друга (расстояние между центрами датчиков).

Результаты измерения распределения потерь энергии пучка по длине трубы дрейфа для рабочих давлений $1,5 \cdot 10^{-2}$ Па и $3 \cdot 10^{-2}$ Па представлены на рис.5(а, б). Видно, что при транспортировке пучка в слабых полях потери могут быть существенны. Например, для поля 3,6 мТл суммированные по всем датчикам (интегральные) потери составили 41 Дж, величину сравнимую с энергией измеряемой на коллекторе. При увеличении магнитного поля потери уменьшаются и для поля 30 мТл составляют уже 5 – 8 Дж, что составляет 4 - 5 % от энергии регистрируемой на коллекторе. Характер распределения потерь также сильно меняется с увеличением магнитного поля. На рис. 6 показано распределение величины магнитного поля по длине трубы дрейфа для

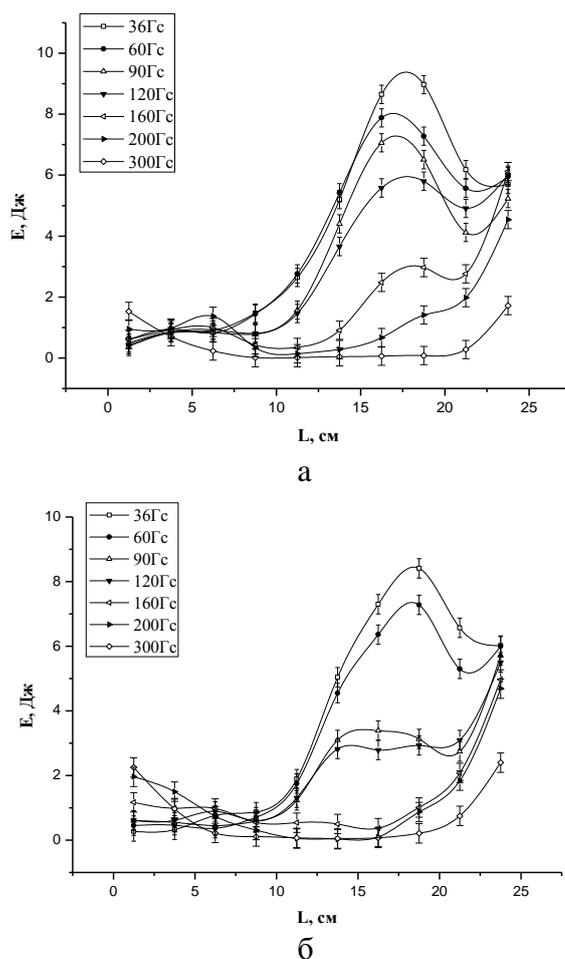


Рис. 5. Распределение потерь энергии пучка по длине транспортировки для различных значений транспортирующего магнитного поля
 а – $p = 1,5 \cdot 10^{-2}$ Па
 б – $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па

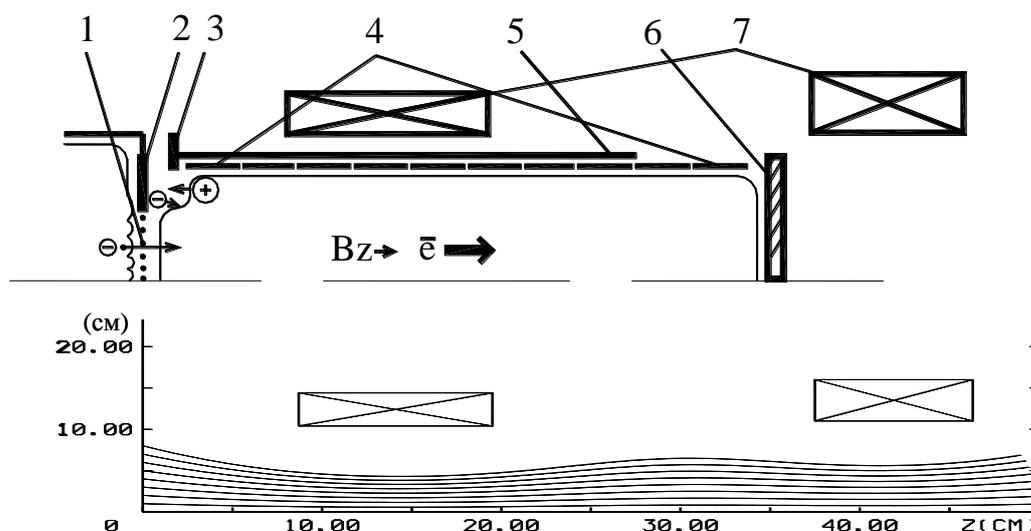


Рис. 4. Схема эксперимента и конфигурация магнитного поля в пространстве дрейфа электронного пучка
 1 – эмиссионная сетка; 2 – плоская часть эмиссионного электрода; 3 – извлекающий электрод; 4 – секционированная труба-калориметр; 5 – труба дрейфа; 6 – коллектор; 7 – катушки магнитного поля

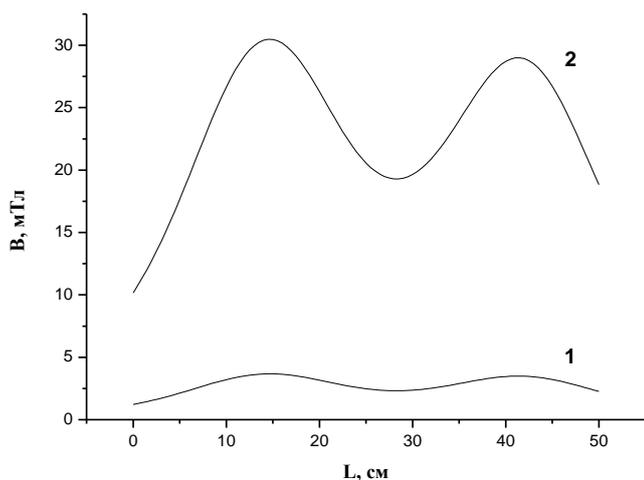


Рис. 6. Распределение величины магнитного поля по длине трубы дрейфа 3,6 мТл (1) и 30 мТл (2)

значений поля в катушках 3,6 мТл и 30 мТл. В сильных полях потери энергии электронного пучка на трубу дрейфа распределяются таким образом, что максимальные их значения приходятся на минимальные значения внешнего аксиального магнитного поля. В слабых полях максимум потерь находится на расстоянии ~ 30 мм от выходного конца трубы дрейфа, причем с увеличением магнитного поля максимум потерь в этой области трубы начинает плавно уменьшаться и при поле 30 мТл полностью исчезает. Наличие этого максимума, по-видимому, связано с особенностями взаимодействия собственного магнитного поля пучка со слабым внешним неоднородным аксиальным магнитным полем.

Необходимо отметить также следующий факт. Было установлено, что в области полей

3,6 – 16 мТл интегральные потери энергии на трубу дрейфа при низком давлении $1,5 \cdot 10^{-2}$ Па превышают потери при повышенном давлении $3 \cdot 10^{-2}$ Па. Например, для поля 9 мТл потери энергии на трубу дрейфа составляют 32 и 21 Дж для давлений $1,5 \cdot 10^{-2}$ Па и $3 \cdot 10^{-2}$ Па соответственно. Вероятно, это связано с лучшими условиями зарядовой нейтрализации электронного пучка при повышенном давлении и уменьшением глубины модуляции его радиуса. В полях 20 – 30 мТл, наоборот, с увеличением давления потери растут. Например, для 30 мТл при переходе от давления $1,5 \cdot 10^{-2}$ Па к давлению $3 \cdot 10^{-2}$ Па потери увеличиваются с 5 до 8 Дж. Рост потерь в этих условиях, по-видимому, связан со значительным ростом тока пучка (потери на трубу дрейфа увеличиваются приблизительно пропорционально).

На рис.7 показано распределение плотности энергии по сечению электронного пучка на коллекторе, измеренное с помощью секционированного калориметра, и оплавленный отпечаток пучка на Ti пластине. Распределение соответствует следующим условиям эксперимента: ток разряда $I_d = 100$ А, ускоряющее напряжение $U_{\text{уск.}} = 15$ кВ, длительность импульса $\tau = 100$ мкс, давление $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па, магнитное поле $B_z = 30$ мТл. Видно, что распределение имеет колоколообразную форму, близкую к распределению Гаусса. Диаметр пучка примерно соответствует диаметру трубы дрейфа ~ 8 см. Максимум плотности энергии ~ 21 Дж/см находится в центре пучка.

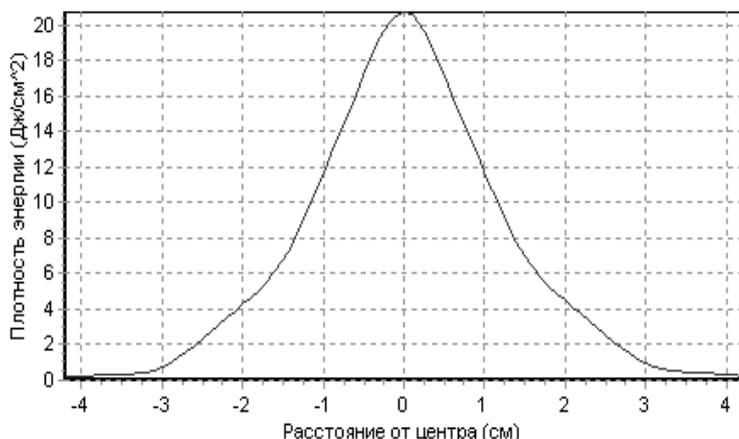


Рис. 7. Распределение плотности энергии по сечению электронного пучка на коллекторе, и оплавленный отпечаток пучка на Ti пластине. $I_d = 100$ А, $U_{\text{уск.}} = 15$ кВ, $\tau = 100$ мкс, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па, $B_z = 30$ мТл



Диаметр отпечатка на Ti пластине, соответствующего этому режиму, составляет 28 мм. Отсюда следует, что плотность энергии пучка с длительностью импульса ~ 100 мкс, необходимая для плавления Ti соответствует ~ 10 Дж/см². В то же время существенных, визуально заметных, изменений обработанной поверхности в диапазоне плотностей энергии 10 – 20 Дж/см² не наблюдается. Вокруг блестящего отпечатка, вплоть до диаметра ~ 40 мм, на поверхности наблюдается светлый ореол, который, вероятно, также соответствует некоторому пороговому уровню воздействия пучка на материал (возможно, происходит термическая очистка от поверхностных загрязнений). Области ореола соответствует энергия 4,5 – 10 Дж/см². Область плотности энергии менее 4 Дж/см² визуально не отличается от исходной поверхности. Таким образом, энергия, затраченная на формирование оплавленного отпечатка, составляет 30 – 40% от общей интегральной энергии пучка на коллекторе. Остальная энергия уходит на нагрев подложки.

Для целей импульсной модификации поверхности материалов, наиболее предпочтительным представляется квазипрямоугольный профиль распределения плотности энергии пучка с «плато» на уровне каких либо фазовых изменений в обрабатываемом материале (например, на пороговом уровне плавления поверхности).

Для того чтобы улучшить существующий профиль распределения плотности энергии по сечению пучка и уменьшить потери энергии пучка на паразитный нагрев подложки, необходимо улучшать как однородность распределения плотности эмиссионного тока, так и условия транспортировки пучка. Для этого, по-видимому, необходимо оптимизировать геометрию и конструкцию эмиссионного электрода, а также увеличивать величину транспортирующего магнитного поля и, возможно, величину рабочего давления. Кроме того, необходимо провести теоретические оценки и численные расчеты транспортировки пучка в аксиальном магнитном поле.

Заключение

Эксперименты показали, что усиление вторичной ионно-электронной эмиссии в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы зависит от величины рабочего давления и аксиального транспортирующего магнитного поля.

Потери энергии пучка при транспортировке от ускоряющего промежутка до коллектора на расстояние 25 см связаны, главным образом с потерями тока пучка на стенки трубы дрейфа. Потери уменьшаются с увеличением аксиального транспортирующего магнитного поля и рабочего давления. Для поля 30 мТл в измеренном диапазоне токов пучка потери составляют не более 5%.

Десорбция газа со стенок трубы дрейфа вызванная попаданием части электронов пучка на стенки трубы дрейфа, как случайный фактор, оказывает негативное влияние на режим генерации пучка с усилением эмиссии. В то же время при рабочих давлениях $\geq 2 \cdot 10^{-2}$ Па и магнитных полях ≥ 30 мТл влияние десорбированного газа становится несущественным.

Работа выполнена при поддержке гранта 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] Ю.Е. Крейндель, “Плазменные источники электронов” // М.: Atomizdat, 1977, 144.р.
- [2] Н.Н. Коваль, П.М. Шанин, В.Н. Девятков и др. // ПТЭ, 2005, вып.1, стр. 135-140.
- [3] 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.
- [4] С.В. Григорьев, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, А.Д. Тересов “Исследование влияния ионно-электронной эмиссии на характеристики электронного источника с плазменным катодом” // 3-й Международный Крейнделевский семинар «Плазменная эмиссионная электроника» 23-30 июня 2009 г., Республика Бурятия г. Улан-Удэ.