

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.3.038.613;621.3.038.628

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ ГЕНЕРАТОР ИОНОВ ШИРОКОГО РЯДА ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ТЯЖЕЛОИОННОГО ИНЖЕКТОРА СИНХРОТРОНОВ

© 2025 г. А. Н. Балабаев^а, А. А. Васильев^а, Т. В. Кулевой^а, А. А. Лосев^а,
Ю. А. Сатов^а, И. А. Хрисанов^{а,*}, А. В. Шумшуро^а

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

* e-mail: hrisanov@itep.ru, nrcki@nrcki.ru

Поступила в редакцию 21.07.2024 г.

После доработки 09.08.2024 г.

Принята к публикации 23.09.2024 г.

Описаны результаты первых экспериментов по генерации ионов из ряда химических элементов от легких до тяжелых на лазерно-плазменном источнике ионов, который входит в состав разрабатываемого в НИЦ “Курчатовский институт” тяжелоионного инжектора синхротронов. Источник базируется на CO₂-лазерной системе ФОКУС импульсно-периодического действия и включает в состав вакуумную мишенную камеру с дрейфовым пространством и высоковольтную систему экстракции и формирования пучка заряженных частиц. В работе описано устройство источника и приведены характеристики лазерного излучения и генерируемых ионных пучков Al, Fe и Bi, которые получены в результате совместной обработки данных времепролетного спектра частиц из плазменного потока и токовых характеристик экстрагированного ионного пучка. Высокая эффективность этого источника для получения интенсивных ионных пучков из широкого спектра элементов и возможность их оперативной смены могут быть успешно использованы в инжекторах синхротронов для комплексных исследований и тестирования электронной компонентной базы на радиационную стойкость.

DOI: 10.31857/S0032816225010046, EDN: GGMFTM

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение импульсных лазеров в источниках ионов существенно расширило традиционные сферы использования пучков ускоренных частиц в народном хозяйстве, такие как фундаментальные исследования в области релятивистской ядерной физики и физики высокой плотности энергии в веществе, проблемы терапии злокачественных опухолей, прикладные материаловедческие задачи и т. п. Среди последних все большую актуальность приобретают задачи исследований и контроля элементной базы электроники в условиях радиационной нагрузки разного рода, в частности, в потоках заряженных частиц широкого спектра масс и энергий. Синхротронный комплекс, способный моделировать такие условия, становится все более востребованным в связи с интенсивным использованием электронного оборудования на космических аппаратах.

Импульсные лазерные генераторы позволяют сконцентрировать излучение в малый объем и тем самым получить рекордные яркости света, что в приложении к созданию плазмы позволяет реализовать высокую плотность потока излучения на поверхности мишени и нагрев плазмы до температур, обеспечивающих генерацию пучков заряженных частиц с рекордными ионизационным состоянием и интенсивностью. Характерной особенностью такой схемы является возможность производить пучки малой длительности, например до единиц микросекунд, что требуется в ряде приложений. Другое техническое преимущество лазерных источников, проистекающее из технологической схемы, связано с возможностью оперативной перестройки генерируемых пучков с одного сорта ионов на другой практически из всего ряда химических элементов. Такие качества лазерно-плазменных генераторов ионов делают их незаменимыми в составе инжекторов ускорителей при комплексных исследованиях по

воздействию ионных пучков на материалы и различные электронные элементы.

Использование CO_2 -лазера в качестве излучателя придает лазерно-плазменному источнику ионов дополнительные преимущества из-за технической простоты CO_2 -лазера и невысоких требований к оптическим элементам: стоимость установки относительно невысока даже в случае лазера частотного действия с высокой (не менее 100 Дж) выходной энергией. Производственные помещения для размещения CO_2 -лазера также отличаются относительно низкими требованиями к классу чистоты, вибростойкости, термостабилизации и т. п. в соответствии с простой технологией лазера и большой длиной волны излучения, что снижает как капитальные затраты на строительство, так и эксплуатационные издержки.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ

Используемый в описанных экспериментах лазерно-плазменный генератор ионов (ЛПГИ) состоит из трех основных частей (рис. 1): лазер-

ного драйвера ЛД; вакуумной мишенной камеры МК и высоковольтной системы экстракции СЭ.

В качестве лазерного драйвера создана система ФОКУС, представляющая собой глубокую модернизацию разработанного ранее опытного образца импульсно-периодического CO_2 -лазера [1], направленную, во-первых, на развитие принципиальной лазерно-оптической схемы и тем самым на повышение пиковой мощности излучения устройства при неизменной энергетике накачки лазера; во-вторых, на устранение конструктивных недостатков опытного образца устройства, выявленных в процессе эксплуатации, с целью увеличения надежности и ресурса работы ЛПГИ.

Базовая физическая схема формирования импульса излучения в системе ФОКУС основана на нелинейных оптических эффектах при распространении излучения CO_2 -лазера в резонансно-усиливающих и поглощающих средах. Эта схема впервые предложена в работе [2] и была развита с помощью численных расчетов и экспериментов с использованием идеи многосекционной конструкции поглощающей ячейки [3] для модификации формы фронта импульса зада-

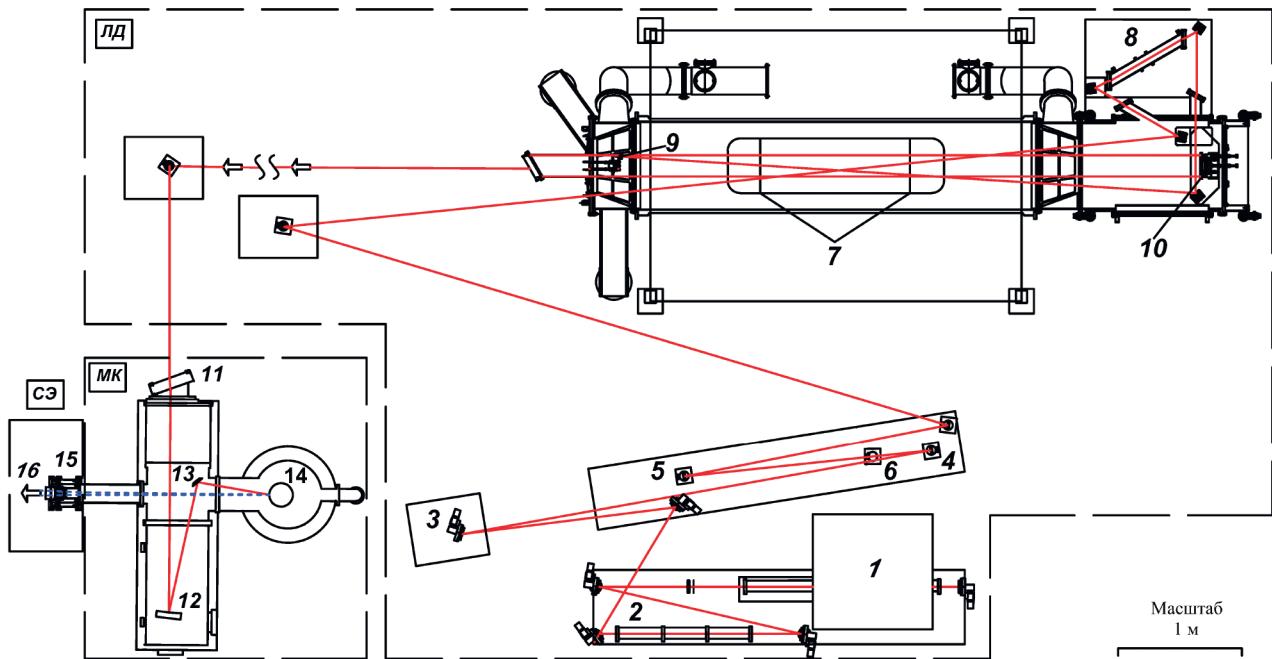


Рис. 1. Схема лазерно-плазменного генератора ионов: ЛД – лазерный драйвер – система ФОКУС, МК – мишенная камера, СЭ – система экстракции, 1 – одномодовый одночастотный ЗГ, 2 – трехсекционная поглощающая ячейка ПЯ1, 3 – дифракционная решетка, 4 – короткофокусное зеркало ПФ, 5 – длиннофокусное зеркало ПФ, 6 – пространственный фильтр, 7 – активная среда широкоапertureного многопроходового усилительного модуля, 8 – односекционная поглощающая ячейка ПЯ2, 9 – выпуклое зеркало внеосевого конфокального телескопа, 10 – фокусирующее зеркало телескопа, 11 – входное окно вакуумной мишенной камеры, 12 – фокусирующий объектив, 13 – плоское поворотное зеркало, 14 – цилиндрическая мишень, 15 – высоковольтная система экстракции, 16 – выходной ионный пучок.

ящего генератора (ЗГ). В схеме используется ячейка ПЯ1, состоящая из трех секций длиной по 30 см и наполняемая смесью $SF_6 + N_2$ по следующему закону: секция ПЯ1-1 – полное давление 1000 мбар, давление SF_6 0.4 мбар; ПЯ1-2 – 250 мбар, 0.8 мбар; ПЯ1-3 – 62.5 мбар, 1.6 мбар. Такой способ позволяет особым образом модифицировать закон нарастания излучения после ЗГ [4], вследствие чего импульс эффективно сокращается по длительности в процессе усиления.

Схема лазерного драйвера (ЛД) ФОКУС как составной части ЛПГИ приведена на рис. 1. Импульс излучения одномодового одночастотного ЗГ 1, который подробно описан в работе [5], работающий на линии Р(20) полосы генерации 10 мкм, модифицируется в трехсекционной резонансно-поглощающей ячейке ПЯ1 2, затем с использованием плоской дифракционной решетки 3 он направляется на пространственный фильтр (ПФ), представляющий собой диафрагму 6 с отверстием, которое располагается в фокусе конфокальной пары сферических зеркал 4, 5 (база телескопической пары $B = (R_1 + R_2) / 2$, где R_1 , R_2 – радиусы кривизны длиннофокусного и короткофокусного зеркал) и формирует распределение пучка, отрезая пространственные гармоники высокого порядка так, что на выходе пучок становится близким к гауссовому. Другая функция телескопической пары – увеличение диаметра пучка для оптимальных условий усиления (в данной схеме установлено увеличение $M = R_1 / R_2 = 3$).

Далее дифракционно расходящийся лазерный пучок с помощью системы плоских зеркал делает первый проход усилительной среды 7, затем – проход через поглощающую ячейку ПЯ2 8 длиной 70 см, наполняемую смесью $SF_6 + N_2$ до давления 150 мбар с содержанием SF_6 при давлении 4 мбар. Вторая ячейка участвует в формировании фронта нарастания излучения, а также выполняет роль развязки многопроходной схемы усиления, препятствуя возникновению паразитной генерации на рабочей длине волны вдоль оптической оси. После второго прохода усилителя пучок попадает на выпуклое зеркало 9 внеосевого (угол падения на малое зеркало не более 2°) кассегреновского телескопа (радиусы кривизны малого и большого зеркал соответственно 1632 и 11 000 мм) и, геометрически расширяясь, делает третий проход усилителя и падает на фокусирующее зеркало 10, после чего параллельный пучок диаметром 170 мм реализует финальный четвер-

тый проход, максимально заполняя активный объем.

Активная среда 7 усилительного модуля, подробно описанного в работе [6], создается накачкой колебательно-вращательных уровней молекул CO_2 в самостоятельном разряде газовой смеси $CO_2 / N_2 / He = 1.5 / 1 / 7.5$ при атмосферном давлении. Самостоятельный объемный разряд с предыонизацией рентгеновским пучком, конвертируемым из электронной пушки, формируется между профицированными электродами в промежутке сечением $17 \times 17 \text{ см}^2$ и длиной 125 см. Питание разряда осуществляется параллельно двумя восьмиступенчатыми модулями генератора импульсного напряжения (ГИН) Аркадьева–Маркса с амплитудой импульса напряжения в холостом ходу до 400 кВ. Системы ГИН и прокачки рабочей смеси через разрядный объем обеспечивают работу лазера с частотой повторения до 1 Гц.

Полученный опыт эксплуатации опытного образца лазерной схемы показал некоторые конструктивные недостатки устройства, ограничивающие непрерывный ресурс работы, которые учтены в действующей установке:

1) ячейка ПЯ2 вынесена из лазерного объема с целью устранения пробоя поверхностного слоя оптических окон лазерным излучением из-за загрязнения в потоке рабочей смеси газов и снижения их лучевой стойкости;

2) рабочая часть поверхности разрядных электродов выполнена из перфорированного листа нержавеющей стали толщиной 1 мм с сотовой структурой отверстий для максимальной прозрачности электрода (в нижнем электроде для прохождения рентгеновского пучка предыонизатора, а в верхнем – для минимизации отражения лазерного излучения от поверхности электрода) взамен латунной сетки сравнимой прозрачности, что полностью исключило прогорание электрода от случайных локальных дуговых образований;

3) в конструкцию ГИН питания разряда усилительного модуля внесены изменения по замене рабочих емкостей 0.1 мкФ с рабочим напряжением до 50 кВ на аналогичные по номиналу элементы на 100 кВ, что повышает расчетный ресурс работы ГИН до 10^6 выстрелов.

Выходной пучок лазерной системы диаметром $D = 170$ мм направляется системой плоских зеркал через вакуумное оптическое окно 11 в МК, где располагается фокусирующая схема,

состоящая из сферического зеркала 12 с относительным отверстием $F/D \approx 8.8$ и вспомогательного плоского зеркала 13. Система позволяет сконцентрировать излучение лазерного пучка на поверхность мишени цилиндрической формы под углом около 5° к нормали поверхности, что минимизирует зеркальное отражение от мишени, возвращающееся в лазерную схему, и тем самым снижает обратную связь между мишенью и активной средой. Такая обратная связь может приводить к паразитной генерации усиливательной линейки и дополнительной лучевой нагрузке на оптические элементы лазера. Для получения наиболее стабильных воспроизведенных условий генерации ионов цилиндрическая мишень поворачивается и смещается вдоль оси вращения на небольшой угол после акта облучения, так что каждый последующий импульс излучения приходится на свежий участок мишени.

Используемые в оптической схеме отражательные элементы выполнены из меди М06, рабочие поверхности которых, напыленные золотом, обладают достаточно высокой лучевой прочностью. Прозрачные элементы из поликристаллического селенида цинка просветлены на 10.6 мкм. Фокусирующие поверхности оптических элементов имеют сферическую форму. Наклонные падения луча в неосевом телескопе усилительной схемы и фокусирующем объек-

тиве мишленной камеры практически не приводят к аберрациям из-за больших радиусов кривизны зеркал.

Мишленная камера более детально показана на рис. 2. Фокусировка лазерного пучка 1 на поверхности мишени в вакуумной камере 2 приводит к образованию плазмы на поверхности мишени и ее последующему нагреву лазерным излучением до высоких температур и разлету в вакуум. Разлет происходит преимущественно по нормали к поверхности мишени, вдоль которой располагается ось времяпролетной трубы 3, куда расширяется плазменный поток материала мишени. На дрейфовом расстоянии, определяемом требованиями к длительности и плотности тока ионного пучка, устанавливается высоковольтная система экстракции 4 (СЭ, 15 на рис. 1), с помощью которой происходит разделение зарядов плазмы и формируется ионный пучок 5 (16 на рис. 1).

В описываемой установке для формирования ионного пучка использовалась трехэлектродная система, показанная на рис. 3. Плазменная струя 1, проходя дрейфовое расстояние 1935 мм от мишени, попадает на первый конфигурированный экстракционный электрод 2 с осевым отверстием диаметром 15 мм, находящийся под положительным потенциалом, который регулируется в диапазоне 0–70 кВ. Под тем же потенциалом находится МК с вакуумным оборудованием

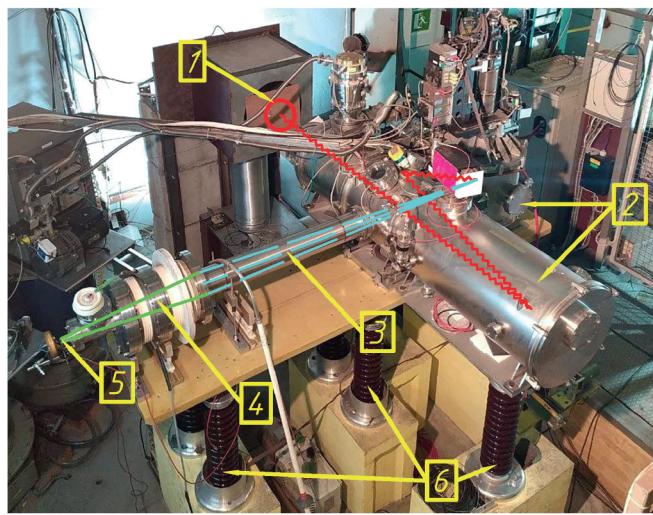


Рис. 2. Общий вид мишленной камеры и системы экстракции: 1 – лазерный пучок, 2 – вакуумная мишленная камера, 3 – дрейфовая труба, 4 – высоковольтная система экстракции, 5 – ионный пучок, 6 – высоковольтные изоляторы. Волнистой линией показан ход лазерного луча, штриховой – плазменная струя материала мишени, сплошной – ход ионного пучка.

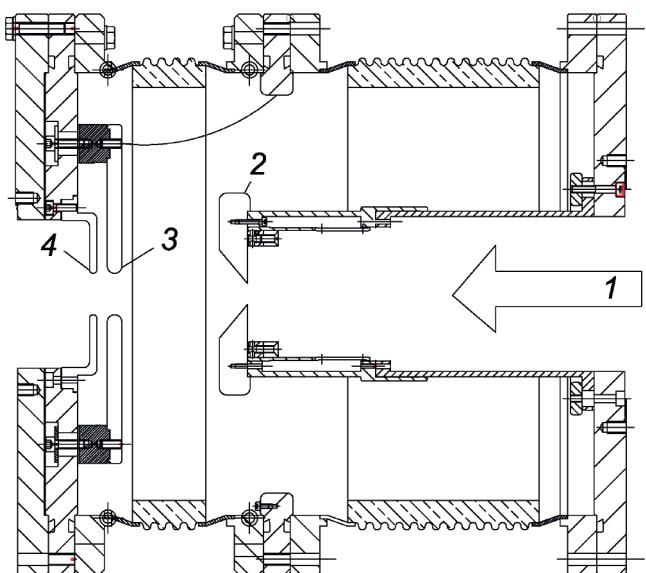


Рис. 3. Трехэлектродная система высоковольтной экстракции: 1 – плазменный поток, 2 – первый электрод под положительным потенциалом, 3 – средний электрод под отрицательным потенциалом, 4 – третий заземленный электрод.

и драйвером мишени, которые установлены на высоковольтных изоляторах 6 (рис. 2). На расстоянии 40 мм от первого размещается второй электрод 3 плоской формы с осевым отверстием диаметром 26 мм под отрицательным потенциалом, настраиваемым в диапазоне (0 \div -20) кВ. Третий плоский земляной электрод 4 с диаметром осевого отверстия 26 мм размещен с зазором 7 мм от второго, он завершает схему формирования профиля ионного пучка.

Форма импульса на выходе лазерной системы записывается в каждом выстреле с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO 5104 с детектора типа photon-drag (PD-30), установленного в луче, отраженном от входного окна мишленной камеры и сфокусированном в апертуру 30 мм кристалла PD-30. Измеряемый сигнал калибровался по мощности излучения путем предварительного измерения энергии импульса термопарным приемником Scientech 38-0802. Временное разрешение PD-30 по оценке из электрических характеристик не хуже 1 нс, полоса регистрации осциллографа 1 ГГц с дискретностью записи 100 пс.

На рис. 4 приведены результаты статистической обработки данных лазерного импульса на выходе усилителя в процессе проведения изме-

рений энергетического спектра: средние значения пиковой мощности (а), полной энергии (б) и длительности на полуысоте (в) составили соответственно 6.25 ± 0.55 ГВт, 105.3 ± 6.3 Дж, 13.9 ± 1.7 нс с аппроксимацией нормальным

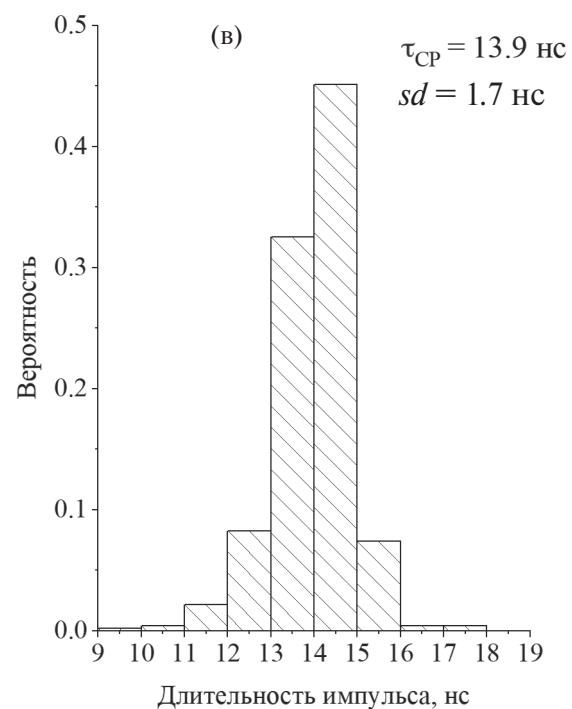
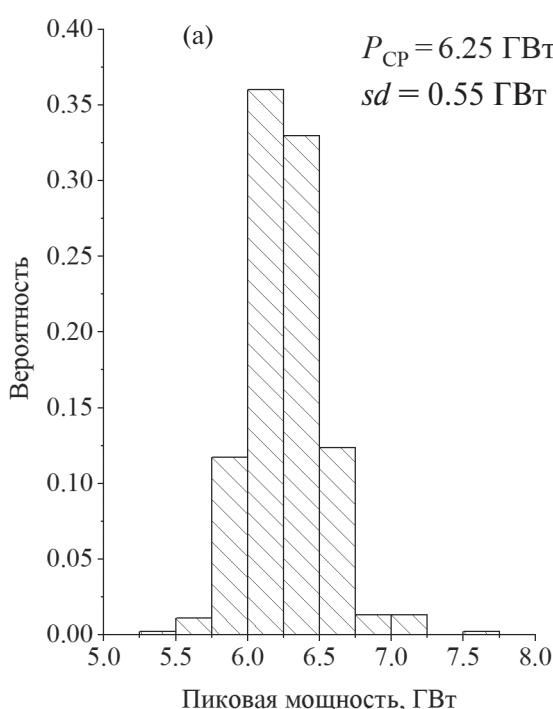
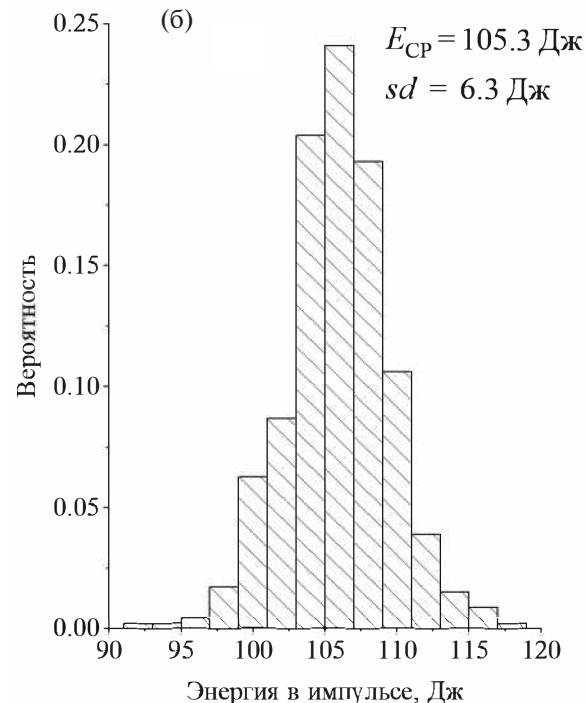


Рис. 4. Данные статистической обработки характеристик лазерного импульса на выходе системы ФОКУС по тесту длительностью 2 ч с частотой повторения 1/16 Гц: **а** – пиковая мощность импульса, **б** – полная энергия, **в** – длительность на полуысоте.

распределением данных. Данные получены в процессе двухчасовой работы системы ФОКУС с частотой повторения импульсов 1/16 Гц. Такой режим задается условиями измерения спектра разлета ионов и определяется конечной скоростью откачки мишенной камеры для восстановления необходимого уровня вакуума после акта облучения мишени, а также скоростью сбора необходимого объема данных за выстрел при измерении энергетического спектра разлета ионов.

Типичная форма импульса в шкале мощности излучения приведена на рис. 5. Длительность импульса на полувысоте равна $\tau_{1/2} = 13.9 \pm 1.7$ нс с фронтом нарастания $\tau_\phi \approx 4$ нс по уровню 0.1–0.9. Последняя характеристика является важной для генерации многозарядных ионов, поскольку она определяет эффективность нагрева плазмы и достижение максимальной степени ионизации в условиях сравнимого по динамике процесса разлета ионов из горячей области. В описанных здесь экспериментах лазерный выход ограничивался по пиковой мощности до 1.5 ГВт на входе в мишенную камеру путем диафрагмирования пучка проходным отверстием диаметром 90 мм.

Распределение плотности энергии 1 и энергосодержание в пучке 2 перед фокусирующим объективом мишенной камеры ($F = 1500$ мм) (а)

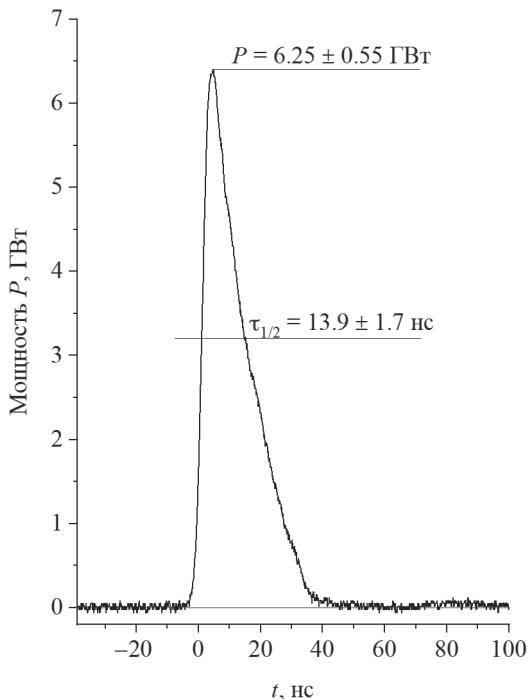


Рис. 5. Типичная форма импульса на выходе системы ФОКУС.

и в фокальной плоскости (б), полученные путем дифракционного расчета распространения излучения в аксиальном приближении по программе, описанной в работе [1], показаны на рис. 6. Здесь полная энергия $E_0 = 19$ Дж и максимальная плотность энергии пучка $e_0^1 = 0.96$ Дж/см², а максимальная плотность энергии в фокусе пятна $e_0^2 = 4.4 \cdot 10^4$ Дж/см².

Сделаем оценку эффективной плотности потока q_{CP} , при которой проведены описанные в работе эксперименты по генерации ионов: возьмем временной интервал и пространственную границу пучка по уровню 0.1 плотности потока, тогда усредненная величина $q_{CP} \approx 3.6 \cdot 10^{11}$ Вт/см², что соответствует временному интервалу (-1,32) нс на осциллограмме импульса и диаметру пятна 320 мкм на пространственной форме. Действующее ее значение, по-видимому, ниже из-за теплопроводности в периферийную область нагрева. Заметим, что часто используемая оценка плотности потока для характеристики

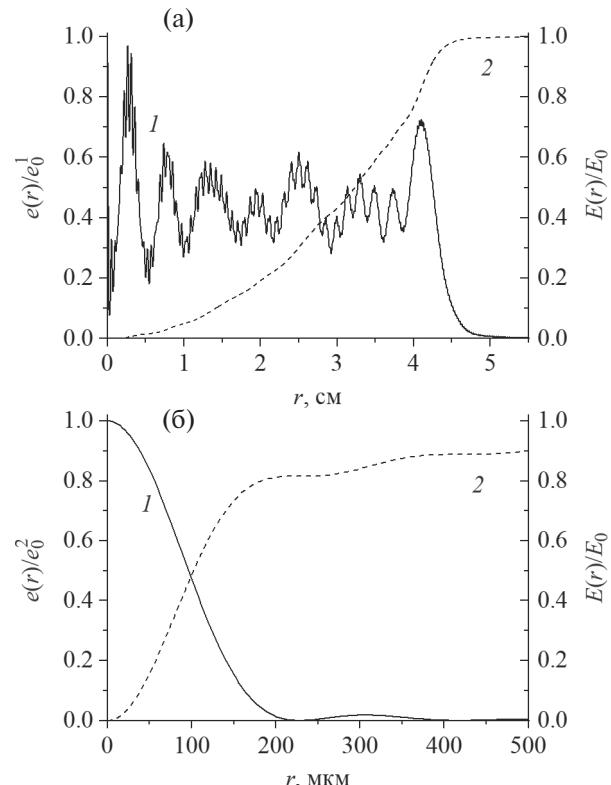


Рис. 6. Пространственный профиль (1, левая шкала) и энергосодержание (2, правая шкала) лазерного пучка перед мишенной камерой (а) и в фокальной плоскости (б), где $E_0 = 19$ Дж – полная энергия пучка, $e_0^1 = 0.96$ Дж/см² – максимальная плотность энергии пучка, $e_0^2 = 4.4 \cdot 10^4$ Дж/см² – максимальная плотность энергии в фокальном пятне.

условий облучения мишени по максимальному значению в пике импульса и центральной части фокального пятна составляет $q_0 \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$, что существенно выше усредненного значения.

Для исследования энергетического спектра разлета ионов использовался времяяпролетный электростатический цилиндрический дефлектор с углом разворота 90° , подробно описанный в работе [7], который устанавливался вместо системы экстракции. Дрейфовое расстояние от мишени до регистратора, в качестве которого использовался вакуумный электронный умножитель (ВЭУ) Electronic Tubes Ltd 143EM, составляло 3620 мм. Первичные данные из сигналов анализатора во всем диапазоне дискретных энергий настройки анализатора E ($E = GzU_0$, где $G = 20$ – геометрический фактор анализатора, z – заряд иона, U_0 – напряжение на пластинках дефлектора) записывались в режиме реального времени и обрабатывались с помощью компьютерного кода, включая идентификацию наблюдаемых ионных сигналов, их усреднение по 10 измерениям для каждой точки настройки, интерполяцию и получение требуемых характеристик ионов отдельных зарядностей.

На рис. 7 показана типичная осциллограмма для ионов висмута, полученная при энергии настройки E [кэВ] = $4z$, где ионы висмута наиболее представлены по амплитуде. На следу-

ющем этапе восстановления характеристик ионных потоков в тех же условиях облучения проводились измерения полного тока ионов за системой экстракции, после чего усредненные значения использовались для нормировки парциальных токов в абсолютных единицах. В результате вычислялись плотности частиц на заданном дрейфовом расстоянии и в заданном временном интервале. На рис. 8 приведена типичная осциллограмма полного тока ионов висмута в серии 25 измерений, полученная при потенциалах на первом и втором экстракционных электродах +62 кВ и –5 кВ соответственно; разброс показан с учетом стандартных отклонений экспериментальных данных.

Данные на рис. 7, 8 иллюстрируют характерные особенности генерации ионов в лазерной плазме: а) спектр ионов содержит, по крайней мере, две группы ионов, высокоэнергетическую и низкоэнергетическую [8] (см. рис. 8а), которые отражают временной ход интенсивности лазера и пространственную форму пятна фокусировки, при максимальных плотностях потока, соответствующих пиковой интенсивности импульса лазера и центральным областям фокального пятна, генерируется наиболее быстрая часть ионного пучка; б) по мере роста среднего заряда генерируемых ионов растет и их энергия (см. рис. 7), т. е. высокоенергетическая

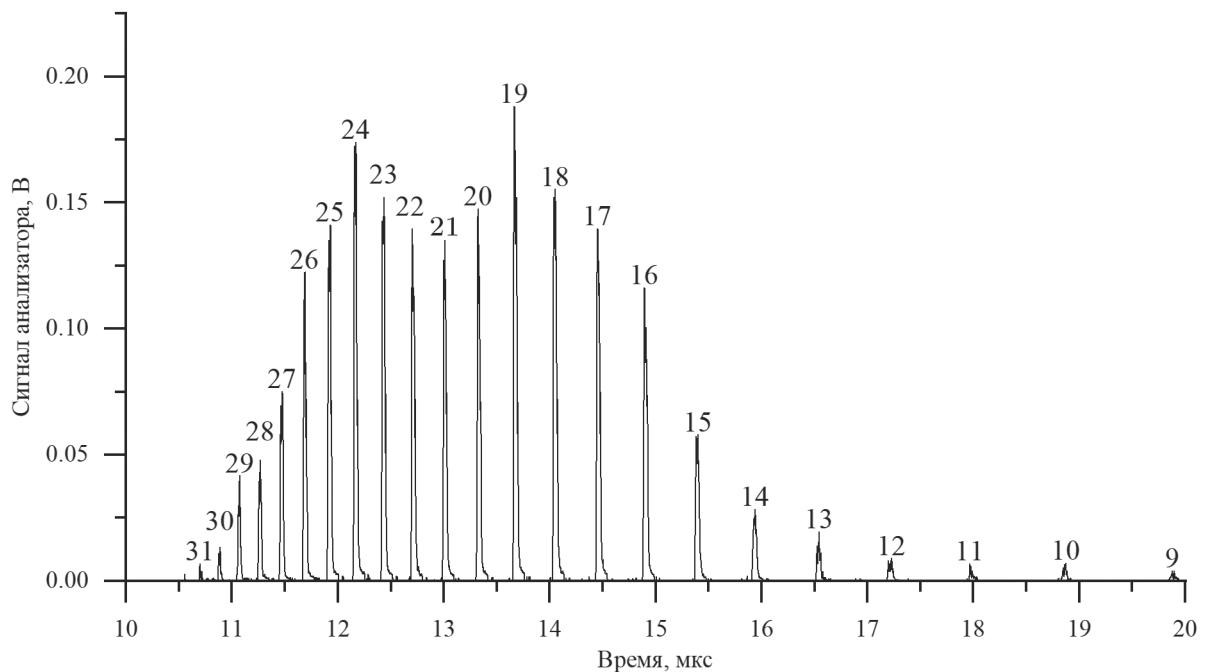


Рис. 7. Сигналы анализатора ионов Bi при энергии настройки E [кэВ] = $4z$, где амплитуды сигналов ВЭУ были максимальны. Нулевое значение временной шкалы – момент начала облучения мишени, длина дрейфа 3620 мм.

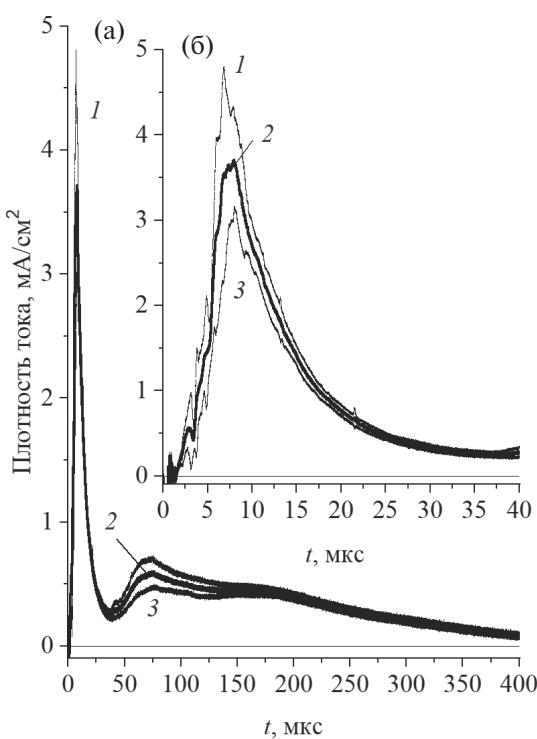


Рис. 8. Усредненная форма плотности полного тока ионов висмута (кривая 2) и стандартные отклонения (кривые 1 и 3). Длина дрейфа 1935 мм: а – обзорная шкала, б – интервал прилета высокоэнергетических ионов.

“головка” ионного пучка образована преимущественно частицами с высокими степенями ионизации.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНОВ Al, Fe И Bi НА ВЫХОДЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА

Далее приведены практически интересные характеристики ионов Al, Fe и Bi, полученные в описанных выше условиях облучения и экстракции при фиксированной плотности лазерного потока. Это обеспечивает наиболее простую конфигурацию источника, управление им при смене исследуемого элемента сводится только к подстройке энергии ионов на входе в линейный ускоритель RFQ, которая для разрабатываемого инжектора-линейного ускорителя по предварительным расчетам составляет 9 кэВ/нуклон и складывается из начальной энергии разлета ионов и энергии, приобретаемой при ускорении в системе экстракции.

Другой кардинальный параметр линейного ускорителя RFQ – отношение энергии ускоряемых ионов к их заряду – предполагается

настраиваемым в интервале 4–8 кэВ/заряд, что определяет выбор сорта ионов, отбираемых из источника: для ионов висмута зарядностью выше 26, железа – в интервале 7–14, алюминия – в интервале 4–7.

На рис. 9 приведен вид восстановленного энергетического спектра ионов висмута с зарядностями, которые являются кандидатами для ускорения в разрабатываемом инжекторе. Точками показан дискретный ряд энергий настройки анализатора в процессе измерений. Как видно, энергия разлета основной массы ионов находится в интервале 70–250 кэВ, средняя энергия ионов из ряда Bi^{27+} – Bi^{30+} оценивается как 155, 177, 189 и 200 кэВ соответственно. Таким образом, при использовании в инжекторе, например, иона Bi^{27+} необходимо приложить ускоряющее напряжение 63.9 кэВ на первом экстракционном электроде. Те же данные на рис. 9 представлены в виде плотности парциальных токов, которые для перечисленных выше ионов оцениваются по пиковым амплитудам как 0.5, 0.4, 0.3 и 0.15 mA/cm^2 соответственно. Подсчет плотности частиц во временном интервале 5 мкс дает значения, приведенные на рис. 10.

Аналогичные данные приведены на рис. 11–13 для ионов Fe^{10+} , Fe^{11+} , Fe^{12+} и Fe^{14+} и на рис. 14–16

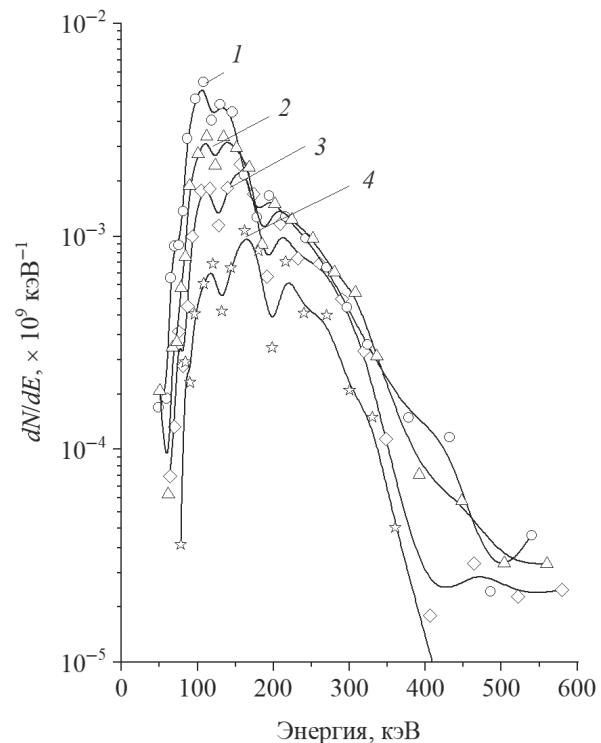


Рис. 9. Энергетический спектр ионов висмута: 1 (○) – Bi^{27+} , 2 (Δ) – Bi^{28+} , 3 (◊) – Bi^{29+} , 4 (☆) – Bi^{30+} .

для ионов Al^{4+} , Al^{5+} , Al^{6+} и Al^{7+} . Средняя энергия в наблюдаемом диапазоне составила для ионов железа соответственно 15, 10, 7.5 и 5 кэВ, а для

ионов алюминия – соответственно 2.2, 1.8, 1.8 и 1.21 кэВ. Амплитуды плотности парциальных токов оцениваются как 0.4, 0.8, 2.1 и 9.1 mA/cm^2

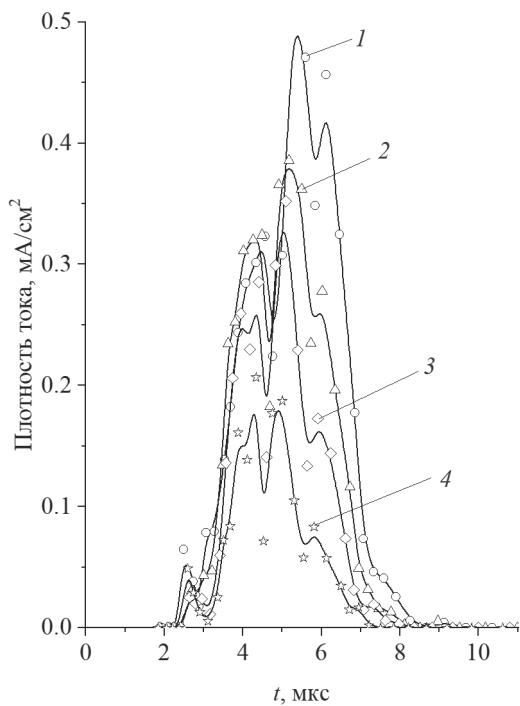


Рис. 10. Парциальные токи ионов висмута, получаемые за системой экстракции: 1 (○) – Bi^{27+} , 2 (Δ) – Bi^{28+} , 3 (◊) – Bi^{29+} , 4 (☆) – Bi^{30+} .

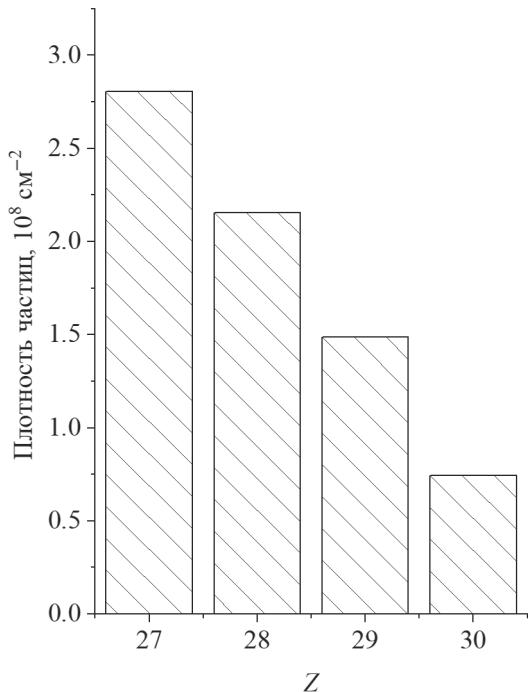


Рис. 11. Плотность числа ионов висмута в интервале 5 мкс.

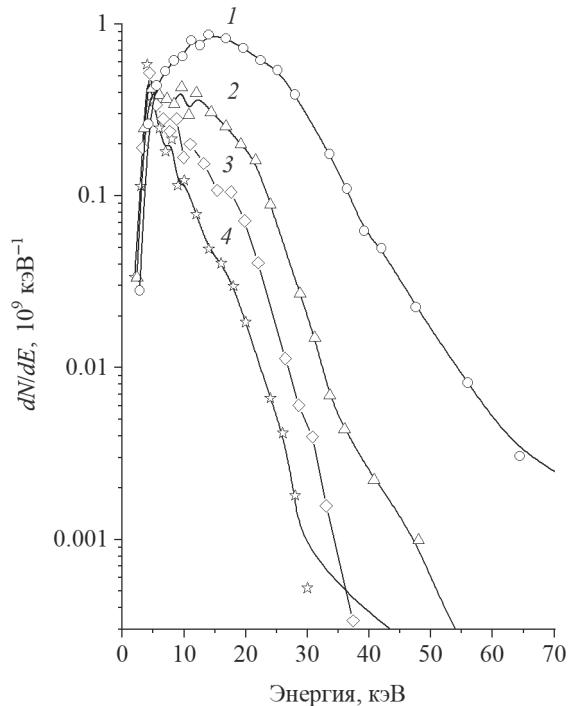


Рис. 12. Энергетический спектр ионов железа: 1 (○) – Fe^{14+} , 2 (Δ) – Fe^{12+} , 3 (◊) – Fe^{11+} , 4 (☆) – Fe^{10+} .

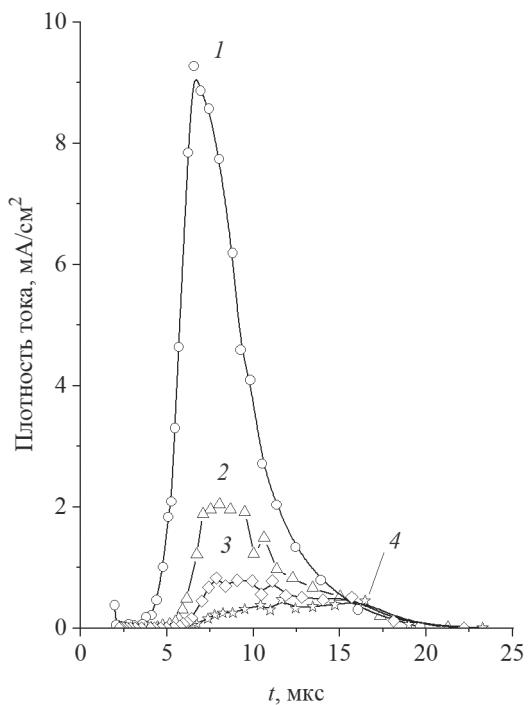


Рис. 13. Парциальные токи ионов железа, получаемые за системой экстракции: 1 (○) – Fe^{14+} , 2 (Δ) – Fe^{12+} , 3 (◊) – Fe^{11+} , 4 (☆) – Fe^{10+} .

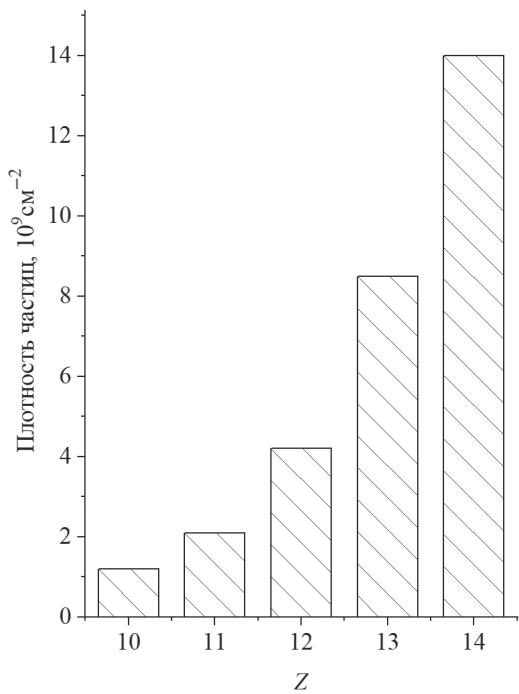


Рис. 14. Плотность числа ионов железа $\text{Fe}^{10+} \div \text{Fe}^{14+}$ в интервале 5 мкс.

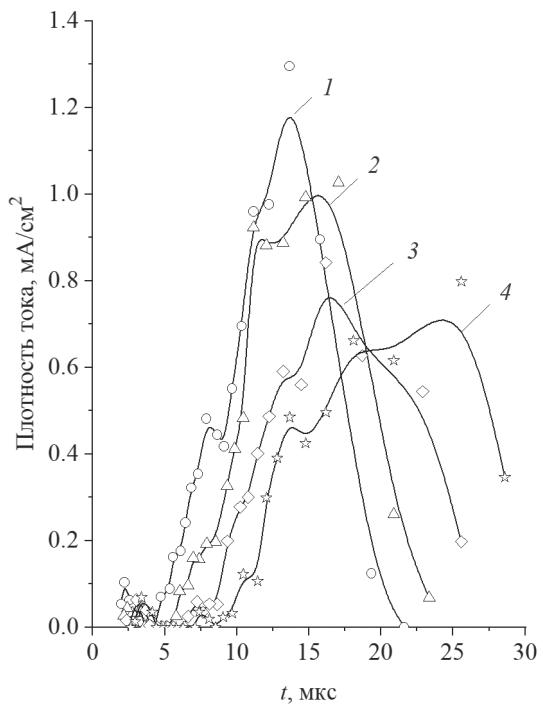


Рис. 16. Парциальные токи ионов алюминия, получаемые за системой экстракции: 1 (○) – Al^{7+} , 2 (Δ) – Al^{6+} , 3 (◊) – Al^{5+} , 4 (☆) – Al^{4+} .

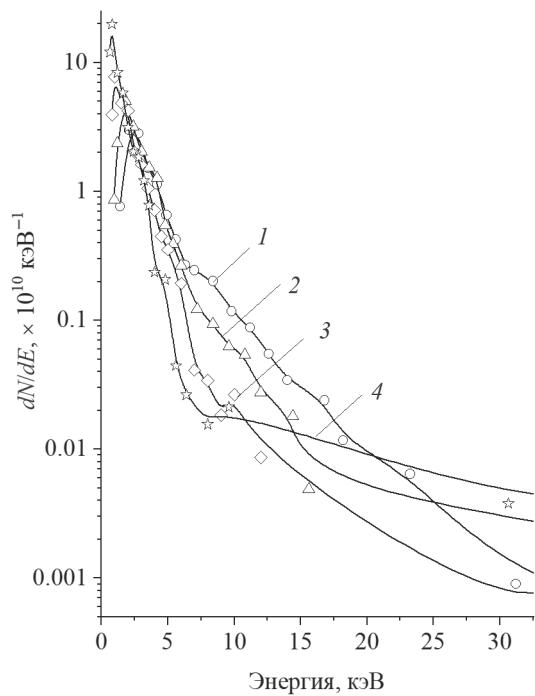


Рис. 15. Энергетический спектр ионов алюминия: 1 (○) – Al^{7+} , 2 (Δ) – Al^{6+} , 3 (◊) – Al^{5+} , 4 (☆) – Al^{4+} .

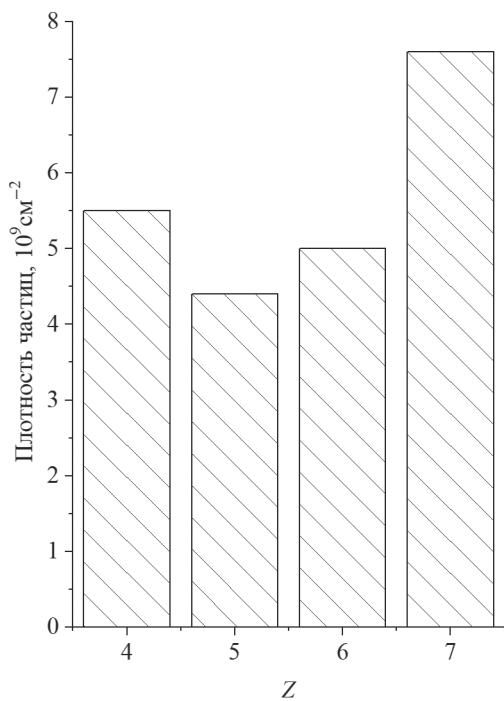


Рис. 17. Плотность числа ионов алюминия $\text{Al}^{4+} \div \text{Al}^{7+}$ в интервале 5 мкс.

для ионов железа и 0.7, 0.8, 1.0 и 1.21 мА/см² для ионов алюминия соответственно. Плотности частиц показаны на рис. 14, 17 соответственно.

Оценка плотности частиц на длине экстракции в интервале времени 5 мкс для иона Bi²⁷⁺ равна $2.8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, для ионов Fe¹⁴⁺ – $1.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, для ионов Al⁷⁺ – $7.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

Полученные результаты по характеристикам генерируемых ионов в лазерно-плазменном источнике Курчатовского комплекса теоретической и экспериментальной физики НИЦ “Курчатовский институт” (ККТЭФ НИЦ КИ) позволяют рассчитать необходимые параметры ионов на входе в линейный ускоритель RFQ разрабатываемого инжектора частиц. Он отличается от описанной в этой работе конфигурации дрейфовой длиной, которая уменьшена до 1650 мм. Такие входные параметры ионов висмута, железа и алюминия приведены в табл. 1 с учетом сокращения временного интервала использования ионного пучка до 3 мкс.

Таблица 1. Входные параметры ионов Bi, Fe и Al в условиях сокращения временного интервала использования ионного пучка до 3 мкс

Тип иона	Средняя энергия, кэВ/нуклон	Напряжение экстракции, кВ	Плотность частиц, 10^9 см^{-2}
Bi ³⁰⁺	0.957	56	0.04
Bi ²⁹⁺	0.904	58.3	0.12
Bi ²⁸⁺	0.847	60.9	0.18
Bi ²⁷⁺	0.742	63.9	0.27
Fe ¹⁴⁺	0.268	35.1	13.4
Fe ¹²⁺	0.179	41.4	4.0
Fe ¹¹⁺	0.134	45.3	2.0
Fe ¹⁰⁺	0.089	50.1	1.2
Al ⁷⁺	0.081	34.6	7.3
Al ⁶⁺	0.067	40.4	4.8
Al ⁵⁺	0.070	48.4	4.2
Al ⁴⁺	0.044	60.7	5.3

Полученные данные позволяют провести более детальные расчеты структуры линейного ускорителя-инжектора.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны устройство и параметры источника ионов, предназначенного для инжек-

тора частиц из широкого ряда элементов различной массы. Важной особенностью инжектора по техническим требованиям является оперативность в перестройке типа генерируемых ионов из всего ряда элементов от легких до тяжелых.

В качестве примера из этого ряда элементов тестились мишени из алюминия, железа и висмута, которые облучались при постоянном потоке лазерного излучения на мишени, уровень которого выбирался из критерия достижения достаточной ионизации ионов наиболее тяжелого элемента, которым в наших экспериментах являлся висмут. Было обнаружено, что при уровне мощности лазера примерно 1.5 ГВт и фокусировке излучения на мишень длиннофокусным объективом с параметром $F/D \approx 8$ достигается уровень ионизации плазмы с достаточно высоким содержанием иона Bi²⁷⁺, подходящего для дальнейшего ускорения в инжекторе. Для наибольшего упрощения технологии генерации ионов меньшей массы достигнутый уровень мощности лазера оставался неизменным, что максимально упрощало процесс переключения с одного элемента на другой. В таком режиме для смены типа генерируемого иона требовалась только смена мишени и напряжения экстракции для установления оптимальной энергии ионного пучка на входе в линейный ускоритель RFQ.

Проведенные измерения показали, что тестируемая технология облучения и генерации ионов оказывается вполне эффективной с точки зрения генерации легких ионов, несмотря на то что при высоких плотностях излучения на мишени снижается полное число ионов требуемой для ускорения зарядности. Дело в том, что одним из требований к ионному пучку от источника является фиксированная его длительность достаточно малой величины. При сохранении высокой плотности потока облучения длительность пучков легких ионов сохраняется минимальной, что в пересчете на количество частиц в пучке требуемой длительности приводит к достаточно высоким показателям, удовлетворяющим требованиям к ускорительной схеме. На это указывают числа ионов железа и алюминия, полученные в описанных тестовых экспериментах.

В целом показано, что продемонстрированная технологическая схема лазерно-плазменного источника ионов удовлетворяет требованиям, сформулированным для разрабатываемого инжектора частиц в синхротрон.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках тематического плана ККТЭФ НИЦ КИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Satov Yu., Sharkov B., Haseroth H., Smakovskiy Yu., Makarov K., Kondrashev S., Roerich V., Stepanov A., Kugler H., Scrivens R., Camut O., Shumshurov A., Balabaev A., Charushin A.* // *J. Russ. Laser Res.* 2004. V. 25. № 3. P. 205.
<https://doi.org/10.1023/b:jorr.0000026779.64230.19>
2. *Макаров К.Н., Малюта Д.Д., Нищук С.Г., Перух В.К., Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б., Степанов А.Е., Хоменко С.В.* // КЭ. 2001. Т. 31. № 1. С. 23.
<https://doi.org/10.1070/QE2001v031n01ABEH001885>
3. *Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б.* Патент на изобретение № 2 653 568 РФ // Опубл. 11.05.2018.
4. *Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумиуров А.В., Балабаев А.Н., Лосев А.А.* Препринт ИТЭФ № 1–16, М., 2016.
5. *Сатов Ю.А., Шарков Б.Ю., Алексеев Н.Н., Шумиуров А.В., Балабаев А.Н., Савин С.М., Белокуров А.Д., Хрисанов И.А., Макаров К.Н.* // ПТЭ. 2012. № 3. С. 107.
<http://dx.doi.org/10.1134/S0020441212020108>
6. *Satov Yu., Sharkov B., Smakovskiy Yu., Makarov K., Stepanov A., Roerich V., Kondrashev S., Shumshurov A., Balabaev A.* // *J. Russ. Laser Res.* 2004. V. 2. № 6. P. 524.
<http://dx.doi.org/10.1023/B:-JORR.0000049085.71399.ed>
7. *Сатов Ю.А., Шумиуров А.В., Васильев А.А., Балабаев А.Н., Лосев А.А., Хрисанов И.А., Макаров К.Н., Перух В.К.* // ПТЭ. 2017. № 4. С. 108.
<http://dx.doi.org/10.1134/S0020441217030241>
8. *Stepanov A.E., Satov Yu.A., Makarov K.N., Roerich V.C., Smakovskiy Yu.B., Maluta D.D., Starostin A.N.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2003. V. 45. № 7. P. 1261.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/7/315>