

Эмиссионные свойства лазерной плазмы при ее возбуждении на молекулярно-кластерных струях углекислоты

© А.Н. Нечай,¹ А.А. Перекалов,^{1,2} Н.И. Чхало,¹ Н.Н. Салащенко¹

¹ Институт физики микроструктур РАН,
603087 Нижний Новгород, Россия

² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: nechay@ipm.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 28 марта 2019 г.

В окончательной редакции 28 марта 2019 г.

Принято к публикации 15 апреля 2019 г.

Приведены результаты исследований газоструйного лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения на базе конического сверхзвукового сопла. В качестве мишени использовались молекулярно-кластерные струи CO_2 . Изменением параметров газа на входе в сопло были получены различные режимы истечения газа, изучено влияние данных режимов на эмиссионные и технические характеристики источника излучения. Экспериментально показано увеличение эмиссии излучения при увеличении количества кластеризованного вещества в струе.

Ключевые слова: кластеры, лазерно-плазменный источник излучения, лазерная искра, экстремальное ультрафиолетовое излучение.

DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48324.131-19

Введение

В настоящее время в связи с активным освоением спектрального диапазона с длинами волн короче 100 нм проводится разработка источников излучения в области экстремального ультрафиолета (ЭУФ) [1]. В частности, для длин волн 1–50 нм нашли применение лазерно-плазменные источники с газоструйными мишенями. Подобные источники излучения, в которых в качестве мишени выступает струя газа, возбуждаемая импульсным лазерным излучением, обладают мощностью ЭУФ излучения, достаточной для проведения исследований, и сравнительно просты. Дальнейшее развитие источников идет в направлении увеличения эффективности (конверсионной способности) и роста интенсивности ЭУФ излучения или путем оптимизации конфигурации газовых струй, или использования кластерных газовых мишеней.

Наличие кластеров может изменить начальные условия формирования лазерного пробоя, способствовать пробоем на более ранней стадии, может изменить структуру молекулярно-кластерной струи, сформировав более плотную мишень. Все это может приводить к увеличению поглощения лазерного излучения и соответственно к росту эмиссии ЭУФ излучения. Таким образом, можно ожидать опосредованного влияния кластеров на процессы формирования лазерной плазмы.

Взаимодействие лазерного излучения с кластерами происходит в три этапа:

1) первичная ионизация с появлением квазисвободных электронов в кластере;

2) поглощение лазерного излучения квазисвободными электронами в кластере, рост их числа при сохранении ионного остова кластера;

3) разрушение ионного остова кластера, образование микроскопически однородной плазмы и поглощение лазерного излучения плазмой.

Процесс первичной ионизации протекает очень быстро, практически мгновенно, так, что даже для взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с кластером длительностью этого процесса можно пренебречь [2]. Процессы поглощения лазерного излучения квазисвободными электронами в кластерах имеют фемтосекундную длительность, а основной процесс заключается в поглощении лазерного излучения коллективными колебаниями электронов кластера, плазмоном, свойства которого зависят от размера кластера [3,4].

При воздействии на кластеры импульсов излучения с большей длительностью (в наносекунды и более) кластеры успевают полностью распасться с образованием однородной в микроскопическом смысле плазмы. Теория поглощения лазерного излучения такой плазмой развита в [2,5]. Наличие кластеров сказывается на увеличении плотности струи в зоне образования лазерной искры и сводится к увеличению плотности частиц в зоне разряда. Таким образом, размер кластеров напрямую влияет только на протекание второго этапа взаимодействия лазерного излучения с кластерами.

Для оценки влияния изменения размеров кластеров на процесс поглощения лазерного излучения можно воспользоваться выражением для сечения поглощения

излучения кластером, полученным в [5]:

$$\sigma_{abs} = \frac{12\pi\omega}{c} r^3 \frac{\varepsilon''}{(\varepsilon' + 2)^2 + (\varepsilon'')^2}, \quad (1)$$

(где r — радиус кластера, ω — частота, диэлектрическая проницаемость материала кластера берется в виде $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$), которое применялось, например, для описания поглощения излучения кластерами инертных газов [4]. В соответствии с (1) поглощение излучения пропорционально числу частиц в кластере, т.е. можно ожидать роста интенсивности излучения с ростом размеров кластеров из-за охлаждения газа на входе в сопло.

Эмиссия коротковолнового излучения кластеров ранее широко изучалась в условиях их возбуждения лазерным излучением фемтосекундной длительности [3,6–9]. В этих работах использовались высокие (10^{17} – 10^{18} W/cm²) плотности мощности лазерного излучения и соответственно изучалась эмиссия в мягком рентгеновском диапазоне, на длинах волн порядка нанометра. Спектр эмиссии кластеров ксенона при возбуждении лазерными импульсами наносекундной длительностью исследовался в [10].

Настоящая работа направлена на изучение эмиссионных свойств плазмы, образующейся при облучении молекулярно-кластерной мишени из углекислого газа импульсным лазером. При этом используются кластеры различного размера, что позволяет оценить величину кластерного эффекта. Основная задача работы — изучить влияние конденсации при формировании газовой мишени на интенсивность ЭУФ излучения плазмы и тем самым повысить эффективность источника.

Исследовательская установка: принципы построения и описание

Для формирования кластеров, как правило, используется адиабатическое истечение газа из сверхзвуковых сопел, наибольшее применение из которых нашли конические сопла [11]. Использование конических сопел объясняется относительной технологической простотой их изготовления и возможностью простой оценки получаемых кластеров [12,13]. На выходе из сопла в зависимости от параметров газа на входе в сопло получается атомно-кластерная струя сложной пространственной структуры, содержащая десятки процентов конденсированного в кластеры вещества. При протекании процессов конденсации в струе газа стоит ожидать увеличения размера и количества кластеров на выходе из сопла.

В большинстве работ для управления размерами кластеров, формирующихся при истечении газа из сверхзвукового сопла, используется изменение давления на входе в сопло. Такое решение при его простоте неоднозначно, так как с ростом давления пропорционально увеличивается и расход газа, и концентрация частиц в зоне лазерной искры, что приводит к сложностям выделения

чисто кластерных эффектов. Вместе с тем управление размерами кластеров также возможно путем изменения температуры газа на входе в сопло, что требует более сложного аппаратного оформления, малоприменимо для импульсных сопел, но вместе с тем позволяет получать кластеры в более широком диапазоне размеров при практически неизменных расходах газа.

Использование газоструйных источников излучения тесно связано с проблемами вакуумной откачки. В настоящее время используются следующие решения:

1) использование импульсных газовых сопел, установок большого объема и откачка турбомолекулярными насосами. Такое решение оптимально для низкочастотных систем и систем с относительно малым давлением на входе в сопло, позволяет использовать любые газы. Недостатком системы являются малые частоты работы и большие трудности при необходимости охлаждения газа до криогенных температур на входе в сопло;

2) использование сопел в стационарном режиме истечения с малым критическим сечением и откачкой турбомолекулярными насосами. Данное решение позволяет проводить охлаждение газа, но лимитируется низкой производительностью турбомолекулярных насосов. В таких системах получают струи малой плотности, поглощение возбуждающего лазерного излучения мало и соответственно мала эффективность работы установок в целом;

3) использование сопел в стационарном режиме истечения с большим критическим сечением и откачкой криогенными насосами. Такое решение позволяет работать при высокой частоте повторения лазерных импульсов и использовать газовые струи высокой плотности. Вместе с тем откачка инертных газов криоконденсационными насосами высокой производительности требует использования низкипящих криоагентов, таких как гелий либо водород, что неудобно. Использование же доступного жидкого азота позволяет проводить эффективную откачку лишь молекулярных газов.

Использование молекулярных газов совместно с криоконденсационной откачкой дает дополнительные преимущества. Так, имеется возможность использовать газы, проявляющие коррозионную активность при разложении в лазерной искре. Конденсация газа на охлаждаемой поверхности позволяет инкорпорировать все химически активные соединения в толще намораживаемого газа и избежать коррозии элементов установки. В описываемых экспериментах выбрана именно такая система откачки.

В качестве модельного объекта для исследования влияния процессов конденсации при формировании газовой мишени на процессы формирования ЭУФ излучения выбран углекислый газ. В составе газа находятся атомы углерода и кислорода, эффективно излучающие в мягкой рентгеновской и ЭУФ областях спектра. Также данный газ не токсичен и широко распространен.

Изучение эмиссионных свойств газовых и кластерных пучков углекислоты проводилось на установке, схема-

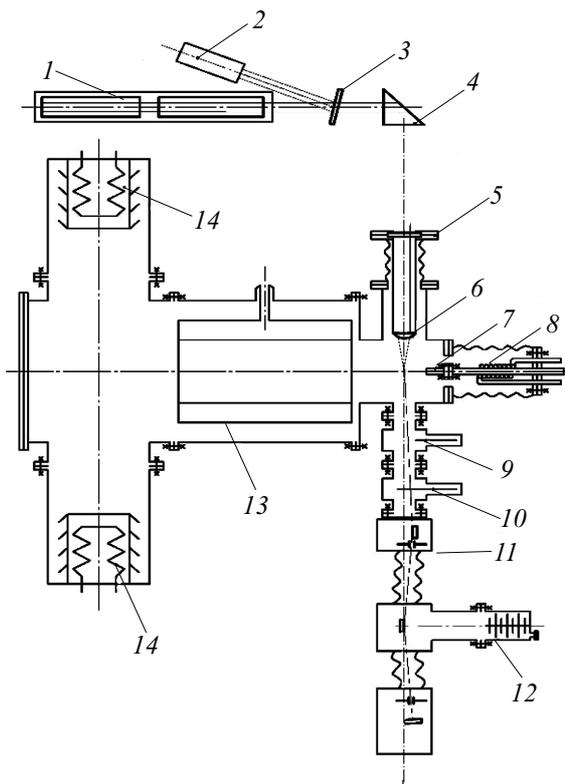


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 — лазер, 2 — датчик мощности лазерного излучения, 3 — делительная пластинка, 4 — призма, 5 — оптический ввод лазерного излучения, 6 — линза, 7 — сопло, 8 — теплообменник, 9 — вакуумный затвор, 10 — диафрагма, 11 — монохроматор РСМ-500, 12 — турбомолекулярный насос, 13 — криоконденсационный насос, 14 — криосорбционный насос.

точно показанной 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, при истечении из которого в вакуумный объем образуются кластеры. Откачка камеры осуществляется 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, полихроматическое ЭУФ излучение которой, проходя электропневматический вакуумный затвор 9 и диафрагму, либо свободновисящую пленку 10, попадает на входное зеркало спектрометра-монохроматора РСМ-500 11. Затем монохроматическое ЭУФ излучение детектируется импульсным детектором. Откачка РСМ-500 осуществляется отдельным турбомолекулярным насосом 12.

Возбуждение молекулярно-кластерной струи производится с помощью лазера Solar III LF117 Nd:YAG со следующими параметрами: длина волны 1064 nm, энергия импульса лазера до 0.4 J, длительность импульса 11 ns, частота до 10 Hz. В эксперименте использовалось сверхзвуковое коническое сопло с критическим сечением 145 μm и углом раствора 10°. Длина сопла составляет 5 mm.

Определение размеров кластеров

Размеры кластеров, образующихся при истечении газовой струи, определяются по известным соотношениям Хагены [12,13] через геометрические характеристики сопла, давление, температуру и род газа на входе в сопло. Первоначально определяется эмпирический параметр Хагены Γ^* , равный:

$$\Gamma^* = (P_0 T_0^{-2.2875}) \left(\frac{0.74d}{\text{tg } \alpha} \right)^{0.85} K, \quad (2)$$

где d — диаметр критического сечения сопла (145 μm), 2α — угол раствора конусного сопла (10°), K — константа, определяющая род газа, для углекислоты $K = 3660$ [14].

При условии $N > 1000$ атомов на кластер использовалось второе соотношение Хагены:

$$N = 1.64 \cdot 10^{-4} \Gamma^{*1.8}. \quad (3)$$

В соответствии с представленными зависимостями можно оценить размер кластеров в зависимости от давления и температуры газа на входе в сопло. Полученные результаты представлены на рис. 2, из которого видно, что максимально достигаемый размер кластеров в наших условиях равен $\sim 25\,000$ молекул на кластер.

Для сопел критическим сечением 340 μm проводилась экспериментальная проверка соотношений Хагены [15],

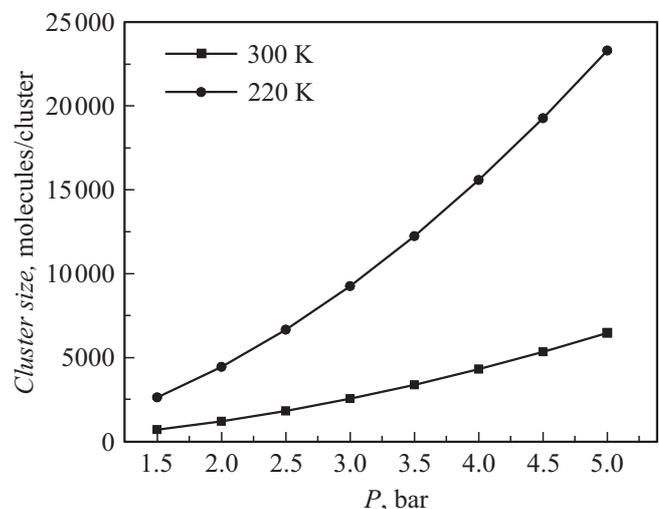


Рис. 2. Размер кластеров в зависимости от давления на входе в сопло при температурах 300 и 220 K для углекислоты.

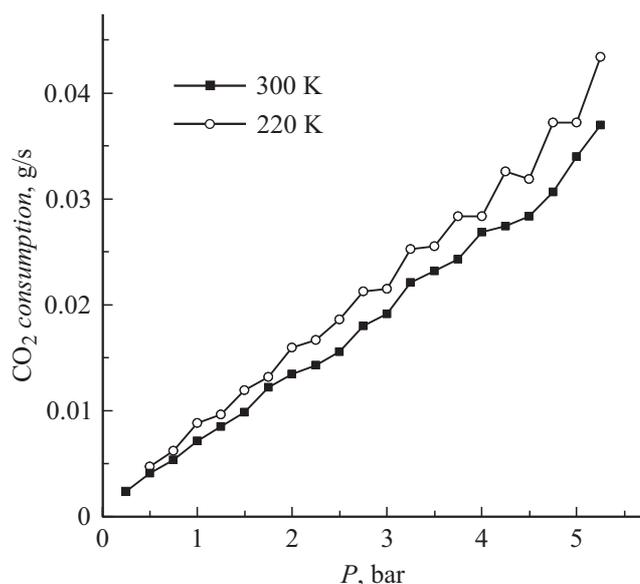


Рис. 3. Расход углекислоты в зависимости от давления на входе в сопло при температурах 300 и 220 К.

показавшая удовлетворительное соответствие расчетам. Вместе с тем эмпирические соотношения Хагены не учитывают ряд процессов, протекающих при истечении газа из сопла, в частности, трение газа о стенки сопла. Соответственно для сопел малого сечения возможны отклонения в размерах фактически получаемых кластеров от расчетных в меньшую сторону.

Важной характеристикой газовой струи является расход газа через сопло. Расход газа определяет плотность газовой струи и нагрузку на откачную систему. Для определения расхода углекислоты проводились специальные измерения при различных температурах. На рис. 3 приведен расход углекислоты при 300 и 220 К в зависимости от давления на входе в сопло. Видно, что зависимость расхода от давления практически линейна. Флуктуации измеренных значений на кривых обусловлены погрешностями измерений. При понижении температуры до 220 К расход газа растет незначительно при одновременном существенном росте размеров кластеров. Таким образом, можно утверждать, что в процессе проведения эксперимента расход газа оставался практически постоянным, а наблюдаемые эффекты связаны только с образованием кластеров.

Результаты экспериментов

В описываемых экспериментах исследовались спектры излучения плазмы в диапазоне длин волн 10–20 нм. На рис. 4 представлен спектр при давлении и температуре газа на входе в сопло 4.3 бар и 300 К соответственно. Средний размер кластеров в таких условиях составляет 5000 молекул (диаметр кластера ~ 9 нм).

Было проведено сопоставление наблюдаемого спектра с ранее проведенными исследованиями спектров плазмы чистого кислорода и кислорода при совместном истечении с гелием [16,17]. Было показано, что все спектральные линии соответствуют ионам кислорода с четырех- и пятикратной степенью ионизации. Были определены длины волн, на которых может эффективно излучать лазерно-плазменный источник с мишенью из углекислоты, обозначенные на рис. 4.

Для оценочной характеристики излучающей плазмы были выбраны спектральные линии ионов пятикратно ионизированного кислорода O-VI $1s^22s-1s^23p$ ($\lambda = 15.01$ нм) и четырехкратно ионизированного кислорода O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$ ($\lambda = 15.15$ нм). Изменение интенсивности выбранных линий может в первом приближении показать изменение числа соответствующих ионов, что позволит оценить изменение эффек-

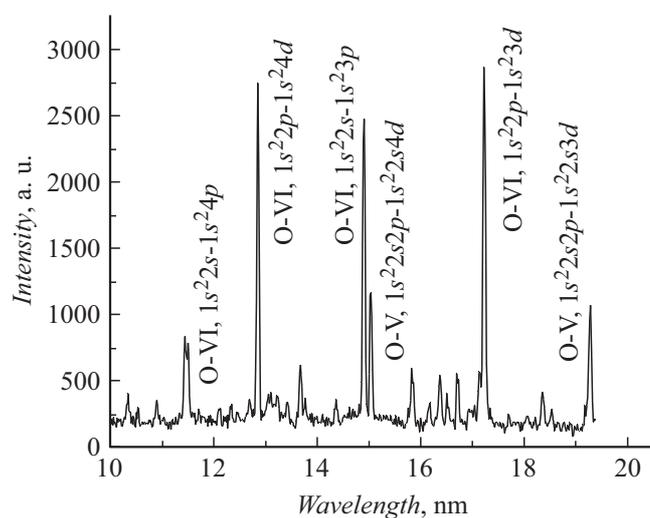


Рис. 4. Эмиссионный спектр углекислоты в диапазоне 10–19.5 нм при импульсном лазерном возбуждении.

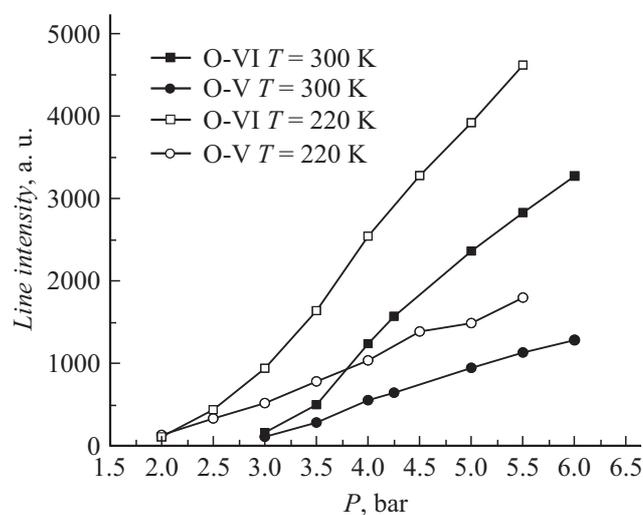


Рис. 5. Площади под эмиссионными линиями O-VI и O-V в зависимости от давления при разных температурах.

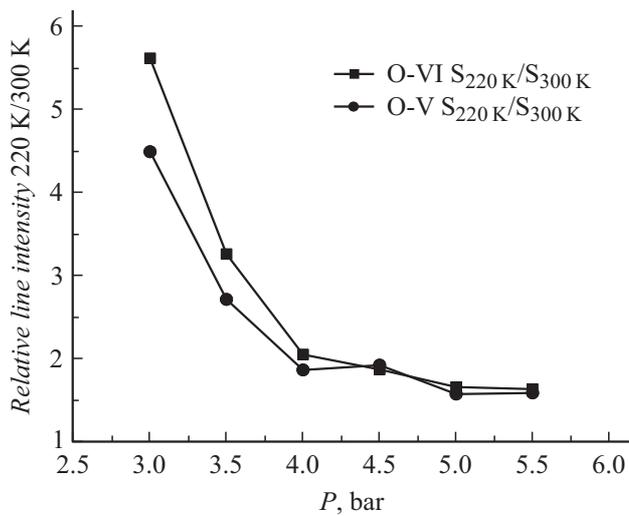


Рис. 6. Отношение площадей под эмиссионными линиями O-VI 300 K/O-VI 220 K и O-V 300 K/O-V 220 K при разных температурах в зависимости от давления.

тивной температуры плазмы в зоне лазерной искры. Выбранные эмиссионные линии являются высокоинтенсивными и расположены рядом, что позволяет проводить измерения в одинаковых экспериментальных условиях, в частности, не учитывать эффективность спектрометра и детектора от длины волны.

Затем изучалось изменение интенсивности выбранных спектральных линий в функции от давления на входе в сопло при двух температурах – 300 и 220 K. Здесь и в дальнейшем под термином „интенсивность“ понимается площадь под контуром спектральной линии, для корректного вычисления которой выполнялись прецизионные измерения контура с уменьшенным шагом по длине волн.

На рис. 5 приведены площади под линиями O-VI $1s^22s-1s^23p$ и O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$ в зависимости от давления при разных температурах. Видно, что при росте давления происходит рост интенсивности обеих линий. Площадь под линиями, измеряемая при пониженной температуре газа на входе в сопло, больше площади линий при комнатной температуре газа. Таким образом, понижение температуры газа на входе в сопло дает возможность увеличить интенсивность линий при таком же расходе газа.

Видно, что при комнатной температуре зона устойчивого разряда начинается от 3 bar, при охлаждении газа на входе в сопло и формировании кластеров большего размера зона устойчивого разряда начинается от 2 bar. Таким образом, понижение температуры газа на входе в сопло дает возможность работать при пониженных давлениях на входе в сопло и соответственно меньших расходах газа.

На рис. 6 показано изменение отношения площадей под линиями O-VI 220 K/O-VI 300 K и O-V 220 K/O-V 300 K в зависимости от давления при разных тем-

пературах. Данное отношение показывает, во сколько раз увеличивается интенсивность линий при охлаждении газа на входе в сопло. Так, для линии O-VI приращение площади при охлаждении газа составляет от 1.6 раза при больших давлениях до 5.5 раз при малых давлениях. Для линии O-V данное приращение подобно наблюдаемому для линии O-VI, но несколько меньше по величине. Таким образом, эффект от охлаждения газа достигает больших величин при малых давлениях.

На рис. 7 представлено изменение отношения площадей линий O-V и O-VI при росте давления для температур 300 и 220 K. Рост данной величины соответствует относительному росту линии O-VI, что можно связать с ростом температуры плазмы. Видно, что при росте давления можно выделить две зоны: меньше и больше 4 bar. Видно, что в первой зоне при обеих температурах газа на входе в сопло интенсивность излучения O-VI растет с давлением существенно быстрее, чем интенсивность излучения O-V, что, по-видимому, свидетельствует о повышении температуры плазмы. Во второй зоне интенсивности обеих спектральных линий растут с одинаковой скоростью, т.е. увеличение температуры плазмы останавливается. Указанные изменения происходят практически одинаковым образом при обеих температурах газа на входе в сопло.

Далее изучалось изменение интенсивности эмиссионных линий O-VI $1s^22s-1s^23p$ и O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$ в зависимости от удаления зоны разряда от среза сопла при различных температурах газа на входе в сопло. На рис. 8 приведены площади под линиями O-VI $1s^22s-1s^23p$ и O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$ при удалении зоны разряда от среза сопла при температурах газа на входе в сопло 300 и 220 K. Давление газа в обоих случаях составляло 4.3 bar. При температурах газа на входе в сопло 300 K средний размер кластеров достигает

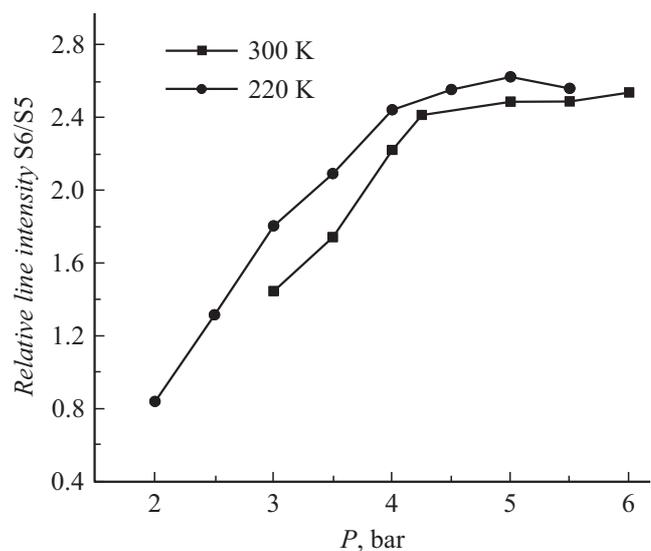


Рис. 7. Отношение площадей под эмиссионными линиями O-VI 300 K/O-V 300 K и O-VI 220 K/O-V 220 K в зависимости от давления при разных температурах.

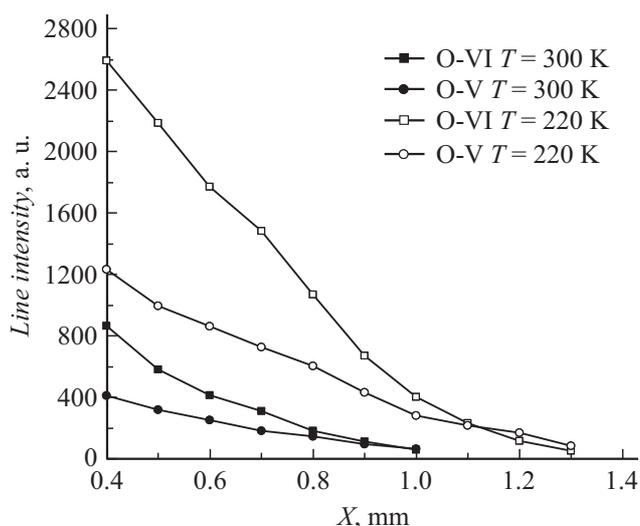


Рис. 8. Зависимость площади под эмиссионными линиями O-VI и O-V от удаления лазерной искры от среза сопла при температурах газа 300 и 220 К.

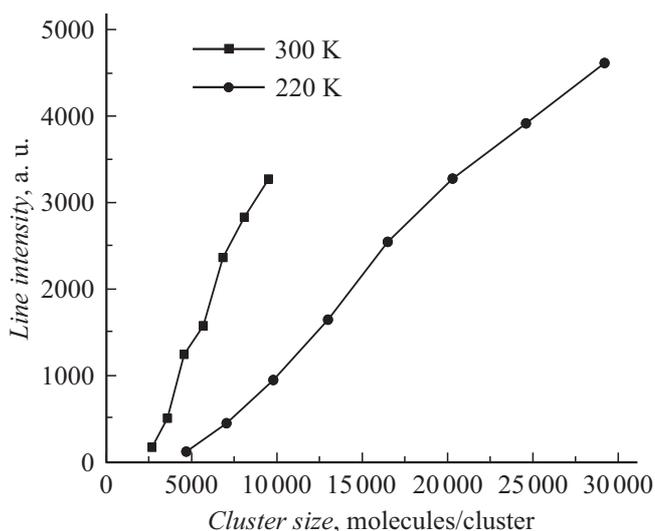


Рис. 9. Площадь под эмиссионной линией O-VI $1s^2 2s - 1s^2 3p$ в зависимости от размера кластеров при температурах газа 300 и 220 К.

5000 молекул ($d \sim 9$ nm), а при температурах газа на входе в сопло 220 К средний размер кластеров достигает 18 000 молекул ($d \sim 14$ nm). Максимальное приближение зоны искры к срезу сопла составляет 0.4 mm, что обусловлено геометрией взаимного расположения оптической системы и сопла. Видно, что при подаче газа с температурой 300 К на вход в сопло зона стабильного разряда наблюдается в диапазоне 0.4–1 mm. При подаче газа с температурой 220 К на вход в сопло зона стабильного разряда расширяется до диапазона 0.4–1.3 mm. Также при подаче газа с пониженной температурой 220 К на вход в сопло увеличивается интенсивность линий. Таким образом, охлаждение газа на входе в сопло

позволяет увеличить интенсивность ЭУФ излучения и увеличить расстояние между зоной образования лазерной искры и срезом сопла.

Обсуждение результатов экспериментов

В результате проведенных экспериментов было показано, что интенсивность эмиссионных линий существенно возрастает либо при уменьшении температуры, либо при росте давления газа на входе в сопло. При фиксированных параметрах лазерного излучения интенсивность ЭУФ излучения определяется поглощением излучения в молекулярно-кластерной струе. Поглощение излучения накачки, в свою очередь, определяется локальной плотностью газа и наличием кластеров. В соответствии с рис. 3 расход газа через сопло при изменении температуры практически неизменен, следовательно, наблюдаемые эффекты связаны с наличием кластеров в молекулярно-кластерной струе.

Рассмотрим влияние среднего размера кластеров на интенсивность эмиссии ЭУФ излучения. На рис. 9 приведена площадь под линией O-VI $1s^2 2s - 1s^2 3p$ в зависимости от среднего размера кластеров при температурах газа 300 и 220 К. Средний размер кластеров определялся в соответствии с рис. 2. Видно, что площадь под кривой для одного и того же среднего размера кластера может быть различна. Следовательно, в данном случае средний размер кластеров не является величиной, определяющей процесс формирования излучения из лазерной плазмы.

Наряду с размером кластера, важной характеристикой молекулярно-кластерной струи является количество кластеризованного вещества. Процессы формирования молекулярно-кластерной струи при сверхзвуковом истечении газа достаточно сложны, и, насколько известно авторам статьи, масса кластеризованного вещества однозначно не связана со средним размером кластеров. Так как объем кластеризованной фазы растет с ростом давления и понижением температуры газа на входе в сопло, можно сделать вывод, что рост интенсивности излучения обеспечивается за счет увеличения доли кластеризованного вещества в молекулярно-кластерной струе. К сожалению, оценить долю конденсата в струе газа и соответственно охарактеризовать его влияние на лазерный пробой и интенсивность ЭУФ излучения не представляется возможным.

Заключение

В результате проведенных исследований получены следующие результаты.

1) Изучена эмиссия из молекулярно-кластерных струй углекислоты при импульсном лазерном возбуждении. Проведена идентификация наблюдаемых линий, показано, что в исследованном спектральном диапазоне

10–20 nm эмиссия из CO₂ совпадает с эмиссией из кислорода.

2) Выделены спектральные линии ионов O-VI $1s^22s-1s^23p$ и O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$, качественно характеризующие температуру плазмы в зоне разряда. Проведено исследование влияния давления и температуры газа на входе в сопло на интенсивность данных спектральных линий. При росте давления газа на входе в сопло обнаружен рост интенсивности линий, что говорит об увеличении числа излучающих ионов. При этом наблюдается опережающий рост линии O-VI, что говорит об образовании более горячей плазмы. Данный эффект наблюдается для всех температур газа на входе в сопло.

При понижении температуры газа на входе в сопло с 300 до 220 K также обнаружен рост интенсивности линий с опережающим ростом интенсивности линии O-VI. Площадь под линиями увеличивается в 1.6 раз при давлениях газа на входе в сопло более 4 bar и в 1.6–5.5 раз при меньших давлениях. Таким образом, охлаждение газа на входе в сопло может существенно увеличить эмиссию излучения из молекулярно-кластерной мишени.

3) Исследованы изменения интенсивностей излучения от ионов O-VI $1s^22s-1s^23p$ и O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$ при формировании разрядов в разных зонах кластерной струи. Так, при подаче газа с температурой 300 K эмиссия излучения наблюдается при удалении искры от среза сопла на расстояние до 1 mm. При подаче газа с температурой 220 K на входе в сопло эмиссия излучения наблюдается на расстоянии 1.3 mm. Таким образом, при подаче охлажденного газа в сопло возможно дополнительно удалить зону образования лазерной искры от среза сопла.

4) Проведены оценки влияния кластеров при использовании молекулярно-кластерных мишеней на процессы эмиссии ЭУФ излучения. Полученные результаты позволяют предположить, что увеличение интенсивности ЭУФ излучения происходит за счет роста количества конденсата, обусловленного как увеличением давления, так и уменьшением температуры газа на входе в сопло.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда 17-12-01227.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Bakshi V.* EUV sources for lithography. Bellingham, Washington: SPIE press, 2006. Vol. 149.
- [2] *Saalmann U., Siedschlag C., Rost J.M.* // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2006. Vol. 39. N 4. P. R39.
- [3] *Крайнов В.П., Смирнов Б.М., Смирнов М.Б.* // УФН. 2007. Т. 177. №9. С. 953–981.
- [4] *Taguchi T., Antonsen Jr T.M., Milchberg H.M.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. N 20. P. 205003.
- [5] *Смирнов Б.М.* // УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1169–1200.
- [6] *Faenov A.Y., Magunov A.I., Pikuz T.A., Skobelev I.Y., Blasco F.* // AIP Conference Proceedings. AIP, 2003. Vol. 652. N 1. P. 404–414.
- [7] *Parra E., Alexeev I., Fan J., Kim K.Y., McNaught S.J., Milchberg H.M.* // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62. N 5. P. R5931.
- [8] *Pikuz T.A., Faenov A.Y., Skobelev I.Y., Gasilov S.V., Boldarev A.S., Gasilov V.A., Homma T.* // J. Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2009. Vol. 163. N 1. P. 012106.
- [9] *Фаенов А.Я., Пикуз Т.А., Скобелев И.Ю., Магунов А.И., Ефремов В.П., Серво М., Франкуччи М.* // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. № 12. С. 860–864.
- [10] *Chkhalo N.I., Garakhin S.A., Lopatin A.Y., Nechay A.N., Pestov A.E., Polkovnikov V.N., Zuev S.Y.* // AIP Advances. 2018. Vol. 8. N 10. P. 105003.
- [11] *Крайнов В.П., Смирнов М.Б.* // УФН. 2000. Т. 170. № 9. С. 969–990.
- [12] *Hagena O.F.* // Surf. Sci. 1981. Vol. 106. N 1. P. 101–110.
- [13] *Hagena O.F., Obert W.* // J. Chem. Phys. 1972. Vol. 56. N 5. P. 1793–1802.
- [14] *Smith R.A., Ditmire T., Tisch J.W.G.* // Rev. Sci. Instrum. 1998. Vol. 69. N 11. P. 3798–3804.
- [15] *Данильченко А.Г., Коваленко С.И., Самоваров В.Н.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 23. С. 87–94.
- [16] *Kranzusch S., Mann K.* // Opt. Commun. 2001. Vol. 200. N 1–6. P. 223–230.
- [17] *Bergmann K., Schriever G., Rosier O., Müller M., Neff W., Lebert R.* // Appl. Opt. 1999. Vol. 38. N 25. P. 5413–5417.