

Управление спектром МэВ-ных электронов ускоренных в лазерной плазме кластеров азота

А.А. Таусенев^{1,2,a,*}, П.А. Щеглов^{1,b,†}, М.В. Чашин^{1,c,‡}, А.В. Лазарев³, Т.А. Семенов¹, М.М. Назаров¹

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт»
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 3

(Поступила в редакцию 09.06.2024; подписана в печать 18.07.2024)

Исследовано влияние размеров кластеров азота на спектр МэВ-ных электронов, ускоренных в кластерной лазерной плазме, при воздействии 5 ТВт фемтосекундных лазерных импульсов. Для данной задачи разработан и создан электронный магнитный спектрометр для диапазонов энергий: 0.3–5 МэВ либо 1–10 МэВ. Измеренные электронные спектры состоят из квазимоноэнергетического пика на 0.4 ± 0.1 МэВ, широкого «пика» на 2–3 МэВ с экспоненциальным «хвостом» с температурой $T = 3 \pm 0.5$ МэВ. Показано, что максимальная инжекция электронов в ускоряющую волну достигается для кластеров со средним радиусом, соответствующих пределу кулоновского взрыва. Электронный сгусток представлял собой сумму коллимированного (10 мрад) и расходящегося (≈ 100 мрад) пучков с максимальными энергиями до 10 МэВ, что может свидетельствовать о гибридном режиме ускорения.

PACS: 42.65.-k

УДК: 537.5

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, релятивистские электроны, электронный магнитный спектрометр, газо-кластерная мишень, кулоновский взрыв.

ВВЕДЕНИЕ

Широкое распространение тераваттных лазерных систем сделало перспективным использование плазменных ускорителей электронов. Напряженность электрического поля в плазменной волне на несколько порядков превышает величины электрического поля в современных классических ускорителях [1], что позволяет достигать энергий в десятки и более МэВ уже на длинах ≈ 100 мкм. При этом ультрарелятивистские электронные сгустки обладают сверхкороткой длительностью, сопоставимой с длительностью возбуждающего лазерного импульса [2]. Такие ускорители электронов могут быть применены для широкого круга задач, например, в ядерной физике [3], генерации рентгеновского, бетатронного излучения [4], THz излучения [5], гамма фотонов [6], нейтронов [7], если повысить заряд пакета электронов. Проблема получить большой (~ 0.1 –1 нКл) заряд состоит в том, что слишком плотная (твердотельная) плазма не пропускает лазерное излучение внутрь себя, а в разреженной (газовой) плазме мало вещества и электронов для большого итогового выхода, газо-кластерная среда эту проблему может решить.

Выделяют два наиболее влиятельных механизма ускорения электронов: LWFA (laser wakefield acceleration) — лазерное ускорение в поле кильватерной волны [8] и DLA (direct laser acceleration) —

прямое лазерное ускорение [9]. Ускорение в поле кильватерной волны позволяет создавать моноэнергетические электроны с расходимостью пучка ≈ 10 мрад, при этом плотность плазмы n_e ограничена $10^{17} < n_e < 10^{19}$ см⁻³. Увеличение плотности плазмы до $10^{19} < n_e < 10^{21}$ см⁻³ приводит к росту заряда пучка электронов и доминированию механизма прямого лазерного ускорения, для которого характерен широкий, экспоненциально спадающий спектр распределения по энергиям, а расходимость пучка ≈ 100 мрад [10]. Как правило, для создания плазмы подкритической плотности в качестве лазерных мишеней используют газовые и кластерные струи, полученные при расширении газа высокого давления в вакуум через сверхзвуковые сопла. К преимуществам подобных мишеней можно отнести обновление к каждому выстрелу, стабильность характеристик, долгое время работы и легкая перестройка размеров кластера давлением. К недостаткам кластерной мишени можно отнести малую эффективность кильватерного ускорения, самого успешного механизма ускорения; более высокие требования на контраст лазерного импульса, а также, как и в случае обычной газовой мишени, ограничение частоты открывания газового клапана в диапазоне десятков герц производительностью вакуумных насосов.

В качестве газа для создания струйных мишеней зачастую выбирается азот [10–12]. Использование азота для формирования газовой струи при воздействии ТВт лазерных импульсов позволяет создавать достаточно плотную плазму $n_e \approx 10^{19}$ см⁻³ для преодоления пороговой мощности релятивистской самофокусировки и, как следствие, создания протяженного ускоряющего плазменного канала. Пороговая мощность ла-

* tausenev.aa19@physics.msu.ru

† sheglovpawel@yandex.ru

‡ chamike12@gmail.com

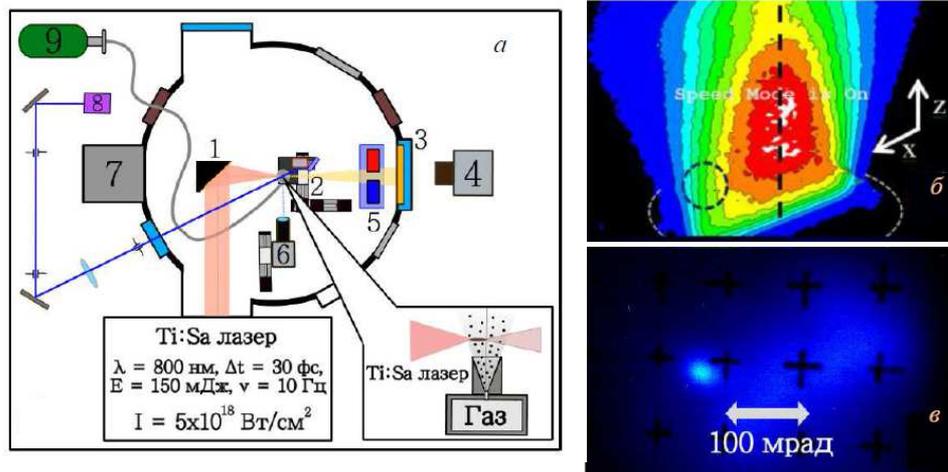


Рис. 1. *а* — Схема эксперимента: 1 — внеосевая парабола, 2 — сопло, источник кластеров, 3 — экран из сцинтиллятора Lanex, 4 — камера Veamage, 5 — магнитный спектрометр, 6 — ПЗС-камера контроля области взаимодействия, 7 — насос Рутса, 8 — лазерная указка синего цвета (445 нм) для проведения измерений рассеяния на кластерной мишени, 9 — баллон с азотом; *б* — Двумерное распределение концентрации кластеров над выходом сопла. Чёрный пунктирный круг — оптимальная область для ускорения электронов, серый пунктирный эллипс — контур выходного отверстия сопла ($z = 0$), вертикальная линия ось сопла ($x = 0$); *в* — Изображение пучка электронов на экране Lanex

зерного излучения, требуемая для наступления релятивистской самофокусировки, оценивается формулой $P_{las_cr} = 17.4(n_{cr}/n_e)$ ГВт [8], где n_{cr} — критическая плотность плазмы (для $\lambda = 0.8$ мкм $n_{cr} \approx 1.7 \times 10^{21}$ см $^{-3}$) и, например, при $n_e = 10^{19}$ см $^{-3}$ составляет $P_{las_cr} = 3$ ТВт. Еще одним преимуществом азота является его способность формировать кластеры [13]. Кластеры представляют собой наночастицы, возникающие в результате переохлаждения расширяющегося в вакуум со сверхзвуковой скоростью газа. Было показано, что кластеры могут эффективно инжектировать электроны в плазменную волну при лазерном воздействии [14, 15]. Считается, что эффективная инжекция будет осуществляться в случае, когда электроны покинут кластер за время лазерного воздействия [15]. Такой режим взаимодействия кластеров с лазерным полем называется кулоновский взрыв, он наиболее широко применяется в задачах ускорения ионов [16]. При этом для заданного лазерного поля существует диапазон размеров кластеров, при котором имеет место кулоновский взрыв. Однако, до настоящего времени вопрос оптимизации размеров кластеров для задачи лазерного ускорения электронов детально не исследовался. Таким образом, цель нашей работы состоит в исследовании влияния размеров кластеров азота на спектр МэВ-ных электронов, ускоренных в релятивистской лазерной плазме.

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Лазерное воздействие на газо-кластерные струи осуществлялось с помощью мульти-тераваттного лазерного комплекса в НИЦ «Курчатовский институт» (дли-

тельность импульса $\Delta t \geq 25$ фс, энергия в одном импульсе $E \leq 150$ мДж, частота повторения $\nu = 10$ Гц). Пикосекундный контраст, измеренный с помощью автокоррелятора 3-го порядка, на временах от 10 до 1 пс до основного импульса составлял $10^7 - 10^5$ [17]. Фокусировка лазерного излучения осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 18 см в пятно с диаметром 10 мкм, что позволяло достигать релятивистской интенсивности излучения $I \cong 5 \times 10^{18}$ Вт/см 2 (рис. 1). Кластеризация достигалась быстрым адиабатическим расширением газа в вакуум в коническом сопле (диаметр критического сечения 0.7 мм, угол раствора 10°, длина 10 мм).

Для наилучшего выхода электронов необходимо попасть лазерной перетяжкой в оптимальное положение в газо-кластерной струе. Считая размер кластера постоянным для фиксированного давления, из сечения кадра рассеяния на рис. 1, *б* получаем распределение концентрации кластеров при смещении от края сопла к его оси (направление x), а также по высоте струи (направление z).

До достижения лазерным импульсом области с высокой интенсивностью и концентрацией кластеров нужно предотвратить потери энергии на нагрев плазмы. Градиент плотности в рабочей точке должен быть максимально высоким. В реальной геометрии оптимальная точка фокусировки определяется компромиссом между плотностью вещества в перетяжке и оставшейся интенсивностью. Давление газа, а также энергия импульса нелинейным образом меняют положение оптимума по оси x в пределах ± 0.2 мм. При этом в области лазерной перетяжки наблюдался участок разрыва филамента, что мы связываем с разрушением кластеров (рис. 2). Так, интенсивность предимпульса достигает

величины $I_{pr} = 5 \times (10^{11} - 10^{13}) \text{ Вт/см}^2$. В работе [18] кулоновский разлет кластеров наблюдался уже для режима воздействия с интенсивностью $I = 10^{12} \text{ Вт/см}^2$. Расчеты показывают, что время разлета кластеров со скоростью примерно $2 \times 10^7 \text{ см/с}$ составляет примерно $\approx 10 \text{ пс}$ [19]. Однако, в силу того, что предимпульс не испытывает релятивистской самофокусировки, он не участвует в формировании протяженного филамента и, следовательно, не разрушает кластеры за пределами лазерной перетяжки. Таким образом, мы считаем, что в области активного свечения плазменного канала кластеры сохраняются до прихода основного импульса.

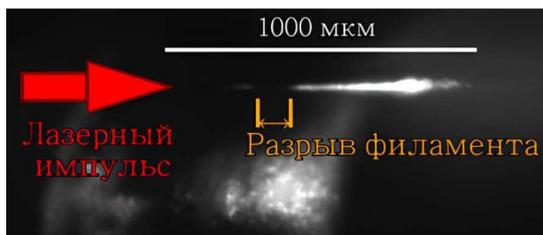


Рис. 2. Изображение лазерно-плазменного свечения в области перетяжки. Оранжевым обозначен участок разрыва филамента

2. ЭЛЕКТРОННЫЙ МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Магнитный электронный спектрометр состоит из магнитов с коллиматором. Отклонившиеся в магнитном поле электроны регистрировались на сцинтилляционном экране Lanex с помощью ПЗС матрицы с широкоугольным объективом, работа которой синхронизировалась с лазером (рис. 1, а). Геометрию спектрометра и силу магнитов нужно рассчитывать под конкретную задачу (и диапазон энергий) в силу ограничения расстояний в экспериментальной камере. Для исследования в разных энергетических диапазонах спектров ускоренных электронов мы разработали спектрометр с изменяемым полем, которое подстраивается под определённый рабочий диапазон энергий. Для этого использовались две комбинации неодимовых магнитов с одинаковой геометрией (длина магнитов $x = 2.0 \text{ см}$), но разной величиной магнитной индукции. Для них была прописана карта магнитных полей, средние значения равнялись $B_{av} = 0.09 \text{ Тл}$ и $B_{av} = 0.14 \text{ Тл}$ (рис. 3). Исходя из проделанных измерений, мы считаем крайние эффекты магнитных полей незначительными. Магниты были закреплены в подвижном держателе на расстоянии 8 мм друг от друга. Данный держатель позволял во время эксперимента выдвигать из электронного пучка магниты для регистрации формы и расходимости пучка электронов. В качестве коллиматора для магнитного спектрометра использовался лист свинца толщиной 3 мм с горизонтальной щелью $3 \times 8 \text{ мм}$. Пучок ускоренных электронов влетал через коллиматор в пространство между магнитами. Пучки

отклонившихся электронов регистрировались на сцинтилляционном экране Lanex (рис. 4). В эксперименте серия фотографий с Lanex программно усреднялась. Далее по усреднённой фотографии строилась зависимость сигнала от величины отклонения (рис. 5, а). Сигналом для каждого отклонения по оси y являлась суммарная яркость серого цвета всех пикселей вдоль оси z . Известно, что в МэВ-ном диапазоне яркость практически не зависит от энергии электрона, поэтому яркость свечения прямо пропорциональна количеству электронов. На экран Lanex была нанесена калибровочная сетка с шагом 10 мм.

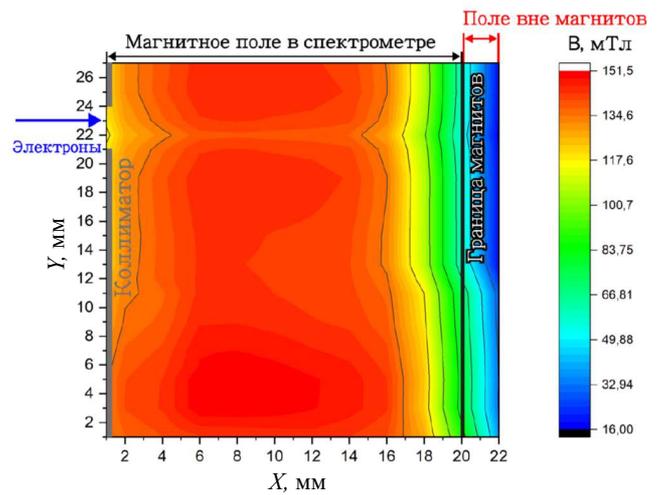


Рис. 3. Карта магнитного поля спектрометра в плоскости, лежащей посередине между магнитами ($a_v = 140 \text{ мТл}$)

Движение электрона в магнитном поле описывалось с помощью выражения для силы Лоренца с релятивистскими поправками. Формула для вычисления величины отклонения для случая прямоугольных магнитов, в которые электрон с энергией E влетает параллельно одной из сторон с длиной x и однородным полем B между магнитами, выглядит следующим образом:

$$\Delta L = \frac{\left(\frac{L}{R} + \sqrt{3}\right) \cdot x}{\cos\left(\arcsin\left(\frac{x}{R}\right)\right)}, \quad (1)$$

где L — расстояние между сцинтиллятором экрана и магнитами, R — радиус траектории, E_0 — масса покоя электрона, c — скорость света, m_e и q_e — масса и заряд электрона, соответственно. Для обработки данных более практического случая была написана программа, симулирующая прохождение электронов сквозь неоднородное магнитное поле. На вход программы подаётся распределение магнитного поля и энергия электрона. Неоднородное магнитное поле представляется в виде секторов шириной 1 мм. Численное решение задачи по отклонению на экране Lanex электрона с энергией E в магнитном поле спектрометра было осу-

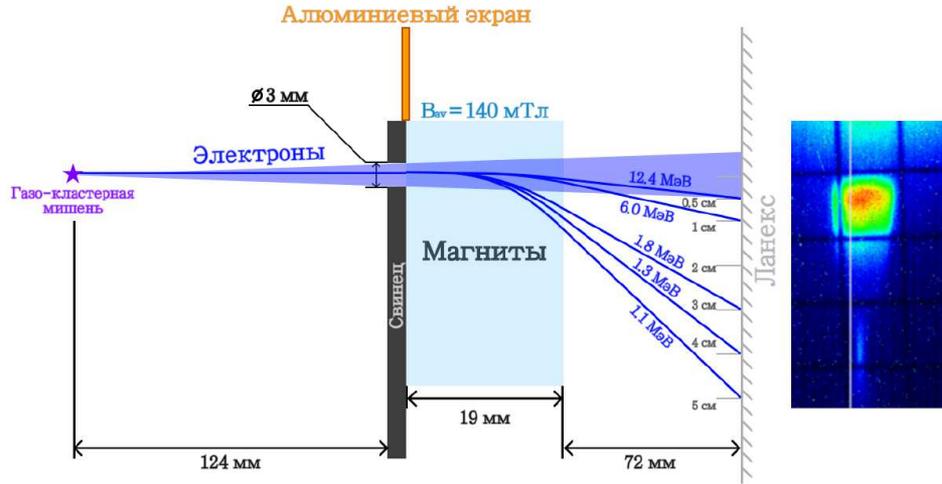


Рис. 4. Слева — схема отклонения электронов в магнитном спектрометре, справа — разложение электронного пучка на сцинтилляторе Lanex в магнитном поле спектрометра

ществлено с помощью данной системы уравнений:

$$\begin{cases} R = \frac{m_e c \cdot \sqrt{\left(\frac{E+E_0}{E_0}\right) - 1}}{q_e B}, \\ \alpha = \arcsin\left(\frac{x - R \cdot \sin \alpha_0}{R}\right) - \alpha_0, \\ l = l_0 + \sqrt{\left(2R \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right)^2 - x^2}, \\ \Delta L = \frac{L \cdot \sin A + l}{\cos A}, \end{cases} \quad (2)$$

где R — радиус траектории полёта электрона в секторе; B — сила магнитной индукции в данном секторе; α_0 — угол, под которым электрон прилетел в данный сектор; α — угол, на который электрон отклонился в данном секторе; x — ширина сектора; l_0 — расстояние, на которое удалился электрон от начальной траектории в начале сектора; l — расстояние, на которое удалился электрон от начальной траектории в конце сектора; A — угол, под которым электрон вылетел из магнитного поля; ΔL — величина отклонения электронов на экране сцинтиллятора от точки, в которую бы попал электрон в отсутствие магнитного поля; L — расстояние от спектрометра до Lanex. Программа показывает значение отклонения электрона ΔL (в мм) с заданной энергией E в данном магнитном поле спектрометра (рис. 4).

В созданной программе рассчитывались отклонения электронов в широком диапазоне энергий. Результатом являлась зависимость энергии от величины отклонения (аппаратная функция спектрометра). Данная зависимость хорошо аппроксимируется функцией тройного экспоненциального затухания:

$$y = A_1 \exp(-x/t_1) + A_2 \exp(-x/t_2) + A_3 \exp(-x/t_3) + y_0, \quad (3)$$

где $A_{1,2,3}$, $t_{1,2,3}$, y_0 — константы, зависящие от параметров магнитного спектрометра. Подставляя значения оси абсцисс из спектра электронов вида величина сиг-

нала от величины отклонения ΔL (в мм) в данную аппроксимирующую функцию, получаем перевод размерности оси абсцисс спектра из миллиметров в энергию (МэВ). В силу нелинейности отклонения электронов на один пиксель детектора приходится разный энергетический диапазон (разная плотность) отклоненных электронов. В связи с этим был проведён пересчёт сигнала в dN/dE с учетом изменяющейся плотности энергетического диапазона dE/dx (рис. 5, б).

Над спектрометром располагались алюминиевые экраны толщнами от 0.1 до 1 мм, которые останавливали электроны с известной из расчётов, произведённых с помощью программы CASINO методом Монте-Карло [20], энергией (от 0.2 до 0.6 МэВ). Таким образом, методом фильтров подтверждалось наличие релятивистских ($E > m_e c^2 = 0.511$ МэВ) электронов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Достижение условий эффективной инжекции электронов в ускоряющую плазменную волну требует кулоновского механизма расширения кластеров в лазерном поле релятивистской интенсивности. В работе [16] показано, что максимальный радиус кластера R_{cl} [нм], при котором достигается кулоновский взрыв, определяется длительностью лазерных импульсов Δt [фс], интенсивностью излучения I [Вт/см²] на мишени, а также степенью ионизации атомов кластера q :

$$R_{cl} = \frac{A \cdot \Delta t^{0.62} I^{1/2}}{q}, \quad (4)$$

где константа $A = 2.65 \times 10^{-9}$, в кластерах азота достигается полная ионизация $q = 7$ за счет туннельной ионизации. Данный тип ионизации подтверждается расчётом параметра Келдыша равного $\gamma < 1$ для

случая взаимодействия основного лазерного импульса ($I = 5 \times 10^{18}$ Вт/см², $\lambda = 0.8$ мкм) с кластерами азота [21]. Формула (4) для параметров нашего лазерного излучения дает величину $R_{cl} = 6.9$ нм. Для того чтобы найти начальные условия P_0 и T_0 , при которых мы могли бы получить кластеры такого среднего размера, использовалась полуэмпирическая теория Хагены для азота [13]:

$$\Gamma = \kappa d_{eq}^{0.85} \frac{P_0}{T_0^{2.29}}, \quad (5)$$

$$N_{cl} = 38.4 \left(\frac{\Gamma}{1000} \right)^{1.64}, \quad (6)$$

где $\kappa = 528$ — газовая константа для азота, $d_{eq} = 0.74 d_{cr} / \text{tg}(\alpha)$, d_{cr} — диаметр критического сечения сверхзвукового сопла, α — половина угла раствора сопла, N_{cl} — среднее количество атомов в кластерах. При этом N_{cl} среднее количество атомов в кластерах связано с радиусом наночастицы следующим образом как $N_{cl} = (R_{cl}/r)^3$, где r — радиус мономера азота 2.21 Å. Оценки показывают, что при условиях для $P_0 = 10, 20, 30, 40$ бар и $T_0 = 298$ К средние радиусы наночастиц азота R_{cl} составляют 4, 5.5, 6.8, 8 нм соответственно. Таким образом, в нашем эксперименте следует ожидать, что при $P_0 = 30$ бар и $T_0 = 298$ К для азота будет достигнут оптимальный размер кластера и, соответственно, условия для лазерно-плазменного ускорения электронов.

Проведены эксперименты по облучению кластерных струй азота, полученных при разных начальных давлениях $P_0 = 10, 20, 30, 40$ бар, релятивистскими фемтосекундными лазерными импульсами. В результате получены пучки ускоренных электронов, характерный вид которых представлен на вставке рис. 1, в. Электронный спектр, полученный при давлении 10 бар, преимущественно состоит из квазимоноэнергетического пика с центральной энергией в 400 кэВ. Измеренные электронные спектры для давлений 20–40 бар ($R_{cl} = 5 - 8$ нм) состоят из квазимоноэнергетического пика на 0.5 ± 0.1 МэВ и экспоненциального хвоста с температурой $T = 3 \pm 1$ МэВ (см. рис. 5, в). Похожая форма электронных спектров наблюдалась в работе [22]. Уменьшение давления и, как следствие, размера кластеров приводит к значительному затуханию высокоэнергетического хвоста. Максимальная интенсивность квазимоноэнергетического пика в области низких энергий была получена при 20 бар. Уменьшение или увеличение давления на 10 бар приводит к заметному спаду его интенсивности. При дальнейшем увеличении давления наблюдается дальнейшее затухание пика с меньшей скоростью.

В соответствии с ранее выдвинутым предположением максимальная эффективность инжекции электронов в ускоряющую плазменную волну достигается для кластеров со средним радиусом 6.8 нм, предельного для режима кулоновского взрыва. В ранее

проведенных нами поисковых работах по выбору оптимального газа для создания кластеров мы использовали многоэлектронный криптон и аргон [23], размеры кластеров которых превышали размеры для кулоновского взрыва (для криптона $R_{cl} = 27$ нм при $P_0 = 35$ бар, для азота $R_{cl} = 22$ нм при $P_0 = 35$ бар), однако выход и температура электронов были значительно ниже, чем в азоте (для криптона в 3.5 раза и в 5 раз меньше, соответственно; для аргона в 1.2 раза и в 2.6 раз меньше соответственно). Увеличение радиуса кластеров (за счёт роста давления) приводило к насыщению выхода электронов с последующим падением при $P_0 > 35$ бар. При этом электронный сгусток представлял собой сумму коллимированного (10 мрад) и расходящегося (≈ 100 мрад) пучков. На основании сопоставления с данными работ [10, 24] можно ожидать осуществления двух механизмов ускорения в гибридном режиме: LWFA и DLA. Действительно, оценка величины атомной плотности азота составляет $n_{at} = 10^{19}$ см⁻³ на оси струи, вычисленной на основе квазиодномерной модели ($P_0 = 30$ бар, $T_0 = 298$ К) [25]. Лазерное воздействие ведется на фронт струи (см. рис. 1, б), где плотность струи примерно 25% от осевой. При учете степени ионизации 7+ получаем плотность плазмы в области взаимодействия $n_e = 2 \times 10^{19}$ см⁻³, которая является промежуточной для двух режимов ускорения SM-LWFA и DLA. Для $n_e = 2 \times 10^{19}$ см⁻³ и используемой нами лазерной мощности $P_{las} = 5$ ТВт превышение над критическим уровнем мощности в нашей работе составляет $P_{las}/P_{las,cr} = 2$, что достаточно для самофокусировки и эффективного ускорения.

Для того чтобы измерить высокоэнергетический экспоненциальный хвост спектра релятивистских электронов для случая максимальной эффективности инжекции ($R_{cl} = 6.8$ нм) поле магнитного спектрометра было увеличено до $B = 0.14$ Тл, что позволило расширить диапазон регистрации до 10 МэВ (см. рис. 6). Мы проверили, что при использовании полей разной силы (0.09 и 0.14 Тл) данные электронного спектрометра согласуются в пересекающейся энергетической области. Таким образом, созданный программно-аппаратный комплекс электронного магнитного спектрометра позволяет проводить исследование спектров релятивистских электронов в расширенном диапазоне энергий.

С помощью калибровки экрана Lanex был оценён заряд пучка, который составил 100 пКл. Известны работы, в которых проводилась калибровка фотонного отклика сцинтиллятора на пучки релятивистских электронов [26]. В нашем модельном эксперименте мы полностью воссоздали параметры и условия реального эксперимента. Свечение сцинтиллятора моделировалось с помощью излучения диода с длиной волны близкой к длине волны свечения Lanex. Излучение светодиода фокусировалось на рассеивающий экран с помощью короткофокусной линзы 2'. Работа камеры синхронизировалась с работой светодиода. Мощность рассеянного

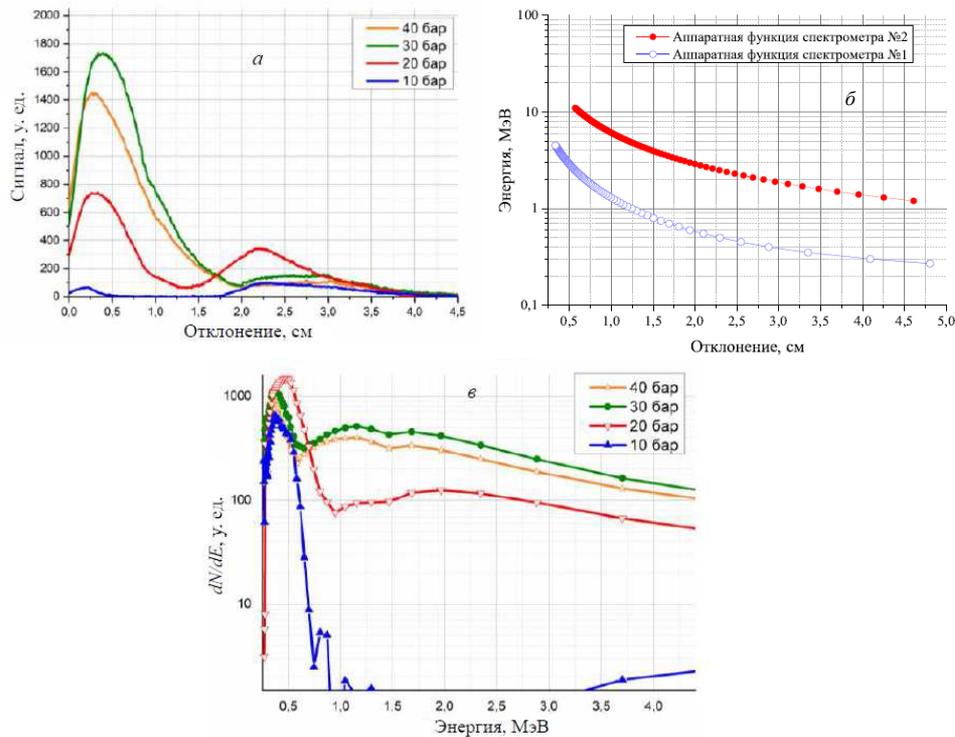


Рис. 5. *a* — электронные спектры при различных давлениях за соплом; *б* — аппаратные функции двух разных спектрометров; *в* — восстановленные спектры азота при разных давлениях

света на экране измерялась измерителем мощности.

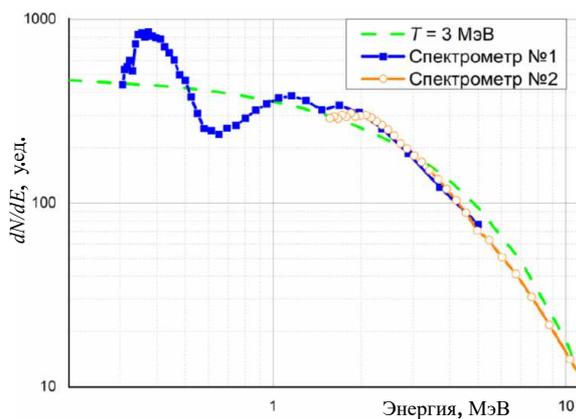


Рис. 6. Сравнение спектров релятивистских электронов в кластерах азота при $P_0 = 30$ бар, полученных с помощью двух разных спектрометров

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и создан электронный магнитный спектрометр с перестраиваемым полем ($B = 0.09 - 0.14$ Тл) для диапазонов энергий: 0.3–5 МэВ и 1–10 МэВ. Написан программный код для расчета траекторий релятивистских электронов в неоднородном магнитном поле спектрометра, который позволил рассчитать его аппаратную функцию. Показано, что при использова-

нии полей разной силы (0.09 и 0.14 Тл) данные электронного спектрометра согласуются в пересекающейся энергетической области.

Исследовано влияние размеров кластеров азота (диапазон $R_{cl} = 4 - 8$ нм) на спектр МэВ-ных электронов при воздействии 5 ТВт релятивистских ($I = 5 \times 10^{18}$ Вт/см²) фемтосекундных лазерных импульсов. Установлено, что электронные спектры состоят из квазиодноэнергетического пика на 0.5 ± 0.1 МэВ и экспоненциального хвоста с температурой $T = 3 \pm 1$ МэВ, затухающим для малых кластеров < 5 нм. Так уже при давлении 10 бар электронный спектр состоит преимущественно из квазиодноэнергетического пика с энергией 400 кэВ.

Обнаружено, что максимальный заряд электронного пучка достигается для кластеров со средним радиусом 6.8 нм, предельного для режима Кулоновского взрыва. При этом электронный сгусток представлял собой сумму коллимированного (10 мрад) и расходящегося (≈ 100 мрад) пучков с максимальными энергиями вплоть до 10 МэВ. Выполнена интегральная оценка заряда пучка электронов 100 пКл.

Работа в части исследования по управлению спектром релятивистских электронов выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения № 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г, в части исследования условий для кулоновского взрыва в рамках государственного задания НИЦ "Курчатовский институт".

- [1] Костюков И. Ю., Пухов А. М. // УФН. **185**. № 1. 89 (2015).
- [2] Lundh O., Lim J., Rechatin C. et al. // Nat. Phys. **7**(3). 219 (2011).
- [3] Ledingham K.W.D., Spencer I., McCanny T. et al. // Phys. Rev. Lett. **84**, N 5. 899. (2000).
- [4] Albert F. // Physics of Plasmas. **30**, N 5. (2023).
- [5] Pak T., Rezaei-Pandari M., Kim S.B. et al. // Light: Sci. Appl. **12**, N 1. 37. (2023).
- [6] Флегентов В.А., Сафронов К.В., Горохов С.А. и др. // Кв. эл. **51**, N 10. 866. (2021).
- [7] Li Y., Feng J., Wang W. et al. // High Power Laser Science and Engineering. **10**. e33. (2022).
- [8] Tajima T., Yan X.Q., Ebisuzaki T. // Rev. Mod. Plasma Phys. **4**, N 1. 7. (2020).
- [9] Arefiev A.V., Khudik V.N., Robinson A.P.L. et al. // Phys. Plasmas. **23**, N 5. 056704. (2016).
- [10] Hazra D., Moorti A., Mishra S. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. **61**, N 12. 125016. (2019).
- [11] Mirzaie M., Hafz N. A., Li S. et al. // Rev. Sci. Instrum. **86**, N 10. 103502. (2015).
- [12] Lin M.W., Chu T.Y., Chen Y.Z. et al. // Phys. Plasmas. **27**, N 11. 113102. (2020).
- [13] Gupta K.C., Jha N., Deb P. et al. // J. Appl. Phys. **118**, N 11. 114308. (2015).
- [14] Mayr M.W., Ceurvorst L., Kasim M.F. et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. **22**, N 11. 113501. (2019).
- [15] Mayr M.W., Spiers B., Aboushelbaya R. et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. **23**, N 9. 093501. (2020).
- [16] Last I., Jortner J. // Chemical Physics. **399**. 218 (2012).
- [17] Митрофанов А.В., Рожко М.В., Назаров М.М. и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. **79**(3). 2430401 (2024).
- [18] Augst S. // Phys. Rev. Lett. **63**, N 20. 2212 (1989).
- [19] Das S. // J. of Photochem. and Photobiol. A: Chemistry. **404**. 112884(2021).
- [20] Drouin D., Couture A. R., Joly D. et al. // Scanning. **29**. 92 (2007).
- [21] Gibbon // Riv. Nuovo Cim. **35**. 607 (2020).
- [22] Hazra D., Moorti A. // RRCAT News Letter. **33**, N 1&2.79 (2020).
- [23] Щеглов П.А., Назаров М.М., Семенов Т.А. и др. // Кв. эл. Принята в печать. (2024).
- [24] Hazra D., Moorti A., Rao B.S. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. **60**, N 8. 085015. (2018).
- [25] Lazarev A.V., Semenov T.A., Belega E.D., Gordienko V.M. // J. Supercrit. Fluids. **187**. 105631. (2022).
- [26] Buck A., Zeil K., Popp A. et al. // Rev. of Sci. Instr. **81**. 03330 (2010).

Control of the spectrum of MeV electrons accelerated in laser plasma of nitrogen clusters

А.А. Таусенев^{1,2,a}, П.А. Щеглов^{1,b}, М.В. Чашин^{1,c}, А.В. Лазарев³, Т.А. Семенов¹, М.М. Назаров¹

¹National Research Center «Kurchatov Institute». Moscow 119991, Russia

²Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

³Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

E-mail: ^atausenev.aa19@physics.msu.ru, ^bsheglovpawel@yandex.ru, ^cchamike12@gmail.com

The influence of the sizes of nitrogen clusters on the spectrum of MeV electrons accelerated in a cluster laser plasma under the influence of 5 TW femtosecond laser pulses has been studied. For this task, an electronic magnetic spectrometer was developed and created for the energy ranges: 0.3–5 MeV, or 1–10 MeV. The measured electronic spectra consist of a quasi-monoenergetic peak at 0.4 ± 0.1 MeV, a broad «peak» at 2–3 MeV with an exponential «tail» with a temperature $T = 3 \pm 0.5$ MeV. It is shown that the maximum injection of electrons into the accelerating wave is achieved for clusters with an average radius corresponding to the Coulomb explosion limit. The electron bunch was the sum of collimated (10 mrad) and divergent (≈ 100 mrad) beams with maximum energies up to 10 MeV, which may indicate a hybrid acceleration mode.

PACS: 42.65.-k.

Keywords: femtosecond laser, relativistic electrons, electron magnetic spectrometer, gas-cluster target, Coulomb explosion.

Received 09 June 2024.

Сведения об авторах

1. Таусенев Александр Антонович — студент 1-го курса магистратуры, лаборант-исследователь; e-mail: tausenev.aa19@physics.msu.ru.
2. Щеглов Павел Александрович — мл. науч. сотрудник; e-mail: sheglovpawel@yandex.ru.
3. Чашин Михаил Викторович — аспирант 4-го года обучения, лаборант-исследователь; e-mail: chamike12@gmail.com.
4. Лазарев Александр Владимирович — канд. хим. наук; e-mail: lazer5@yandex.ru.
5. Семенов Тимур Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник.; e-mail: physics.letters@yandex.ru.
6. Назаров Максим Михайлович — канд. физ.-мат. наук, нач. лаборатории; e-mail: nazarovmax@mail.ru.