

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Плазменные источники экстремального ультрафиолетового излучения для литографии и сопутствующих технологических процессов

(к 50-летию Института спектроскопии РАН)

Д.Б. Абраменко, П.С. Анциферов, Д.И. Астахов, А.Ю. Виноходов, И.Ю. Вичев, Р.Р. Гаязов, А.С. Грушин, Л.А. Дорохин, В.В. Иванов, Д.А. Ким, К.Н. Кошелев, П.В. Крайнов, М.С. Кривокорытов, В.М. Кривцун, Б.В. Лакатош, А.А. Лаш, В.В. Медведев, А.Н. Рябцев, Ю.В. Сидельников, Е.П. Снегирёв, А.Д. Соломянная, М.В. Спиридонов, И.П. Цыгвинцев, О.Ф. Якушев, А.А. Якушкин

Описаны результаты исследований, посвящённых разработке плазменных источников экстремального ультрафиолетового излучения для литографии нового поколения и разработке методов спектральной диагностики таких источников.

Ключевые слова: ЭУФ-литография, лазерная плазма, источники излучения

PACS numbers: 42.82.Cr, 52.25.Os, **52.59. – f**, **52.70. – m**, **52.77. – j**

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038447>

Содержание

1. Введение (323).
2. Источник экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения высокой мощности (325).

Д.Б. Абраменко^(1,2), П.С. Анциферов⁽¹⁾, Д.И. Астахов^(1,3), А.Ю. Виноходов⁽²⁾, И.Ю. Вичев⁽⁴⁾, Р.Р. Гаязов⁽¹⁾, А.С. Грушин⁽⁴⁾, Л.А. Дорохин⁽¹⁾, В.В. Иванов^(1,2), Д.А. Ким⁽⁴⁾, К.Н. Кошелев^(1,2), П.В. Крайнов⁽⁵⁾, М.С. Кривокорытов^(1,2,5), В.М. Кривцун^(1,2,5), Б.В. Лакатош⁽⁵⁾, А.А. Лаш⁽²⁾, В.В. Медведев^(1,3,5), А.Н. Рябцев⁽¹⁾, Ю.В. Сидельников⁽¹⁾, Е.П. Снегирёв⁽¹⁾, А.Д. Соломянная⁽⁴⁾, М.В. Спиридонов^(6,2), И.П. Цыгвинцев⁽⁴⁾, О.Ф. Якушев⁽⁷⁾, А.А. Якушкин⁽²⁾

⁽¹⁾ Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая 5, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ ООО ЭУФ Лабс, ул. Промышленная 2Б, 108841 Троицк, Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ ISTEQ B.V., High Tech Campus 9, 5656 AE Eindhoven, The Netherlands

⁽⁴⁾ Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Миусская пл. 4, 125047 Москва, Российская Федерация

⁽⁵⁾ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

⁽⁶⁾ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁷⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: medvedev@phystech.edu

Статья поступила 28 августа 2018 г.

2.1. Оптимальные свойства плазмы. 2.2. Оптимизация формы мишени. 2.3. Генерация ЭУФ-излучающей плазмы. 2.4. Защита первого зеркала.

3. Источники для актинической инспекции (330).

3.1. Источник на основе оловянной плазмы. 3.2. Источник на основе литиевой плазмы.

4. Спектрометры для ЭУФ-излучения (331).

5. Заключение (332).

Список литературы (333).

1. Введение

Проекционная фотолитография (или просто литография) является одним из ключевых технологических процессов современной микроэлектронной промышленности. Литография служит для послойного формирования интегральной схемы (ИС) на поверхности кремниевой пластины, покрытой светочувствительным веществом (фоторезистом). Для этого используется источник квазимонохроматического излучения, который освещает фотошаблон (маску), несущий изображение определённого слоя создаваемой интегральной схемы; проекция этого изображения переносится с кратным уменьшением на поверхность кремниевой пластины, где происходит экспозиция фоторезиста. Беспрецедентное развитие микроэлектроники на протяжении последних 50 лет обеспечивалось непрерывным уменьшением характерных размеров элементов ИС. Это оказалось возможным во многом благодаря совершенствованию технологии литографии.

Минимальный размер элементов, получающихся при формировании оптического изображения, ограничен

снизу дифракционным пределом. Согласно критерию Рэлея, минимальный латеральный размер элементов в плоскости изображения определяется выражением

$$L_{\min} = \frac{k\lambda}{NA}, \quad (1)$$

где λ — длина волны используемого излучения, NA — числовая апертура проекционной оптической системы, k — коэффициент пропорциональности. Уменьшение $L_{\min}$ осуществляется, например, за счёт повышения NA (иммерсионная литография), эффективного уменьшения k (например, метод многократной экспозиции) или уменьшения длины волны λ . На протяжении нескольких десятилетий уменьшение $L_{\min}$ обеспечивалось уменьшением длины волны источников излучения, используемых в технологии литографии.

В 1980-х годах основными источниками излучения для литографии служили ртутные лампы ($\lambda = 365$ нм). В начале 1990-х они были вытеснены эксимерными KrF-лазерами, работающими в глубоком ультрафиолетовом (УФ) диапазоне ($\lambda = 248$ нм). В настоящий момент основным инструментом для литографии служат эксимерные ArF-лазеры, генерирующие излучение с $\lambda = 193$ нм. Следующим шагом на пути уменьшения длины волны является переход к использованию экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения с длиной волны $\lambda \sim 10$ нм [1]. ЭУФ-литография нацелена на производство ИС с минимальным характеристическим размером элементов менее 10 нм.

Переход литографии в ЭУФ-диапазон потребовал освоения и индустриализации новых или, точнее сказать, непривычных для полупроводниковой промышленности способов генерации излучения. При применении ЭУФ-литографии для массового производства микросхем необходима минимальная средняя мощность излучения 250 Вт [2], которую могут обеспечить только плазменные источники излучения и лазеры на свободных электронах. Лазеры на свободных электронах требуют очень высоких капитальных затрат: такие установки становятся рентабельными при средней мощности, превышающей 1 кВт [3]. На данный момент основные усилия направлены на разработку и усовершенствование мощных плазменных источников ЭУФ-излучения [4–6].

На начальном этапе развития плазменных источников излучения стоял вопрос о выборе рабочего вещества [7–10]. Детальные исследования показали, что наиболее перспективным излучателем является плазма многозарядных ионов олова (Sn) [10–12]. Ионы $\text{Sn}^{8+} - \text{Sn}^{13+}$ обладают резонансными переходами $4d^k - (4d^{k-1}4f + 4p^54d^{k+1})$, которые приводят к интенсивному излучению оловянной плазмы в ЭУФ-диапазоне с $\lambda \sim 10$ нм. Как было показано в работах [11, 12], большая величина обменного взаимодействия $4d-4f$ в конфигурации $4d^{k-1}4f$ и обменного взаимодействия $4p-4d$ в конфигурации $4p^54d^{k+1}$ приводит к разделению уровней энергии этих конфигураций на две зоны, причём вероятности переходов из верхней зоны намного превосходят вероятности переходов из нижней зоны. Сильное взаимодействие конфигураций $4d^{k-1}4f$ и $4p^54d^{k+1}$ приводит к ещё большему сужению этой излучательной зоны. В результате, несмотря на наличие многих сотен уровней в широком интервале энергии, излучение концентрируется в относительно узком спектральном интервале в районе $\lambda = 13,5$ нм (рис. 1). Заметим, что в литографическом процессе ис-

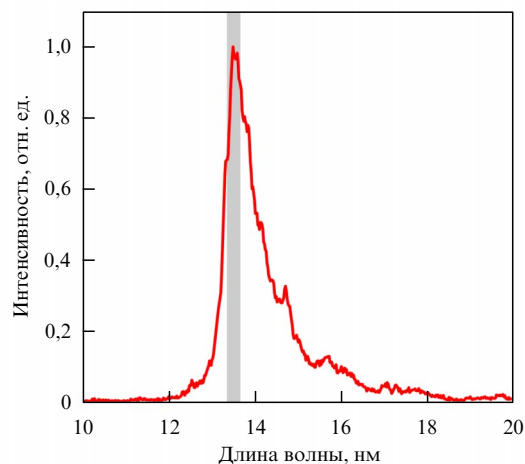


Рис. 1. Спектр излучения плазмы олова, полученной при облучении плоской мишени импульсным ТЕА CO_2 -лазером (с поперечным возбуждением). Вертикальная серая полоса обозначает спектральный диапазон $\lambda = 13,5 \pm 0,135$ нм.

пользуется излучение в узком спектральном диапазоне $13,5 \pm 0,135$ нм, определяемом эффективной полосой пропускания оптической системы литографа [13].

Существуют два основных подхода к построению мощных источников излучения на основе оловянной плазмы [14, 15]. Первый подход основан на использовании импульсного электрического разряда типа вакуумной искры [16–18]. Второй подход предполагает использование плазмы, возникающей при абляции вещества мощными импульсами лазерного излучения [4, 6]. В обоих случаях одной из важнейших характеристик источника является коэффициент конверсии (от английского Conversion Efficiency, или СЕ) энергии, вложенной в плазму, в лучистую энергию в диапазоне $13,5 \pm 0,135$ нм, выходящую в телесный угол 2π ср в направлении коллекторного зеркала (рис. 2, на котором представлена принципиальная схема источника ЭУФ-излучения на основе лазерной плазмы). Экспериментальные исследования с различными конфигурациями разрядов в парах олова показали, что максимальное значение СЕ для таких источников составляет около 3 % [18]. Лазерная плазма позволяет достичь значений СЕ в диапазоне 6–

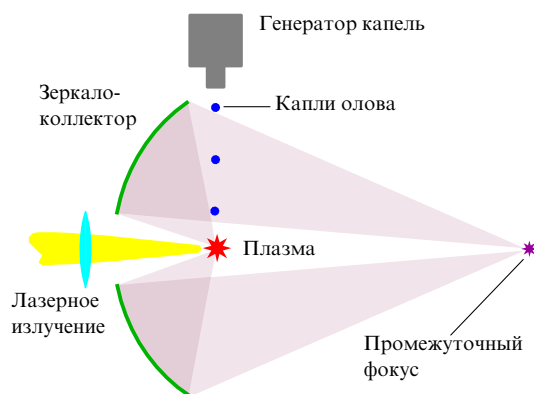


Рис. 2. Принципиальная схема источника ЭУФ-излучения на основе лазерной плазмы.

7 % [19]. Кроме более высокой эффективности конверсии энергии в полезное излучение, лазерная плазма обладает и другими преимуществами по сравнению с разрядной плазмой. Во-первых, в источниках на основе лазерной плазмы мишенями могут служить оловянные микрокапли. Использование таких мишеней с ограниченной массой позволяет существенно снизить скорость загрязнения первого зеркала (коллектора), что является одной из самых острых проблем, стоящих перед разработчиками промышленных ЭУФ-литографических установок. Во-вторых, лазерная плазма позволяет использовать оптику нормального падения, что приводит к увеличению угла сбора полезного излучения. Совокупность перечисленных преимуществ определила выбор индустрии в пользу источников на основе лазерной плазмы.

Кроме потребности в мощных источниках излучения для ЭУФ-литографии, существует также потребность в маломощных источниках ЭУФ-излучения, обладающих, тем не менее, высокой яркостью. Такие источники необходимы для инспекции загрязнения литографической маски нано- и микрочастицами. Такой технологический процесс называется активинической инспекцией. Для активинической инспекции требуется источник излучения с длиной волны $\lambda = 13,5$ нм и энергетической яркостью не менее $100 \text{ Вт мм}^{-2} \text{ ср}^{-1}$ [20].

Институт спектроскопии РАН (ИСАН) вошёл в международный академический консорциум, занимающийся проблемами ЭУФ-литографии, в начале 2000-х годов, предложив использовать плазму олова для построения мощных источников ЭУФ-излучения [10]. В настоящей статье описывается вклад института в сотрудничестве с другими исследовательскими группами (Институт прикладной математики (ИПМ) им. М.В. Келдыша РАН, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН и НИИ Ядерной физики (НИИЯФ) им. Д.В. Скобельцина Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова) в решение исследовательских задач, посвящённых разработке мощных источников излучения для литографии. Также освещаются достижения ИСАН в разработке высокоярких источников ЭУФ-излучения и оборудования для спектральной диагностики источников ЭУФ-излучения.

2. Источник экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения высокой мощности

Источник ЭУФ-излучения на основе лазерной плазмы схематически изображён на рис. 2. Поток капельных мишеней в источнике формируется при помощи генератора капель, который работает на принципе стимулированного распада струи [21]. Капельная мишень диаметром в несколько десятков микрометров подвергается воздействию двух последовательных лазерных импульсов. Первый импульс, или предимпульс, служит для оптимизации формы мишени в результате относительно слабого абляционного воздействия. В результате воздействия предимпульса сферическая капля претерпевает сильное изменение своей формы и фрагментацию. Второй, или основной, импульс переводит материал мишени в состояние плазмы посредством абляции. При этом плотность мощности основного лазерного импульса подбирается так, чтобы происходил нагрев плазмы до температур в несколько десятков электрон-

вольт, при которых образуются ионы $\text{Sn}^{8+} - \text{Sn}^{13+}$, излучающие вблизи $\lambda = 13,5$ нм. Полученная таким образом плазма находится в фокусе эллиптического коллекторного зеркала, которое собирает излучение и переводит его во второй фокус эллипса, так называемый промежуточный фокус. Далее излучение из промежуточного фокуса переводится в оптическую систему литографа, где происходит засвечивание фотошаблона и перенос его изображения с кратным уменьшением в область экспозиции на поверхности кремниевой пластины.

2.1. Оптимальные свойства плазмы

Успешная оптимизация работы столь сложной установки, как источник ЭУФ-излучения, практически невозможна без численного моделирования. Так, для повышения коэффициента конверсии необходимо моделирование с помощью кодов радиационной гидродинамики (РГД) основной фазы работы источника — абляции материала мишени основным импульсом лазера с последующим прогревом образовавшейся плазмы и переизлучением вложенной энергии в ЭУФ-диапазоне. Для того чтобы проводить такое моделирование, необходимо знать радиационные и термодинамические свойства плазмы олова в условиях отсутствия термодинамического равновесия. С этой целью в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН была разработана версия программы THERMOS [22, 23] на основе модели столкновительно-излучательного равновесия [24]. В расчётах используется база атомных данных RDCA (Reduced Detailed Configuration Accounting) [25], построенная на основе модели среднего атома, с уточнением положения спектральных линий и сил осцилляторов по детальным кодам RCG [26] и FAC [27]. Дополнительно были сопоставлены и уточнены спектральные данные по измерениям на спектрометре скользящего падения высокого разрешения [28]. Скорости столкновительных процессов рассчитываются по приближённым формулам Лотца [29–32] и Режемортера [33], для расчёта фотоионизации используется приближение Крамерса [34], скорости автоионизации и диэлектронной рекомбинации вычисляются в дипольном приближении [35].

Как правило, в РГД-кодах используются таблицы на основе либо равновесной (LTE), либо прозрачной (корональной) плазмы [36], что не передаёт полной картины процессов, происходящих в экспериментальной плазме. Процессы энергопереноса в таких условиях осуществляются за счёт излучения, поэтому учёт поля излучения определяет общий результат моделирования, в частности, ионный состав плазмы при заданных температуре и плотности, что, в свою очередь, задаёт спектральное распределение излучения, порождаемого источником, его эффективность. Было предложено интерполировать неравновесное поле излучения между двумя предельными случаями — оптически прозрачной и оптически плотной плазмы — по обобщённому escape-фактору [37]:

$$\xi = \frac{\int F_{\text{rad}} dS}{4\pi \int j^1(\omega) d\omega dV},$$

где F_{rad} — поток излучения, S — площадь поверхности некоторого характеристического объёма V (например, пространственной ячейки или слоя), ω — энергия фотонов, $j^1(\omega)$ — излучательная способность, соответствующая случаю оптически плотной плазмы.

Тогда при решении уравнения переноса излучения можно использовать непрозрачность и излучательную способность в виде [38, 39]

$$k(\omega) = \xi k^1(\omega) + (1 - \xi) k^0(\omega),$$

$$j(\omega) = \xi j^1(\omega) + (1 - \xi) j^0(\omega),$$

где k^0 , k^1 и j^0 , j^1 — коэффициенты поглощения и излучательная способность — берутся из заранее рассчитанных таблиц в соответствующих приближениях. Здесь верхний индекс "0" соответствует прозрачному случаю, а "1" — оптически плотному. Так как параметр ξ зависит от решения уравнения переноса излучения, то требуется несколько итераций, чтобы получить ξ , согласованный с фактическим полем излучения. Расчёт таблицы проводится в приближении оптически прозрачной плазмы, т.е. с полем излучения $U_0(\omega) = 0$. В качестве второго предельного случая оптически плотной плазмы используется соотношение $U_1(\omega) = U_L(\omega)$ — поле излучения плоского слоя плазмы с заданной толщиной L .

Полученные таким образом таблицы радиационных и термодинамических свойств, помимо непосредственного использования в РГД-моделировании, позволяют также произвести ряд предварительных оценок. Рассмотрим спектральную чистоту (Spectral Purity — SP), определяемую отношением эмиссионной способности плазмы в спектральной полосе $\delta\lambda = 13,5 \pm 0,135$ нм к полной эмиссионной способности:

$$SP = \frac{\int_{13,365}^{13,635} j^1(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} j^1(\lambda) d\lambda} \times 100 \%,$$

где λ — длина волны, нм. Величина SP применяется для количественных оценок эффективности генерации ЭУФ-излучения требуемой длины волны.

На рисунке 3 спектральная чистота излучения для плазмы олова представлена как функция температуры и плотности. Анализ этой зависимости показал, что существует некоторая область параметров (N_i , T_e), в пределах которой больше 40 % общей лучистой энергии плазмы излучается в требуемой спектральной полосе. Эта область ограничена чёрной кривой на рис. 3. Можно предположить, что для создания эффективного источника ЭУФ-излучения следует генерировать плазму с параметрами, лежащими внутри данной области, т.е. температура должна быть в пределах $T_e = 20-90$ эВ, а концентрация ионов — порядка $N_i \sim 10^{17}-10^{19}$ см $^{-3}$. Именно при этих параметрах в составе плазмы при-

сутствуют в достаточной концентрации ионы Sn^{+8} — Sn^{+13} , дающие основной вклад в излучение в полосе $13,5 \pm 1$ % нм. Области с более низкой плотностью, несмотря на довольно высокую спектральную чистоту, дают небольшой вклад в суммарную мощность излучения, ввиду того что излучательная способность $j \propto N_i^3$, т.е. для генерации требуемого потока излучения при малой плотности плазмы потребуется значительно увеличить её геометрические размеры, что невозможно ввиду ограничений оптической подсистемы установки. В области более высоких плотностей коротковолновое излучение в значительной мере перепоглощается плазмой и также не даёт заметного вклада в эффективность ЭУФ-источника.

2.2. Оптимизация формы мишени

Эксперименты с первыми прототипами промышленных источников ЭУФ-излучения показали, что для мишени в виде оловянных микрокапель максимальный коэффициент конверсии лазерной энергии в ЭУФ-излучение не превышает 1 % [4]. На основе экспериментальных и теоретических исследований [40] установлено, что одной из основных причин низкого коэффициента конверсии является низкий процент поглощения лазерной энергии, не более 20 %: малая эффективная площадь поверхности капель и большие градиенты плотности приводят к тому, что большая часть лазерной энергии либо отражается, либо рассеивается. Кроме того, как показывают теоретические оценки, оптимальной для излучения с $\lambda = 13,5$ нм является оловянная плазма с концентрацией ионов $N_i \sim 10^{17}-10^{19}$ см $^{-3}$. Концентрация атомов олова в капле соответствует конденсированному состоянию вещества: $N_i \sim 10^{23}$ см $^{-3}$. Очевидно, что такая разница в плотности исходного вещества и оптимальной плотности плазмы также является своего рода препятствием, которое нужно преодолеть в процессе лазерной абляции мишени. С целью повышения эффективности вложения лазерной энергии основного импульса и создания плазмы с оптимальными характеристиками для излучения в ЭУФ-диапазоне было предложено изменить пространственную конфигурацию мишени (капли) с помощью предварительного лазерного импульса (предимпульса).

Представим, что в результате некоторого внешнего воздействия исходная оловянная капля претерпевает фрагментацию и превращается в облако капель существенно меньших размеров ($\sim 0,1-1$ мкм), и это облако осколков разлетается. В этом случае происходит значительное увеличение эффективной площади поверхности мишени по отношению к площади исходной сферической капли. Как следствие, при воздействии основного лазерного импульса на такую мишень существенно возрастает доля поглощённой энергии лазера и скорость абляции вещества. Плазма будет занимать объём, окружающий облако осколков. При этом пространственная концентрация осколков будет напрямую влиять на концентрацию плазмы. Модифицированная таким образом мишень позволяет существенно быстрее достичь оптимальной плотности и температуры плазмы. Кроме того, варьируя параметры предимпульса, можно управлять пространственным распределением плазмы, что необходимо для оптимизации поглощения лазерного излучения основным импульсом.

Основное назначение лазерного предимпульса заключается именно в оптимизации мишени. Так, напри-

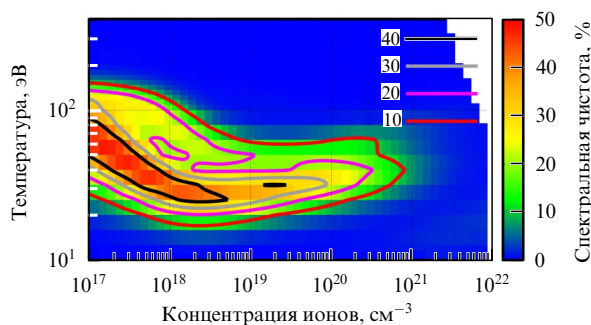


Рис. 3. Спектральная чистота излучения SP как функция температуры и плотности ионов для случая оптически плотной плазмы с полем излучения U_L при $L = 300$ мкм.

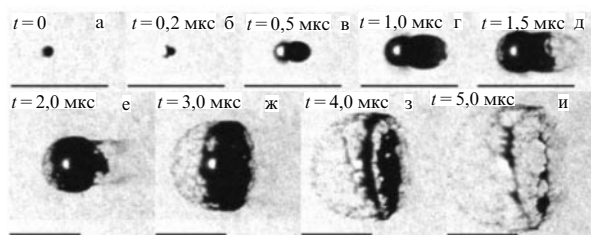


Рис. 4. Теневые фотографии жидкометаллической капли (материал — эвтектический сплав In–Sn, диаметр — 56 мкм) до (а) и после (б–и) воздействия импульсом титан-сапфирового лазера. Лазерное излучение распространяется слева направо в плоскости рисунка. Длительность импульса 0,8 пс (полная ширина на половине высоты). Средняя плотность мощности на поверхности мишени-капли 7×10^{13} Вт см $^{-2}$. Шкала на рисунках соответствует 500 мкм. © American Physical Society. Воспроизводится с разрешения.

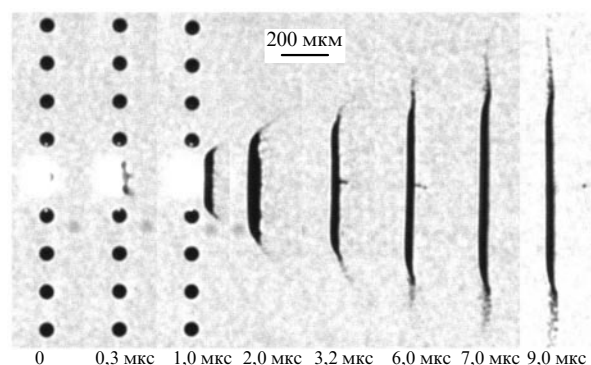


Рис. 5. Теневые фотографии жидкометаллической капли (материал — эвтектический сплав In–Sn, диаметр — 70 мкм) до и после воздействия импульсом Nd:YAG-лазера. Лазерное излучение распространяется слева направо в плоскости рисунка. Длительность импульса 18 нс (полная ширина на половине высоты). Средняя плотность мощности на поверхности мишени-капли 5×10^9 Вт см $^{-2}$.

мер, фрагментация капель олова может осуществляться при помощи фемтосекундных или пикосекундных лазерных импульсов. В ИСАНе проводились экспериментальные исследования разрушения жидкометаллических капель под воздействием chirпированных импульсов титан-сапфирового лазера [41–45]. Рисунок 4 иллюстрирует эволюцию формы капли в результате воздействия на неё пикосекундного импульса со средней плотностью мощности $I \approx 7 \times 10^{13}$ Вт см $^{-2}$. Каждое изображение на рис. 4 представляет собой мгновенную теневую фотографию, полученную через некоторое время после импульса титан-сапфирового лазера. Видно, что капля сначала претерпевает сильное расширение и превращается в сложную структуру, состоящую из двух полостей, окружённых жидкометаллической оболочкой. По мере расширения происходит фрагментация оболочки. В результате получается облако фрагментов, сосредоточенных в структуре, напоминающей по форме купол или полусферу. Как показывает численное моделирование, такая картина разрушения капли обусловлена прохождением сквозь неё ударной волны, которая возникает в результате абляционного воздействия очень коротких лазерных импульсов [45, 46].

В качестве альтернативы короткому пикосекундному предимпульсу рассматриваются импульсы с длительностью $\tau_L \sim 10$ нс [47–49]. В ИСАНе также проводились

экспериментальные исследования абляционного воздействия импульсов Nd:YAG-лазера на жидкометаллические капли. На рисунке 5 показан пример эволюции формы капли в результате воздействия на неё импульса Nd:YAG-лазера со средней плотностью мощности на поверхности мишени $I \approx 5 \times 10^9$ Вт см $^{-2}$. Видно, что капля претерпевает сильную деформацию и превращается в тонкий жидкометаллический диск. Такая мишень тоже позволяет существенно повысить скорость её абляции и процент поглощённой энергии основного лазерного импульса по сравнению с исходной мишенью-каплей.

2.3. Генерация ЭУФ-излучающей плазмы

Основной импульс осуществляет абляцию материала мишени и перевод этого материала в плазму с параметрами, которые позволяют эффективно генерировать полезное ЭУФ-излучение. Как отмечалось выше, оптимальные параметры плазмы для генерации ЭУФ-излучения следующие: $T_e = 20–90$ эВ и $N_i \approx 3 \times 10^{18}$ см $^{-3}$.

С помощью современных лазерных технологий можно создавать мощные газовые CO $_2$ -лазеры с длиной волны 10,6 мкм и твердотельные Nd:YAG-лазеры с длиной волны 1,064 мкм (лазеры можно создавать разные, но из-за необходимости высокой частоты выстрелов остаются только эти). Выбор между этими двумя вариантами определяется фундаментальными аспектами взаимодействия лазерного излучения с веществом. Инфракрасное излучение взаимодействует в основном с электронным газом в плазме. Лазерное излучение распространяется из вакуума к плотным слоям плазмы. При этом излучение не проникает в слои с электронной плотностью, превышающей критическую электронную плотность:

$$N_e^c \approx \frac{10^{21}}{\lambda_L^3}, \quad (2)$$

где N_e^c исчисляется в см $^{-3}$, а длина волны лазерного излучения λ_L — в мкм. В характерных для ЭУФ-источника конфигурациях плазмы большая часть лазерного излучения поглощается именно в слоях с электронной плотностью, близкой к N_e^c . Для Nd:YAG-лазера критическая электронная плотность равна 10^{21} см $^{-3}$, а для CO $_2$ -лазера — 10^{19} см $^{-3}$. Таким образом, излучение CO $_2$ -лазера поглощается в слоях плазмы, плотность которых близка по величине к плотности плазмы, оптимальной для генерации полезного ЭУФ-излучения. А излучение Nd:YAG-лазера поглощается в существенно более плотных слоях, которые соответствуют меньшим значениям спектральной чистоты выходящего излучения и меньшей эффективности конверсии энергии лазерного излучения в излучение плазмы в рабочей спектральной полосе $\delta\lambda = 13,5 \pm 0,135$ нм. Экспериментальные исследования, проведённые различными исследовательскими группами, показали, что использование Nd:YAG-лазера позволяет достичь коэффициент конверсии энергии в полезное излучение $CE = 2,0–2,5\%$ [50], в то же время использование CO $_2$ -лазера позволяет достичь $CE = 6–7\%$ [19]. Эти качественные и количественные аргументы и склонили разработчиков промышленных источников ЭУФ-излучения к выбору CO $_2$ -лазера.

Построение эффективного источника ЭУФ-излучения требует детального исследования взаимодействия основного лазерного импульса с мишенью. При взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом протекает множество процессов: абляция материала ми-

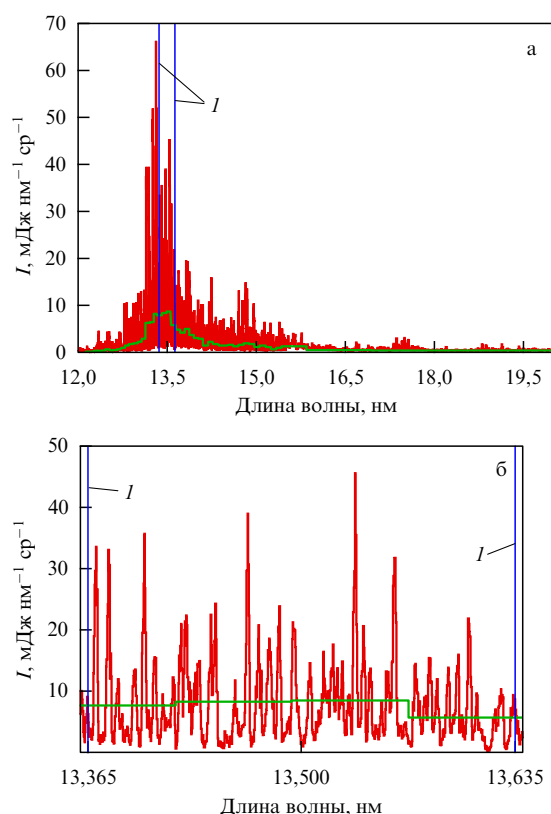


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Интегральный по времени спектр излучения источника ЭУФ, снятый под углом 0° к нормали. Синие линии (I) обозначают границы спектральной полосы $13,5 \pm 0,135$ нм.

шени, поглощение лазерного излучения в парах этого материала и в плазме, процессы ионизации и рекомбинации, а также процессы излучения и поглощения коротковолнового излучения в плазме, и, в конце концов, разлёт плазмы. В эксперименте могут быть относительно легко измерены некоторые интегральные характеристики лазерной плазмы, такие как спектр излучения, размер излучающей области в определённом спектральном диапазоне и спектр кинетической энергии ионов. Однако такие данные не позволяют полностью охарактеризовать все перечисленные выше физические процессы, что затрудняет поиск принципиальных возможностей оптимизации работы источника ЭУФ-излучения. В связи с этим возникает потребность в теоретическом моделировании лазерного источника, для которого в ИСАНе был разработан РГД-код RZLINE, позволяющий осуществлять моделирование физических процессов, протекающих в плазменных источниках коротковолнового излучения. Описание RZLINE можно найти в работе [51]. Валидация кода RZLINE проводилась при помощи сравнения результатов численных расчётов с экспериментальными данными, полученными в ИСАНе и в других исследовательских группах.

Продemonстрируем возможности кода RZLINE на примере моделирования ключевых характеристик лазерной плазмы, получаемой при взаимодействии основного импульса CO_2 -лазера с мишенью в виде куполообразной структуры, образующейся в результате действия пикосекундного предимпульса. На рисунке 6 показан пример расчётного спектра излучения плазмы в диапазоне 12–20 нм (а) и в масштабе спектральной полосы

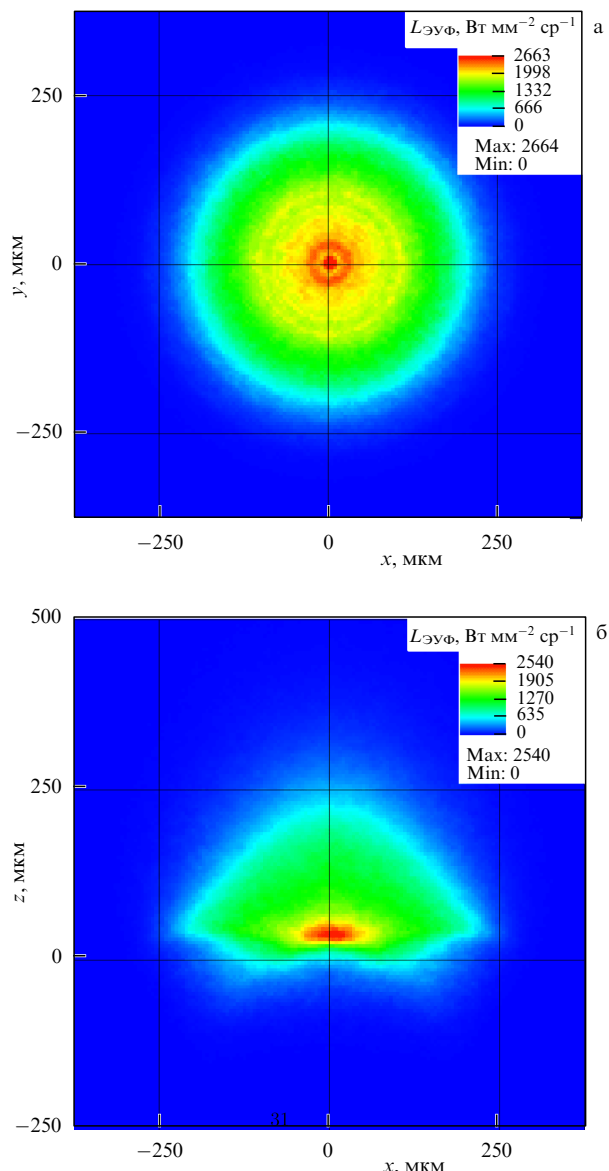


Рис. 7. Энергетическая яркость источника ЭУФ-излучения в спектральной полосе $13,5 \pm 1\%$ нм в проекциях 0° к нормали (а) и 90° (б) в момент максимума мощности лазерного излучения.

$13,5 \pm 0,135$ нм (б). Расчётный спектр снимался под углом 0° к нормали, за которую в RZLINE принимается оптическая ось лазера, положительные значения по оси z устремлены в сторону лазерной системы. На рисунке 7 изображены пространственные профили интенсивности излучения плазмы (энергетическая яркость) в проекциях под 0° и 90° к нормали в момент максимума мощности лазерного излучения. Соответствующие этому же моменту времени пространственные распределения электронной температуры и плотности излучения в ЭУФ-диапазоне приведены на рис. 8. Код RZLINE также позволяет рассчитывать энергетический спектр ионов (рис. 9а), летящих из плазмы, и угловое распределение ионных потоков (рис. 9б). Такие данные важны для расчёта загрязнения поверхности коллектора потоками плазмы.

2.4. Защита первого зеркала

Каждая вспышка лазерной плазмы в камере источника ЭУФ-излучения приводит к разлёту вещества мишени в

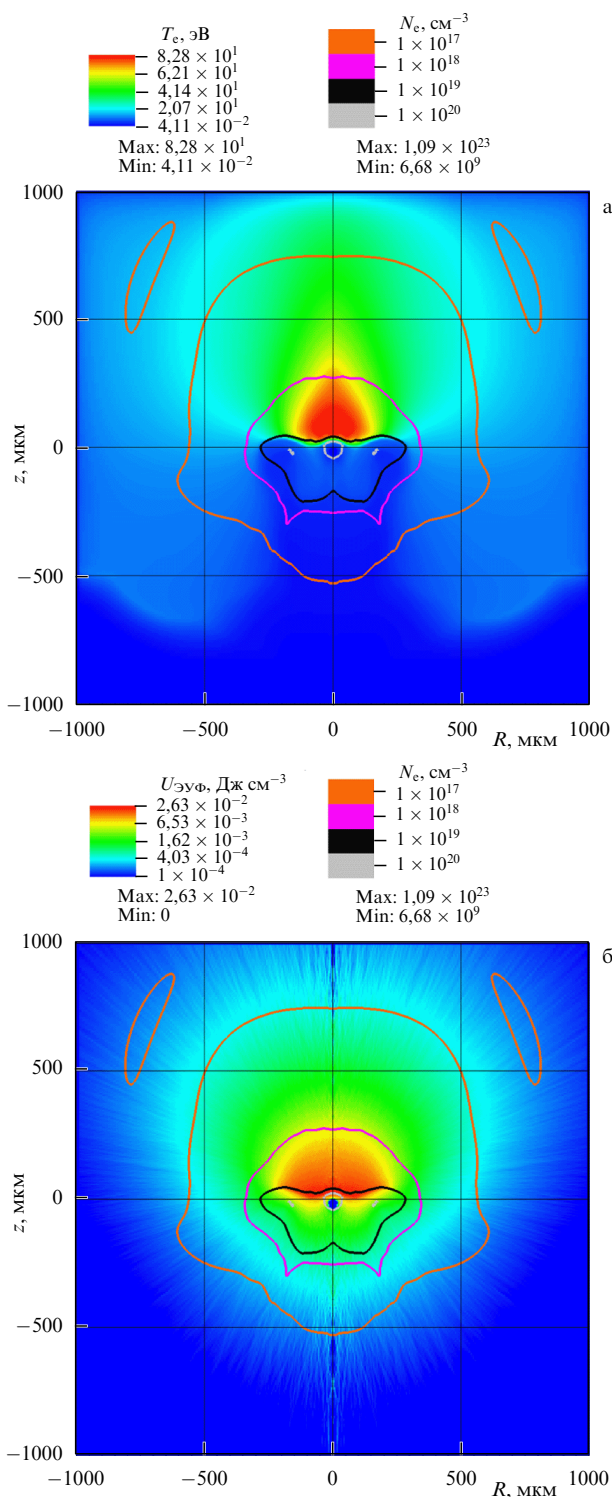


Рис. 8. Пространственные распределения температуры электронов (а) и плотности ЭУФ-излучения в спектральной полосе $13,5 \pm 1$ нм (б) в момент максимума мощности лазерного излучения. Контурами обозначена плотность электронов N_e .

полный телесный угол. Оптимальный режим работы источника подразумевает полную конверсию оловянной мишени в состояние плазмы. Таким образом, разлетающиеся потоки вещества состоят в основном из ионов олова и электронов. При этом существенная часть испарённой массы мишени летит в сторону первого зеркала, коллектора излучения. Загрязнение поверхно-

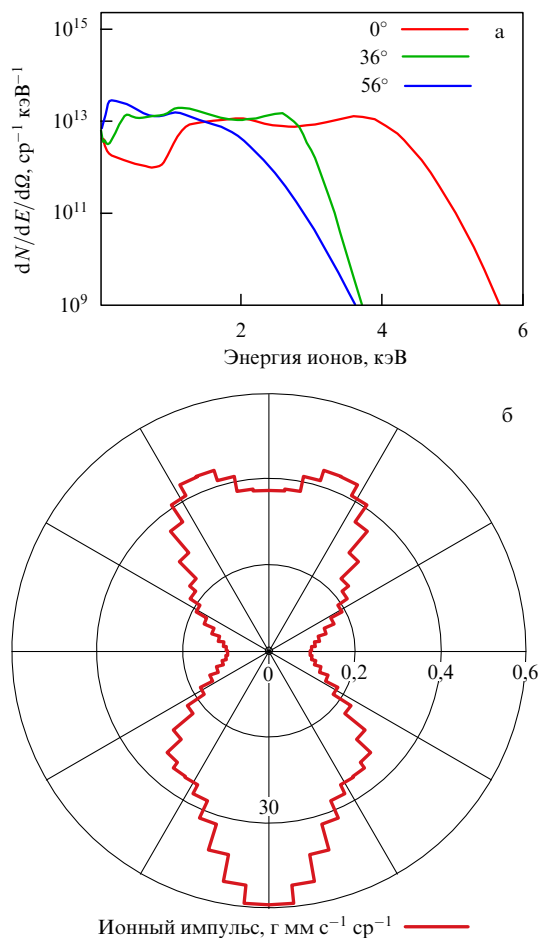


Рис. 9. Энергетический спектр ионов, летящих из плазмы (а), и угловое распределение ионных потоков (б).

сти зеркала оловом является недопустимым, так как это приводит к быстрому падению его отражательной способности для ЭУФ-излучения. Поэтому для бесперебойной работы источника излучения требуются эффективные способы защиты первого зеркала от потоков плазмы. Для этого может быть использована защита при помощи сильного магнитного поля [52–54] и газовая защита [55, 56]. Достаточно сильное магнитное поле может служить для отклонения траекторий движения ионов олова в сторону от поверхности первого зеркала. Газовая защита подразумевает торможение ионов олова в газовой среде. При этом могут использоваться только те газы, которые обладают относительно высокой прозрачностью на длине волны 13,5 нм. К таким газам относятся аргон, гелий и водород [57]. Водород является наиболее прозрачным из перечисленных газов, поэтому именно он используется в системах газовой защиты промышленных источников ЭУФ-излучения [4, 6]. Кроме того, водород образует с оловом летучие соединения типа SnH_x , что позволяет использовать водород и для удаления олова, осевшего на поверхности основного зеркала [58].

Одной из ключевых характеристик эффективности газовой защиты является сечение торможения σ_s ионов олова в водороде. Для ионов с заданной кинетической энергией E , летящих через газовую среду с концентрацией частиц n , величина σ_s определяется следующим

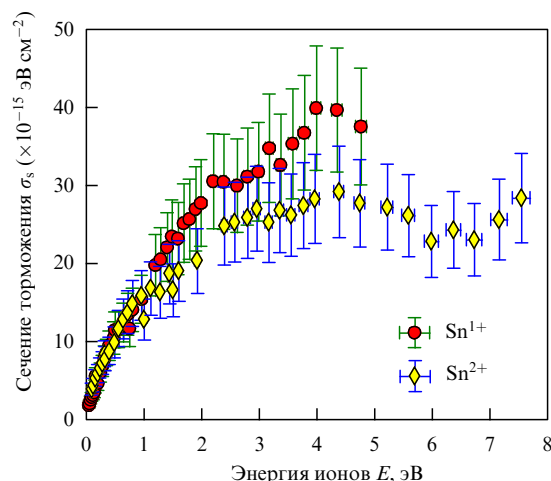


Рис. 10. Измеренная зависимость сечения торможения от кинетической энергии для ионов олова Sn^{1+} и Sn^{2+} в водороде. Источник данных [59]. © AIP Publishing. Воспроизводится с разрешения.

выражением:

$$\sigma_s = -\frac{1}{n} \frac{dE}{dx}, \quad (3)$$

где dE — потерянная кинетическая энергия ионов при их прохождении через слой газа толщиной dx . В ИСАНе проводились измерения сечения торможения ионов олова в водороде для диапазона энергий ионов, соответствующего условиям работы источника ЭУФ-излучения для литографии. Метод измерений описан в работе [59]. На рисунке 10 показана измеренная зависимость σ_s от E для ионов Sn^{1+} и Sn^{2+} .

Для исследования эффективности газовой защиты первого зеркала и поиска возможностей её оптимизации в ИСАНе был разработан программный код PGI [60]. Этот код позволяет моделировать структуру газовых потоков в камере источника ЭУФ-излучения. По сути, код PGI решает уравнения газодинамики для многокомпонентного (H_2 , H , Sn , SnH_x) газового потока с учётом процессов теплопереноса, химических реакций между отдельными компонентами, а также диффузии и конвекции отдельных компонент.

С точки зрения уравнений, описывающих динамику многокомпонентного газового потока, лазерная плазма является внешним квазиточечным источником вещества одной из компонент потока (Sn), а также энергии и импульса. После каждой вспышки источника оловянная плазма и рождаемое ею излучение разлетаются в полный телесный угол. В процессе разлёта высокоэнергетические (например, ионы с энергиями до 10 кэВ) частицы плазмы претерпевают многократные столкновения с частицами газовой среды и передают им энергию и импульс. Торможение потоков плазмы газом приводит к некоторому пространственному распределению массы испарённой оловянной мишени по объёму камеры. Передача энергии в результате столкновений приводит к нагреву газа, наполняющего камеру источника.

Широкополосное излучение плазмы частично поглощается при распространении в газе, что также приводит к его нагреву. В результате нагрева и воздействия коротковолнового ($\lambda < 85$ нм) излучения происходит частичная ионизация водорода. При взаимодействии атомар-

ного водорода с оловом, осаждённым на стенках камеры или оптических поверхностях, происходят химические реакции, приводящие к образованию летучих соединений олова с водородом типа SnH_x [61]. Также происходит обратная реакция — распад молекул SnH_x при их столкновениях со стенками камеры [61]. При продолжительной работе источника в камере формируется определённая стационарная структура потоков, на фоне которой происходят процессы диффузии и конвекции отдельных компонент газовой фазы. Учёт этих процессов также важен для корректного расчёта загрязняющих потоков олова на поверхность первого зеркала.

3. Источники для актинической инспекции

Контроль состояния функциональной оптической поверхности маски является важным элементом технологии ЭУФ-литографии. На поверхности маски могут существовать дефекты, появившиеся в процессе производства фотошаблона. Кроме того, со временем может происходить загрязнение поверхности маски микро- и наночастицами. Наличие подобных повреждений и загрязнений на поверхности маски недопустимо, так как с большой вероятностью приведёт к образованию критических дефектов в интегральных микросхемах, производимых при помощи ЭУФ-литографии. Поэтому необходимо осуществлять регулярную инспекцию функциональной поверхности маски.

Микроскопия с использованием ЭУФ-излучения с длиной волны 13,5 нм является оптимальным инструментом для таких задач. Для этого также необходим источник ЭУФ-излучения. Такой источник должен обладать высокой средней энергетической яркостью ($B > 100$ Вт мм^{-2} ср^{-1}), высокой стабильностью дозы энергии излучения ($3\sigma < 3,5\%$) и высокой стабильностью пространственного положения [20]. В этом случае плазменные источники также являются очень привлекательными. Однако для инспекции масок не требуется высокая мощность излучения. Поэтому можно использовать коллекторную оптику с относительно малыми углами сбора излучения, которую гораздо легче защищать от загрязняющих потоков вещества из плазменного источника излучения. Это существенно облегчает задачу построения эффективного плазменного источника ЭУФ-излучения для инспекции масок. Так, например, в случае лазерной плазмы можно отказаться от капельной мишени и вместо неё использовать непрерывную возобновляемую жидкую мишень, что существенно проще с технологической точки зрения. Следовательно, существует гораздо больше возможных вариантов для построения такого источника.

В ИСАНе были предложены два подхода к построению плазменного источника излучения с длиной волны 13,5 нм, обладающего высокой яркостью [62]. Оба подхода используют лазерную плазму, создаваемую импульсным излучением Nd:YAG-лазера с длиной волны $\lambda = 1,064$ мкм. Основное различие заключается в типе используемой мишени.

3.1. Источник на основе оловянной плазмы

Первый подход к построению плазменного источника основан на использовании вращающейся кольцевой мишени из расплавленного олова. Для этого в цилиндрическую ёмкость, вращающуюся вокруг вертикальной

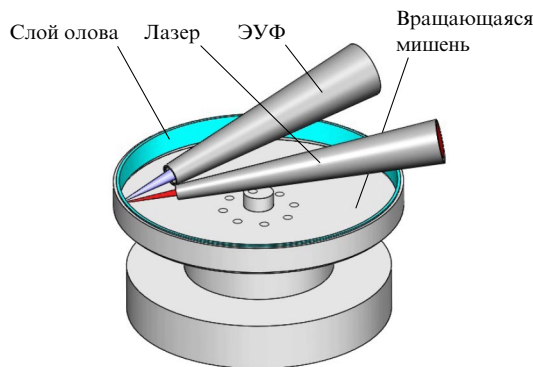


Рис. 11. Принципиальная схема источника ЭУФ-излучения, использующего вращающуюся кольцевую мишень из жидкого олова, для создания лазерной плазмы.

оси (рис. 11), помещается небольшое количество расплавленного олова. При достаточно быстром вращении олово покрывает внутреннюю поверхность вертикальной стенки ёмкости, образуя жидкую мишень в форме кольца. Ввод лазерного излучения и вывод ЭУФ-излучения плазмы осуществляются под небольшим углом к горизонту. За счёт сильного вращения мишени загрязняющие частицы (в основном капельная фракция), вылетающие из зоны взаимодействия, приобретают вектор скорости, исключающий их попадание во входное (лазерное) и выходное (ЭУФ) окна. Кроме того, апертура сбора ЭУФ-излучения и апертура линзы, осуществляющей фокусировку лазерного излучения, ограничиваются полыми коническими конструкциями, как показано на рис. 11. Это позволяет сильно ограничить вредоносные потоки капель, пара и плазмы, распространяющиеся в направлении оптических поверхностей. Кроме того, для подавления этих вредоносных потоков предлагается использовать поток защитного газа, направленный в сторону плазменного источника, и защиту магнитным полем.

3.2. Источник на основе литиевой плазмы

Второй подход основан на использовании плазмы, получающейся в результате воздействия импульсного лазерного излучения на мишень в виде струи жидкого лития (рис. 12). Заметим, что литиевая плазма также позволяет получать излучение с длиной волны 13,5 нм за счёт возбуждения перехода $1s-2p$ в водородоподобном ионе Li^{2+} . Эффективность конверсии вложенной в плазму энергии в энергию ЭУФ-излучения понижается при переходе от олова к литию, однако литий обладает рядом других преимуществ. Во-первых, очень узкая линия излучения лития избавляет от необходимости дополнительной спектральной фильтрации и позволяет использовать в качестве оптики зонные пластинки Френеля. Во-вторых, литий испаряется с оптических поверхностей при их нагреве, что даёт возможность проектировать источник с самоочищающейся оптикой. Литий в источнике циркулирует по замкнутому контуру, основными элементами которого являются магнитогидродинамический насос, трубопровод и вакуумная камера, в которой расположены сопло, формирующее струю специальной конфигурации, и коллектор лития (см. рис. 12). Скорость струи лития превышает 20 м с^{-1} , что обес-

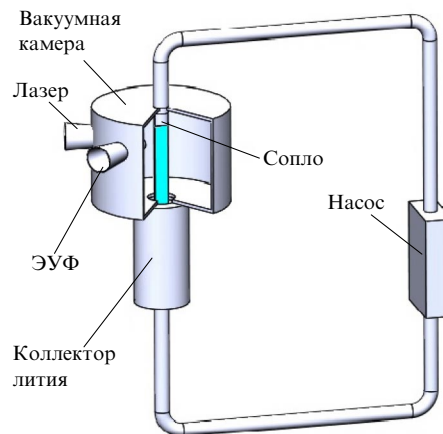


Рис. 12. Принципиальная схема источника ЭУФ-излучения, использующего струю жидкого лития в качестве мишени, для создания лазерной плазмы.

печивает стабильную работу источника при частоте следования лазерных импульсов несколько десятков килогерц. Конструкция вакуумной камеры и входного и выходного окон позволяет полностью исключить потерю лития из-за его выноса из зоны взаимодействия.

Оба описанных подхода позволяют достичь требуемого уровня яркости излучения с длиной волны 13,5 нм. В настоящий момент ИСАН в сотрудничестве с компаниями EUV Labs (Троицк, Москва) и ISTEQ (Нидерланды) проводит разработки прототипов источников ЭУФ-излучения в соответствии с описанными выше подходами.

4. Спектрометры для ЭУФ-излучения

Исследование источников коротковолнового излучения потребовало разработки новых спектральных инструментов. Регистрация изображений с помощью ВУФ-детекторов (вакуумный ультрафиолет) на основе микроканальных пластин (МКП) даёт покадровое временное разрешение с наносекундными временами экспозиции, что позволяет изучать динамику плазмы. Опыт использования в ИСАНе сборок МКП с люминесцентным экраном для регистрации ВУФ-изображений разрядной плазмы, получаемых с помощью камеры-обскуры, восходит к началу 1990-х годов [63]. В ходе работ над ЭУФ-источниками возникла потребность применения МКП-регистратора в спектрометрах скользящего падения.

Первым техническим решением было использование классической схемы спектрометра скользящего падения, в котором МКП была упруго изогнута вдоль окружности Роуланда [64]. Схема спектрометра приведена на рис. 13.

Хотя пространственное разрешение МКП относительно невелико (50–100 мкм), такой спектрометр позволяет достигать спектрального разрешения $\lambda/\delta\lambda \sim 500$ в области 10 нм. На рисунке 14 представлен спектр многозарядных ионов алюминия в диапазоне 8–11 нм, демонстрирующий такое спектральное разрешение. Спектр получен в разряде низкоиндуктивной вакуумной искры с максимальным током разряда 100 кА.

Недостатком предложенной схемы является скользящее падение излучения на поверхность МКП, что приво-

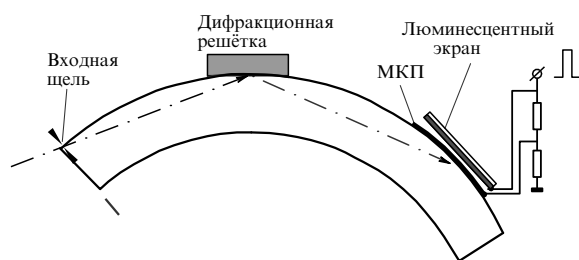


Рис. 13. Схема спектрометра скользящего падения с упруго изогнутой МКП.

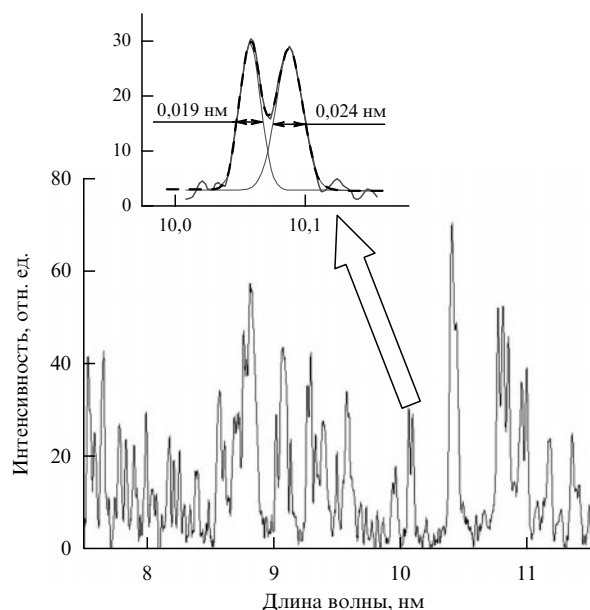


Рис. 14. ВУФ-спектр многозарядных ионов Al в диапазоне 8–11 нм.

дит к существенному снижению её чувствительности [65]. Возможным решением могла бы быть реализация оптической схемы спектрометра с плоским полем [66–68]. Однако такие спектрометры требуют использования дифракционной решётки с переменным шагом штриха, которая является достаточно дорогим оптическим элементом.

В качестве альтернативы в ИСАНе была реализована оптическая схема спектрометра скользящего падения на стандартной сферической дифракционной решётке, в которой входная щель смещена с окружности Роуланда по направлению к решётке [69]. В этой конфигурации поверхность наилучшей фокусировки спектральных линий обладает точкой, в которой касательная к поверхности перпендикулярна лучу зрения (см. рис. 15). Эта точка лежит на окружности D, радиус которой равен радиусу кривизны решётки G. Длина волны спектральной линии в этой точке определяется величиной смещения щели с окружности Роуланда [69]. При этом предложенная оптическая схема обладает существенно меньшей кривизной поверхности фокусировки по сравнению со схемой с входной щелью, помещённой на окружности Роуланда [69]. В такой схеме оказалось возможным применение разработанной в ИСАНе сборки МКП–люминесцентный экран LPS-MCP/1F-D56. Расчётное спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda$ составляет величину 200–500 в диапазоне 10–40 нм. Реальное достигнутое разрешение при-

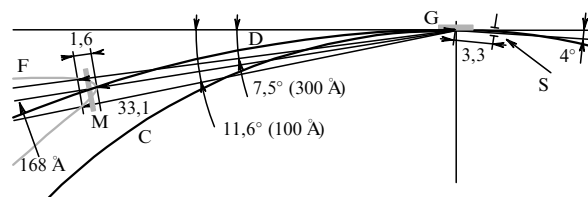


Рис. 15. Схема спектрометра скользящего падения с щелью, смещённой с круга Роуланда. Расстояния указаны в см. Угол скольжения 40° , радиус решётки 1 м, плотность штрихов 600 мм^{-1} . S — входная щель, G — дифракционная решётка, C — окружность Роуланда, D — окружность с радиусом, равным радиусу решётки, F — поверхность наилучшей фокусировки спектральных линий, M — положение плоскости регистрации. © AIP Publishing. Воспроизводится с разрешения.

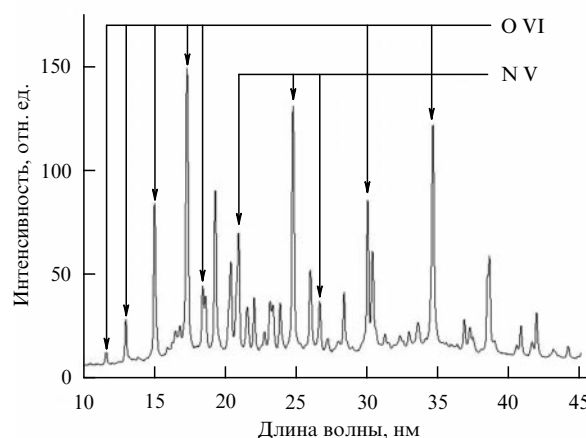


Рис. 16. Спектр капиллярного разряда, полученный с помощью спектрометра со смещённой щелью.

мерно в два раза ниже, что связано с невысоким пространственным разрешением МКП. На рисунке 16 приведён пример спектра, полученного в капиллярном разряде в воздухе при максимальном токе 40 кА, основные линии принадлежат кислороду и азоту. Дальнейшее совершенствование предложенного спектрометра предполагает использование ПЗС-матрицы (ПЗС — прибор с зарядовой связью) в качестве системы регистрации излучения, что позволит увеличить его разрешающую способность.

5. Заключение

В статье описаны ключевые физические принципы работы плазменного источника излучения для ЭУФ-литографии. Прототип промышленного источника излучения, использующего лазерную плазму олова, начал разрабатываться в 2005 г. [70]. В 2017 г. компания CYMER (подразделение холдинга ASML, Нидерланды) впервые продемонстрировала минимальный целевой уровень мощности (250 Вт) [71]. В 2018 г. ЭУФ-литографические установки с источником на 250 Вт заработали в тестовом режиме у производителей микросхем [71]. В данный момент ключевой задачей является повышение соотношения времени полезной работы и времени простоя литографической установки, связанного с техническим обслуживанием, одним из основных пунктов которого является чистка основного коллекторного зеркала источника ЭУФ-излучения. Так, согласно оценкам компании Intel (США), увеличение времени полезной работы на 10 % соответствует увеличению средней мощности

источника на 50 Вт [71]. Таким образом, фокус разра-
ботки смещается с оптимизации параметров излучаю-
щей плазмы на минимизацию негативного воздействия
загрязняющих потоков испарённого олова на коллектор-
ное зеркало. В настоящий момент можно заключить, что
принципиальная схема источника ЭУФ-излучения для
промышленной литографии приобрела почти завершённый вид.

В случае же источника для актинической инспекции
литографических масок в настоящее время рассматри-
ваются самые разные подходы к его построению. Такая
возможность выбора существует благодаря значительно
менее строгим требованиям, предъявляемым к данному
типу источников излучения, в частности — отсутствию
требования высокой мощности ЭУФ-излучения, а также
гораздо более коротким интервалам рабочих нагрузок.
Более низкая выходная мощность позволяет отказаться
от использования коллекторной оптики, обладающей
большими углами сбора излучения, что в свою очередь
упрощает проектирование системы защиты оптики от
загрязняющих потоков вещества, неизбежно возникаю-
щих в плазменных источниках. В ИСАНе проводятся
работы по построению высокояркостных источников
ЭУФ-излучения на основе лазерной плазмы. Предлага-
ется использовать непрерывные жидкометаллические
мишени и твердотельные лазеры для генерации ЭУФ-
излучающей плазмы, что позволит существенно упро-
стить источник и снизить затраты на его последующую
эксплуатацию.

Промышленное применение плазменных источников
ЭУФ-излучения требует разработки компактных, надёж-
ных и простых приборов для спектральной диагностики
плазмы в коротковолновом диапазоне. В ИСАНе разра-
ботан ряд компактных спектрометров для диагностики
источников ЭУФ-излучения. В частности, реализована
оптическая схема спектрометра с плоским полем без
использования дорогих дифракционных решёток с пере-
менным периодом.

Благодарности

Работа частично (раздел 2.1) выполнена при финансовой
поддержке Российского научного фонда (проект № 14-11-
00699). Работа по экспериментальному исследованию
спектров излучения многозарядных ионов олова выпол-
нена при финансовой поддержке Российского фонда
фундаментальных исследований (договор № 16-02-
00753). Расчёты таблиц радиационных и термодинамиче-
ских свойств проводились на СЭВМ МВС-100К.

Список литературы

- Wagner C, Harned N *Nature Photon.* **4** 24 (2010)
- Moors R et al. *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **11** 021102 (2012)
- Hosler E R, Wood O R, in *X-Ray Lasers 2016, Proc. of the 15th Intern. Conf. on X-Ray Lasers* (Eds T Kawachi, S V Bulanov, H Daido, Y Kato) (Cham: Springer, 2018) p. 351
- Fujimoto J et al. *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **11** 021111 (2012)
- Fomenkov I V et al. *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **11** 021110 (2012)
- Fomenkov I et al. *Adv. Opt. Technol.* **6** 173 (2017)
- Jin F, Richardson M *Appl. Opt.* **34** 5750 (1995)
- Klosner M A et al. *Opt. Lett.* **22** 34 (1997)
- Klosner M A, Silfvast W T *Opt. Lett.* **23** 1609 (1998)
- Koshelev K et al., in *SeMaTech EUV Source Workshop, 2002*
- Churilov S, Ryabtsev A *Phys. Scripta* **73** 614 (2006)
- Чурчилов С С, Рябцев А Н *Оптика и спектроскопия* **101** 181 (2006); Churilov S, Ryabtsev A *Opt. Spectrosc.* **101** 169 (2006)
- Louis E et al. *Prog. Surf. Sci.* **86** 255 (2011)
- Banine V Y, Koshelev K N, Swinkels G H P M *J. Phys. D* **44** 253001 (2011)
- Schriever G t al. *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **11** 021104 (2012)
- Кошелев К Р, Банин В Е, Салашенко Н Н *УФН* **177** 777 (2007); Koshelev K N, Banine V E, Salashchenko N N *Phys. Usp.* **50** 741 (2007)
- Wagenaars E ey al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 181501 (2008)
- Koshelev K et al. *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **11** 021103 (2012)
- Fomenkov I V et al., in *EUV Lithography* (Ed. V Bakshi) (Bellingham, WA: SPIE Press, 2018) Ch. 3A
- Feldmann H, Ruoff J, Dinger U, in *2014 Intern. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources, November 3–6, 2014, Dublin, Ireland*
- Vinokhodov A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 103304 (2016)
- Никифоров А Ф, Новиков В Г, Уваров В Б *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. Методы расчёта расселённых пробегов и уравнений состояния* (М.: Физматлит, 2000); Пер. на англ. яз.: Nikiforov A F, Novikov V G, Uvarov V B *Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter. Methods for Computation Opacity and Equation of State* (Basel: Birkhäuser Verlag, 2005)
- THERMOS — комплекс программ и банк атомных данных, <http://www.keldysh.ru/thermos>
- Novikov V G, in *Modern Methods in Collisional-Radiative Modeling of Plasmas* (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 90, Ed. Yu Ralchenko) (Cham: Springer, 2016) p. 105
- Abdallah J, Sherrill M E *High Energy Density Phys.* **4** 124 (2008)
- Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley, CA: Univ. of California Press, 1981)
- Gu M F *Can. J. Phys.* **86** 675 (2008)
- Tolstikhina I et al., in *EUV Sources for Lithography* (Ed. V Bakshi) (Bellingham, WA: SPIE Press, 2006) p. 113
- Lotz W Z. *Phys.* **206** 205 (1967)
- Lotz W Z. *Phys.* **216** 241 (1968)
- Lotz W Z. *Phys. A* **220** 466 (1969)
- Lotz W Z. *Phys. A* **232** 101 (1970)
- Regemorter H V *Astrophys. J.* **136** 906 (1962)
- Kramers H *London Edinburgh Dublin Philos. Mag. J. Sci.* **46** 836 (1923)
- Жданов В П *ЖЭТФ* **75** 1214 (1978); Zhdanov V P *Sov. JETP* **48** 611 (1978)
- Basko M M *Phys. Plasmas* **23** 083114 (2016)
- Новиков В Г, Соломянная А Д *ТВТ* **36** 858 (1998); Novikov V G, Solomyannaya A D *High Temp.* **36** 835 (1998)
- Novikov V G, Zakharov S V *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **81** 339 (2003)
- Novikov V G et al. *High Energy Density Phys.* **3** 198 (2007)
- Matsukuma H et al. *Appl. Phys. Lett.* **107** 121103 (2015)
- Виноходов А Ю и др. *Квантовая электроника* **46** 23 (2016); Vinokhodov A Yu et al. *Quantum Electron.* **46** 23 (2016)
- Krivokorytov M S et al. *Phys. Rev. E* **95** 031101(R) (2017)
- Basko M M et al. *Laser Phys. Lett.* **14** 036001 (2017)
- Krivokorytov M S et al. *Sci. Rep.* **8** 597 (2018)
- Grigoryev S Yu et al. *Phys. Rev. Applied* **10** 064009 (2018)
- Basko M M et al. *Laser Phys. Lett.* **14** 036001 (2017)
- Kurilovich D et al. *Phys. Rev. Appl.* **6** 014018 (2016)
- Kurilovich D et al. *Phys. Plasmas* **25** 012709 (2018)
- Reijers S A et al. *J. Appl. Phys.* **124** 013102 (2018)
- O'Sullivan G, Kilbane D, D'Arcy R J. *Mod. Opt.* **59** 855 (2012)
- Koshelev K et al. *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **11** 021112 (2012)
- Harilal S S, O'Shay B, Tillack M S J. *Appl. Phys.* **98** 036102 (2005)
- Ueno Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 211503 (2008)
- Elg D T et al. *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **14** 013506 (2015)
- Bleiner D, Lippert T J. *Appl. Phys.* **106** 123301 (2009)
- Nakamura D et al. *J. Appl. Phys.* **102** 123310 (2007)
- Harilal S S et al. *Appl. Phys. B* **86** 547 (2007)

58. van Herpen M M J W et al. *Chem. Phys. Lett.* **484** 197 (2010)
59. Abramenko D B et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 164102 (2018)
60. Astakhov D, in *2016 Intern. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources, November 7–9, 2016, Amsterdam, The Netherlands* (Bellingham, WA: SPIE Press, 2016)
61. Ugur D et al. *Chem. Phys. Lett.* **552** 122 (2012)
62. Antsiferov P S et al., US Patent US9476841B1 (2016)
63. Sopkin Yu V et al. *Phys. Lett. A* **152** 215 (1991)
64. Анциферов П С и др. *ИТЭ* (5) 121 (2015); Antsiferov P S et al. *Instrum. Exp. Tech.* **58** 696 (2015)
65. Hirata M et al. *Rev. Sci. Instrum.* **61** 2566 (1990)
66. Kita T et al. *Appl. Opt.* **22** 512 (1983)
67. Вишняков Е А, Шатохин А Н, Рагозин Е Н *Квантовая электроника* **45** 371 (2015); Vishnyakov E A, Shatokhin A N, Ragozin E N *Quantum Electron.* **45** 371 (2015)
68. Вишняков Е А и др. *Квантовая электроника* **46** 953 (2016); Vishnyakov E A et al. *Quantum Electron.* **46** 953 (2016)
69. Antsiferov P S, Dorokhin L A, Krainov P V *Rev. Sci. Instrum.* **87** 053106 (2016)
70. Myers D W et al. *Proc. SPIE* **5751** 248 (2005)
71. Turkot B, in *2018 EUVL Workshop, June 11–14, 2018, Berkeley, CA, USA*

Plasma-based sources of extreme ultraviolet radiation for lithography and mask inspection

D.B. Abramenko^(1,2), P.S. Antsiferov⁽¹⁾, D.I. Astakhov^(1,3), A.Yu. Vinokhodov⁽²⁾, I.Yu. Vichev⁽⁴⁾, R.R. Gayazov⁽¹⁾, A.S. Grushin⁽⁴⁾, L.A. Dorokhin⁽¹⁾, V.V. Ivanov^(1,2), D.A. Kim⁽⁴⁾, K.N. Koshelev^(1,2), P.V. Krainov⁽⁵⁾, M.S. Krivokorytov^(1,2,5), V.M. Krivtsun^(1,2,5), B.V. Lakatos⁽⁵⁾, A.A. Lash⁽²⁾, V.V. Medvedev^(1,3,5), A.N. Ryabtsev⁽¹⁾, Yu.V. Sidelnikov⁽¹⁾, E.P. Snegirev⁽¹⁾, A.D. Solomyannaya⁽⁴⁾, M.V. Spiridonov^(6,2), I.P. Tsygvintsev⁽⁴⁾, O.F. Yakushev⁽⁷⁾, A.A. Yakushkin⁽²⁾

⁽¹⁾ Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences,
ul. Fizicheskaya 5, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ EUV Labs, Ltd.,
ul. Promyshlennaya 2B, 108841 Troitsk, Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ ISTEQ B.V., High Tech Campus 9, 5656 AE Eindhoven,
The Netherlands

⁽⁴⁾ Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences,
Miusskaya pl. 4, 125047 Moscow, Russian Federation

⁽⁵⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (State University),
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

⁽⁶⁾ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁷⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: medvedev@phystech.edu

We report on the development of plasma-based sources of extreme ultraviolet radiation for the next generation lithography and mask inspection and the development of equipment for spectral diagnostics of such sources.

Keywords: EUV lithography, laser-produced plasma, radiation sources

PACS numbers: 42.82.Cr, 52.25.Os, **52.59. – f**, **52.70. – m**, **52.77. – j**

Bibliography — 71 references

Received 28 August 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (3) 323–334 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (3) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038447>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.06.038447>