

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Генерация рентгеновского излучения из плазмы в микроканале медной мишени, находящейся в воздухе, под действием мягкофокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 100 ТВт/см^2** **А.А.Гарматина, И.А.Жвания, Ф.В.Потемкин, В.М.Гордиенко**

Исследована зависимость выхода рентгеновского излучения в диапазон более 3 кэВ из микроканала в медной мишени при интенсивностях фемтосекундного лазерного излучения $(0.7-4.0) \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ от номера лазерного импульса. Предложена методика оценки интенсивности лазерного излучения, воздействующего на мишень, по наклону спектра тормозного рентгеновского излучения. Рассмотрена возможность применения данной методики для оценки интенсивности в фемтосекундном лазерном филаменте.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, фемтосекундная плазма, лазерная абляция, горячие электроны.

1. Введение

Воздействие интенсивного фемтосекундного лазерного излучения на твердотельную мишень в режиме генерации микроплазмы является предметом активных исследований [1], например, прецизионной микрообработки материалов [2], оперативной бесконтактной диагностики элементного состава вещества методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [3], создания источников рентгеновского [4] и терагерцового [5] диапазонов. Хорошо известно, что при взаимодействии высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения ($I > 10^{15} \text{ Вт/см}^2$) с твердотельной мишенью образуется плотная плазма (с концентрацией свободных электронов $N_e \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$), являющаяся источником рентгеновских фотонов с энергией более 3 кэВ. Однако и при меньших интенсивностях ($\sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$) существование в микроплазме твердотельной мишени горячих электронов с энергией 1.5–2.0 кэВ инициирует характеристическое рентгеновское излучение [6], выход которого зависит от длительности УКИ (ее оптимальное значение варьируется в зависимости от материала мишени). Для медной мишени, например, оптимальная длительность, при которой выход рентгеновского излучения (РИ) максимален, составляет около 200 фс [4].

Новый режим инициирования микроплазмы в приповерхностной области твердотельной мишени, находящейся в вакууме, возникает при воздействии последова-

тельности фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью более 100 ТВт/см^2 на мишень в режиме острой фокусировки (числовая апертура $NA \sim 0.2$). В этом случае в результате абляции образуются конические микроканалы, в которых за счет концентрации светового потока интенсивность I возрастает, растет энергия горячих электронов и соответственно увеличивается выход рентгеновского излучения с энергией фотонов вплоть до 20 кэВ [7]. При размещении мишени в воздухе процесс ионизации молекулярных компонент и появления электронного облака могут снижать выход РИ и энергию горячих электронов как за счет появления нелинейных энергетических потерь, так и в результате процесса самодефокусировки [8, 9]. Известно, однако, что при интенсивностях до $4.0 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ и длине волны воздействующего излучения 0.8 мкм нелинейные потери энергии на ионизацию в воздухе не превышают 10% [10, 11]. Использование более длинноволнового лазерного излучения может позволить снизить ионизационные потери [12], а переход к режиму мягкой фокусировки ($NA \sim 0.02-0.03$) даст возможность минимизировать потери на ионизацию [11] даже при относительно высокой энергии лазерных импульсов (в пределах 1 мДж). Кроме того, вследствие формирования относительно длинной перетяжки при мягкой фокусировке положение мишени относительно фокальной плоскости не критично. Это должно обеспечить (по сравнению с режимом острой фокусировки) более эффективное управление процессом микроканализации по рентгеновскому сигналу обратной связи, что важно, например, в задачах мониторинга создания микроканалов в многослойных мишенях или биологических объектах [13].

Таким образом, импульсно-периодический режим воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на мишень в режиме мягкой фокусировки позволяет формировать последовательность (пачку) импульсов РИ в процессе создания в мишени микроканала. Это может быть использовано как для создания источника РИ (тормозного и характеристического) и получения оценки интенсивности воздействующего излучения, так и для мониторинга процесса создания микроканала. Существенно, что применение более длинноволнового фемтосекундного лазер-

А.А.Гарматина. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Акад. Курчатова, 1; e-mail: alga009@mail.ru

И.А.Жвания, В.М.Гордиенко. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Ф.В.Потемкин. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 7 апреля 2018 г., после доработки – 22 мая 2018 г.

ного излучения по сравнению с традиционно используемым излучением Ti:сапфирового лазера (0.8 мкм) эффективнее при сопоставимых интенсивностях для генерации РИ из-за квадратичной зависимости средней энергии горячих электронов от длины волны [14].

Предметом настоящей работы является исследование зависимости эффективности генерации РИ (выход в диапазон более 3 кэВ) от номера фемтосекундного лазерного импульса (излучение ближнего ИК диапазона 1.24 мкм, длительность импульса 200 фс), воздействующего на находящуюся в воздухе медную мишень мягкосфокусированными ($NA = 0.03$) фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью около 100 ТВт/см^2 и анализ возможности оценки интенсивности лазерного излучения с использованием спектра РИ из лазерной микроплазмы.

2. Эксперимент

В проведенных экспериментах (схема установки представлена на рис.1) был использован фемтосекундный Cr:форстеритовый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 1.24 \text{ мкм}$, длительностью импульса 200 фс (эта величина, как отмечено выше, оптимальна для генерации РИ в медной мишени [4]), работающий с частотой следования импульсов 10 Гц. Энергия импульса не превышала 1 мДж, контраст по энергии на наносекундном масштабе составлял около 300. Фокусировка излучения на мишень осуществлялась линзой с фокусным расстоянием $f = 30 \text{ см}$, что соответствовало числовой апертуре $NA = 0.03$. В качестве мишени была выбрана медная фольга толщиной 80 мкм, наклеенная на стеклянную подложку. В момент пробоя фольги в стеклянной подложке зажигалась плазма, появление которой можно было контролировать и визуалью. Исходя из момента ее появления, можно было найти среднюю скорость абляции фольги. Диаметр лазерного пучка в фокусе линзы определялся как среднее значение диаметра кратера, образованного в стеклянной пластинке двумя-пятью лазерными импульсами в диапазоне рабочих интенсивностей $(0.7-4.0) \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, и составлял 40 мкм. Излучение фокусировалось по нормали к поверхности мишени. В отдельных случаях, когда возникала необходимость проведения сравнительных экспериментов в воздухе и вакууме (остаточное давление 0.01 Тор), мишень располагалась в камере под углом 45° к оси распространения лазерного излучения.

Для измерения интегрального выхода РИ использовался ФЭУ 9107FLB (далее ФЭУ-РИ), снабженный сцин-

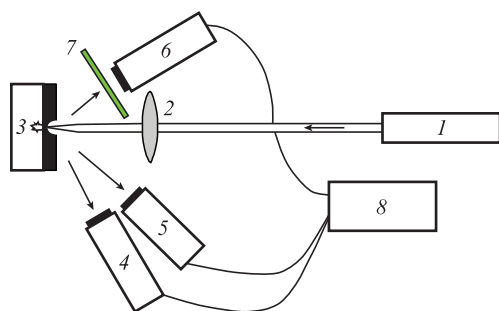


Рис.1. Схема установки:

1 - фемтосекундный Cr:форстеритовый лазер; 2 - линза; 3 - медная мишень на подложке; 4 - ФЭУ-РИ; 5 - рентгеновский спектрометр Amptek; 6 - оптический ФЭУ; 7 - набор оптических фильтров; 8 - ПК.

тилятором NaI(Tl). На входе ФЭУ-РИ был установлен бериллиевый фильтр толщиной 180 мкм. Откалиброванный рентгеновский детектор обеспечивал регистрацию интегральной энергии РИ в одном импульсе от 18 кэВ (или 2.9 фДж, уровень шума прибора) до 8 МэВ (1.3 пДж). ФЭУ-РИ располагался под углом примерно 45° к оси лазерного излучения, расстояние от него до мишени составляло 7 см. С учетом поглощения РИ бериллиевым фильтром и воздушной трассой ФЭУ-РИ фиксировал фотоны с энергией более 3 кэВ. Регистрация эмиссии плазмы в оптическом диапазоне регулировалась ФЭУ-176. Линейность режима его работы определялась фильтрами СЗС-25, НС1-9. Программно реализовывался синхронный запуск ФЭУ-РИ и оптического ФЭУ, причем появление сигнала с оптического ФЭУ совпадало с появлением лазерно-индуцированной плазмы на поверхности мишени. Такая схема позволяла фиксировать номер импульса, при котором возникает РИ. Рентгеновский спектр измерялся в диапазоне энергий 3 - 18 кэВ спектрометром Amptek, находящимся на расстоянии 8 см от мишени. Одноквантовый режим работы спектрометра определялся диафрагмой диаметром 0.5 мм, установленной перед его входным окном. Спектрометр калибровался источником на основе изотопа железа Fe-55.

Число рентгеновских фотонов за импульс в телесный угол находилось по формуле

$$N_2 = N_1 \frac{4\pi R_2^2}{\pi R_1^2 T},$$

где R_1 - радиус диафрагмы; R_2 - расстояние от мишени до входного окна спектрометра; N_1 - число квантов до подсчета; T - коэффициент пропускания фильтров.

Выбор материала мишени определялся тем, что медь широко используется для схожих исследований и имеет характеристическую линию с энергией 8 кэВ, попадающую в область регистрации ФЭУ-РИ и спектрометра Amptek. Относительно небольшая толщина фольги позволяла оценить среднюю скорость абляции и не учитывать особенности, связанные с поглощением РИ материалом мишени на пути к регистрирующему устройству.

3. Результаты экспериментов

На первом этапе была определена интенсивность лазерного излучения, при которой наличие воздушной среды не влияет на выход РИ вследствие отсутствия потерь из-за нелинейного поглощения излучения в воздухе. Для этого были проведены сравнительные эксперименты по измерению зависимости интегральной энергии рентгеновских фотонов из микроканала медной мишени, расположенной в воздухе и вакууме, от номера лазерного импульса. Подсчитана суммарная энергия РИ из плазмы микроканала за первые пять импульсов (за это время еще не создается глубокого микроканала и можно считать, что излучение взаимодействует с поверхностью мишени). Равенство интегральных выходов РИ в случае воздуха и вакуума в пределах погрешности измерений соблюдалось до интенсивности лазерного излучения $I \approx 2 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. При $I = (4.0 \pm 0.2) \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ потери на нелинейное поглощение не превышали 10%. Таким образом, при $I < (4.0 \pm 0.2) \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ потерями на нелинейное поглощение в воздухе можно пренебречь. В дальнейшем эксперименты проводились внутри этого диапазона.

Следующим шагом явилось определение порога генерации РИ и исследование динамики изменения его сигнала в микроканале медной мишени в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Минимальная интенсивность на поверхности мишени, при которой оказалась возможной регистрация РИ из микроканала мишени, составила $(0.7 \pm 0.1) \times 10^{14}$ Вт/см². Пороговая интенсивность, при которой РИ регистрировалось уже в первом импульсе (взаимодействие с немодифицированной поверхностью мишени), была равна $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см². Зависимости выхода РИ от номера импульса n приведены на рис.2 для трех интенсивностей: минимальной – $(0.7 \pm 0.1) \times 10^{14}$ Вт/см², пороговой – $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см² и максимальной – $(4.0 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см². Методом скользящего среднего проведено усреднение зависимостей интегральной энергии РИ из плазмы в микроканале в мишени от номера импульса, что позволило аппроксимировать полученные данные нелинейной функцией. Установлено, что энергия РИ имеет степенную зависимость ($E = C + E_0 n^\alpha$) от номера лазерного импульса n . При интенсивности $(0.7 \pm 0.1) \times 10^{14}$ Вт/см² показатель степени $\alpha_1 = 2.9 \pm 0.1$ ($E_0 = 3.4 \times 10^{-6}$), при интенсивности $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см² показатель снижается, $\alpha_2 = 2.3 \pm 0.1$ ($E_0 = 2.9 \times 10^{-4}$), и при интенсивности $(4.0 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см² имеем $\alpha_3 = 1.9 \pm 0.1$ ($E_0 = 0.08$). Такое поведение α , по видимому, связано с различными начальными условиями формирования канала. При малой и пороговой интенсивностях формирование канала на начальных этапах происходит медленно. И только примерно к 70-му импульсу сигнал РИ начинает возрастать за счет повышения интенсивности в результате сужения канала и нарастания темпов абляции.

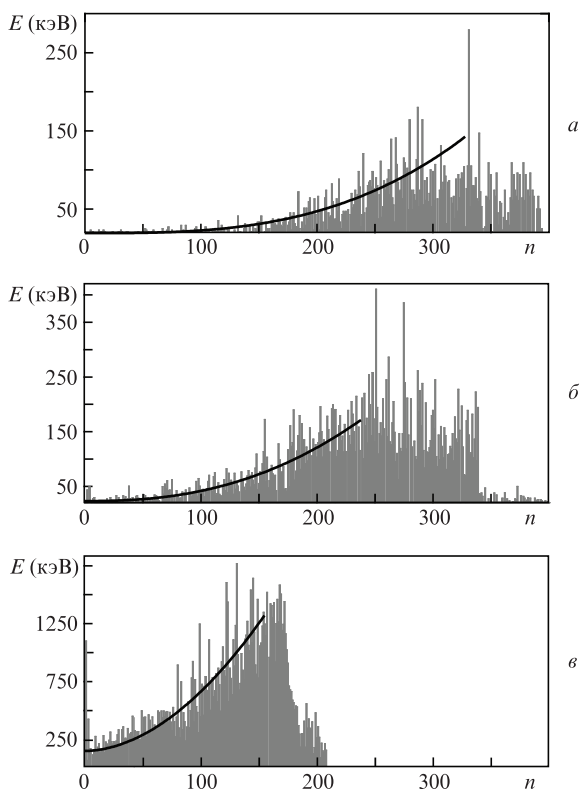


Рис.2. Зависимости интегральной по спектру энергии рентгеновских квантов E , регистрируемых ФЭУ-РИ из плазмы в микроканале мишени, от номера лазерного импульса n при $I \approx (0.7 \pm 0.1) \times 10^{14}$ (а), $(1.20 \pm 0.15) \times 10^{14}$ (б) и $(4.0 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см² (в).

При максимальной интенсивности $(4.0 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см² картина резко меняется и сигнал РИ начинает расти уже с первых импульсов. Уменьшение коэффициента α сопровождается увеличением коэффициента E_0 , поэтому рис.2,в демонстрирует наибольшую скорость роста сигнала во всем диапазоне n . На основе данных о времени, необходимом для перфорации мишени, и ее толщине (80 мкм) среднюю скорость абляции для используемого диапазона интенсивностей можно оценить в 0.18 – 0.5 мкм/имп. Это согласуется с данными о скорости абляции для длины волны фемтосекундного лазерного излучения 0.8 мкм в [10]. Отметим также, что рост коэффициента E_0 при изменении интенсивности лазерного излучения отражает (хотя и нелинейно) и увеличение средней скорости абляции.

Таким образом, с ростом интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени увеличивается скорость абляции и уменьшается номер импульса, начиная с которого выход РИ значительно возрастает, а коэффициент α уменьшается. Наличие максимума выхода РИ связывается нами с концентрацией (подфокусировкой) излучения в коническом канале и, соответственно, с ростом I . После достижения максимальной интенсивности выход РИ в среднем остается квазипостоянным до момента создания сквозного отверстия (интервал насыщения сигнала, рис.2,а, б). Это может быть связано с появлением ряда конкурирующих с подфокусировкой процессов: по мере увеличения глубины микроканала и, следовательно, заглубления источника рентгеновского излучения, находящегося на дне канала, увеличивается длина транспортного пути в направлении зондирования, что приводит к поглощению регистрируемого сигнала РИ в объеме мишени. В дополнение к этому в канале может формироваться взвесь вещества мишени [15], приводящая к дополнительному поглощению рентгеновского излучения, к плазменной экранировке лазерного излучения внутри канала и к стабилизации его диаметра.

Резкое падение выхода РИ (рис.2,в) связано с перфорацией мишени. Уменьшение диаметра лазерного пучка в канале подтверждается и тем, что размер выходного отверстия, как правило, меньше входного. Отметим, что в проведенных экспериментах с более толстой мишенью (500 мкм) после достижения максимальной амплитуды сигнала и ее стабилизации на некотором уровне рентгеновский сигнал экспоненциально снижается. Природа этого явления, как мы считаем, определяется описанными процессами поглощения РИ в объеме мишени и наработкой взвеси внутри канала. Отметим также, что при длине фокальной перетяжки меньшей толщины мишени рентгеновский сигнал начнет уменьшаться из-за расфокусировки лазерного пучка. Подобное поведение выхода РИ из канале наблюдалось нами ранее при более острой фокусировке [16].

Отметим, что при интенсивности лазерного излучения больше пороговой сигнал РИ в первых импульсах характеризуется скачком своей амплитуды. Причем выход РИ в первом импульсе превышает соответствующее значение в последующих двух-пяти импульсах примерно в 2 раза при $I \approx 10^{14}$ Вт/см² (рис.2,б) и примерно в 4 раза при $I \approx 4 \times 10^{14}$ Вт/см² (рис.2,в). Таким образом, при интенсивности, близкой к максимальной для данного эксперимента, интенсивность падающего на поверхность мишени излучения сравнима с максимальной интенсивностью в канале.

Полученные данные позволили построить зависимости интегрального выхода РИ для первого и второго лазерных импульсов, воздействующих на поверхность мишени, от интенсивности (рис.3,а). Обнаружено, что эти зависимости аппроксимируются степенной функцией $E \sim E_0 I^\gamma$ [17], где в случае воздействия первого лазерного импульса показатель степени $\gamma_1 = 3.5$, для второго импульса $\gamma_2 = 2.5$ (рис.3,а). Повышение энергии РИ для первого импульса при нормальном падении излучения на мишень можно связать с интерференцией падающего и отраженного от поверхности излучения. При этом влияние эффекта возрастает с интенсивностью I , как это можно видеть на рис.3,а. Наличие процесса интерференции подтверждается и тем, что при наклонном падении лазерного излучения на мишень скачок сигнала РИ для первого импульса отсутствует.

На основе зависимости выхода РИ от интенсивности лазерного излучения для второго импульса можно оценить увеличение I в канале мишени. Для оценки используется амплитуда второго импульса, поскольку для него из-за появления микрократера интерференционный эффект должен исчезать. Учитывая, что минимальное значение выхода РИ отличается от максимального примерно в 5–7 раз, интенсивность в микроканале мишени должна увеличиваться не более чем в 2 раза, а диаметр пучка может уменьшаться при этом примерно в 1.4 раза.

Зависимость максимального выхода РИ из плазмы в микроканале от I в диапазоне $(0.7-4.0) \times 10^{14}$ Вт/см² аппроксимируется функцией с показателем степени $\gamma_3 = 2.2$ (рис.3,б, сплошная линия). Амплитуды сигнала РИ из плазмы в микроканале превышают минимальную ампли-

туду РИ, инициируемого падающим на мишень излучением, примерно в 7 раз при $I \approx 10^{14}$ Вт/см² и примерно в 5 раз при $I = 4 \times 10^{14}$ Вт/см². Это может быть связано с уменьшением аспектного соотношения для микроканала с ростом интенсивности воздействующего на мишень излучения.

Таким образом, установлено, что пороговое значение интенсивности на поверхности мишени, находящейся в воздухе, при которой возможна генерация РИ из плазмы в микроканале, ниже пороговой интенсивности, необходимой для генерации РИ из приповерхностной плазмы, и составляет 0.7×10^{14} Вт/см². Зависимость выхода РИ из плазмы микроканала от номера лазерного импульса имеет вид степенной функции, показатель степени которой обусловлен интенсивностью падающего излучения.

Полученная зависимость выхода РИ с поверхности мишени от I , также аппроксимирующаяся степенной функцией, позволила оценить возрастание интенсивности I в микроканале, которое не превышало трех раз.

Для характеристики параметров лазерной плазмы и дополнительной оценки интенсивности воздействующего излучения могут быть информативными рентгеновские спектры.

Известно, что по измеренному тормозному спектру РИ можно оценить среднюю энергию горячих электронов T_{hot} [15]: $Y_{x-ray} \approx (\beta/\sqrt{T_{hot}}) \exp(-E/T_{hot})$, где β – коэффициент, зависящий от параметров плазмы; E – энергия рентгеновских квантов в кэВ.

При резонансном поглощении энергии лазерного излучения плазмой (что характерно для условий эксперимента) средняя энергия горячих электронов связана с интенсивностью I и длиной волны воздействующего излучения λ следующим выражением [14, 17]: $T_{hot} \approx A(I\lambda^2)^{1/3}$, где A – коэффициент пропорциональности. Таким образом, определив среднюю энергию горячих электронов, можно оценить интенсивность воздействующего излучения.

В работе [14] установлено, что для $I \approx 10^{16}$ Вт/см² при измерениях в вакууме $A = 5.3 \pm 0.2$. Чтобы уточнить этот коэффициент в зависимости для T_{hot} для условий нашего эксперимента, был измерен спектр рентгеновского излучения плазмы в микроканале в режиме поперечно перемещаемой медной мишени (для достижения требуемого отношения сигнал/шум) при $I \approx 3 \times 10^{14}$ Вт/см² (рис.4). В этом случае максимальный выход РИ из микроканала примерно в 3 раза больше минимального значения выхода РИ для второго импульса из цуга (см. рис.3,б). Этому увеличению отвечает рост интенсивности (учитывая установленное ранее соотношение $E \sim I^{2.5}$) примерно в 1.5 раза, и, соответственно, интенсивность в микроканале находится в пределах $(3.0-4.5) \times 10^{14}$ Вт/см². Установлено, что число фотонов за импульс в полный телесный угол оказывается равным $\sim 3 \times 10^5$ фот.·имп.⁻¹·ср⁻¹, а эффективность конверсии $\eta \approx 5 \times 10^{-8}$ (при энергии падающего излучения 800 мкДж). Отметим, что полученное число фотонов за импульс более чем на порядок превышает значения, зарегистрированные при близкой величине интенсивности в работах [6, 18].

На основе измеренного тормозного спектра нами оценена средняя энергия горячих электронов, которая составила 2 кэВ. Это означает, что при умеренно низких интенсивностях лазерного излучения лазерно-плазменная генерация тормозного РИ и характеристической линии меди происходит за счет горячего электронного компонента. Сопоставив известное значение интенсивности и энергию

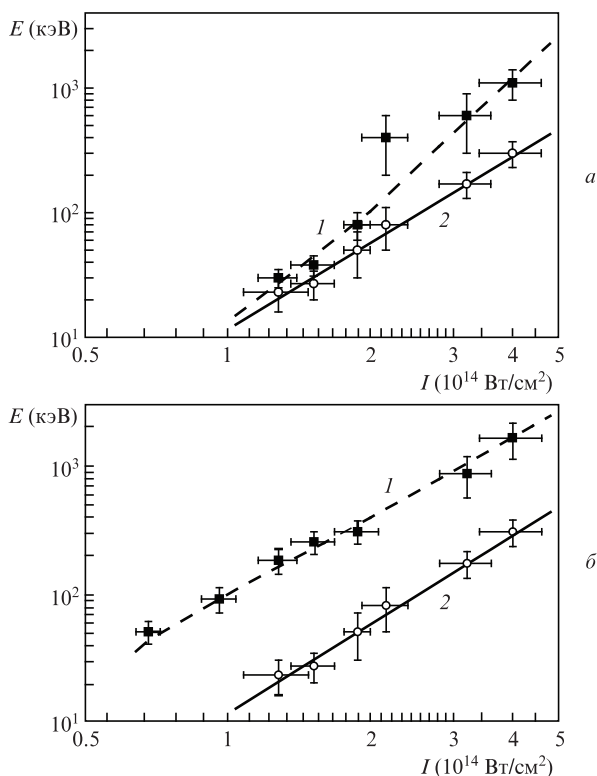


Рис.3. Зависимости интегральной энергии рентгеновских квантов, регистрируемых ФЭУ-РИ в первом (1) и во втором (2) импульсах (а), а также зависимости максимальной интегральной энергии рентгеновских квантов из плазмы в микроканале регистрируемых ФЭУ-РИ (1) и во втором импульсе (2) (б) от интенсивности лазерного излучения.

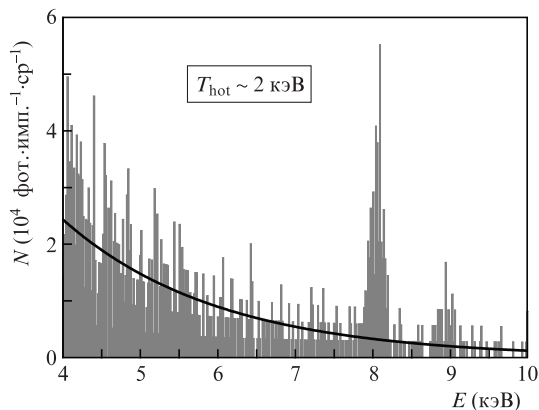


Рис.4. Рентгеновский спектр меди в диапазоне энергий 4–10 кэВ с учетом пропускания воздуха, пересчитанный на число фотонов в полный телесный угол, при $I \approx (3.2 \pm 0.2) \times 10^{14}$ Вт/см². Полное время регистрации 15 мин.

горячих электронов, получим $A = 5.2 \pm 0.3$, что соответствует значению из работы [19].

В заключение обратим внимание на одно из возможных практических применений полученных результатов, связанное с оценкой интенсивности в фемтосекундном филаменте. Известно, что интенсивность в фемтосекундном филаменте, который возникает в воздухе при мощности лазерного излучения, превышающей критическую мощность самофокусировки, может достигать 1.4×10^{14} Вт/см² [20, 21]. Это указывает на возможность появления рентгеновского излучения из лазерно-индуцированной приповерхностной плазмы при абляции материала твердотельной мишени, инициированной таким филаментом. На основе предложенной методики можно получить оценку интенсивности в филаменте при измерении энергии горячих электронов из тормозного рентгеновского спектра. Первые результаты таких измерений будут представлены на конференции «Оптика лазеров 2018».

4. Выводы

1. Установлено, что пороговая интенсивность излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера на поверхности медной мишени, находящейся в воздухе, при которой регистрируется генерация РИ из плазмы в микроканале, ниже пороговой интенсивности, необходимой для генерации РИ из приповерхностной плазмы, и составляет 0.7×10^{14} Вт/см².

2. Исследована зависимость выхода РИ в диапазон более 3 кэВ из лазерно-индуцированной плазмы мишени от номера лазерного импульса в диапазоне воздействующих интенсивностей $(0.7–4.0) \times 10^{14}$ Вт/см², в котором отсутствует нелинейное поглощение, заметно влияющее на доставку фемтосекундного лазерного излучения на мишень.

3. Зависимость выхода РИ от номера воздействующего на мишень лазерного импульса характеризуется экстремумом, связанным с достижением максимальной интенсивности в микроканале конического вида. При этом рост амплитуды рентгеновского импульса аппроксимируется степенной функцией, показатель степени которой уменьшается с увеличением интенсивности падающего на мишень излучения.

4. Установлено, что в режиме мягкой фокусировки излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера на медную мишень в режиме микроканализации интенсивность в канале возрастает не более чем в 2 раза относительно исходного значения, а увеличение средней энергии горячих электронов в рамках уточненной связи с интенсивностью воздействующего излучения не превышает 1.5 раза. При этом число фотонов за импульс в телесный угол составляет $\sim 3 \times 10^5$ фот./имп., а эффективность конверсии – около 5×10^{-8} при энергии лазерного импульса 800 мкДж.

Полученные результаты могут быть использованы для создания простого источника характеристического РИ сверхкороткой длительности, мониторинга процесса микроканализации, а также для получения оценки величины интенсивности воздействующего на мишень излучения, в том числе и в режиме филаментации.

Работа частично поддержана РНФ (проект № 17-72-20130).

- Ostrikov K.K., Beg F., Ng A. *Rev. Mod. Phys.*, **88** (1), 011001 (2016).
- Sugioka K., Cheng Y. *Light: Sci. Applicat.*, **3** (4), e149 (2014).
- Labutin T.A., Lednev V.N., Ilyin A.A., Popov A.M. *J. Anal. At. Spectrom.*, **31**, 90 (2016).
- Arora V., Naik P.A., Chakera J.A., Bagchi S., Tayyab M., Gupta P.D. *AIP Advances*, **4**, 047106 (2014).
- Li C., Cui Y.Q., Zhou M.L., Du F., Li Y., Wang W.M., Chen L.M., Sheng Z.M., Ma J.L., Lu X., Zhang J. *Opt. Express*, **22** (10), 11797 (2014).
- Hagedorn M., Kkutzner J., Tsilimis G., Zacharias H. *Appl. Phys. B*, **77**, 49 (2003).
- Гордиенко В.М., Макаров И.А., Раков Е.В., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **35** (6), 487 (2005) [*Quantum Electron.*, **35** (6), 487 (2005)].
- Gordienko V.M., Zhvania I.A., Makarov I.A. *Laser Phys.*, **18** (4), 380 (2008).
- Pikuz S.A., Chefonov O.V., Gasilov S.V., Komarov P.S., Ovchinnikov A.V., Skobelev I.Y., Ashitkov S.Yu., Agranat M.V., Zigler A., Faenov A.Y. *Las. Part. Beams*, **28** (3), 393 (2010).
- Zhao X., Shin Y. *Appl. Surf. Sci.*, **283**, 94 (2013).
- Hu W., Shin Y.C., King G. *Appl. Phys. Lett.*, **99** (23), 234104 (2011).
- Hartig K.C., Colgan J., Kilcrease D.P., Barefield J.E., Jovanovic I. *J. Appl. Phys.*, **118** (4), 043107 (2015).
- Zhvanija I.A., Garmatina A.A., Makarov I.A., Gordienko V.M. *J. Appl. Phys.*, **120**, 045901 (2016).
- Gibbon P., Förster E. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 769 (1996).
- Климентов С.М., Гарнов С.В., Конов В.И., Кононенко Т.В., Пивоваров П.А., Царькова О.Г., Брайтлинг Д., Даусингер Ф. *Труды ИОФАН*, **60**, 13 (2004).
- Gordienko V.M., Khomenko A.S., Makarov I.A., Petukhov V.P. *Laser Phys.*, **20** (4), 816 (2010).
- Gordienko V.M., Lachko I. M., Mikheev P.M., Savel'ev A.B., Uryupina D.S., Volkov R.V. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44** (12), 2555 (2002).
- Baguckis A., Plukis A., Reklaitis J., Baguckis A., Plukis A., Reklaitis J., Remeikis V., Giniūnas L., Vengris M. *Appl. Phys. B*, **123** (12), 290 (2017).
- Варанавичюс А., Власов Т.В., Волков Р.В., Гаврилов С.А., Гордиенко В.М., Дубегис А., Жеромскис Э., Пискаркас А., Савельев-Трофимов А.Б., Тамашаускас Г. *Квантовая электроника*, **30** (6), 523 (2000) [*Quantum Electron.*, **30** (6), 523 (2000)].
- Агранат М.Б., Кандидов В.П., Комаров П.С. и др. *Квантовая электроника*, **39** (6), 552 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (6), 552 (2009)].
- Mitryukovskiy S.I., Liu Y., Houard A., Mysyrowicz A. *J. Phys. B: At., Molec. Opt. Phys.*, **48** (9), 094003 (2015).