

УДК 53.08

МИКРОФОКУСНЫЙ ИСТОЧНИК ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ФАЗОВО-КОНТРАСТНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА

© 2022 г. А. А. Гарматина^{1,2}, В. Е. Асадчиков², А. В. Бузмаков², И. Г. Дьячкова^{2,*}, Ю. М. Дымшиц², А. И. Баранов³, Д. В. Мясников³, Н. В. Минаев², В. М. Гордиенко^{2,4}

¹ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

² Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

³ НТО “ИРЭ-Полус”, Фрязино, Россия

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

*E-mail: sig74@mail.ru

Поступила в редакцию 21.06.2022 г.

После доработки 05.07.2022 г.

Принята к публикации 06.07.2022 г.

Создан микрофокусный рентгеновский источник, функционирующий на базе фемтосекундного итербиевого волоконного лазера с максимальной энергией импульса до 20 мкДж и частотой воздействия более 100 кГц. В схеме острой фокусировки на поверхность быстро вращающегося медного диска использование режима пачек импульсов и повышение частоты до 170 кГц позволили достигнуть потока фотонов 10^8 фотон/с в 2π при спектральной яркости 1.5×10^{11} фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW). При этом размер полученного источника не превышает 5 мкм.

DOI: 10.31857/S0023476122060078

ВВЕДЕНИЕ

Микрофокусные рентгеновские источники являются важным инструментом для научных исследований в области физики, химии, биологии и биомедицины [1]. В типичном источнике рентгеновского излучения электроны ускоряются от катода к аноду, работающему в качестве мишени, под действием приложенного высокого напряжения. Высокоэнергетические электроны, взаимодействуя с материалом мишени, генерируют тормозные и характеристические рентгеновские фотоны. Современные тенденции стимулируют интерес к разработке компактных, стабильных и эффективных рентгеновских источников. При этом лазерно-плазменные источники рентгеновского излучения могут служить в качестве альтернативы обычным рентгеновским трубкам и в определенной степени синхротронным установкам [2–6]. При воздействии сфокусированного пучка фемтосекундного лазера с интенсивностью более 10^{13} Вт/см² на металлическую мишень возникает ионизация материала мишени и, соответственно, приповерхностная микроплазма твердотельной плотности. В этом случае характеристическое рентгеновское излучение инициируется образующимися высокоэнергетическими элект-

ронами из лазерной микроплазмы. Эффективность возникновения характеристических рентгеновских фотонов зависит от распределения энергии горячих электронов в микроплазме, а ключевые параметры для эффективной генерации горячих электронов и, соответственно, генерации K_{α} -линий определяются механизмами поглощения лазерной энергии. Ее величина зависит от таких параметров фемтосекундного лазерного импульса, как интенсивность, длительность, временной контраст и др. [7]. Существенно, что при острой фокусировке ($NA > 0.3$) лазерного пучка можно получить микроплазму малого размера (~10 мкм) с высокой спектральной яркостью рентгеновского излучения [2–6], приближающуюся к аналогичному параметру для синхротрона, но с “несоизмеримыми затратами на генерацию рентгеновских фотонов и компактностью”. Это предопределяет преимущества метода лазерно-плазменной генерации характеристического рентгеновского излучения.

Задачи получения рентгеновских фазово-контрастных изображений предполагают использование источника, излучающего высокий (более 10^7 фотон/с) поток рентгеновских фотонов и обладающего высокой пространственной когерент-

ностью ($\sim 1-3$ мкм), что накладывает ограничения на его размер для решения поставленной задачи [1, 2, 8].

Синхротронный источник рентгеновского излучения обладает яркостью $\sim 10^{18}$ фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW) [1, 9, 10] при длительности импульса порядка сотен пикосекунд и частоте следования импульсов более 100 МГц. Его размер составляет несколько десятков микрометров. Однако такие системы являются уникальными и поэтому не могут широко использоваться для оперативного решения задач. В лабораторных условиях обычно применяются микрофокусные рентгеновские трубки, в том числе с жидкометаллическим анодом [1, 11, 12]. Спектральная яркость этого источника значительно уступает синхротрону и составляет $\sim 10^9$ фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW). Размер рентгеновского источника в таких трубках зависит от величины тока и варьируется в пределах 7–20 мкм. Альтернативой являются фемтосекундные лазерно-плазменные источники характеристического рентгеновского излучения [2–6]. Размер такого источника зависит от интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени. При интенсивностях $\sim 10^{16}-10^{18}$ Вт/см² в импульсно-периодическом режиме генерации (10 Гц–1 кГц) размер источника оказывается в 2–5 раз больше диаметра перетяжки фокусирующей оптики при потоке фотонов $\sim 10^{10}-10^{11}$ фотон/с в 2π. При этом обеспечивается спектральная яркость до 10^{18} фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW) [3], которая сопоставима по величине с соответствующими параметрами синхротронного источника. Существенной оказывается возможность управления потоком фотонов за счет увеличения интенсивности сфокусированного на мишень лазерного пучка. Однако это приводит к увеличению диаметра пучка, который обычно составляет не менее 8–15 мкм.

Новые возможности предоставляют современные фемтосекундные импульсно-периодические волоконные лазеры [13–16]. Они компактны, просты в использовании и имеют достаточно высокое качество лазерного излучения ($M^2 < 1.5$). Энергия одиночного импульса в таком лазере ограничена диапазоном 20–100 мкДж при длительности от 0.3 до 3 пс. При этом максимальная интенсивность при острой фокусировке ($NA \sim 0.3$) на мишени не превышает 10^{15} Вт/см². Поскольку достоинством таких лазеров является способность генерировать излучение с высокой частотой следования импульсов (до нескольких десятков мегагерц), то при относительно низком выходе рентгеновских фотонов за импульс может быть достигнут большой поток фотонов в секунду. Существенно, что при относительной низкой интенсивности генерируемого волоконным лазером излучения ($\sim 10^{14}$ Вт/см²) не должно возникать

значительного увеличения лазерно-плазменной области, излучающей рентгеновские фотоны, относительно фокальной области сфокусированного лазерного пучка. Таким образом, можно ожидать, что применение волоконного лазера для создания лазерно-плазменного источника спектрально-яркого рентгеновского излучения позволит выйти на новый уровень создания микрофокусных рентгеновских источников. Первые результаты, демонстрирующие возможность создания микрофокусных источников нового поколения, были представлены в [17].

Таким образом, цель настоящей работы – создание микрофокусного источника характеристического (8 кэВ) рентгеновского излучения с размером излучающей области 3–5 мкм, при потоке фотонов не менее 10^8 фотон/с в 2π (соответствующая спектральная яркость 10^{11} фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW)) в схеме с использованием фемтосекундного волоконного лазера, работающего в режиме высокой частоты следования импульсов (более 100 кГц).

Создаваемый микрофокусный рентгеновский источник ориентирован на использование при реализации фазово-контрастных измерений.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В эксперименте использовали фемтосекундный иттербиевый волоконный лазер YLPF-10-400-20-R (НТО “ИРЭ-Полюс”, Фрязино, Россия) с центральной длиной волны 1030 нм, частота следования импульсов – от 100 кГц до 2 МГц. Потребляемая мощность лазера 400 Вт. Максимальная энергия в импульсе до 20 мкДж, средняя мощность ограничена на уровне 20 Вт, т.е. КПД лазера составляет 5%. Среднюю мощность лазерного излучения задавали с помощью программного обеспечения лазера. Длительность импульсов – 330 фс, качество излучения не хуже $M^2 = 1.5$. Диаметр пучка на выходе лазера составлял 2 мм и при телескопировании увеличивался до 8 мм. Лазерный источник имеет возможность использования режима модуляции серий импульсов, когда вместо одиночного импульса генерируется “пачка” импульсов (до 16 импульсов с частотой 14 МГц), воспроизводимая с задаваемой частотой. Излучение фокусировали с помощью микроскопического объектива PAL-20-NIR-NR-LC00 (Optosigma, Япония) с фокусным расстоянием $f = 10$ мм на торец вращающегося и циклично перемещаемого по вертикали с постоянной скоростью медного цилиндра (диаметр 50 мм, толщина 10 мм, угловая скорость вращения ~ 2500 об./с), расположенного в воздухе. Оцененный по формуле для гауссова пучка диаметр перетяжки составил 2.5 мкм. Боковая поверхность мишени была отполирована (шероховатость поверхности составила не бо-

лее 0.5 мкм) и установлена на вал мотора (биения вращающейся поверхности составили не более 2 мкм). За несколько проходов мишени по вертикали за счет абляции на поверхности образовались микрократеры, поэтому дальнейшее взаимодействие происходило с модифицированной поверхностью.

Рентгеновское излучение регистрировали с помощью спектрометра Amptek X-123 (США), а также одноканального сцинтилляционного детектора SCSD-4 (Радикон, Россия), расположенного на расстоянии 13 см от мишени. При больших потоках излучения перед детекторами устанавливали ослабляющие медные или алюминиевые фильтры. Контроль положения фокуса относительно мишени осуществляли по выходу рентгеновского излучения, а также по сигналу второй оптической гармоники, генерируемой в микроплазме мишени и регистрируемой по схеме назад. В последнем случае измерения проводили с помощью спектрометра USB4000 (Ocean optics, США), а также цифровой камеры ХСАМ1080РНА (ToprTek Photonics Co, Китай). Кроме того, спектрометр использовали для оценки возможной модификации спектра второй гармоники в приповерхностной микроплазме мишени. Для защиты фокусирующего объектива от продуктов абляции мишени использовали пластиковый кожух, содержащий набор воздушных каналов для подачи сжатого воздуха в область фокусировки лазерного излучения, изготовленный с помощью трехмерной печати. С его помощью проводили локальную обдувку области воздействия лазерного излучения с мишенью сжатым воздухом. Таким способом выходное окно объектива предохранялось от напыления на него материала мишени. Вся схема, включая лазер, мишень и детектирующие устройства, уместается на оптическом столе. Схема экспериментальной установки и ее фото приведены на рис. 1.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В процессе работы проведены измерения зависимости потока рентгеновских фотонов от средней мощности лазерного излучения в различных режимах – режим одиночных импульсов с частотой 100 и 1500 кГц, а также режим генерации пачек импульсов с частотой 100 и 170 кГц. Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 2.

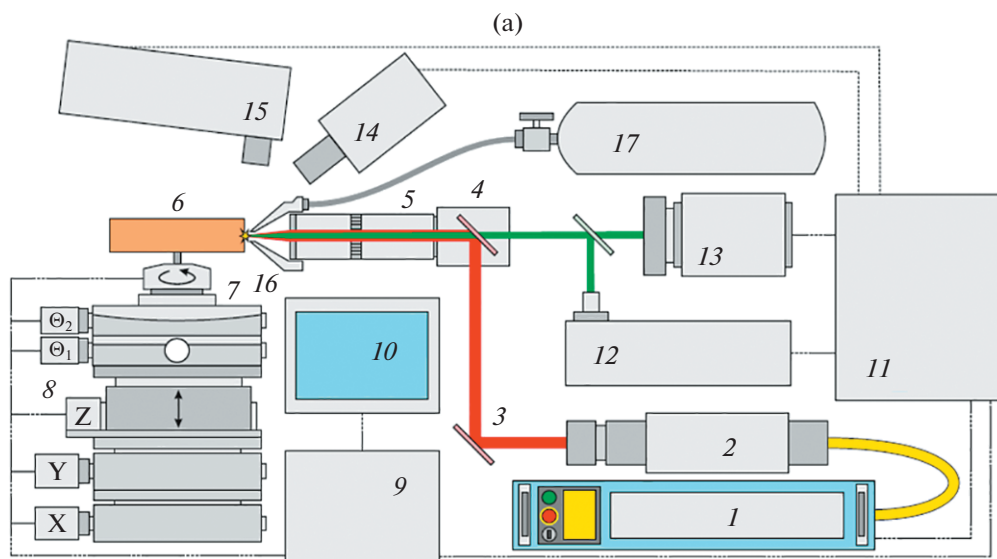
На первом этапе был выбран режим следования импульсов с частотой 100 кГц (рис. 2а, вставка). Выход характеристического рентгеновского излучения (8 кэВ) регистрировали при минимально допустимой энергии импульса 2 мкДж. С учетом потерь в тракте оптической системы и объективе ~20% максимальная энергия, доводи-

мая до мишени, составила ~16 мкДж (максимальная средняя мощность – 1.6 Вт). Рентгеновский спектр, соответствующий максимальной энергии в импульсе, приведен на рис. 2б. Видно, что контраст характеристической линии к фону тормозного рентгеновского излучения составляет ~15. Температура горячих электронов (T_h) в микроплазме оценена как 1.7 кэВ, что, следуя [16], соответствует интенсивности одиночного лазерного импульса на поверхности мишени $\sim 4 \times 10^{14}$ Вт/см². На основании измерений и оценок можно заключить, что поток характеристических фотонов составляет $\sim 10^6$ фотон/с в 2π, что соответствует спектральной яркости 4×10^{10} фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW).

Для того чтобы оценить размер источника рентгеновского излучения, проведены измерения кратеров, формируемых на поверхности медной мишени при величине энергии одиночного импульса на мишени 6 мкДж (0.6 Вт) и 16 мкДж (1.6 Вт). В этом случае диаметр кратеров составил 3 ± 0.3 и 5 ± 0.4 мкм соответственно (рис. 3а, 3б). Так как порог абляции меди находится ниже порога возникновения рентгеновского излучения, то источник рентгеновского излучения предположительно должен иметь размеры меньше диаметра кратера. Из полученных результатов можно сделать вывод, что диаметр рентгеновского источника не превосходит 5 мкм даже при максимальной энергии 16 мкДж, таким образом, его размер оказывается больше лазерной перетяжки не более чем в 2 раза.

Далее были проведены исследования влияния увеличения частоты следования лазерных импульсов на выход рентгеновского излучения. Так, при увеличении частоты следования лазерных импульсов до 1.5 МГц (рис. 2а, кривая 2) наблюдается увеличение выхода характеристических рентгеновских фотонов до 10 раз и достигает значения $\sim 10^7$ фотон/с в 2π, при этом спектральная яркость остается на том же уровне и составляет 4×10^{10} фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW) при максимальной средней мощности лазерного излучения на мишени 16 Вт. С увеличением частоты воздействия растут средняя мощность лазерного излучения и энергия, которая вкладывается в мишень за секунду, что приводит к пропорциональному росту выхода рентгеновского излучения.

Известно [14], что для волоконных лазеров, работающих с высокой частотой повторения пачек импульсов, повышается эффективность обработки материала мишени. Поэтому было предложено исследовать возможность повышения выхода рентгеновских фотонов в режиме генерации пачек импульсов. Лазер допускал использование режима генерации пачек, состоящих из 16 импульсов с частотой следования 14 МГц, следующих с задаваемой частотой (в экспериментах



(б)

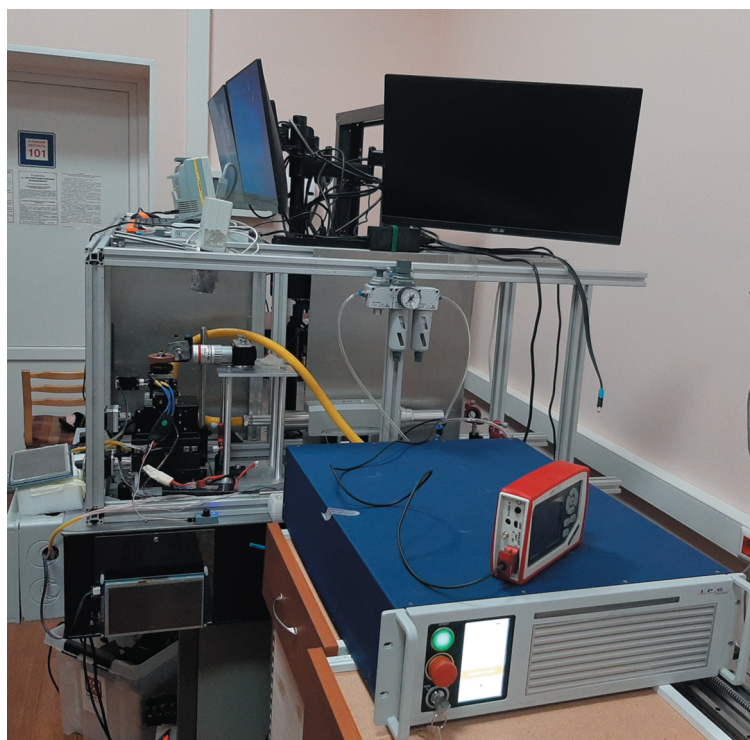


Рис. 1. Схема эксперимента (а): 1 – волоконный лазер, 2 – коллиматорная головка лазера, 3, 4 – полупрозрачные диэлектрические зеркала, 5 – объектив, 6 – медный цилиндр – мишень, 7 – двигатель, 8 – шестикоординатный позиционер, 9 – контроллер, 10 – панель управления, 11 – ПК, 12 – спектрофотометр оптический, 13 – ПЗС-камера, 14 – детектор рентгеновского излучения, 15 – рентгеновский спектрофотометр Amptek, 16 – защитный пластиковый кожух, 17 – компрессор. Экспериментальная установка (б).

от 100 до 170 кГц) между пачками. При частоте следования пачек 100 кГц суммарная энергия, вложенная в мишень за секунду, оказывается сопоставимой с той, которая получается в режиме одиночных импульсов с частотой 1.5 МГц. Однако в этом случае импульсы в пачке уже приходят

не на “свежую” поверхность, как в случае режима одиночных импульсов, генерируемых на высокой частоте. Так как интервал между импульсами в пачке – 70 нс, то исходя из заданной скорости вращения 2500 об./мин получается, что расстояние, на которое смещается мишень между импульсами в

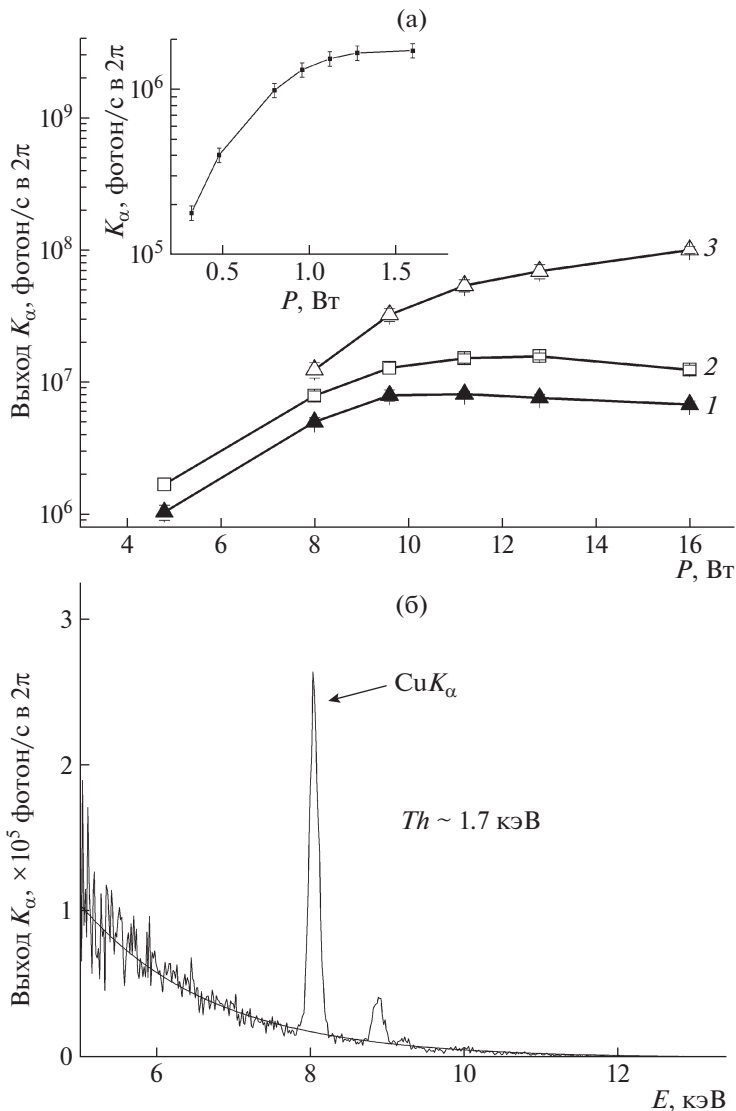


Рис. 2. Графики зависимости выхода рентгеновского излучения от средней мощности лазерного излучения для различных частотных режимов лазерного воздействия: 1 – режим одиночных импульсов с частотой 1.5 мГц с максимальной энергией в импульсе 10 мкДж, 2, 3 – режим воздействия в режиме пачек импульсов (16 импульсов на частоте 14 МГц) с частотой 100 (2) и 170 кГц (3), максимальная энергия в импульсе 10 и 6 мкДж соответственно, на вставке – режим одиночных импульсов с частотой 100 кГц (а). Спектр рентгеновского излучения в режиме одиночных импульсов с максимальной энергией в импульсе 16 мкДж на частоте 100 кГц, максимальная средняя мощность 1.6 Вт (б).

пачке, ~ 0.1 мкм. Смещение за проход всей пачки оказывается ~ 1.5 мкм. Таким образом, одиночная пачка импульсов образует микроканал в мишени. При этом, как известно, в микроканале происходит увеличение выхода рентгеновского излучения за счет дополнительной концентрации излучения в нем [18]. Кроме того, за счет малой задержки между импульсами в пачке к моменту прихода следующего импульса плазма еще не успеет расширяться на расстояние, большее по сравнению с длиной перетяжки фокусирующей линзы (составляющее ~ 10 мкм) и, таким образом, следующий импульс будет взаимодействовать с

модифицированным состоянием плотной приповерхностной плазмы, роль которой еще предстоит изучить. Отметим, что возникающая специфика состояния приповерхностной микроплазмы приводит к более интенсивной абляции материала, сильной плазменной засветке (наблюдается рост плазменного фона в спектре, регистрируемого спектрофотометром, рис. 4), и, соответственно, к росту выхода рентгеновского излучения [13–17].

Согласно полученным результатам максимальный выход рентгеновского излучения в режиме генерации пачек импульсов оказывается

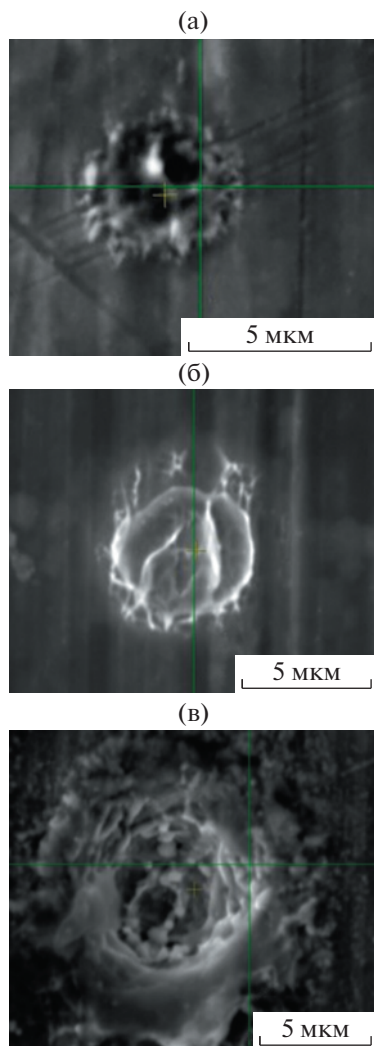


Рис. 3. Снимки с электронного микроскопа кратеров на поверхности медной мишени при воздействии лазерных импульсов, сформированных при энергии в одиночном импульсе 5 мкДж (а), 16 мкДж (б), а также в режиме пачек импульсов, следующих с частотой 100 кГц и энергией 5 мкДж (в).

приблизительно в 2 раза выше, чем в режиме одиночных импульсов с частотой следования 1.5 МГц, при сопоставимой излучаемой лазерной энергии за секунду. В этом случае при энергии 5 мкДж регистрируется глубокий кратер с размером ядра ~ 3 мкм (рис. 3в), что позволяет предположить, что при мощности 16 Вт размер области генерации рентгеновского излучения окажется не более 5 мкм.

На следующем этапе была получена зависимость выхода рентгеновского излучения при изменении частоты воздействия в режиме генерации пачек импульсов. В результате обнаружено, что выход рентгеновского излучения зависит пропорционально пятой степени от частоты следования лазерных импульсов и оказывается мак-

симальным при максимальной частоте воздействия 170 кГц в режиме генерации пачек импульсов. Причины резкого возрастания выхода рентгеновского излучения в этом режиме требуют дальнейшего исследования. Поток фотонов составил 10^8 фотон/с в 2π , что оказывается сопоставимым с известными параметрами лазерно-плазменных рентгеновских источников мелиджоульного уровня [2–6], а спектральная яркость – 1.5×10^{11} фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW), что превосходит яркости источников на основе рентгеновских трубок более чем на порядок.

Отметим, что при мощности 1 Вт в режиме 100 кГц воздействия и при мощности 10 Вт в остальных режимах наступает насыщение выхода рентгеновского излучения. Одной из возможных причин может являться ионизация воздуха [18], которая сопровождается дефокусировкой лазерного пучка. Наличие лазерно-индуцированной ионизированной среды можно определить с помощью спектрального сдвига сигнала второй гармоники, возникающего в приповерхностной плазме [19]. В настоящей работе проведены измерения спектра второй гармоники и установлено, что максимум в спектре сигнала второй гармоники соответствует 515 нм, но сдвиг его “центра” не регистрируется вплоть до максимальной энергии в импульсах как в режиме воздействия одиночными импульсами, так и в режиме генерации пачек импульсов (рис. 4а). Это свидетельствует о том, что концентрация электронов в приповерхностной области на длине перетяжки фокусирующей линзы недостаточна для того, чтобы вызвать сдвиг спектра второй гармоники [20]. По-видимому, существуют иные причины, приводящие к насыщению выхода рентгеновского излучения.

Отметим, что размер разработанного лазерно-плазменного рентгеновского источника оказывается меньше размеров известных источников такого типа, а также источников на базе рентгеновских трубок по крайней мере в 1.5 раза.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МИКРОПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ФАЗОВО-КОНТРАСТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Использование ярких микрофокусных источников рентгеновского излучения позволяет проводить микроскопические исследования объектов, непрозрачных в видимом диапазоне электромагнитного излучения. При проведении измерений традиционной является схема с использованием проекционного увеличения, когда объект помещается между источником рентгеновского излучения и детектором (рис. 5а). Сложность применения этой схемы в реальных измерениях состоит в том, что для получения большого увеличения при

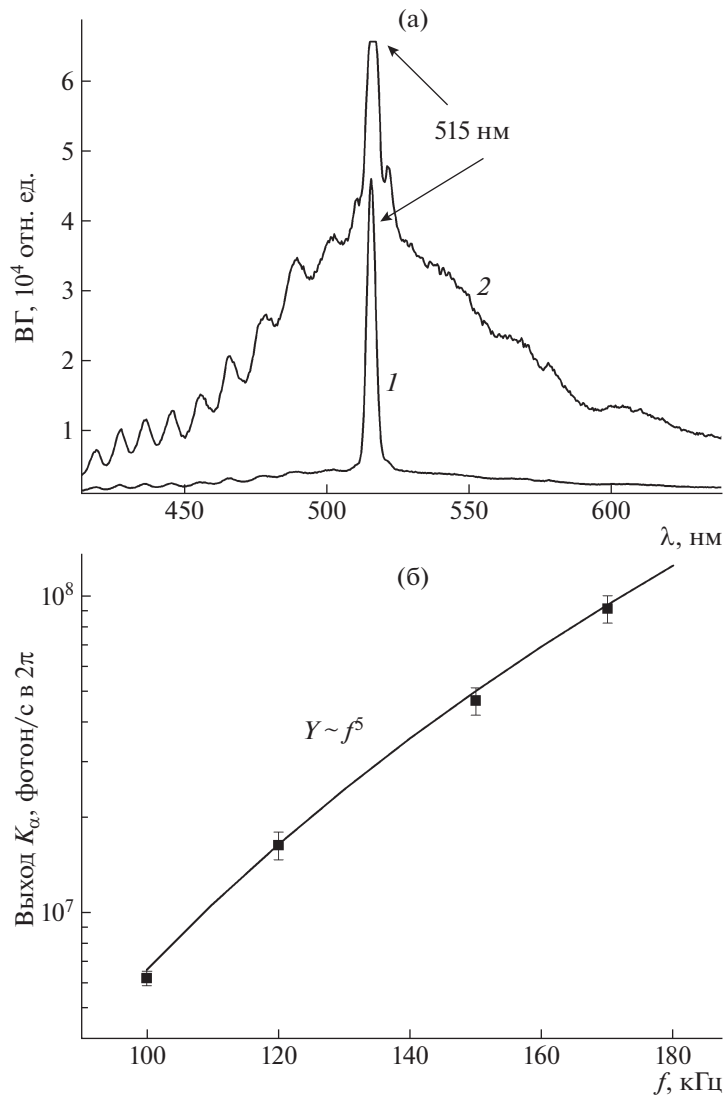


Рис. 4. Оптический спектр второй гармоники (ВГ) из микроплазмы мишени на фоне эмиссионного спектра плазмы (ВГ) в режиме одиночных импульсов (1) и в режиме пачек импульсов (2) при частоте 100 кГц (а). График зависимости выхода рентгеновского излучения в режиме пачек импульсов в зависимости от задаваемой частоты при средней мощности 16 Вт (б).

большой плотности рентгеновских квантов на образце объект необходимо располагать близко к источнику (на расстоянии в несколько миллиметров). В случае лазерно-плазменного источника это затруднительно, так как образец может подвергаться воздействию как лазерного излучения, так и загрязнению материалом, испаряемым с поверхности мишени.

Как показано в [21, 22], эллиптические концентраторы могут быть эффективно использованы для создания виртуального источника рентгеновского излучения, они повышают интенсивность излучения на образце и уменьшают, в некоторых случаях, размер виртуального источника рентгеновского излучения (рис. 5б). В настоящей работе для моделирования рентгенооп-

тической схемы использовали стеклянный эллипсоид с размером осей $237 \times 0.4 \times 0.4$ мм, обрезанный по бокам (рис. 5в). Таким образом, источник рентгеновского излучения находится в одном фокусе эллипсоида, а рентгеновское излучение за счет эффекта полного внешнего отражения образует виртуальный источник в другом фокусе эллипсоида. Проведенное моделирование показало, что при размере пятна микрофокусного источника 5 мкм и интенсивности 10^8 фотон/с размер сфокусированного пятна будет ~ 2 мкм при интенсивности $\sim 10^3$ – 10^4 фотон/с. Уменьшение размера вторичного источника по отношению к первичному связано с тем, что эллиптический концентратор обладает ограниченным полем зрения и отбирает из исходного пучка

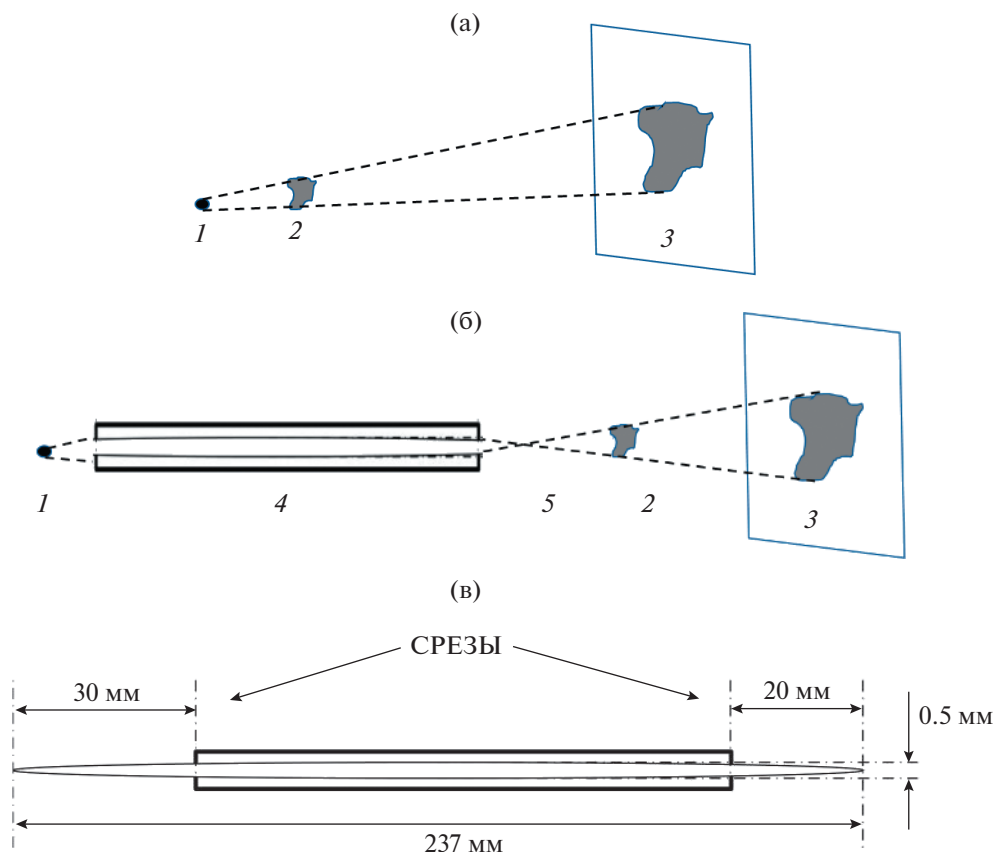


Рис. 5. Схема с проекционным увеличением: 1 – микрофокусный источник рентгеновского излучения, 2 – исследуемый объект, 3 – увеличенное изображение объекта (а). Рентгенооптическая схема с эллиптическим концентратором: 1 – микрофокусный источник рентгеновского излучения, 2 – исследуемый объект, 3 – увеличенное изображение объекта, 4 – эллиптический концентратор, 5 – положение виртуального точечного источника (б). Геометрические параметры моделируемого концентратора (в).

рентгеновского излучения только лучи, удовлетворяющие условиям полного внешнего отражения. Кроме того, отметим, что даже без применения концентратора рентгеновский источник размером 5 мкм позволяет реализовать схему получения рентгеновских фазово-контрастных изображений при расстоянии между исследуемым образцом и детектором порядка нескольких десятков сантиметров [3]. Это вытекает из условия успешной реализации метода линейного фазового контраста, когда необходимая пространственная когерентность рентгеновского излучения $L_{lat} = \lambda R/s$ (где λ – длина волны, R – расстояние от источника до образца, s – размер источника) обеспечивается параметрами микрофокусного рентгеновского источника. Для разработанного источника при $\lambda = 1.5 \text{ \AA}$ (энергия фотонов 8 кэВ), $R = 10 \text{ см}$, $s = 5 \text{ мкм}$, получается пространственная когерентность рентгеновского излучения $L_{lat} = 3 \text{ мкм}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан микрофокусный лазерно-плазменный источник характеристического рентгеновского

излучения, функционирующий на базе волоконного иттербиевого лазера с энергией до 20 мкДж в импульсе, длительностью импульсов 330 фс и высокой частотой следования импульсов (100 кГц–1.5 МГц), остросфокусированного ($NA = 0.4$) на медную мишень, расположенную на воздухе.

В режиме воздействия на мишень с частотой повторения фемтосекундных лазерных импульсов 1.5 МГц при лазерной энергии одиночного импульса 20 мкДж достигнута спектральная яркость 4×10^{10} фотон/с/мм²/мрад² (0.1% BW). В этом режиме размер рентгеновского источника, оцененный по размеру кратера аблированной области на поверхности мишени, оказался менее 5 мкм.

Использование режима генерации пачек импульсов (16 импульсов с частотой 14 МГц, частота повторений пачек 170 кГц) обеспечивает значительный рост выхода характеристических рентгеновских фотонов с энергией 8 кэВ и возрастание выхода до 10^8 фотон/с при спектральной яркости до 1.5×10^{11} фотон/с/мм²/мрад²

(0.1% BW) и нестабильности рентгеновского сигнала не более 10%.

Созданный микрофокусный источник перспективен для получения рентгеновских фазово-контрастных изображений.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках проведения исследований по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части оптических исследований, в рамках задания Минобрнауки России (грант № 075-15-2021-1362) в части создания микрофокусного источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фетисов Г.В.* // Успехи физ. наук. 2020. Т. 190. С. 2. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.10.038435>
2. *Gambari M., Clady R., Stolidi A. et al.* // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 6766. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-63614-3>
3. *Huang K., Li M.H., Yan W.C. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 113304. <https://doi.org/10.1063/1.4901519>
4. *Ivanov K.A., Gavrilin I.M., Volkov R.V. et al.* // Laser Phys. Lett. 2021. V. 18. P. 075401. <https://doi.org/10.1088/1612-202x/ac034a>
5. *Martin L., Benlliure J., Cortina-Gil D. et al.* // Phys. Med. 2021. V. 82. P. 163. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2020.12.023>
6. *Chakera J.A., Ali A., Tsui Y.Y. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 261501. <https://doi.org/10.1063/1.3046727>
7. *Gibbon P., Forster E.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 769. P. 769. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/38/6/001>
8. *Кривоносов Ю.С., Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В.* // Кристаллография. 2020. Т. 65. № 4. С. 509. <https://doi.org/10.31857/S002347612004013X>
9. *Stampanoni M., Groso A., Isenegger A. et al.* // Developments in X-ray Tomography V. SPIE. 2006. V. 6318. P. 193. <https://doi.org/10.1117/12.679497>
10. *Wilde F., Ogurreck M., Greving I. et al.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1741. P. 030035. <https://doi.org/10.1063/1.4952858>
11. *Larsson D.H., Lundström U., Westermark U. et al.* // Med. Phys. 2013. V. 40. P. 021909. <https://doi.org/10.1118/1.4788661>
12. *Larsson D.H., Takman P.A., Lundström U. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82. P. 123701. <https://doi.org/10.1063/1.3664870>
13. *Zemaitis A., Gecys P., Barkauskas M. et al.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 12280. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-48779-w>
14. *Neuenschwander B., Jaeggi B., Foerster D.J. et al.* // J. Laser Appl. 2019. V. 31. P. 022203. <https://doi.org/10.2351/1.5096083>
15. *Forster D.J., Faas S., Gröninger S. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2018. V. 440. P. 926. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.01.297>
16. *Schille J., Kraft S., Pflug T. et al.* // Materials. 2021. V. 14. P. 4537. <https://doi.org/10.3390/ma14164537>
17. *Garmatina A.A., Shubnyi A.G., Asadchikov V.E. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2036. P. 012037. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2036/1/012037>
18. *Гарматина А.А., Жвания И.А., Потемкин Ф.В., Гордиенко В.М.* // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. С. 648.
19. *Garmatina A.A., Bravy B.G., Potemkin F.V. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1692. P. 012004. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1692/1/012004>
20. *Гарматина А.А., Назаров М.М., Щеглов П.А. и др.* // Оптика и спектроскопия. 2022. Вып. 4. Т. 130. С. 522. <https://doi.org/10.21883/OS.2022.04.52266.64-21>
21. *Wood W.M., Focht G., Downer M.C.* // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 984. <https://doi.org/10.1364/ol.13.000984>
22. *Якимчук И.В., Кожевников И.В., Политов В.Ю., Асадчиков В.Е.* // Кристаллография. 2013. Т. 58. № 2. С. 337. <https://doi.org/10.7868/S002347611302029X>