Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 4, с. 279 – 288

Широкодиапазонная рентгеновская диагностика релятивистской лазерной плазмы

К. А. Иванов[+*1)], *А. И. Сивко*[+], *И. Н. Цымбалов*[×], *Г. Х. Салахутдинов*[○], *А. А. Кологривов*[*], *А. А. Рупасов*[*], *Е. А. Болховитинов*[*], *Р. В. Волков*[+], *А. Б. Савельев*[+*]

[+]*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[×]*Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[○]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 ноября 2024 г.
После переработки 13 декабря 2024 г.
Принята к публикации 23 декабря 2024 г.

Проведены абсолютные измерения спектра рентгеновского излучения плазмы, формируемой высокоинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением на поверхности твердотельной мишени, в широком диапазоне параметров взаимодействия при варьировании интенсивности и контраста лазерного импульса. Впервые в едином эксперименте получено энергетическое распределение потока квантов из плазмы, создаваемой на металлической мишени, в диапазоне от 0.1 кэВ до 1 МэВ и выше. На основе полученных данных дан анализ физических процессов, протекающих в области взаимодействия. Получены оценки температуры фоновых и горячих электронов плазмы, исследована их роль в генерации потока квантов и эффективности конверсии лазерного излучения в различные диапазоны. Обнаружена тесная связь наблюдаемых результатов с контрастом и пиковой интенсивностью лазерного излучения.

DOI: 10.31857/S0370274X25020192, EDN: KMXBQF

1. Введение. С развитием лазерных систем нового поколения, способных генерировать импульсы с экстремально высокой пиковой мощностью в широком диапазоне длительностей (от десятка фемтосекунд до наносекунд) [1, 2], для изучения стали доступны исследования, связанные с веществом в экстремальном состоянии [3–5], лабораторной астрофизикой [6, 7], ядерной фотоникой [8, 9], быстрой кинетикой лазерной плазмы [10], распространением ударных волн [11], механизмами ускорения быстрых электронов [12–15] и множество других. Сама по себе характеризация рентгеновского излучения лазерной плазмы с точки зрения его яркости, спектральных характеристик и зависимости от параметров воздействия [16, 17] также приобретает высокую значимость в силу перспектив применения в прикладных задачах, где плазма выступает уже не объектом исследования, а источником частиц (электронов, ионов, широкодиапазонного рентгеновского излучения) для сверхбыстрой подсветки [18], спектроскопии (в том числе EXAFS и XANES) [4, 19] и т.п.

Среди чрезвычайно широкого спектра возможных диагностических методов [20–25], применяемых в лазерно-плазменных экспериментах, рентгеновская диагностика по-прежнему остается одним из наиболее мощных инструментов исследования, дающих возможность получить оценки таких ключевых плазменных параметров как температура и плотность плазмы, ионизационное состояние, средняя энергия горячих электронов, эффективность генерации линейчатых компонент рентгеновского излучения. Безусловно, способствует этому и правильный подбор оборудования. Так, непосредственно детектирующие рентгеновские приборы зачастую обладают ограниченным энергетическим разрешением (сотни эВ для полупроводниковых детекторов, порядка 10 % для сцинтилляционных), узким диапазоном чувствительности, иногда требуют выведения в режим счета квантов (что замедляет процесс набора данных). Поэтому дополнительно могут быть установлены фильтры или диспергирующие приборы (цилиндрические или сферические кристаллы, дифракционные решетки). Стоит выделить приборы нового поколения [26, 27], совмещающие высокую поглощающую способность для квантов высокой энергии, неплохое энергетическое разрешение и возможность позиционной чувствительности, что актуально для задач спектральных измерений и визуализа-

1) e-mail: akvonavi@gmail.com

ции с высоким пространственным разрешением в лазерных экспериментах [28]. Тем не менее, с учетом экспоненциально спадающей с ростом энергии огибающей спектра рентгеновского излучения, рабочий спектральный диапазон прибора того или иного типа оказывается достаточно узким. Поэтому экспериментальные исследования эмиссии рентгеновского излучения часто оказываются сосредоточенными на определенном диапазоне спектра, соответствующем конкретной решаемой задаче по лазерно-плазменному взаимодействию.

Вместе с тем, получение спектра рентгеновского излучения в максимально широком диапазоне дает дополнительную важную информацию об электронном ансамбле в целом и о роли различных механизмов нагрева и ускорения при варьировании параметров воздействующего лазерного излучения.

В настоящей работе нами впервые было проведено измерение спектра рентгеновского излучения релятивистской лазерной плазмы в энергетическом диапазоне от 0.1 до 10^3 кэВ. Для достижения высокого динамического диапазона был применен набор абсолютно калиброванных детекторов. Плазма на поверхности металлической твердотельной мишени формировалась лазерным импульсом длительностью 50 фс, пиковая интенсивность которого варьировалась от 10^{16} до нескольких единиц на 10^{18} Вт/см^2. В едином эксперименте получена информация о протекающих в плазме физических процессах: изучено ускорение горячих электронов и их роли в генерации линейчатых компонент плазмы, нагрева вещества обратными токами, получены оценки на эффективность рентгеновского источника в различных энергетических диапазонах.

2. Постановка эксперимента. В работе исследовалось рентгеновское излучения от электронов плазмы, формируемой на поверхности гладкой молибденовой мишени фемтосекундным лазерным излучением. Импульс с длительностью около 55 фс и энергией от 0.3 до 50 мДж фокусировался внеосевой параболой ($F/D = 6$) под углом около 45 градусов к нормали. Пиковая интенсивность достигала 2.8×10^{18} В/см^2 и могла быть уменьшена пропорционально энергии импульса без изменений условий фокусировки. Контраст импульса по пьедесталу усиленного спонтанного излучения (УСИ) составлял около 5×10^{-8} за 10–100 пс до пика импульса (при полной длительности около 1 нс до пика импульса), но также мог быть улучшен до 10^{-9} за счет внедрения контраст-клинера на основе методики XPW [29]. Два значения контраста (низкий, 5×10^{-8}, и высокий, 10^{-9}) далее для краткости мы будем обозначать L и H соответственно (от англ. *low* и *high*). Значение контраста определяет интенсивность в пьедестале УСИ и, следовательно, параметры плазменного слоя (преплазмы), возникающего под действием этого излучения на поверхности мишени и разлетающегося в сторону вакуума. Свойства преплазмы (протяженность, зависимость концентрации электронов от расстояния) играет существенную роль в механизмах поглощения излучения и наборе энергии электронами при воздействии непосредственно фемтосекундного импульса [12–15 и ссылки в них].

Для диагностики рентгеновской эмиссии нами использовался ряд детекторов, покрывающих диапазон от ~ 100 эВ до 1 МэВ:

i. Пропускающая дифракционная решетка, которая представляет собой периодическую структуру свободно висящих тонких золотых проволочек, заполняющих узкую щель (70 мкм), с отношением зазора между ними к периоду решетки 0.25 [30]. Разрешение прибора по длинам волн определялось шириной основной щели и составляло 4 Å во всем диапазоне измерений. Регистрация развернутого по пространству спектра проводилась на рентгеновскую ПЗС камеру GreatEyes BI DD с размером пикселя 13×13 мкм. При фиксированном значении интервала длин волн, приходящегося на каждый пиксель, соответствующий энергетический интервал изменяется (поскольку энергия кванта обратно пропорциональна его длине волны), что также отражается на энергетическом разрешении помимо ширины щели. Во избежание засветки от оптического излучения плазмы перед камерой размещался фильтр титана толщиной 0.1 мкм, определяющий нижнюю границу детектирования на уровне 80 эВ. Реальная верхняя граница детектирования составляла около 1.5 кэВ и была обусловлена, во-первых, пропусканием микроструктуры решетки из золота толщиной 0.5 мкм, которая становится прозрачной для более энергетичных квантов, и, во-вторых, близостью нулевого порядка дифракции, перекрывающего более высокоэнергетичную часть спектра. Методика обработки спектров, включающая выделение истинного сигнала в первом порядке дифракции с устранением влияния высших порядков, описана в работе [30].

ii. Прямая регистрация одиночных квантов на рентгеновской ПЗС камере GreatEyes BI DD с обратной засветкой с разрешением около 250 эВ в диапазоне 2–30 кэВ. Для вывода детектора в режим счета фотонов перед камерой располагался фильтр 400 мкм бериллия, отсекающий поток квантов с энергией ниже 2.5 кэВ. Верхняя граница по энергии детектирования определялась чувствительностью активного слоя матрицы.

iii. Прямая регистрация одиночных квантов на пиксельном позиционно-чувствительном детекторе MediPix на чипе толщиной 1 мм CdTe, обеспечивающим уверенную регистрацию квантов высокой энергии [28] и энергетическим разрешением около 10 %. Нами здесь также использовался металлический фильтр для отсечения квантов с энергией менее нескольких десятков кэВ (5 мм алюминия).

Для измерений в диапазонах 2–30 и свыше 30 кэВ истинная форма спектра восстанавливалась с применением Монте-Карло моделирования для учета наложения квантов при измерениях (эффект pile-up [31]) и влияния некогерентного рассеяния квантов высокой энергии в активном слое детектора [32, 33].

Оба прибора были абсолютно калиброваны на рентгеновских источниках: Fe55 (пара линий K перехода 5.9 и 6.4 кэВ) и также линейчатых компонентах плазмы меди (8 и 8.9 кэВ), молибдена (17.4 и 19.6 кэВ) для ПЗС камеры GreatEyes, источники Am241 (59 кэВ) и Cs137 (661 кэВ) для MediPix. Количество фотонов определяется по числу засвеченных кластеров пикселей на матрице детектора в случае одноквантовых измерений. При разложении спектра после дифракционной решетки число фотонов определяется по амплитуде сигнала на определенном значении энергии и пересчете в число квантов на основе известных калибровок. Линейность отклика детектора GreatEyes в измеряемом диапазоне энергий составляет не менее 99 % согласно данным производителя. Полный поток квантов на стерадиан пересчитывается на основе известной геометрии эксперимента.

Квантовые эффективности ν всех детекторов с учетом установленных фильтров показаны на рис. 1a. Накопление спектров для каждого значения интенсивности/контраста проводилось в серии из 100–1000 выстрелов с дисперсией энергии лазерного импульса около 5 %. Измерения в серии из множества импульсов, в первую очередь, необходимы для накопления статистики при относительно малом потоке квантов с энергией больше нескольких сотен кэВ при измерениях детектором iii. Хотя необходимо отметить, что все виды измерений позволяют получать данные при экспозиции вплоть до одного импульса (при снижении энергетического разрешения). Каждый импульс приходил в свежую точку на поверхности мишени, для чего последняя закреплялась на трансляторах и постоянно смещалась в плоскости перетяжки с помощью шаговых двигателей. Детекторы располагались в передней плоскости мишени в направлении, близком к нормали. В направлении каждого детектора устанавливался также магнит, отклоняющий своим полем электроны с энергией до нескольких МэВ для предотвращения появления нежелательного сигнала.

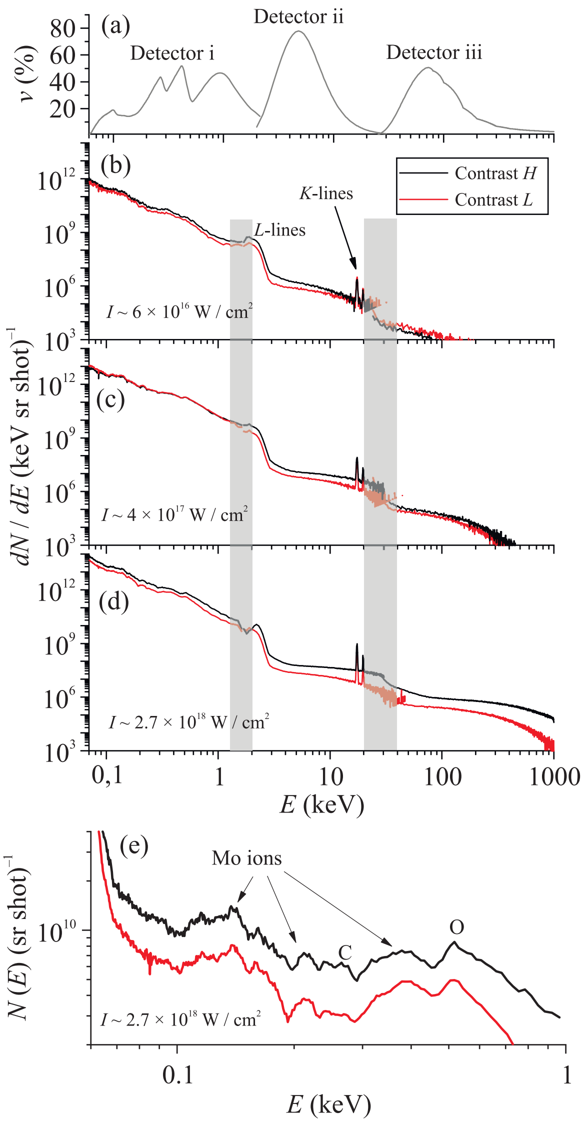

Рис. 1. (Цветной онлайн) Квантовые эффективности ν используемых детекторов с учетом установленных фильтров (a), восстановленные широкодиапазонные спектры dN/dE рентгеновского излучения для некоторых параметров взаимодействия (b)–(d) и спектры рентгеновского излучения $N(E)$ плазмы в низкоэнергетичном диапазоне (e)

Погрешность амплитуды истинного спектра изменяется для различных энергетических областей спектра, что связано с особенностями измерений и сложной процедурой восстановления. В областях 30.1–1, 3–20, 40–600 кэВ она не превышает 20 %, минимум порядка единиц процентов достигается вблизи максимумов квантовой эффективности, но достигает значений выше 80 % в узких областях перехода от одного детектора к другому.

3. Широкодиапазонный рентгеновский спектр плазмы. На рисунках 1b–d представлены впервые полученные абсолютные широкодиапазонные спектры dN/dE для некоторых значений параметров взаимодействия в предположении изотропного распределения квантов по пространству [17, 34], нормированные на один лазерный выстрел в единичном телесном угле. Серыми прямоугольниками показаны области относительно невысокой достоверности восстановленного спектра, о чем было написано выше. Однако при этом видно хорошее перетекание данных от одного детектора к другому, что позволяет без серьезных потерь достроить график до непрерывного. Форма рентгеновского спектра, вообще говоря, имеет сложный вид в силу наличия тормозной составляющей, а также линейчатых компонент (рекомбинационные процессы и переходы из возбужденных состояний) [35]. Так в нашем случае можно четко выделить K-альфа (17.4 кэВ), K-бета (19.7 кэВ), а также сливающиеся L линии молибдена (2.3–2.6 кэВ). В области малых энергий (менее 1 кэВ) также присутствуют несколько стабильно появляющихся пиков, видных на спектрах $N(E)$ на рис. 1e. Среди них пики около 280 и 520 эВ, которые мы связываем с характеристическими линиями углерода и кислорода из поверхностных слоев окисла и загрязнений толщиной до десятка нанометров [36], что сравнимо с толщиной скин-слоя для лазерного излучения. Ряд других пиков удается разрешить немного детальнее. Так, пики вблизи 140 эВ, 220, 300–500 эВ могут быть проассоциированы с переходами в высокоионизованных атомах молибдена (Zn-подобные, Cu-подобные и другие). Относительно невысокое разрешение спектрометра не позволяет детально разрешить структуру этих спектральных компонент. Изучение амплитуд пиков может быть предметом отдельной статьи, поэтому здесь ограничимся констатацией их присутствия.

4. Обсуждение. *a. Ускорение горячих электронов и температура плазмы.* Форма рентгеновского спектра в разных областях может быть охарактеризована экспоненциально спадающей функцией вида $f(E) \sim \exp(-E/T)$, где множитель T напрямую связан с температурой электронов в плазме [23, 37, 38]. В сильно неравновесной фемтосекундной лазерной плазме понятие температуры условно, но спектру электронов также ставится в соответствие экспоненциально спадающая функция по аналогии с Максвелловским распределением [34, 39]. Скорее следует говорить о средней энергии,которая в случае трехмерного распределения определяется как $3/2T$ [40, 41], хотя в литературе принято говорить именно о температуре электронов в плазме. Таким образом, экспериментальное определение наклона рентгеновского спектра дает оценку электронных компонент плазмы.

В лазерной плазме при твердотельном воздействии электроны набирают энергию не только вследствие обратнотормозного поглощения до десятков и сотен эВ [42], но и под действием бесстолкновительных механизмов, приводящих к появлению горячих электронов, температура которых растет с увеличением интенсивности по степенному закону $I^{1/3...1/2}$ и достигает сотни кэВ при интенсивности около 10^{18} Вт/см^2 [12–15]. Доля быстрых частиц в общем их числе также пропорциональна интенсивности лазерного импульса [43].

На рисунке 2a представлена зависимость от интенсивности и контраста оценки температуры горячей электронной компоненты плазмы $T_{\rm hot}$, полу-

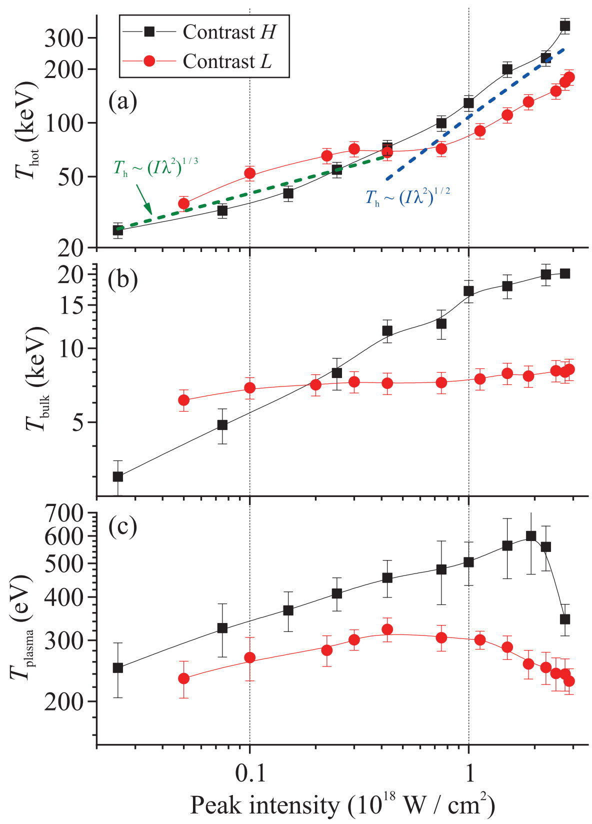

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость температуры электронных компонент плазмы от параметров лазерного импульса: горячие электроны $T_{\rm hot}$ (a), электроны в плотной приграничной области $T_{\rm bulk}$ (b) и фоновые электроны плазмы $T_{\rm plasma}$ (c)

ченной при восстановлении исходной формы спектра вида $f(E) \sim \exp(-E/T_{\rm hot})$ при Монте-Карло моделировании. Интересно обратить внимание на динамику роста температуры для разных значений контраста. Эффективность генерации горячих электронов в области умеренной интенсивности (до $\sim 4 \times 10^{17}$ Вт/см^2) выше для L импульса, тогда как переход к релятивистскому воздействию (ближе к 10^{18} Вт/см^2 и выше) передает лидерство к H импульсу. Как для H, так и для L импульса возрастание интенсивности основного импульса неизбежно сопровождается повышением амплитуды предымпульсов, а, следовательно, и удлинением преплазменного слоя на поверхности мишени. Разлет короны к моменту прихода импульса определяется потоком мощности пьедестала УСИ, который растет по мере увеличения интенсивности основного импульса. Расчеты и оценки [32, 44, 45] указывают на формирование неоднородного градиента концентрации, в котором присутствует более плотная короткая область подкритической плазмы длиной менее 1 мкм и протяженная (до десятков микрометров) разреженная (менее 0.1 критических концентраций) плазма, которая не вносит решающего вклада в ускорение электронов при наших условиях взаимодействия. Воздействие L импульса сопровождается ускорением электронов, вероятно, за счет механизма резонансного поглощения. Можно отметить достаточно хорошее совпадение степенного закона роста температуры горячей электронной компоненты с известным из литературы: $T_{\rm hot} \sim (I\lambda^2)^{1/3}$ [12, 13] (зеленая штриховая линия на рис.2 a). При этом переход к суб-релятивистской интенсивности в случае L импульса сопровождается ростом длины преплазмы. Оптимум резонанса не достигается, эффективность ускорения снижается [44, 46, 47]. В то же время интенсивности еще недостаточно для проявления релятивистских процессов. Немонотонность кривой также может быть связана с коэффициентом поглощения, который также имеет сложную зависимость от длины преплазмы, как это отмечалось в работе [48]. Совокупность этих факторов объясняет сложный вид зависимости для L импульса и перелом с провалом, наблюдаемый на рис. 2a в области 10^{17}–10^{18} Вт/см^2. В диапазоне выше 10^{18} Вт/см^2 рост температуры указывает скорее на пондеромоторное ускорение и $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ нагрев ($T_{\rm hot} \approx 511[\sqrt{(1 + 0.73I\lambda^2} - 1]$ кэВ [14], синяя штриховая линия на рис. 2a). Высокая интенсивность может способствовать поддавливанию импульсом плазмы к поверхности и укручению градиента плотности [47, 49], но наличие длинного разреженного слоя, тем не менее, приводит к диссипации энергии, например, на возбуждение плазменных волн [32]. Наибольшее значение температуры составляет около 180 кэВ.

Для подкрепления наших предположений потребуется численное моделирование. Также интересным представляется пересчет числа фотонов в абсолютное число электронов [37]. Ранее в схожих условиях взаимодействия было показано [23], что количество тормозных квантов составляет порядка 0.01 от числа горячих электронов в области жестких квантов. Эти аспекты станут предметом отдельной публикации.

Возвращаясь к случаю H импульса, можно утверждать, что преплазменный слой здесь значительно короче, чем в случае L импульса. Более того, ионизация и формирование преплазмы идет на более коротком временном отрезке перед основным пиком H импульса, поскольку интенсивность в его пьедестале, достаточная для ионизации поверхности, достигается незадолго до воздействия собственно фемтосекундного импульса. Это, с одной стороны, характеризуется относительно слабым поглощением и менее эффективной генерацией горячих электронов при интенсивности менее нескольких единиц на 10^{17} Вт/см^2 по сравнению с L импульсом. С другой стороны, длина разреженной плазмы H импульса при релятивистской интенсивности невелика, что определяет невысокую диссипацию энергии. Оценка на температуру горячих электронов находится в хорошем согласии с пондеромоторным ускорением и достигает значения в ~ 320 кэВ при интенсивности около 3×10^{18} Вт/см^2.

Интересный аспект, связанный с горячими электронами в плазме, относится к процессам теплопереноса и перераспределения заряда вблизи области взаимодействия. Нескомпенсированный заряд, образующийся вследствие вылета горячих электронов как в сторону от мишени, так и вглубь нее, создает поля напряженностью в МВ/см. При обратном токе электронов выделяется тепло за счет омического сопротивления, нагревающее плотное вещество мишени. Сами горячие электроны при столкновениях в плотной части плазмы также передают часть своей энергии в объем. Температура, в первом приближении, зависит от энергии проникающих частиц и их количества и может составлять единицы кэВ и более в около поверхностном плотном слое (10–20 мкм) при релятивистской интенсивности лазерно-плазменного воздействия [50–54].

В области энергии квантов 5–15 кэВ существует область, не "зашумленная" характеристическими линиями, которая как раз может отражать состояние плотной области вещества. С одной стороны, энергия в этой области существенно превосходит оценки для фоновой температуры самой плазмы на поверхности (сотни эВ [55]), с другой стороны, температура горячих электронов, оцененная по высокоэнергетичной части распределения, значительно выше (особенно для интенсивности выше 10^{17} Вт/см^2). Можно ожидать, что тормозная часть спектра непосредственно от горячих электронов дает в этой области квазипостоянную подставку к результирующему измеряемому спектру. Нами наблюдалась отличающаяся динамика роста наклона рентгеновского спектра для H и L импульсов. На рисунке 2b приведены оценки температуры плотного вещества в приграничной области $T_{\rm bulk}$ полученные в области 5–15 кэВ при восстановлении исходного спектра. Непременно, выяснение точных значений требует решения кинетических уравнений и моделирования. Важно добавить также, что температура плотного вещества сильно неоднородна и быстро убывает при уходе вглубь мишени, поэтому полученная нами оценка отражает скорее лишь самые близкие к границе мишени слои.

Тем не менее для H импульса получена возрастающая зависимость от интенсивности (от 5 до 20 кэВ по мере роста интенсивности от умеренной до релятивистской). Тогда как для L импульса показания ниже и, более того, в измеренном диапазоне интенсивности слабо зависят от последней. По нашему мнению, это напрямую связано с ролью преплазменного слоя. При росте протяженности плазмы область генерации горячих электронов (область формирования не скомпенсированного заряда) отдаляется от границы плотной мишени. Экранировка в плазме приводит к ослаблению обратного тока, которое компенсируется ростом энергии и количества горячих электронов.

Переходя в низкоэнергетический диапазон измерений (примерно 0.1–1 кэВ), можно оценить температуру фоновой электронной компоненты $T_{\rm plasma}$ самой плазмы в области взаимодействия. Кванты с такой энергией испускаются непосредственно плазменной короной, поскольку длина их пробега в плотном веществе чрезвычайно мала. На рисунке 2c дана зависимость оценки температуры экспоненциально спадающей части мягкого рентгеновского спектра в области 0.5–1 кэВ, в которой отсутствуют яркие характеристические компоненты. Значение температуры $T_{\rm plasma}$ в данной области может быть связано с прямым нагревом лазерным излучением, описанном, например, в работах [42, 55]. Можно отметить более высокие показания для H импульса (до 400 эВ при интенсивности выше 10^{18} Вт/см^2). Это связано с более короткой преплазмой импульса с высоким контрастом – энергия лазерного излучения достигает слоя, близкого к критическому. Также виден спад значений температуры при достижении максимальных интенсивностей для обоих типов импульсов. При этом спад у L импульса наступает при меньшей интенсивности. Это может быть связано с множеством факторов: возрастание по мере роста интенсивности перекачки энергии лазерного импульса в горячие электроны [43], влияние предымпульсов на формирование преплазменного слоя, изменение коэффициента отражения плазмы [56] и т.д.

б. Генерация рентгеновского излучения в разных энергетических диапазонах. Горячие электроны, ускоряемые в плазме, во многом отвечают не только за генерацию тормозного рентгеновского спектра, но и за возбуждение линейчатой компоненты, в частности K_α линии молибдена, которая присутствует в спектре и имеет ряд интересных приложений, связанных с задачей рентгенографии [11, 46, 57]. Изучение зависимости потока K-альфа квантов молибдена от интенсивности и контраста показало достаточно тесную взаимосвязь с температурой горячих электронов и ее зависимостью от контраста и интенсивности. Так на рисунке 3a, b, где приведены графики для потока K_α квантов $N(K_\alpha)$ и эффективности генерации в единичном телесном угле за выстрел $\eta(K_\alpha)$ линейчатой компоненты (отношение общей энергии квантов к энергии лазерного импульса на мишени), можно снова отметить преимущества плохого контраста (а, следовательно, и более протяженной преплазмы) при низкой интенсивности воздействия на мишень: за счет действия пьедестала УСИ условия для эффективной передачи энергии к плазме от лазерного импульса оказываются оптимальнее, чем для высокого контраста. При высокой интенсивности лазерного излучения протяженный преплазменный слой от предымпульсов L импульса не позволяет достичь высокого поглощения. Схожие зависимости наблюдаются также и при исследовании потока и эффективности генерации квантов с энергией более 100 кэВ, $N(>100\,\text{кэВ})$ и $\eta(>100\,\text{кэВ})$ на рис. 3c, d.

Для H импульса интересно обратить внимание на постепенный завал как потока, так и эффективности генерации квантов Ka на максимальных значениях интенсивности (последние точки на красных кривых рис. 3a, b, несмотря на по-прежнему растущую температуру электронов, см. рис. 2a. На наш взгляд, помимо увеличивающейся длины преплазмы, это также во многом связано с процессом генерации K_α квантов. По мере роста температуры горячих электронов глубина их проникновения в мишень увеличивается. Испускаемые с большой глубины кван-

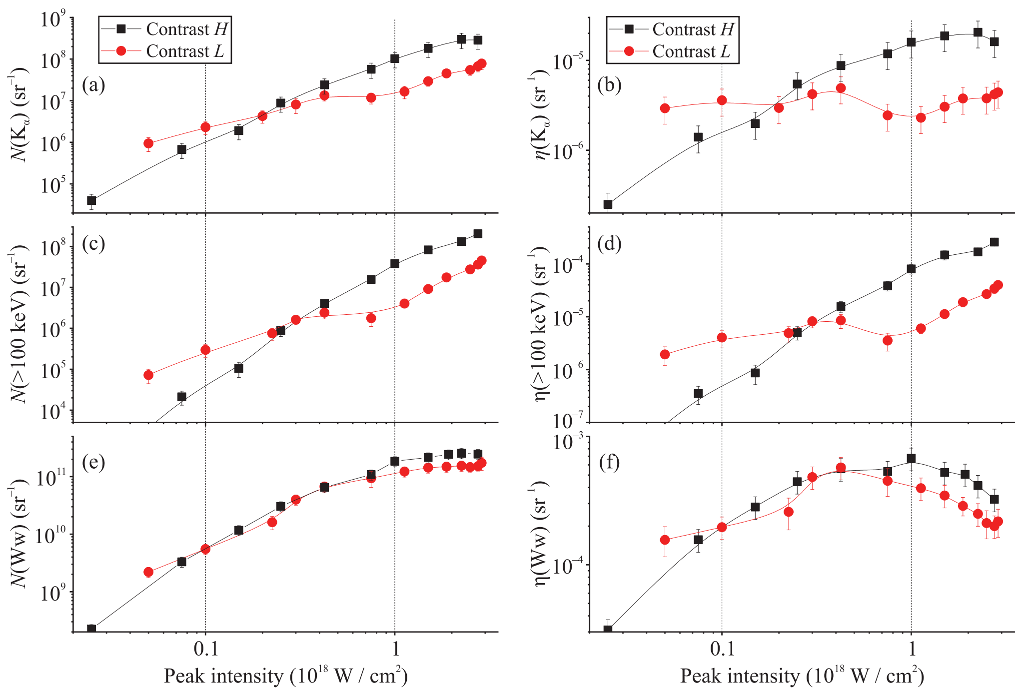

Рис. 3. (Цветной онлайн) Поток N и эффективность генерации η: K_α квантов (a), (b), квантов с энергией > 100 кэВ (c), (d) и квантов в окне прозрачности воды (e), (f)

ты рентгеновского излучения просто поглощаются в слое плотного вещества. Такого завала не наблюдается для квантов с энергией более 100 кэВ, рис. 3c, d, которые обладают большей проникающей способностью.

Простые оценки по методу Монте-Карло пролета электронов в веществе [58] показывают, что частицы с энергией 300 кэВ при проникновении в слой молибдена испускают наибольшее количество К-альфа квантов на глубине около двух десятков микрометров, около половины которых способно покинуть мишень и достичь детектора, находящегося на передней стороне мишени. При энергии электронов 100 кэВ глубина пролета сокращается до единиц микрон, до толщины вещества, почти не поглощающей поток K_α кванты. По этой же причине кривые потока квантов линейчатого излучения для L и H импульсов будут стремиться друг к другу. Результаты, в целом, хорошо согласуются с оценками и с ранее наблюдавшимися данными также для молибденовой мишени [43, 45, 46].

Максимальное значение потока K_α квантов было зарегистрировано для H импульса при интенсивности около 2.5×10^{18} Вт/см^2 и составило $(3 + 1) \times 10^8$ штук/(ср. выстрел) при эффективности конверсии из лазерного излучения около 2×10^{-5}/(ср. выстрел) или 0.02 % /(ср. выстрел) от энергии импульса на мишени. Эта величина составляет примерно половину от общей конверсии излучения в диапазоне 2–30 кэВ. При размере источника порядка 10–20 мкм [45, 57] плазма может применяться для задач построения рентгеновских изображений высокого пространственного разрешения с экспозицией вплоть до одного импульса.

Имея абсолютные спектры рентгеновского излучения, становится интересно оценить также поток квантов и в диапазоне более низких энергией, например, на длине в окне прозрачности воды (Water window 280–530 эВ), которые представляют интерес для задач литографии дальнего УФ диапазона, рентгеновской микроскопии и радиографии. На рисунках 3e, f приведены зависимость потока N(Ww) и эффективности генерации η(Ww) квантов 280–550 эВ от интенсивности и контраста. Динамика, в целом, повторяет уже описанные данные и не нуждается в повторной интерпретации. Максимальная эффективность достигается для H импульса и составляет ~ 0.07 %/(ср. выстрел) при потоке квантов до $2.5 \times \times 10^{11}$ штук/(ср. выстрел). Число разумно согласуется с данными для фемтосекундных систем [59] и одновременно наглядно иллюстрирует разницу с плазмой от более длинных импульсов, где для мягкого рентгена достигаются рекордные показатели в единицы % [60, 61]). Несмотря на сравнительно низкую эффективность, источники от фемтосекундной плазмы обладают более короткой длительностью рентгеновского импульса и могут занять свою нишу для время-разрешенной спектроскопии, получения изображений и т.д.

5. Заключение. При использовании широкодиапазонной рентгеновской диагностики на основе параллельного применения детекторов, перекрывающих диапазон энергий квантов от 0.1 кэВ до 1 МэВ и более, охарактеризован спектр излучения плазмы, формируемой при воздействии фемтосекундного лазерного импульса на твердотельную металлическую мишень. Впервые получен абсолютный спектр с динамическим диапазоном в четыре порядка по энергии квантов. Исследованы особенности спектра при варьировании пиковой интенсивности воздействия (от нескольких единиц на 10^{16} до 3×10^{18} Вт/см^2), а также контраста излучения (около 2×10^7 и свыше 10^9).

На основе измеренных данных проведена оценка электронных компонент лазерной плазмы в широком диапазоне энергий и выявлено влияние температуры электронов на свойства генерируемого рентгеновского излучения. Это имеет важное значение как с точки зрения выявления физических процессов в лазерной плазме, так и при использовании потока квантов с наибольшей эффективностью в прикладных задачах. Показано, что преплазменный слой, формируемый под действием предымпульсов лазерного излучения, играет определяющую роль в вопросе поглощения излучения и эффективности бесстолкновительных механизмов ускорения частиц. Так, при пиковой интенсивности до $\sim 10^{17}$ Вт/см^2 наличие преплазмы обеспечивает ускорение частиц при резонансном поглощении до характерного значения температуры порядка 50 кэВ. Более короткая преплазма для импульса с высоким контрастом определяет высокий коэффициент отражения плазмы и примерно в 1.5 раза меньшее значение температуры частиц. При переходе к релятивистской интенсивности (свыше 10^{18} Вт/см^2), напротив, длинная преплазма для импульса с низким контрастом способствует диссипации энергии излучения по мере распространения через плазменную корону под-критической концентрации электронов. Максимальное значение температуры горячих электронов оценивается в 180 кэВ при интенсивности около 3×10^{18} Вт/см^2. Для импульса с высоким контрастом эта оценка примерно в 2 раза выше, а степенной рост температуры от интенсивности находится в хорошем согласии с известным механизмом пондеромоторного ускорения и $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ нагрева.

Определяющую роль преплазма и горячие электроны играют также при генерации квантов характеристического излучения (K_α линия молибдена, 17.4 кэВ) и при быстром нагреве плотного вещества. В случае последнего возрастающий поток горячих частиц вглубь мишени и формируемый вследствие этого нескомпенсированный заряд создают сильный обратный ток, приводящий к нагреву плазмы до температуры в единицы и десятки кэВ.

Наконец, в области низких энергий квантов (менее 1 кэВ) также обнаружено, что формирование протяженной преплазмы препятствует эффективному нагреву плазмы вблизи поверхности. Для обоих значений контраста излучения показано, что оценка температуры фоновой плазмы снижается при максимальных значениях интенсивности. Падение эффективности нагрева также отражается в снижении эффективности генерации квантов в окне прозрачности воды (280–550 эВ). Наибольшая измеренная эффективность составляет 0.07 %, что разумно согласуется с литературными данными.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение # 075-15-2021-1361) с использованием оборудования, закупленном при поддержке национального проекта “Наука и университеты”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. I. Yu. Kostyukov, E. A. Khazanov, A. A. Shaikin, A. G. Litvak, and A. M. Sergeev, Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, 635 (2023); https://doi.org/10.3103/S1068335623180136.
2. L. J. Waxer, D. N. Maywar, J. H. Kelly, T. J. Kessler, B. E. Kruschwitz, S. J. Loucks, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, S. F. B. Morse, C. Stoeckl and J. D. Zuegel, Opt. Photonics News **16**, 30 (2005); https://doi.org/10.1364/OPN.16.7.000030.
3. K. Batani, D. Batani, X. T. He, and K. Shigemori, Matter Radiat. Extremes **7**, 013001 (2021); https://doi.org/10.1063/5.0078895.
4. O. Renner and F. B. Rosmej Matter, Radiat. Extremes **4**, 024201 (2019); https://doi.org/10.1063/1.5086344.
5. A. S. Martynenko, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev et al. (Collaboration), Matter Radiat. Extremes **6**, 014405 (2021); https://doi.org/10.1063/5.0025646.
6. K. Burdonov, G. Revet, R. Bonito et al. (Collaboration), A&A **642**, A38 (2020); https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038189.
7. H. Takabe and Y. Kuramitsu, High Power Laser Sci. Eng. **9**, e49 (2021); https://doi.org/10.1017/hpl.2021.35.

8. Q. Ain, S. Li, M. Mirzaie, and N. A. M. Hafz, IEEE Trans. Nucl. Sci. **65**, 2671 (2018); https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2869558.
9. V. G. Nedorezov, S. G. Rykovanov, and A. B. Savel'ev, UFN **191**, 1281 (2021); https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.03.038960.
10. A. V. Brantov and V. Y. Bychenkov, Plasma Phys. Rep. **39**, 698 (2013); https://doi.org/10.1134/S1063780X13090018.
11. F. Barbato, S. Atzeni, D. Batani, D. Bleiner, G. Boutoux, C. Brabetz, P. Bradford, D. Mancelli, P. Neumayer, A. Schiavi, J. Trela, L. Volpe, G. Zeraouli, N. Woolsey, and L. Antonelli, Sci. Rep. **9**, 18805 (2019); https://doi.org/10.1038/s41598-019-55074-1.
12. P. Gibbon and E Forster, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 769 (1996); https://doi.org/10.1088/0741-3335/38/6/001.
13. F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys, and M. Tatarakis, Phys. Plasmas **4**, 447 (1997); https://doi.org/10.1063/1.872103.
14. G. Malka, E. Lefebvre, and J. L. Miquel, Phys. Rev. Lett. **78**, 3314 (1997); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3314.
15. F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.52.
16. S. Singh, C. D. Armstrong, N. Kang et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion **63**, 035004 (2021); https://doi.org/10.1088/1361-6587/abcf7e.
17. B. Borm, D. Khaghani, and P. Neumayer, Phys. Plasmas **26**, 023109 (2019); https://doi.org/10.1063/1.5081800.
18. S. Z. Yi, J. Q. Dong, L. Jiang, Q. S. Huang, E. F. Guo, and W. Z. S. Matter, Radiat. Extremes **7**, 015902 (2022); https://doi.org/10.1063/5.0062758.
19. F. Dorchies, K. Ta Phuoc, and L. Lecherbourg, Struct. Dyn. **10**, 054301 (2023); https://doi.org/10.1063/4.0000202.
20. S. Ter-Avetisyan, L. Romagnani, M. Borghesi, M. Schnürer, and P. V. Nickles, Nucl. Instrum. Meth. Sec. A **623**, 709 (2010); https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.094.
21. S. S. Harilal, M. C. Phillips, D. H. Froula, K. K. Anoop, R. C. Issac, and F. N. Beg, Rev. Mod. Phys. **94**, 035002 (2022); https://doi.org/10.1103/RevModPhys.96.019901.
22. D. R. Rusby, C. D. Armstrong, C. M. Brenner, R. J. Clarke, P. McKenna, and D. Neely, Rev. Sci. Instrum. **89**, 073502 (2018); https://doi.org/10.1063/1.5019213.
23. K. A. Ivanov, S. A. Shulyapov, A. A. Turinge, A. V. Brantov, D. S. Uryupina, R. V. Volkov, A. V. Rusakov, R. M. Djilkibaev, V. G. Nedorezov, V. Yu. Bychenkov, and A. B. Savel'ev, Contrib. Plasma Phys. **53**, 116 (2013); https://doi.org/10.1002/ctpp.201310023.
24. S. Yi, H. Du, H. Si, Y. Yu, J. Xiong, and Z. Wang, Photonics **10**, 1054 (2023); https://doi.org/10.3390/photonics10091054.
25. R. J. Clarke, P. T. Simpson, S. Kar, J. S. Green, C. Bellei, D. C. Carroll, B. Dromey, S. Kneip, K. Markey, P. McKenna, W. Murphy, S. Nagel, L. Willingale and M. Zepf, Nucl. Instrum. Meth. Sec. A **585**, 117 (2008); https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.11.015.
26. X. Llopart, J. Alozy, R. Ballabriga, M. Campbell, R. Casanova, V. Gromov, E. H. M. Heijne, T. Poikela, E. Santin, V. Sriskaran, L. Tlustos, and A. Vitkovskiy, J. Inst. **17**, C01044 (2022); https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/01/C01044.
27. K. Sakhatskyi, B. Turedi, G. J. Matt, E. Wu, A. Sakhatska, V. Bartosh, M. N. Lintangpradipto, R. Naphade, I. Shorubalko, O. F. Mohammed, S. Yakunin, O. M. Bakr, and M. V. Kovalenko, Nature Photon. **17**, 510 (2023); https://doi.org/10.1038/s41566-023-01207-y.
28. K. A. Ivanov, I. N. Tsymbalov, A. M. Lapik, A. L. Polonsky, A. V. Rusakov, A. A. Turinge, O. P. Ivanov, A. B. Savel'ev-Trofimov, and V. G. Nedorezov. Phys. Part. Nuclei **49**, 581 (2018); https://doi.org/10.1134/S1063779618040305.
29. A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Cheriaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saltiel, Opt. Lett. **30**, 920 (2005); https://doi.org/10.1364/OL.30.000920.
30. A. A. Kologrivov, A. A. Rupasov, and G. V. Sklizkov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **916**, 313 (2019); https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.201.
31. A. Zavorotnyi and A. Savel'ev, J. Instrum. **18**, P03042 (2023); https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/03/P03042.
32. K. A. Ivanov, S. A. Shulyapov, P. A. Ksenofontov, I. N. Tsymbalov, R. V. Volkov, A. B. Savel'ev, A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, A. A. Turinge, A. M. Lapik, A. V. Rusakov, R. M. Djilkibaev, and V. G. Nedorezov, Phys. Plasmas **21**, 093110 (2014); http://dx.doi.org/10.1063/1.4896348.
33. K. A. Ivanov, I. N. Tsymbalov, S. A. Shulyapov, D. A. Krestovskikh, A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, R. V. Volkov, and A. B. Savel'ev, Phys. Plasmas **24**, 063109 (2017); http://dx.doi.org/10.1063/1.4986101.
34. M. Schnurer, R. Nolte, T. Schlegel, M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, P. Ambrosi, and W. Sandner, J. Phys. B **30**, 4653 (1997); https://doi.org/10.1088/0953-4075/30/20/025.
35. D. Giulietti and L. A. Gizzi, Riv. Nuovo Cim. **21**, 1 (1998); https://doi.org/10.1007/BF02874624.

36. W. Lisowski, A. H. J. van Den Berg, L. J. Hanekamp, and A. van Silfhout, Surf. Interface Anal. **19**, 93 (1992); https://doi.org/10.1002/sia.740190121.
37. G. H. McCall, J. Phys. D **15**, 823 (1982); https://doi.org/10.1088/0022-3727/15/5/012.
38. C. Zulick, B. Hou, F. Dollar, A. Maksimchuk, J. Nees, A. G. R. Thomas, Z. Zhao, and K. Krushelnick, New J. Phys. **15**, 123038 (2013); https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/12/123038.
39. D. Batani and A. Morace, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **623**, 699 (2010); https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.096 .
40. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, P. M. Mikheev, A. B. Savel'ev, D. S. Uryupina, and R. V. Volkov, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 2555 (2002); https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/12/305.
41. K. Wharton, S. Hatchett, S. Wilks, M. Key, J. Moody, V. Yanovsky, A. Offenberger, B. Hammel, M. Perry, and C. Joshi, Phys. Rev. Lett. **81**, 822 (1998); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.822.
42. M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, Phys. Rev. Lett. **63**, 339 (1989); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.339.
43. Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, and E. Förster, Phys. Rev. Lett. **84**, 4846 (2000); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4846.
44. P. K. Singh, Y. Q. Cui, A. Adak, A. D. Lad, G. Chatterjee, P. Brijesh, Z. M. Sheng, and G. R. Kumar, Sci. Rep. **5**, 17870 (2016); https://doi.org/10.1038/srep17870.
45. M. Gambari, R. Clady, L. Videau, O. Uteza, A. Ferre, and M. Sentis, Sci. Rep. **11**, 23318 (2021); https://doi.org/10.1038/s41598-021-02585-5.
46. Y. Azamoum, V. Tcheremiskine, R. Clady, A. Ferre, L. Charmasson, O. Uteza, and M. Sentis, Sci. Rep. **8**, 4119 (2018); https://doi.org/10.1038/s41598-018-22487-3.
47. Z. Y. Ge, W. Yu, H. B. Zhuo, C. T. Zhou, Y. Y. Ma, X. H. Yang, T. P. Yu, D. B. Zou, S. X. Luan, Y. Yin, F. Q. Shao and X. J. Peng, Phys. Plasmas **20**, 073301 (2013); https://doi.org/10.1063/1.4813254.
48. L. M. Chen, M. Kando, M. H. Xu, Y. T. Li, J. Koga, M. Chen, H. Xu, X. H. Yuan, Q. L. Dong, Z. M. Sheng, S. V. Bulanov, Y. Kato, J. Zhang, and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **100**, 045004 (2008); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.045004.
49. X. Liu and D. Umstadter, Phys. Rev. Lett. **69**, 1935 (1992); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1935.
50. V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, and A. V. Brantov, Phys. Rev. Lett. **75**, 4405 (1995); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.4405.
51. M. Sherlock, A. R. Bell, R. J. Kingham, A. P. L. Robinson, and R. Bingham, Phys. Plasmas **14**, 102708 (2007); https://doi.org/10.1063/1.2774821; https://doi.org/10.1063/1.277482130.
52. O. N. Rosmej, Z. Samsonova, S. Höfer et al. (Collaboration), Phys. Plasmas **25**, 083103 (2018); https://doi.org/10.1063/1.5027463.
53. N. Higashi, N. Iwata, T. Sano, K. Mima, and Y. Sentoku, Phys. Rev. E **105**, 055202 (2022); https://doi.org/10.1103/PhysRevE.105.055202.
54. J. J. Honrubia, C. Alfonsin, L. Alonso, B. Perez, and J. A. Cerrada, Laser Part. Beams **24**, 217 (2006); https://doi.org/10.1017/S0263034606060319.
55. W. Rozmus and V. T. Tikhonchuk, Phys. Rev. A **42**, 7401 (1990); https://doi.org/10.1103/PhysRevA.42.7401.
56. M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, Phys. Fluids B **3**, 2409 (1991); https://doi.org/10.1063/1.859611.
57. K. A. Ivanov, I. M. Gavrilin, R. V. Volkov, S. A. Gavrilov, and A. B. Savel'ev, Laser Phys. Lett. **18**, 075401 (2021); https://doi.org/10.1088/1612-202X/ac034a.
58. D. Drouin, A. R. Couture, D. Joly, X. Tastet, V. Aimez, and R. Gauvin, Scanning **29**, 92 (2007); https://doi.org/10.1002/sca.20000.
59. T. Higashiguchi, C. Rajyaguru, S. Kubodera, W. Sasaki, N. Yugami, T. Kikuchi, S. Kawata, and A. Andreev, App. Phys. Lett. **86**, 231502 (2005); https://doi.org/10.1063/1.1947890.
60. P. W. Wachulak, A. Bartnik, H. Fiedorowicz, P. Rudawski, R. Jarocki, J. Kostecki, and M. Szczurek, Nucl. Instrum. Methods B **268**, 1692 (2010); https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.002.
61. G. Arai, H. Hara, T. Hatano, T. Ejima, W. Jiang, H. Ohashi, S. Namba, A. Sunahara, A. Sasaki, M. Nishikino, G. O'Sullivan, and T. Higashiguchi, Opt. Express **26**, 27748 (2018); https://doi.org/10.1364/OE.26.027748.