

Импульсный лазерно-плазменный источник гамма-излучения для радиографии

В.А.Флегентов, К.В.Сафронов, С.А.Горохов, А.С.Тищенко,
С.Ф.Ковалева, А.В.Потапов, А.В.Павленко

На фемтосекундной Ti:сапфировой лазерной установке проведены эксперименты по генерации пучков релятивистских электронов в плотных газовых струях гелия (концентрация электронов $\sim 10^{20}$ см $^{-3}$). Зарегистрированы пучки электронов с суммарным зарядом 0.2–0.5 нКл, максимальной энергией электронов до 60 МэВ и расходимостью до 300 мрад. Генерируемые пучки электронов конвертировались в тормозное рентгеновское излучение с помощью Та-пластины толщиной 2 мм. Средняя доза тормозного излучения в воздухе на расстоянии 1 м от источника составила 5.4 ± 1.7 мрад/имп. Размер излучающей области, измеренный по размытию рентгенографического изображения, был равен около 650 мкм (FWHM).

Ключевые слова: лазерно-плазменное ускорение, плотные газовые струи, релятивистские электроны, тормозное рентгеновское излучение, радиография.

1. Введение

Лазерно-плазменные ускорители электронных пучков являются привлекательными источниками тормозного рентгеновского излучения (ТРИ) с уникальными характеристиками: большой энергией квантов (десятки МэВ), малой длительностью импульса (единицы пс), малым размером излучающей области (сотни мкм) [1, 2]. Недостатком, препятствующим широкому практическому применению таких источников в импульсной радиографии, является небольшое число ускоряемых электронов.

В последнее время достигнуты значительные успехи в лазерно-плазменной генерации электронных пучков в низкоплотных газовых мишенях ($n_e \sim 10^{18}$ см $^{-3}$), однако суммарные заряды пучков, ускоряемых в таких мишенях, не превышают нескольких десятков пКл [3, 4]. Одним из способов увеличения числа ускоряемых в лазерной плазме электронов является повышение ее плотности [5, 6].

В настоящей работе экспериментально исследована генерация ускоренных пучков электронов при взаимодействии высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов с газовыми мишенями высокой плотности (до 2×10^{20} см $^{-3}$). Изучены характеристики генерируемых электронных пучков (энергетический спектр, суммарный заряд, угловая расходимость) при различных условиях облучения газовой мишени (плотность струи, острота фокусировки).

Генерируемые пучки электронов конвертировались во вспышки ТРИ при помощи танталового конвертера.

В.А.Флегентов, К.В.Сафронов, С.А.Горохов, А.С.Тищенко, С.Ф.Ковалева, А.В.Потапов, А.В.Павленко. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е.И.Забабкина», Россия, Челябинская обл., 456770 Снежинск, ул. Васильева, 13; e-mail: vflegentov@gmail.com

Поступила в редакцию 27 августа 2021 г.

Определены важные для применений в области радиографии параметры источника рентгеновского излучения: его выход, спектр и размер излучающей области.

2. Схема экспериментов

Эксперименты по генерации пучков релятивистских электронов из плотных газовых струй выполнены на фемтосекундной Ti:сапфировой лазерной установке с центральной длиной волны излучения $\lambda_{\text{las}} = 800$ нм, длительностью импульса $\tau_{\text{las}} = 25$ фс, энергией E_{las} до 2.5 Дж. Линейно поляризованный пучок лазерного излучения с апертурой 80 мм фокусировался внеосевым параболическим зеркалом с относительным отверстием 1:10. Диаметр пучка в фокальной плоскости $2r_0$ составлял 14.8 мкм (FWHM), внутри этой области было сконцентрировано 50% входящей энергии. Интенсивность лазерного излучения в ходе экспериментов составляла $(1-3) \times 10^{19}$ Вт/см 2 .

В качестве мишени в экспериментах использовались струи He, испускаемые алюминиевым соплом конической формы с выходным каналом $\varnothing 1$ мм и критическим диаметром 0.45 мм [7]. Наведение лазерного пучка на газовую мишень проводилось при помощи вспомогательной твердотельной мишени, которая при настройке подводилась к переднему геометрическому краю выходного отверстия сопла. Импульсная подача газа в канал сопла осуществлялась с помощью быстродействующего газового клапана Parker Hannifin в составе мишенного узла. Плотность газа в струе определялась давлением в системе подачи газа, которое регулировалось в диапазоне 10–60 атм.

Пространственное распределение молекулярной плотности в газовых струях было измерено в вакуумной камере при помощи импульсного интерферометра Маха–Цендера [8]. В измерениях применялся лазерный источник с $\lambda = 532$ нм и $\tau = 7$ нс. Для упрощения измерений в качестве рабочего газа использовался Ar, показатель преломления которого в несколько раз выше, чем у He.

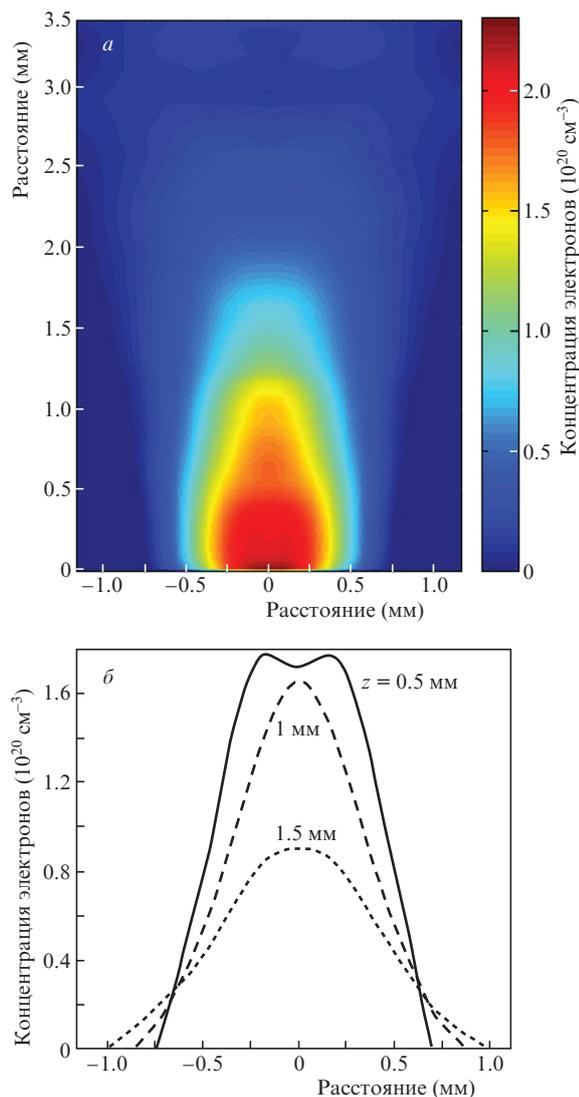


Рис.1. Пространственное распределение электронной концентрации в газовой струе (а) и профили электронной концентрации на разной высоте z от среза сопла (Не, 45 атм) (б).

Поскольку Ar и He являются моноатомными газами с одинаковыми показателями адиабаты ($\gamma = 5/3$), профили молекулярных плотностей в струе при использовании этих газов будут подобны. Восстановление пространственного распределения показателя преломления проводилось с применением свертки Абеля [9], при этом предполагалось, что газовая струя обладает осевой симметрией. На рис.1,а приведен пример восстановленного распределения электронной плотности в струе для He при давлении 45 атм (пересчитанный из данных по Ar). Соответствующие профили концентрации газовой струи, измеренные на различной высоте z от среза сопла, приведены на рис.1,б. Видно, что профиль концентрации при $z = 1$ мм (высота фокусировки лазерного пучка в экспериментах) имеет куполообразную форму с фронтом ~ 530 мкм (по уровню от 0.1 до 0.9). По результатам проведенных измерений электронная концентрация на оси газовой струи в экспериментах могла варьироваться в диапазоне $(0.4\text{--}2.2) \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Схема экспериментов по измерению параметров электронных пучков, генерируемых при взаимодействии ультракоротких лазерных импульсов с газовыми струями,

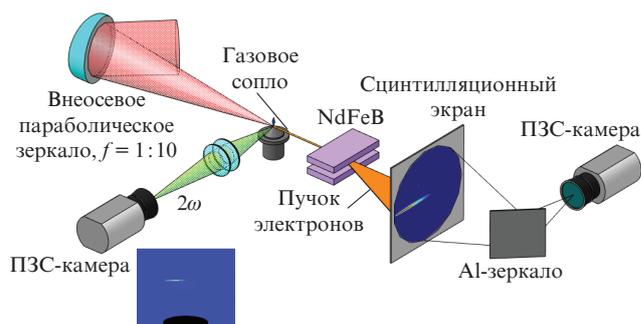


Рис.2. Схема экспериментов по лазерно-плазменному ускорению электронов.

представлена на рис.2. Энергетическое распределение ускоряемых электронов измерялось сцинтилляционным спектрометром с плоскопараллельными магнитами (NdFeB). Спектрометр электронов устанавливался на расстоянии 72 мм от газовой мишени по оси распространения лазерного пучка. Магнитное поле в зазоре между магнитами составляло 0.77 ± 0.04 Тл. Отклоненный в магнитном поле пучок электронов направлялся на тонкий сцинтилляционный экран на основе $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ (Kodak Lanex Regular). Для защиты экрана от воздействия лазерного излучения, прошедшего в прямом направлении, перед ним устанавливалась фольга из Ti толщиной 50 мкм. Вследствие небольшой толщины сцинтилляционного экрана его чувствительность к электронам с энергиями от 1 до 100 МэВ является почти постоянной величиной [10, 11]. Вызываемое ускоренными электронами свечение сцинтилляционного экрана регистрировалось 16-битной ПЗС-камерой с установленным перед ней объективом. В канале регистрации применялись оптические светофильтры СЗС-21 и ОС-11 [12], выделяющие излучение со спектром в окрестности 546 нм. Для снижения шумов при регистрации изображений сцинтилляционного экрана ПЗС-камера была выведена из области прямого воздействия пучка релятивистских электронов при помощи поворотного Al-зеркала. Конструкция спектрометра позволяла регистрировать электроны с энергиями от 12 МэВ и выше. Энергетическое разрешение спектрометра составляло $\sim 3\%$ для энергий электронов 20 МэВ и $\sim 24\%$ для энергий 100 МэВ.

Угловая расходимость и суммарный заряд ускоряемых электронных пучков измерялись по изображениям, полученным на том же сцинтилляционном экране в отсутствие магнитного поля. Экран находился на расстоянии 210 мм от газовой мишени, перед ним устанавливался фильтр из Pb толщиной 300 мкм, отсекающий низкоэнергетические электроны с энергиями до единиц МэВ [13] и служащий защитой от попадания прямого лазерного излучения на экран. Регистрация свечения экрана проводилась при помощи оптического тракта магнитного спектрометра электронов.

Кроме того, в экспериментах регистрировалось свечение области взаимодействия лазерного излучения с газовой струей. Регистрация изображений проводилась при помощи боковой 8-битной ПЗС-камеры (рис.2) в спектральном диапазоне 0.38–0.42 мкм, который обеспечивался установкой светофильтров СЗС-21 и ФС-7.

При генерации ТРИ ускоренными пучками электронов в экспериментах использовался плоский конвертер из Ta толщиной 2 мм (рис.3). Конвертер устанавливался за

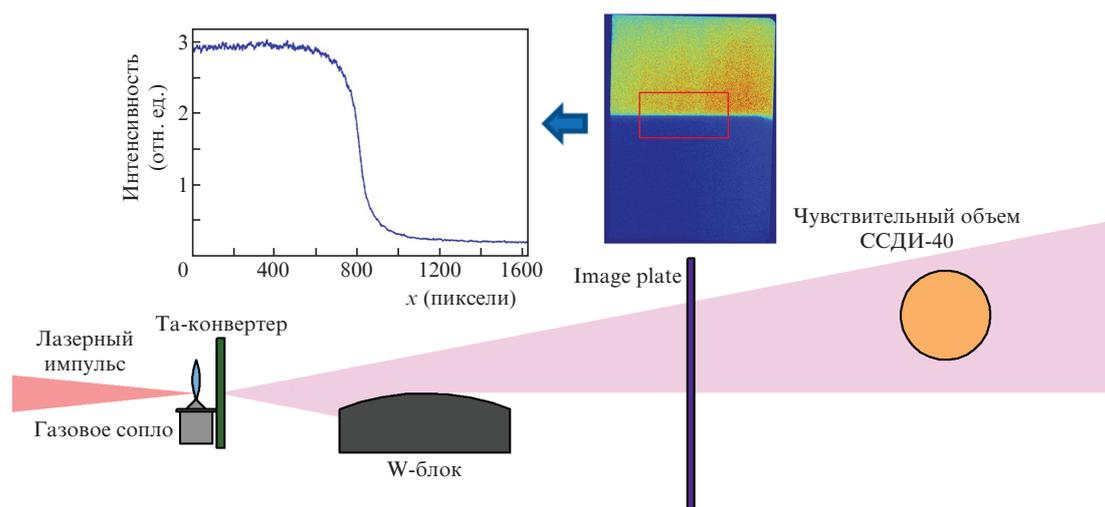


Рис.3. Схема экспериментов по генерации импульсов ТРИ.

газовой мишенью на расстоянии 2 мм от нее. Генерируемое тормозное излучение выводилось из вакуумной мишенной камеры через Al-фланец толщиной 16 мм. Энергетический флюенс рентгеновского излучения, испускаемого в прямом направлении (в конусе с раствором $\pm 2.5^\circ$) без учета перерассеянного рентгеновского излучения, измерялся импульсным токовым сцинтилляционным детектором ССДИ-40. Чувствительный объем детектора (цилиндр $\varnothing 63 \times 63$ мм из полистирола) располагался за пределами вакуумной камеры на расстоянии 400 см от танталового конвертера.

Для измерения поперечного размера области, излучающей ТРИ, в экспериментах за Та-конвертером устанавливался вольфрамовый блок толщиной 200 мм, одна из боковых поверхностей которого имела кривизну с радиусом 500 мм и была сориентирована по касательной к оси лазерного пучка (см. рис.3). Блок являлся непрозрачной преградой для квантов ТРИ с энергиями до нескольких десятков МэВ и использовался для формирования контрастного перепада его интенсивности на детекторе. Регистрация теневых рентгеновских изображений проводилась на фотолюминесцентные экраны с запоминанием Image plate (BAS-MS, Fuji), которые устанавливались снаружи мишенной камеры на расстоянии 150 см от конвертера. Поперечный размер излучающей области определялся по размытию границы тени на изображении.

3. Результаты экспериментов

3.1. Измерение характеристик ускоренных электронных пучков

На рис.4 и 5 приведены отпечатки генерируемых электронных пучков на сцинтилляционном экране, зарегистрированные в отсутствии магнитного поля. При давлении газа в системе сопла до 10 атм ($n_e \sim 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) наблюдаются яркие пятна от коллимированных пучков с расходимостью ~ 10 мрад на фоне свечения, вызываемого бесформенным пучком большей расходимости (рис.4). Угловая нестабильность коллимированной части пучка достигала 30 мрад от импульса к импульсу.

При увеличении давления газа в системе сопла до 60 атм ($n_e \sim 2.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$) яркость свечения сцинтилляционного экрана возрастает (рис.5). Распределение яркости электронного пучка на экране имеет неоднородную структуру, отдельных коллимированных пучков не наблюдается. Угловой размер яркой части пучка, в которой содержится более 50% энергии свечения, достигает ~ 300 мрад.

Пример изображений свечения плазменных каналов в области взаимодействия лазерного излучения с гелиевой струей при давлениях в системе подачи газа 10 и 60 атм представлен на рис.6. При высоких давлениях наблюдается филаментация с образованием множественных плаз-

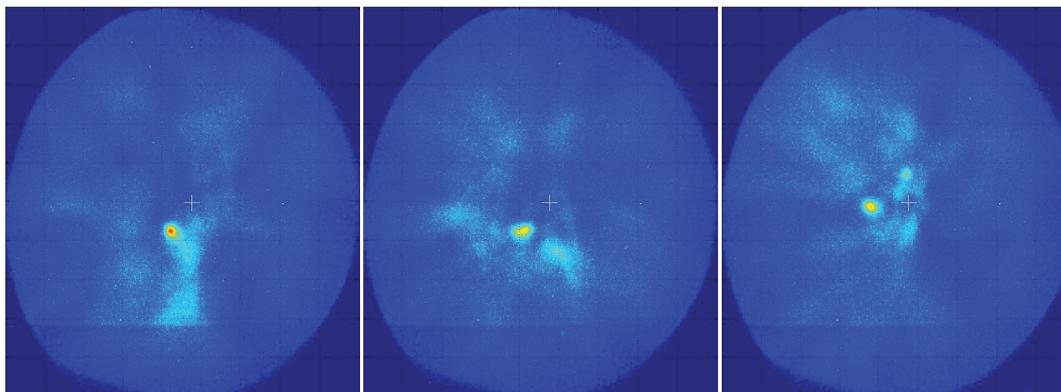


Рис.4. Отпечатки электронных пучков на сцинтилляционном экране в трех последовательных импульсах при давлении гелия в системе газового сопла 10 атм.

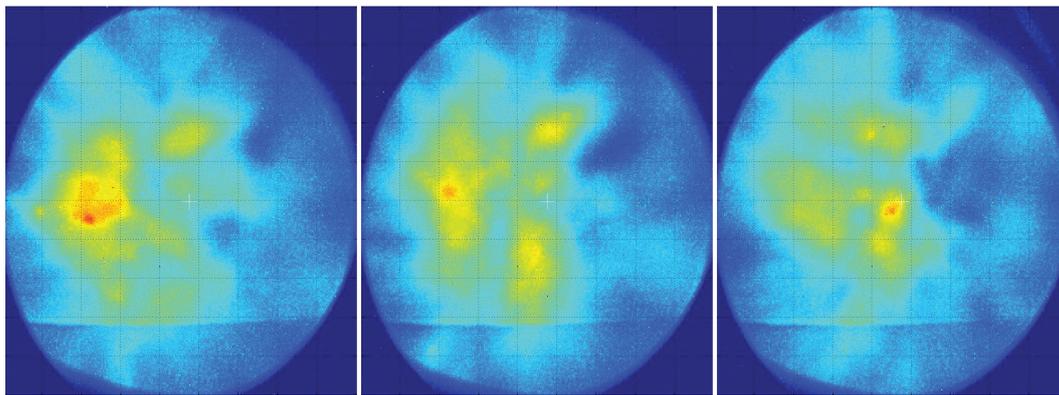


Рис.5. Отпечатки электронных пучков на сцинтилляционном экране в трех последовательных импульсах при давлении гелия в системе газового сопла 60 атм. На изображениях нанесена сетка с угловым шагом 100 мрад.

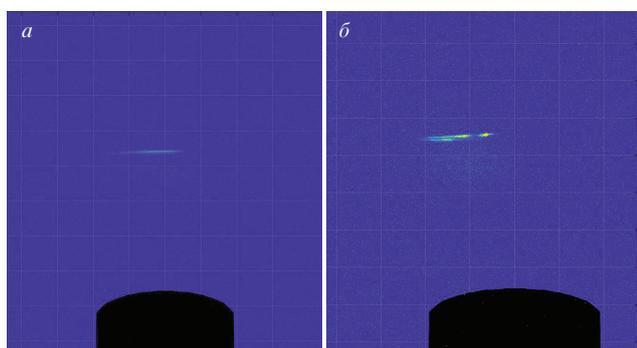


Рис.6. Снимки свечения области взаимодействия лазерного импульса с газовой гелиевой мишенью. Лазерный импульс распространяется слева направо, $p = 10$ атм, $E_{\text{las}} = 1.68$ Дж (*a*); $p = 60$ атм, $E_{\text{las}} = 1.74$ Дж (*b*). На изображениях наложена пространственная сетка с шагом 400 мкм.

менных каналов. Яркое, неоднородное вдоль канала свечение прерывается, не достигая оси газовой струи. При низких давлениях филаментация не наблюдается. Максимум яркости свечения приходится на ось газовой мишени. Снимки свечения плазменных каналов находятся в качественном согласии с размерами отпечатков электронных пучков на сцинтилляционном экране: при филаментации угловой растр пучков возрастает.

Поскольку чувствительность применяемого сцинтилляционного экрана для электронов с энергиями свыше 1 МэВ величина почти постоянная [10], яркость отпечатков на сцинтилляционном экране служила мерой заряда электронного пучка Q_{beam} , вызвавшего это свечение:

$$Q_{\text{beam}} = \frac{\int_0^{x,y} I(x,y) dx dy}{\xi_{\text{monitor}}}, \tag{1}$$

где $I(x,y)$ – яркость изображения пучка в точке с пространственными координатами x и y ; ξ_{monitor} – чувствительность системы регистрации изображений.

На рис.7 представлены результаты измерений полного заряда электронных пучков (приведен на единицу энергии лазерного импульса), генерируемых при различной плотности газовой мишени. С увеличением плотности струи наблюдается пропорциональный рост заряда генерируемых пучков. Максимальный суммарный заряд пучка, измеренный в экспериментах, составил 0.5 ± 0.1 нКл. При этом смещение (удаление) перетяжки лазер-

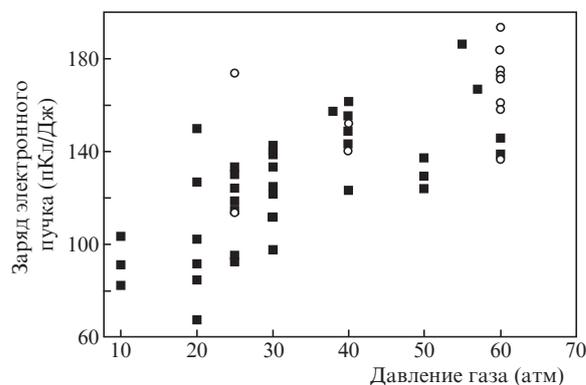


Рис.7. Результаты измерений полного заряда электронного пучка в зависимости от давления газа в системе мишенного узла. Измерения представлены при точной фокусировке лазерного импульса (■) и отстройке на -800 мкм (○).

ного пучка относительно номинального положения на расстояние до 800 мкм не приводило к существенному снижению суммарного заряда пучка.

На рис.8 представлены результаты измерения спектров электронных пучков, генерируемых в экспериментах, при различных давлениях газа в системе сопла. Изображения отклоненных в магнитном поле электронных пучков, полученных при помощи магнитного сцинтилляционного спектрометра, приведены на рис.8,а. На рис.8,б приведены энергетические спектры электронных пучков, ускоренных в экспериментах с газовыми струями различной плотности. Все зарегистрированные спектры электронных пучков имеют экспоненциальный вид. Наблюдалась спектры электронов ($dN_e/dE \sim \exp(-E/T_e)$) с температурой T_e от 2.7 до 7.4 МэВ.

При увеличении давления газа в системе сопла с 10 до 60 атм максимальная зарегистрированная энергия электронов монотонно снижалась с 60 до 20 МэВ (рис.8,в).

Необходимо отметить, что в экспериментах, проводимых при давлениях газа менее 30 атм, ускоренные электронные пучки с энергетическими спектрами, захватывающими область высоких энергий (рис.8,а), регистрировались магнитным спектрометром не в каждом импульсе. По-видимому, это связано с существенной нестабильностью угловой направленности пучка в данном режиме генерации. Напротив, при высоком давлении газа (более 30 атм) изображения отклоненного электронного пучка регистрировались уверенно, а энергетические спектры электронных пучков отличались хорошей стабильностью.

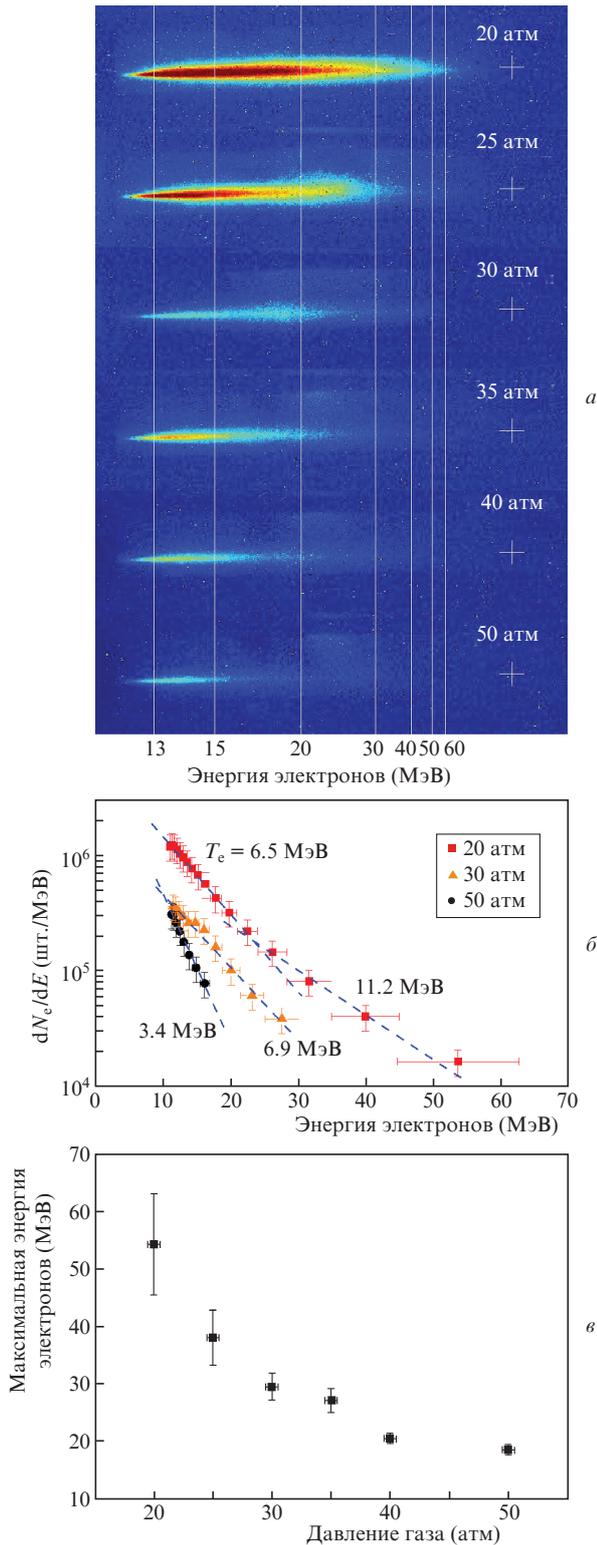


Рис.8. Энергетические спектры электронных пучков при различных давлениях гелия: исходные изображения (а), энергетические распределения электронных пучков (б) и зависимость максимальной зарегистрированной энергии электронов от давления газа (в).

3.2. Измерение характеристик источника ТРИ

Величина энергетического потока рентгеновского излучения, прошедшего через чувствительный объем ССДИ-40, связана с зарядом Q_{det} , снимаемым с детектора, следующим соотношением:

$$Q_{det} = k \int_0^{E_{max}} E_\gamma \frac{dN}{dE_\gamma} w(E_\gamma) dE_\gamma = \eta(E_\gamma) \Phi_\gamma, \quad (2)$$

где E_γ – энергия квантов; dN/dE_γ – спектр квантов; $w(E_\gamma)$ – коэффициент поглощения энергии излучения в сцинтилляторе; k – приборная константа; $\eta(E_\gamma) = kw(E_\gamma)$ – чувствительность детектора;

$$\Phi_\gamma = \int_0^{E_{max}} E_\gamma \frac{dN}{dE_\gamma} dE_\gamma$$

– энергетический флюенс излучения.

Чувствительность детектора η была измерена при помощи изотопного источника ^{60}Co только для квантов с энергией $E_\gamma = 1.25$ МэВ. Поэтому при измерении энергетического флюенса ТРИ, имеющего непрерывный спектр, необходимо учитывать коэффициент $w(E_\gamma)$. Для использованного детектора величины $w(E_\gamma)$ для квантов с энергиями 0.1 и 1 МэВ различаются не более чем в два раза.

Выход ТРИ в зависимости от давления газа в системе мишенного узла представлен на рис.9. С увеличением плотности газовой струи он растет по закону, близкому к экспоненциальному. Смещение газовой мишени от положения перетяжки пучка на 400–800 мкм приводило к существенному увеличению выхода ТРИ, особенно при низкой плотности струи. Этот режим в дальнейшем был выбран в качестве оптимального. Статистика измерений выхода ТРИ в указанном режиме в серии из более 70 пусков с фиксированными параметрами представлена на рис.10. Выход ТРИ составил $(7.1 \pm 2.5) \times 10^9$ МэВ·Дж $^{-1}$ ·ср $^{-1}$.

В аналогичном режиме проведены измерения поперечного размера области, излучающей ТРИ (см. рис.3). Поскольку регистрация проводилась на фотолуминесцентные экраны Image Plate, измерения были выполнены лишь в нескольких опытах. Изображения с детекторов считывались с пространственным разрешением 25 мкм. Размер излучающей области определялся по ширине функции размытия линии (FWHM), полученной при обработке изображений, с учетом коэффициента увеличения, определяемого геометрией регистрации. Размер источника на основании пяти опытов составил 650 мкм.

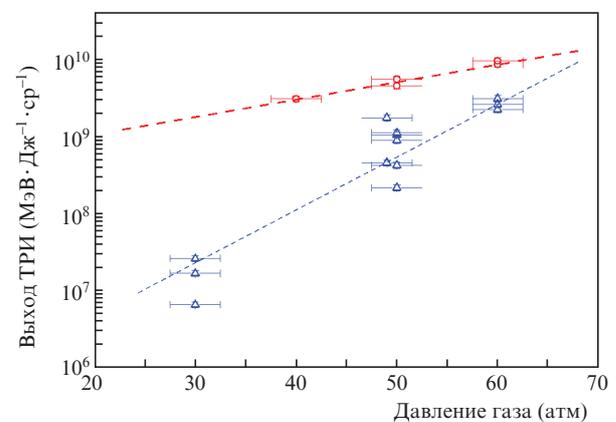


Рис.9. Удельный (на единицу лазерной энергии) выход ТРИ в зависимости от давления гелия и условий фокусировки – точной (Δ) и при отстройке на –400 мкм (\circ).

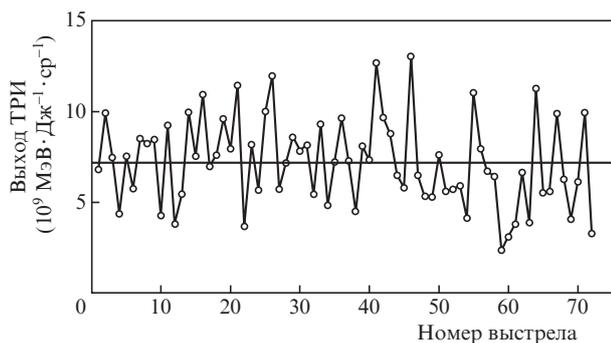


Рис.10. Выход рентгеновского излучения в серии опытов с фиксированными параметрами: $E_{\text{las}} = 2.06 \pm 0.06$ Дж, $\tau_{\text{las}} = 27$ фс, отстройка фокусировки -800 мкм, гелий при давлении 60 ± 2.5 атм. Горизонтальной линией обозначен средний выход в серии, равный $(7.1 \pm 2.5) \times 10^9$ МэВ·Дж $^{-1}$ ·ср $^{-1}$.

4. Обсуждение результатов

Результаты измерений характеристик ускоренных в экспериментах электронных пучков показали, что все они имеют энергетические спектры вида $dN_e/dE_e \sim E_e \exp(-E_e/T_e)$ с эффективной «температурой» T_e . Такая форма спектров электронов типична для режима (SM-LWFA) [14], возникающего при воздействии лазерного импульса, длительность τ_{las} которого превышает период плазменных колебаний среды $\tau_p = \sqrt{\pi m_e / n_e e^2}$. В наших экспериментах отношение τ_{las}/τ_p варьировалось в диапазоне 1.6–3.5 (справедливо только для осевой области струи, где τ_p минимально). Снижение максимальной энергии ускоренных электронов с увеличением электронной концентрации среды при ускорении в режиме SM-LWFA наблюдалось и ранее [15].

Отметим, что наблюдаемое снижение энергии частиц в экспериментах сопровождается увеличением их числа. При этом конверсия энергии лазерного импульса в электроны остается практически неизменной и независимо от плотности газа составляет 0.2%–0.25%. Такой эффект, вероятно, объясняется вторичным процессом: ускоренные электроны после истощения энергии лазерного драйвера сами генерируют плазменную волну, в которую за счет самоинжекции вовлекаются новые электроны с периферии плазменного канала. Происходит переход от режима лазерного кильватерного ускорения (LWFA) к так называемому режиму плазменного кильватерного ускорения (PWFA) [16]. Первоначальный электронный пучок при этом теряет энергию на поддержание плазменной волны, и эта энергия частично передается электронам, ускоряемым в режиме PWFA [17].

Чем больше концентрация плазмы, тем раньше наступает истощение энергии лазерного импульса и переход к стадии PWFA. Место смены режимов ускорения может быть определено из экспериментальных изображений газовой струи по положению обрыва свечения плазмы на частоте второй гармоники лазерного излучения. На рис.11 приведена зависимость заряда пучка от координаты точки обрыва свечения относительно оси струи X_d , согласно которой чем раньше начинается стадия PWFA, тем больше электронов регистрируется в эксперименте. Таким образом, рост заряда пучка происходит на стадии PWFA.

Энергетическое распределение квантов ТРИ, генерируемого в конвертере под действием электронного пучка

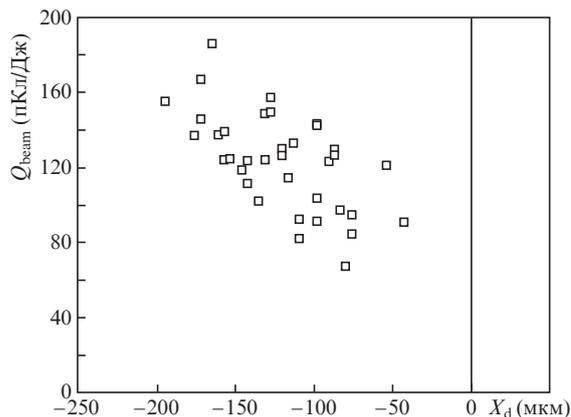


Рис.11. Зависимость суммарного заряда электронного пучка Q_{beam} от координаты точки обрыва свечения плазменного канала относительно оси струи X_d (по изображениям с боковой камеры) при фокусировке лазерного импульса на край газовой струи (-500 мкм). Вертикальной линией показано положение осей газовой мишени.

с экспоненциальным спектром, хорошо описывается аналитической функцией вида [1, 14, 18]

$$\frac{dN_\gamma}{dE} \sim \left(1 - b + \frac{T_e}{E}\right) \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) + \left(b - \frac{E_0}{E} - \frac{T_e}{E}\right) \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right), \quad (3)$$

где E_0 – максимальная энергия электронов в пучке; константа $b \approx 0.83$. С использованием формы спектра (3) и результатов измерения выхода рентгеновского излучения восстановлен спектр ТРИ на тыльной стороне Та-конвертера (рис.12). При восстановлении спектра учитывалась зависимость чувствительности детектора ССДИ η от энергии квантов (калибровка детектора выполнена только для $E_\gamma = 1.25$ МэВ):

$$\eta(E_\gamma) = \frac{w(E_\gamma)}{w(1.25 \text{ МэВ})} \eta(1.25 \text{ МэВ}).$$

Расчет коэффициентов $w(E_\gamma)$ проводился по базе данных из [19].

Средняя доза ТРИ, создаваемого на расстоянии 1 м от источника, составила 5.4 ± 1.7 мрад/имп. Конверсия энергии лазерного излучения в энергию ТРИ (по измерениям вблизи осевого направления) равна 1.1×10^{-3} ср $^{-1}$.

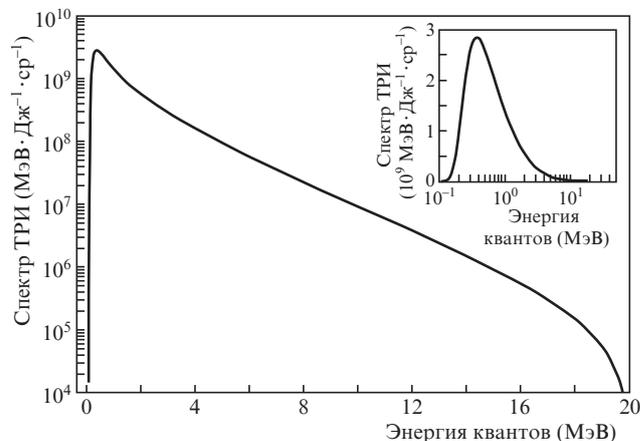


Рис.12. Восстановленный спектр ТРИ на тыльной стороне Та-конвертера толщиной 2 мм (фокусировка с отстройкой -800 мкм, давление гелия 60 атм). На вставке – тот же спектр в линейном масштабе по оси ординат.

В заключение отметим, что режимы ускорения SM-LWFA, а также DLA на бетатронном резонансе в настоящее время представляются наиболее перспективными с точки зрения генерации пучков ускоренных электронов умеренных энергий (десятки МэВ) с большим суммарным зарядом [20, 21].

5. Заключение

На фемтосекундной лазерной установке проведены эксперименты по генерации релятивистских электронных пучков в плотных гелиевых струях. Зарегистрированы пучки ускоренных электронов с суммарными зарядами 0.2–0.5 нКл ($E_c > 4$ МэВ), экспоненциальными энергетическими спектрами с максимальной энергией электронов до 60 МэВ и расходимостью до 300 мрад.

Показано, что при повышении плотности газовой струи наблюдается рост числа ускоренных электронов, сопровождающийся снижением энергии частиц.

При конверсии электронных пучков в ТРИ средняя доза излучения, зарегистрированного на расстоянии 1 м от источника, составила 5.4 ± 1.7 мрад/имп. Поперечный размер излучающей области танталового конвертера определен по рентгенографическому изображению объекта с большой оптической толщиной и составил около 650 мкм (FWHM).

Отметим, что использование газовой мишени позволит реализовать импульсно-периодическую работу источника, что перспективно для применения при решении задач стационарной радиографии с высоким пространственным разрешением.

1. Courtois C., Edwards R., Compant La Fontaine A., et al. *Phys. Plasmas*, **20**, 083114 (2013).
2. Glinec Y., Faure J., Le Dain L., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 025003 (2005).
3. Wang X., Zgadaj R., Fazel N., et al. *Nature Commun.*, **4**, 1988 (2013).
4. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245002 (2014).
5. Malka V., Faure J., Marques J.R., et al. *Phys. Plasmas*, **8**(6), 2605 (2001).
6. Mirzaie M., Hafz N., Li S., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **86**, 103502 (2015).
7. Semushin S., Malka V. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**(7), 2961 (2001).
8. Sylla F., Veltcheva M., Kahaly S., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **83**, 033507 (2012).
9. Malka V., Coulaud C., Geindre J.P., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**(6), 2329 (2000).
10. Masuda S., Miura E., Koyama K., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 083301 (2008).
11. Buck A., Zeil K., Popp A., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **81**, 033301 (2010).
12. Петровский Г.Т. (ред.). *Цветное оптическое стекло и особые стекла. Каталог*. М.: Дом оптики, 1990, с. 74).
13. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
14. Galy J., Maucec M., Hamilton D.J., et al. *New J. Phys.*, **9**, 23 (2007).
15. Huntington C.M., Thomas A.G.R., McGuffey C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 105001 (2011).
16. Masson-Laborde P.E., Mo M.Z., Ali A., et al. *Phys. Plasmas*, **21**, 123113 (2014).
17. O'Shea B.D., Andonian G., Rosenzweig J.B., et al. *Nature Commun.*, **7**, 12763 (2016).
18. Shkolnikov P.L., Kaplan A.E., Pukhov A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3471 (1997).
19. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.
20. Rosmej O.N., Gyrdymov M., Gunther M.M., et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62**, 115024 (2020).
21. Shaw J.L., Romo-Gonzalez M.A., Lemos N., et al. *Nature: Sci. Rep.*, **11**, 7498 (2021).