

## Газовые мишени для точечного источника вакуумного и экстремального ультрафиолетового излучения, поддерживаемого сфокусированным электромагнитным излучением

© А.В. Сидоров, А.П. Веселов, А.В. Водопьянов, А.А. Мурзанев, А.Н. Степанов

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: alexsv@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 23 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 23 апреля 2024 г.

Принято к публикации 23 апреля 2024 г.

Проведено экспериментальное исследование различных газовых мишеней для источника точечной плазмы на основе разряда в неоднородном потоке газа. В результате проведенных экспериментов удалось пронаблюдать структуры напускаемых струй для различных мишеней с разными отверстиями напуска газа. Продемонстрировано, что при существенном снижении давления фонового газа происходит практический развал струи и газ напускается равномерно во всех направлениях.

**Ключевые слова:** разряд в неоднородном потоке газа, экстремальное ультрафиолетовое излучение, интерферометрия газовой струи.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58335.135-24

### Введение

Беспрецедентная динамика развития микроэлектроники, которую можно было наблюдать в течение последних 50 лет, в первую очередь связана с непрерывным уменьшением минимальных размеров элементов микросхем. До некоторого времени прогресс здесь обеспечивался усовершенствованиями фотолитографии, использовавшей часть видимого, ультрафиолетовый и ближний вакуумно-ультрафиолетовый диапазоны электромагнитного излучения. Тем не менее возможности оптических схем ограничиваются дифракционным пределом и предельная величина разрешения, согласно критерию Рэлея, пропорциональна длине волны излучения. Поэтому логичным выглядит переход вглубь вакуумно-ультрафиолетового диапазона — к экстремальному ультрафиолетовому излучению. Возникающие при этом трудности связаны в первую очередь с отсутствием прозрачных материалов для данного диапазона длин волн и необходимостью создания эффективных источников излучения в нем.

Отсутствие необходимых оптически прозрачных материалов вынуждает переходить, в частности, к зеркальной оптике, что, в свою очередь, ведет к заметному снижению числовой апертуры объектива и соответствующему падению разрешающей способности.

Все это обращает внимание к волновым процессам в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне, где в последнее время достигнут заметный прогресс при создании отражательных оптических элементов и высокоэффективных источников излучения. Одним из ключевых моментов здесь можно считать создание зеркал, обладающих весьма высоким коэффициентом

отражения в диапазоне ЭУФ излучения. Для этого используется многослойное брэгговское покрытие на атомарно-гладкой поверхности массивной подложки с заданной кривизной. До недавнего времени считалось, что безальтернативными зеркалами для ЭУФ литографии являются системы на основе молибден-кремниевых (Mo/Si) слоев, так как для них были получены самые большие коэффициенты отражения излучения в ЭУФ диапазоне (на уровне 74% в диапазоне  $13.5 \pm 1$  nm).

В настоящее время в промышленной ЭУФ литографии для генерации рабочего излучения с длиной волны вблизи  $\lambda = 13.5$  nm в течение последних 10 лет используется лазерная плазма на твердой оловянной мишени. Тем не менее внедрение ЭУФ литографии на длине волны  $\lambda = 13.5$  nm в широкомасштабное промышленное производство до сих пор еще задерживается (см., например, [1]) из-за недостаточной интенсивности рабочего излучения и трудно преодолимым препятствием, связанным с большими потоками осколков микронных размеров, загрязняющих оптическую систему и быстро выводящих ее из строя. Особенно опасным является их попадание на шаблон/маску, что приводит к воспроизводству бракованных структур в интегральных схемах. Изобретение и использование многочисленных специальных приемов защиты оптического тракта не привели к радикальному решению проблемы. Это вынудило обратиться к сверхзвуковым газовым струям тяжелого инертного газа — ксенона. Применение в качестве мишени инертного газа в общем решает проблему загрязнений. Наиболее опасное положение в источнике занимает коллекторное зеркало, находящееся в максимальной близости от мишени конвертора. Только на нем в случае газовой струи ксенона еще регистрируется некоторая

коррозия, вызванная бомбардировкой высокоэнергичными ионами и атомами инертного газа, ограничивающая срок службы. Существеннее, однако, что для борьбы с загрязнениями приходится жертвовать коэффициентом конверсии, так как эффективность излучения ксенона на длине волны 13.5 nm существенно меньше, чем у олова. Поэтому концепция использования оловянной плазмы в качестве источника ЭУФ излучения для проекционной литографии в какой-то момент стала доминирующей.

Коммерчески доступные источники на 13.5 nm уже производятся европейской компанией ASML, ведутся подобные исследования и в России [2], и в Китае [3]. В качестве альтернативы 13.5 nm была выдвинута идея о переводе ЭУФ литографии на длину волны  $\lambda = 11.2$  nm с использованием в источнике излучения ксеноновой газовой мишени [4]. Как уже указывалось выше, источник с ксеноновой газовой мишенью впервые предложен для EUV-литографии с  $\lambda = 13.5$  nm еще в 90-х годах [5], однако мощность его излучения была слишком низка из-за малого коэффициента конверсии греющего излучения в ЭУФ излучение на длине волны 13.5 nm, и от него пришлось отказаться.

По оценкам авторов [4] предложенная ими идея будет иметь успех, потому что в спектре излучения ксенона интенсивность на  $\lambda = 11.2$  nm может превосходить в 4–5 и более раз интенсивность на  $\lambda = 13.5$  nm. Тем не менее по выше указанным причинам до недавних пор литография на  $\lambda = 11.2$  nm считалась невозможной из-за отсутствия эффективных интерференционных зеркал на эту длину волны. Но к настоящему времени в ИФМ РАН уже созданы первые в мире образцы Mo/Be-зеркал, пригодных для работы на  $\lambda = 11.2$  nm [6]. А зеркала на основе Ru/Be могут оказаться еще более эффективными [4]. Все это смогло вдохнуть новую жизнь в концепцию точечного источника ЭУФ излучения для проекционной литографии на основе плазмы многозарядных ионов ксенона.

Несколько коллективов исследователей проводили эксперименты по изучению разряда на газовых мишенях [5]. В том числе направленные и на разработку источника экстремального ультрафиолетового излучения [7,8]. В качестве обобщенного итога можно здесь отметить, что эффективность преобразования энергии лазерного излучения составляет единицы процентов или доли процента. При этом и теоретически, и экспериментально показано, что в случае, например, оловянной плазмы уменьшение частоты инфракрасного лазерного излучения с 300 до 30 THz (или увеличение длины волны с 1 до 10  $\mu$ m) ведет к улучшению согласования и, следовательно, к повышению эффективности источника экстремального ультрафиолета [9]. Дальнейшее увеличение длины волны/понижение частоты, приводит к переходу в THz-диапазон частот.

Согласно рекомендации „Международного союза электросвязи“ (ITU — International Telecommunication Union), к терагерцовому диапазону частот относится участок спектра от 300 GHz до 3 THz. Однако зачастую

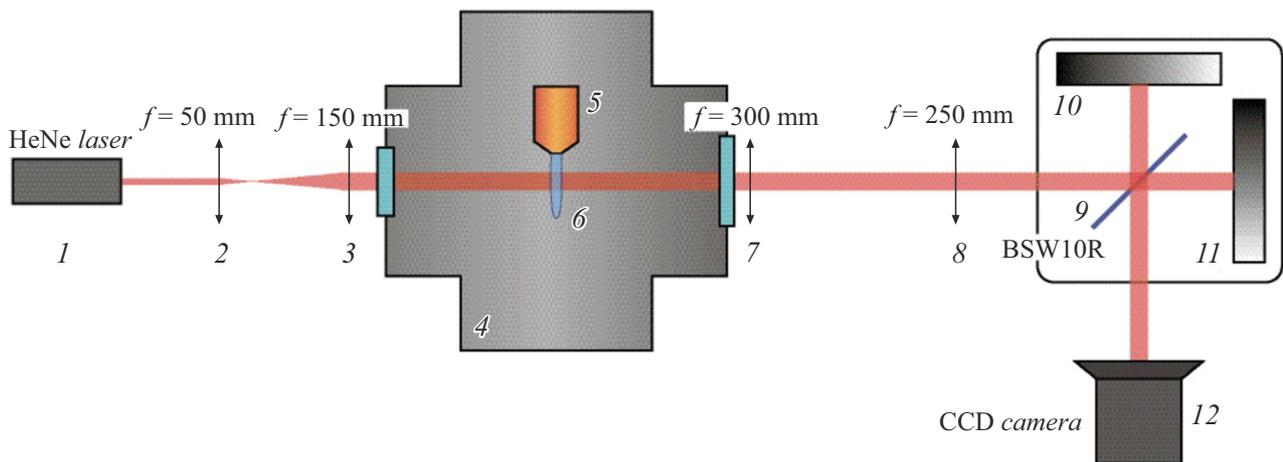
данный диапазон расширяют до 100 GHz–10 THz. Долгое время этот диапазон казался слишком коротковолновым для электровакуумных источников когерентного электромагнитного излучения и слишком длинноволновым для квантовых генераторов, и соответственно недоступным для исследователей. В особенности это касается экспериментов по созданию и поддержанию плазмы электромагнитным излучением терагерцового диапазона частот, так как для этого нужна сравнительно высокая мощность излучения (kW-уровня и выше).

В случае электровакуумных приборов естественным решением проблем с малой длиной волны представляется переход к электровакуумным приборам, не имеющим замедляющих систем (т.е. работающим с „быстрыми“ волнами), а именно лазерам на свободных электронах и гиротронам. Именно с их прогрессом (в первую очередь состоящем в растущей мощности излучения) и связано недавнее существенное продвижение в исследовании газового разряда, создаваемого и поддерживаемого излучением THz-диапазона частот [10].

При этом с позиций создания точечного источника экстремального ультрафиолетового излучения переход от инфракрасного к THz-диапазону частот греющего плазму электромагнитного излучения может оказаться еще более выгодным, так как концентрация плазмы характерная для THz-разряда ( $10^{16}$ – $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>) является более оптимальной с точки зрения излучения ЭУФ [11] и согласования точечной плазмы с размером на уровне сотен микрон с электромагнитным излучением [12]. При этом экспериментально было впервые показано, что для улучшения степени конверсии в ЭУФ необходимо переходить к частотам 1–3 THz [13]. Работы по исследованию точечного разряда, создаваемого в неоднородном потоке газа излучением с частотами 1 и 2.3 THz, в настоящее время ведутся совместными усилиями научных групп из ИПФ РАН и ИЯФ СО РАН [14,15].

Основной идеей при создании точечной плазмы разряда в неоднородном потоке газа является то, что газ в откачиваемую разрядную камеру подается под высоким давлением (на уровне нескольких bar). Регулирование скорости напуска газа и его откачки позволяет создавать сильно неоднородный профиль давления газа в разрядной камере. Благодаря этому, с одной стороны, удастся обеспечить пробойные условия только в ограниченной области пространства около отверстия напуска газа и пресечь распространение разряда навстречу греющему излучению даже в случае достаточно длинных импульсов (более 100 ns). А с другой стороны, низкое фоновое давление газа в разрядной камере обеспечивает условия для распространения без поглощения даже для излучения ЭУФ диапазона.

Таким образом, одним из ключевых элементов данного источника ЭУФ излучения является так называемая газовая мишень, обеспечивающая необходимый профиль давления газа в разрядной камере. С одной стороны, она, как уже было указано выше, должна обеспечить



**Рис. 1.** Схема эксперимента по интерферометрическим измерениям газовых струй. 1 — He-Ne-лазер; 2, 3 — система линз переноса лазерного пучка; 4 — вакуумная камера; 5 — газовая мишень; 6 — газовая струя; 7, 8 — система переноса изображения на камеру; 9–11 — интерферометр Майкельсона, 12 — CCD-камера.

достаточную для создания плазмы плотность частиц рабочего газа, с другой стороны, обеспечить возможность откачки фонового объема газа до давления на уровне форвакуумного, и, наконец, обеспечить оптимальное согласование электромагнитного излучения с плазмой разряда.

При этом стоит отметить еще одну отличительную черту, характерную, правда не для THz-диапазона, а для инфракрасного излучения, создающего плазму в струе газа. В особенности для излучения с длиной волны  $1 \mu\text{m}$ .

В этом случае обычно исследования лазерно-плазменного источника с ксеноновой мишенью выполняются при острой фокусировке (с диаметром фокального пятна в десятки микрометров) лазерного луча на самую плотную часть газоструйной мишени вблизи ее оси. Такая конфигурация оптимальна для лазерного пробоя и последующего нагрева плазмы, но при этом излучающее в ЭУФ диапазоне плазменное ядро окружено периферической оболочкой, состоящей из нейтральных атомов и относительно низко ионизованных ионов ксенона, фотоионизационное поглощение ЭУФ излучения в котором на обеих упомянутых длинах волн (11.2 и 13.5 nm) превышает 90%. На это обстоятельство обращалось внимание еще в самых ранних исследованиях. Предпринимались попытки уменьшить это поглощение, однако достигнутый выигрыш в выходе ЭУФ излучения оказался невелик (не более чем в 2.5 раза). В настоящее время также рассматриваются новые методы преодоления этой трудности (см., например, работу [16] и ссылки в ней). Возможно, что эффективным способом борьбы с явлением поглощения ЭУФ излучения газом является формирование газовой струи-мишени такое, чтобы повысить плотность центральной ее части и снизить периферическую плотность. Это же может эффективно сказаться на повышении „точечности“ разряда. Безусловно существенную помощь в

оптимизации источника/газовой мишени может оказать расчетное, доопытное его исследование, базирующееся на численном моделировании струи. Тем не менее даже в случае успешного моделирования с высокой точностью расчетов реально изготовленная мишень может вести себя несколько отлично от расчетов, что может быть связано с точностью изготовления газовой мишени. В этом случае немаловажной становится последующая диагностика изготовленных газовых мишеней, связанная с анализом поведения газовой струи, вытекающей из мишени.

В настоящей работе представлен пример экспериментального исследования различных газовых мишеней для источника точечной плазмы на основе разряда в неоднородном потоке газа. Для изучения структуры, вытекающей из отверстия напуска газовой струи, использовался лазерный интерферометр, построенный по схеме Майкельсона. Данный интерферометр позволяет проследить изменение показателя преломления на ходе лазерного луча относительно окружающего фона. Измерения основывались на разнице в показателях преломления напускаемой струи тяжелого инертного газа и фонового газа в разрядной камере при различных давлениях вплоть до форвакуумного.

## 1. Экспериментальная установка

Для испытания газовых мишеней использовалась откачиваемая вакуумная камера, представляющая собой шестипроходный крест с фланцами стандарта CF160. Откачка камеры осуществлялась с помощью форвакуумного насоса с максимальной скоростью откачки 3 l/s. Вакуумная камера была снабжена системой газонапуска, которая позволяла осуществлять напуск рабочего газа как через газовую мишень, так и непосредственно в камеру, минуя мишень. Диагностика струи натекающей

шего газа осуществлялась через расположенные друг напротив друга оптические фланцы с вмонтированными окнами с проходными диаметрами, достаточными для прохождения диагностического лазерного луча.

Параллельный пучок He-Ne-лазера  $I$  ( $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ) с помощью двух линз с фокусными расстояниями 50 (2) и 150 mm (3) соответственно направлялся в вакуумную камеру 4 через входной оптический фланец (рис. 1). Увеличение лазерного пучка в 3 раза осуществлялось для равномерной засветки исследуемой области с характерным размером порядка 1 mm. Пучок лазера проходил насквозь вакуумную камеру. Газовая мишень 5 была расположена внутри нее таким образом, чтобы пучок касался металла мишени, а создаваемая газовая струя 6 занимала приблизительно четверть площади сечения пучка.

Система переноса изображения из вакуумной камеры состояла из двух линз с фокусными расстояниями 25 (7) и 30 cm (8), что позволило получить изображение объекта на матрице цифровой CCD-камеры (12) с коэффициентом уменьшения 1.2. В качестве камеры была использована SDU-285 „Спецтелетехника“, обеспечивая масштабный коэффициент при построении изображения на матрице камеры равный  $5.3 \mu\text{m}/\text{px}$ .

Для измерения фазового набега, который возникает за счет газовой мишени, расположенной на его пути, нами был использован интерферометр Майкельсона, состоящий из двух алюминиевых зеркал диаметром 50 mm (10, 11) и светоделительной пластины BSW11R (9) („Thorlabs“). В нашем случае интерферометр был настроен таким образом, что интерференция пучков происходила при наложении одной части пучка, несущей информацию о набеге фазы на трассе распространения за счет газовой мишени, с другой опорной частью пучка, фаза в которой была не возмущена и являлась практически плоской. Интерференционная картина возникает при совмещении двух пучков, разделенных в интерферометре, на матрице цифровой камеры. Камера, осуществляющая регистрацию интерферограммы, была расположена на минимально возможном расстоянии от интерферометра, чтобы добиться крутого угла схождения лучей и, как следствие, тонких линий в интерферограмме и меньшего шага между ними. При этом, с другой стороны, было необходимо, чтобы на расстоянии  $\delta$  между максимумами интерференционной картины приходилось не менее 7 пикселей матрицы камеры, т. е. приблизительно  $37 \mu\text{m}$ . Поскольку  $\delta \sim \lambda(b/a)$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения лазера,  $b$  — расстояние между интерферометром и матрицей CCD-камеры,  $a$  — расстояние между центрами предметного (probe) и опорного (reference) пучков. Поскольку последнее расстояние определяется размерами исследуемой области (порядка 1 mm), получается, что значение  $b$  должно быть более 7 cm, что в нашем случае выполнялось с запасом, так как расстояние  $b$  было около 20 cm. Таким образом, нам удалось добиться достаточно узких полос

на интерферограмме и в то же время достаточного разрешения этих линий CCD-камерой.

## 2. Результаты экспериментов

Настройка оптической системы проходила при контроле резкости изображения иглы, установленной в одной плоскости с газовой струей напротив сопла.

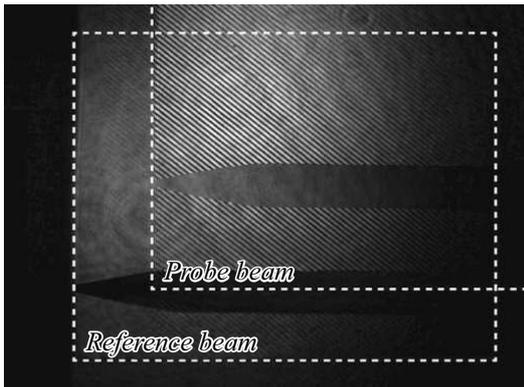
В качестве дополнительной простой проверки правильности настройки оптической системы использовался метод „темного поля“. В фокальную перетяжку, находящуюся между линзами переноса излучения, ставилось острие иглы. При этом остроконечное излучение He-Ne-лазера полностью перекрывалось, в то время как рассеянное излучение, связанное с рассеянием на краю объекта вблизи газовой струи, являлось расходящимся и, как следствие, не перекрывалось острием иглы. Тем самым на матрице камеры наблюдались светлые контуры объектов в окрестности газовой струи и значительно менее яркое, но различимое над уровнем фона, изображение самой струи. Методика темного поля пригодна для визуализации мелкомасштабных и фазовых объектов в качестве вспомогательной при настройке оптической системы, но проведение каких-либо измерений или оценки концентрации нейтральных атомов газа на ее основе не представляется возможным.

При изучении струи методом темного поля оказалось, что после включения напуска почти мгновенно устанавливается стационарное истечение газа через сопло и никакой динамики, связанной с возмущением струи, не наблюдается. Поэтому при получении интерференционных картин время выдержки при съемке одного кадра интерферограммы составляло  $800 \mu\text{s}$ .

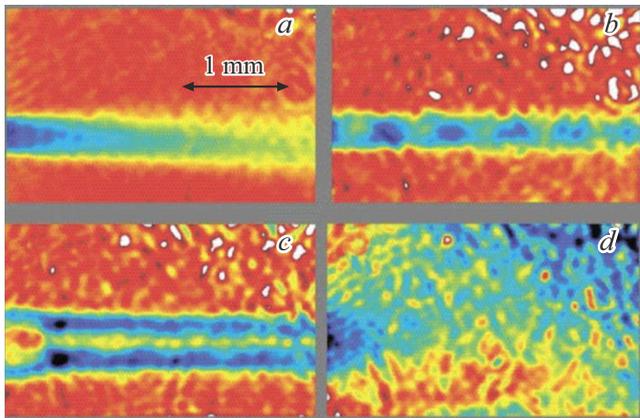
Во время эксперимента имелась возможность варьировать как фоновое давление в вакуумной камере, так и давление в трубке напуска газа через мишень. Для восстановления фазового набега было выполнено по два снимка для каждого давления в отсутствие и в присутствии газовой струи. Это позволило избежать возникновения фазовых набегов, связанных с геометрическими деформациями стенок камеры и оптических фланцев.

На рис. 2 представлен пример одной из интерферограмм. В одной плоскости со струей установлена игла для контроля качества переноса изображения оптической системой и для вычисления масштабного коэффициента при переносе изображения (толщина иглы в широкой части составляла  $600 \mu\text{m}$ ). Далее проводилась следующая процедура обработки интерферограмм, описанная так же и в работе [17].

На кадре интерферограммы выделялась полезная область, с хорошей видностью интерференционной картины и заведомо содержащая исследуемый объект (струя газа), остальная часть фотографии отбрасывалась, путем наложения маски, приравнивающей сигнал в этой



**Рис. 2.** Интерферограмма. В одной плоскости с соплом установлена игла для контроля качества переноса изображения оптической системой и для вычисления масштабного коэффициента при переносе изображения.



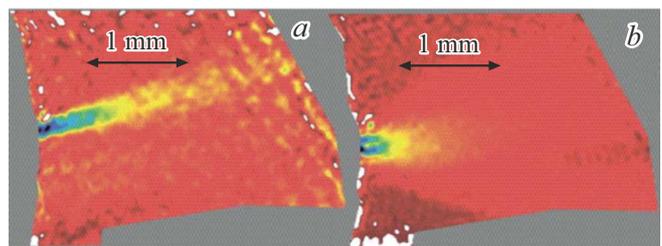
**Рис. 3.** Распределения набегов фазы для струи аргона, напускаемой в объем с фоновым давлением: *a* — 760, *b* — 300, *c* — 100, *d* — 0.1 Торр.

области к нулю. Затем с помощью прямого преобразования Фурье получался двумерный спектр исследуемой интерферограммы, на котором путем наложения спектрального фильтра выделялся максимум несущей частоты полос и его окрестность. Путем обратного преобразования Фурье и устранения разрывов и наклонов в фазе полученного сигнала восстанавливался дополнительный фазовый набег в области расположения объекта, который связан с увеличением оптического пути непосредственно за счет наличия газовой мишени, а также несколько различной величины набег фаз в силу различия в длинах трасс предметного и опорного пучков. Последнее различие устраняется путем вычитания фазового набег в присутствии газовой струи и набег в ее отсутствие, полученного при аналогичной обработке фоновой (без газовой струи) интерферограммы. Таким образом, восстанавливался истинный фазовый набег, связанный только с изменением оптического пути за счет струи газа, истекающей через сопло.

На рис. 3 представлены распределения набег фазы, создаваемого струей аргона (давление в линии напуска — 1 bar), напускаемой через сопло газовой мишени с диаметром выходного отверстия  $300\ \mu\text{m}$ . Давление в системе напуска газа измерялось по манометру на редукторе баллона, из которого осуществлялся напуск газа. Нуль соответствовал атмосферному давлению, таким образом, 1 bar соответствовал одной избыточной атмосфере в линии напуска. Подвод газа к мишени от редуктора осуществлялся через 6 mm трубку. В данном случае мишень представляла собой фольгу из нержавеющей стали толщиной  $300\ \mu\text{m}$  с таким же диаметром отверстия в ней. Температура напускаемого газа соответствовала комнатной.

При значении фонового давления в 760 Торр (рис. 3, *a*) наблюдается струя без разрывов. При удалении от сопла пиковое значение фазы падает. Характерное (максимальное) значение фазового набег составляет  $0.2\ \text{rad}$ . При значении фонового давления в 300 Торр (рис. 3, *b*) струя имеет прерывистый вид вдоль продольной координаты. Пиковые значения почти в 2 раза выше, чем в случае, когда фоновое значение давления равно атмосферному. При значении фонового давления в 100 Торр (рис. 3, *c*) струя уширилась и приняла сдвоенный вид (имеет провал в центре). Вблизи сопла имеет место осесимметричная структура с провалом фазы практически до фоновых значений. Пиковые значения фазового набег чуть выше, чем в случае фонового давления, равного атмосферному. При фоновом давлении на уровне форвакуумного (0.1 Торр, рис. 3, *d*, откачка при этом осуществляется непрерывно) видно, что структура струи более не наблюдается, напуск газа происходит практически во все полупространство, в телесный угол порядка  $2\pi$ .

Схожая ситуация наблюдалась и для других мишеней. На рис. 4 представлен пример распределения набег фазы, создаваемого струей аргона, напускаемой через сопло газовой мишени для двух давлений фонового газа — 520 (рис. 4, *a*) и 0.1 Торр (рис. 4, *b*). Сама мишень представляла собой капилляр длиной около 6 mm, который оканчивался выходным отверстием диаметром  $80\ \mu\text{m}$ . Давление в линии напуска по манометру редуктора соответствовало избыточному давлению в 2 bar.



**Рис. 4.** Вид фазового набег газовых струй, испускаемых мишенью с диаметром выходного отверстия  $80\ \mu\text{m}$ , при разных фоновых давлениях. Давление в линии напуска — 2 bar (аргон): *a* — фоновое давление 520 Торр; *b* — фоновое давление 0.1 Торр.

При давлении 520 Торг наблюдается формирование газовой струи с малым углом раскрыва, ось газовой струи не совпадает с осью симметрии мишени. По-видимому, срез сопла был наклонен относительно мишени. При давлении 0.1 Торг наблюдается распад газовой струи, однако спад концентрации нейтралов происходит не сразу, а на расстоянии порядка 0.5 mm от среза сопла, на котором все еще наблюдается какой-то отличный от фонового набег фазы. Хотя, конечно, как видно из рис. 4, основной спад набега фазы наблюдается при меньшем расстоянии от среза выходного отверстия, близком к  $100 \mu\text{m}$ , т.е. сравнимым с диаметром выходного отверстия мишени.

В заключении данного раздела стоит отметить, что во всех проведенных экспериментах с использованием созданного интерферометра минимальный порог по набегу фазы (когда наблюдается отличие от фоновых шумов) составил 0.03 рад, что является неплохим результатом для случая так называемых „массовых“ измерений (см., например, монографию [18], гл. 7).

Также представляет интерес оценить связь между набегом фазы и концентрацией атомов в струе. Ввиду сравнительно малой плотности вещества и необходимости разделения вкладов в рефракцию (показатель преломления) тяжелых частиц, показатель преломления газа можно записать как

$$n \approx 1 + 2\pi(\sum \chi_j N_j). \quad (1)$$

Здесь второе слагаемое учитывает рефракцию от тяжелых частиц (атомы, молекулы). Нейтральный газ состоит из частиц различных сортов  $N_j$  с поляризуемостями  $\chi_j$ . Формула (1) получена при условиях: частота зондирующего излучения  $\omega$  находится вне резонанса с оптическим переходом ( $|\omega - \omega_{ik}| \gg \Delta\omega_{ik}$ , где  $\Delta\omega_{ik}$  — ширина линии перехода. Основную долю вклада тяжелых частиц в рефракцию определяют частицы в основных электронных состояниях  $i = 1$ . Поскольку частоты резонансных переходов обычно находятся в вакуумной фиолетовой области спектра (следует иметь в виду такие важные исключения, как, например, щелочные атомы, молекулярные радикалы [18]), а зондирование производится видимым светом, то  $\lambda \gg \lambda_{ik}$ . При этом дополнительном условии значения поляризуемостей и показателей преломления вычисляются по формулам Коши:

$$x = a + b/\lambda^2, \quad n - 1 = (A + B/\lambda^2)N/N_L, \quad (2)$$

где  $N_L = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  — число Лоршмидта. Значения констант  $a$  и  $b$ , а также  $A, B$  (для нормальных условий) для невозбужденных частиц некоторых газов приведены, например в [18]. Для аргона  $A$  приблизительно равно  $3 \cdot 10^{-4}$ . Для видимого диапазона спектра зависимость поляризуемости и показателя преломления от длины волны слабая,  $a \gg b/\lambda^2$ ,  $A \gg B/\lambda^2$ . Пренебрегая этой зависимостью и полагая линейную связь поляризуемости и рефракции от плотности частиц (закон Гладстона–

Даля), можно записать (для частиц одного сорта)

$$n - 1 \approx 2\pi\chi N, \quad (3)$$

где  $\chi = A/2\pi N_L$ .

Таким образом, набег фазы, определяемый как  $(n - 1)L2\pi/\lambda$ , можно представить как

$$\Delta\varphi \approx (A/N_L)NL2\pi/\lambda, \quad (4)$$

где  $L$  — характерный поперечный размер объекта (струи), на котором происходит набег фазы. Безусловно, для большей точности нужно предполагать какой-то вид поперечного распределения частиц в струе, например, азимутальную симметрию, что позволит использовать обратное преобразование Абеля для восстановления реального поперечного профиля частиц в струе, но для грубой оценки положим в качестве  $L$  средний размер струи, равный (для случая на рис. 3) диаметру отверстия сопла —  $300 \mu\text{m}$ . Тогда набег фазы в 1 рад приблизительно соответствует (согласно (4)) концентрации равной  $N_L$ , т.е. числу атомов в стоячем газе при атмосферном давлении и комнатной температуре. То есть максимальный наблюдаемый набег фазы в 0.3 рад соответствует концентрации частиц  $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . В то время как порог чувствительности — концентрации на порядок меньшей.

## Заключение

Методом интерферометрии проведено экспериментальное исследование различных газовых мишеней для источника точечной плазмы на основе разряда в неоднородном потоке газа. Продемонстрировано, что при существенном снижении давления фонового газа происходит практический развал струи и газ выпускается равномерно во всех направлениях. Тем не менее по виду интерферограмм (а также по величине максимального набега фазы) можно утверждать, что даже при фоновом давлении порядка долей Торг реализуется ситуация, при которой на относительно большом удалении от среза сопла может достигаться концентрация нейтральных атомов газа на уровне  $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Данной концентрации оказывается достаточно, чтобы образуемая в точечном разряде плазма так же имела концентрацию электронов на уровне  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , что является оптимальным с точки зрения генерации ЭУФ и ВУФ излучения.

При этом стоит отметить, что несмотря на выше сказанное, достаточно легко точечный разряд в неоднородном потоке газа зажигается при продольном вводе греющего излучения по отношению к направлению струи, как это было, например, в экспериментах, описанных в работе [13]. В этом случае греющее электромагнитное излучение непременно „найдет“ нужную область с необходимой плотностью газа, даже если она располагается непосредственно у среза сопла.

В случае поперечного ввода греющего излучения, как в экспериментах по созданию точечного разряда в неоднородном потоке газа излучением лазера на свободных электронах [15], фокус пучка электромагнитных волн нельзя расположить сколь угодно близко к соплу газовой мишени. В этом случае в области фокуса плотность нейтральных частиц может оказаться недостаточной для достижения оптимальной плотности плазмы, или даже, что еще хуже, недостаточной для пробоя газа и зажигания разряда. В этом случае необходимо искать возможность повышения плотности рабочего газа в струе в случае напуска в разреженную атмосферу. Одним из таких способов является использование так называемой двухпотоковой мишени [19].

Данная мишень представляет собой два концентрических сопла, на которые газы под различными давлениями могут быть поданы независимо друг от друга. При этом через центральное сопло подается рабочий тяжелый инертный газ (аргон/криптон/ксенон). А на периферийное сопло подается легкий гелий. Наличие гелия позволяет „поджать“ центральную струю тяжелого инертного газа и повысить его плотность в струе при прочих равных. В настоящее время прототип такой мишени уже изготовлен: она состоит из двух концентрических сопел с диаметрами 0.27 и 0.69 mm соответственно. Измерена скорость натекания газа при различных давлениях в линии напуска обоих сопел. Готовятся эксперименты по исследованию процессов формирования струи двухпотоковой мишени с помощью интерферометрических измерений. При этом стоит отметить, что константы  $A$  (см. уравнение (2)) для тяжелых инертных газов отличаются от таковой для гелия практически на порядок. Что позволяет надеяться на то, что струя тяжелых инертных газов будет хорошо видна на фоне струи гелия в интерференционной картине.

### Финансирование работы

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 19-72-20166.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] H.J. Levinson. *Proc. Int. Workshop on EUV Lithography* (CXRO, LBNL, Berkeley, CA, USA, June 13–16, 2016), p. 1. <https://www.euvlitho.com/2016/P1.pdf>
- [2] В.М. Борисов, Г.Н. Борисова, А.Ю. Виноходов, С.В. Захаров, А.С. Иванов, Ю.Б. Кирюхин, В.А. Мищенко, А.В. Прокофьев, О.Б. Христофоров. *Квантовая электроника*, **40**(8), 720 (2010). [V.M. Borisov, G.N. Borisova, A.Yu. Vinokhodov, S.V. Zakharov, A.S. Ivanov, Yu.B. Kiryukhin, V.A. Mishchenko, A.V. Prokofev, O.B. Khristoforov. *Quant. Electron.*, **40**(8), 720 (2010). DOI: 10.1070/QE2010v040n08ABEH014369]
- [3] B. Jiang, Ch. Feng, Ch. Li, Zh. Bai, W. Wan, D. Xiang, Q. Gu, K. Wang, Q. Zhang, D. Huang, S. Chen. *Scientif. Reports*, **12**, 3325 (2022). DOI: 10.1038/s41598-022-07323-z
- [4] N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko. *AIP Advances*, **3**, 082130 (2013). DOI: 10.1063/1.4820354
- [5] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, Z. Patron, P. Parys. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2778 (1993).
- [6] S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, S.V. Shestov, S.Y. Zuev. *Appl. Optics*, **55**, 2126 (2016). DOI: 10.1364/AO.55.002126
- [7] N.I. Chkhalo, S.A. Garakhin, A.Ya. Lopatin, A.N. Nechay, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, S.Yu. Zuev. *AIP Advances*, **8**, 105003 (2018). DOI: 10.1063/1.5048288
- [8] S.G. Kalmykov, P.S. Butorin, M.E. Sasin. *J. Appl. Phys.*, **126**, 103301 (2019). DOI: 10.1063/1.5115785
- [9] V.Y. Banine, K.N. Koshelev, G.H.P.M. Swinkels. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44**, 253001 (2011). DOI: 10.1088/0022-3727/44/25/253001
- [10] A.V. Sidorov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 293001 (2022). DOI: 10.1088/1361-6463/ac5556
- [11] I.S. Abramov, E.D. Gospodchikov, A.G. Shalashov. *Phys. Rev. Appl.*, **10**, 034065 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.034065
- [12] A. Shalashov, E. Gospodchikov. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **64**, 3960 (2016). DOI: 10.1109/TAP.2016.2583487
- [13] A.G. Shalashov, A.V. Vodopyanov, I.S. Abramov, A.V. Sidorov, E.D. Gospodchikov, S.V. Razin, N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, M.Yu. Glyavin, S.V. Golubev. *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 153502 (2018). DOI: 10.1063/1.5049126
- [14] Yu.K. Kalynov, S.V. Razin, A.V. Sidorov, A.V. Vodopyanov, A.P. Veselov. *Proc. SPIE 11582, Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications* (Tomsk, Russia, 24–26 August 2020), **11582**, 115820P (2020). DOI: 10.1117/12.2580161
- [15] V.V. Kubarev, Ya.I. Gorbachev, O.A. Shevchenko, A.V. Vodopyanov, A.V. Sidorov, A.P. Veselov. *Plasma Sourc. Sci. Technol.*, **32**, 055004 (2023). DOI: 10.1088/1361-6595/accca9
- [16] П.С. Буторин, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин. *Письма в ЖТФ*, **44**(23), 111 (2018). DOI: 10.21883/PJTF.2018.23.47018.17340 [P.S. Butorin, S.G. Kalmykov, M.E. Sasin. *Tech. Phys. Lett.*, **44**(12), 1100 (2018). DOI: 10.1134/S1063785018120209]
- [17] T. Barmashova, A. Luchinin, A. Murzanev, S. Razin, A. Sidorov, A. Stepanov, A. Veselov, A. Vodopyanov. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **13**, 3–9 (2023). DOI: 10.1109/TTHZ.2022.3164546
- [18] В.Н. Очкин. *Спектроскопия низкотемпературной плазмы* (ФМЛ, М., 2006) [V.N. Ochkin. *Spectroscopy of Low Temperature Plasma* (Wiley-VCH, Berlin, 2009)]
- [19] R. Rakowski, A. Bartnik, H. Fiedorowicz, F. de Gaufridy de Dortan, R. Jarocki, J. Kostecki, J. Mikołajczyk, L. Ryc, M. Szczurek, P. Wachulak. *Appl. Phys. B*, **101**, 773 (2010). DOI: 10.1007/s00340-010-4327-9