

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА

УДК 533.93:537.525

**ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ИОНОВ  
МЕТАЛЛОВ СУБМИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ С ВЫСОКОЙ  
ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ**

©2024 г. А. И. Рябчиков<sup>а,\*</sup>, С. В. Дектярев<sup>а</sup>, А. В. Гурулев<sup>а</sup>

<sup>а</sup> *Национальный исследовательский Томский политехнический университет*

*Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 30*

*\*e-mail: ralex@tpu.ru*

Поступила в редакцию 27.04.2024 г.

После доработки 29.08.2024 г.

Принята к публикации 23.09.2024 г.

Представлены результаты исследований импульсно-периодического формирования пучков ионов алюминия, хрома и титана субмиллисекундной длительности на основе источника с генерацией плазмы непрерывным вакуумным дуговым разрядом. Высокая импульсная плотность мощности в ионном пучке достигается за счет баллистической фокусировки ионов с помощью одноэлектродного сеточного экстрактора в виде части сферы. Для очистки пучка ионов в области его кроссовера от микрокапельной фракции плазмы вакуумной дуги использован метод, основанный на эффекте солнечного затмения. Исследованы особенности и закономерности генерации пучков ионов трех металлов при длительности импульсов 450 мкс, ускоряющем напряжении до 40 кВ, с плотностью мощности в импульсе, превышающей  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Установлено, что устойчивое формирование импульсно-периодических пучков ионов металлов высокой интенсивности при субмиллисекундной длительности на основе плазмы вакуумной дуги достигается благодаря ионно-электронной эмиссии, компенсирующей уход плазменных электронов в ускоряющий зазор.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсно-периодические пучки заряженных частиц и плазменные потоки, так же, как и лазерное излучение высокой импульсной плотности мощности, находят применение в научных исследованиях и технологиях модификации свойств различных материалов и покрытий [1–16]. Их модифицирующее влияние основано на особенностях импульсного воздействия энергетических сгустков на микроструктуру и свойства приповерхностных слоев различных материалов. Нагрев за время импульса до высоких температур, иногда вплоть до расплавления приповерхностного слоя с последующим сверхбыстрым охлаждением, за счет отвода тепла в глубь материала благодаря теплопроводности, обеспечивает сверхвысокие скорости закалки, не достигаемые в обычной металлургии. Мощное энергетическое воздействие само по себе не обеспечивает дополнительного легирования материала, но может

изменять микроструктуру и свойства приповерхностных слоев благодаря перераспределению элементов в зоне воздействия и формированию новых фаз. Отличительная особенность ионной имплантации основана на изменении элементного состава приповерхностного слоя с формированием новых фаз, в том числе благодаря термопикам вблизи треков ионов [17–28].

Ограничение широкомасштабного применения ионной имплантации для направленного улучшения эксплуатационных свойств металлов и сплавов связано с малым пробегом ионов в твердом теле. В работах [29, 30] было показано, что для увеличения толщины ионно-легированного слоя необходимо реализовать сильноточный режим имплантации с увеличением плотности ионного тока до нескольких миллиампер на квадратный сантиметр. В дальнейшем этот подход был развит в работах [31, 32]. При относительно невысокой энергии ионов, обычно не превышающей нескольких кэВ, плотность ионного тока в пучках ионов металлов и газов микромиллисекундной длительности была увеличена до нескольких сотен миллиампер на квадратный сантиметр. Увеличение плотности ионного тока и существенный разогрев облучаемой мишени способствовали усилению радиационно-стимулированной диффузии имплантируемых атомов. Новые методы высокоинтенсивной имплантации ионов низкой энергии при высокой средней мощности ионного пучка продемонстрировали возможность ионного легирования материалов на глубинах в десятки и сотни микрометров. Эти методы эффективны для ионно-диффузионного легирования металлов и сплавов азотом и другими элементами периодической таблицы, имеющими малый радиус атомов. Их радиационно-стимулированная диффузия реализуется во многих случаях при невысоких температурах, когда не наблюдается существенный рост зерна кристаллической структуры материалов.

Преимущества методов высокоинтенсивной имплантации во многих перспективных применениях ограничиваются необходимостью нагрева всего объема изделия до температур, при которых имеет место деградация микроструктуры металлов и сплавов из-за быстрого роста зерна. Новый метод, предполагающий решение этой проблемы, предложен в работе [33]. Метод основан на применении для глубокого ионного легирования металлов высокоинтенсивных пучков ионов субмиллисекундной длительности импульсов с плотностью мощности от нескольких десятков до нескольких сотен кВт/см<sup>2</sup>. Воздействие такого ионного пучка на поверхность приводит к ее разогреву в течение импульса до высоких температур, вплоть до расплавления. Высокая плотность ионного тока в сочетании с большой температурой способствует значительному росту коэффициента радиационно-усиленной диффузии. Сверхскоростное охлаждение приповерхностного слоя за счет отвода тепла внутрь мишени обеспечивает возможность исключения перегрева материала за пределами области ионного легирования, одновременно способствуя улучшению микроструктуры имплантируемого слоя.

Высокая плотность ионного тока, значительная длительность импульса в сочетании с его частотой должны обеспечить высокую скорость набора флюенса ионного облучения, необходимого для глубокого ионного легирования различных материалов.

Настоящая работа посвящена изучению особенностей и закономерностей формирования и диагностики пучков ионов металлов на примере ионов титана, хрома и алюминия субмиллисекундной длительности в источнике, использующем плазму непрерывного вакуумного дугового разряда, с достижением импульсной плотности мощности в ионном пучке десятков и сотен киловатт на квадратный сантиметр.

## 2. СХЕМА ИОННОГО ИСТОЧНИКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились с использованием модифицированного импульсно-периодического источника пучков ионов металлов и плазменных потоков “Радуга 5М” [34]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки

Эксперименты проводились при длительности импульсов 450 мкс, амплитуде ускоряющего напряжения в диапазоне от 5 кВ до 40 кВ и частоте импульсов до 40 имп./с. В экспериментах по измерению ионного тока насыщения из плазмы вакуумной дуги применялся также импульсно-периодический генератор с длительностью импульсов 100 мкс, частотой импульсов  $10^3$  имп./с и амплитудой импульсов напряжения до 1.8 кВ. Генерация плазмы вакуумно-дуговым разрядом осуществлялась при давлении остаточной атмосферы в экспериментальной камере  $10^{-3}$  Па. Плазменный поток формировался непрерывным вакуумно-дуговым разрядом с током дуги 130 и 170 А. Для очистки плазмы от микрокапельной фракции вместо плазменного фильтра жалюзийного типа была использована система “солнечного затмения”, впервые предложенная в работе [35].

Для формирования пучка ионов с высокой импульсной плотностью мощности использовалась одноэлектродная фокусирующая система, представляющая собой сеточный электрод в виде части сферы радиусом 130 мм с эквипотенциальным пространством для транспортировки и фокусировки ионного пучка. В экспериментах применялся сеточный электрод с размером ячеек:  $1.1 \times 1.25$  мм<sup>2</sup> и прозрачностью 60%. Дисковый электрод, препятствующий прямому пролету микрочастиц, продуктов взрывной эмиссии, с рабочей поверхности катода в область фокусировки пучка, устанавливался по центру фокусирующего электрода. Экстракция ионов осуществлялась в импульсно-периодическом режиме со свободной границы металлической плазмы, генерируемой вакуумным дуговым разрядом.

В процессе экспериментов проводились измерения ускоряющего напряжения, тока ионного пучка. Для исследования распределения плотности ионного тока по сечению

фокусируемого ионного пучка использовался секционированный детектор с 19 электродами в виде стержней диаметром 2 мм. Фотография внешнего вида детектора представлена на рис. 2.

**Рис. 2.** Фотография детектора с 19 коллекторами

Импульс ионного тока пучка из-за особенностей генерации плазмы вакуумным дуговым разрядом отличался значительной высокочастотной модуляцией. Это затрудняло оценку реальной амплитуды тока и его плотности и, как следствие, достигнутой плотности мощности в ионном пучке. Для увеличения точности измерения амплитуды тока применялось усреднение импульсов тока и напряжения по 16 осциллограммам с использованием математического аппарата осциллографа Rigol MSO5000. При применении высокочастотного генератора импульсов усреднение проводилось по 1024 импульсам.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальные исследования и численное моделирование динамики формирования импульсно-периодических пучков ионов титана при частоте импульсов  $10^5$  имп./с и амплитудах потенциала смещения до 2 кВ, описанные в работах [35, 36], выявили проблему ограничения длительности импульсов, обусловленную декомпенсацией пространственного заряда баллистически фокусируемого ионного пучка из-за ухода плазменных электронов в ускоряющий зазор через ячейки сеточной структуры. В дальнейших исследованиях авторы показали возможность преодоления проблемы возникновения виртуального анода как за счет увеличения давления газа в экспериментальной камере, так и благодаря применению дополнительного термоэмиссионного источника электронов. В работе [37] путем численного моделирования было установлено, что при увеличении энергии ионов до нескольких десятков кэВ устойчивое формирование и транспортировка пучка ионов высокой плотности тока может быть реализована благодаря значительному увеличению ионно-электронной эмиссии. В настоящих исследованиях уделено внимание формированию пучков ионов с высокой плотностью мощности в источнике на основе плазмы непрерывного вакуумного дугового разряда в условиях увеличения ионно-электронной эмиссии.

С целью выяснения вклада ионно-электронной эмиссии в общий измеряемый коллектором ток при формировании пучка ионов титана были проведены эксперименты со сплошным коллектором, установленным вблизи торцевой поверхности вакуумного дугового генератора плазмы. Коллектор полностью перекрывал поток плазмы, выходящий из дугового испарителя. Измерения проводились в широком диапазоне ускоряющих напряжений от 100 В до 40 кВ. Ионы титана в плазме вакуумного дугового разряда имеют среднее зарядовое состояние около  $Z=2$  [38]. Это означает, что в условиях эксперимента средняя энергия ионов изменялась от 200 эВ до 80 кэВ. Зависимости измеряемого тока от ускоряющего напряжения при токах дугового разряда 130 и 170 А представлены на рис. 3.

**Рис. 3.** Зависимость амплитуды измеряемого тока на коллекторе из нержавеющей стали от средней энергии ионов титана при токах дугового разряда 130 и 170 А

В диапазоне энергий ионов от 200 эВ до 1 кэВ амплитуда измеряемых токов остается постоянной. Это ионные токи насыщения из плазмы. При увеличении тока дугового разряда от 130 до 170 А ионный ток насыщения из плазмы возрастает с 1.5 до 3 А. Рост ионного тока почти в два раза, непропорционально увеличению тока дугового разряда, обусловлен конструкцией дугового испарителя источника ионов и плазмы “Радуга 5М”. По виткам катушки, создающей продольное магнитное поле, пропускается ток дугового разряда. Соответственно, при увеличении тока дуги возрастает и величина магнитного поля, что приводит к фокусировке плазменного потока и увеличению плотности ионного тока насыщения из плазмы. При увеличении энергии ионов от 1 кэВ до 80 кэВ амплитуда измеряемых коллектором токов возрастает почти до 4 А при токе дуги 130 А и до 8.5 А при токе разряда 170 А. Поскольку ионный ток насыщения из плазмы не должен зависеть от амплитуды ускоряющего напряжения, рост тока объясняется ростом ионно-электронной эмиссии с коллектора. Измеряемый коллектором ток равен сумме ионного тока насыщения из плазмы и тока ионно-электронной эмиссии. Данные рис. 3 дают основание построить зависимость коэффициентов ионно-электронной эмиссии от амплитуды ускоряющего напряжения (рис. 4).

**Рис. 4.** Зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов при токах дугового разряда 130 и 170 А

На рис. 4 видно, что коэффициент ионно-электронной эмиссии возрастает от нуля почти до двух при увеличении энергии ионов от 1 до 80 кэВ. Увеличение тока вакуумного дугового разряда от 130 до 170 А принципиально не изменило характера зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии от средней энергии ионов в пучке.

При формировании пучка ионов с использованием сеточного фокусирующего электрода в результате баллистической фокусировки ионов плотность тока возрастает более чем на два порядка. При транспортировке в пространстве дрейфа высокоинтенсивного пучка ионов разной энергии условия его зарядовой нейтрализации и, как следствие, фокусировки будут изменяться. Для определения влияния плотности ионного тока на коэффициент ионно-электронной эмиссии были проведены эксперименты с измерением энергии в ионном пучке. Прямые измерения выполнялись с помощью термопары, встроенной в теплоизолированную мишень диаметром 15 мм и толщиной 3 мм. Косвенное измерение энергии ионного пучка производилось по усредненным осциллограммам ионного тока (с учетом коэффициента ионно-электронной эмиссии), ускоряющего напряжения, частоты импульсов и времени облучения мишени. Для уменьшения потерь накопленной в образце энергии за счет излучения эксперименты проводились с частотой импульсов в диапазоне 10–40 имп./с при

общем времени облучения 20 с. Данные калориметрического исследования дали оценку амплитуды ионного тока примерно на 10% меньше, чем в случае определения энергии косвенным методом. Данное различие может быть связано с динамикой изменения температуры облучаемой поверхности в течение действия импульса ионного пучка. В течение импульса температура поверхности увеличивалась более чем в 2 раза по сравнению со средней температурой, измеряемой термопарой. Поэтому потери на излучение были обусловлены не только излучением образца с температурой, не превышающей 700 К в течение времени облучения 20 с, но и более интенсивным излучением поверхности при ее импульсном нагреве до температуры, превышавшей 1100 К. В целом сравнение полученных данных об энергии в ионном пучке позволило подтвердить, что увеличение плотности тока в ионном пучке при его фокусировке до величин, превышающих  $1 \text{ А/см}^2$ , не изменяет коэффициент ионно-электронной эмиссии.

Наличие ионно-электронной эмиссии играет двоякую роль. С одной стороны, она усложняет оценку ионного тока и требует в каждом конкретном случае ионного облучения образцов определять превышение тока и соответственно плотности мощности и энергии ионного пучка. С другой стороны, именно ионно-электронная эмиссия является непрерывным поставщиком электронов, обеспечивающих компенсацию пространственного заряда фокусируемого ионного пучка.

Исследование динамики пространственной фокусировки пучка ионов титана было проведено с использованием системы из 19 коллекторов. Многоколлекторная система перемещалась вдоль оси дугового испарителя для измерения распределения плотности регистрируемого тока на разных расстояниях. На рис. 5 представлены распределения плотности тока в пучке, измеренные на разных расстояниях относительно геометрического фокуса системы, при ускоряющем напряжении 20 кВ и токе дугового разряда 130 А.

**Рис. 5.** Суперпозиция профилей распределения плотности регистрируемого коллекторами тока по сечению пучка

Представленные данные демонстрируют изменение максимальной амплитуды измеряемого тока в зависимости от геометрического расположения коллекторов. Последовательное перемещение многоколлекторной системы из положения -10 мм в +10 мм относительно геометрического фокуса системы сопровождается улучшением фокусировки. Имеет место уменьшение FWHM и увеличение амплитуды плотности измеряемого тока до положения F+10 мм. Дальнейшее смещение в положение F+20 приводит к увеличению плотности измеряемого тока, но при одновременном его уширении, а в положении F+30 уже наблюдается уменьшение амплитуды плотности тока из-за дефокусировки ионного пучка. Увеличение тока дугового разряда до 170 А привело к увеличению максимальной плотности

тока, как показано на рис. 6, почти в два раза. Максимальная плотность тока по оси пучка достигала  $3.25 \text{ А/см}^2$ .

**Рис. 6.** Профили распределения плотности тока по сечению пучка

Кривая 1, как и большинство представленных в статье данных, построена по данным осциллографа с усреднением амплитуды по 16 импульсам. Следует отметить, что в отдельных одиночных импульсах величина плотности регистрируемого тока превышала  $7.5 \text{ А/см}^2$ , как показано на рис. 6.

Исследование влияния ускоряющего напряжения показало, что при его увеличении от 8 до 20 кВ плотность тока по оси пучка возрастает от 1.5 до  $2.25 \text{ А/см}^2$  (рис. 7). Однако дальнейшее увеличение амплитуды ускоряющего напряжения привело к уменьшению максимальной плотности тока до  $1.9 \text{ А/см}^2$ . Полуширина пучка при этом изменилась незначительно и составила около 10 мм.

**Рис. 7.** Профили распределения плотности ионного тока по сечению пучка

Исследования по формированию высокоинтенсивных пучков ионов хрома с высокой импульсной плотностью мощности показали в целом те же закономерности и особенности, что и в случае пучка ионов титана. Результаты измерения тока на сплошном коллекторе в зависимости от энергии ионов при токах дугового разряда 130 и 170 А представлены на рис. 8. Как видно на рисунке, амплитуда измеряемого тока незначительно изменяется при увеличении средней энергии ионов в этом диапазоне. Величина этого тока определяется ионным током насыщения из плазмы вакуумно-дугового разряда и при токе дугового разряда 130 А, в конкретных условиях эксперимента была равна примерно 0.8 А.

**Рис. 8.** Полный ток на сплошном коллекторе в зависимости от средней энергии ионов хрома

При увеличении тока дугового разряда до 170 А амплитуда тока при ускоряющем напряжении в диапазоне от 0.1 до 1.8 кВ возрастает до 2.25 А.

Увеличение амплитуды ускоряющего напряжения до 35 кВ приводит к росту измеряемого тока до 1.7 А при токе дуги 130 А и до 5.0 А при дуговом разряде с током 170 А. В предположении, что увеличение измеряемого коллектором тока в зависимости от ускоряющего напряжения и, соответственно, энергии ионов обусловлено ионно-электронной эмиссией, данные рис. 8 позволили определить динамику изменения коэффициента ионно-электронной эмиссии. На рис. 9 представлены данные по изменению коэффициентов ионно-электронной эмиссии для пучка ионов хрома, формируемого при токах дугового разряда 130 и 170 А.

**Рис. 9.** Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов для пучка ионов хрома

Как и в случае ионов титана, изменение тока дугового разряда не влияет на величину ионно-электронной эмиссии. Более того, и увеличение плотности ионного тока при баллистической фокусировке ионов хрома также не влияет на коэффициент ионно-электронной эмиссии. Рисунок 10 демонстрирует зависимость регистрируемого коллектором тока сфокусированного пучка от средней энергии ионов при токах вакуумного дугового разряда 130 и 170 А.

**Рис. 10.** Зависимость тока на коллектор от средней энергии ионов при баллистической фокусировке пучка ионов хрома

Коллектор регистрирует токи меньшие, чем представлено на рис. 8. Это уменьшение обусловлено потерями ионов на сеточном фокусирующем электроде.

Ионно-электронная эмиссия обеспечила частичную компенсацию ухода плазменных электронов в ускоряющий зазор через ячейки сеточного электрода и, как следствие, обеспечило стабильное формирование пучка ионов хрома с высокой импульсной плотностью мощности при длительности импульсов 450 мкс. Это означает, что при формировании высокоинтенсивных пучков с энергией ионов в несколько десятков кэВ одноэлектродная фокусирующая система в виде мелкоструктурной сетки может использоваться и для генерации непрерывного пучка с высокой средней плотностью мощности.

В то же время, в отличие от результатов, полученных с пучком ионов титана, при генерации пучка ионов хрома как усредненная по 16 импульсам, так и в отдельных импульсах максимальная плотность мощности оказалась почти в два раза меньше. Это может быть связано с меньшим коэффициентом ионно-электронной эмиссии. Уменьшение количества электронов, генерируемых в результате ионно-электронной эмиссии, изменяет степень нейтрализации пространственного заряда пучка ионов. Как следствие, ухудшаются условия фокусировки ионов. При формировании пучка ионов титана также имела место неполная компенсация пространственного заряда ионного пучка. Об этом свидетельствуют данные о смещении кроссовера пучка за пределы геометрического фокуса системы фокусировки.

Данные изменения амплитуды тока на сплошном коллекторе от средней энергии ионов алюминия при токах вакуумного дугового разряда 130 и 170 А представлены на рис. 11.

**Рис. 11.** Зависимость амплитуды тока коллектора от средней энергии ионов алюминия

При токе разряда 170 А ионный ток насыщения из плазмы алюминия, измеренный при амплитудах напряжения, не превышающих 1 кВ, примерно равен 3А. При увеличении ускоряющего напряжения до 40 кВ и, соответственно, средней энергии ионов с учетом среднего зарядового состояния ионов  $Z=1.72$  [38] примерно до 70 кэВ ток коллектора возрастает за счет ионно-электронной эмиссии до 7.8 А. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов алюминия представлена на рис. 12.

**Рис. 12.** Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов для пучка ионов алюминия

При максимальной энергии ионов коэффициент ионно-электронной эмиссии приближается к 1.6. Как и в случаях с пучками ионов титана и хрома, зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии не зависит от плотности ионного тока в диапазоне от нескольких единиц до сотен  $\text{mA}/\text{cm}^2$ . Во всем диапазоне ускоряющих напряжений ионный пучок был стабильным без проявления неустойчивостей, связанных с декомпенсацией его пространственного заряда.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате комплексных исследований особенностей и закономерностей формирования, фокусировки и диагностики импульсных пучков ионов высокой импульсной плотности мощности при ускоряющих напряжениях до 40 кВ, средней энергии ионов с учетом их зарядового состояния до 80 кэВ установлено, что пучки ионов титана, хрома и алюминия субмиллисекундной длительности устойчивы, эффективно транспортируются и фокусируются в течение длительности импульса до 450 мкс. Показано, что в отличие от случая формирования пучков ионов металлов при низких ускоряющих напряжениях, когда возникновение виртуального анода приводит к срыву транспортировки ионного пучка, при увеличении энергии ионов появляется ионно-электронная эмиссия, улучшающая нейтрализацию пространственного заряда пучка и компенсирующая уход электронов в ускоряющий зазор через элементы сеточного электрода. Установлено, что изменение коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов не зависит от плотности ионного тока в широком диапазоне от нескольких единиц до нескольких сотен  $\text{mA}/\text{cm}^2$ , но определяется сортом ионов. Максимальный коэффициент ионно-электронной эмиссии при ускоряющем напряжении 40 кВ был равен 2 для ионов титана, 1.3 для ионов хрома и 1.6 для ионов алюминия. На примере пучка ионов титана показано, что в результате неполной нейтрализации пространственного заряда ионного пучка его кроссовер смещается на 20 мм за пределы геометрического фокуса системы. Максимальная плотность мощности для пучка ионов титана усредненная по 16 импульсам приближалась к  $110 \text{ kVt}/\text{cm}^2$ , а в отдельных импульсах превышала  $200 \text{ kVt}/\text{cm}^2$ . Несколько меньшие плотности мощности получены для пучков ионов алюминия и хрома.

Ионные пучки с такими параметрами несомненно привлекательны для реализации метода глубокого ионного легирования материалов, основанного на синергии высокоинтенсивной имплантации с одновременным энергетическим воздействием ионного пучка на поверхность облучаемой мишени.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00051). (<https://rscf.ru/project/22-19-00051/>)

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shulov V.A., Paikin A.G., Teryaev D.A., Bytsenko O.A., Engel'ko V.I., Tkachenko K.I.* // Inorganic Materials: Applied Research. 2013. V. 4. P. 189. <http://doi.org/10.1134/S2075113313030118>
2. *Коваль Б.А., Месяц Г.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Янкевич Е.Б.* Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Сборник. / Отв. ред. Г.А. Месяц. Новосибирск: Наука, 1983.
3. *Ozur G.E., Proskurovsky D.I.* // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. P. 18. <http://doi.org/10.1134/S1063780X18010130>
4. *Vorobyov M.S., Teresov A.D., Moskvina P.V., Koval N.N., Doroshkevich S.Y., Shin V.I.* // 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), Tomsk, Russia, 2020. P. 492. <http://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241895>
5. *Kaikanov M., Kozlovskiy A., Abduvalov A., Dukenbayev K., Zdorovets M.V., Tikhonov A.* // J Mater Sci: Mater. Electron. 2019. V. 30. P. 15724. <http://doi.org/10.1007/s10854-019-01958-x>
6. *Kuang X., Li L., Wang L., Li G., Huang K., Xu Y.,* // Surf. Coatings Technol. 2019. V. 374. P. 72. <http://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2019.05.055>
7. *Ryabchikov A.I., Dektyarev S.V., Korneva O.S., Lopatin I.V., Sivin D.O., Ivanov Y.F.,* // 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). 2020. P. 702. <http://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9242058> .
8. *Rej D.J., Davis H.A., Olson J.C., Remnev G.E., Zakoutaev A.N., Ryzhkov V.A., Strurs V.K., Isakov I.F., Shulov V.A., Nochevnaya N.A., Stinnett R.W., Neau E.L., Yatsui K., Jiang W.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. V. 15. P. 1089. <http://doi.org/10.1116/1.580435>
9. *Shulov V.A., Nochevnaya N.A., Remnev G.E., Pellerin F., Monge-Cadet P.* // Surf. Coat. Technol. 1998. V. 99. P. 74. [http://doi.org/10.1016/S0257-8972\(97\)00408-8](http://doi.org/10.1016/S0257-8972(97)00408-8)
10. *Bandura N., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Makhraj V.A., Medvedev V., Taran V.S., Tereshin V.I., Skoblo T.S., Pugach S.G.* // Intern. J. Plasma Environ. Sci. Technol. 2011. V. 5. P. 2. <http://doi.org/10.34343/ijpest.2011.05.01.002>

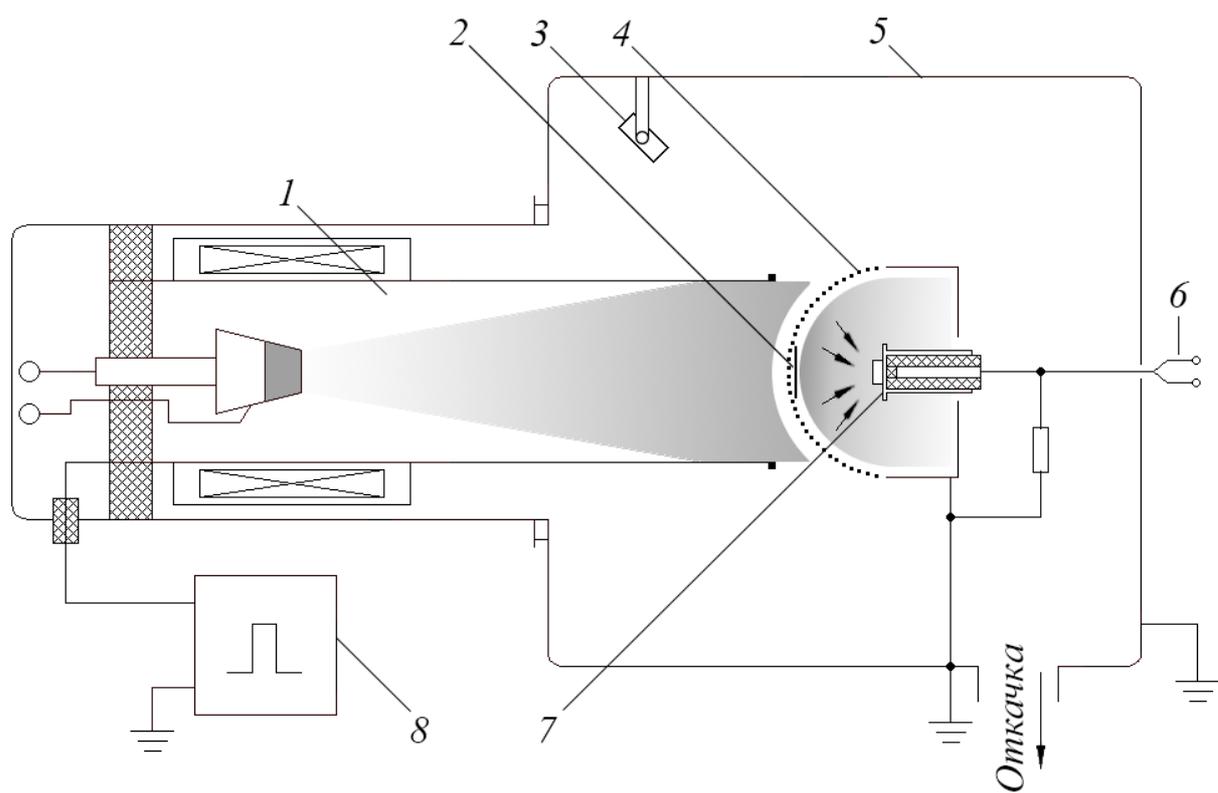
11. *Garkusha I.E., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Derepovski N.T., Müller G., Schumacher G., Poltavtsev N.S., Tereshin V.I.* // *Vacuum*. 2000. V. 58. P. 195. [http://doi.org/10.1016/S0042-207X\(00\)00168-8](http://doi.org/10.1016/S0042-207X(00)00168-8)
12. *Uglov V.V., Cherenda N.N., Anishchik V.M., Stalmashonak A.K., Astashinski V.M., Mishchuk A.A.* // *Vacuum*. 2007. V. 81. P. 1341. <http://doi.org/10.1016/j.vacuum.2007.01.041>
13. *Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C.* *Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams*. Berlin: Springer, 2013.
14. *Wang D., Yang Y., Guo T., Xiong X., Xie Y., Li K., Li B., Ghali M.* // *Sol. Energy*. 2021. V. 213. P. 118. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2020.11.041>
15. *Huang J.* // *Optik*. 2021. V. 226. P. 165437. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165437>
16. *Li Y., Wu Y., Wang W., Lei M., Li X.* // *Surf. Coat. Technol.* 2021. V. 405. P. 126567. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.126567>
17. *Williams J. S., Poate J.M.* *Ion Implantation and Beam Processing*. Orlando: Academic, 1984.
18. *Wang F., Khan A., Ayaz M., Ahmad I., Nawaz R., Gul N.* // *J. Math.* 2020. V. 2020. P. 8875976. <https://doi.org/10.1155/2020/8875976>
19. *Anders A.*, *Handbook of Plasma Immersion Implantation and Deposition*. New York: John Wiley & Sons, 2000.
20. *Komarov F.F., Yuvchenko, V.N.* // *Tech. Phys.* 2003. V. 48. P. 717. <https://doi.org/10.1134/1.1583824>
21. *Белый А.В., Кукареко В.А., Лободаева О.В.* *Ионно-лучевая обработка металлов, сплавов и керамических материалов*. Минск: Беларус. навука, 1998.
22. *Kozlov E.V., Ryabchikov A.I., Sharkeev Yu.P., Stepanov I.B., Fortuna S.V., Sivin D.O., Kurzina I.A., Prokopova T.S., Mel'nik I.A.* // *Surf. Coat. Technol.* 2002. V. 158. P. 343. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(02\)00275-X](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(02)00275-X)
23. *Moncoffre N., Jagielski J.* // *Surf. Coat. Technol.* 1994. V. 65. P. 30. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(94\)80005-7](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(94)80005-7)
24. *Shipilova O.I., Gorbunov, V.L., Paperny S.P., Chernykh A.A., Dresvyansky V.P., Martynovich E.F., Rakevich A.L.* // *Surf. Coat. Technol.* 2020. V. 393. P. 125742. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.125742>
25. *Zatsepin D.A., Boukhvalov D.W., Zatsepin A.F., Mikhaylov A.N., Gerasimenko N.N., Zaporochan O.A.* // *J. Mater Sci.* 2021. V. 56. P. 2103. <https://doi.org/10.1007/s10853-020-05319-6>

26. *Hutchings R.* // Mater. Sci. Eng. A. 1994. V. 184. P. 87.  
[https://doi.org/10.1016/0921-5093\(94\)91023-5](https://doi.org/10.1016/0921-5093(94)91023-5)
27. *Zhang L.C., Chen L.Y., Wang L.* // Adv. Eng. Mater. 2020. V. 5. P. 1901258.  
<https://doi.org/10.1002/adem.201901258>
28. *Pelletier J., Anders A.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. V. 33. P. 1944.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2005.860079>
29. *Wei R.* // Surf. Coat. Technol. 1996. V. 83. P. 218.  
[https://doi.org/10.1016/0257-8972\(95\)02828-5](https://doi.org/10.1016/0257-8972(95)02828-5)
30. *Wilbur P. J., Davis J. A., Wei R., Vajo J.J., Williamson D.L.* // Surf. Coat. Technol. 1996. V. 83. P. 250. [https://doi.org/10.1016/0257-8972\(95\)02830-7](https://doi.org/10.1016/0257-8972(95)02830-7)
31. *Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Ananin P.S., Ivanova A.I., Lopatin I.V., Korneva O.S., Shevelev A.E.* // Surf. Coat. Technol. 2018. V. 355. P. 129.  
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2018.02.110>
32. *Ryabchikov A.I., Kashkarov E.B., Shevelev A.E., Obrosova A., Sivin D.O.* // Surf. Coat. Technol. 2019. V. 372. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2019.05.020>
33. *Ryabchikov A.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49. P. 2529.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3073942>
34. *Ryabchikov A.I., Ryabchikov I.A., Stepanov I.B., Dektyarev S.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 03B516. <https://doi.org/10.1063/1.2171674>
35. *Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V., Sivin D.O., Shevelev A.E.* // Vacuum. 2017. V. 143. P. 447. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.03.011>
36. *Koval T. V., Ryabchikov A. I., An T. M. K., Shevelev A. R., Sivin D. O., Ivanova A. I., Paltsev D. M.* // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 1115. P. 032007.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1115/3/032007>
37. *Ryabchikov A.I., Tarakanov V.P., Korneva O.S., Sivin D.O., Gurulev A.V.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2022. V. 533. P. 29. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2022.10.015>
38. *Brown I.G., Godechot X.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 1991. V. 19. P. 713.  
<https://doi.org/10.1109/27.108403>

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 – вакуумный дуговой генератор плазмы, 2 – электрод для отсечки микрочасти, 3 – импульсный пирометр, 4 – сеточный фокусирующий электрод, 5 – вакуумная камера, 6 – термopара, 7 – коллектор, 8 – импульсно-периодический генератор высоковольтных импульсов положительной полярности.
- Рис. 2.** Фотография детектора с 19 коллекторами.
- Рис. 3.** Зависимость амплитуды измеряемого тока на коллекторе из нержавеющей стали от средней энергии ионов титана при токах дугового разряда 130 и 170 А.
- Рис. 4.** Зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов при токах дугового разряда 130 и 170 А.
- Рис. 5.** Суперпозиция профилей распределения плотности, регистрируемого коллекторами тока по сечению пучка, измеренных на разных расстояниях относительно геометрического фокуса системы баллистической фокусировки при токе дугового разряда 130 А и ускоряющем напряжении 20 кВ.
- Рис. 6.** Профили распределения плотности тока по сечению пучка при токах дугового разряда 130 и 170 А на расстоянии  $F+20$  мм, ускоряющее напряжение составляет 20 кВ.
- Рис. 7.** Профили распределения плотности ионного тока по сечению пучка при токе дугового разряда 130 А на расстоянии  $F+20$  мм и разных амплитудах ускоряющего напряжения.
- Рис. 8.** Полный ток на сплошном коллекторе в зависимости от средней энергии ионов хрома при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.
- Рис. 9.** Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов для пучка ионов хрома при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.
- Рис. 10.** Зависимость тока на коллектор от средней энергии ионов при баллистической фокусировке пучка ионов хрома, формируемого из плазмы вакуумной дуги при токе разряда 130 и 170 А.
- Рис. 11.** Зависимость амплитуды тока коллектора от средней энергии ионов алюминия при токах дугового разряда 130 и 170 А.

**Рис. 12.** Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов для пучка ионов алюминия при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.



**Рис. 1.**



**Рис. 2.**

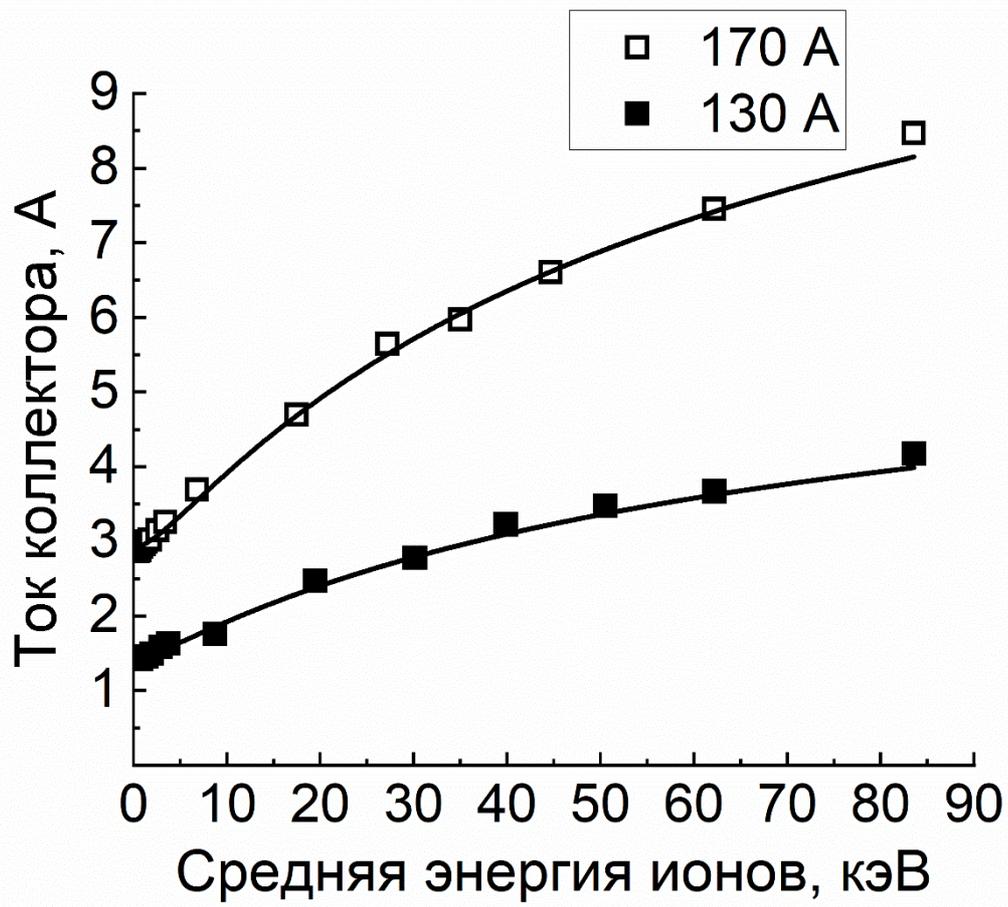


Рис. 3.

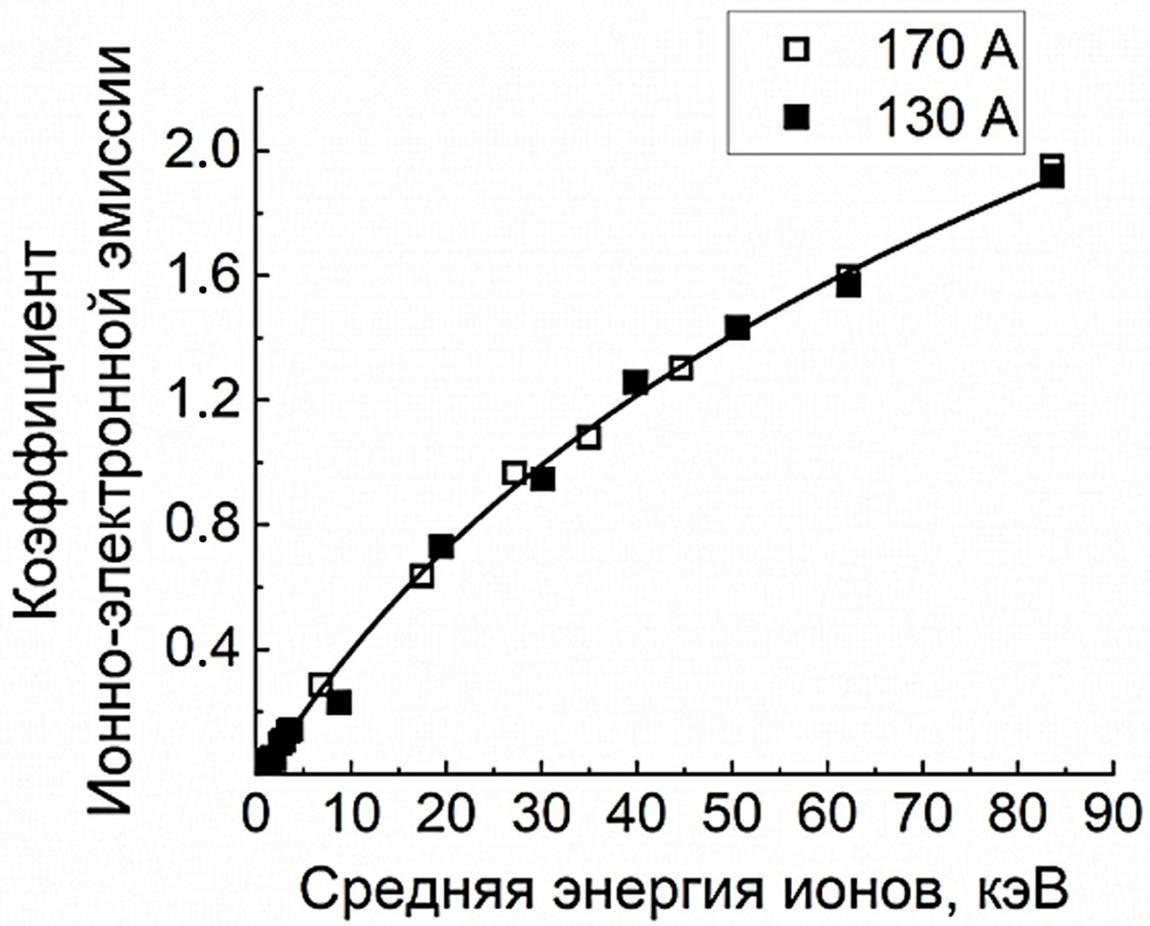


Рис. 4.

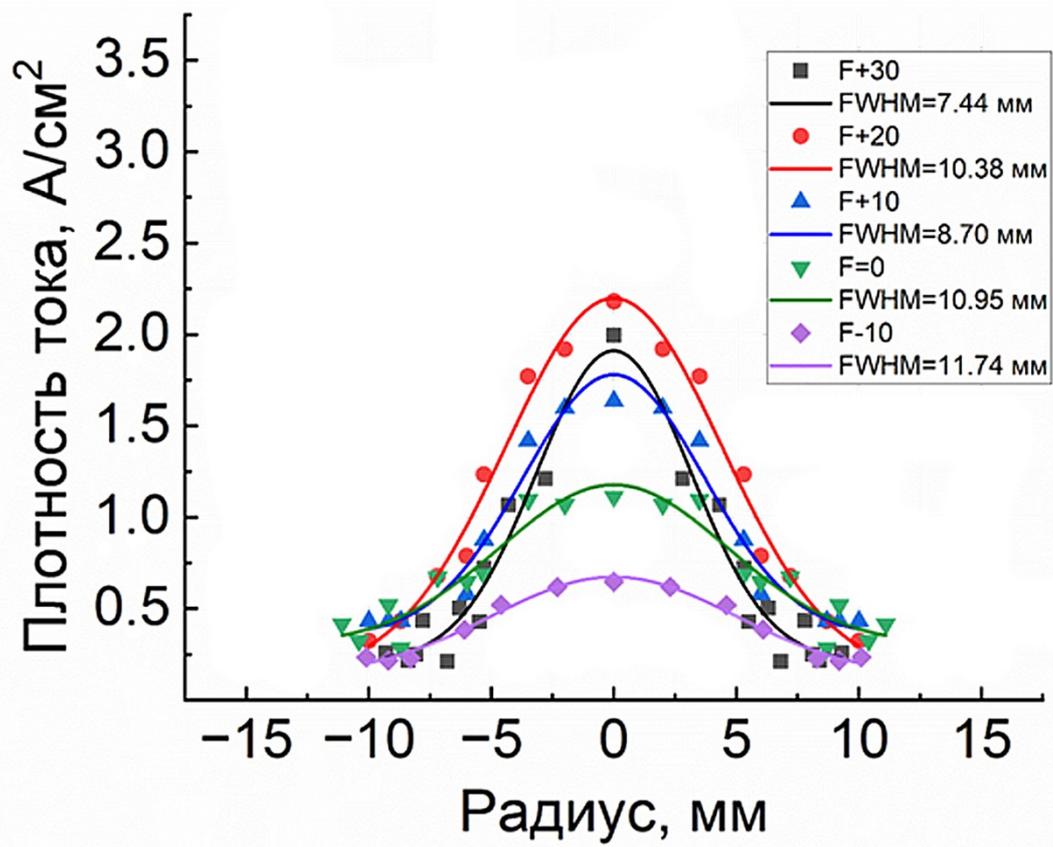


Рис. 5.

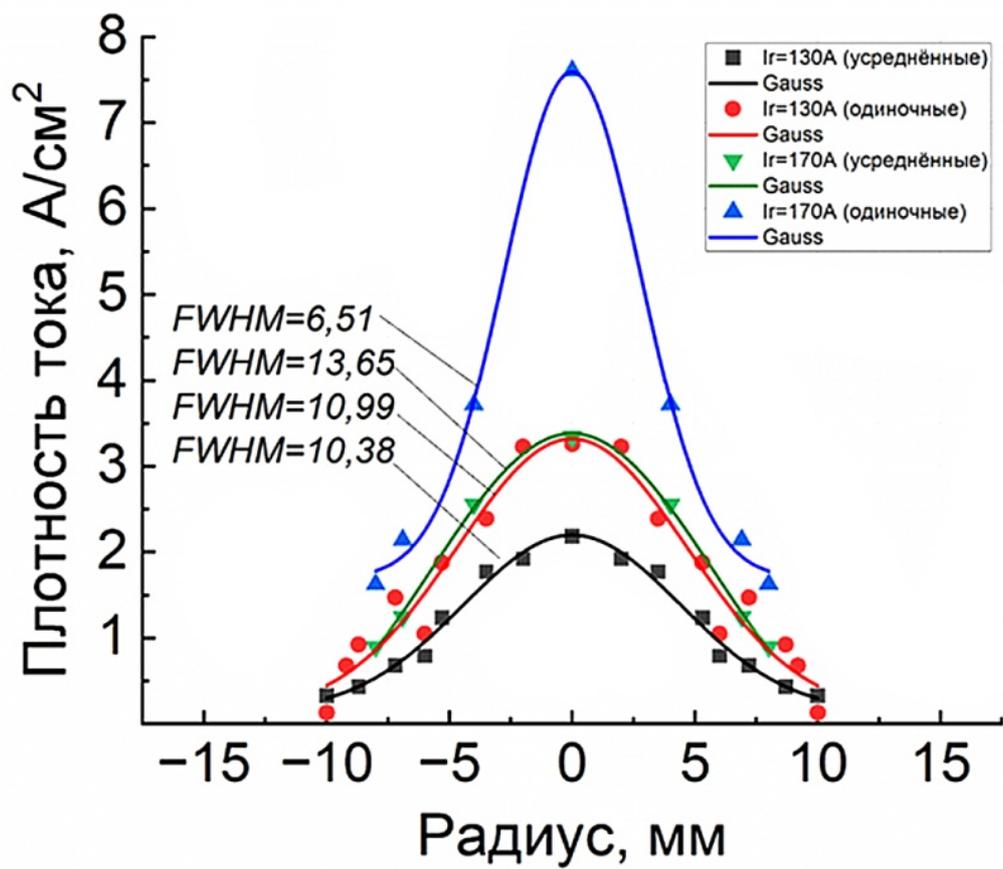


Рис. 6.

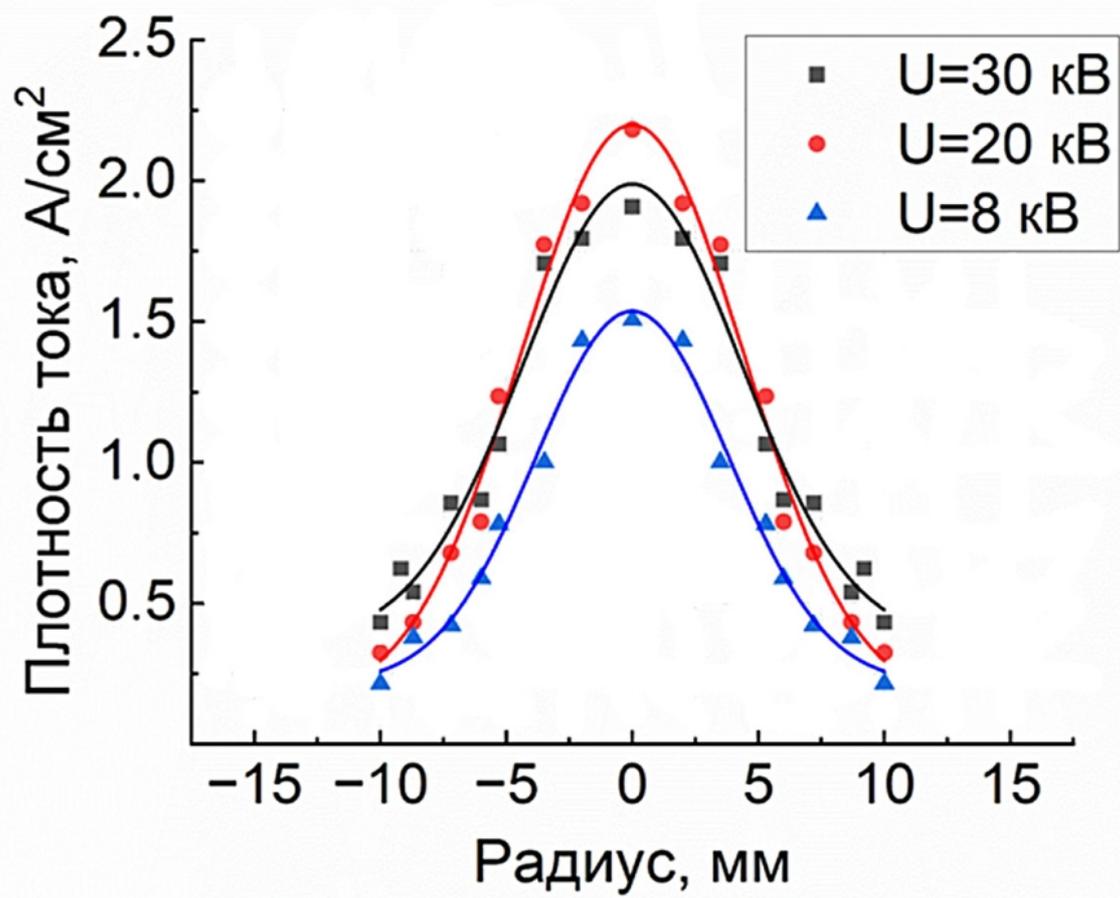


Рис. 7.

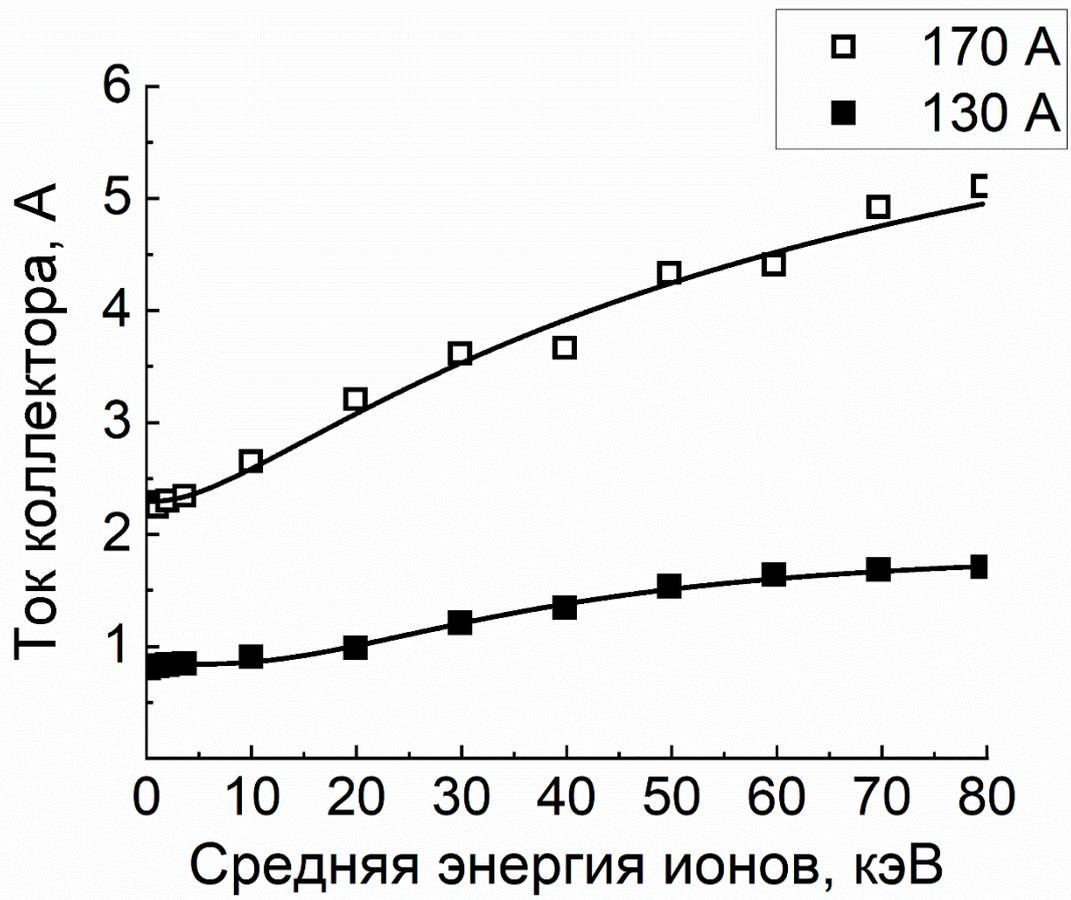


Рис. 8.

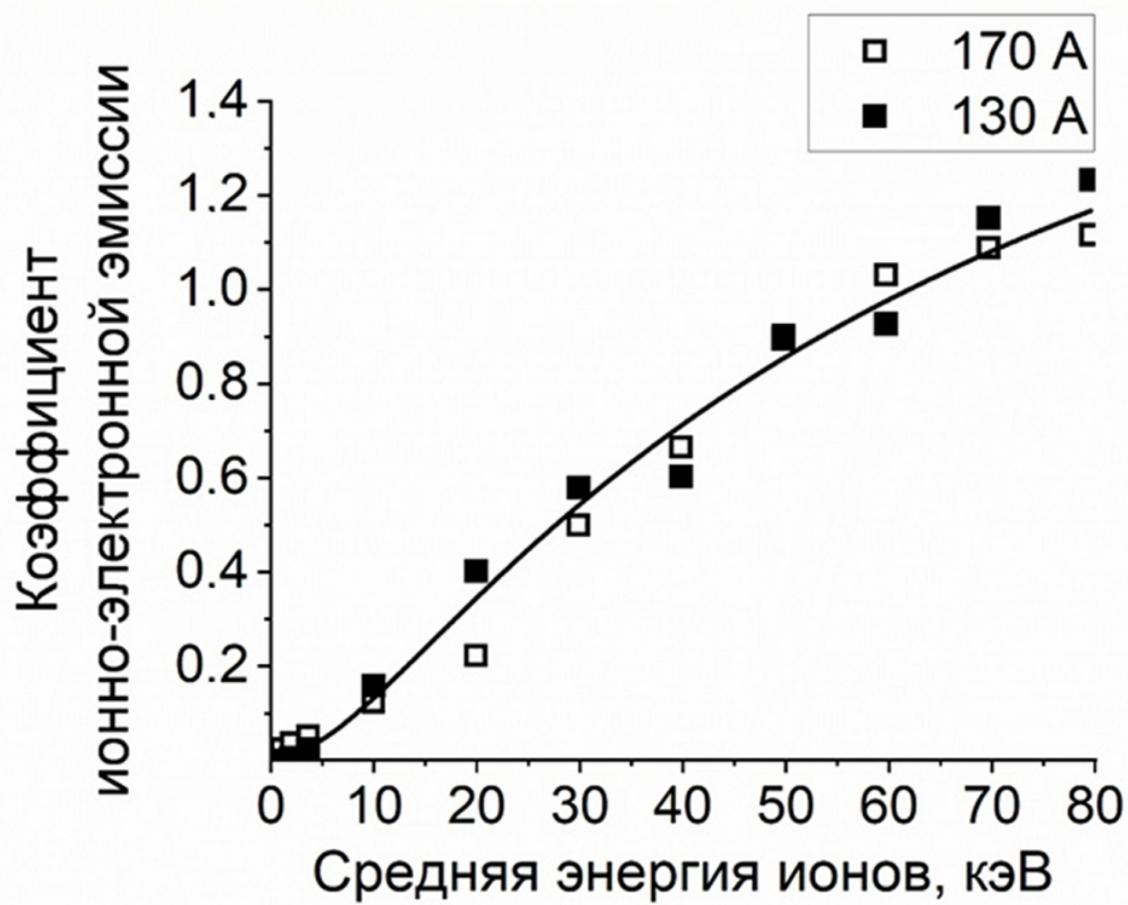


Рис. 9.

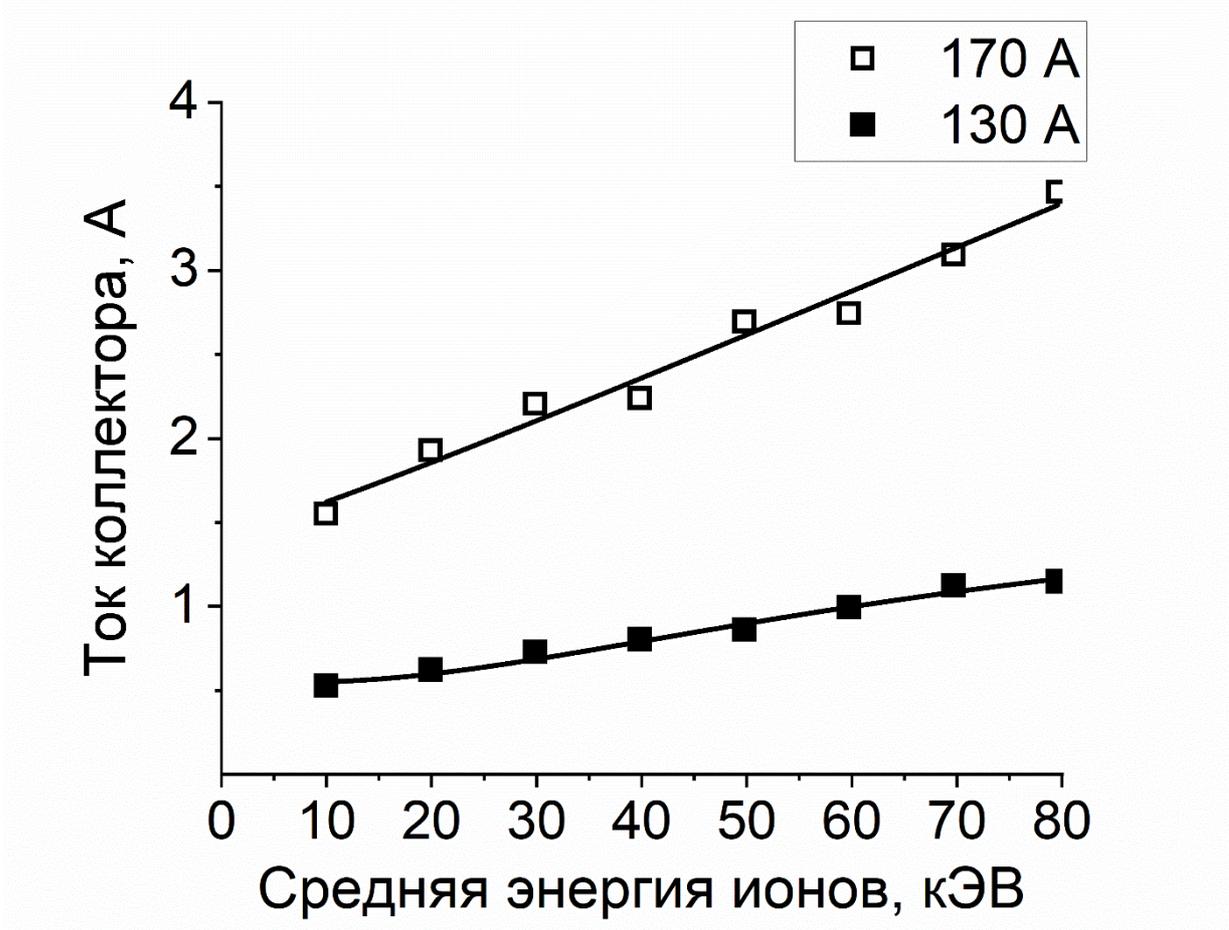


Рис. 10.

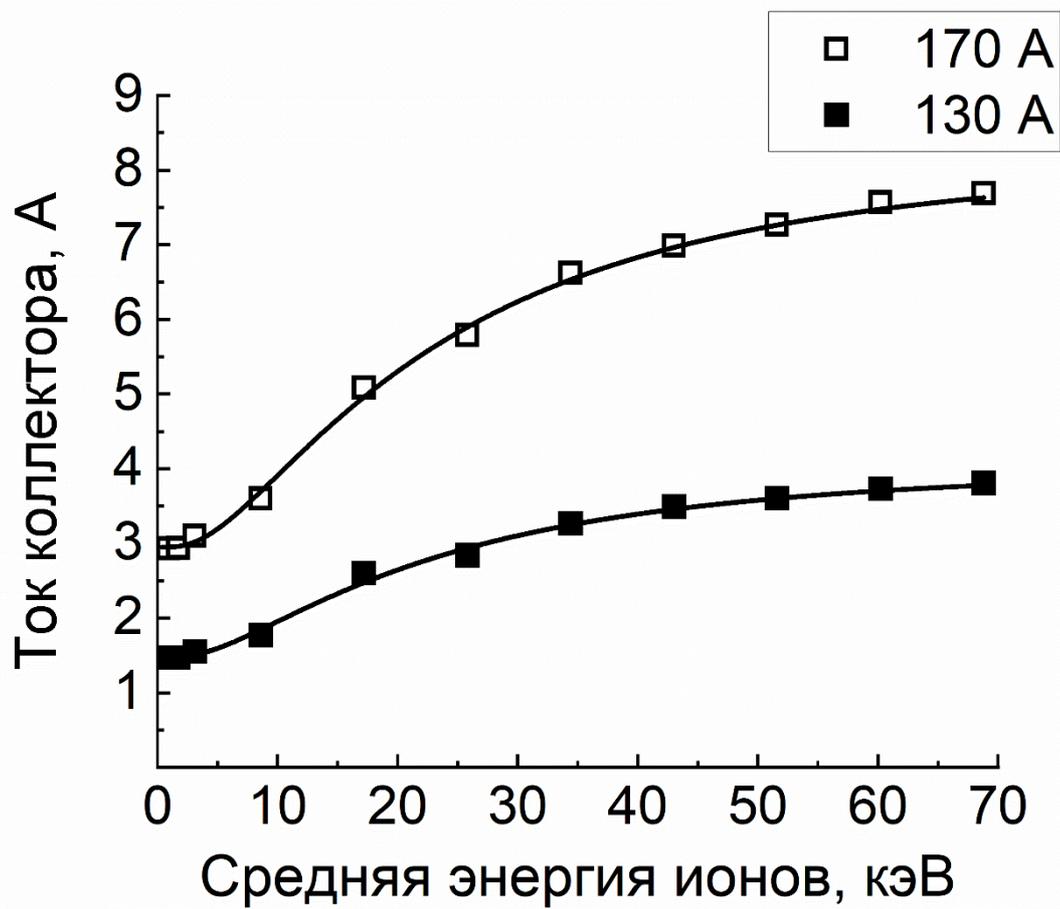


Рис. 11.

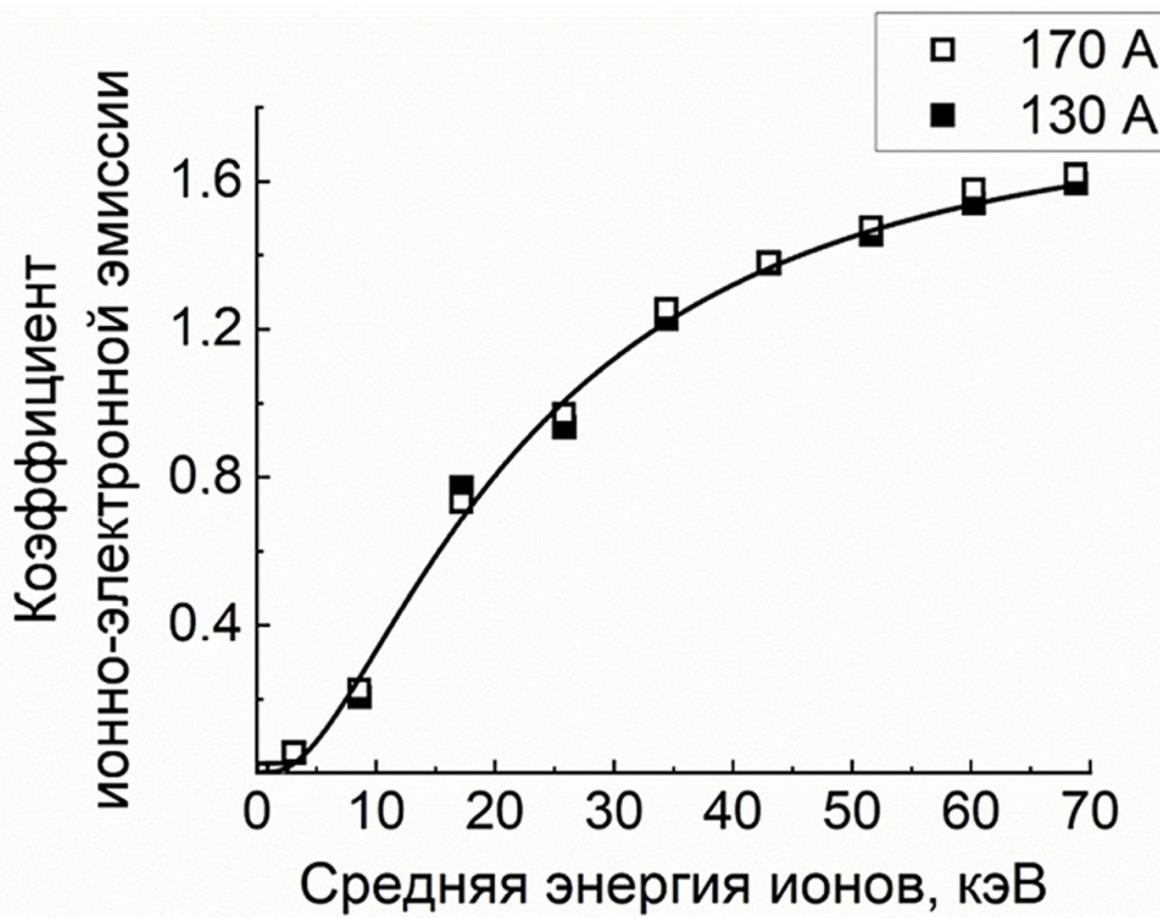


Рис. 12.

### ~~Formation of submillisecond repetitively pulsed high power density metal ion beams~~

~~The article presents the results of studies of the repetitively pulsed formation of aluminum, chromium, and titanium ion beams of submillisecond duration based on a plasma generated by a continuous vacuum arc discharge. High pulse power density in the ion beam is achieved due to the ballistic focusing of ions using a single electrode mesh extractor in the form of a part of a sphere. To purify the ion beam in the region of its crossover from the droplets of the vacuum arc plasma, the method based on the solar eclipse effect is used. The features and regularities of generating ion beams of three metals at pulse durations of 450  $\mu$ s; accelerating voltage up to 40 kV, with pulse power density exceeding  $10^5$  W/cm<sup>2</sup> have been studied. It has been established that stable formation of repetitively pulsed high intensity metal ion beams of submillisecond duration based on vacuum arc plasma is achieved due to the ion-electron emission compensating for the escape of plasma electrons into the accelerating gap.~~