

Эмиссионные характеристики лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения с тонкопленочными мишенями

© А.Я. Лопатин,¹ В.И. Лучин,¹ А.Н. Нечай,¹ А.А. Перекалов,¹ А.Е. Пестов,¹ Н.Н. Салащенко,¹
А.А. Соловьев,² Н.Н. Цыбин,¹ Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН,
607680 Нижний Новгород, Россия

² Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 19 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 19 апреля 2023 г.

Принято к публикации 19 апреля 2023 г.

Исследованы спектры излучения в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах длин волн тонкопленочных (толщиной $0.15 \mu\text{m}$) мишеней из легких материалов (Si, C, Be) при возбуждении импульсом Nd:YAG-лазера с длительностью 5.2 ns , сфокусированным до интенсивности $\sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$. С помощью спектрометра на основе многослойного рентгеновского зеркала зарегистрированы линейчатые спектры ионов BeIII, BeIV, CV, SiV. Проведено сравнение со спектрами твердотельных мишеней из массива этих же материалов. Во всех случаях отмечалось снижение интенсивности линий мягкого рентгеновского спектра пленочных мишеней по сравнению с монолитными; величина снижения составила в зависимости от материала от нескольких десятков процентов до нескольких раз при более, чем на порядок, меньшей массе испаренного вещества.

Ключевые слова: мягкое рентгеновское и экстремально ультрафиолетовое излучения, тонкие пленки, лазерная плазма.

DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55742.97-23

Введение

Взаимодействие лазерного излучения с тонкими пленками изучается в основном при использовании лазеров петаваттного уровня мощности. Это связано с интересом к проблеме ускорения заряженных частиц в сопровождающем лазерный импульс электрическом поле [1,2] — в соответствующих экспериментах импульс лазера должен иметь возможность распространяться сквозь мишень. Вещество, вступившее во взаимодействие с лазерным импульсом высокой интенсивности, обычно становится источником рентгеновского излучения. Простейшим механизмом генерации является тормозной механизм, поскольку осцилляторной энергии электрона достаточно для излучения довольно жестких оптических квантов. Тормозной механизм подразумевает широкий, спадающий с повышением энергии кванта, спектр излучения без каких-либо выраженных особенностей. Область взаимодействия может являться источником не только тормозного, но и характеристического излучения. Характеристическое излучение обладает ярко выраженными спектральными пиками, вид которых определяется составом, концентрацией и температурой образующейся плазмы, причем оболочки атомов могут возбуждаться как из-за соударений с электронами, так и из-за поглощения высокоэнергетичных тормоз-

ных квантов [3]. В то же время существуют и более эффективные лазерно-плазменные механизмы генерации рентгеновского излучения, связанные в основном с коллективным движением заряженных частиц, вызванным остро сфокусированным лазерным импульсом. С коллективными механизмами связана рентгеновская генерация из бетатронного источника [4–7] и при взаимодействии лазерного импульса с капиллярами [8,9].

С появлением сверхмощных (петаваттных) лазерных комплексов в конце прошлого века активно стали развиваться исследования по созданию и воздействию на вещество экстремальных световых полей. Наибольшее число работ посвящено проблеме ускорения заряженных частиц вплоть до энергий, измеряемых в гигаэлектронвольтах [10–13]. Такое положение дел связано с актуальной задачей развития ускорительной техники, построенной на новых физических принципах, что позволит резко повысить доступность пучков ускоренных частиц и коротковолнового излучения, которые востребованы для медицинских и технологических применений. В последние годы появилось большое число публикаций, посвященное использованию бетатронного излучения, возникающего при взаимодействии петаваттных импульсов с веществом, для медицинской рентгенодиагностики [14–16]. В этих работах наблюдалось достаточно жесткое, с энергиями от единиц до десятков килоэлек-

тронвольт, рентгеновское излучение, обладающее узкой направленностью и фемтосекундной длительностью; в качестве лазерных мишеней использовались газовые струи или газонаполненные ячейки. Исследования взаимодействия излучения петаваттных лазеров с мишенями в виде фольг проводятся уже достаточно длительное время [17,18]. Толщина фольг в упомянутых работах составляет от одного до сотен микрометров и изучается генерация достаточно жесткого характеристического излучения с энергиями кванта более 1 keV, однако практически нет работ по исследованию мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения из фольг при воздействии наносекундных лазеров. Такое излучение должно наблюдаться при меньших интенсивностях излучения на мишени, оно также представляет интерес для большого количества практических применений (микроскопия в спектральной области окна прозрачности воды, ЭУФ нанолитография, флуоресцентный анализ легких элементов, метрологические задачи). Излучение в МР области наблюдалось в ряде работ при фокусировке лазерных импульсов на твердотельные [19] и газовые мишени [20]. При этом могла наблюдаться как генерация высоких гармоник лазерной частоты [21], так и характеристическое излучение [22–24]. В работе [25] исследовались спектры ЭУФ излучения, возникающего при взаимодействии лазерной плазмы от твердотельной мишени с газовой струей. На основе тонких пленок может быть изготовлен и изучен конструктивный вариант мишени в виде газонаполненной капсулы с разрушаемой лазерным импульсом пленочной стенкой. Капсульные мишени могут найти применение, например, в экспериментах, ставящих своей целью поиск возможностей повышения эффективности лазерно-плазменных ЭУФ источников для литографии, в которых излучающая плазма формируется при фокусировке лазера в газовой среде, в частности, в ксеноне.

Одной из причин недостатка исследований спектров пленочных мишеней в МР и ЭУФ диапазонах видится трудность в изготовлении значительного количества мишеней с толщиной, существенно меньшей $1\ \mu\text{m}$. Публикации по исследованию МР и ЭУФ излучений при лазерном воздействии на тонкопленочные мишени (толщиной меньше $1\ \mu\text{m}$) отсутствуют, в то время как существует интерес в понимании процесса лазерной генерации рентгеновского излучения при уменьшении толщины лазерной мишени. В нашей предыдущей работе [26] впервые было показано интенсивное излучение от экстремально тонкой Al-мишени, лишь на 30% уступающее по интенсивности излучению от массивной мишени, при более чем на порядок меньшей общей массе испаренного материала.

С целью получения новых экспериментальных данных для развития моделей взаимодействия лазерного излучения с конденсированным веществом продолжено исследование генерации МР и ЭУФ излучений при лазерном возбуждении тонкопленочных мишеней из других легких элементов — Be, Si, C. Удобство использования

легких элементов заключается в том, что они обладают небольшим количеством характеристических линий, излучаемых в этих областях спектра. Получаемые спектры просты в интерпретации.

1. Эксперимент и полученные результаты

Исследования проводились на экспериментальном стенде с лазерно-плазменным источником, подробно описанном в [27]. В вакуумную камеру мишеней в область острой фокусировки (пятно диаметром порядка $60\ \mu\text{m}$) Nd:YAG-лазера с энергией в импульсе $0.8\ \text{J}$ и длительностью импульса $5.2\ \text{ns}$ устанавливалась массивная твердотельная либо пленочная мишень. С помощью зеркального спектрометра [27] (рис. 1) производилась запись спектра излучения.

Спектрометр работает в трех диапазонах: 3–6, 6–11 и 11–17 nm, смена которых осуществляется за счет смены дисперсионного элемента спектрометра — многослойного рентгеновского зеркала. На первом этапе исследовалась твердотельная мишень. Сначала производилось грубое сканирование с шагом по углу падения излучения на зеркало 2° , что соответствовало шагу по длине волны порядка $0.2\ \text{nm}$ для всех трех диапазонов. Зарегистрированные яркие линии прописывались с более мелким шагом, определялись углы поворота зеркала, для которых наблюдались максимумы интенсивности. Соответствующие спектры для трех материалов представлены на рис. 2.

Полученные эмиссионные спектры хорошо согласуются с имеющимися литературными данными по длинам волн переходов в многозарядных ионах элементов, используемых нами в качестве мишеней [28,29]. Наиболее яркие линии в спектре кремния — линии SiV с длинами волн 11.8 и 11.9 nm (зеркальным спектрометром они

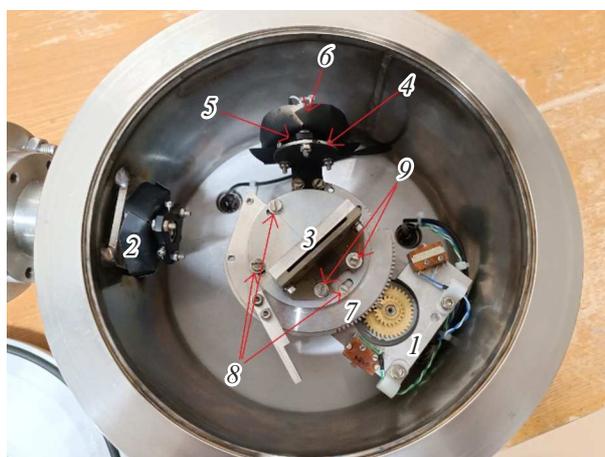


Рис. 1. Фотография спектрометра: 1 — шаговый двигатель, 2 — входной пленочный фильтр, 3 — рентгеновское зеркало, 4 — диафрагма, 5 — пленочный фильтр детектора, 6 — детектор, 7 — гониометр, 8, 9 — винты для смены зеркала.

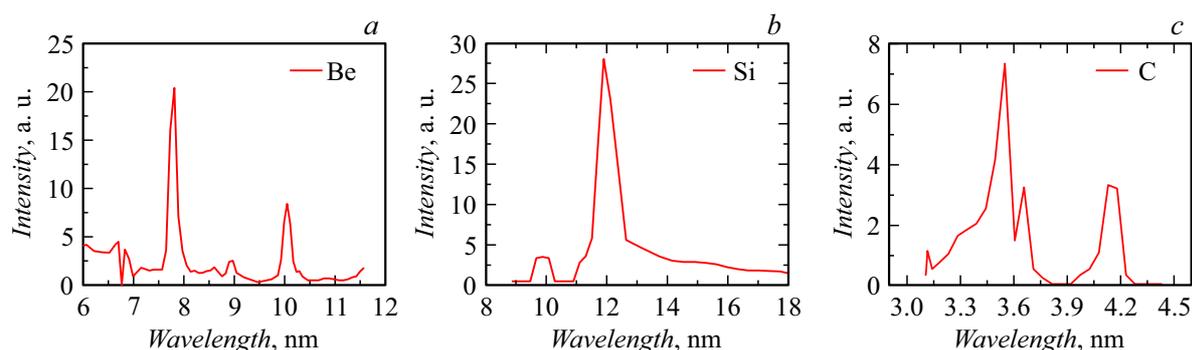


Рис. 2. Эмиссионные спектры массивных материалов при лазерном возбуждении: *a* — бериллий, *b* — кремний, *c* — углерод.

не разрешаются). Линии углерода CV, согласно [28], приходятся на длины волн 3.34, 3.50, 4.03 и 4.07 nm. В снятом нами спектре некоторое систематическое смещение максимумов относительно данных значений связано, вероятно, с неточностью спектральной калибровки зеркала Cr/Sc, примененного в диапазоне измерений с графитовой мишенью. Максимумы в спектре бериллия соответствуют линиям ионов BeIII и BeIV с длинами волн 7.7 и 10 nm [29].

Для исследования спектров излучения пленочных мишеней были изготовлены образцы толщиной 0.15 μm из Be, Si и C, которые конструктивно представляли собой пленки, приклеенные к поддерживающей сетке с размером ячеек 3 \times 3 mm. Наличие сетки должно было локализовать повреждение пленки в пределах одной ячейки при каждом импульсе лазера. Внешний диаметр рамки опорной сетки — 35 mm, рабочий — 25 mm. На рис. 3 представлена фотография двух тонкопленочных мишеней — исходной и после эксперимента.

Пленочная мишень устанавливалась на место массивной твердотельной мишени, спектрометр настраивался на максимумы определенных на предыдущем шаге линий. Производилась серия выстрелов с такими же параметрами лазера, как для твердотельной мишени, полученные результаты усреднялись. Соотношения сигналов линий, зарегистрированных от массивной и тонкопле-

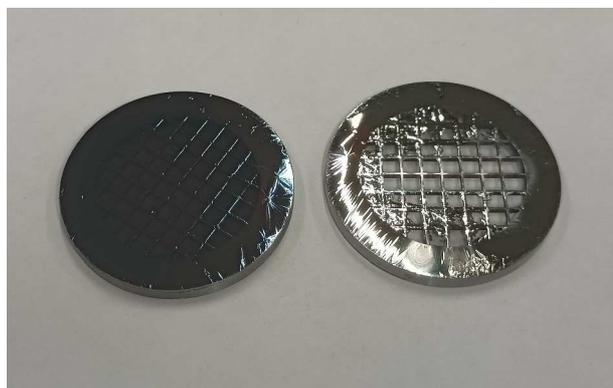


Рис. 3. Фотография пленочных мишеней на опорной сетке (до и после эксперимента).

Относительные интенсивности спектральных линий массивных и пленочных мишеней

Материал	Длина волны, nm	Интенсивность, rel. u.	
		Массив	Пленка
Al [26]	13.1	4.5 \pm 0.3	3.5 \pm 0.3
	16.2	2.9 \pm 0.2	2.1 \pm 0.2
Be	7.7	20 \pm 0.1	9.6 \pm 0.3
	10.0	8.4 \pm 0.2	4.6 \pm 0.3
Si	12.0	4.2 \pm 0.3	3.8 \pm 0.3
C	3.6	3.3 \pm 0.2	1.3 \pm 0.1
	4.1	7.3 \pm 0.2	1.6 \pm 0.2

ночной мишеней, представлены в таблице. Результаты для Al взяты из предыдущей работы [26].

Как можно видеть, для всех исследованных в настоящей работе тонкопленочных мишеней наблюдается заметно более низкий сигнал эмиссионных линий по сравнению с сигналом от массивного материала. Наиболее сильно это различие для бериллия и, особенно, для углерода, спектры которых более жесткие. При этом обращает на себя внимание и тот факт, что в углеродных спектрах соотношение интенсивностей линий свидетельствует о более высокой температуре плазмы тонкопленочной мишени, несмотря на кратно более слабую интенсивность эмиссии в целом. Качественно наблюдаемые особенности мы связываем с двойной ролью мишени как источника вещества для образования излучающей плазмы. С одной стороны, массивная мишень способна поставлять вещество в практически неограниченном количестве, что увеличивает общий выход МР и ЭУФ излучений. С другой, это же является и препятствием для разогрева плазмы до более высоких температур. В случае использования тонкопленочной мишени дефицит вещества тем заметнее, чем меньше атомный номер используемого материала, поскольку

более легкие ионы разлетаются из области лазерной фокусировки с более высокой тепловой скоростью.

Заключение

Использование тонкопленочных мишеней для создания источников МР и ЭУФ излучений, наряду с существующими типами мишеней, обладает определенными перспективами. Однако едва ли стоит ожидать, что тонкопленочные лазерные мишени найдут столь же широкое применение для создания источников МР и ЭУФ излучений с высокой средней мощностью, как традиционно используемые в этих задачах типы мишеней — массивные твердотельные, газоструйные, капельные и т.п. Это связано со значительными трудозатратами, которые потребовались бы для изготовления большого количества пленочных элементов. Тем не менее лазерно-плазменные эксперименты с тонкими пленками представляют, на наш взгляд, несомненный интерес как источник опытных данных для проверки и развития математических моделей, описывающих динамику плазмы, которая создается мощным лазерным импульсом и излучает в МР диапазоне. Как показано в настоящей работе, эмиссионные спектры плазмы для мишеней субмикронных толщин могут достаточно сильно отличаться от спектров массива; степень отличия зависит, в частности, от материала. Для легких материалов (Ве и С) снижение интенсивности составило два и более раз, в то время как у более тяжелых материалов (Al и Si) снижение составляет несколько десятков процентов при более чем на порядок меньшей массе испаренного вещества.

Практически неисчерпаемым нам представляется потенциал использования тонкопленочных, в том числе и капсульных, мишеней в исследованиях с применением лазеров петаваттного уровня мощности. Тонкие пленки являются альтернативой часто применяемым для ограничения количества взаимодействующего с лазерным импульсом вещества вспененным и пористым мишеням, при этом предоставляя более богатый выбор материалов. Можно надеяться, что при определенных условиях лазерного воздействия на тонкую пленку окажется возможным сформировать область горячей плазмы в форме плоской „лепешки“, а это открывает перспективы постановки экспериментов по усилению МР излучения в рекомбинирующей плазме, в которых пучок значительной апертуры усиливается в геометрии „на просвет“. Капсульные мишени интересны в качестве возможной замены газовым ячейкам, часто применяемым с петаваттными лазерами в схемах генерации высоких гармоник и лазерного-плазменного ускорения заряженных частиц.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Tajima, J.M. Dawson. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267 (1979). DOI: 10.1103/PhysRevLett.43.267
- [2] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, V. Malka. *Nature*, **431**, 541 (2004). DOI: 10.1038/nature02963
- [3] A.Ya. Faenov, J. Colgan, S.B. Hansen, A. Zhidkov, T.A. Pikuz, M. Nishiuchi, S.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, J. Abdallah, H. Sakaki, A. Sagisaka, A.S. Pirozhkov, K. Ogura, Y. Fukuda, M. Kanasaki, N. Hasegawa, M. Nishikino, M. Kando, Y. Watanabe, T. Kawachi, S. Masuda, T. Hosokai, R. Kodama, K. Kondo. *Scientific Reports*, **5**, 13436 (2015). DOI: 10.1038/srep13436
- [4] I. Kostyukov, A. Pukhov, S. Kiselev. *Phys. Plasmas*, **11**, 5256 (2004). DOI: 10.1063/1.1799371
- [5] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W.B. Mori, T. Katsouleas. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 165002 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.165002
- [6] S. Kiselev, A. Pukhov, I. Kostyukov. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 135004 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.135004
- [7] S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, A. Rousse, A. Beck, E. Lefebvre. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 1 (2013). DOI: 10.1103/RevModPhys.85.1
- [8] L. Yi, A. Pukhov, P. Luu-Thanh, B. Shen. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 115001 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.115001
- [9] L. Yi, A. Pukhov, B. Shen. *Phys. Plasmas*, **23**, 073110 (2016). DOI: 10.1063/1.4958314
- [10] P. Hitz, T.M. Ostermayr, A. Huebl, V. Bagnoud, B. Borm, M. Bussmann, M. Gallei, J. Gebhard, D. Haffa, J. Hartmann, T. Kluge, F.H. Lindner, P. Neumayr, C.G. Schaefer, U. Schramm, P.G. Thirolf, T.F. Rösch, F. Wagner, B. Zielbauer, J. Schreiber. *Nat. Commun.*, **9**, 423 (2018). DOI: 10.1038/s41467-017-02663-1
- [11] U. Schramm, M. Bussmann, A. Irman, M. Siebold, K. Zeil, D. Albach, C. Bernert, S. Bock, F. Brack, J. Branco. *IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series*, **874**, 012028 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/874/1/012028
- [12] W.P. Leemans, A.J. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C.B. Schroeder, Cs. Tóth, J. Daniels, D.E. Mittelberger, S.S. Bulanov, J.-L. Vay, C.G.R. Geddes, E. Esarey. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245002 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.245002
- [13] M. Thévenet, A. Leblanc, S. Kahaly, H. Vincenti, A. Vernier, F. Quéré, J. Faure. *Nat. Phys.*, **12**, 355 (2016). DOI: 10.1038/nphys3597
- [14] J.M. Cole, D.R. Symes, N.C. Lopes, Z. Najmudin. *Proc. NAS USA*, **115** (25), 6335 (2018). DOI: 10.1073/pnas.1802314115
- [15] S. Fourmaux, J.-C. Kieffer, A. Krol. *Proc. SPIE*, **10137**, 1013715 (2017). DOI: 10.1117/12.2255080

- [16] A. Döpp, L. Hehn, J. Götzfried, J. Wenz, M. Gilljohann, H. Ding, S. Schindler, F. Pfeiffer, S. Karsch. *Optica*, **5** (2), 199 (2018). DOI: 10.1364/optica.5.000199
- [17] H.-S. Park, N. Izumi, M.H. Key, J.A. Koch, O.L. Landen, P.K. Patel, T.W. Phillips. *Rev. Sci. Instr.*, **75** (10), 4048 (2004). DOI: 10.1063/1.1789596
- [18] M.A. Alkhimova, A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz., I.Yu. Skobelev, S.A. Pikuz, M. Nishiuchi, H. Sakaki, A.S. Pirozhkov, S. Sagisaka, N.P. Dover. *IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series*, **946**, 012018 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/946/1/012018
- [19] E.N. Ragozin, K.N. Mednikov, A.A. Pertsov, A.S. Pirozhkov, A.A. Reva, S.V. Shestov, A.S. Ul'yanov, E.A. Vishnyakov. *Proc. SPIE*, **7360**, 73600N (2009). DOI: 10.1117/12.820750
- [20] R. Irsig, M. Shihab, L. Kazak, T. Bornath, J. Tiggesbäumker, R. Redmer, K.-H. Meiwes-Broer. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **51**, 024006 (2018). DOI: 10.1088/1361-6455/aa9b94
- [21] D. Popmintchev, C. Hernández-García, F. Dollar, C. Mancuso, J.A. Pérez-Hernández, M.-Ch. Chen, A. Hankla, X. Gao, B. Shim, A.L. Gaeta, M. Tarazkar, D.A. Romanov, R.J. Levis, J.A. Gaffney, M. Foord, S.B. Libby, A. Jaron-Becker, A. Becker, L. Plaja, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, T. Popmintchev. *Science*, **350** (6265), 1225 (2015). DOI: 10.1126/science.aac9755
- [22] A. Guggenmos, M. Jobst, M. Ossiander, S. Radünz, J. Riemensberger, M. Schäffer, A. Akil, C. Jakubeit, P. Böhm, S. Noever, B. Nickel, R. Kienberger, U. Kleineberg. *Opt. Lett.*, **40** (12), 2846 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.002846
- [23] E.A. Vishnyakov, A.O. Kolesnikov, A.A. Kuzin, D.V. Negrov, E.N. Ragozin, P.V. Sasorov, A.N. Shatokhin. *Quantum Electron.*, **47** (1), 54 (2017). DOI: 10.1070/QEL16261
- [24] A.N. Shatokhin, A.O. Kolesnikov, P.V. Sasorov, E.A. Vishnyakov, E.N. Ragozin. *Opt. Express*, **26** (15), 19009 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.019009
- [25] I.L. Beigman, E.A. Vishnyakov, M.S. Luginin, E.N. Ragozin, I.Yu. Tolstikhina. *Quantum Electron.*, **40** (6), 545 (2010). DOI: 10.1070/QE2010v040n06ABEH014313
- [26] С.А. Гарахин, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало. *ЖТФ*, **92** (8), 1199 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52783.75-22 [S.A. Garakhin, A.Ya. Lopatin, A.N. Nachay, A.A. Perekalov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo. *Tech. Phys.*, **67** (8), 1015 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.08.54565.75-22]
- [27] С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, А.Е. Пестов, А.А. Перекалов, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, Р.М. Смертин, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало. *ЖТФ*, **91** (10) 1448 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51356.140-21 [S.A. Garakhin, I.G. Zabrodin, S.Yu. Zuev, A.Ya. Lopatin, A.N. Nechay, A.E. Pestov, A.A. Perekalov, R.S. Pleshkov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R.M. Smertin, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo. *Tech. Phys.*, **92** (13), 2027 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.13.52217.140-21]
- [28] А.Р. Стриганов, Г.А. Одинцова. *Таблицы спектральных линий атомов и ионов: справочник* (Энергоиздат, М., 1982)
- [29] A.T. Sahakyan, S.N. Andreev, A.A. Kologrivov, T.T. Kondratenko, V.N. Puzyrev, A.N. Starodub, I.Yu. Tolstikhina, A.A. Fronya, O.F. Yakushev. *Quantum Electron.*, **50** (6), 603 (2020). DOI: 10.1070/QEL17220