

09

Влияние аблированных наночастиц твердотельной мишени при воздействии фемтосекундным лазером в мегагерцевом режиме на генерацию рентгеновского излучения

© А.А. Таусенев, Т.А. Семенов, Е.О. Епифанов, В.В. Колдаев, Ю.М. Дымшиц, Н.В. Минаев, Е.И. Мареев, В.Е. Асадчиков

Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники НИЦ „Курчатовский институт“, Москва, Россия
E-mail: tausenev.physics@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 июня 2026 г.

В окончательной редакции 17 июля 2026 г.

Принято к публикации 28 июля 2026 г.

Исследовано влияние аблированных частиц (диаметром 5–500 nm) на генерацию рентгеновского излучения при воздействии на железную мишень фемтосекундными лазерными импульсами на мегагерцевой частоте повторения. Обнаружено, что накопление наночастиц ($d \leq 40$ nm) приводит к экспоненциальному падению рентгеновского выхода с константой затухания $t = 42.2$ min. Откачка аблированных частиц позволила достигнуть стабильной генерации характеристического рентгеновского излучения Fe K_α (6.4 keV) с выходом $\sim 10^8$ ph/(sr · s).

Ключевые слова: абляция, твердотельная лазерная плазма, MHz фемтосекундный лазер, микрофокусный рентгеновский источник.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.21.63664.20802

Для современных исследований в области рентгеновской микротомографии с высоким пространственным разрешением необходимы яркие микрофокусные источники характеристического рентгеновского излучения (РИ) [1]. В такой роли чаще всего выступают микрофокусные рентгеновские трубки. Альтернативой им могут служить лазерно-плазменные источники [2]. Перспективными для создания подобного источника являются компактные мощные (средняя мощность > 20 W) высокочастотные фемтосекундные волоконные лазерные системы, получившие в настоящее время широкое распространение. Такие лазеры хотя и имеют относительно небольшие энергии в импульсе (~ 10 mJ), но при острой фокусировке на твердотельную мишень, например, из металлов Cu (K_α , 8 keV), Fe (K_α , 6.4 keV), Cr (K_α , 5.4 keV), Ti (K_α , 4.5 keV) позволяют достигать пиковых интенсивностей $\sim 10^{14} - 10^{15}$ W/cm² в одном импульсе. Этого достаточно для создания горячей плазмы и генерации рентгеновского излучения до 10 keV. В результате лазерно-плазменный источник имеет контраст характеристической линии относительно тормозного фона в разы больше, чем у классических трубок [3]. Облучение мишени в мегагерцевом режиме воздействия позволяет получить высокий средний поток фотонов $\sim 10^9$ ph/(s · 2 π) диаметром источника около 10 μ m (по уровню 1/ e^2) [4]. При этом такой микрофокусный источник может располагаться во вневакуумных условиях, что значительно упрощает манипуляции с лазерным и рентгеновским излучением. Так, для наиболее распространенных рентгеновских источников на основе лазерных систем с килогерцевой частотой повторения импульсов вакуумные условия обязательны. Данные источники хотя

и обладают высоким выходом РИ до $\sim 10^{12}$ ph/(s · 4 π), но используются в основном для времяразрешенных дифракционных измерений по причине невозможности получения малых размеров рентгеновского пятна (≤ 10 μ m) вследствие разлета горячих электронов плазмы вглубь мишени [5].

До настоящего времени считалось, что основной проблемой в работе с лазерно-плазменными рентгеновскими источниками является загрязнение оптики продуктами абляции [6]. Отчасти данную проблему решает проведение исследований при атмосферном давлении [3]. В таком случае создание направленного воздушного потока перед оптикой не позволит осаждаться на ней аблированными наночастицам. Однако при таких условиях происходит накопление наночастиц в области между мишенью и объективом, что может вызывать снижение эффективности взаимодействия лазерного излучения с мишенью. Целью настоящей работы является исследование влияния аблированных наночастиц на генерацию рентгеновского излучения при облучении железной мишени в атмосфере фемтосекундными лазерными импульсами в мегагерцевом режиме воздействия.

Источником лазерного излучения служил иттербиевый фемтосекундный лазер ANTAUS-10W-40u/250K (длина волны излучения $\lambda = 1030$ nm, энергия в импульсе $E = 10$ μ J, длительность импульса $\tau = 280$ fs, частота следования $\nu_{las} = 2$ MHz, $M^2 = 1.2$) (рис. 1). Лазерное излучение фокусировалось на мишень с помощью длиннофокусного микрообъектива ($NA_{eff} = 0.2$) в пятно диаметром ~ 4 μ m (по уровню 1/ e), что позволяло достигать пиковой интенсивности 10^{14} W/cm². Мишень представляла собой железный цилиндр, вращающийся

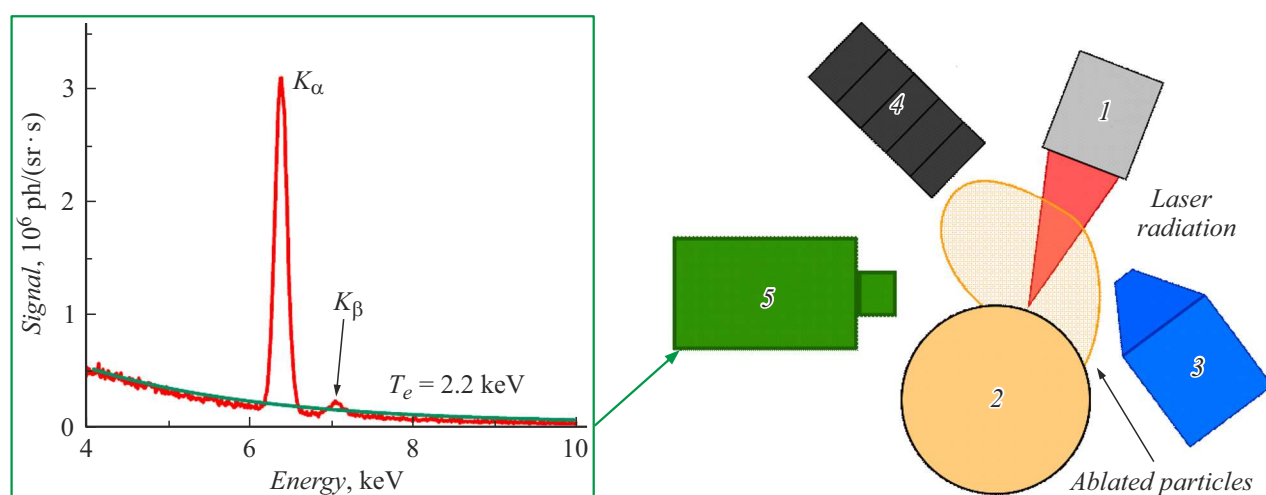


Рис. 1. Спектр излучения лазерной плазмы в рентгеновском диапазоне (слева) и схема эксперимента (справа). 1 — объектив, 2 — мишень, 3 — поддув (турбина), 4 — шланг промышленного пылесоса, 5 — детектор РИ (спектрометр X-123 или ФЭУ Радикон).

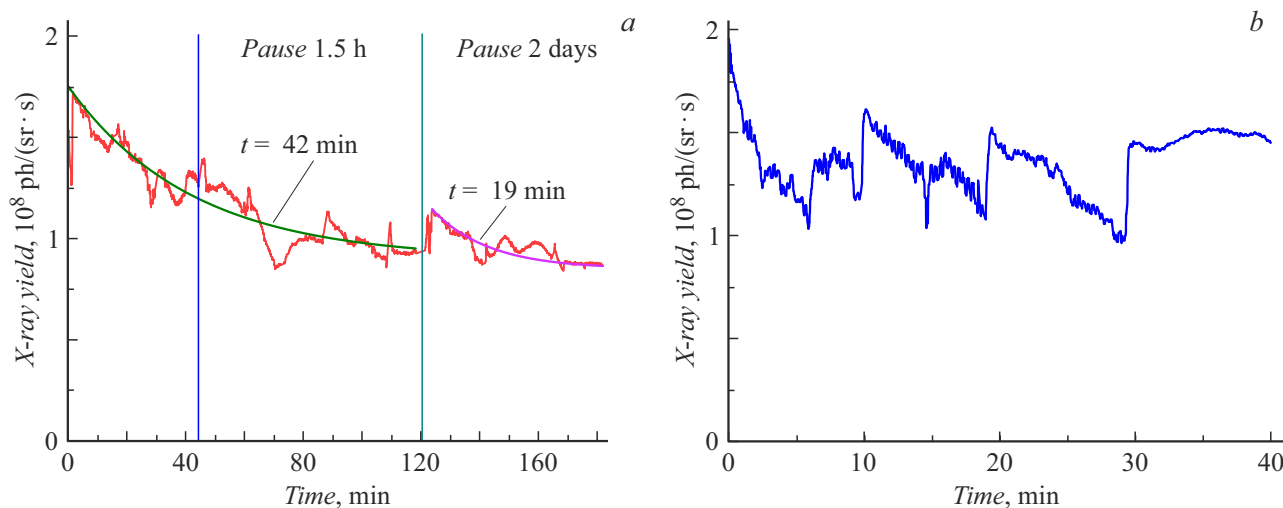


Рис. 2. Графики выхода РИ при включенной турбине (а) и включенной турбине и насосе (б).

с частотой 4000–5000 rpm, скорость ее вертикального перемещения составляла ~ 3 cm/min. Воздействие лазерных импульсов на поверхность мишени приводило к образованию горячей плазмы. Интегральный выход РИ из плазмы регистрировался с помощью рентгеновского сцинтилляционного детектора SCSD-4 Радикон. Также в работе использовался спектрометр рентгеновского излучения X-123 (Amptek, США). Более подробное описание эксперимента можно найти в нашей работе [3]. Продукты абляции — металлические наночастицы — выдувались из области между объективом и мишенью потоком воздуха от высокооборотистой (33 000 rpm) компактной воздушной турбины.

В процессе лазерного воздействия на поверхность мишени обнаружен эффект монотонного спада выхода РИ. Например, на рис. 2, а показан экспоненциальный спад выхода РИ $\sim \exp(-x/t)$ с константой затухания

$t = 42.2$ min в течение 2 h работы источника. При этом в течение всего эксперимента все оптические элементы оставались чистыми, а оптимизация положения мишени относительно фокуса лазерного излучения не приносила положительных результатов. Однако обнаружилось, что после перерыва в двое суток выход РИ кратковременно вырос на 25% относительно итоговых значений, достигнутых после 2 h работы на прошлом этапе. Константа затухания в этом случае оказалась равной $t = 19.4$ min, что в 2 раза меньше, чем за двое суток до этого. При этом короткие перерывы в работе в 1.5 h не оказывали заметного влияния. Полное же восстановление уровня лазерно-плазменной генерации РИ наблюдалось при длительных перерывах в работе (> 10 дней). На основании полученных данных было сделано предположение о влиянии на лазерно-плазменное взаимодействие аблированных частиц мишени, которые, несмотря на поток

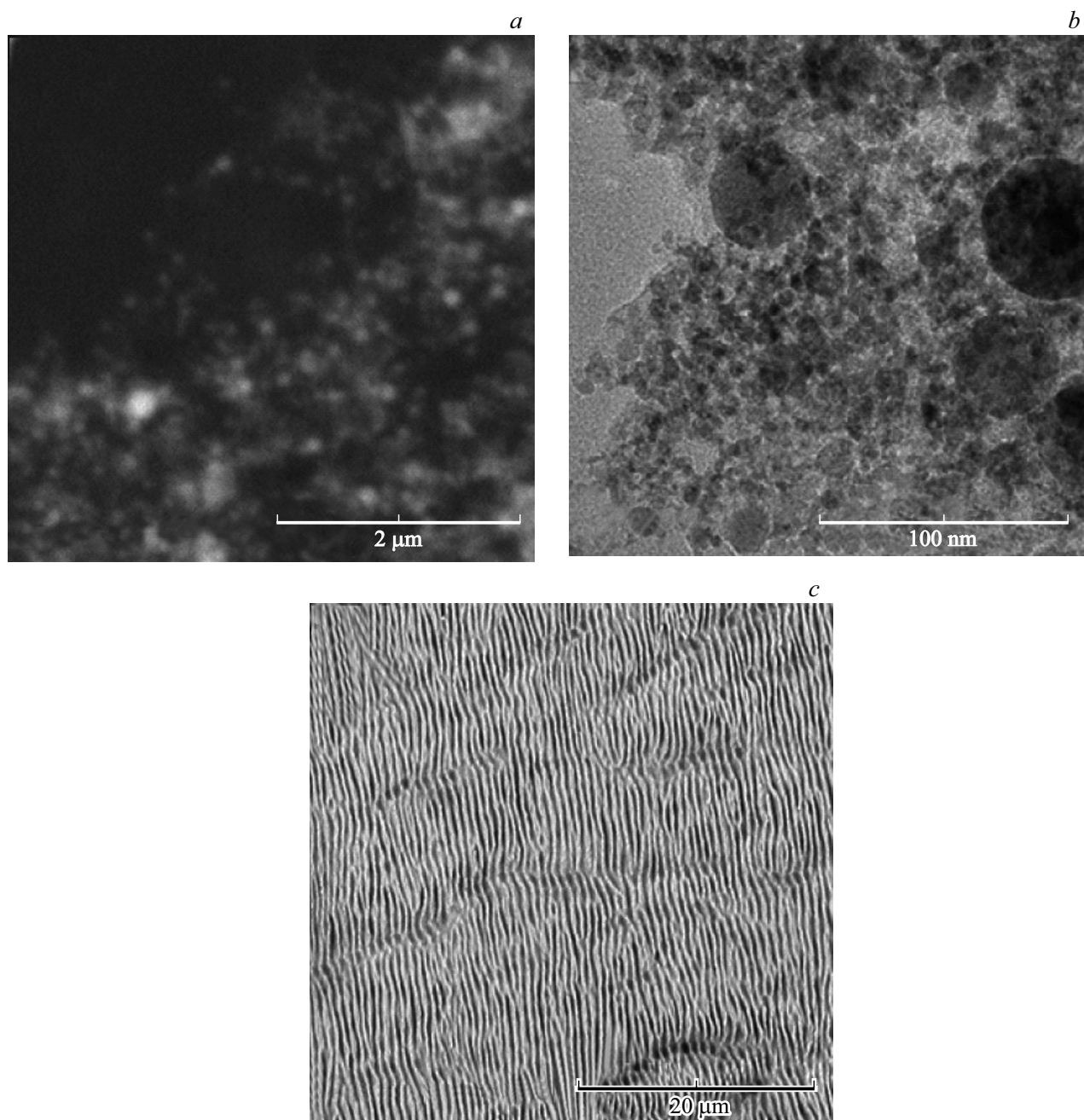


Рис. 3. Изображения наночастиц, полученные с использованием СЭМ (а) и ПЭМ (b). с — СЭМ-изображение поверхности мишени.

воздуха из турбины, скапливаются в экспериментальной камере в большом количестве. Экспериментальная схема (рис. 1) была дополнена системой удаления частиц на основе промышленного пылесоса. В результате установки локальной откачки частиц, совмещенной с поддувом турбиной, интегральный выход РИ в начале эксперимента составил $2 \cdot 10^8$ ph/(sr · s) и не имел экспоненциального затухания (рис. 2, b). При этом поток РИ в течение 40 min сохранял свое значение в диапазоне $(1.0\text{--}1.6) \cdot 10^8$ ph/(sr · s). На коротких промежутках в 5–10 min работы наблюдалось уменьшение выхода,

но оно было связано со „стачиванием“ поверхности мишени и, как следствие, с выходом ее поверхности из области лазерной перетяжки. При этом отмечено, что после работы установки в течение 20–30 min выход РИ начинает хуже реагировать на подстройку фокуса. Это может быть связано с увеличением длины перетяжки лазерного излучения из-за плазменной дефокусировки, вызванной накоплением наработанных наночастиц в предфокальной области. В результате был получен рентгеновский спектр свечения (рис. 1, слева) с температурой тормозного спектра $T_e = 2.2 \pm 0.1$ keV. Максималь-

ный интегральный выход РИ достигал $1.8 \cdot 10^8$ ph/(sr · s). Относительно интегрального количества рентгеновских фотонов (3–12 keV) доля характеристического K_α -излучения составляла $\sim 45\%$. При этом увеличение мощности мегагерцевой лазерной системы в 4.5 раза позволяет достигнуть интегрального потока РИ $2 \cdot 10^9$ ph/(sr · s) с долей K_α -излучения 70% и яркостью источника $\sim 2 \cdot 10^8$ ph/(s · mm² · mrad²) [7]. Размер источника ~ 10 μm измерялся по методике, изложенной в [3], с применением разрабатываемого нами двумерного детектора, имеющего пространственное разрешение на уровне 4 μm. Малый размер источника позволяет достигнуть яркости на уровне 10^9 ph/(s · mm² · mrad²).

Аблированные частицы были проанализированы методом электронной микроскопии с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Quattro ESEM FEI (рис. 3, а) и просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) модели OSIRIS (рис. 3, б). Сбор частиц производился непосредственно в момент облучения мишени лазерным излучением на расстоянии ~ 5 см от плазменной искры с помощью подложки для СЭМ типа „грибок“ с нанесенным углеродным скотчем и покровного стекла для последующего смыва на держатель образцов для ПЭМ. Процессы поддува и откачки частиц при этом были выключены, так как попытки сбора частиц при включенной системе откачки не приводили к результату. Установлено, что в результате абляции железной мишени генерируются частицы в широком диапазоне диаметров 5–500 nm. Также обнаружено, что на поверхности мишени наблюдаются периодические структуры LIPS (laser-induced periodic structures) (рис. 3, в) [8]. Сформированная структура обладает периодом 0.7–0.8 μm, который меньше длины волны лазерного излучения ($\lambda = 1030$ nm). При этом ориентация структур перпендикулярна плоскости поляризации лазерного излучения. Взаимодействие лазерного излучения со структурированной мишенью (LIPS) должно приводить к усилению локального поля в фокусе и имеет положительное влияние на выход рентгеновского излучения из лазерной плазмы [9].

В рамках работы был проведен теоретический расчет времени осаждения аблированных частиц $t_s = h/V_{TS}$ с высоты мишени $h = 25$ см со скоростью осаждения V_{TS} , зависящей от диаметра по формуле [10]:

$$V_{TS} = \frac{\rho_p d_p^2 g C_c}{18\eta},$$

где ρ_p — плотность частицы (для наиболее распространенных оксидов железа данная величина равна 5–5.7 g/cm³), d_p — диаметр частицы, g — ускорение свободного падения, $C_c = 1 + \frac{\lambda}{d_p} \left[2.34 + 1.05 \exp\left(-0.39 \frac{d_p}{\lambda}\right) \right]$ — поправочный коэффициент Каннингема, $\eta = 1.81 \cdot 10^{-5}$ Pa · s (при температуре 20 °C и давлении 1 atm) — вязкость воздуха, $\lambda \approx 0.066$ μm — средняя величина свободного

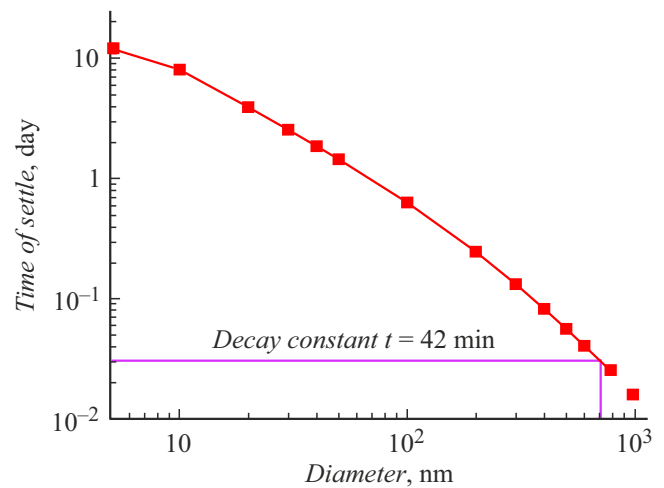


Рис. 4. Зависимость времени полного осаждения частицы с высоты мишени (25 см) от ее размера.

пробега частицы в воздухе при температуре 20 °C и давлении 1 atm. Установлено, что за временной интервал в 48 h полностью успевают осесть только наночастицы с диаметром более 40 nm, а за 1.5 h — более 500 nm (рис. 4). Это объясняет заметный рост выхода РИ спустя двое суток перерыва, а его неполное восстановление до изначального значения указывает на то, что основную роль играют наночастицы диаметром меньше 40 nm. Представленные расчеты также позволяют понять и почти полное отсутствие положительного влияния паузы в 1.5 h в процессе работы. Для полного осаждения наночастиц с минимальным диаметром около 5 nm потребуется примерно 12 дней, что согласуется со временем восстановления выхода рентгеновского излучения из лазерно-плазменного источника. Мы предполагаем, что взаимодействие интенсивных лазерных импульсов в предфокальной области с накопившимися наночастицами приводит к созданию преплазмы, которая вызывает рассеяние и дефокусировку излучения.

Обнаружено, что при воздействии 2 МГц фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 10^{14} W/cm² на поверхность железной мишени в результате процесса абляции происходит образование и накопление частиц диаметром от 5 до 500 nm. Этот процесс приводит к экспоненциальному падению выхода РИ с константой затухания $t = 42.2$ min. Установлено, что основной вклад в падение выхода вносят наночастицы диаметром меньше 40 nm. Время полного восстановления выхода рентгеновского излучения из лазерно-плазменного источника соответствует продолжительности осаждения аблированных наночастиц с минимальным диаметром 5 nm. Показано, что установка системы для локальной откачки аблированных наночастиц из области между объективом и мишенью нивелирует негативные эффекты от их накопления. В результате была достигнута стабильная генерация характеристического

рентгеновского излучения Fe K_α (6.4 keV) с выходом $\sim 10^8$ ph/(sr · s). При этом доля K_α -излучения во всем рентгеновском спектре (3–12 keV) составила 45 %.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“ в части создания микрофокусного рентгеновского источника и по соглашению с Минобрнауки № 075-15-2025-458 в части измерения его размера с помощью двумерных детекторов собственной разработки.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C. Navarrete-León, A. Doherty, S. Savvidis, M.F.M. Gerli, G. Piredda, A. Astolfo, D. Bate, S. Cipiccia, C.K. Hagen, A. Olivo, M. Endrizzi, *Optica*, **10** (7), 880 (2023). DOI: 10.1364/optica.487270
- [2] Y. Pulnova, T. Parkman, B. Angelov, I. Baranova, A. Zymaková, S. Cipiccia, L. Fardin, B.A. Yorke, R. Antipenkov, D. Peceli, O. Hort, D.D. Mai, J. Andreasson, J. Nejd, *J. Synchrotron Radiat.*, **32** (2), 486 (2025). DOI: 10.1107/S1600577525000645
- [3] A. Garmatina, E. Mareev, N. Minaev, N. Asharchuk, T. Semenov, M. Mozhaeva, A. Korshunov, Y. Krivososov, I. Dyachkova, A. Buzmakov, V. Koldaev, D. Zolotov, Y. Dymshits, V. Gordienko, V. Asadchikov, *Opt. Express*, **31** (26), 44259 (2023). DOI: 10.1364/oe.502200
- [4] E. Mareev, A. Garmatina, T. Semenov, N. Asharchuk, V. Rovenko, I. Dyachkova, *Photonics*, **10** (10), 1097 (2023). DOI: 10.3390/photonics10101097
- [5] O. Utéza, R. Clady, Y. Azamoum, M. Gambari, A. Ferré, O. Peyrusse, M. Sentis, *Rev. Sci. Instrum.*, **97** (1), 013006 (2026). DOI: 10.1063/5.0301008
- [6] W. Lu, M. Nicoul, U. Shymanovich, A. Tarasevitch, M. Horn-von Hoegen, D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, *Rev. Sci. Instrum.*, **95** (1), 013002 (2024). DOI: 10.1063/5.0181132
- [7] L. Rimkus, I. Stasevičius, M. Barkauskas, L. Giniunas, V. Barkauskas, S. Butkus, M. Vengris, *Opt. Contin.*, **1** (8), 1819 (2022). DOI: 10.1364/OPTCON.463291
- [8] Y. Zhang, Q. Jiang, M. Long, R. Han, K. Cao, S. Zhang, D. Feng, T. Jia, Z. Sun, J. Qiu, H. Xu, *Opto-Electron. Sci.*, **1** (6), 220005 (2022). DOI: 10.29026/oes.2022.220005
- [9] P.B. Волков, Д.М. Голишников, В.М. Гордиенко, А.Б. Савельев, *Письма в ЖЭТФ*, **77** (9), 568 (2003). [R.V. Volkov, D.M. Golishnikov, V.M. Gordienko, A.B. Savel'ev, *JETP Lett.*, **77** (9), 473 (2003). DOI: 10.1134/1.1591972].
- [10] W.C. Hinds, Y. Zhu, *Aerosol technology: properties, behavior, and measurement of airborne particles* (John Wiley & Sons, 2022).