

## Капсульная газонаполненная мишень для лазерно-плазменного экстремального ультрафиолетового источника

© А.Я. Лопатин,<sup>1</sup> А.Н. Нечай,<sup>1</sup> А.А. Перекалов,<sup>1</sup> А.Е. Пестов,<sup>1</sup> А.А. Соловьев,<sup>2</sup>  
Н.Н. Цыбин,<sup>1</sup> Н.И. Чхало,<sup>1</sup> Д.С. Дмитриев,<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН,  
7607680 Нижний Новгород, Россия

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

Поступило в Редакцию 14 мая 2024 г.

В окончательной редакции 14 мая 2024 г.

Принято к публикации 14 мая 2024 г.

Предложен новый конструктивный вариант лазерной мишени в виде контейнера с тонкопленочной стенкой, содержащего находящийся под значительным давлением газ. Предполагается (и это предположение будет проверяться экспериментально), что в спектре экстремального ультрафиолетового излучения лазерно-плазменного источника с такой мишенью при определенном сочетании конструктивных параметров будут преобладать линии, характерные для заключенного в объеме мишени газа. Разработана и изготовлена необходимая экспериментальная оснастка, в том числе и комплект идентичных мишеней с пленочной стенкой Mo/ZrSi<sub>2</sub> толщиной 0.19 μm. Экспериментально продемонстрировано, что образцы из изготовленного комплекта выдерживают давление не менее 1.5 atm.

**Ключевые слова:** мягкое рентгеновское и экстремальное ультрафиолетовое излучения, тонкие пленки, лазерная плазма, газовая мишень.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58354.170-24

### Введение

Пленки субмикронной толщины считаются оптимальными твердотельными мишенями для многих лазерно-плазменных экспериментов. При изучении возможностей получения лазерной генерации на длинах волн экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) диапазонов в плазме, создаваемой лазерным импульсом на поверхности твердого тела, использовались мишени в виде тонких слоев плазмообразующего вещества, нанесенного на тонкую полимерную пленку, что позволяло достичь более однородного распределения концентрации по сечению плазменного канала и избежать рефракции [1–4]. В экспериментах по исследованию жесткого рентгеновского излучения плазмы, возникающего при характерных интенсивностях падающего на поверхность лазерного пучка более 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>, мишени в виде отдельных или составленных в стопку тонких пленок [5,6] позволяют достичь более высокой температуры излучающей плазмы и повысить эффективность таких источников.

В ИФМ РАН на протяжении длительного времени разрабатывалась высокопроизводительная методика изготовления тонкопленочных абсорбционных фильтров ЭУФ излучения — свободно висящих или приклеенных к опорной сетке металлических пленок с характерными толщинами от 0.1 до 1 μm. В недавних работах [7,8] мы сообщали об изготовлении пленок из ряда материалов (Be, C, Al, Si) в формате лазерных мишеней толщиной

0.1 μm и о результатах тестирования таких мишеней на стенде лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения; интенсивность сфокусированного лазерного импульса составляла порядка 10<sup>12</sup> W/cm<sup>2</sup>, что ограничивалось возможностями имеющегося оборудования. Основной вывод по результатам проведенных тестов — тонкие пленки дают меньший выход ЭУФ излучения, чем молибденные мишени из тех же материалов, но разница не слишком существенна (от 1.5 до 4 раз, в зависимости от материала мишени и спектрального интервала).

Еще более обширное применение в экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом находят газообразные мишени. Они не только не менее активно используются в работах по изучению лазерно-плазменных источников ЭУФ и МР излучения, но и применяются в большинстве реализаций схем генерации высоких гармоник лазерного излучения [9–12], а также в экспериментах по лазерно-плазменному ускорению заряженных частиц [13–16]. Чаще всего в качестве газообразной мишени выступает струя газа, истекающая в вакуум из снабженного импульсным клапаном сопла. Другой конструктивный вариант — газовая ячейка, представляющая собой небольшую наполняемую стационарным потоком газа полость с парой отверстий малого диаметра на двух противоположных торцах (либо с отверстием на одном из них, если луч лазера фокусируется в ячейку через прозрачное окно). Газовые ячейки предпочтительны для устройств генерации гармоник высокого порядка, поскольку позволяют получить

существенно большую, чем при использовании струйных мишеней, эффективность преобразования [12].

В ИФМ РАН работы по изучению спектров лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения с газообразной струйной мишенью ведутся с акцентом на поиск условий, обеспечивающих максимальный выход излучения в спектральной полосе отражения многослойных покрытий с центральной длиной волны 13.5 или 11.2 nm. На этих длинах волн многослойные зеркала на основе структур Mo/Si или Mo/Be соответственно способны обеспечить коэффициенты отражения более 70%, что является основанием для выбора одной из них в качестве рабочей длины волны для установок проекционной нанолитографии. Экспериментально установлено, что достичь максимальной интенсивности излучения источника на данном участке спектра возможно при использовании в качестве плазмообразующего газа ксенона. Однако спектральный максимум поглощения нейтральных атомов ксенона в ЭУФ области также приходится на спектральный интервал, который интересен для литографии. Это обстоятельство, с учетом сильно неоднородного распределения концентрации газа в окрестности струи, может затруднять достоверную оценку эффективности преобразования лазерного излучения в ЭУФ и являться одной из причин несоответствия спектров источников с ксеноновой мишенью, приводимых в публикациях различных групп исследователей [17–19].

В настоящей работе мы предлагаем концепцию нового типа газовой мишени — герметичной газонаполненной капсулы, часть оболочки которой выполнена в виде тонкопленочной мембраны, служащей для ввода лазерного излучения и разрушаемой приходящим импульсом. В ЭУФ спектре источника в этом случае должны наблюдаться линии многозарядных ионов как материала мембраны, так и находящегося за мембраной газа. Кроме того, можно ожидать, что при определенном сочетании материала мембраны и газового наполнения спектр будет существенно отличаться от результата простого наложения двух парциальных составляющих, поскольку ионизация и разогрев плазмы идут по более сложному механизму. В частности, свой вклад могут вносить процессы перезарядки ионов вещества мембраны на атомах газа, уверенно наблюдавшиеся в экспериментах с пролетом плазмы от облучаемой лазером твердотельной мишени сквозь близкорасположенную газовую струю [20].

С точки зрения практического применения капсульных мишеней, наиболее перспективными, по нашему мнению, могут быть варианты их использования с петаваттными лазерными комплексами в экспериментах по генерации высоких гармоник и по ускорению заряженных частиц в сопровождающем лазерный импульс поле разделения зарядов. Использование мишеней капсульного типа в составе лазерно-плазменных источников ЭУФ излучения с бюджетными лазерами высокой частоты следования импульсов экономически целесообразно ввиду значительных трудозатрат на изготовление капсул.

С другой стороны, как уже отмечалось, важным для нас является вопрос о влиянии поглощения ЭУФ излучения источника со струйной мишенью в окружающем его газовом облаке на эффективность такого источника в области длин волн 11–13 nm. Для капсульной мишени такое поглощение минимально, поскольку возможность вытекания газа исключается до момента разрушения мембраны лазерным импульсом, и по этой же причине концентрация газа в области лазерного воздействия характеризуется одним определенным значением, что должно упростить интерпретацию результатов. Поэтому с использованием имеющегося в ИФМ РАН лазерного и диагностического оборудования планируется провести исследование эффективности генерации ЭУФ излучения и его спектрального состава при воздействии на капсульную мишень лазерных импульсов наносекундной длительности. Полученные данные будут полезны при численном моделировании результатов такого эксперимента. Надежность предсказания яркостных и спектральных характеристик ЭУФ источника с новым типом мишени на основании одних расчетов, без привязки к экспериментальным данным, представляется сомнительной.

## 1. Изготовление лазерных мишеней капсульного типа

Практическое использование капсульных мишеней в эксперименте по генерации ЭУФ излучения может быть затруднено быстрой потерей газа из объема капсулы из-за диффузии через тонкую пленку во время длительной вакуумной откачки. Для преодоления указанной трудности следует наполнять капсулу газом непосредственно перед использованием — в вакуумной камере за короткий временной промежуток до лазерного импульса. В таком случае конструкция капсульной мишени предполагает наличие герметичного объема, сформированного массивным корпусом и тонкостенной мембраной, а также отверстия для подачи газа, отсекаемого от газовой магистрали запорным клапаном. С учетом вышесказанного, в качестве основы конструкции было решено использовать цилиндрическую трубку малого сечения, плотно закрытую с одной стороны приклеенной тонкопленочной мембраной; отверстие с другой стороны служит для наполнения капсулы рабочим газом. Герметизация капсулы при заполнении ее газом будет обеспечиваться резиновыми уплотнениями. Латунная трубка внешним диаметром 2 mm и внутренним 1.4 mm (толщина стенки 0.3 mm) разделялась на отрезки длиной 12.5 mm, удобные с точки зрения манипуляций с мишенью как при испытании прочностных характеристик тонкопленочного окна, так и в дальнейшем в эксперименте по изучению спектров таких мишеней в ЭУФ диапазоне.

В качестве тонкопленочной мембраны для входного окна было предложено использовать многослойную структуру Mo/ZrSi<sub>2</sub> толщиной 0.19 μm. Выбор данной

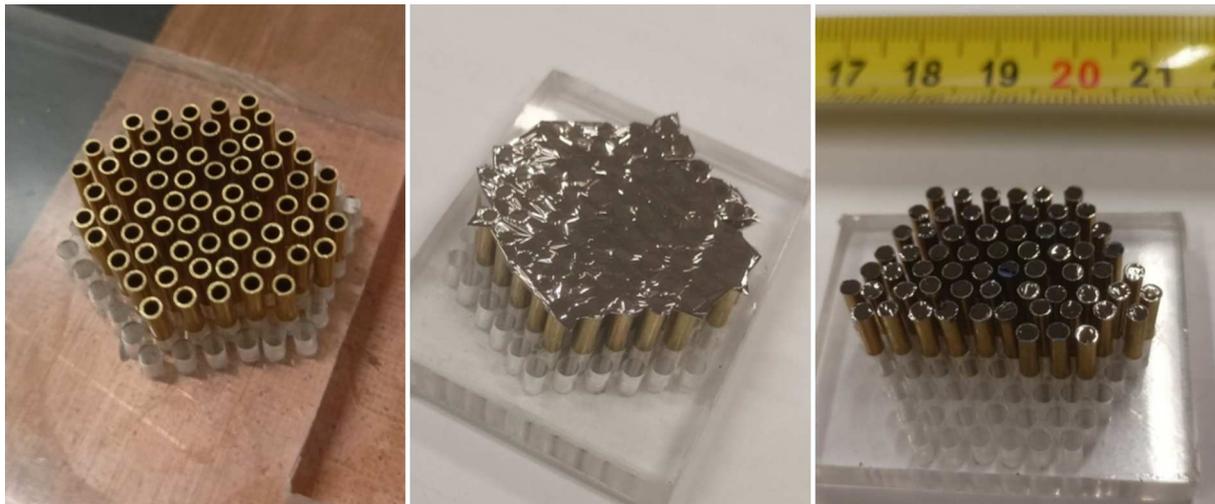


Рис. 1. Фотографии этапов изготовления капсульных мишеней.

структуры обоснован ее более высокой механической прочностью по сравнению с многослойными свободно висящими пленками из материалов с меньшим атомным номером, оптимальными для проведения спектральных исследований. В данном случае была важна демонстрация возможности создания в капсуле давления, значительно превышающего атмосферное. Мембрана была изготовлена по освоенной в ИФМ РАН методике изготовления широкоапертурных тонкопленочных фильтров ЭУФ излучения [21], включающей в себя этапы магнетронного напыления пленки (будущей тонкопленочной мембраны) и жертвенного слоя на полированную кремниевую подложку (шероховатость поверхности около 0.3 nm), удаления жертвенного слоя в процессе жидкостного травления с отделением пленки от подложки и вылавливания пленки с поверхности жидкости на поддерживающую рамку.

Для проведения исследований удобно применять одновременную загрузку в вакуумную камеру набора мишеней, что позволит выполнить серию измерений (исследовать зависимость характеристик ЭУФ излучения капсульных мишеней от различных параметров — энергии лазерного импульса, давления газа в капсуле) без вскрытия камеры на атмосферу с целью замены капсульной мишени. Набор мишеней (около 60 штук) был изготовлен групповым способом. Заготовки трубок устанавливались вертикально в шаблон, представляющий собой набор плотно расположенных отверстий в пластине — каждая заготовка будущей мишени (трубка длиной 12.5 mm) помещалась в свое отверстие, концы трубок выступали над пластиной на равной высоте. На торцевые части трубок наносился тонкий слой эпоксидного клея, после чего данная сборка на стенде, обеспечивающем ее плавное перемещение относительно неподвижной заготовки пленочной мембраны, приводилась в соприкосновение с последней так, что мембрана оказывалась герметично приклеенной к торцевым ча-

стям трубок. После отверждения эпоксидного клея тонкая пленка разрушалась в промежутках между трубками, и сборка разделялась на отдельные готовые мишени. Фотографии набора капсульных мишеней до приклейки мембраны, а также до и после разрушения пленки в промежутках между индивидуальными трубками представлены на рис. 1.

## 2. Прочностные характеристики мембран капсульных мишеней

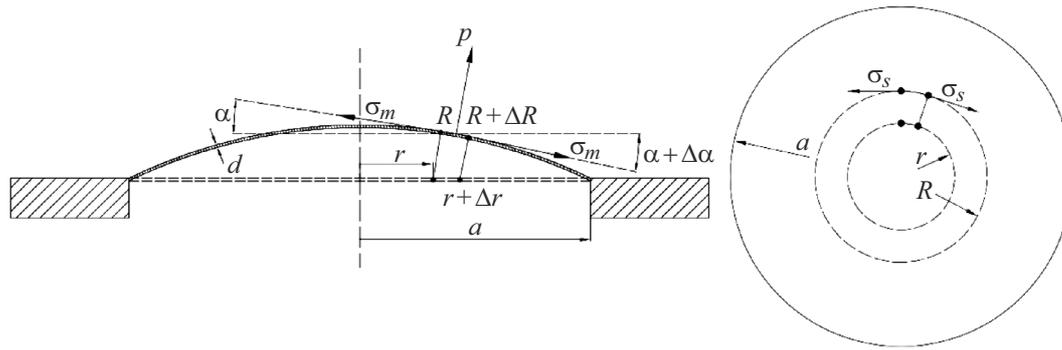
При решении задачи об упругой деформации тонкопленочной мембраны под действием приложенного перепада давлений мы использовали модель, в которой внешнее давление на поверхность уравнивается исключительно за счет растяжения материала в плоскости пленки. Вкладом напряжений, связанных со сдвиговыми и изгибными деформациями, обычно существенным для пластинок большей толщины, можно полностью пренебречь. Обозначим индексами  $m$  и  $s$  деформации  $\epsilon$  и напряжения  $\sigma$  нагруженной внешним давлением  $p$  круглой мембраны соответственно в радиальном и азимутальном направлениях. Некоторые введенные обозначения представлены на рис. 2.

Обобщенный закон Гука может быть записан в виде следующей пары соотношений:

$$\epsilon_m = \frac{1}{E} \cdot [\sigma_m - \nu \cdot (\sigma_s + \sigma_z)],$$

$$\sigma_s = \frac{1}{E} \cdot [\sigma_s - \nu \cdot (\sigma_m + \sigma_z)],$$

где  $E$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $\sigma_z$  — нормальная к образцу компонента напряжения. Поскольку в задаче отсутствуют внешние силы, направленные на сжатие или растяжение мембраны по толщине, величина  $\sigma_z$  может быть принята равной



**Рис. 2.** Силы, действующие на растянутую мембрану; слева — в радиальном сечении, справа — в азимутальном направлении. Параметры  $a, r, R$  отсчитываются от оси симметрии трубки,  $a$  обозначает радиус трубки.

нулю (реализуется так называемое плоское напряженное состояние). С учетом этого легко прийти к выражению для  $\sigma_m$ :

$$\sigma_m = \frac{E}{1 - \nu^2} \cdot [\varepsilon_m + \nu \cdot \varepsilon_s].$$

Аналогичным выражением определяется азимутальная компонента напряжения  $\sigma_s$ . При рассмотрении прогиба мембраны будем использовать следующие обозначения:  $r$  — радиус в полярной системе координат точки на ненагруженной (исходной) мембране,  $R$  — радиус, на который переходит данная точка после нагружения мембраны внешним давлением,  $\alpha$  — угол наклона между радиальной касательной к прогнутой мембране и исходной плоскостью,  $d$  — толщина пленки. Два условия равновесия дифференциально малого элемента мембраны — в отношении перемещения по нормали и в отношении перемещения по радиусу — могут быть записаны следующим образом:

$$\sigma_m \cdot d \cdot \alpha' = p \cdot (1 + \varepsilon_m),$$

$$(\sigma_m \cdot R)' = \sigma_s \cdot (1 + \varepsilon_m).$$

Штрих здесь означает производную по радиусу. Первое из соотношений выражает компенсацию внешнего давления за счет возникновения нормальной проекции радиального натяжения при изгибе рассматриваемого элемента. Второе соотношение — условие компенсации внутренних напряжений в пленке, обеспечивающее стабильность положения элемента по радиальному направлению. Наконец, еще два записанных ниже равенства являются определением локальных относительных удлинений по радиальному и азимутальному направлениям:

$$R' = (1 + \varepsilon_m) \cdot \cos(\alpha),$$

$$\varepsilon_s = \frac{R}{r} - 1.$$

Полученные соотношения сводятся к несложной для численного решения системе трех дифференциальных уравнений:

$$\varepsilon_s' = \frac{1}{r} \cdot [(1 + \varepsilon_m) \cdot \cos(\alpha) - \varepsilon_s - 1],$$

$$\alpha' = \frac{p \cdot (1 - \nu^2)}{E \cdot d} \cdot \frac{1 + \varepsilon_m}{\varepsilon_m + \nu \cdot \varepsilon_s},$$

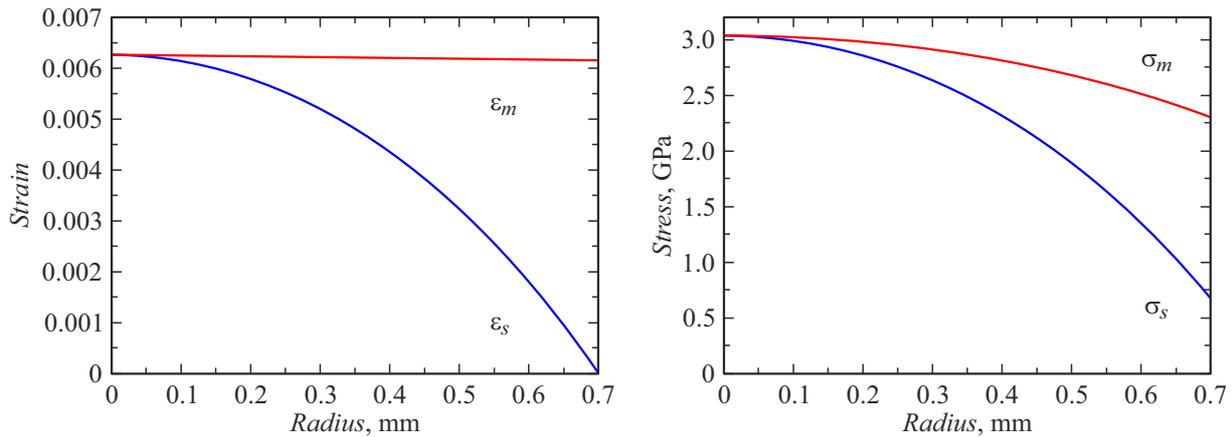
$$(\varepsilon_m + \nu \cdot \varepsilon_s)' = \frac{1}{r} \cdot \frac{1 + \nu_m}{1 + \varepsilon_s}$$

$$\times [\varepsilon_s \cdot (1 - \nu \cdot \cos(\alpha)) + \varepsilon_m \cdot (\nu - \cos(\alpha))].$$

Одно из граничных условий для этой системы ( $\varepsilon_s = 0$ ) задается на внешнем контуре мембраны, на нулевом же радиусе должно выполняться равенство  $\varepsilon_s = \varepsilon_m$ . Наиболее простой способ нахождения решения — подбор таких относительных удлинений в центре мембраны, которые при заданных внешних параметрах (давлении, геометрических размерах образца и упругих модулях материала) обеспечат равенство нулю  $\varepsilon_s$  на внешнем контуре.

На рис. 3 представлены примеры решения — графики радиальных зависимостей компонент деформации и напряжений в круглой мембране. Напряжение в рамках рассмотренной модели оказывается максимальным в центре. Согласно [22], этот вывод подтверждается и результатами численного счета напряжений в мембране в программе COMSOL. Следует, однако, отметить, что несколько большее напряжение, чем в центре, может иметь место на узком кольце по контуру закрепления в случае острой кромки (т.е. если профиль контура закрепления представляет собой прямой угол без какого-либо скругления вершины).

При описании прогиба тонких пленок под действием внешнего давления часто используется приближенный подход, основывающийся на предположениях о строго сферической форме прогнутой мембраны и о постоянстве натяжения по всей поверхности прогиба. В рамках этого подхода могут быть получены аналитические выражения, связывающие прогиб, относительное удлинение и механическое напряжение с внешним давлением. По экспериментально снятой зависимости величины прогиба от давления можно оценить биаксиальный модуль упругости  $Y$ , определяемый как  $Y = E/(1 - \nu)$ . Нахождение модуля  $Y$  и изучение прочностных характеристик тех тонкопленочных мембран, которые наиболее широко применяются в качестве фильтров ЭУФ диапазона,



**Рис. 3.** Зависимости компонент относительных удлинений и напряжений от радиуса, полученные в рамках используемой модели для следующих значений параметров:  $d = 0.19 \mu\text{m}$ ,  $E = 340 \text{ GPa}$ ,  $\nu = 0.3$ ,  $P = 150 \text{ kPa}$ .



**Рис. 4.** Фотографии тестового стенда (слева) и испытания пленочного образца (справа).

проводилось нами ранее [23–25]. В частности, исследовалась и многослойная пленка  $\text{Mo/ZrSi}_2$  с такими же толщинами материалов (2.5 nm в слоях молибдена и 1.5 nm в слоях силицида циркония), как и у пленки, использованной в настоящей работе при изготовлении образцов капсульных мишеней. Биаксиальный модуль упругости такой многослойной структуры был оценен величиной 340 GPa, тогда как предел прочности — 0.8–1.3 GPa.

Пользуясь приведенными в [23] формулами, можно записать связь между приложенным к пленке давлением  $p$  и возникшим в материале механическим напряжением  $\sigma$  в виде:

$$p = \frac{4 \cdot d}{a} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma^3}{Y}},$$

где  $a$  — радиус пленки,  $d$  — ее толщина. Оценим значение  $\sigma$ , при котором возможно разрушение пленки, величиной  $Y/200$  — такое соотношение предела прочности

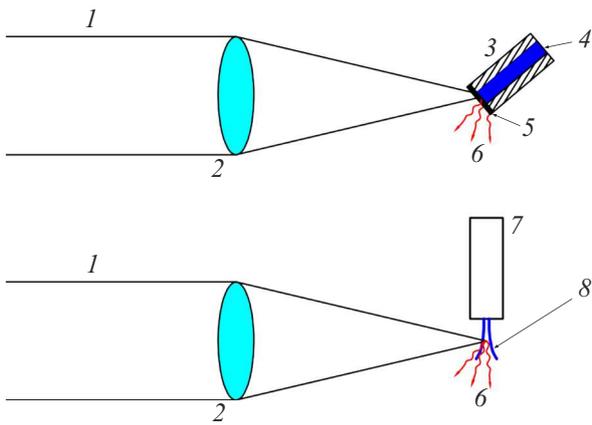
и упругого модуля характерно для металлов. Тогда для толщины мембраны  $d = 0.19 \mu\text{m}$  и радиуса  $a = 0.7 \text{ mm}$  получим предельное значение давления, которое может выдержать образец, на уровне  $1.6 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ .

Для экспериментальной проверки способности пленочного окна капсульной мишени выдерживать перепад давлений более 1 atm был собран испытательный стенд (рис. 4, слева), подключаемый к магистрали сжатого воздуха с давлением 6 atm и имеющий в своем составе буферную емкость, запорную арматуру для плавной подачи и выпуска воздуха, фланец для установки тестируемого образца (вакуумное уплотнение обеспечивалось по внешней поверхности цилиндра с помощью резинового кольца круглого сечения) и стрелочный манометр с пределом измерения 1.5 atm. Было протестировано три образца, и все они выдержали перепад давлений в 1.5 atm без разрушения. Фотография образца, закрепленного на фланце испытательного стенда, в процессе измерений представлена на рис. 4, справа.

Таким образом, экспериментальная проверка подтверждает теоретический прогноз о способности мембраны из многослойной структуры  $\text{Mo/ZrSi}_2$  толщиной 0.19  $\mu\text{m}$  выдерживать перепад давления не менее 1.5 atm при диаметре мембраны 1.4 mm.

### 3. Стенд изучения эмиссионных характеристик капсульных мишеней

Для исследования эмиссионных спектров капсульных мишеней при лазерном возбуждении в сравнении со спектрами газовой струи, истекающей в вакуумный объем, предполагается проведение эксперимента, схема которого представлена на рис. 5. В первом случае в область фокусировки лазерного излучения устанавливается капсульная мишень (поочередно подаются мишени из набора), во втором случае лазерный импульс фокусируется на струе истекающего в вакуум газа. Предполагается, что в эксперименте будет задействован



**Рис. 5.** Схема эксперимента по исследованию генерации ЭУФ излучения при лазерном возбуждении капсульной мишени (сверху) и газовой струи (снизу). 1 — лазерный луч, 2 — линза, 3 — капсульная мишень, 4 — подача газа, 5 — тонкая пленка, 6 — рентгеновское излучение, 7 — газовое сопло, 8 — газовая струя.

Nd:YAG-лазер с энергией в импульсе 0.8 J и с длительностью импульса 5 ns, используемая линза позволит тогда достигать интенсивностей в фокусе до  $3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  при характерном размере пятна фокусировки  $70 \mu\text{m}$ . Упрощенно процесс взаимодействия лазерного импульса с капсульной мишенью можно представить следующим образом: передний фронт проходящего импульса производит разрушение тонкопленочной мембраны, а основная его часть взаимодействует с рабочим газом — происходит многократная ионизация атомов с последующей излучательной рекомбинацией и испусканием фотонов в ЭУФ диапазоне длин волн.

Поток ЭУФ излучения регистрируется с помощью зеркального спектрометра [26] со сменными зеркалами, перекрывающими диапазон длин волн 6–30 nm. Спектральное разрешение прибора внутри рабочего спектрального диапазона составляет 0.1–0.9 nm (в зависимости от спектральной полосы пропускания многослойного рентгеновского зеркала). Прибор оснащен прокалиброванным на синхротроне BESSY II детектором ЭУФ излучения (кремниевый фотодиод ФДУК-100УВ). Спектральная чувствительность детектора в МР и ЭУФ диапазонах длин волн приведена в [27].

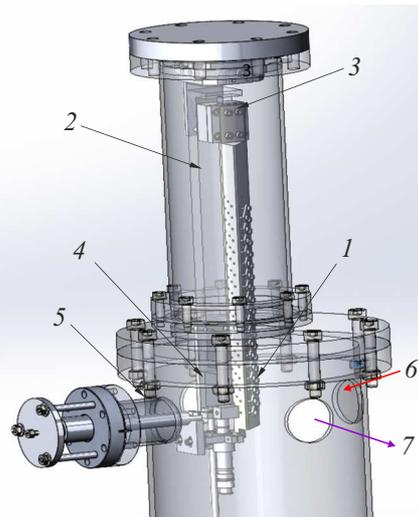
Сканирование по спектру осуществляется поворотом многослойного зеркала-монокроматора на некоторый угол  $\varphi$  с одновременным поворотом детектора на угол  $2\varphi$  от начального положения, соответствующего расположению источника, зеркала и детектора на одной прямой. В этом случае угол падения излучения на многослойное зеркало будет равен углу отражения в направлении детектора. Детектор регистрирует сигнал на длине волны, для которой выполняется условие Вульфа–Брэгга:

$$2d \cdot \sin \varphi = \lambda,$$

где  $d$  — период многослойного зеркала,  $\varphi$  — угол падения излучения,  $\lambda$  — длина волны.

При реализации описанного выше эксперимента крайне желательно заполнять капсулы рабочим газом непосредственно перед их использованием. В противном случае сложно контролировать давление в капсульной мишени, которое в течение времени вакуумной откачки может существенно снизиться из-за диффузии газа через тонкопленочную мембрану. Для устранения указанной проблемы был разработан специализированный стенд. Стенд предполагает загрузку в рамках одного цикла вакуумной откачки значительного количества капсул, поочередную подачу мишеней в зону фокусировки лазерного излучения, наполнение каждой капсулы газом после установки в область фокуса — с небольшим временным интервалом до лазерного импульса. Схема стенда представлена на рис. 6.

Капсульные мишени в количестве 18 штук устанавливаются на планке — бруске треугольного сечения, прикрепленном одной своей гранью к платформе линейного моторизованного транслятора. Количество мишеней ограничивается высотой камеры и ходом транслятора. Через две другие грани бруска просверлены сквозные отверстия. С одной стороны в отверстиях посредством прижимных пластин закрепляются капсульные мишени с герметизацией по внешней поверхности цилиндра с помощью резинового уплотнения. Газовый клапан закреплен на приводном штоке, позволяющим плотно прижимать выходное сечение клапана, оснащенное резиновым уплотнением, к хорошо отполированной грани бруска, на которую выходят открытые концы отверстий.



**Рис. 6.** 3D-визуализация экспериментального стенда для исследования ЭУФ излучения капсульных мишеней. 1 — капсульная мишень, позиционированная в зону фокусировки лазера, 2 — планка с установленным на ней набором капсул, 3 — привод вертикального перемещения планки с мишенями, 4 — газовый клапан, 5 — приводной шток клапана, 6 — ввод лазерного импульса, 7 — вывод импульса ЭУФ излучения мишени на зеркальный спектрометр.

Газовая магистраль оснащена тензорезистивным датчиком, позволяющим постоянно контролировать давление в капсуле (датчик не отсекается от объема капсулы по завершении процесса ее наполнения рабочим газом). Наполнение газом мишени осуществляется следующим образом. Капсула с помощью моторизованного линейного транслятора перемещается в область фокусировки лазерного излучения. Газовый клапан посредством приводного штока подводится к бруску с закрепленными капсульными мишенями и прижимается к нему для обеспечения герметичного соединения. Клапан открывается и производится дозированная подача газа в капсулу, при этом контролируется давление. При достижении требуемого давления происходит закрытие газового клапана, а затем капсульная мишень используется, т.е. облучается лазерным импульсом. Далее процесс повторяется до израсходования всех установленных мишеней.

Разработанный стенд за счет возможностей одновременной загрузки большого числа капсул и оперативной установки желаемого давления газа в капсулах позволит существенно сократить время на регистрацию ЭУФ спектров излучения лазерно-плазменного источника с новым типом мишеней. Для сравнения со спектрами излучения лазерных мишеней в виде газовых струй, истекающих в вакуум, стенд предполагает замену подающего капсулы устройства на стационарно расположенное вблизи области фокусировки лазерного излучения импульсное газовое сопло.

## Заключение

В рамках исследования предложен новый тип лазерных мишеней — газонаполненные мишени капсульного типа с разрушаемой лазерным импульсом тонкопленочной мембраной. Предложен дизайн в виде толстостенных трубок ( $\varnothing_{\text{outer}} = 2 \text{ mm}$ ,  $\varnothing_{\text{inner}} = 1.4 \text{ mm}$ ) с приклеенной с одного из торцов мембраной из пленки многослойной структуры  $\text{Mo/ZrSi}_2$  толщиной  $0.19 \mu\text{m}$ . С противоположной стороны трубка остается открытой для наполнения капсулы газом внутри вакуумного объема непосредственно перед применением. Теоретически предсказана способность используемой мембраны выдерживать перепад давлений более  $1.5 \text{ atm}$ . Данное предсказание подтверждено экспериментально. В настоящее время ведется монтаж экспериментального стенда лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения с капсульными мишенями, изготовлена вакуумная камера, установлены возбуждающий лазер и система подачи газа. Проведено тестирование камеры на герметичность, укомплектован зеркальный спектрометр. В ближайшей перспективе планируется монтаж системы подачи мишеней в область взаимодействия с лазерным излучением и проведение исследований их излучательных характеристик. Будут изучены спектры излучения инертных газов ( $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$ ,  $\text{Xe}$ ) в диапазоне длин волн  $6\text{--}30 \text{ nm}$  в зависимости от давления рабочего газа в капсуле в сравнении со спектрами

излучения мишеней в виде струи газа, истекающей из сопла.

В заключение хотелось бы отметить также перспективность разработанных мишеней и для тех приложений, в которых эмиссионные линии газов возбуждаются не лазерным воздействием, а электронным пучком. Интенсивность пучка может быть не слишком высокой — не разрушающей пленочное окно. Преимущества металлических пленок перед полимерными в таких задачах очевидны — они не накапливают заряд, не деполимеризуются под влиянием проходящего пучка электронов, хорошо отводят поглощенное тепло. В качестве конкретного примера подобного приложения можно предложить источник излучения линии  $\text{He II}$  ( $\lambda = 30.4 \text{ nm}$ ). Источники на этой длине волны используются в фотоэлектронной спектроскопии и обычно представляют собой приборы тлеющего заряда в гелии [28], не обладающие высокой яркостью. Заслуживающей внимания альтернативой, по нашему мнению, может быть источник, в котором гелий, находящийся в капсуле под значительным давлением, ионизируется заводимым через тонкопленочное окно электронным пучком, а вывод излучения на линии  $30.4 \text{ nm}$  также осуществляется через тонкопленочное окно из  $\text{Al}$ , имеющее при толщине  $0.1 \mu\text{m}$  пропускание около 50% на данной длине волны.

## Финансирование работы

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

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M.D. Rosen, P.L. Hagelstein, D.L. Matthews, E.M. Campbell, A.U. Hazi, B.L. Whitten, B. MacGowan, R.E. Turner, R.W. Lee, G. Charatis, G.E. Busch, C.L. Shepard, P.D. Rockett. *Phys. Rev. Lett.*, **54** (2), 106 (1985). DOI: 10.1103/PhysRevLett.54.106
- [2] S. Maxon, P. Hagelstein, J. Scofield, Y. Lee. *J. Appl. Phys.*, **59** (1), 293 (1986). DOI: 10.1063/1.336834
- [3] T.N. Lee, E.A. McLean, R.C. Elton. *Phys. Rev. Lett.*, **59** (11), 1185 (1987). DOI: 10.1103/PhysRevLett.59.1185
- [4] M. Nishikino, Yo. Ochi, N. Hasegawa, T. Kawachi, H. Yamatani, T. Ohba, T. Kaihori, K. Nagashima. *Rev. Sci. Instrum.*, **80** (11), 116102 (2009). DOI: 10.1063/1.3262634
- [5] D. Babonneau, M. Primout, F. Girard, J.-P. Jadaud, M. Naudy, B. Villette, S. Depierreux, C. Blancard, G. Faussurier, K.B. Fournier, L. Suter, R. Kauffman, S. Glenzer, M.C. Miller, J. Grün, J. Davis. *Phys. Plasmas*, **15** (9), 092702 (2008). DOI: 10.1063/1.2973480

- [6] Sh.-Yo. Tu, G.-Yu. Hu, W.-Yo. Miao, B. Zhao, J. Zheng, Yo.-T. Yuan, X.-Yu Zhan, L.-F. Hou, Sh.-E. Jiang, Yo.-K. Ding. *Phys. Plasmas*, **21** (4), 043107 (2014). DOI: 10.1063/1.4871730
- [7] С.А. Гарахин, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало. *ЖТФ*, **92** (8), 1199 (2022). DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58354.170-24 [S.A. Garakhin, A.Ya. Lopatin, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo. *Tech. Phys.*, **67** (8), 1015 (2022) DOI: 10.21883/TP.2022.08.54565.75-22]
- [8] А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, А.А. Соловьев, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало. *ЖТФ*, **93** (7), 892 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55742.97-23 [A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, A.N. Nachay, A.A. Perekalov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, A.A. Soloviev, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo. *Tech. Phys.*, **68** (7), 829 (2023). DOI: 10.61011/TP.2023.07.56623.97-23]
- [9] A. L’Huillier, P. Balcou. *Phys. Rev. Lett.*, **70** (6), 774 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.774
- [10] C.-G. Wahlström, J. Larsson, A. Persson, T. Starczewski, S. Svanberg, P. Salières, Ph. Balcou, A. L’Huillier. *Phys. Rev. A*, **48** (6), 4709 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevA.48.4709
- [11] J. Zhou, J. Peatross, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, I.P. Christov. *Phys. Rev. Lett.*, **76** (5), 752 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.752
- [12] J.-P. Brichta, M.C.H. Wong, J.B. Bertrand, H.-C. Bandulet, D.M. Rayner, V.R. Bhardwaj. *Phys. Rev. A*, **79** (3), 033404 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevA.79.033404
- [13] D. Guénot, D. Gustas, A. Vernier, B. Beaurepaire, F. Böhle, M. Bocoum, M. Lozano, A. Jullien, R. Lopez-Martens, A. Lifschitz, J. Faure. *Nature Photon.*, **11** (5), 293 (2017). DOI: 10.1038/nphoton.2017.46
- [14] A. Pak, K.A. Marsh, S.F. Martins, W. Lu, W.B. Mori, C. Joshi. *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2), 025003 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.025003
- [15] N. Delbos, C. Werle, I. Dornmair, T. Eichner, L. Hübner, S. Jalas, S.W. Jolly, M. Kirchen, V. Leroux, P. Messner, M. Schnepf, M. Trunk, P.A. Walker, P. Winkler, A.R. Maier. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **909**, 318 (2018). DOI: 10.1016/j.nima.2018.01.082
- [16] H.-E. Tsai, K.K. Swanson, S.K. Barber, R. Lehe, H.-Sh. Mao, D.E. Mittelberger, S. Steinke, K. Nakamura, J. van Tilborg, C. Schroeder, E. Esarey, C.G.R. Geddes, W. Leemans. *Phys. Plasmas*, **25** (4), 043107 (2018). DOI: 10.1063/1.5023694
- [17] H. Komori, Y. Ueno, H. Hoshino, T. Ariga, G. Soumagne, A. Endo, H. Mizoguchi. *Appl. Phys. B.*, **83** (2), 213 (2006). DOI: 10.1007/s00340-006-2172-7
- [18] В.П. Белик, С.Г. Калмыков, А.М. Можаров, М.В. Петренко, М.Е. Сасин. *Письма в ЖТФ*, **43** (22), 10 (2017). [V.P. Belik, S.G. Kalmykov, A.M. Mozharov, M.V. Petrenko, M.E. Sasin. *Tech. Phys. Lett.*, **43** (12), 1001 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017110177]
- [19] А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салашченко, Н.И. Чхало. *Опт. и спектр.*, **129** (3), 266 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.03.50652.282-20
- [20] И.Л. Бейгман, Е.А. Вишняков, М.С. Лугинин, Е.Н. Рагозин, И.Ю. Толстикова. *Квантовая электроника*, **40** (6), 545 (2010). [I.L. Beigman, E.A. Vishnyakov, M.S. Luginin, E.N. Ragozin, I.Yu. Tolstikhina. *Quantum Electron.*, **40** (6), 545 (2010). DOI: 10.1070/QE2010v040n06ABEH014313]
- [21] Б.А. Володин, С.А. Гусев, М.Н. Дроздов, С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало. *Известия РАН Сер. физ.*, **74** (1), 53 (2010). [B.A. Volodin, S.A. Gusev, M.N. Drozdov, S.Yu. Zuev, E.B. Klyuenkov, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **74** (3), 46 (2010). DOI: 10.3103/S1062873810010120]
- [22] J.D. Baek, Y.J. Yoon, W. Lee, P.-Ch. Su. *Energy Environ. Sci.*, **8** (11), 3374 (2015). DOI: 10.1039/C5EE02328A
- [23] N.I. Chkhalo, E.B. Kluev, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, L.A. Sjaenok, N.N. Tsybin. *Thin Solid Films*, **631**, 93 (2017). DOI: 10.1016/j.tsf.2017.04.015
- [24] N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, S.Yu. Zuev, N.N. Tsybin. *Thin Solid Films*, **653**, 359 (2018). DOI: 10.1016/j.tsf.2018.03.051
- [25] С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Д.Г. Парьев, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, М.В. Свечников, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало. *Характеризация абсорбционных фильтров ЭУФ излучения на основе пленок бериллия субмикронной толщины. (Тр. XXII симп. „Нанозфизика и наноэлектроника“), т. 1, с. 438 (2018).*
- [26] А.В. Водопьянов, С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, А.Е. Пестов, А.А. Перекалов, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, Р.М. Смертин, Б.А. Уласевич, Н.И. Чхало. *Квантовая электроника*, **51** (8), 700 (2021). [A.V. Vodopyanov, S.A. Garakhin, I.G. Zabrodin, S.Yu. Zuev, A.Ya. Lopatin, A.N. Nechay, A.E. Pestov, A.A. Perekalov, R.S. Pleshkov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R.M. Smertin, B.A. Ulasevich, N.I. Chkhalo. *Quantum Electron.*, **51** (8), 700 (2021). DOI: 10.1070/QEL17598]
- [27] П.Н. Аруев, М.М. Барышева, Б.Я. Бер, Н.В. Забродская, В.В. Забродский, А.Я. Лопатин, А.Е. Пестов, М.В. Петренко, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, В.Л. Суханов, Н.И. Чхало. *Квантовая электроника*, **42** (10), 943 (2012). [P.N. Aruev, M.M. Barysheva, B.Ya. Ber, N.V. Zabrodskaya, V.V. Zabrodskii, A.Ya. Lopatin, A.E. Pestov, M.V. Petrenko, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, V.L. Sukhanov, N.I. Chkhalo. *Quantum Electron.*, **42** (10), 943 (2012). DOI: 10.1070/QE2012v042n10ABEH014901]
- [28] L.L. Coatsworth, G.M. Bancroft, D.K. Creber, R.J.D. Lazier, P.W.M. Jacobs. *J. Electron Spectros. Relat. Phenomena*, **13** (3), 395 (1978). DOI: 10.1016/0368-2048(78)85043-9