

01

Эмиссионные спектры легких инертных газов Ne и Ar в диапазоне 3–20 нм при импульсном лазерном возбуждении с использованием различных газовых струй в качестве мишеней

© А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

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

Поступила в редакцию 25.09.2020 г.

В окончательной редакции 14.10.2020 г.

Принята к публикации 28.10.2020 г.

Исследованы эмиссионные спектры газовых струй неона и аргона в диапазоне 3–20 нм при возбуждении импульсным лазерным излучением. Использован лазер Nd:YAG, $\lambda = 1064$ нм, $\tau = 5$ нс, $E_{\text{имп}} = 0.8$ Дж. Для формирования газовой струи использовались капилляр диаметром $d = 500$ мкм и сверхзвуковые конические сопла с $d_{\text{ср}} = 145$ мкм, $2\alpha = 12^\circ$, $L = 5$ мм и $d_{\text{ср}} = 450$ мкм, $2\alpha = 11^\circ$, $L = 5$ мм. Получены и расшифрованы эмиссионные спектры для различных газовых мишеней, определены ионы, излучающие в данном спектральном диапазоне. Проведено сравнение интенсивностей линий в спектрах газовых струй, сформированных различными соплами.

Ключевые слова: газовые струи, мягкое рентгеновское излучение, экстремальное ультрафиолетовое излучение, эмиссионные спектры, лазерная искра, рентгеновский спектрометр-монохроматор.

DOI: 10.21883/OS.2021.02.50551.243-20

Введение

В настоящее время активно развиваются исследования в области коротковолнового, в частности, мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения (МР и ЭУФ), что в значительной мере определяется развитием технологии изготовления многослойной оптики для этого диапазона. В частности, появилась возможность создания на основе многослойных зеркал новых дисперсионных элементов и изображающей оптики дифракционного качества [1]. Ранее исследования в диапазонах МР и ЭУФ с применением многослойной оптики были связаны с задачами диагностики лабораторной и космической плазмы [2], решением проблем коротковолновой проекционной литографии [3]. В настоящее время на первый план выходят лабораторные приложения с использованием техники диапазонов МР и ЭУФ. В частности, это исследования, связанные с изучением структуры и упорядочения нанообъектов как природного, так и искусственного происхождения [4].

К лабораторным источникам коротковолнового излучения предъявляются следующие требования: высокая мощность, возможность изменения длины волны, стабильность эмиссионных характеристик, доступность и удобство в работе. В настоящее время в лабораториях активно используются различные плазменные источники, в том числе такие, в которых плазма создается за счет импульсного лазерного излучения (лазерно-плазменные источники (ЛПИ)) [5–7]. В качестве мишеней для импульсного возбуждения используются газовые

струи [5,8], твердотельные [9,10] и замороженные газовые мишени [11,12].

Твердотельные мишени отличаются высокой эмиссионной способностью, минимальными размерами, стабильностью характеристик. Однако их применение требует использования дорогостоящего и сложного оборудования для защиты оптических элементов от загрязнений продуктами эрозии мишеней [13]. Мишени из замороженных жидкостей и газов не приводят к загрязнению оптики, однако сложны в реализации и обладают недостаточной стабильностью интенсивности от импульса к импульсу.

Использование газоструйных мишеней позволяет избежать данных технических проблем и получить стабильные, надежные источники МР и ЭУФ излучения, работающие длительное время. Вместе с тем этот тип источника имеет и ряд недостатков: МР и ЭУФ излучение наблюдается в узких полосах, сравнительно небольшая интенсивность излучения, определяемая относительно низкой плотностью струи [5,8], необходимость в мощной откачной системе. Следует также отметить проблему разрушения газовых сопел из-за близости области взаимодействия к торцу сопла. Эта проблема отсутствует у ЛПИ на основе скачков плотности, возникающих в области столкновения двух сверхзвуковых струй, однако этот тип источника практически не изучен, а результаты, приведенные в работе [14], указывают на относительно низкую плотность мишени.

Большой плотностью, возможностью удаления области взаимодействия с лазерным пучком от сопла обла-

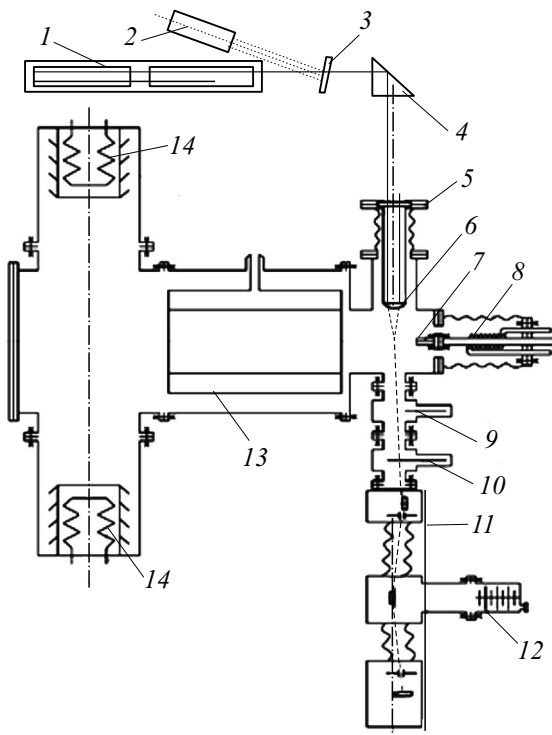


Рис. 1. Установка для исследования свойств атомно-кластерных пучков: 1 — лазер, 2 — детектор мощности излучения, 3 — делительная пластинка, 4 — призма, 5 — оптический ввод, 6 — линза, 7 — сопло, 8 — теплообменник, 9 — вакуумный затвор, 10 — диафрагма, 11 — РСМ-500, 12 — турбомолекулярный насос, 13 — криоконденсационный насос, 14 — криосорбционный насос.

дают жидкоструйные ЛПИ [12,15], однако для них также характерна малая стабильность.

В литературе имеется мало работ, посвященных исследованию эмиссионных характеристик ЛПИ с атомарно-кластерными мишенями, например [16,17]. В частности, в [18,19] изучалась эмиссия при возбуждении кластеров ксенона. Однако при использовании лазеров с наносекундной длительностью импульса данный источник излучения по эмиссионным характеристикам близок к газоструйным ЛПИ.

Исследовательская установка

Схема исследовательской установки представлена на рис. 1. Работа установки осуществляется следующим образом. Исследуемый газ при заданном давлении подается в теплообменник 8, где приобретает необходимую температуру при охлаждении газообразным азотом с заданной температурой. Далее газ поступает в коническое сверхзвуковое сопло 7. Газовая струя откачивается криоконденсационным 13 и криоадсорбционными 14 насосами. Излучение лазера 1 попадает на делительную пластинку 3, откуда малая часть излучения подается на детектор мощности излучения 2. Основная часть

излучения, проходя призму 4 и оптический ввод 5, попадает на линзу 6. В фокусе короткофокусной линзы 6 лазерное излучение вызывает пробой и образование плазмы в газовой струе, полихроматическое МР и ЭУФ излучение которой, проходя электропневматический вакуумный затвор 9 и свободностоящий рентгеновский фильтр 10, попадает на входное зеркало спектрометра-монохроматора РСМ-500. Затем монохроматическое МР и ЭУФ излучение детектируется импульсным детектором. Откачка РСМ-500 осуществляется отдельным турбомолекулярным насосом 12. Исследовательская установка более подробно описана в работе [20].

Для возбуждения атомно-кластерной струи использовался лазер NL300 Series Nd:YAG Laser со следующими параметрами: длина волны 1064 нм, энергия импульса лазера 0.8 Дж, длительность импульса 5.2 нс, частота до 10 Гц. Лазерное излучение фокусируется на газовую мишень с помощью линзы с фокусным расстоянием 45 мм. Расчетный диаметр фокусного пятна составляет 66 мкм. При фокусировке лазерного излучения на пучке газа происходит оптический пробой, сопровождающийся образованием плазменного облака из многократно ионизированных ионов. Плазменное облако является источником МР и ЭУФ излучения, которое направляется на свободностоящий фильтр Mo/ZrSi₂ с толщинами слоев в бислое 1.5/2.5 нм, число бислоев 12. Свободностоящий фильтр является спектральным фильтром, пропускающим МР и ЭУФ излучение для длин волн короче 20 нм. Он является также и защитой от частиц различной природы, образующихся в процессе работы источника МР и ЭУФ излучения, что позволяет эффективно уменьшить фоновый шум.

Далее излучение попадает на входное зеркало спектрометра-монохроматора скользящего падения РСМ-500 с радиусом кривизны 4 м и входную щель прибора, разлагается в спектр сферической дифракционной решеткой с радиусом кривизны 3 м, проходит коллиматорную щель, выходную щель и попадает на фотокатод, покрытый слоем CsI. Вылетающие из фотокатода электроны детектируются с помощью шевронной сборки двух микроканальных пластин. В процессе проведения спектральных исследований щели и дифракционная решетка спектрометра-монохроматора перемещаются в соответствии с условиями фокусировки по кругу Роуланда. Детектирование МР и ЭУФ излучения осуществляется в импульсном режиме. Запуск системы детектирования осуществляется тактовым импульсом, приходящим с системы управления лазером.

Спектральное разрешение прибора, измеренное на *L*-краях поглощения кремниевого и алюминиевого и *K*-крае бериллиевого свободностоящих фильтров, а также по полуширине нулевого порядка, составляло 0.04 нм. Для используемых решетки и зеркала исследуемый диапазон длин волн составлял 3–20 нм.

Для формирования газоструйных мишеней использовались следующие сопла: малое сверхзвуковое коническое сопло с $d_{cr} = 145 \mu\text{m}$, $2\alpha = 12^\circ$, $L = 5 \text{ mm}$, боль-

Таблица 1. Таблица эмиссионных линий неона

Длина волны, nm	Интенсивность, arb. units	Ион	Переход
7.35	550	Ne VIII	$1s^2 2p - 1s^2 4d$
7.46	300	Ne VIII	$1s^2 2p - 1s^2 4s$
7.73	250	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p5d$
8.23	350	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 4d$
8.54	370	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p4d$
8.81	1200	Ne VIII	$1s^2 2s - 1s^2 3p$
9.81	2100	Ne VIII	$1s^2 2p - 1s^2 3d$
10.31	500	Ne VII	$1s^2 2p - 1s^2 3s$
10.61	1400	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$
11.06	1350	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p3d$
11.18	600	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p3d$
11.55	500	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3s$
11.67	750	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$
11.91	400	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$
12.04	1250	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p3s$
12.18	800	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p3s$
12.77	500	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3s$
12.9	400	Ne V	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2s^2 2p4s$
13.06	650	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2s 2p3d$
13.65	650	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2p3s$
13.93	400	Ne VIII	$1s^2 2s - 1s^2 8p$
14.13	550	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2s 3p$
14.33	1150	Ne V	$2s^2 2p^2 - 2s^2 2p3d$
14.76	700	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2s 2p3s$
14.92*	500	Второй порядок линии 7.46	
15.14	350	Ne V	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2s^2 2p3d$
15.88	500	Ne V	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2s 2p^2 3d$
15.98	450	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2p3s$
16.52	550	Ne V	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2p3s$
16.87	450	Ne V	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2s 2p^2 3d$
17.62*	800	Второй порядок линии 8.81	
19.62*	1100	Второй порядок линии 9.81	

Примечание. * Вероятно, второй порядок дифракции линий.

шое сверхзвуковое коническое сопло с $d_{cr} = 450 \mu\text{m}$, $2\alpha = 11^\circ$, $L = 5 \text{ mm}$ и капилляр $d = 500 \mu\text{m}$. Данные системы формирования газовой струи имеют следующие особенности.

Конусное сверхзвуковое сопло малого критического сечения ($d_{cr} = 145 \mu\text{m}$) формирует направленную сверхзвуковую струю газа. При подаче охлажденного газа либо газа под большим давлением формируется узко-направленный кластерный пучок с большой долей конденсата в нем. Данные сопла могут использоваться при различных температурах и давлениях подаваемого газа при наличии откачных систем приемлемой мощности ($\sim 1000 \text{ l/s}$). Как правило, данные сопла используются для формирования кластерных пучков при постоянном режиме истечения газа и удобны при использовании лазерных систем с высокой частотой повторения импульсов.

Конусное сверхзвуковое сопло большого критического сечения ($d_{cr} = 450 \mu\text{m}$) также формирует направленную сверхзвуковую струю газа. Но большое критическое сечение приводит к большим расходам газа, что при использовании откачных систем приемлемой мощности ($\sim 1000 \text{ l/s}$) требует использования импульсного клапана. В свою очередь, использование быстродействующих импульсных клапанов ограничивает диапазон давлений, а особенно температуру газов на входе в сопло, и не позволяет получить кластерные пучки с большим размером кластеров. Использование импульсных клапанов приводит к необходимости применения лазерных систем с невысокой ($\sim 10 \text{ Hz}$) частотой повторения импульсов.

Капилляр большого сечения $d = 500 \mu\text{m}$ характеризуется в лучшем случае звуковым режимом истечения газа и формирует газовое облако с практически изотропным разлетом газа во все стороны от среза

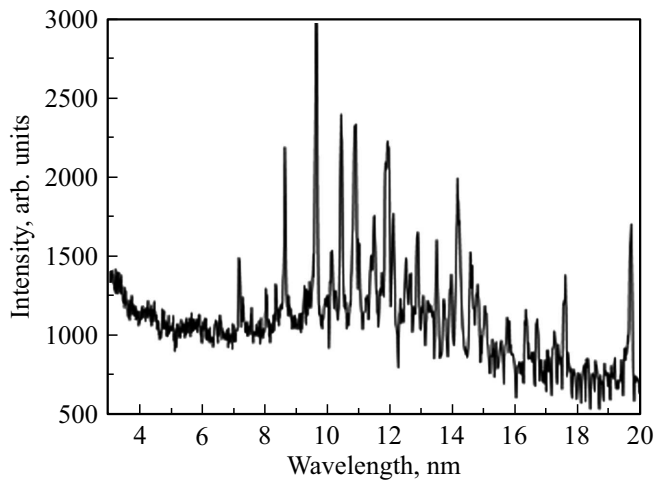


Рис. 2. Эмиссионные спектры неона, полученные при возбуждении струи газа, формируемой за счет сверхзвукового конусного сопла с $d_{cr} = 450 \mu\text{m}$.

капилляра. Используемый большой диаметр приводит к большим расходам газа, что при использовании откачных систем приемлемой мощности ($\sim 1000 \text{ l/s}$) также требует использования импульсного клапана. Вместе с тем данная система формирования газоструйной мишени самая простая и надежная.

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 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. В нашей работе на основании [5] принято, что концентрация частиц в газовых струях составляет 10^{19} cm^{-3} .

Результаты

Исследования газоструйных мишеней на основе неона

Неон — легкий инертный газ, малая температура кипения которого создает некоторые трудности при откачке, но тем не менее данный газ может найти применение в качестве мишени в ЛПИ МР и ЭУФ излучения. Ранее данный газ исследовался в работах [8,21], в которых, к сожалению, не идентифицированы наблюдаемые линии и не указана их относительная интенсивность.

Исследование эмиссионных спектров неона на данной экспериментальной установке представляет определенные трудности в связи со сложностью откачки данного газа криогенными насосами, поэтому были

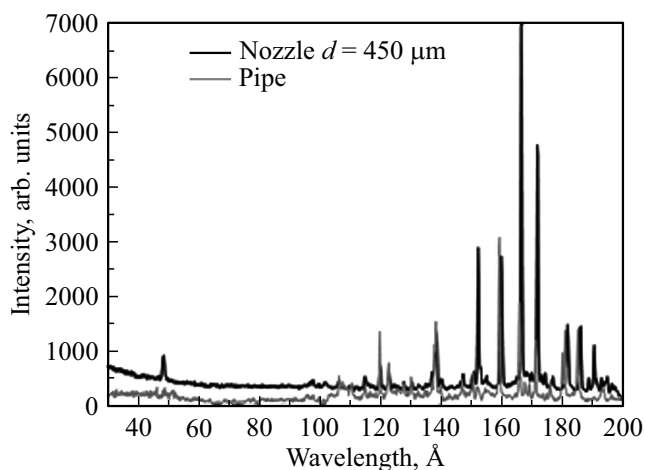
Таблица 2. Таблица эмиссионных линий аргона

Длина волны, nm	Интенсивность, arb. units	Ион	Переход
4.87	1200	Ar IX	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3s$
4.89	1300	Ar IX	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3s$
4.91	1200	Ar IX	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3s$
9.64	1000	Ar VIII	$2p^3 s - 2p^6 8p$
10.34	1000	Ar IX	$2s 2p^2 3s - 2s^2 2p^5 5p$
10.36	1050	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 12d$
10.47	1050	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 11d$
10.58	1900	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 10d$
10.67	1600	Ar VIII	$2p^6 3s - 2p^6 6p$
10.8	1400	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 9d$
11.05	1600	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 8d$
11.39	1500	Ar VII	$2p^6 3s^2 - 3s 7p$
11.59	1200	Ar IX	$2p^5 3p - 2p^5 5d$
12.0	4000	Ar VIII	$2p^6 3s - 2p^6 5p$
12.3	2450	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 6d$
12.48	1300	Ar VII	$3s 3p - 3s 8d$
12.76	1500	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 6s$
12.9	1800	Ar VIII	$2p^6 3d - 2p^6 12f$
13.31	1200	Ar X	$2p^4 3p - 2p^4 4d$
13.47	1200	Ar VII	$2p^6 3s^2 - 3s 5p$
13.61	1650	Ar IX	$2p^5 3s - 2p^5 4p$
13.79	3300	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 5d$
13.84	4400	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 5d$
13.99	1450	Ar VIII	$2p^6 3d - 2p^6 8f$
14.36	1030	Ar IX	$2p^5 3d - 2p^5 5f$
14.98	1750	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 5s$
15.05	2000	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 5s$
15.18	1350	Ar VII	$3s 3p - 3s 5d$
15.25	1300	Ar IX	$2p^5 3p - 2p^5 4d$
15.44	1200	Ar IX	$2p^5 3p - 2p^5 4d$
15.89	8200	Ar VIII	$2p^6 3s - 2p^6 4p$
16.55	5200	Ar X	$2s^2 2p^5 - 2s 2p^6$
16.66	1600	Ar VII	$3s 3p - 3s 5s$
16.86	1500	Ar VII	$3s 3p - 3p 4p$
17.06	3500	Ar X	$2s^2 2p^5 - 2s 2p^6$
17.55	1650	Ar VII	$2p^6 3s^2 - 3s 4p$
17.94	3000	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 4d$
18.02	4000	Ar VIII	$2p^6 3p - 2p^6 4d$
18.43	4000	Ar VIII	$2p^6 3d - 2p^6 5f$
19.2	1300	Ar VII	$3s 3p - 3s 4d$
19.26	1300	Ar VII	$3s 3p - 3s 4d$

проведены исследования только для одного источника газовой струи — конусного сопла с $d_{cr} = 450 \mu\text{m}$. Исследование проводилось при следующих параметрах газа на входе в сопло: давление газа 3 bar, температура газа 300 K. На рис. 2 приведен эмиссионный спектр неона. Исследованный спектральный диапазон составил 3–20 nm. Интенсивность излучения приведена в относительных единицах. Виден ряд интенсивных линий в диапазоне 7–20 nm. В диапазоне 3–7 nm эмиссионные линии не наблюдаются. Расшифровка наблюдаемых линий проводилась в соответствии с [22–27] и приведена в табл. 1.

Таблица 3. Относительные интенсивности линий аргона при использовании различных систем формирования мишеней

Длина волны, nm	Ион	Интенсивность для различных мишеней, arb. units			
		Капилляр 500 μm , 3 bar	Сопло 450 μm , 3 bar	Сопло 145 μm , 3 bar	Сопло 145 μm , 6 bar
11.39	Ar VII	0.14	0.03	0.33	0.08
12.0	Ar VIII	0.69	0.07	0.68	0.26
13.84	Ar VIII	0.81	0.15	1.28	0.42
15.89	Ar VIII	1.68	0.35	3.68	1.22
16.55	Ar X	1	1	1	1
17.06	Ar X	0.61	0.64	0.39	0.45
17.55	Ar VII	0.20	0.03	0.38	0.11
17.94	Ar VIII	0.49	0.10	1.02	0.35
18.02	Ar VIII	0.72	0.17	1.92	0.57
18.43	Ar VIII	0.74	0.17	1.62	0.44

**Рис. 3.** Эмиссионный спектр мишени из аргона при использовании в качестве источника струи капилляра и конусного сопла с $d_{\text{cr}} = 450 \mu\text{m}$.

Получено, что эмиссионный спектр в основном формируется излучением ионов Ne V, Ne VI, Ne VII, Ne VIII. Энергия ионизации иона Ne VIII составляет 239 eV, энергия ионизации следующего иона Ne IX составляет 1196 eV.

Исследования газоструйных мишеней на основе аргона

Аргон в качестве мишени ЛПИИ МР и ЭУФ излучения исследовался в работах [8,28], в которых, к сожалению, не идентифицированы наблюдаемые линии и не указана их относительная интенсивность.

На рис. 3 приведен эмиссионный спектр аргона, полученный при использовании капилляра и конусного сопла с критическим сечением 450 μm при следующих параметрах газа: давление газа на входе в сопло 3 bar, температура газа 300 K. Исследованный спектральный диапазон составил 3–20 nm. Интенсивность излучения приведена в относительных единицах. Виден ряд ин-

тенсивных линий в диапазоне 10–20 nm, сформированных излучением ионах Ar VII, Ar VIII, Ar IX, Ar X. В спектре излучения мишени, полученной с помощью конусного сопла с $d_{\text{cr}} = 450 \mu\text{m}$, видна эмиссионная линия 4.8 nm (Ar IX). В спектрах излучения других мишеней, полученных с помощью капилляра либо конусных сопел с $d_{\text{cr}} = 150 \mu\text{m}$, в диапазоне 4–5 nm виден ряд не идентифицированных линий малой интенсивности. Из рисунка видно, что использование сверхзвукового сопла приводит к существенному перераспределению интенсивностей эмиссионных линий аргона с ростом интенсивностей линий ионов высоких степеней ионизации (Ar IX и Ar X). Расшифровка наблюдаемых линий проводилась в соответствии с [22,27,29–31] и приведена в табл. 2.

Относительные интенсивности линий для спектров, зарегистрированных при использовании газовых мишеней, формируемых при истечении из различных сопел, приведены в табл. 3. В данной таблице концентрация частиц в зоне лазерной искры растет в ряду капилляр–сопло 145 μm (3 bar)–сопло 145 μm (6 bar) – сопло 450 μm (3 bar). Из данных, приведенных в табл. 3, можно сделать следующие выводы.

При увеличении концентрации частиц в зоне разряда наблюдается относительный рост линий в спектрах ионов высоких степеней ионизации (Ar X), что соответствует росту температуры плазмы. Изменение относительных интенсивностей линий достаточно велико, до 10 раз. Вместе с тем наблюдаемое изменение температуры плазмы не приводит к появлению линий ионов аргона с другими степенями ионизации.

Для ионов с одинаковой степенью ионизации при использовании различных газовых мишеней наблюдаются изменения относительной интенсивности эмиссионных линий. Данные изменения достаточно велики и могут достигать 20%, а для некоторых линий (~ 4.8 nm, Ar IX) и больших величин.

Можно утверждать, что для газовых мишеней, подобным исследованным, будут наблюдаться эмиссионные

линии ионов с такими же степенями ионизации. Отличия спектров могут быть только в различных интенсивностях наблюдаемых эмиссионных линий. Мишень на основе аргона достаточно чувствительна к концентрации частиц в зоне лазерной искры, и изменяя параметры истечения газа из сопла, возможно существенно изменить интенсивности получаемых эмиссионных линий.

Для качественного изменения вида спектра и получения ионов с более высокими степенями ионизации необходимо существенно увеличить число частиц в зоне лазерной искры.

Выводы

В данной работе получены эмиссионные спектры ЛПИ с атомарно-кластерными мишенями из легких инертных газов. Данные мишени формировались с помощью различных сопел при различных давлениях газа на входе в сопло.

Получены эмиссионные спектры излучения ЛПИ при использовании различных газовых мишеней с неоном и аргоном. Проведена расшифровка полученных спектров и определены ионы, излучающие в данном спектральном диапазоне.

Для неона и аргона спектры газовых мишеней различной структуры при различных давлениях газа на входе в сопло не претерпевают больших изменений, за исключением линии ~ 4.8 nm, Ar IX. Максимальные степени ионизации, достигаемые в нашем эксперименте, составили Ne VIII и Ar X.

Определены изменения эмиссионных спектров при использовании различных сопел, формирующих струи различной структуры при различных давлениях газов на входе в сопла.

Обнаружено, что при росте концентрации частиц на входе в сопло наблюдается рост интенсивности эмиссионных линий ионов высоких степеней ионизации и соответственно рост температуры плазмы. Также при росте концентраций газа в зоне разряда происходит перераспределение интенсивностей линий для излучающего иона одной степени ионизации. Данное явление целиком определяется ростом концентрации частиц газа в зоне образования лазерной искры при использовании различных систем формирования газовой струи. Вместе с тем максимальная степень ионизации плазмы остается прежней.

Таким образом, используя газовые мишени различной структуры и варьируя давление на входе, можно изменять интенсивность отдельных эмиссионных линий в широких пределах. Для качественного изменения спектров необходим резкий рост числа частиц в зоне разряда, который возможен как за счет увеличения давлений на входе в сопло, так и за счет увеличения критического сечения сопел. Для повышения температуры плазмы и интенсивности излучения при минимизации требований к системе откачки оптимально использование сопел

малого сечения при большом давлении газа на входе в сопло [32]. Также подобного результата можно достичь переходом к кластерным и жидкостным мишеням [33].

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00081, 19-07-00173, 20-02-00708 и 20-02-00364.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. // УФН. 2012. Т. 182. В. 7. С. 727.
- [2] Кузин С.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н. // Известия РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. В. 1. С. 88.
- [3] Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. // AIP Adv. 2013. V. 3. N 8. P. 082130.
- [4] Chao W., Harteneck B.D., Liddle J.A., Anderson E.H., Attwood D.T. // Nature. 2005. V. 435. N 7046. P. 1210.
- [5] Suzuki M., Daido H., Choi I.W., Yu W., Nagai K., Norimatsu T., Fiedorowicz H. // Phys. Plasm. 2003. V. 10. N 1. P. 227.
- [6] Smirnov M.B., Becker W. // Phys. Rev. A. 2006. V. 74. N 1. P. 013201.
- [7] Chkhalo N.I., Garakhin S.A., Golubev S.V., Lopatin A.Ya., Nechay A.N., Pestov A.E., Salashchenko N.N., Toropov M.N., Tsybin N.N., Vodopyanov A.V., Yulin S. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. N 22. P. 221101.
- [8] Fiedorowicz H., Bartnik A., Szczurek M., Daido H., Sakaya N., Kmetik V., Nakayama T. // Opt. Commun. 1999. V. 163. N 1–3. P. 103.
- [9] Tao Y., Tillack M.S., Sequoia K.L., Burdt R.A., Yuspeh S., Najmabadi F. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. N 25. P. 251501.
- [10] Higashiguchi T., Otsuka T., Yugami N., Jiang W., Endo A., Li B., Kilbane D., Dunne P., O'Sullivan G. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. N 19. P. 191502.
- [11] Fukugaki K., Amano S., Shimoura A., Inoue T., Miyamoto S., Mochizuki T. // Rev. Sci. Instr. 2006. V. 77. N 6. P. 063114.
- [12] Hansson B.A.M., Hemberg O., Hertz H.M. // Rev. Sci. Instr. 2004. V. 75. N 6. P. 2122.
- [13] Абраменко Д.Б., Анциферов П.С., Астахов Д.И., Виноходов А.Ю., Вичев И.Ю., Гаязов Р.Р., Кошелев К.Н. // УФН. 2019. Т. 189. № 3. С. 323.
- [14] Нечай А.Н., Перекало А.А., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 19. С. 14.
- [15] Hansson B.A.M. // Emerg. Lithograph. Technol. VI. Int. Soc. Opt. Photon. 2002. V. 4688. P. 102.
- [16] Junkel-Vives G.C., Abdallah Jr.J., Blasco F., Dorchie F., Sten C., Salin F., Auguste T. // AIP Conf. Proc. 2002. V. 635. N 1. P. 82.
- [17] Parra E., Alexeev I., Fan J., Kim K.Y., McNaught S.J., Milchberg H.M. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. N 5. P. R5931.
- [18] Ter-Avetisyan S., Vogt U., Stiel H., Schnürer M., Will I., Nickles P.V. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. N 9. P. 5489.
- [19] Mori M., Shiraishi T., Takahashi E., Suzuki H., Sharma L.B., Miura E., Kondo K. // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. N 7. P. 3595.

- [20] *Нечай А.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. В. 5. С. 17.
- [21] *Bartnik A., Fiedorowicz H., Wachulak P., Fok T.* // Laser and Particle Beams. 2018. V. 36. N 3. P. 286.
- [22] NIST Atomic Spectra Database, Gaithersburg, 2009–2019. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
- [23] *Hermansdorfer H.* // JOSA. 1972. V. 62. N 10. P. 1149.
- [24] *Kramida A.E., Bastin T., Biémont E., Dumont P.D., Garnir H.P.* // Eur. Phys. J. D. 1999. V. 7. N 4. P. 547.
- [25] *Kramida A.E., Bastin T., Biémont E., Dumont P.D., Garnir H.P.* // JOSA. B. 1999. V. 16. N 11. P. 1966.
- [26] *Kramida A.E., Buchet-Poulizac M.C.* // Eur. Phys. J. D. 2006. V. 38. N 2. P. 265.
- [27] *Kelly R.L., Palumbo L.J.* Atomic and ionic emission lines below 2000 angstroms-hydrogen through krypton. Washington DC: Naval Research Lab, 1973. № NRL-7599.
- [28] *Kranzusch S., Mann K.* // Opt. Commun. 2001. V. 200. N 1–6. P. 223.
- [29] *Saloman E.B.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2010. V. 39. N 3. P. 033101.
- [30] *Fawcett B.C., Ridgeley A., Bromage G.E.* // Phys. Scr. 1978. V. 18. N 5. P. 315.
- [31] *Fawcett B.C., Gabriel A.H., Jones B.B., Peacock N.J.* // Proc. Phys. Soc. 1964. V. 84. N 2. P. 257.
- [32] *Müller M., Mey T., Niemeyer J., Lorenz M., Mann K.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1764. N 1. P. 030003.
- [33] *Hansson B.A.M., Hertz H.M.* // J. Phys. D. 2004. V. 37. N 23. P. 3233.