

Исследование эмиссионных свойств газоструйных мишеней в „водном окне прозрачности“ 2.3–4.4 nm при импульсном лазерном возбуждении

© В.Е. Гусева,¹ А.Н. Нечай,² А.А. Перекалов,² Н.Н. Салащенко,² Н.И. Чхало²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, 603087 Нижний Новгород, Россия
e-mail: nechay@ipm.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 5 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 5 апреля 2022 г.

Принято к публикации 5 апреля 2022 г.

Рассмотрены результаты исследования эмиссионного излучения газовых струй Ar, Kr, CO₂, CHF₃, CF₄ и N₂ при возбуждении импульсным лазерным излучением. Исследован вид спектральной зависимости в спектральном диапазоне 2.3–4.4 nm и интенсивность излучения ряда линий в абсолютных единицах. Использован лазер Nd:YAG, $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 5.2$ ns, $E_{imp} = 0.8$ J. Для формирования импульсной газовой струи использовалось сверхзвуковое коническое сопло с $d_{cr} = 450$ μ m, $2\alpha = 11^\circ$, $L = 5$ mm. Давление на входе в сопло составляло 25 bar, что соответствует развитой конденсации молекулярных газов в струях газа. Проведена расшифровка спектров и определены ионы, излучающие в данных экспериментальных условиях.

Ключевые слова: газовые струи, скачки уплотнения, экстремальное ультрафиолетовое излучение, эмиссионные спектры, лазерная плазма, рентгеновский спектрометр-монохроматор.

DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52781.72-22

Введение

В настоящее время активно развивается ряд приложений, связанных с мягким рентгеновским излучением (МР), в частности, рентгеновская микроскопия [1,2]. Так, в отделе многослойной рентгеновской оптики ИФМ РАН создается рентгеновский микроскоп для проведения исследований в „окне прозрачности воды“ 2.3–4.4 nm [3]. Для успешного развития данных приложений существует потребность в высокоинтенсивных лабораторных источниках мягкого рентгеновского излучения. В настоящее время наиболее удобными по совокупности свойств являются лазерно-плазменные источники излучения (ЛПИ) [4].

Физика процессов взаимодействия лазерного излучения и вещества-мишени ранее исследовалась в большом количестве работ [5–12], в том числе фундаментального характера [13,14]. Основное внимание в этих работах уделялось применяемым лазерным системам при несколько меньшем внимании к используемым мишеням. Исследовались различные типы мишеней ЛПИ: твердотельные, жидкоструйные, газоструйные. Такие источники имеют различные достоинства и недостатки, но наиболее отработанными на данный момент являются газоструйные системы формирования мишени.

Известно, что для эффективного излучения в „окне прозрачности воды“ 2.3–4.4 nm в ЛПИ необходимо формирование плотной высокотемпературной плазмы, что требует выполнения следующих условий: лазерное

излучение высокой мощности, сильное поглощение излучения веществом газовой мишени, большая плотность излучающих ионов. Были исследованы различные лазерные системы, отличающиеся энергией и длительностью импульса, длиной волны излучения и т.д. [1,15–18]. Наибольшее практическое применение получили лазеры с наносекундной длительностью импульса.

Для газоструйных мишеней высокое поглощение лазерного излучения и большую концентрацию эмиссионных центров можно достичь за счет высокой плотности вещества в зоне образования лазерной плазмы. В свою очередь, получение высокой плотности может достигаться двумя путями — использованием газов при повышенных давлениях, либо использованием химических соединений, в которых излучающие химические элементы более плотно „упакованы“. Тут стоит отметить важный аспект использования подобных систем формирования мишеней — при истечении легко конденсирующихся газов из профилированных сопел наблюдается их частичная конденсация с образованием кластеров, что существенно изменяет интегральную плотность газовой мишени и лазерное поглощение. Можно констатировать, что подобные мишени ЛПИ недостаточно изучены при несомненном интересе к ним.

Целями проводимых исследований стали изучение эмиссионных спектров газоструйных мишеней в „окне прозрачности воды“ 2.3–4.4 nm и измерение абсолютных значений излучения в данном спектральном диапазоне.

1. Исследовательская установка

Для проведения исследований использовалась установка, схема которой представлена на рис. 1.

Работа установки осуществляется следующим образом. Исследуемый газ поступает в быстродействующий клапан 8 и далее в коническое сверхзвуковое сопло 7. Газовая струя откачивается криоконденсационными и криоадсорбционными насосами. Излучение лазера 1 попадает на делительную пластинку 3, откуда малая часть излучения подается на первый детектор мощности излучения 2. Основная часть излучения, проходя призму 4 и оптический ввод 5, попадает на линзу 6. В фокусе короткофокусной линзы лазерное излучение вызывает пробой и образование плазмы в газовой струе, полихроматическое МР излучение которой, проходя электропневматический вакуумный затвор 9 и свободно висящий рентгеновский фильтр 10, попадает в решеточный спектрометр-монохроматор РСМ-500. Далее монохроматичное МР излучение детектируется импульсным детектором. Откачка РСМ-500 осуществляется турбомолекулярным насосом 12. При проведении работ нами использовались сферические зеркала и решетки с золотым покрытием. Данные зеркала и решетки поставлялись в комплекте с прибором РСМ-500. Радиус кривизны зеркала составляет 4 м, решетки — 3 м, число штрихов 600 lines/mm. Спектральное разрешение прибора, измеренное по ши-

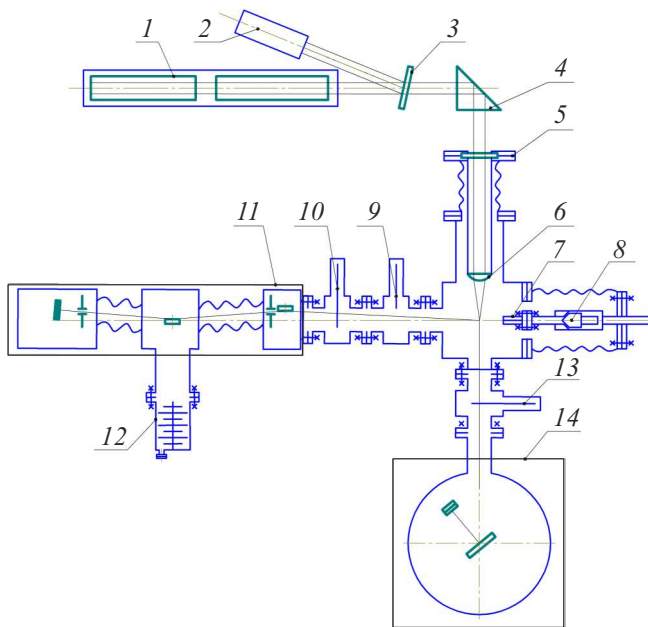


Рис. 1. Схема исследовательской установки. 1 — лазер, 2 — датчик мощности лазерного излучения, 3 — делительная пластинка, 4 — призма, 5 — оптический ввод, 6 — линза, 7 — сопло, 8 — быстродействующий клапан, 9 — вакуумный затвор, 10 — пленочный свободновисящий фильтр, 11 — спектрометр-монохроматор РСМ-500, 12 — турбомолекулярный насос, 13 — пленочный свободновисящий фильтр, 14 — спектрометр для исследования абсолютных интенсивностей излучения.

рине характеристических линий Fe L_{α} , а также по полуширине нулевого порядка составляло 0.04 nm. Для используемых решетки и зеркала исследуемый диапазон длин волн составлял 1.7–12 nm.

На входе в спектрометр РСМ-500 были установлены пленочные свободно висящие фильтры на основе Ti/Be (общая толщина 150 nm) и Al (толщина 150 nm) [19]. Данные фильтры пропускают излучение в спектральном диапазоне „окна прозрачности воды“ и при этом эффективно поглощают длинноволновую шумовую составляющую сигнала. Также свободно висящие фильтры одновременно являются защитой от частиц различной природы, образующихся в процессе работы источника МР излучения, что позволяет эффективно уменьшить фоновый шум. Исследовательская установка более подробно описана в работе [20].

Для исследования абсолютных интенсивностей излучения был использован спектрометр на основе многослойного рентгеновского зеркала (МРЗ), калиброванный в абсолютных единицах. Спектрометр представляет собой $\varphi-2\varphi$ гониометр, в котором в качестве диспергирующего элемента используется МРЗ. Работа прибора осуществляется следующим образом: МР излучение лазерной плазмы проходит через входной свободно висящий пленочный фильтр и попадает на МРЗ. В соответствии с условием Вульфа–Брэгга от зеркала отражается излучение с определенной длиной волны. Отраженное излучение проходит через второй свободно висящий пленочный фильтр у детектора и регистрируется. Сканирование по спектру осуществляется путем поворота (на угол φ) МРЗ относительно падающего пучка, при этом детектор поворачивается относительно падающего пучка на удвоенный угол (2φ). Поворот зеркала и детектора осуществляется с помощью шагового двигателя, условие $\varphi - 2\varphi$ обеспечивается за счет зубчатой передачи.

В зеркальном спектрометре были установлены свободно висящие пленочные фильтры Ti/Be с толщинами слоев 3 nm/2 nm, числом периодов 30, которые являются спектральным фильтром, эффективно пропускающими МР излучение для длин волн 10–3.1 nm. Использовались МРЗ на основе Cr/Sc (период структуры 3.65 nm, толщина Cr — 1.3 nm, число периодов структуры — 140). Подробное описание характеристик МРЗ на основе структуры Cr/Sc приводится в работе [21]. При использовании такой комбинации МРЗ и пленочных фильтров можно исследовать диапазон длин волн 3.1–7 nm. Спектральное разрешение прибора определяется преимущественно полушириной кривой отражения МРЗ. Экспериментально разрешение определялось по полуширине узких отдельно стоящих эмиссионных линий ионов углерода и составило порядка 0.06 nm. Более подробно спектрометр и принципы его работы описаны в [22].

Для возбуждения газовой струи использовался лазер NL300 Series Nd:YAG Laser со следующими параметрами: длина волны 1064 nm, энергия импульса лазера — переменная, до 0.8 J, длительность импульса — 5.2 ns,

частота — до 10 Hz. Лазерное излучение фокусируется на газовую мишень с помощью линзы с фокусным расстоянием 45 mm. Расчетный диаметр фокусного пятна составляет 66 μm . При фокусировке лазерного излучения на пучке газа происходит оптический пробой, сопровождающийся образованием плазменного облака из многократно ионизированных ионов.

Для системы формирования импульсной газовой струи использовался импульсный клапан, на входе в который создавалось большое давление газа (до 25 bar), а на выходе закреплялось коническое сопло. В качестве клапана для газа нами была использована форсунка Bosch 0 280 158 017. В торце форсунки электроэрозионным методом прорезалось отверстие диаметром 1 mm. На поверхность форсунки припаивалась обойма, к которой крепилось сопло. Использовалось коническое сверхзвуковое сопло с критическим сечением 450 μm , длиной 5 mm, углом раствора 11°. В проводимых экспериментах длительность газового импульса составляла 0.5 ms.

Газовые струи, формируемые в процессе истечения из конических сопел в вакуум, в общем случае имеют сложную пространственную структуру, определяемую параметрами газа на входе в сопло и используемыми геометрическими параметрами сопел. Особенно сложны задачи описания атомно-кластерных струй, формирующихся при истечении конденсирующегося газа из сверхзвуковых сопел в вакуум. Газодинамический расчет структуры подобной атомно-кластерной мишени весьма трудоемок и является отдельной задачей, решаемой вне рамок работы.

2. Методика расчета числа фотонов, излучаемых в спектральной полосе

Нахождение интенсивностей излучения в абсолютных единицах проводилось по следующей методике.

Регистрируемое напряжение от детектора, формируемое за время одного импульса лазера, для нашего эксперимента может быть определено как

$$V = \int_0^{\infty} \frac{\gamma \cdot \beta^2}{4\pi \cdot \alpha} \cdot E(\lambda) \cdot \delta(\lambda) \cdot T^2(\lambda) \cdot R(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где V [V] — сигнал, зарегистрированный детектором; α [C/V] — чувствительность усилителя; γ [sr] — телесный угол, под которым МР излучение наблюдалось из детектора; E [J/nm] — спектральная плотность энергии, излучаемой плазмой, δ [C/J] — чувствительность фотодиода; $T(\lambda)$ — коэффициент пропускания свободно висящего пленочного фильтра, $R(\lambda)$ — коэффициент отражения МРЗ.

Для непосредственно используемой установки, фильтров и зеркал в соответствии с [21] энергия, сосредоточенная в эмиссионной линии E_{line} , и число фотонов N_{line}

могут быть определены следующим образом:

$$E_{line} = \frac{4\pi \cdot \alpha V}{\gamma \delta T^2 R}, \quad (2)$$

$$N_{line} = E_{line} \cdot \frac{\lambda_{line}}{hc}. \quad (3)$$

Для исследованного нами спектрального диапазона чувствительность усилителя составляла $\alpha = 10^{-11}$ C/V; телесный угол, под которым лазерное излучение наблюдалось из детектора, $\gamma = 5.45 \cdot 10^{-5}$ sr; чувствительность фотодиода $\delta = 0.25$ C/J. T — коэффициент пропускания используемого Ti/Be пленочного фильтра на исследуемой длине волны, R — коэффициент отражения Cr/Sc МРЗ на исследуемой длине волны. Спектральное разрешение зеркального спектрометра составляет 0.06 nm, следовательно, все измерения абсолютных интенсивностей проводятся в спектральной полосе шириной не менее 0.06 nm. Если в исследуемой спектральной полосе шириной 0.06 nm и ее окрестностях расположена одна эмиссионная линия, то можно провести измерения ее абсолютной интенсивности. Если в исследуемой спектральной полосе шириной 0.06 nm и ее окрестностях расположены две и более эмиссионные линии, то можно говорить только об абсолютной интенсивности в некоторой полосе. Спектральное разрешение зеркального спектрометра практически полностью определяется свойствами используемого МРЗ. Влияние размера входной диафрагмы было оценено и найдено несущественным.

3. Экспериментальная часть

Для всех изученных в рамках работы газоструйных мишеней исследования проводились в следующем порядке: первоначально исследовались эмиссионные спектры на РСМ-500 и зеркальном спектрометре, далее проводился расчет абсолютных значений интенсивности излучения.

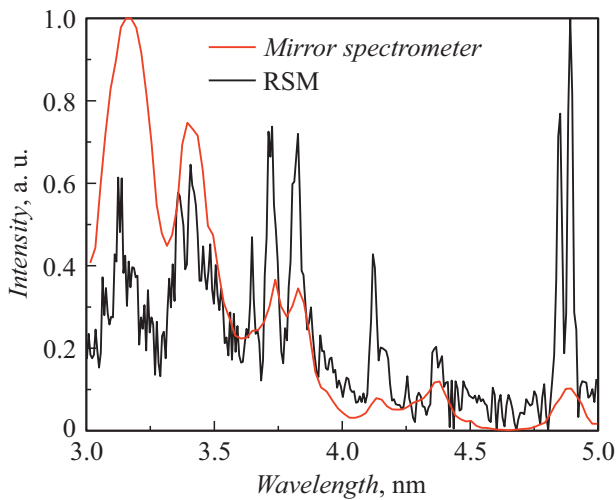
3.1. Исследования аргона

Вид эмиссионного спектра аргона, измеренного с помощью РСМ-500 и зеркального спектрометра, приведен на рис. 2.

Расшифровка линий и их относительные и абсолютные интенсивности приведены в табл. 1. Разрешение зеркального спектрометра заметно уступает разрешению РСМ-500, что приводит к существенному уширению линий. Как можно видеть, эмиссионные линии аргона, измеренные на РСМ-500, расположены достаточно близко друг к другу, поэтому по результатам измерения на зеркальном спектрометре можно привести лишь абсолютные интенсивности излучения для полос шириной 0.06 nm с центром, приходящимся на длины волн, приведенные в табл. 1. Таким образом, в таблице приведена интенсивность эмиссии в полосах шириной

Таблица 1. Расшифровка линий, их интенсивность по РСМ-500 и абсолютные величины при использовании аргона при давлении входе в сопло 25 бар

Длина волны, nm	Ион	Переход	Интенсивность по РСМ-500, а.е.	Энергия в полосе, J	Интенсивность полосы, ph/pulse
4.89	Ar IX	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3s$	540	$9 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{13}$
4.3	Ar X	$2s^2 2p^5 - 2s^2 2p^4 3s$	80	$5.54 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{13}$
4.15	Ar IX	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3d$	210	$3.17 \cdot 10^{-4}$	$6.6 \cdot 10^{12}$
3.83	Ar X	$2s^2 2p^5 - 2s^2 2p^4 3d$	380	$7.8 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{13}$
3.74	Ar X	$2s^2 2p^5 - 2s^2 2p^4 3d$	390	$7 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{13}$
3.4	Ar XI	$2s^2 2p^4 - 2s^2 2p^3 3d$	340	$8.5 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{13}$

**Рис. 2.** Эмиссионные спектры аргона при импульсном лазерном возбуждении.

0.06 nm в абсолютных единицах в полный телесный угол на один импульс лазера.

Из табл. 1 видно, что интенсивности излучения весьма высоки и сравнимы с полученными в работах [8,16,17]. Таким образом, при использовании мишеней на основе аргона можно реализовать достаточно интенсивный источник МР, излучающий в широкой полосе. После проведения дополнительных измерений было установлено, что максимум интенсивности МР излучения в диапазоне „окна прозрачности воды“ для аргона наблюдается при давлении газа на входе в сопло существенно меньшем, чем 25 бар. Таким образом, при использовании мишеней на основе аргона для получения еще более интенсивного МР излучения необходимо переходить к более мощным лазерным системам.

3.2. Исследования криптона

Вид эмиссионного спектра криптона, измеренного с помощью РСМ-500 и зеркального спектрометра, приведен на рис. 3.

Расшифровка линий и их относительные и абсолютные интенсивности приведены в табл. 2. Разре-

шение зеркального спектрометра значительно уступает разрешению РСМ-500, что приводит к существенному уширению линий. Как можно видеть, при измерениях криптона на РСМ-500 видны эмиссионные полосы, на фоне которых проявляется ряд линий. Расшифровка данных линий проводилась в соответствии с [23,24]. Таким образом, по результатам измерений на зеркальном спектрометре можно привести лишь абсолютные интенсивности излучения для полос шириной 0.06 nm с центром, приходящимся на длины волн, приведенные в табл. 2. В таблице приведена интенсивность эмиссии в полосах шириной 0.06 nm в абсолютных единицах в полный телесный угол на один импульс лазера.

Из табл. 2 видно, что интенсивности излучения весьма низки и сравнимы с полученными в работе [8]. После проведения дополнительных измерений было установлено, что максимум интенсивности МР излучения в диапазоне „окна прозрачности воды“ для криптона наблюдается при давлении газа на входе в сопло существенно меньшем, чем 25 бар. Таким образом, при использовании мишеней на основе криптона для получения интенсивного МР излучения необходимо переходить к более мощным лазерным системам.

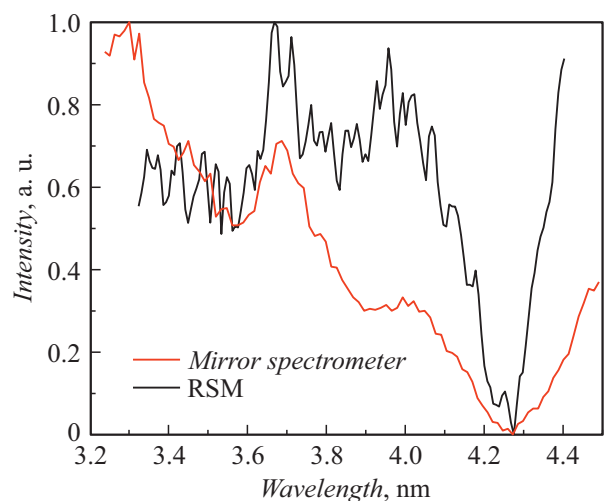
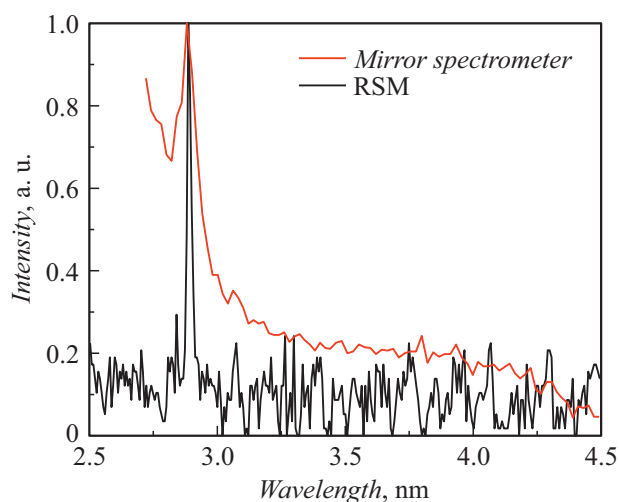
**Рис. 3.** Эмиссионные спектры криптона при импульсном лазерном возбуждении. Давление газа на входе в сопло 25 бар.

Таблица 2. Расшифровка линий, их интенсивность по РСМ-500 и абсолютные величины при использовании криптона при давлении входе в сопло 25 bar

Длина волны, nm	Ион	Переход	Интенсивность по РСМ-500, а.е.	Энергия в полосе, J	Интенсивность полосы, ph/pulse
4.07	Kr XIII	$3d-5f$	140	–	–
3.75	Kr XIV	$3d-5f$	170	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$3.9 \cdot 10^{12}$
3.39	Kr XV	$3d-5f$	100	–	–

Таблица 3. Расшифровка линий, их интенсивность по РСМ-500 и абсолютные величины при использовании азота при давлении входе в сопло 25 bar

Длина волны, nm	Ион	Переход	Интенсивность по РСМ-500, а.е.	Энергия в линии, J	Интенсивность линии, ph/pulse
2.88	N VI	$1s^2-1s2p$	300	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{13}$

**Рис. 4.** Эмиссионные спектры азота при импульсном лазерном возбуждении. Давление газа на входе в сопло 25 bar.

3.3. Исследования азота

Вид эмиссионного спектра азота, измеренного с помощью РСМ-500 и зеркального спектрометра, приведен на рис. 4.

Расшифровка наблюдаемой линии, ее относительные и абсолютные интенсивности приведены в табл. 3. Разрешение зеркального спектрометра значительно уступает разрешению РСМ-500, что приводит к существенному уширению линии. Вместе с тем наблюдаемая линия расположена уединенно, что позволяет провести абсолютные измерения интенсивности излучения. Линия азота соответствует длине волны 2.88 nm, для которой при работе зеркального спектрометра наблюдается сильное поглощение в используемом МРЗ, что приводит к резкому падению коэффициента отражения. Этим в том числе объясняется низкое, порядка 1 к 1.5, отношение сигнал/фон. Тем не менее нам удалось оценить абсо-

лютную интенсивность линии 2.88 nm. Таким образом, в табл. 3 приведена интенсивность эмиссии для линии 2.88 nm в абсолютных единицах в полный телесный угол на один импульс лазера. Представленная величина носит оценочный характер.

Из табл. 3 видно, что интенсивность излучения весьма высока и сравнима с полученными в работах [2,15,25,26]. Таким образом, при использовании мишеней на основе азота можно реализовать весьма интенсивный источник МР излучения. Максимум интенсивности при использовании азота наблюдается при давлении газа на входе в сопло в районе 25 bar.

3.4. Исследования CO_2 , CHF_3 и CF_4

Вид эмиссионного спектра углекислоты, измеренного с помощью РСМ-500 и зеркального спектрометра, приведен на рис. 5.

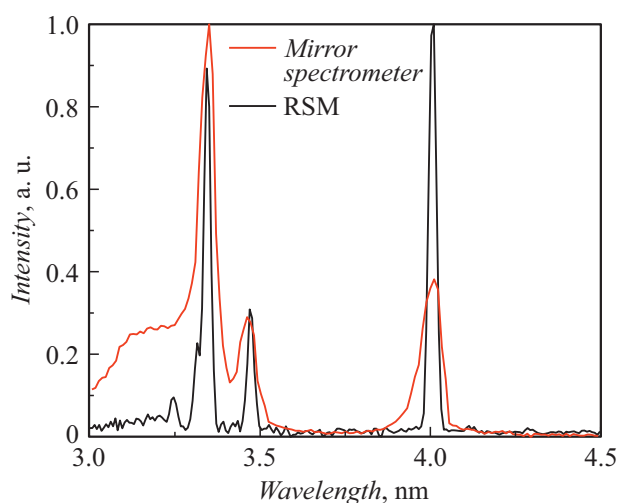
**Рис. 5.** Эмиссионные спектры CO_2 при импульсном лазерном возбуждении. Давление газа на входе в сопло 25 bar.

Таблица 4. Расшифровка линий, их интенсивность по РСМ-500 и абсолютные величины при использовании CO_2 при давлении входе в сопло 25 бар

Длина волны, nm	Ион	Переход по РСМ-500, а.у.	Интенсивность линии, J	Энергия линии, ph/pulse	Интенсивность
4.026	C V	$1s^2-1s2p$	2050	$4.9 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^{12}$
3.49	C V	$1s^2-2s3p$	630	$1.54 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{12}$
3.37	C VI	$1s-2p$	1830	$4 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^{12}$
3.343	C V	$1s^2-1s4p$	460	–	–
3.27	C V	$1s^2-1s5p$	200	–	–
2.84	C VI	$1s-3p$	260	–	–

Таблица 5. Абсолютные значения эмиссии для мишеней CO_2 , CHF_3 и CF_4 при давлении 25 бар на входе в сопло

Длина волны, nm	Ион	Переход	CO_2		CHF_3		CF_4	
			J	ph/pulse	J	ph/pulse	J	ph/pulse
4.026	C V	$1s^2-1s2p$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^{12}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{12}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$3.85 \cdot 10^{12}$
3.49	C V	$1s^2-2s3p$	$1.54 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{12}$	$9.7 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{12}$	$7.5 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{12}$
3.37	C VI	$1s-2p$	$4 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{12}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{12}$

Расшифровка линий и их относительные и абсолютные интенсивности приведены в табл. 4. Разрешение зеркального спектрометра значительно уступает разрешению РСМ-500, что приводит к существенному уширению линий. Вместе с тем линии расположены достаточно далеко друг от друга, что позволяет провести абсолютные измерения интенсивности излучения данных линий. Таким образом, в таблице приведена интенсивность эмиссии для линий в абсолютных единицах в полный телесный угол на один импульс лазера.

Из табл. 4 видно, что интенсивности излучения весьма высоки и сравнимы с полученными в работах [1,8,18]. Таким образом, при использовании мишеней на основе CO_2 можно реализовать достаточно интенсивный источник МР излучения. После проведения дополнительных измерений было установлено, что максимум интенсивности при использовании углекислоты наблюдается при давлении газа на входе в сопло значительно больше, чем 25 бар.

Наряду с исследованиями углекислоты были проведены исследования CHF_3 и CF_4 . Эмиссионные спектры данных газов подобны спектрам для CO_2 . Результаты абсолютных измерений приведены в табл. 5.

Из приведенных значений видно, что при использовании мишеней на основе CHF_3 и CF_4 интенсивность излучения снижена по сравнению с CO_2 , но еще остается весьма значительной. После проведения дополнительных измерений было установлено, что максимум интенсивности при использовании CHF_3 и CF_4 наблюдается при давлении газа на входе в сопло в районе 25 бар.

Выводы

В работе были проведены исследования эмиссионных спектров газовых струй Ar, Kr, CO_2 , CHF_3 , CF_4 и N_2

при возбуждении импульсным лазерным излучением в диапазоне „окна прозрачности воды“ 2.3–4.4 nm. Получены эмиссионные спектры, проведена расшифровка линий и определены абсолютные значения эмиссии из ярких спектральных линий.

Результаты работы позволяют провести выбор между различными газами-мишенями при конструировании различного оборудования, использующего в своем составе лазерно-плазменные источники излучения.

Отдельно проведено сравнение между различными углеродсодержащими газами. Установлено, что наиболее интенсивные линии формируются при использовании газоструйных мишеней из CO_2 .

Финансирование

Работа выполнена в рамках Государственного задания 0030-2021-0022 и при поддержке грантов РФФИ № 20-02-00364.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Berglund, L. Rymell, M. Peuker, T. Wilhein, H.M. Hertz. *J. Microscopy*, **197** (3), 268 (2000).
- [2] H. Legall, G. Blobel, H. Stiel, W. Sandner, C. Seim, P. Takman, W. Diets. *Opt. Express*, **20** (16), 18362 (2012).
- [3] И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **1**, 3 (2019). DOI: 10.1134/S0207352819010128

- [4] Д.Б. Абраменко, П.С. Анциферов, Д.И. Астахов, А.Ю. Виноходов, И.Ю. Вичев, Р.Р. Гаязов, А.А. Якушкин. УФН, **189** (3), 323 (2019). DOI: 10.3367/UFN.2018.06.038447
- [5] M. Suzuki, H. Daido, I.W. Choi, W. Yu, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Fiedorowicz. Phys. Plasmas, **10** (1), 227 (2003).
- [6] M.B. Smirnov, W. Becker. Phys. Rev. A, **74** (1), 013201 (2006).
- [7] N.I. Chkhalo, S.A. Garakhin, S.V. Golubev, A.Y. Lopatin, A.N. Nechay, A.E. Pestov, S. Yulin. Appl. Phys. Lett., **112** (22), 221101 (2018).
- [8] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, M. Szczurek, H. Daido, N. Sakaya, V. Kmetik, T. Wilhein. Opt. Commun., **163** (1–3), 103 (1999).
- [9] Y. Tao, M. S. Tillack, K. L. Sequoia, R. A. Burdt, S. Yuspeh, F. Najmabadi. Appl. Phys. Lett., **92** (25), 251501 (2008).
- [10] T. Higashiguchi, T. Otsuka, N. Yugami, W. Jiang, A. Endo, B. Li, D. Kilbane, P. Dunne, G. O’Sullivan. Appl. Phys. Lett., **99** (19), 191502 (2011).
- [11] K. Fukugaki, S. Amano, A. Shimoura, T. Inoue, S. Miyamoto, T. Mochizuki. Rev. Sci. Instrum., **77** (6), 063114 (2006).
- [12] B.A. Hansson, O. Hemberg, H.M. Hertz, M. Berglund, H.J. Choi, B. Jacobsson, M. Wilner. Rev. Sci. Instrum., **75** (6), 2122 (2004).
- [13] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1966)
- [14] Ю.П. Райзер. *Лазерная искра и распространение разрядов* (Наука, М., 1974)
- [15] J. Holburg, M. Müller, K. Mann, S. Wieneke. J. Vacuum Sci. Technol. A: Vacuum, Surf., Films, **37** (3), 031303 (2019).
- [16] M. Wieland, T. Wilhein, M. Faubel, C. Ellert, M. Schmidt, O. Sublemontier. Appl. Phys. B, **72** (5), 591 (2001).
- [17] P.W. Wachulak, A. Bartnik, H. Fiedorowicz, P. Rudawski, R. Jarocki, J. Kostecki, M. Szczurek. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Mater. Atoms, **268** (10), 1692 (2010).
- [18] L. Malmqvist, L. Rymell, M. Berglund, H.M. Hertz. Rev. Sci. Instrum., **67** (12), 4150 (1996).
- [19] N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, E.B. Klunokov, S.V. Kuzin, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, S.Yu. Zuev. Appl. Opt., **55** (17), 4683 (2016).
- [20] А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашченко, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **9**, 83 (2019). DOI: 10.1134/S0207352819090099
- [21] В.Н. Полковников, С.А. Гарахин, Д.С. Квашенников, И.В. Малышев, Н.Н. Салашченко, М.В. Свечников, Р.М. Смертин, Н.И. Чхало. ЖТФ, **90** (11), 1893 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52781.72-22 [V.N. Polkovnikov, S.A. Garakhin, D.S. Kvashennikov, I.V. Malyshev, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, R.M. Smertin, N.I. Chkhalo. Tech. Phys., **65** (11), 1809 (2020). DOI: 10.1134/S1063784220110225
- [22] А.В. Водопьянов, С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, Н.И. Чхало. Квант. электрон., **51** (8), 700 (2021). ID: 46402425
- [23] H. Chen, P. Beiersdorfer, K.B. Fournier, E. Träbert. Phys. Rev. E, **65** (5), 056401 (2002).
- [24] R.D. Bleach. JOSA, **70** (7), 861 (1980).
- [25] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, M. Szczurek, T. Wilhein. Appl. Phys. B, **67** (3), 391 (1998).
- [26] M. Berglund, L. Rymell, H.M. Hertz, T. Wilhein. Rev. Sci. Instrum., **69** (6), 2361 (1998).