

ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СЕТОК НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННОГО ПУЧКА В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОМ ИСТОЧНИКЕ

© 2022 г. Ю. А. Сатов^{a,b}, А. В. Шумшуров^a, А. А. Лосев^{a,*}, А. Н. Балабаев^a,
И. А. Хрисанов^a, А. А. Васильев^a

^a Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 117218, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25

^b Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: Anton.Losev@itep.ru

Поступила в редакцию 26.05.2021 г.

После доработки 07.07.2021 г.

Принята к публикации 19.08.2021 г.

В рамках разработки лазерно-плазменного источника для инжектора тяжелых ионов исследовано влияние металлических сеток на характеристики потока частиц, экстрагируемых из плазмы. Плазма из углерода и вольфрама создавалась при облучении мишеней импульсами CO₂-лазера при плотности потока ~10¹¹ Вт/см². Влияние металлических сеток на поток ионов оценивалось по сигналам детектора-анализатора энергетического спектра ионов, измерениям полного ионного тока и эмиттанса ионного пучка на выходе экстракционной системы. Обнаружено существенное влияние геометрических параметров сетки и массового числа ионов на характеристики формируемого пучка. Полученные результаты качественно объясняются распылением материала сетки высокоэнергетической “головкой” ионного пучка и последующим воздействием образованного “облака” атомарного газа на его прохождение.

DOI: 10.31857/S0032816222010116

1. ВВЕДЕНИЕ

Как показали исследования генерации многозарядных ионов в лазерной плазме, концентрация энергии лазерного излучения высокой мощности в малых объемах позволяет создать высокотемпературную плотную плазму с рекордной степенью ионизации атомов. Такая плазма, расширяясь в вакуум, существенно ускоряется за счет гидродинамического давления и возникающих электрических полей [1]. Последующее разделение зарядов в системе экстракции создает импульсный источник ионов с большим количеством частиц в импульсе и высокой степенью ионизации. Особенностью лазерно-плазменного источника ионов является возможность генерации ионных токов малой длительности и высокой интенсивности, что находит соответствующее применение в научных исследованиях и прикладных задачах. В частности, такой источник позволяет существенно упростить схему ускорения заряженных частиц за счет однооборотной инжекции в синхротрон.

Длительность импульсов может составлять единицы микросекунд, а соответствующие плот-

ности тока будут равняться долям ампер на квадратный сантиметр. Это накладывает соответствующие условия на систему экстракции пучка заряженных частиц из плазмы, которая осуществляется с помощью внешнего электрического поля [2, 3]. Напряженность этого поля должна превышать внутриплазменные поля, возникающие при разделении зарядов, и ее величина определяет плотность тока ионов в соответствии с законом Чайлда–Ленгмюра [4].

Возможны два подхода к экстракции пучка ионов из нестационарного плазменного потока. В первом случае сетка на экстракционном электроде не устанавливается. Тогда плазменный мениск не будет стационарным во времени, а будет отслеживать временные вариации параметров налетающей плазмы. Флуктуации границы ионоотбора могут привести к существенному росту эмиттанса ионного пучка. Во втором случае на экстрагирующем электроде, находящемся под положительным потенциалом, устанавливается сетка. Граница ионоотбора фиксируется на сетке и является стационарной во времени. Однако при таком подходе она не является однородной, а определяется структурой и периодом ячеек сетки, что также приводит к росту эмиттанса экстраги-

руемого пучка ионов [5]. Кроме того, в этом случае происходит распыление материала сетки под действием высокоэнергичных ионов [6], что приводит к образованию “облака” атомарного газа в области прохождения пучка.

Вместе с тем в литературе отсутствует экспериментальный материал о влиянии металлических сеток на энергетический спектр ионов, их зарядовый состав и эмиттанс ионного пучка. Исключением составляет работа [7], где впервые приведены данные, подтверждающие заметное влияние сетки в экстракционном электроде на характеристики ионов. В предлагаемой работе получена дополнительная информация о влиянии этих процессов на генерацию пучков ионов в лазерно-плазменном источнике.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Выходной пучок лазера 1, подроб-

но описанного в работах [8, 9], имеет кольцевую форму в соответствии с используемым неустойчивым резонатором конфокального типа с внешним фокусом. Параметры резонатора: длина $L = 123$ см, увеличение $M = 2.7$, внешний световой диаметр $d = 30$ мм. С помощью системы из пяти плоских медных зеркал 2 пучок транспортируется на расстояние около 30 м до входного окна 3 в камеру взаимодействия 6 и фокусируется с помощью сферической линзы 4 ($F/D \approx 10$) на поверхность мишени 5 под углом 30° к ее нормали в пятно с пиковой плотностью потока излучения в центре $q \approx 10^{11}$ Вт/см². Исследуемые мишени из углерода и вольфрама устанавливаются на цилиндрической поверхности драйвера 5, который поворачивается на небольшой ($\sim 0.8^\circ$) угол после каждого акта облучения для достижения наилучшей воспроизводимости характеристик плазмы. Ось времяпролетной трубы 8, в которую расширяется плазма, совпадает с нормалью к поверхности мишени. Исследуемые металлические сетки в анализаторных измерениях размещались на расстоя-

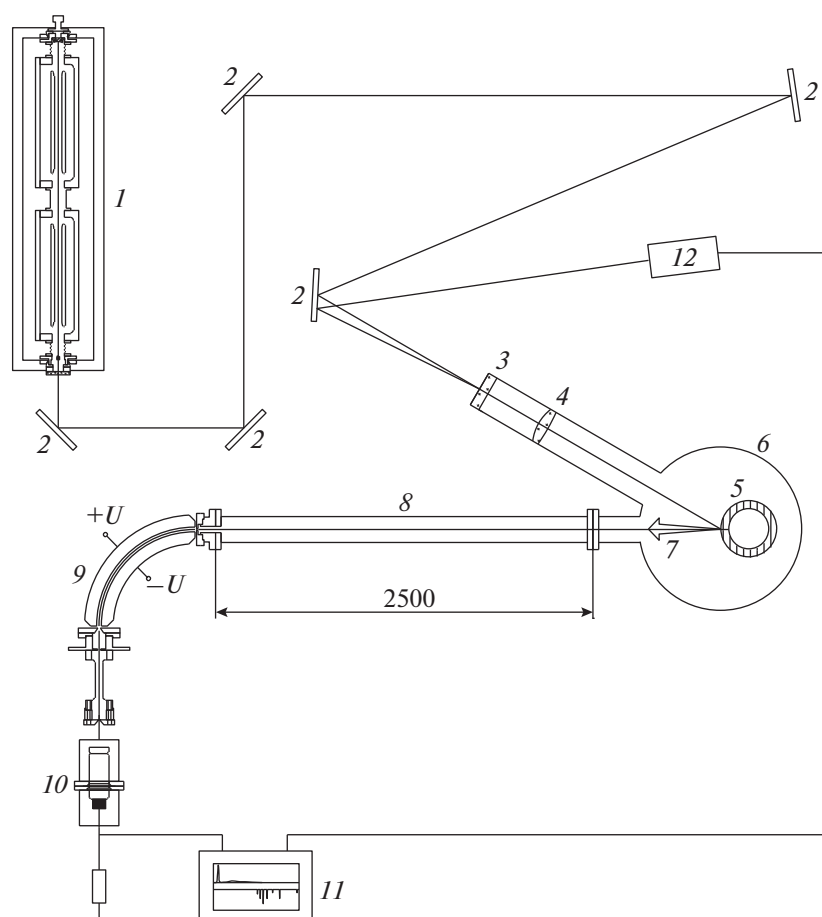


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для генерации ионов и измерения энергетического спектра. 1 – лазерный генератор; 2 – плоские зеркала; 3 – оптическое вакуумное окно; 4 – сферическая линза; 5 – углеродная мишень; 6 – вакуумная камера; 7 – поток плазмы; 8 – дрейфовая труба; 9 – цилиндрический дефлектор; 10 – в.э.у.; 11 – двухканальный осциллограф; 12 – детектор лазерного излучения. Размеры даны в миллиметрах.

нии 3.14 м от мишени, а при измерении полного тока и эмиттанса — на первом электроде системы экстракции (2.64 м).

Система высоковольтной экстракции лазерного источника, состоящая из трех электродов фокусирующей геометрии с потенциалами +60, –10 и 0 кВ, описана в работе [10]. В данных экспериментах на высоковольтном экстракционном электроде устанавливалась диафрагма с отверстием 10 мм в диаметре, что при межэлектродном зазоре 40 мм позволяло проводить экстракцию ионного пучка без установки сетки.

Исследование зарядового состава потока плазмы 7 проводилось с помощью времяпролетного анализатора, сочетающего дрейфовое пространство (трубу) 8 и электростатический цилиндрический дефлектор 9 для заряженных частиц [11]. Поток частиц регистрировался вторично-эмиссионным умножителем (в.э.у.) серии 143ЕМ (10). Данные записывались с помощью многоканального широкополосного осциллографа 11 одновременно с сигналом импульса лазера, получаемого с детектора 12. Дрейфовое расстояние от поверхности мишени до детектора составляло 4125 мм. Энергетические спектры ионов с разным значением заряда или, в зависимости от представления, парциальные токи, средний заряд и другие характеристики потока плазмы восстанавливались по сигналам в.э.у. для отдельных серий измерений, соответствующих дискретному набору энергий настройки $E_0 = GzU_0$ [эВ] ($G \approx 20$ — геометрический фактор цилиндрического дефлектора, z — заряд иона, U_0 — напряжение на пластинах анализатора, по условиям эксперимента изменяемое от 6 до 150 В). Затем средние значения, полученные по десяти последовательным измерениям, аппроксимировались некоторой кривой, среднеквадратический разброс принимался за ошибку измерений. Учет зависимости коэффициента вторичной эмиссии от заряда и энергии углеродных ионов проводился по данным работы [12], а для ионов вольфрама — по неопубликованным результатам измерений, выполненных в ИТЭФ.

В отдельных экспериментах со статистикой из 25-ти измерений проводилась регистрация полного ионного тока цилиндром Фарадея, расположенным сразу за системой экстракции, первый электрод которой находился на расстоянии 2640 мм от мишени. К этой длине приводились все представляемые далее данные. Средние значения восстановленных парциальных токов корректировались по измеренному току с весом, соответствующим измерениям энергоанализатором, для всех значений заряда ионов в каждой временной точке (т.е. для каждой энергии). Обработка первоначальных данных и указанные операции проводились с помощью разработанного компьютерного кода.

Условия проведения экспериментов и измерений характеристик ионов поддерживались одинаковыми, исключение касалось только размеров входной и выходной щелей анализатора (80 и 80 мкм для мишени из углерода, 500 и 500 мкм для мишени из вольфрама), для согласования величин сигналов с линейным диапазоном детектора. Приведенные в работе сравнительные данные о потерях ионов при пролете в анализаторе вычислялись по амплитудам сигналов в.э.у., напряжение питания которого поддерживалось постоянным.

Поперечный эмиттанс определяется как площадь, занимаемая частицами пучка в пространстве $x-x'$ (или $y-y'$), где x — поперечное положение, $x' = v_x/v_z$ — угол наклона (v_x и v_z — поперечная и продольная скорости соответственно). Измерение поперечного эмиттанса пучка проводилось по известной методике, согласно которой на пути пучка устанавливается устройство, состоящее из маски с небольшими отверстиями и сцинтиллятора, отнесенного на известное расстояние. Получаемые на сцинтилляторе изображения записываются с помощью камеры на основе прибора с зарядовой связью (п.з.с.-матрица) [13]. Характеристики пучка извлекаются из получаемых изображений в соответствии с соотношениями, выведенными в работе [14], с помощью компьютерной программы, разработанной авторами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Предварительно были исследованы характеристики ионов углерода и вольфрама без установки сеток на пути разлета плазмы, что позволило определить условия, в которых находятся элементы системы экстракции. Согласно рис. 2, на котором приведены энергетические спектры потока ионов углерода, энергия генерируемых ионов углерода простирается от нижней границы регистрации, примерно равной 0.1 кэВ для C^+ и 0.7 кэВ для C^{6+} , до энергий более 5 кэВ для наиболее представленных ионов, таких как C^{3+} , C^{4+} . Эти же экспериментальные данные в форме парциальных токов представлены на рис. 3 после совместной обработки с данными цилиндра Фарадея. Как видно, максимальная плотность тока соответствует иону C^{3+} , процентное содержание частиц этой кратности ионизации также максимально и составляет 34% от полного числа. Содержание ионов C^{4+} составляет 27%. На рис. 4 приведена зависимость среднего заряда пучка ионов углерода от времени прилета в систему экстракции, рассчитанная по экспериментальным данным. Она, в частности, показывает характерную для лазерного источника закономерность: рост степени ионизации частиц сопровождается одновременно ростом их энергии разлета.

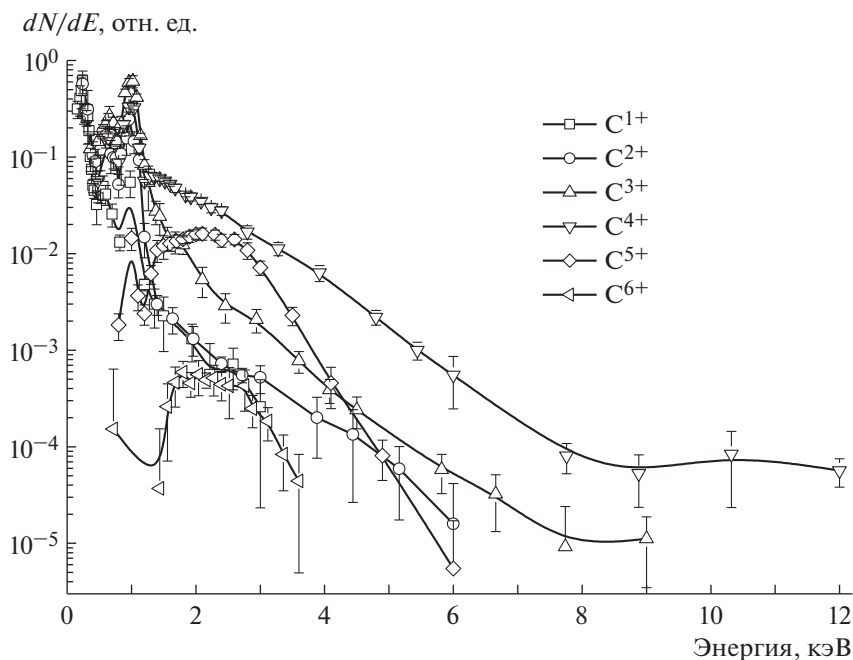


Рис. 2. Энергетические спектры разлета ионов углерода.

Полученные экспериментальные данные позволяют оценить плотность плазменного потока, который воздействует на исследуемые сетки. Максимальную плотность плазменного потока углеродной мишени с энергией ионов около 3 кэВ на входе в систему экстракции можно оценить как

$nV \approx 1.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($n = n_e/z_{\text{ср}}$, где $z_{\text{ср}}$ – средний заряд, n_e – электронная плотность).

Результаты обработки данных анализаторных измерений по генерации ионов вольфрама приведены в аналогичных, как и для углерода, представлениях (рис. 5–7). Энергия ионов вольфрама

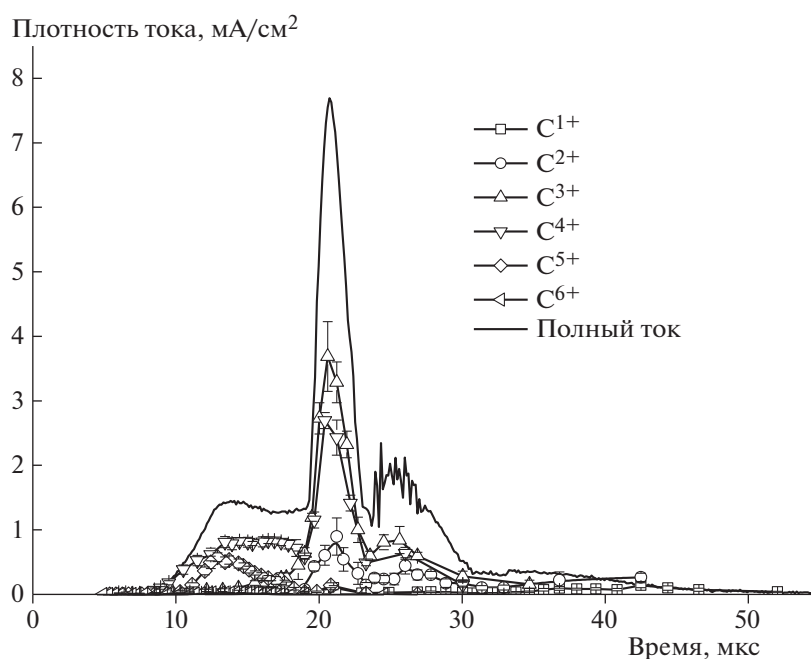


Рис. 3. Плотность полного тока (сплошная кривая) и восстановленных парциальных токов ионов углерода (см. обозначения на поле рисунка) на длине дрейфа 2.64 м.

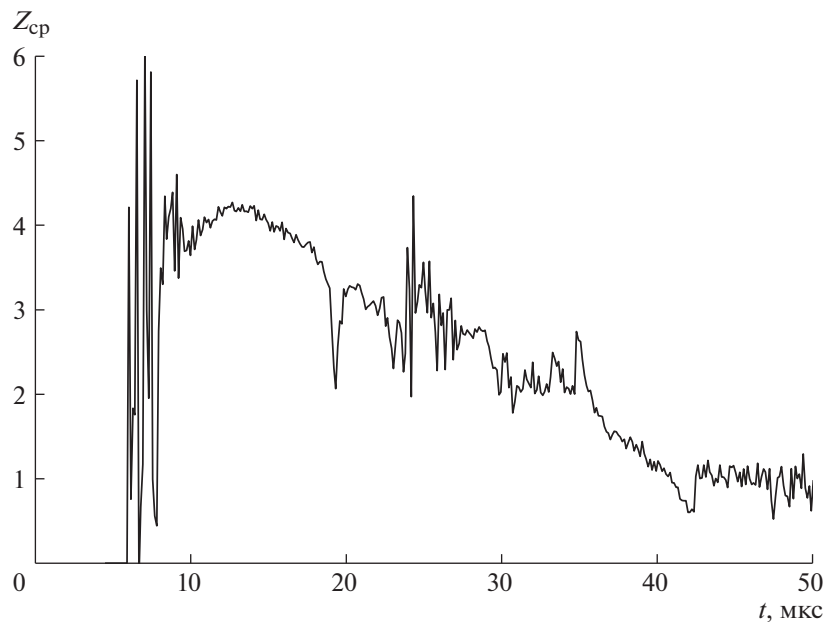


Рис. 4. Временная зависимость среднего заряда ионов углерода на входе в систему экстракции.

меняется от сотен электронвольт до нескольких килоэлектронвольт для низкозарядной группы ионов ($W^+ - W^{5+}$), энергия высокозарядной группы ($W^{6+} - W^{12+}$) достигает десятков килоэлектронвольт. Последняя образует на сигнале тока ясно выраженный лидирующий пик (рис. 6) с ампли-

тудой плотности тока около 120 мкА/см^2 . Ток низкозарядной группы достигает существенно большей величины, а интегральное число частиц этих зарядовых состояний составляет подавляющую часть (примерно 95%) всех частиц. Средний заряд в пучке ионов вольфрама (рис. 7), как и для

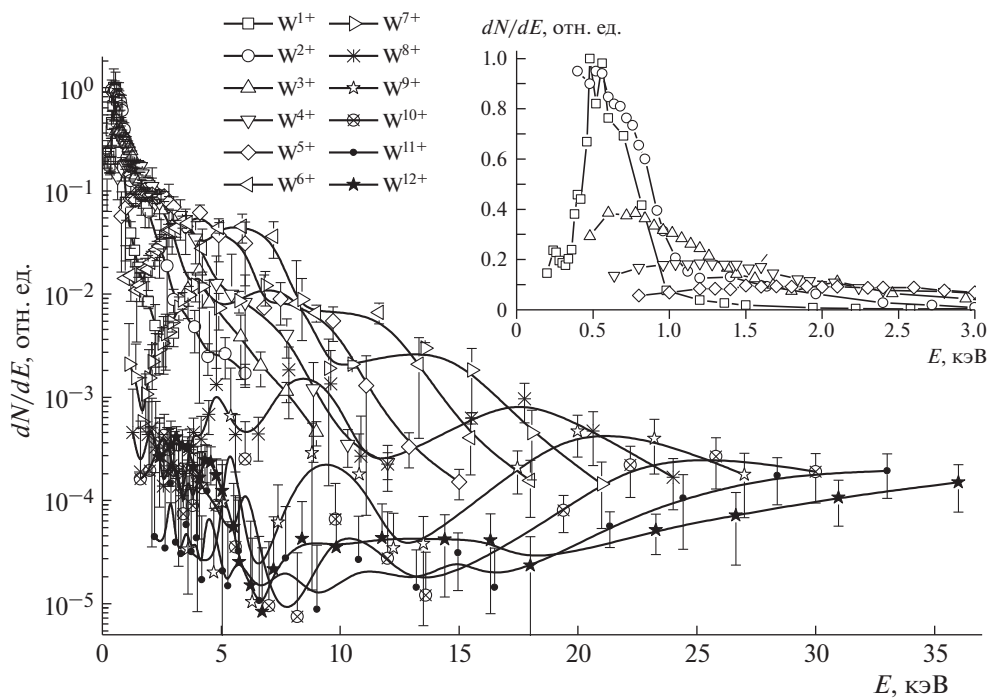


Рис. 5. Энергетические спектры разлета ионов вольфрама.

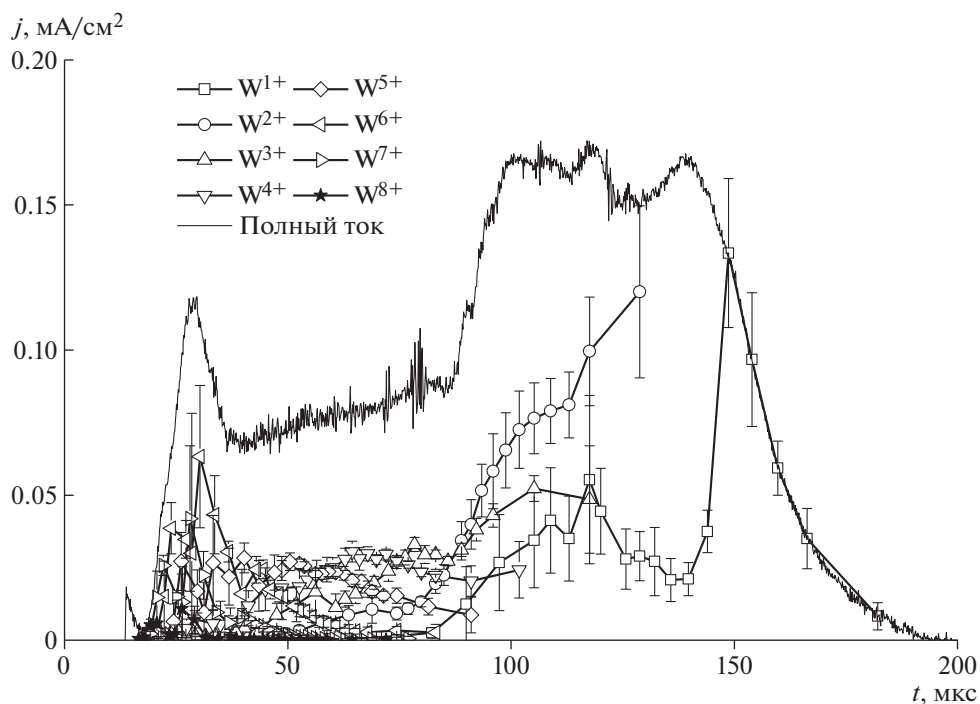


Рис. 6. Плотность полного тока (сплошная линия) и восстановленных парциальных ионных токов вольфрама (см. обозначения на поле рисунка) на длине дрейфа 2.64 м.

углеродного пучка, принимает максимальное значение в лидирующей части и монотонно снижается с уменьшением энергии ионов. Плотность потока плазмы вольфрамовой мишени на входе в систему экстракции для частиц с энергией 1 кэВ

можно оценить как $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а для частиц с энергией 10 кэВ — как $9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Аналогичные измерения были проведены при введении в поток плазмы металлических сеток из различных металлов и сплавов. Приведены ха-

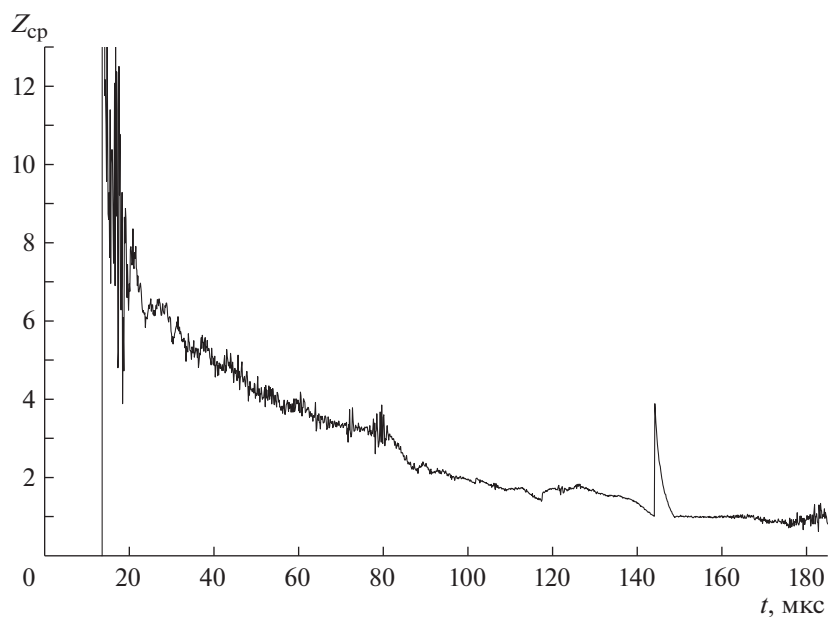


Рис. 7. Временная зависимость среднего заряда ионов вольфрама на входе в систему экстракции.

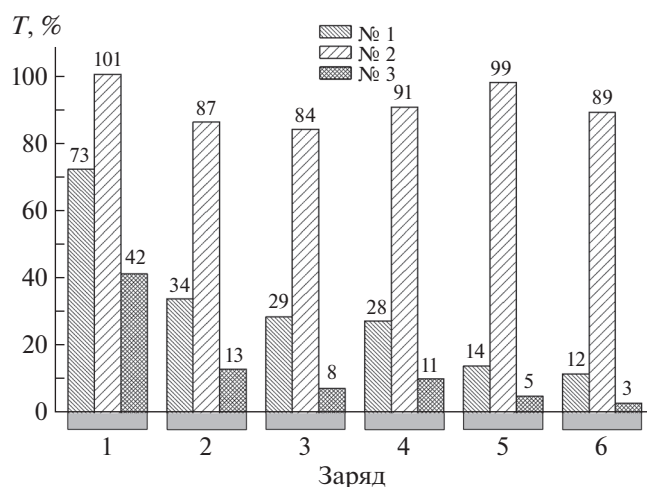


Рис. 8. Трансмиссия ионов углерода с разным зарядом через анализатор для разных сеток. Левый столбик – сетка № 1, центральный – № 2, правый – № 3.

рактерные результаты, полученные для трех сеток из тугоплавких материалов с геометрическими параметрами, указанными в табл. 1.

Данные по прохождению ионов углерода с разным значением заряда через электростатический дефлектор приведены на рис. 8. За 100% для каждого значения заряда принята величина сигнала в отсутствие сетки. Следует отметить существенные потери ионов при наличии сетки, которые нарастают с увеличением заряда иона и с уменьшением межпроволочного расстояния (периода). Геометрическая прозрачность сетки существенного влияния не оказывает. Для ионов вольфрама эффект снижения трансмиссии через анализатор (рис. 9) еще более значительный, даже для редкой сетки.

Измерения полного тока за системой экстракции также показали наличие влияния вносимых в плазменный поток сеток. На рис. 10, 11 приведены данные сравнительных измерений с сетками

Таблица 1. Геометрические параметры сеток

Номер сетки	Прозрачность T , %	Период d , мкм
№ 1	90	500×500
№ 2	96	2000
№ 3	98	83

Таблица 2. Результаты измерения эмиттанса ионного пучка по уровню 68% числа частиц

Номер сетки	ϵ_x ср.кв., $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	ϵ_y ср.кв., $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$
№ 1	184	226
№ 2	122	130

№ 1 и № 2 (конструкция сетки № 3 не позволяла установить ее в экстракционный электрод). Хотя амплитудные значения полных токов и “медленной” части пучка оставались неизменными в пределах ошибки измерений, форма тока в лидирующей части, образованной высокозарядной компонентой, существенно меняется. Плотность тока в этой части углеродного пучка (см. рис. 10) уменьшается в полтора раза для редкой сетки (см. рис. 10в) и в три раза – для частой (см. рис. 10б). Падение полного тока происходит в основном вследствие соответствующего уменьшения парциальных токов C^{4+} и C^{5+} без существенного изменения их временной формы.

Изменения формы тока ионов вольфрама более сложны (см. рис. 11): так, при использовании частой сетки ионы W^{6+} и W^{7+} с максимальной энергией пропадают совсем. Применение редкой сетки, как показывает сравнение рис. 11а и рис. 11в, не приводит к подобным потерям.

Для сравнения влияния сеток № 1 и № 2 на характеристики формируемого пучка ионов углерода были проведены измерения эмиттанса пучка на выходе системы экстракции. В табл. 2 приведены значения эмиттанса по уровню 68% частиц в случае использования сеток № 1 и № 2. Видно, что в случае более редкой сетки эмиттанс углеродного пучка в двух измеренных плоскостях минимален.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Использование сеток в конструкции электродов позволяет стабилизировать область отбора ионов из плазмы, однако приводит к появлению в этой области препятствия, подобного остаточному газу. Дело в том, что, ввиду достаточно высо-

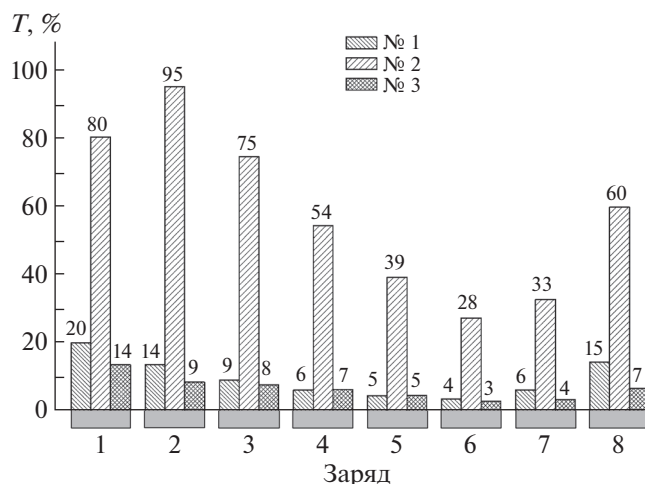


Рис. 9. Трансмиссия ионов вольфрама с разным зарядом через анализатор для разных сеток. Левый столбик – сетка № 1, центральный – № 2, правый – № 3.

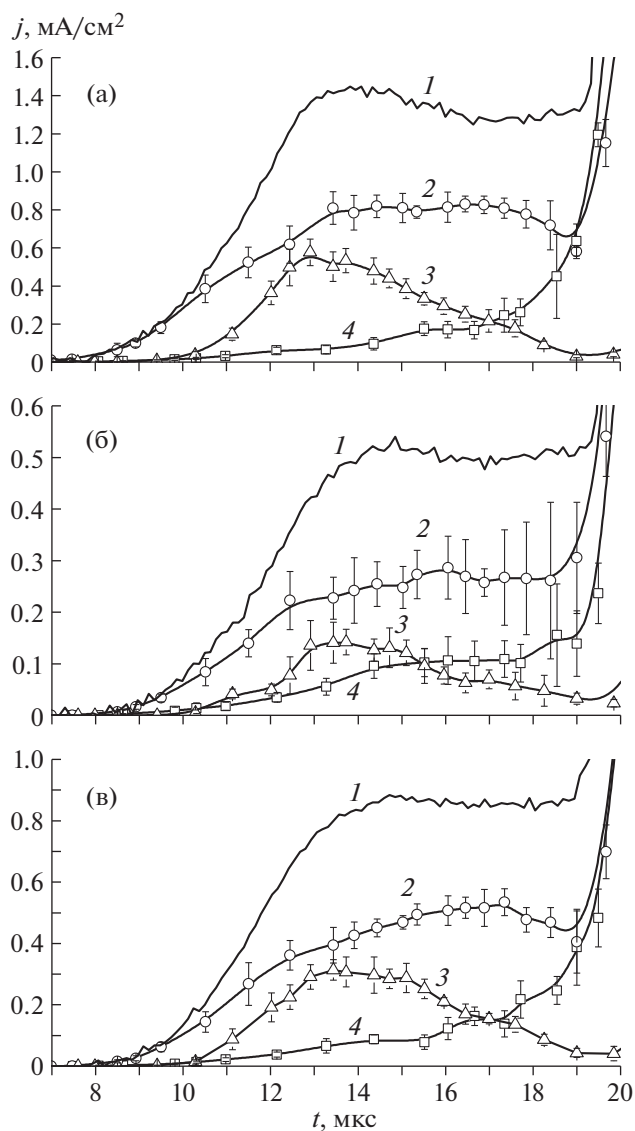


Рис. 10. Плотность тока лидирующей части пучка ионов углерода при отсутствии экстракционной сетки (а), с сеткой № 1 (б) и с сеткой № 2 (в). 1 – полный ток, 2 – C^{4+} , 3 – C^{5+} , 4 – C^{3+} .

кой плотности и энергии частиц, поток плазмы, а в дальнейшем пучок ионов способны, кроме десорбции и вторичной электронной эмиссии с поверхности, эффективно распылять материал элементов системы экстракции. Типичная энергия ионов, генерируемых в лазерной плазме и имеющих наибольшую кратность ионизации, находится в диапазоне от сотен электронвольт до десятков килоэлектронвольт, что соответствует высоким коэффициентам распыления материалов. Так, для ионов легких элементов, таких как магний, коэффициент распыления равен нескольким единицам, а для тяжелых, таких как золото, эта величина может достигать десятков единиц

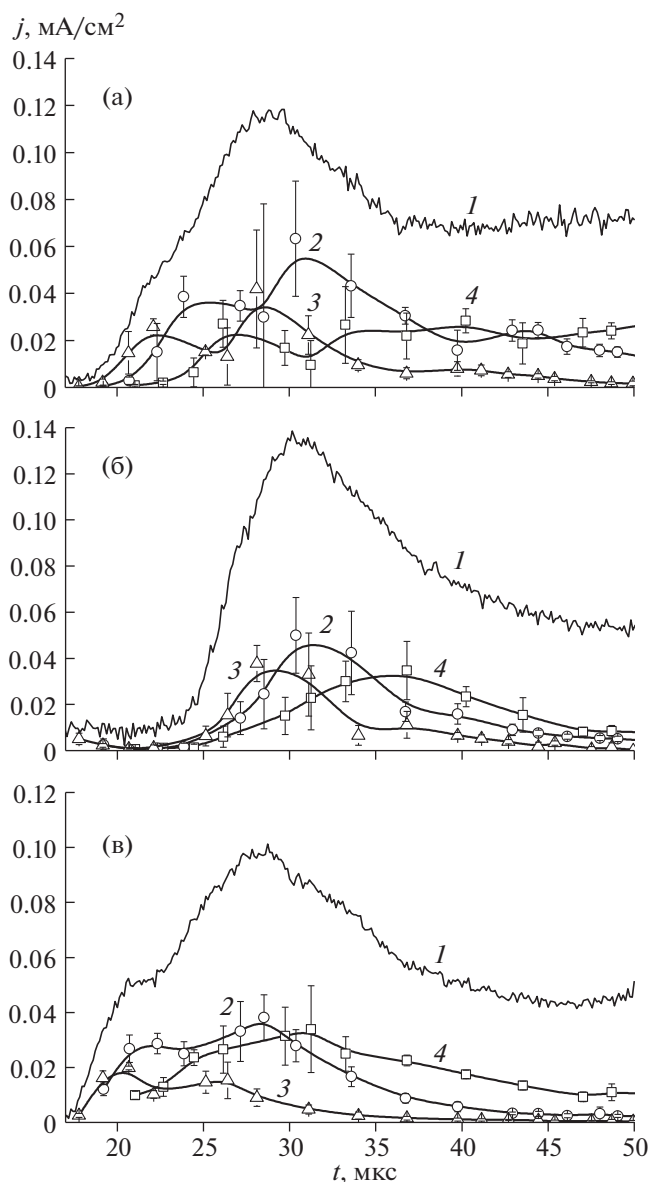


Рис. 11. Плотность тока лидирующей части пучка ионов вольфрама при отсутствии экстракционной сетки (а), с сеткой № 1 (б) и с сеткой № 2 (в). 1 – полный ток, 2 – W^{6+} , 3 – W^{7+} , 4 – W^{5+} .

для ионов с энергией несколько килоэлектронвольт [6].

Модель описания исследуемого процесса должна включать динамику распыления материала сетки налетающим потоком частиц и расширения продуктов в область прохождения пучка, а также элементарные процессы взаимодействия ступка плазмы и потока ионов с этим препятствием, включая рассеяние, перезарядку или рекомбинацию частиц. Модель усложняется тем, что в интересующей области взаимодействия одновременно происходит и разделение зарядов

плазмы. Разработка такой модели выходит за рамки данной экспериментальной работы, которая направлена, в первую очередь, на получение практических рекомендаций для разработки системы экстракции, в особенности для генерации высокозарядных пучков ионов тяжелых элементов. Полученные результаты обсуждаются только на качественном уровне.

Эффект воздействия сетки на прохождение пучка определяется, во-первых, плотностью потока частиц и их энергией, что обуславливает эффективность распыления сетки и энергетическое распределение атомов продукта распыления и, в конечном итоге, плотность атомарного “облака” в области прохождения пучка, а во-вторых, сечениями элементарных процессов взаимодействия ионов пучка с распыленными атомами. Согласно представленным в работе данным, искажение пучка легких ионов углерода при введении экстракционных сеток значительно слабее, чем пучка тяжелых ионов вольфрама, несмотря на существенно большую плотность потока частиц. Это вполне объясняется существенно меньшими коэффициентами распыления материалов ионами углерода по сравнению с ионами вольфрама. Очевидно также, что условия наибольшего искажения пучка реализуются на головке, где заряд и энергия ионов максимальны и вызывают более эффективное распыление [6]. Что касается геометрических характеристик сеток, то плотность образующегося атомарного газа должна зависеть от расстояния между проволочками сетки (периода) и слабее – от распыляемой площади (геометрической прозрачности сетки). Материал сетки, по-видимому, также играет существенную роль в указанных процессах, однако такое исследование выходит за рамки данной работы.

Рассмотрение применяемой схемы электростатического дефлектора позволило получить оценку акцептанса этой системы, который для ионов в плоскости, проходящей вдоль щелей анализатора, составил 30–40 мм · мрад, а в перпендикулярной щелям плоскости – 5–7 мм · мрад. Анализатор, таким образом, представляет собой жесткий фильтр отбора по углам влета ионов, и приведенные данные по трансмиссии через анализатор можно рассматривать как оценку степени рассеяния пучка в пространстве перед входной щелью.

Данные на рис. 8, 9 показывают, что потери ионов в анализаторе, действительно, нарастают при переходе от легких ионов к тяжелым, особенно они значительны для наиболее энергичной и высокозарядной компоненты пучков, кроме того, они существенно зависят от периода сетки, но не от геометрической прозрачности. В реализованных в работе условиях генерации ионных пучков выбор сетки с периодом 2 мм является приемле-

мым с точки зрения снижения потерь, по крайней мере, для легких ионов углерода.

В реальной схеме источника потери ионов из-за введения сетки в экстракционный электрод также регистрируются по сигналам полного тока ионов и восстановленных парциальных токов (см. рис. 10, 11). Хотя амплитудные значения полного тока и интегральное число частиц, определяемые ионами относительно низких зарядовых состояний, не меняются в пределах ошибки измерений, потери в головной части ионного пучка заметны, в особенности для высших зарядовых состояний, генерируемых в лазерной плазме. Например, для ионов C^{4+} уменьшение амплитуды для частой сетки (№ 1) составляет 65% (см. рис. 10б), а для редкой (№ 2) – 35% (см. рис. 10в), для ионов C^{5+} – соответственно 75% и 50%. Для пучка ионов вольфрама (см. рис. 11) изменения головной высокозарядной компоненты еще более существенны. Так, наиболее быстрая компонента ионов W^{6+} , W^{7+} исчезает полностью. Также, судя по форме парциальных токов, наблюдается перераспределение частиц по времени, которое существенно зависит от геометрии сеток. По-видимому, такое перераспределение частиц в пучке можно объяснить перезарядкой или рекомбинацией ионов в области взаимодействия с распыленным материалом.

Сравнение эмиттанса пучка ионов углерода для сеток № 1 и № 2 (см. табл. 2) показывает заметный его рост для частой сетки, даже в случае усреднения всего пучка по времени. Это также объясняется рассеянием пучка на распыленном материале сетки, что приводит к повышению фазового объема пучка. Этот эффект, как видно из измерений полного тока, может приводить даже к выводу траекторий частиц в межэлектродном экстракционном промежутке за рабочую апертуру, по крайней мере, для головной части пучка наиболее высокозарядных ионов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальными методами показано, что при генерации многозарядных ионов из лазерной плазмы при плотности потока облучения 10^{11} Вт/см² введение в конструкцию системы экстракции сетки на высоковольтном электроде может приводить к потерям головной, наиболее многозарядной и энергичной компоненты пучка. Эффект возрастает с ростом массы ионов, их заряда и энергии разлета. В указанных условиях прямые потери для легких ионов углерода практически несущественны, однако фазовый объем пучка при введении сеток с малым периодом проволочек заметно увеличивается. Для ионов вольфрама высокозарядная группа ионов с наибольшей

энергией в значительной степени исчезает из полного тока.

Значительное снижение нежелательного влияния металлической сетки в системе экстракции может быть достигнуто при оптимизации геометрических параметров сетки, в первую очередь, за счет увеличения периода расположения проволок, образующих сетку.

При повышении плотности потока излучения на мишени и соответственно увеличении энергии ионов и плотности потока плазмы потери в высокозарядной группе ионов, по-видимому, будут возрастать, что необходимо принимать во внимание при разработке тяжелоионных источников многозарядных ионов.

Более детальное исследование наблюдаемых эффектов требует развития моделирования процессов, сопровождающих формирование ионного пучка в лазерно-плазменном инжекторе частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Макаров К.Н., Розанов В.Б., Сатов Ю.А., Шарков Б.Ю. // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 10. С. 886.
2. Быковский Ю.А., Козырев Ю.П., Рыжих С.В., Сильнов С.М., Елесин В.Ф., Дымович В.И. А.с. № 324938 СССР // БИ. 1974. № 7.
3. Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б., Макаров К.Н. Патент RU 2191441 С2 // БИ. № 29. 2002.
4. Форрестер А.Т. Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992.
5. Kropachev G.N., Alexeev N.N., Balabin A.I., Kulevoy T.V., Nikolaev V.I. // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. № 2. P. 02B907. <https://doi.org/10.1063/1.3670349>
6. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша, пер. с англ. под. ред. В.А. Молчанова. М.: Мир, 1984. Глава 4.
7. Alekseev N.N., Balabaev A.N., Khrisanov I.A., Kulevoy T.V., Losev A.A., Satov Yu.A., Shumshurov A.V., Vasilyev A.A. // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. № 3. P. 033304. <https://doi.org/10.1063/1.5128599>
8. Сатов Ю.А., Шумиуров А.В., Васильев А.А., Балабаев А.Н., Лосев А.А., Хрисанов И.А., Перух В.К. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 83. <https://doi.org/10.7868/S0032816216020257>
9. Alekseev N.N., Balabaev A.N., Vasilyev A.A., Satov Yu.A., Savin S.M., Sharkov B.Yu., Shumshurov A.V., Roerich V.C. // Laser and Particle Beams. 2012. V. 30. № 1. P. 65. <https://doi.org/10.1017/S0263034611000693>
10. Kulevoy T., Alekseev N., Balabaev A., Barabin S., Kant-syrev A., Khrisanov I., Losev A., Orlov Yu., Rudskoy I., Satov Yu., Shumshurov A., Vasilyev A. // AIP Conference Proceedings. 2018. V. 2011. № 1. P. 040015. <https://doi.org/10.1063/1.5053289>
11. Сатов Ю.А., Шумиуров А.В., Васильев А.А., Лосев А.А., Балабаев А.Н., Хрисанов И.А., Макаров К.Н., Перух В.К. // ПТЭ. 2017. № 4. С. 108. <https://doi.org/10.7868/S0032816217030247>
12. Cano G.L. // J. Applied Physics. 1973. V. 44. № 12. P. 5293.
13. Parker J.R., Allison P.W., Mueller D.W., Stevens R.R. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1971. V. 18. № 3. P. 936.
14. Zhang M. Emittance formula for slits and pepper-pot measurement. Tech. Report. Fermilab, 1996.