

Повышение эффективности генерации многозарядных ионов высоких энергий при взаимодействии фемтосекундных релятивистских лазерных импульсов со смешанными кластерами KгXe

© Т.А. Семенов¹, И.М. Мордвинцев^{2,3}, С.А. Шуляпов², Д.А. Горлова², А.В. Лазарев⁴,
К.А. Иванов^{2,3}, М.С. Джиджоев², А.Б. Савельев^{2,3}, В.М. Гордиенко²

¹ Институт фотонных технологий ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН,
142190 Москва, Троицк, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
119991 Москва, Россия

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, химический факультет,
119991 Москва, Россия

e-mail: physics.letters@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.12.2022 г.

В окончательной редакции 10.01.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Предложен новый подход к получению высокоэнергетических ионов из кластерной струи при ее облучении релятивистскими ($5 \cdot 10^{18}$ W/cm²) фемтосекундными лазерными импульсами, основанный на формировании смешанных кластеров с ядром из Xe, окруженным Kг-оболочкой. Зарегистрировано появление выделенных зарядовых состояний ускоренных ионов: вместо низкозарядных Kг²⁺, Kг³⁺, Kг⁴⁺, Kг⁵⁺ для чистых кластеров Kг три компоненты Kг⁸⁺, Kг¹⁴⁺, Kг²⁰⁺ для смешанных кластеров KгXe. Диапазон энергий регистрируемых ионов значительно расширяется: с 1–6 MeV для кластеров Kг до 2–16 MeV для кластеров KгXe.

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, релятивистская интенсивность, ускорение ионов, смешанные кластеры, Kг, Xe.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.55010.12-23

Введение

Получение многозарядных высокоэнергетических ионов при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом уже давно является предметом активных исследований [1,2]. Это связано с широким возможным спектром применений в научных, технологических и социально значимых сферах [3]. В настоящее время фемтосекундные лазерные системы позволяют легко получать при фокусировке интенсивность в 10^{18} – 10^{20} W/cm². Напряженности светового поля, отвечающие этим интенсивностям, существенно превышают внутриатомное кулоновское поле в атоме водорода. Появление многозарядных ионов в кластерной наноплазме связано со спецификой электрического поля, влияющего на атомы и ионы и обусловленного действием как внешнего лазерного поля, так и собственных электрических полей кластера. Причем многозарядные ионы могут формироваться в кластерном пучке с зарядами, превосходящими таковые при облучении газовой или твердотельной мишеней [4]. Существенно, что эффективность лазерного ускорения высокозарядных ионов зависит от соотношения заряда к атомному номеру Z/A [5]. Зарядовое состояние

ионизованных тяжелых атомов ультрарелятивистским световым полем может быть использовано и для оценки интенсивности такого излучения [6].

Взаимодействие сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с наноструктурированными средами и, в частности, с кластерами представляет интерес не только в плане изучения фундаментальных свойств вещества в экстремальных условиях режима создания наноплазмы, но также и для различных применений [7–9]. Атомные или молекулярные кластеры, получаемые при сверхзвуковом расширении газа высокого давления в вакуум, занимают промежуточное положение между газом и конденсированным состоянием, когда средняя плотность соответствует газу, а локальная — жидкой или твердотельной фазе. Они могут служить мишенями для эффективного получения высокоэнергетических частиц в импульсно-периодическом режиме взаимодействия с лазерным излучением релятивистской интенсивности. Кластерные мишени уникальны из-за возможности достижения значительного поглощения фемтосекундного лазерного излучения [10]. В качестве примера актуальных приложений отметим реакции ядерного синтеза [11], генерацию высокоэнергетических ионов [12], электронов [13], рентгеновского излучения [14]. Ос-

новное число работ в отмеченном выше направлении исследований выполнены с использованием гомогенных кластеров инертных газов. Вместе с тем эксперименты, опирающиеся на создание лазерно индуцированной кластерной наноплазмы бинарных кластеров инертных газов, представляют интерес по ряду причин. Используя смешанные кластеры или гетерокластеры, можно управлять выходом рентгеновских фотонов по различным каналам [15], получать новые режимы образования наноплазмы с целью генерации нейтронов [16].

Изменение состава кластеров от первично чистых до легированных систем и систем „ядро–оболочка“ позволяет управлять структурой объектов и зарядовыми состояниями ионов, а также способствовать перераспределению заряда внутри кластера, приводящему к кулоновскому взрыву внешней оболочки кластера [17]. Получение смешанных кластеров, содержащих тяжелое ядро Xe и внешнюю оболочку из Kr, возможно при расширении сверхкритической смеси криптона с малой добавкой ксенона в сверхзвуковой струе [17]. Целью настоящей работы является исследование возможности генерации ионов с большей кратностью ионизации при практически неизменной максимальной энергии на единицу заряда из наноплазмы кластеров Kr, допированных атомами Xe, при облучении фемтосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности до $5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

1. Динамика образования, состав и структура кластеров из смеси Kr и Xe, формируемых в сверхзвуковых струях, расширяющихся от сверхкритических условий

Выбор сверхкритических начальных условий обусловлен стремлением создать высокую концентрацию кластеров в струе за счет флуктуаций плотности в районе критического перехода Xe. Кратко рассмотрим динамику образования, состав и структуру кластеров, формируемых в сверхзвуковых струях газовой смеси Kr и Xe, расширяющейся от сверхкритических условий. Динамику газа криптона с малой добавкой ксенона в газодинамических струях можно проследить, анализируя поведение изэнтроп расширения на (P, T) -диаграмме состояния смеси (рис. 1). На рис. 1 приведены кривые равновесия Kr и Xe и гипотетическая изэнтропа (0–3) расширения от сверхкритических начальных условий $P_0 = 90 \text{ bar}$ и $T_0 = 298 \text{ K}$ для смеси Kr: Xe = 0.85 : 0.15, а также критическая кривая $C_{Kr} - C_{Xe}$. Гипотетические кривые рассчитывались на основе простого правила смешения, учитывающего мольные вклады индивидуальных компонентов, без учета перекрестных членов.

Расширение исходной смеси Kr: Xe = 0.85:0.15 при достаточно высоком начальном давлении $P_0 = 90 \text{ bar}$ на участке изэнтропы 0–1 до окрестности критической

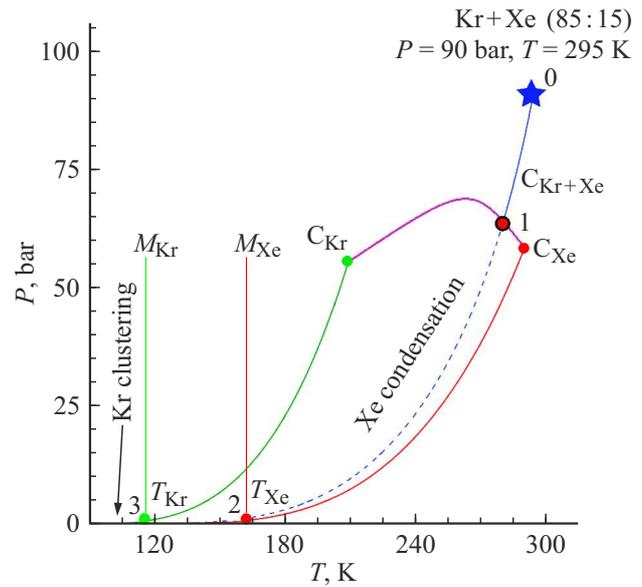


Рис. 1. (P, T) -диаграмма состояний Kr и Xe с изэнтропией расширения смеси Kr: Xe = 0.85:0.15 от $P_0 = 90 \text{ bar}$, $T_0 = 298 \text{ K}$. Линия $C_{Kr} - C_{Xe}$ расположения критических точек (сверхкритический locus). М–Т, С–Т — линии плавления и кипения.

точки C_{Kr-Xe} приводит, вероятно, к образованию в основном димеров и в малой степени тримеров отдельных атомов Kr и Xe. При пересечении изэнтропией критической кривой прогрессивно нарастают флуктуации плотности Xe, что приводит к быстрому росту размеров его кластеров на фоне расширяющегося Kr с малыми добавками димеров и тримеров. При этом столкновения растущих кластеров Xe_n с Kr могут приводить к образованию смешанных кластеров типа $Xe_n Kr$, которые теряют Kr при последующем столкновении с атомом Xe. Это обусловлено выделением при столкновении энергии, равной ван-дер-ваальсовой энергии связи Xe–Xe и превышающей энергию связи для Xe–Kr. Этот процесс „очистки“ от Kr будет продолжаться до тех пор, пока не прекратится рост кластеров Xe. Далее уже ничто не мешает нарастанию криптоновой оболочки [18,19]. Степень покрытия ксенонового ядра кластера криптоновой оболочкой теперь будет зависеть лишь от частоты столкновений образовавшегося смешанного кластера с криптоновым компонентом, которая, в свою очередь, определяется локальной плотностью Kr и температурой. В процессе газодинамического расширения струи в вакуум с использованием конического сопла происходит быстрое и значительное падение плотности (на порядки) и температуры (в разы). Это приводит к быстрому, в основном за счет падения плотности, уменьшению частоты столкновений, что гарантирует прекращение роста кластеров уже в пределах сопла. В итоге в регистрируемой области вне сопла формирующиеся в процессе расширения наночастицы, следуя выводу [19], должны представлять собой смешанные

кластеры с ядром Хе, окруженным оболочкой из Кг. Вследствие нелинейных процессов взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с плазмой [1] в ксеноновом ядре формируется высокоэнергетическая и высокозарядная плазма. Высокоэнергетические фотоны и быстрые электроны из ксеноновой плазмы выбивают электроны из K -уровня криптона, находящегося в наружной оболочке. В результате происходит взрывное расширение плазменного канала, на фронте которого находятся высокозарядные ионы Кг [20]. Представленное феноменологическое описание перекликается с моделью перераспределения заряда, приводящего к кулоновскому взрыву внешней части кластера и рекомбинации ядра наноплазмы [17].

2. Экспериментальная установка

2.1. Формирование и мониторинг кластерной струи

Кластерные струи формировались при сверхзвуковом расширении газа из конического сопла в вакуум. Коническое сопло (половина угла раствора 5° , диаметр критического сечения 0.5 mm, длина 10 mm) сопрягалось с импульсным газовым клапаном с выходным отверстием 0.5 mm. Время открытия клапана составляло 1 ms. Исходные условия $P_0 = 90$ bar и $T_0 = 298$ K поддерживались постоянными. Распределение кластеров в струе измерялось по сигналу рассеяния зондирующего лазерного пучка [21]. В качестве источника зондирующего излучения использовался синий диодный лазер (445 nm). Установлено, что ширина струи кластеров чистого Кг в ~ 1.7 раза больше, чем для смешанных кластеров, полученных из смеси Кг+Хе (85:15) (рис. 2, *a*). Это служит подтверждением ранее выдвинутого предположения о формировании тяжелых кластеров в случае использования смеси Кг+Хе (85:15) по сравнению с Кг, что приводит к „сужению“ профиля струи [22]. Оценка среднего диаметра смешанных кластеров КгХе (85:15), выполненная на основании модифицированных формул Хагены [19], дает оценку на диаметр кластера $d \sim 150$ nm. Для аналогичных условий использование чистого Кг обеспечивает кластеры с диаметром 90 nm [21].

2.2. Измерительная система и методика проведения эксперимента

Эксперименты по получению высокоэнергетических ионов проводились с использованием излучения лазерной системы Ti:Sa мощностью 0.8 TW (энергия, длительность и частота следования импульсов 40 mJ, 50 fs и 10 Hz соответственно). Контраст усиленного спонтанного излучения (ASE) составлял $\approx 10^8$ за 100 ps до основного импульса. Пиковая интенсивность $5 \cdot 10^{18}$ W/cm² достигалась с помощью фокусировки излучения внешним параболическим зеркалом с $F/D = 5$. Схема

экспериментальной установки приведена на рис. 2. В эксперименте релятивистский уровень лазерной интенсивности подтверждался регистрацией пучков ускоренных электронов с энергией более 400 keV на сцинтилляторе Kodak LANEX [13]. Спектр ускоренных ионов исследовался с помощью масс-спектрометра Томсона, установленного под углом 135° к направлению распространения лазерного излучения. Его подробное описание можно найти в работе [23]. Дополнительно для анализа взаимодействия лазерного излучения с кластерами регистрировалось рентгеновское свечение плазмы с помощью энергетически калиброванного детектора с кремниевой матрицей Greateyes (диапазон регистрации 5–25 keV).

3. Формирование многозарядных высокоэнергетических ионов

Ускорение ионов из кластеров в значительной степени определяется величиной заряда наноплазмы. В случае кластеров „тяжелых“ атомов получение высокозарядных ($Z > +10$) состояний в наноплазме возможно при лазерной интенсивности $I > 10^{18}$ W/cm² [7]. Оптимизация процесса взаимодействия обеспечивалась перестройкой положения лазерного фокуса в объеме кластерных струй Кг и смеси КгХе при одновременной регистрации интегрального выхода рентгеновского излучения и пучков ускоренных электронов. Оказалось, что при фокусировке лазерного излучения на край струи выход рентгеновского излучения практически не меняется при изменении расстояния от среза сопла в диапазоне 1–6 mm. Наличие Кг в кластерах в смеси с Хе подтверждается регистрацией $K\alpha(12.6$ keV)-линии Кг в рентгеновском свечении наноплазмы (рис. 2, *b*). При этом ускорение электронов в режиме филаментации наблюдается только при фокусировке на расстоянии 4–5.5 mm от среза и 2.5–3.5 mm от оси сопла (рис. 2, *c*). Вероятно, плотность плазмы у среза сопла при исходном давлении $P_0 = 90$ bar столь высока, что электроны не успевают набрать энергию до коллапса лазерного пучка. Таким образом, на основании данных о выходе рентгеновского излучения и ускорения электронов была определена область струи для лазерного воздействия — расстояние от среза сопла находилось в диапазоне 4–5.5 mm, а оптимальное положение фокуса излучения могло перемещаться на расстояние 2.5–3.5 mm от оси струи.

Магнитное и электрические поля в спектрометре Томсона выставлялись таким образом, что диапазон их регистрации составлял ~ 0.3 –1.8 MeV/q (энергия на заряд). Последующая обработка экспериментальных данных позволяла определять заряды ускоренных ионов с погрешностью ± 1 . На рис. 3 приведены сигналы ионов для кластеров Кг и КгХе. В обоих случаях максимальная энергия ионов составила 1–1.5 MeV/q. При использовании кластеров чистого Кг были зарегистрированы низкозарядные ионы Kr^{2+} , Kr^{3+} , Kr^{4+} , Kr^{5+} с энергиями

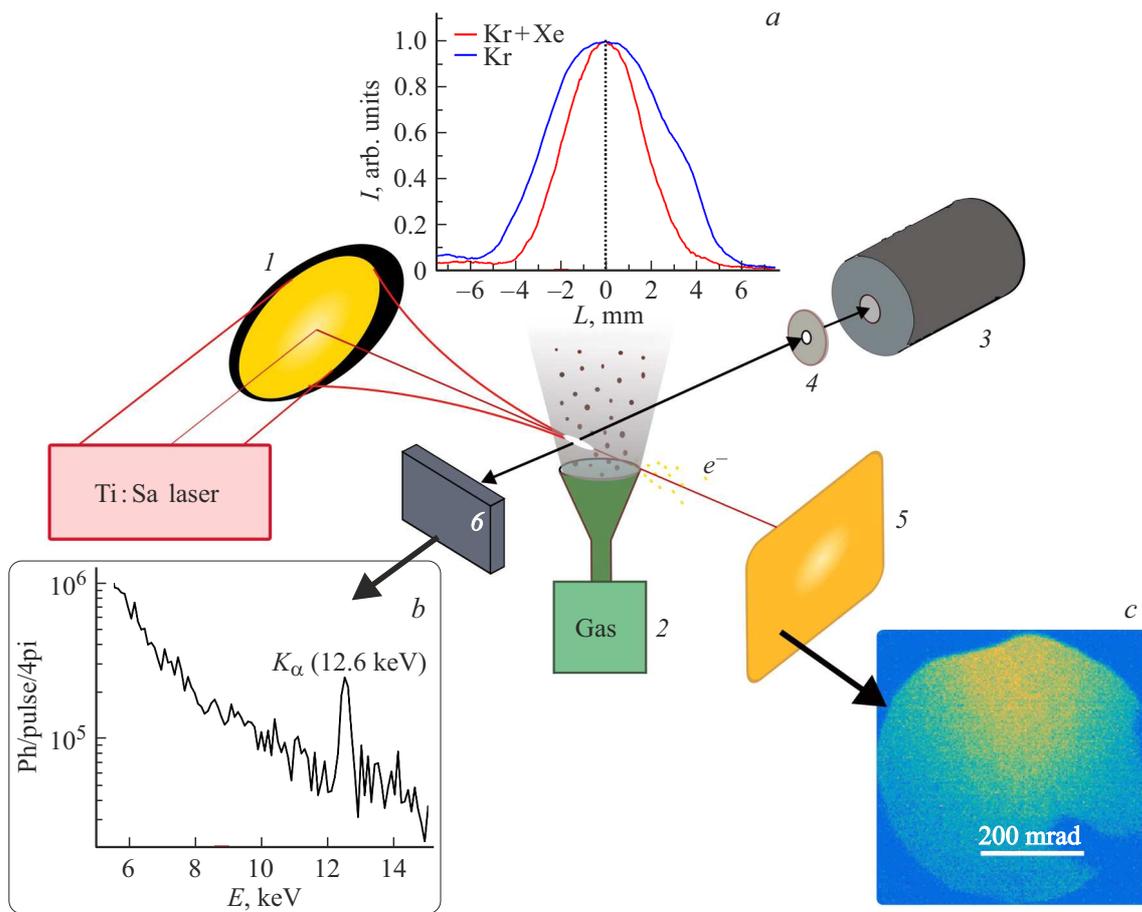


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по лазерному воздействию релятивистских фемтосекундных лазерных импульсов на кластерную струю: внесосевое параболическое зеркало (1), импульсный газовый клапан с коническим соплом (2), томсоновский масс-спектрометр (3) с диафрагмой (4), сцинтиллятор Lanex (5), рентгеновская матрица Greateseyes (6). (a) Распределение сигнала рассеяния поперек кластерной струи на расстоянии 6 mm от среза сопла для Kr+Xe и Kr соответственно, (b) рентгеновский спектр свечения наноплазмы кластеров KrXe, (c) пучок электронов на сцинтилляторе Lanex.

в диапазоне 1 – 6 MeV. Известно, что при интенсивности $I \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ в кластерной наноплазме Kr могут формироваться заряды до $26+$ [7]. Нами зарегистрированы только низзарядные ионы Kr MeV-уровня энергий. Вероятно, при гидродинамическом расширении кластеров Kr происходит рекомбинация ионов, что приводит к понижению наблюдаемых зарядов.

При использовании смеси KrXe (85:15) ионный сигнал значительно изменился (рис. 3). Томсоновский масс-спектрометр не способен различать сорт ионов, а определяет отношение заряда иона Z к его массе M . Для одинакового отношения $Z_{Kr}/M_{Kr} = Z_{Xe}/M_{Xe}$ заряд иона Xe должен быть в 1.57 раз больше, чем для Kr. К сказанному следует добавить, что заряд ионов на криптоновой оболочке кластера должен быть в 1.7 раз выше, чем в Xe-ядре, исходя из расчетных данных о неоднородности радиального распределения заряда в наноплазме [7]. Следовательно, регистрация лишь ионов Kr является наиболее вероятным сценарием для смеси KrXe. В результате облучения смешанных кластеров KrXe наблюдаются лишь параболы, соответствующие

ионам Kr^{8+} , Kr^{14+} , Kr^{20+} . Энергии ионов находились в диапазоне 2 – 9 MeV для Kr^{8+} , 5 – 11 MeV для Kr^{14+} и 9 – 16 MeV для Kr^{20+} .

Следуя результатам работы [17], можно ожидать, что при возбуждении сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением смешанного XeKr-кластера в наноплазме протекает перераспределение заряда. Горячие электроны наноплазмы покидают кластер, что приводит к формированию избытка положительного заряда в Xe-ядре. Оставшиеся в кластере электроны будут притягиваться к ядру для компенсации дисбаланса заряда. Ядро Xe в такой схеме играет роль коллектора для электронов. Это обеспечивает условия для формирования на оболочке высокозарядных ионов Kr и их последующего эффективного ускорения за счет сил кулоновского отталкивания. Механизм ускорения выделенных зарядовых состояний, вероятно, связан с особенностями действия кулоновских сил на оболочку смешанного кластера KrXe и требует дальнейшего теоретического исследования.

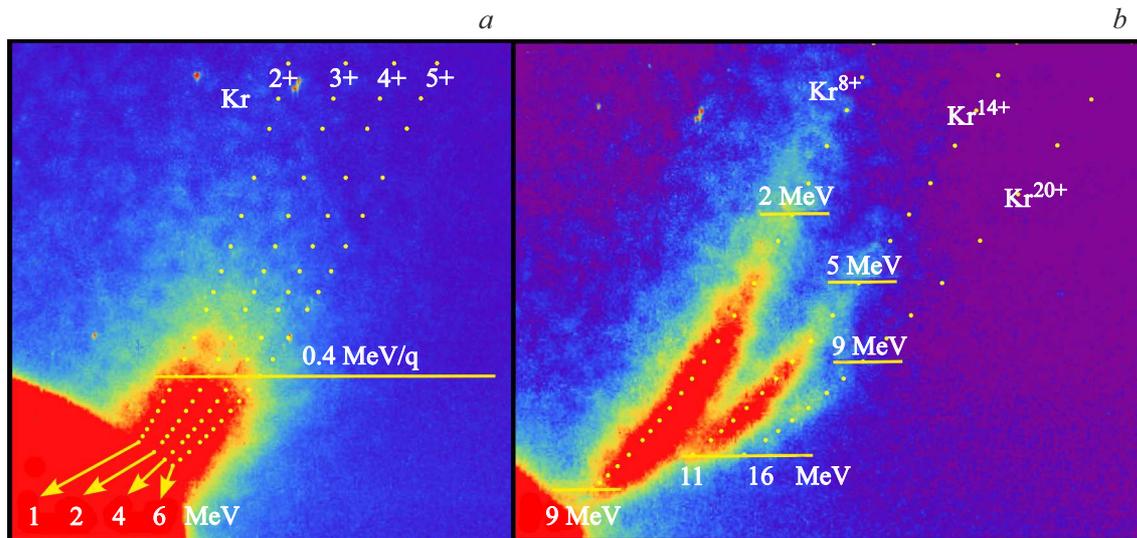


Рис. 3. Ионный сигнал на масс-спектрометре Томсона для чистых кластеров Кг (а) и смешанных кластеров КгХе (b).

Таким образом, переход от чистых кластеров Кг к смешанным кластерам КгХе позволил увеличить максимальную эффективность лазерного ускорения тяжелых ионов с 70 до 190 keV/u (энергия на нуклон) при значительном росте заряда (Z/A) с 0.06 до 0.24 q/u.

Заключение

Предложен новый подход для получения высокоэнергетичных многозарядных ионов с использованием смешанных кластеров Кг+Хе с ядром из Хе, окруженным оболочкой из Кг, при облучении релятивистскими ($5 \cdot 10^{18}$ W/cm²) фемтосекундными лазерными импульсами.

Впервые проведены эксперименты по получению ионов высоких энергий при взаимодействии фемтосекундных (50 fs) релятивистских ($5 \cdot 10^{18}$ W/cm²) лазерных импульсов со смешанными кластерами КгХе, полученными из однофазной сверхкритической смеси Кг+Хе (85:15, $P_0 = 90$ бар и $T_0 = 298$ К).

Обнаружено увеличение заряда и энергии ускоренных ионов Кг для смешанных кластеров КгХе по сравнению с кластерами чистого Кг. Зарегистрировано появление выделенных зарядовых состояний ускоренных ионов: вместо низзарядных Кг²⁺, Кг³⁺, Кг⁴⁺, Кг⁵⁺ для кластеров Кг три компоненты Кг⁸⁺, Кг¹⁴⁺, Кг²⁰⁺ для кластеров КгХе. Диапазон энергий регистрируемых ионов значительно расширяется: с 1 – 6 MeV для кластеров Кг до 2 – 16 MeV для смешанных кластеров КгХе.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации „Росатом“ (проект № 20-21-00030 в части работ по диагностике ионного состава

кластерной наноплазмы). Разработка методов формирования струй наночастиц проводилась в рамках Государственного задания ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН Министерства науки и высшего образования РФ. Измерения рентгеновского свечения наноплазмы выполнены с использованием оборудования, приобретенного в рамках национального проекта „Наука“ от 20 мая 2020 г. № АМ/6-пр.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Roth, M. Allen, P. Audebert, A. Blazevic, E. Brambrink, T.E. Cowan, J. Fuchs, J-C. Gauthier, M. Geißel, M. Hegelich, S. Karsch, J. Meyer-ter-Vehn, H. Ruhl, T. Schlegel, R.B. Stephens. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, B99(2002). DOI: 10.1088/0741-3335/44/12B/308
- [2] V.M. Gordienko, I.M. Lachko, A.A. Rusanov, A.B. Savel'ev, D.S. Uryupina, R.V. Volkov. *Appl. Phys. B*, **80**, 733 (2005). DOI: 10.1007/s00340-005-1781-x
- [3] M. Passoni, F.M. Arioli, L. Cialfi, D. Dellasega, L. Fedeli, A. Formenti, A.C. Giovannelli, A. Maffini, F. Mirani, A. Pazzaglia, A. Tentori, D. Vavassori, M. Zavelani-Rossi, V. Russo. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62** (1), 014022 (2020). DOI: 10.1088/1361-6587/ab56c9
- [4] М.Б. Смирнов. *ЖЭТФ*, **153** (6), 1031 (2018). DOI:10.7868/S0044451018060184 [M.B. Smirnov. *JETP*, **126** (6), 859 (2018). DOI:10.1134/S1063776118060080].
- [5] J. Domański, J. Badziak. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **64**, 085002 (2022). DOI:10.1088/1361-6587/ac77b6
- [6] M.F. Ciappina, S.V. Popruzhenko, S.V. Bulanov, T. Ditmire, G. Korn, S. Weber. *Phys. Rev. A*, **99** (4), 043405 (2019). DOI:10.1103/PhysRevA.99.043405

- [7] В.П. Крайнов, Б.М. Смирнов, М.Б. Смирнов. УФН, **177** (9), 953 (2007). [V.P. Krainov, B.M. Smirnov, M.B. Smirnov. Phys. Usp., **50**, 9 (2007). DOI:10.1070/PU2007v050n09ABEH006287].
- [8] K. Ueda et al. J. Phys. B, **52**, 171001 (2019). DOI:10.1088/1361-6455/ab26d7
- [9] S.G. Bochkarev, A. Faenov, T. Pikuz, A.V. Brantov, V.F. Kovalev, I. Skobelev, S. Pikuz, R. Kodama, K.I. Popov, V.Yu. Bychenkov. Sci.Rep., **8**, 9404 (2018). DOI:10.1038/s41598-018-27665-x
- [10] T. Ditmire, R.A. Smith, J.W.G. Tisch, M.H.R. Hutchinson. Phys. Rev. Lett., **78**, 3121 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevLett.78.3121
- [11] H.J. Quevedo, G. Zhang, A. Bonasera, M. Donovan, G. Dyer, E. Gaul, G.L. Guardo, M. Gulino, M. LaCognata, D. Lattuada, S. Palmerini, R.G. Pizzone, S. Romano, H. Smith, O. Trippella, A. Anzalone, C. Spitaleri, T. Ditmire. Phys.Lett. A, **382** (2–3), 94 (2018). DOI:10.1016/j.physleta.2017.11.002
- [12] M. Kanasaki, S. Jinno, H. Sakaki, A.Ya.Faenov, T.A.Pikuz, M. Nishiuchi, H. Kiriyama, M. Kando, A. Sugiyama, K. Kondo, R. Matsui, Y. Kishimoto, K. Morishima, Y. Watanabe, C. Scullion, A.G. Smyth, A. Alejo, D. Doria, S. Kar, M. Borghesi, K. Oda, T. Yamauchi, Y. Fukuda. Radiation Measurements, **83**, 12 (2015). DOI: 10.1016/j.radmeas.2015.06.011
- [13] I.A. Zhvaniya, K.A. Ivanov, T.A. Semenov, M.S. Dzhidzhoev, R.V. Volkov, I.N. Tsymbalov, A.B. Savel'ev, V.M. Gordienko. Laser Phys. Lett., **16**, 115401 (2019). DOI: 10.1088/1612-202X/ab404b
- [14] Т.А. Семенов, К.А. Иванов, А.В. Лазарев, И.Н. Цымбалов, Р.В. Волков, И.А. Жвания, М.С. Джиджоев, А.Б. Савельев, В.М. Гордиенко. Квант. электрон., **51** (9), 838 (2021). [T.A. Semenov, K.A. Ivanov, A.V. Lazarev, I.N. Tsymbalov, R.V. Volkov, I.A. Zhvaniya, M.S. Dzhidzhoev, A.B. Savel'ev, V.M. Gordienko. Quant. Electron., **51** (9), 838 (2021). DOI: 10.1070/QEL17602].
- [15] I.A. Zhvaniya, M.S. Dzhidzhoev, V.M. Gordienko. Laser Phys. Lett., **14** (9), 096001 (2017). DOI:10.1088/1612-202X/aa7d64
- [16] A. Heidenreich, J. Jortner, I. Last. PNAS, **103** (28), 10589 (2006). DOI:10.1073/pnas.0508622103
- [17] M. Hoener, C. Bostedt, H. Thomas, L. Landt, E. Eremina, H. Wabnitz, T. Laarmann, R. Treusch, A.R.B. de Castro, T. Möller. J. Phys. B, **41**, 181001 (2008). DOI:10.1088/0953-4075/41/18/181001
- [18] M. Nagasaka, N. Kosugi, E. Rühl. J. Chem. Phys. **136**, 234312 (2012). DOI:10.1063/1.4729534
- [19] O.P. Konotop, S.I. Kovalenko, O.G. Danylchenko, V.N. Samovarov. J. Clust. Sci., **26**, 863 (2015). DOI:10.1007/s10876-014-0773-6
- [20] E. Ackad, N. Bigaouette, S. Mack, K. Popov, L.Ramunno. New J. Phys., **15**, 053047 (2013). DOI: 10.1088/1367-2630/15/5/053047
- [21] A.V. Lazarev, T.A. Semenov, E.D. Belega, V.M. Gordienko. J. Supercrit. Fluids, **187**, 105631 (2022). DOI: 10.1016/j.supflu.2022.105631
- [22] A.V. Lazarev, K.A. Tatarenko, A.Yu. Amerik. Phys. Fluids, **29**, 087101 (2017). DOI:10.1063/1.4996584
- [23] I.M. Mordvintsev, S.A. Shulyapov, A.B. Savel'ev. Instrum. Exp. Tech., **62** (6), 737 (2019). DOI:10.1134/S0020441219050208