

УДК 533.9.07
 EDN: YEIWOV

 PACS: 41.75Fr, 52.40 Mj, 52.57.Bc, 52.50.(Dg, Jm),
 81.05.Gc, 42.60.-v x-ray, 52.38.-r, 81.16.Nd

Параметры и варианты построения устройства формирования мишени для генерации излучения в рентгеновском спектральном диапазоне

© А. И. Шлойдо^{1,*}, А. В. Туркин¹, Н. Э. Саркаров², А. Д. Михайлов², Д. О. Чернов²,
 В. В. Иванов³, В. М. Кривцун³, Р. Р. Гаязов³

¹ АО ГНЦ «Центр Келдыша», Москва, 125438 Россия

* E-mail: blackash@aha.ru

² АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, 108840 Россия

³ ФГБУН Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН), Троицк, 108840 Россия

Статья поступила в редакцию 8.12.2025; после доработки 22.12.2025; принята к публикации 20.02.2026
 Шифр научной специальности: 1.1.9; 1.3.9; 1.3.14; 2.2.6

Для увеличения плотности элементов микросхем при фотолитографии предложено использовать лазерно-плазменные источники при оптическом пробое. Наивысшая эффективность генерации излучения в рентгеновском диапазоне на длине волны 6,7 нм достигается при использовании плазмы тугоплавких редкоземельных элементов гадолиния и иттербия в газовой фазе. Рассматриваются основные параметры и варианты построения устройства формирования мишени для оптического пробоя на основе аналога – электродугового источника плазмы на парах щелочного металла. Проведено исследование требований к устройству: выполнены термо- и газодинамические расчеты и оценки. В качестве нагревателя предложено использовать нагрев генератором электронного пучка на основе открытого разряда в буферном газе. Выполнены расчеты длины пробега электронов и плотности энерговыделения в плазме. Приведены оценки энергетической эффективности создания мишени при нагреве устройства пучком электронов.

Ключевые слова: рентгеновская литография, устройство формирования мишени, лазерно-плазменные источники, оптический пробой, электродуговые источники плазмы, плазматрон, генераторы электронных пучков, открытый разряд, убегающие электроны, параметры потока, плотность энерговыделения, энергетическая эффективность, длина пробега электронов.

DOI: 10.51368/2307-4469-2026-14-1-52-70

Введение

Постоянная времени экспоненциального роста мощности вычислительных устройств закона Мура [1], согласно дорожной карте развития устройств и систем IEEE [2] и отчету компании ASML [3], увеличивается. Так, рост частоты работы процессоров остановился в 2005 году, а плотность упаковки транзисторов замедлила экспоненциальный рост, начиная примерно с 2015 года. В дорожной карте IEEE представлено несколько путей увеличения плотности упаковки транзисторов: марке-

тинговый¹; оптимизация топологии микросхем; последовательное формирование затворов друг над другом² и т. д.

Уже более сорока лет основным технологическим процессом создания транзисторов является фотолитография [4], очевидно, что требование по увеличению плотности упаков-

¹ Маркировка «технология 5 нм», строго говоря, не имеет отношения к действительным технологическим нормам и размерам затвора, размеры которого в 38 нм прогнозируется достичь в 2034 году.

² До 4 слоев к 2034 году.

ки приводит к необходимости уменьшения длины волны, которая облучает подложку, до возможного теоретического предела. В связи с этим в настоящее время значительный интерес представляют источники коротковолнового излучения в диапазонах экстремального ультрафиолета и рентгеновского спектра [6]. Так, по оценкам, цена законченного технологического оборудования иммерсией на длине волны 193 нм может достигать 60×10^6 долларов США, а одного литографа на длине волны 13,5 нм – от $0,3 \times 10^9$ долларов США [7].

Перспективны в этой области лазерно-плазменные источники, поскольку они обладают достаточно компактными размерами и позволяют работать в широком диапазоне спектра и интенсивностей [8]. Собственно, источником излучения здесь является плазма, создаваемая при оптическом пробое (ОП) в области фокусировки лазерного пучка в веществе мишени [9].

Традиционно, источники коротковолнового излучения создавались на длине волны 13,5 нм на основе олова. Выбор длины волны излучения, и, как следствие рабочего тела (РТ), был сделан частично, исходя из характера производства и свойств многослойных зеркал [10].

С развитием многослойной рентгеновской оптики стало возможным использование других материалов в качестве мишеней. Как отмечалось в работе [11], в качестве перспективной может рассматриваться многослойная оптика в диапазонах 11 нм, 6,5 нм, 6,7 нм, 4,4 нм и 3,1 нм. По сравнению с 13,5 нм переход к длине волны 11 нм всего на 20 % увеличивает частоту излучения. Низкий коэффициент отражения, теоретически достижимый для зеркал диапазонов 4,4 нм и 3,1 нм, исключает их из рассмотрения. В области оставшейся полосы 6,5 и 6,7 нм в настоящее время ведутся интенсивные исследования [12, 13]. Согласно [14], теоретический пиковый коэффициент отражения 80 % на длине волны 6,7 нм позволяют получить зеркала на основе многослойных структур лантана и его нитрида, карбида бора, углерода. Однако в силу: протяженности границ между слоями; взаимной диффузии и химической активности материалов; межслойных шероховатостей экспериментально установленный коэффициент отражения в 58,6 % получен для многослойной структуры

La/V₄C/C на длине волны 6,66 нм. Рекордное значение коэффициента отражения составило 64,1 % для LaN/V структур и длине волны 6,65 нм [15].

При рассмотрении потенциальных веществ – кандидатов для материала мишени источника излучения в этом диапазоне – определены два: гадолиний и тербий [16]. Они выбраны благодаря переналожению большого числа переходов в ионах Gd⁺ и Tb⁺ с частично заполненными оболочками 4d и 4f. Типичными примерами этих переходов являются 4p⁶4d^m-(4p⁵4d^{m+1}+4p⁶4d^m-14f) в Gd XIX – Gd XXVIII и Tb XX – Tb XXIX и 4d104f^m-4d94f^{m+1} в Gd XVIII – Gd XVIII и Tb IX – Tb XIX. Впервые о наличии в спектрах тербия и гадолиния широких максимумов в области ~ 6,5 нм при возбуждении лазерной плазмы, создаваемой рубиновым лазером мощности 1 Дж и длительности импульса 25 нс, сообщалось в работах [17, 18] с последующей интерпретацией [19]. В излучении плазмы, создаваемой неодимовым лазером энергии 0,5 Дж и длительности 8 нс, также наблюдались пики излучения гадолиния и тербия в области около 6,5 нм [20].

Установлено, что наивысшая эффективность генерации излучения на 6,7 нм достигается при использовании плазмы тугоплавких редкоземельных элементов гадолиния и тербия с температурой плавления, составляющей соответственно 1,586 кК и 1,629 кК [21]. В частности, для плазмы гадолиния, возбужденной излучением CO₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) и сформированной на фольгированной перфорированной мишени, была получена эффективность преобразования (conversion efficiency, CE) ~ 1,8 %. Эта величина определена как отношение мощности излучения в узкой спектральной полосе на линии 6,775 нм, к суммарной мощности падающего лазерного излучения. Ширина полосы составляет 0,5 % от центральной длины волны, то есть $\Delta\lambda = 0,005 \times 6,775 \approx 0,034$ нм. На твердых мишенях CE составила 0,7 % [22].

Относительно высокая эффективность, SE ~ 1 % и более, до сих пор получена только с твердыми мишенями из чистого гадолиния и тербия. Можно ожидать, что SE при использовании паров этих металлов будет, по крайней мере, не хуже, а, возможно и лучше. Таким образом, основная еще не решенная

задача, связанная с созданием плазменных источников на 6,7 нм, относится к разработке методов поставки мишени в зону взаимодействия.

Формирование мишени для получения рентгеновского излучения возможно во всех фазах вещества. Так, известно формирование мишеней из капель, например, олова [6], перфорированной фольги [22], струй жидкого и газообразного ксенона. Подробный обзор посвященной данной проблематике был представлен на ICRAF 2025 в докладе [23].

В данной работе рассматриваются основные параметры и варианты построения устройства формирования мишени в виде газообразного гадолиния для получения излучения с длиной волны 6,7 нм.

Принципы построения источников излучения для фотолитографии в рентгеновском диапазоне длин волн

Два подхода к построению мощных источников излучения для фотолитографии в рентгеновском диапазоне на основе плазмы показаны на рисунке 1. При абляционном способе капли металла 6 создаваемые генератором капель 1 испаряются мощным лазерным импульсом 3 в точке 4, созданное при ОП излучение отражается от зеркала-коллектора 2 и направляется в промежуточный фокус 5, где взаимодействует с фоторезистом подложки, создавая необходимую топологию слоя [6]. Отличие при использовании РТ в жидкой или газовой фазе состоит в том, что в фокусе 4 зеркала-коллектора 2 помещается устройство формирования мишени (УФМ), при этом отпадает необходимость синхронизации капель рабочего тела с импульсом лазерного излучения.

Основная проблема в создании мишеней из твердой или дисперсной (капли) фазы – неполная конверсия материала мишени в газ с получением мелких фракций остатков вещества, которые механически влияют как на оптику системы сбора рентгеновского излучения, так и на средства откачки (турбомолекулярные насосы, насосы Рутса и т. п.). В ряде случаев взаимодействие твердых фракций РТ приводит к разрушению турбомолекулярных насосов. Магниторазрядные насосы не обла-

дают достаточной производительностью, а использование газодинамических средств откачки (диффузионные насосы) затруднено, поскольку рентгеновское излучение соответствующих диапазонов сильно затухает в парах вакуумного масла. Использование азотных ловушек не только приводит к падению производительности средств откачки, но и в недостаточной мере снижает содержание паров масла в объеме генерации излучения. Кроме того, дисперсным капельным системам необходима объемная система формирования капель, система охлаждения, система управления, позволяющая с необходимой точностью синхронизировать генерацию создающего ОП лазерного импульса и пролетающей капель вещества.

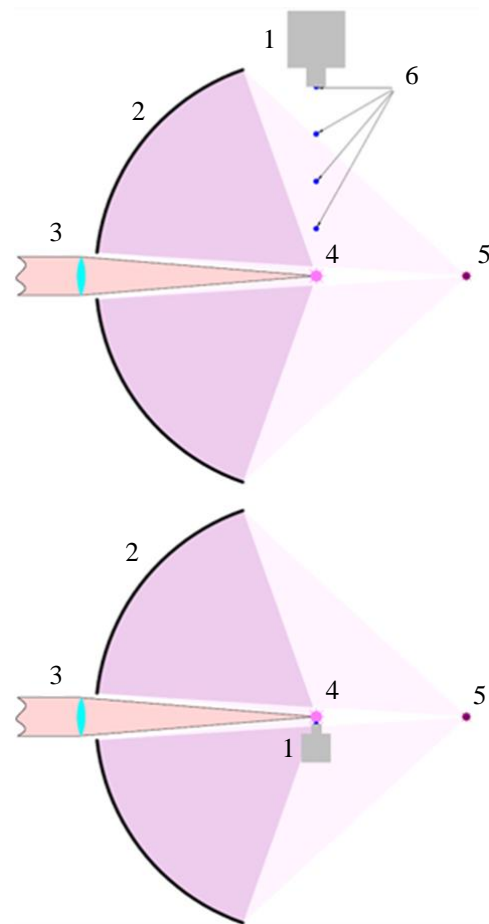


Рис. 1. Схема источника излучения для фотолитографии в рентгеновском диапазоне длин волн (1 – генератор (устройство формирования мишени); 2 – зеркало-коллектор; 3 – инициирующее излучение; 4 – плазма; 5 – промежуточный фокус; 6 – капли олова)

Fig. 1. Schematic of a radiation source for X-ray photolithography (1 – generator (target formation unit); 2 – collector mirror; 3 – ignition laser beam; 4 – plasma; 5 – intermediate focus; 6 – tin droplets)

Мишени в виде жидких струй применимы, когда температура кипения материала меньше температуры стенки объема генерации ОП, тогда образование капель несущественно, в противном случае проблема получения мелких остатков вещества остается. Кроме того, суммарные расходы вещества мишени велики, что приводит к более высоким требованиям по величине производительности откачных средств, например, использованию криогенных насосов, имеющих свои особенности и увеличивающих необходимые объемы камеры генерации.

Обоснование требований к устройству формирования мишени для получения рентгеновского излучения

Примем твердотельный ИК-лазер с $\lambda = 1064$ нм в качестве устройства инициирующего ОП. Тогда необходимую концентрацию атомов n_a для Gd^{18+} можно оценить через критическую концентрацию электронов n_c , при кратности ионизации N равной 18 [24] (СГС):

$$n_a = \frac{n_c}{N} = \frac{\omega^2}{\psi^2 N} = \frac{c^2}{\lambda^2} \frac{\pi m_e}{e^2 N}, \quad (1)$$

где c – скорость света, m_e – масса электрона, λ – длина волны излучения, e – элементарный заряд.

При $n_a \sim 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ вся электромагнитная волна отразится от области за критической концентрации и необходимой накачки энергии для создания ОП не произойдет. Поэтому мы оцениваем необходимую концентрацию частиц на уровне $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, т. е. на порядок меньше критической концентрации.

При газодинамическом варианте реализации УФМ, граничные размеры критического сечения (диаметр потока) определяется следующим: с одной стороны, чем диаметр больше, тем, при неизменной концентрации частиц N , больше расход рабочего тела G . С другой стороны, по нашему опыту работы с такими хладоломкими материалами как Мо или W, при изготовлении технологически сложно обеспечить малые диаметры. Для оценок, ограничим максимальный диаметр критического сечения в 2 мм, а минимальный

0,4 мм. Отметим, что для уменьшения области затенения рефлектора необходимо провести оптимизацию УФМ по критерию минимизации размеров. Поскольку лазерное излучение будет рассеиваться на молекулах остаточного газа, его максимальное давление в вакуумной камере ограничим величиной в 10 Па.

Варианты реализации УФМ

Для уменьшения количества мелких фракций рабочего тела возможно использование предподжига – формирования области газа из твердой фазы мощным энергетическим воздействием, например, дугой или пучком электронов.

Известно, что для короткодуговой ксеноновой лампы высокого давления концентрация материалов катода (тория) оценивается в 10^{18} см^{-3} [25], однако подобный способ имеет существенный недостаток. Максимальная концентрация материала катода реализуется в катодном пятне, которое случайно мигрирует по поверхности [9], что делает сложным пространственное совмещение фокуса лазерного излучения и катодного пятна. Кроме того, для гадолия неизвестны характеристики кривой Пашена [26], т. е. условия зажигания разряда необходимо будет находить экспериментально.

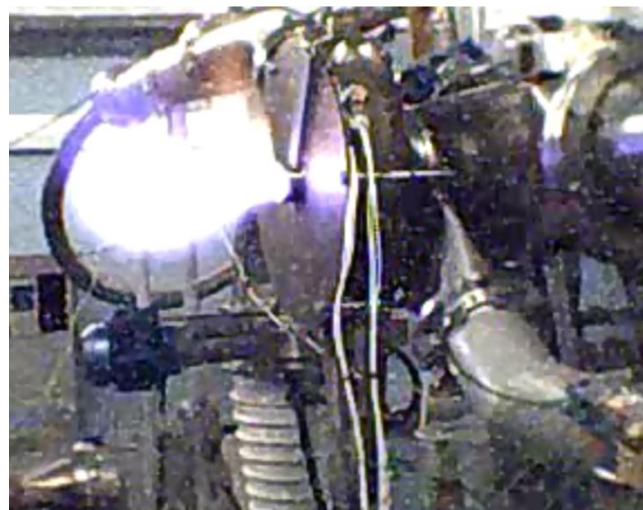


Рис. 2. Внешний вид электронного пучка, выведенного в атмосферу на установке ЗУ.970

Fig. 2. Image of the electron beam extracted into the atmosphere on the 3Y.970 facility

Концентрированные пучки электронов высоких энергий также могут являться способом создания мишени. Ускорители электронов

отличает отлаженная технология, разнесение по пространству места генерации пучка от места взаимодействия электронов с поверхностью и высокая временная стабильность генерации, что позволяет обеспечить импульсную работу ускорителя синхронно с лазерным излучением, формируя, таким образом, область создания ОП. Фокусировка пучка в диаметр 0,3–1 мм, на наш взгляд, не представляет особых сложностей. На рисунке 2 представлен внешний вид стационарного электронного пучка, выведенного в атмосферу на разработанной в АО ГНЦ «Центр Келдыша» установке ЗУ.970 с энергией электронов ~ 80 кэВ и током ~ 290 мА. Диаметр выходного прожигаемого отверстия составлял ~ 5 мм при перепаде давления в последней секции дифференциальной откачки ~ 50 кПа.

В классических электронных пушках для формирования области объемного пространственного заряда в прикатодном пространстве и предотвращения срыва генерации в тлеющий разряд, пробой или дугу давление обычно

не превышает 10^{-3} Па, поэтому для работы в более высоких давлениях применяют систему так называемой дифференциальной откачки [27]. На рисунке 2 хорошо видны вакуумные патрубки этой системы, что является дополнительным усложнением системы. Кроме того в зависимости от геометрии лазерно-плазменной системы и рефлектора может возникнуть необходимость использования электронного пучка с энергией более 20 кэВ. При торможении таких пучков возникает опасное для человека γ -излучение. Наглядно его можно оценить по рисунку 2 – «снег» на фотографии является следствием взаимодействия γ квантов высоких энергий с фотоматрицей видеокамеры.

На наш взгляд, оптимальным при создании УФМ является использование опыта полученного при разработке в АО ГНЦ «Центр Келдыша» электродугового источника плазмы (ЭДИП) на парах щелочных металлов [28, 29]. На рисунке 3 изображена схема ЭДИП, а на рисунке 4 – внешний вид работающего источника с истекающей струей РТ.

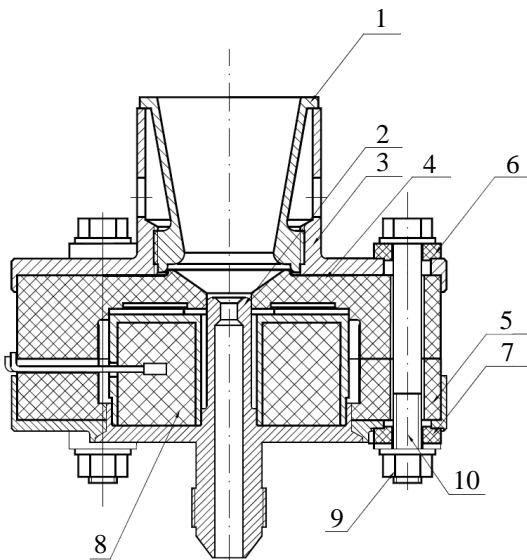


Рис. 3. Схема электродугового источника плазмы (1 – анод (сопло), 2 – катод, 3 – стенка, 4, 5 – изоляторы, 6, 7 – шайбы, 8 – нагреватель, 9 – гайки, 10 – шпильки)

Fig. 3. Schematic of an arc discharge plasma source (1 – anode (nozzle), 2 – cathode, 3 – wall, 4, 5 – insulators, 6, 7 – washers, 8 – heater, 9 – nuts, 10 – studs)

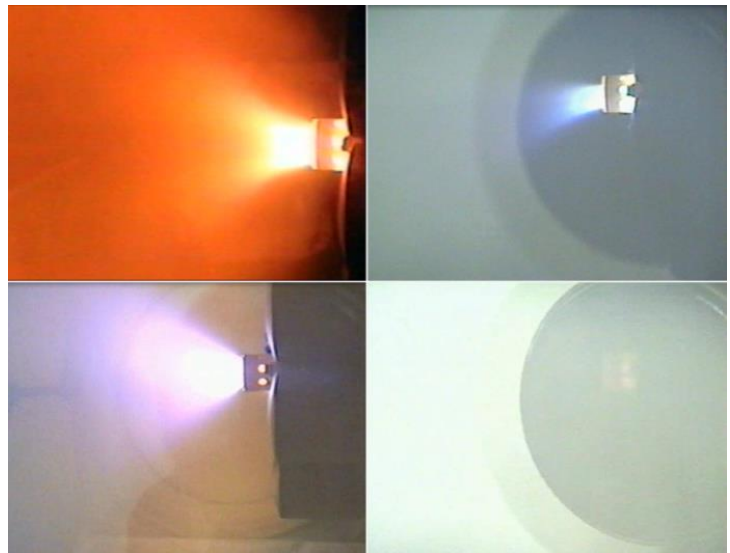


Рис. 4. Внешний вид ЭДИП с металлизацией поверхности иллюминатора при работе (верхнее левое изображение – начало запуска, нижнее левое – середина, правое верхнее – окончание, правое нижнее – выключение)

Fig. 4. Images of the arc discharge plasma source with metal coating on the viewport during operation: (top left – start of ignition, bottom left – mid-operation, top right – end of operation, bottom right – shutdown)

Источник состоит из конического сопла Лавала [30], служащего анодом 1, полого катода 2 и экзотермического стартового нагревателя 8. В корпусе 3 установлены разрушаемые заглушки с температурой разрушения от 0,55 до 0,65 кК. Электрические изоляторы 4 и 5 разделяют анод и катод, позволяя цепи замыкаться только через дуговой разряд. Работа ЭДИП начинается с подачи электропитания на анод 1 и катод 2, что приводит в действие экзотермический стартовый нагреватель 8 с заглушками, предотвращающими выход горячих газов из корпуса нагревателя в течение двух, трех секунд, тем самым повышая теплопередачу от нагревателя к катоду. Открывается подача рабочего тела к испарителю (условно не изображен) из тугоплавкого микропористого материала с размером пор от 10 мкм до 100 мкм, что позволяет испарить без кипения внутри пор щелочной металл. Рабочее тело испаряется и затем поступает в разрядную полость между анодом 1 и катодом 3, где загорается тлеющий разряд, быстро переходящий в дуговой. Этот процесс перехода достаточно подробно описан в [9].

Устройство имело следующие характеристики: давление в вакуумной камере от 5×10^{-2} до 100 Па, мощность $\sim 3,5$ кВт, расход рабочего тела от 50 до 150 мг·с⁻¹, материал соплового блока – молибден, масса $\sim 0,5$ кг. Концентрация и температура электронов и ионов измерялась методом двойных зондов Ленгмюра [31] и микроволновым методом [32]. Приведенная к срезу сопла максимальная концентрация электронов составила $\sim 10^{14}$ см⁻³, температура на срезе сопла – не менее 3 кК, при этом расчетная скорость истечения газа ~ 3 М, а степень ионизации $\alpha \sim 1$.

При рассмотрении вопроса о расходе РТ необходимо подчеркнуть, что следует стремиться к его уменьшению: это не только увеличит продолжительность работы УФМ, но и позволит отчасти купировать такой неприятный эффект, как металлизация холодных поверхностей, наглядно показанный на рисунке 4.

Из опыта отработки электродугового источника плазмы известно, что с началом функционирования ЭДИП часть РТ попадает на стенки вакуумной камеры, которые имеют комнатную температуру, намного ниже тем-

пературы испарения РТ. В результате на окнах постепенно образуется пленка металла, и, когда она становится по толщине сравнимой с толщиной скин-слоя δ , проведение микроволновых измерений становилось невозможным. В ходе проектирования УФМ необходимо разработать методы борьбы с этим эффектом.

Оценки требований к УФМ

Термодинамические оценки

Из уравнения Антуана в безразмерной форме (2), которое является следствием соотношения Клайперона-Клаузиуса, известно, что давление пара от температуры зависит экспоненциально [33]:

$$\ln(p) = A + B(T), \quad (2)$$

где $p = \frac{P_{\text{н.п.}}}{P_0}$, $p_{\text{н.п.}}$ – давление насыщенных паров, $p_0 = 1$ Па, а $T = \frac{T_0}{T}$ при $T_0 = 293$ К.

Аппроксимируя уравнение (2) по экспериментальным данным для насыщенных паров гадолиния для температур от 1,84 до 3,55 кК, приведенным в [34], можно обнаружить, что с очень высоким коэффициентом детерминации R^2 , равным 0,9999, численные значения коэффициентов A и B равны 23,914 и 150,02, соответственно. Аппроксимация проводилась методом наименьших квадратов.

Концентрация атомов/молекул N в парах гадолиния определялась из уравнения состояния:

$$p = Nk_b T, \quad (3)$$

где k_b – постоянная Больцмана.

Известно, например, из монографии Ю. П. Райзера [9], что при температурах выше 2 кК происходит ионизация моно- и молекулярных нейтральных частиц в результате их столкновений. При этом термо- и газодинамические свойства нейтрального газа могут кардинально отличаться от свойств низкотемпературной плазмы в силу присутствия заряженных частиц и магнитных полей. Необходимость учета плазменных эффектов в газе

определяется степенью ионизации газа $\alpha = \frac{N_i}{N_i + N}$. Концентрация ионов N_i зависит от потенциала ионизации I ($I_{Gd} = 6,15$ эВ [36]), статистические веса иона и атома g_+ , g_a (значения по [9]). Оценить концентрацию электронов и ионов для идеального газа в состоянии термодинамического равновесия можно, используя соотношение Саха-Ленгмюра [35] для малых α и принимая равными концентрации положительных ионов N_i и концентрации электронов N_e имеем (4):

$$\frac{N_i^2}{N} = \frac{2}{\Lambda^3} \frac{g_+}{g_a} \exp\left(-\frac{I}{k_b T}\right), \quad (4)$$

где $\Lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m_e k_b T}}$ – длина волны де Бройля; h – постоянная Планка.

Концентрация молекул и давление насыщенного пара являются максимально возможными для заданной температуры испарителя (ресивера). Следовательно, при этих условиях максимальной будет и концентрация атомов гадолия на выходе из соплового блока, при подаче паров в вакуумную камеру. Результаты расчетов концентрации атомов N , степени ионизации α , давления насыщенных паров гадолия $p_{н.п.}$, плотности ρ и скорости звука a при температурах пара (стенки ресивера) в диапазоне от 2 до 4 кК приведены в таблице 1.

Таблица 1

Газо- и термодинамические параметры насыщенных паров гадолия в зависимости от температуры

T , кК	N , см ⁻³	α	$p_{н.п.}$, Па	ρ , кг м ⁻³	a , м/с
2,00	$2,5 \times 10^{14}$	$1,2 \times 10^{-5}$	$6,9 \times 10^0$	$6,6 \times 10^{-5}$	420
2,50	$1,6 \times 10^{16}$	$6,1 \times 10^{-5}$	$5,6 \times 10^2$	$4,3 \times 10^{-3}$	469
3,00	$2,5 \times 10^{17}$	$1,9 \times 10^{-4}$	$1,1 \times 10^4$	$6,6 \times 10^{-2}$	514
3,25	$7,2 \times 10^{17}$	$3,0 \times 10^{-4}$	$3,3 \times 10^4$	$1,9 \times 10^{-1}$	535
3,50	$1,8 \times 10^{18}$	$4,4 \times 10^{-4}$	$8,5 \times 10^4$	$4,6 \times 10^{-1}$	555
3,75	$3,8 \times 10^{18}$	$6,3 \times 10^{-4}$	$2,0 \times 10^5$	$9,9 \times 10^{-1}$	575
4,0	$7,4 \times 10^{18}$	$8,6 \times 10^{-4}$	$4,1 \times 10^5$	1,9	594

По представленным данным равновесная концентрация атомов гадолия достигает требуемого значения при температурах 3,83 кК и выше, что превышает температуру плавления известных наиболее тугоплавких материалов (2,87 кК для Мо и 3,67 кК для W). Для рабочей температуры 3 кК только сплав вольфрама с рением в соотношении 73:27 имеет достаточную для продолжительной работы длительную прочность [37]. Для этой температуры концентрация паров гадолия составит $2,49 \times 10^{17}$ см⁻³, что несколько меньше требуемой. Однако, по оценкам соавторов из института спектроскопии РАН, в качестве буферного газа возможно использование аргона в соотношении ~ 20:1. Аналогично, при использовании молибдена для обеспечения продолжительной работы максимальную температуру необходимо ограничить величиной 2,2 кК.

Степень ионизации α в диапазоне температур от 2 кК до 4 кК увеличивается на два

порядка, с $9,26 \times 10^{-6}$ до $8,38 \times 10^{-4}$. Энергетические затраты на ионизацию в расчете на один атом гадолия равны αI , что в пересчете на один моль составляет $588 \times \alpha$ кДж. Теплоемкость идеального одноатомного газа при постоянном давлении $C_p = 20,8$ Дж·моль⁻¹·К⁻¹, теплосодержание $H = C_p T$ – от 40,35 до 83 кДж·моль⁻¹ в диапазоне температур от 2 до 4 кК. Следовательно, затраты на ионизацию при рассчитанных значениях α ничтожно малы по сравнению как с теплосодержанием H , так и теплотой испарения Q (для Gd – 360 кДж·моль⁻¹). Поэтому и в теплоемкости пара, и в уравнении теплового баланса их можно не учитывать.

Газодинамические оценки

В адиабатическом приближении изменение по оси сопла относительных плотности

ρ/ρ^* , давления p/p^* и температуры T/T^* , согласно [30], будет:

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \left(\frac{p}{p^*}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{T}{T^*}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}}, \quad (5)$$

где $M = U/a$ – отношение скорости потока к скорости звука (число Маха), $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты одномерного газа, индекс (*) относится к параметрам заторможенного потока при $M = 0$.

Квадрат скорости звука определяется температурой, т. е. средней энергией теплового движения частиц. Для Максвелловского распределения частиц по скоростям:

$$a^2 = \frac{\gamma RT}{\mu} = \frac{\gamma \pi U^2}{8}, \quad (6)$$

где U – средняя тепловая скорость атомов (молекул), R – универсальная газовая постоянная.

В классической газодинамике выполняется условие неразрывности потока – закона сохранения массы. В оценках расходных характеристик сопла удобно находить расход идеального газа G_a по скорости a^* , плотности ρ^* заторможенного потока и критическому сечению сопла $S_{кр}$ [30]:

$$G_a = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \rho^* a^* S_{кр}. \quad (7)$$

Расчеты зависимости расхода рабочего тела G_a и концентрации частиц N от диаметра сопла $d_{кр}$ в критическом сечении сверхзвукового одномерного адиабатического течения газа и чисел Маха M на срезе сопла от 1 до 3 приведены в таблице 2. Конденсация паров гадолия не учитывалась.

Таблица 2

Зависимость концентрации частиц N и расхода рабочего тела G от диаметра критического сечения $d_{кр}$ и числа Маха M на срезе сопла

$d_{кр}$, мм	M	$G, \times 10^{-5}$ кг·с ⁻¹	$N, \times 10^{17}$ см ⁻³
1	1	2,61	1,62
1	2	2,61	0,69
1	3	2,61	0,31
2	1	10,5	1,62
2	2	10,5	0,69
2	3	10,5	0,31

Анализ результатов расчетов по формулам (3–7) показывает, что с ростом числа Маха концентрация частиц на срезе сопла уменьшается, а расход с увеличением критического сечения растет. Таким образом, для выполнения требований, определенных выше, необходимо выполнение двух условий для соплового блока: минимально возможного числа Маха (для истечения газа в вакуум минимально возможный $M = 1$) и минимального технологического выполнимого диаметра критического сечения ($\sim 0,4$ мм).

Для оценки генерации рентгеновского излучения и определения оптимального угла взаимодействия лазерного излучения и мишени требуется знать распределение плотности вещества мишени в области ОП. Расчеты плотности сверхзвуковой струи газа, истекающей в вакуум, выполнены еще в 70-х годах прошлого века, но для чисел $M \geq 3$, при $M = 1$ имеется особенность течения.

Результаты расчетов параметров истекающей в вакуум звуковой струи одноатомного газа представлены на рисунке 5 и 6. Расчеты выполнены методом характеристик кодами NozChar [38] и IdGas [39] для критического сечения 0.4 мм и рабочего тела из смеси аргона и гадолия в соотношении 20:1. Анализ рисунков 5 и 6 показывает, что оптимальным является введение лазерного излучения перпендикулярно потоку, настолько близко к срезу сопла, насколько это технически возможно.

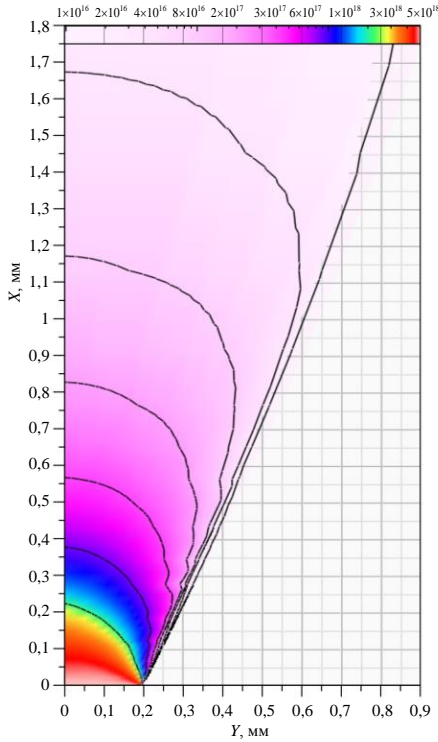


Рис. 5. Распределение концентрации частиц в потоке (cm^{-3}). Изолинии концентраций соответствуют линиям на карте градиента

Fig. 5. The distribution of particle concentration in the flow (cm^{-3}). Concentration isolines correspond to the lines on the gradient map

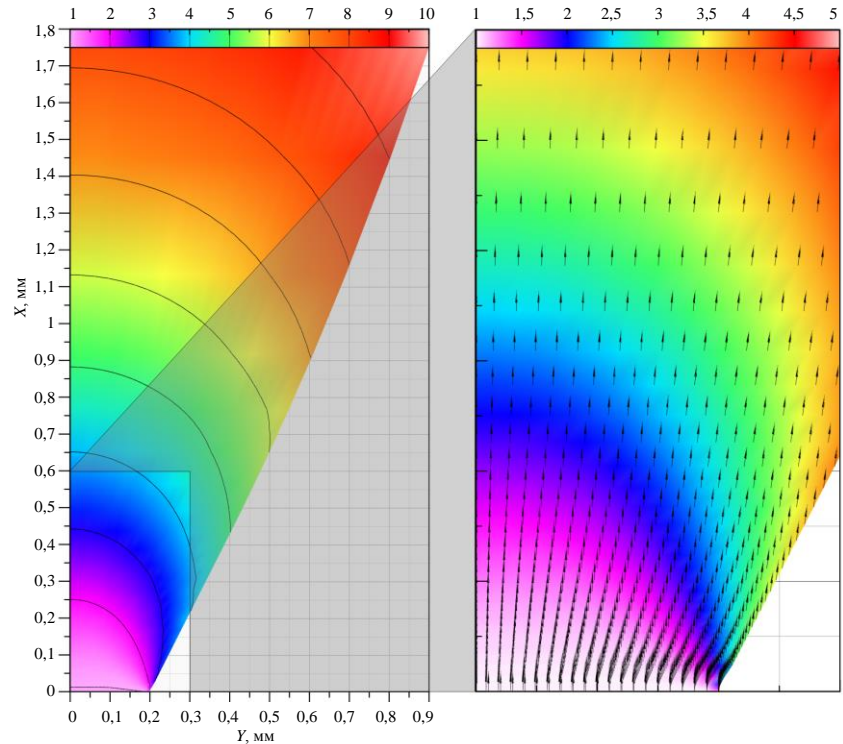


Рис. 6. Относительная скорость течения газового потока в единицах числа Маха. Во врезке: относительная скорость течения газового потока и векторы поворота потока. Изолинии относительных скоростей соответствуют линиям на карте градиента

Fig. 6. Relative velocity of the gas flow in Mach number. Inset: relative gas flow velocity and flow rotation vectors. Isolines of relative velocity correspond to the lines on the gradient map

Реализация УФМ

Конструкционные схемы УФМ

Использование ЭДИП в качестве аналога для создания УФМ, помимо преимуществ, имеет целый ряд трудностей. Отработанные конструкции типа ЭДИП используют газообразное вещество, но при этом в УФМ необходимо создать максимальную концентрацию вещества, а его температура и скорость должны быть минимально возможными.

Суммируя характеристики, обоснованные выше, можно определить следующие основные параметры УФМ: безсопловое исполнение соплового блока; аргонгадолиниевое РТ при расходе гадолиния $\sim 25 \text{ мг} \cdot \text{с}^{-1}$; концентрация РТ в критическом сечении $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$; критическое сечение 0,4 мм; для схемы из Мо максимальная рабочая температура – 2,2 кК; для схемы из W-Re сплава – 3 кК; давление в вакуумной камере не более 10 Па.

Анализируя вышеуказанные требования и условия работы УФМ, мы предлагаем следующие концепции реализации УФМ, которые представлены на рисунке 7. Как и типичные ЭДИП непрерывного действия, устройство включает: сопловой блок для подачи рабочего тела 1; теплоизоляцию 2; ресивер 3; систему подачи РТ 5, гадолиний 7 и нагреватель 8 (условно показан генератор электронов из работы [40]). В варианте с теплоотражающим экраном 6 (справа) указана система охлаждения 4. Ресивер снабжен теплоизоляцией и выполняет функции высокотемпературного испарителя и аккумулятора паров гадолиния. Использование запаса гадолиния в качестве резерва позволит предотвратить перегрев ресивера. РТ подается в рабочую зону ВК сопловым блоком. Предварительный прогрев ресивера, испарение жидкого гадолиния и регулировка температуры (термостабилизация) в рабочем режиме осуществляется нагревателем.

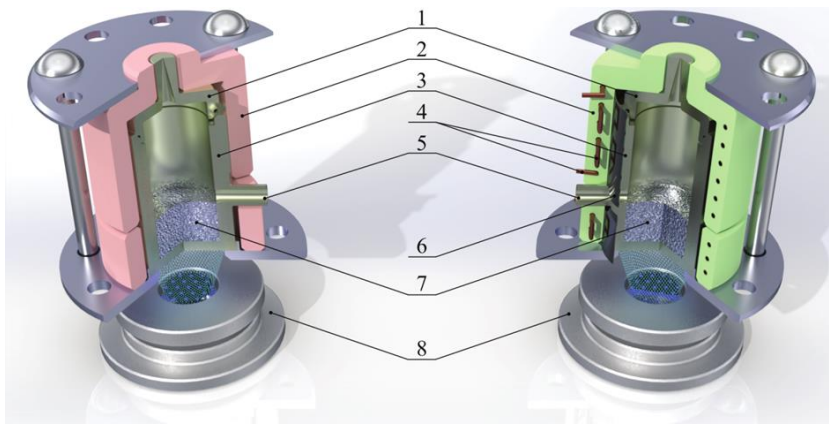


Рис. 7. Схемы конструкции УФМ, слева с изоляцией, справа с охлаждаемым тепловым экраном (1 – сопловой блок; 2 – теплоизоляция; 3 – ресивер; 4 – система охлаждения; 5 – система подачи; 6 – экран с отражающим слоем; 7 – гадолиний; 8 – нагреватель)

Fig. 7. Design of the target formation unit: left — with thermal insulation; right — with a cooled thermal shield (1 – nozzle block; 2 – thermal insulation; 3 – reservoir; 4 – cooling system; 5 – supply system of gadolinium; 6 – shield with reflective layer; 7 – gadolinium; 8 – heater)

Оценки необходимой мощности

В первом приближении, оценка необходимой мощности проводилась исходя из первого начала термодинамики, то есть, когда вся подводимая к УФМ мощность равна сумме тепловых потерь в единицу времени. Анализируя данные работы [41] по нагреву молибденового тигля с расплавом гадолиния электронным пучком, можно определить потери тепла и пересчитать их на условия работы УФМ. В работе [41] молибденовый тигель с внутренним диаметром 19 мм и внешним 25 мм при температуре от 1,67 до 2,2 кК применялся для исследований стационарного дугового диффузного разряда с катодом из гадолиния.

Пока, пренебрегая потерями на испарение гадолиния, будем считать, что основным видом тепловых потерь являются потери на тепловое излучение, которое определяется законом Стефана-Больцмана. Известно, что мощность теплового излучения Q_t с равномерно нагретой поверхностью площадью S_t зависит от степени черноты поверхности ε ($\varepsilon \leq 1$) как четвертая степень температуры T , с точностью до коэффициента излучения абсолютно черного тела c_0 [42]:

$$Q_t = S_t \varepsilon c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (8)$$

Таким образом, уравнение теплового баланса примет вид:

$$\frac{W_h}{S_t} = \varepsilon_{ef} c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (9)$$

где $\varepsilon_{ef} = \varepsilon (1 + S_h/S_t)$ – эффективная степень черноты.

На основании опытных данных работы [41] для ресивера из молибдена с подогревом электронным пучком методом наименьших квадратов для функции:

$$\varepsilon_{ef} = A \left(\frac{T}{100} \right)^B, \quad (10)$$

определены коэффициенты $A = 6,8 \times 10^{-2}$, $B = 0,51$ с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,977$.

Формула (10) позволяет оценить требуемую мощность нагрева любой конструкции – при условии, что эффективная степень черноты ε_{ef} , равна степени черноты молибденового тигля. При температурах от 1,67 до 2,2 кК погрешность аппроксимации не превышает десяти процентов – с учетом погрешностей измерений температуры тигля и мощности нагревателя. При температуре 3 кК нижняя оценка относительной (к суммарным потерям) доли тепловых потерь в кронштейне тигля по изменению степени черноты $\sim 13\%$. Оценивая мощность нагревателя ресивера УФМ без теплоизоляции 2 по формуле (9) на температуру 3 кК и учитывая разницу в площадях поверхности, необходимая мощность нагревателя составит ~ 8 кВт для $S_t \sim 45$ см². Расход воды в системе охлаждения для ресивера без теплоизоляции: 6,84–27,34 г·с⁻¹.

Использование в УФМ охлаждаемого теплового экрана (правая часть рисунка 7) с отражающим слоем из серебра со спектральным коэффициентом отражения $\rho_\lambda = 0,97$ для длины волны 1 мкм [36] позволит снизить требования по мощности нагревателя до $\sim 1,2$ кВт.

Варианты реализации нагревателя УФМ

Одним из ключевых элементов УФМ, определяющим его облик, является нагреватель ресивера и соплового блока. Коротко остановимся на основных способах нагрева при заданных условиях.

Самый простой метод заключается в использовании эффекта нагрева проводника при пропускании через него тока. Этот эффект широко используется в металлургии при переплаве редкоземельных металлов для увеличения химической чистоты [43]. Для оценочного сопротивления молибденового ресивера в $1,1 \times 10^{-4}$ Ом необходимый ток составит 3 кА при напряжении 2,7 В, что представляется слабо реализуемым, в первую очередь, с точки зрения подвода мощности в контексте требования о минимизации конструктивных размеров.

Использование диффузионного разряда [41] по аналогичному с ЭДИП принципу нагрева ограничивает тот факт, что при токе 100 А и падении напряжения 20 В кинетическая энергия ионов гадолиния составила 55 эВ, температура электронов – 1,7 эВ, а средний заряд ионов – 2,2, что намного больше необходимого.

Были проведены оценки возможности применения генераторов СВЧ-излучения в качестве нагревателя ресивера для обеспечения требуемой температуры гадолиния. Глубина проникновения электромагнитной волны в металл определяется толщиной скин-слоя δ (11), которая является функцией проводимости — чем выше проводимость металла, тем меньше толщина слоя [44]. Оценка толщины скин-слоя по (11) дают для вольфрама при температуре 3 кК, частоте 3 ГГц и удельном сопротивлении вольфрама по [37] ~ 90 мкм. Согласно закону Бера–Ламберта на единичном размере d , равным δ , в тепло перейдет $0,87(1 - e^{-2d/\delta})$ энергии электромагнитной волны, а почти полная конверсия (0,982) произойдет на 2δ или ~ 175 мкм. Этот размер слоя во много раз меньше (на порядок величин) характерных толщин стенок ресивера, поэтому можно считать, что на такую глубину будет нагреваться поверхностный слой, что недостаточно для равномерного нагрева всего объема УФМ. Представляется, что наиболее эффективным будет нагрев ресивера, изготовленного из по-

лупроводникового материала с помещённым в него рабочим телом.

$$\delta = c \sqrt{2 \frac{\epsilon_0}{\omega \mu_w} \rho_w}, \quad (11)$$

где c – скорость света, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $\omega = 2\pi f$, f – частота, μ_w – магнитная проницаемость, а ρ_w – удельное сопротивление вольфрама.

Индукционный метод нагрева, основанный на возбуждении переменным магнитным полем вихревых токов в хорошо проводящей среде, используется в технологиях плавки тугоплавких металлов [37]. Подробное рассмотрение индукционного нагрева мы оставим за рамками данной статьи, однако заметим, что этот метод является перспективным.

Также, как и индукционный метод, в технологиях плавки тугоплавких металлов широко используются электронные пучки [37]. Этот же метод нагрева тигеля использовался при определении скорости испарения в вакуум и давления насыщенного пара гадолиния в [34] и исследованиях вакуумных дуговых разрядов в [41]. Однако при прямой реализации этого метода, как уже отмечалось выше, относительно высокое давление в вакуумной камере в 10 Па делает невозможным создание пространственного заряда. Проще говоря, закон степени трех вторых Чайлда–Ленгмюра–Богуславского неприменим. В этих условиях необходимо использование дифференциальной откачки, которая, судя по рисунку 2, несколько громоздка.

Нами предлагается в качестве источника тепла использовать ускорители электронов специальной конструкции – генераторы электронного пучка (ГЭП) на основе стационарного открытого разряда с убегающими электронами, которые лишены недостатков предыдущего метода. Рассмотрим этот вариант подробнее.

Реализация нагревателя УФМ генератором с выводом электронов в буферный газ

ГЭП на основе стационарного открытого разряда с убегающими электронами представляет собой цилиндрический разрядный канал малой длины и диаметра (десятые доли сантиметра), к которому приложена постоянная

разность потенциалов величиной в единицы киловольт. Анод этого типа ГЭП выполнен в виде сетки или диафрагмы с высокой геометрической прозрачностью. Это позволяет большей части электронов, ускоренных в разрядном промежутке, беспрепятственно покидать разрядный канал и, испытывая торможение в рабочей среде, создавать плазму неоднородной пространственной структуры. Поскольку при этом способе ускорения электронов реализуются условия, соответствующие левой стороне кривой Пашена [26], зажигания тлеющего разряда не происходит [9]. Схема генератора и характеристики его работы приведены в работах [40, 45, 46].

Остановимся на некоторых важных для данной работы характеристиках генератора. В работе [47] показан эффективный вывод пучка в гелий, аргон, ксенон и воздух при давлении 100 Па. При использовании варианта конструкции ГЭП с подачей гелия в разрядный канал [48] рабочее давление может быть увеличено до 2,5 кПа. Мощность до 100 Вт на одну ячейку при напряжении ~ 5 кВ и токе ~ 20 мА [49, 50].

Экспериментально установлено, что энергетическая эффективность генератора при этих условиях составляет до 80 % [40, 49], что дополнительно подтверждается данными работы [51]. Несмотря на отсутствие принудительного охлаждения генератор электронного пучка работает в непрерывном режиме в течение длительного времени – непрерывная работа ГЭП продолжалась в течение часа и более, при этом специальные исследования ресурса работы не проводились.

На рисунке 8 показана работа генератора с семью пучками в плазме воздуха с давлением 100 Па. Таким образом, требуемая суммарная мощность в 1 кВт обеспечивается 10 пучками. Интересно, что внешний вид плазмы, представленный на рисунке 8, коррелирует с изображениями плазмы, полученными при примерно одинаковых условиях в исследованиях плазменных диффузных струй, инициируемых плазмой емкостного разряда при регистрации пучка убегающих электронов [52, 53]. Авторами этих работ делается вывод, что голубой оттенок плазмы обусловлен увеличением вклада второй положительной (2+) и первой отрицательной (1-) систем полос молекулы и иона азота, соответственно.

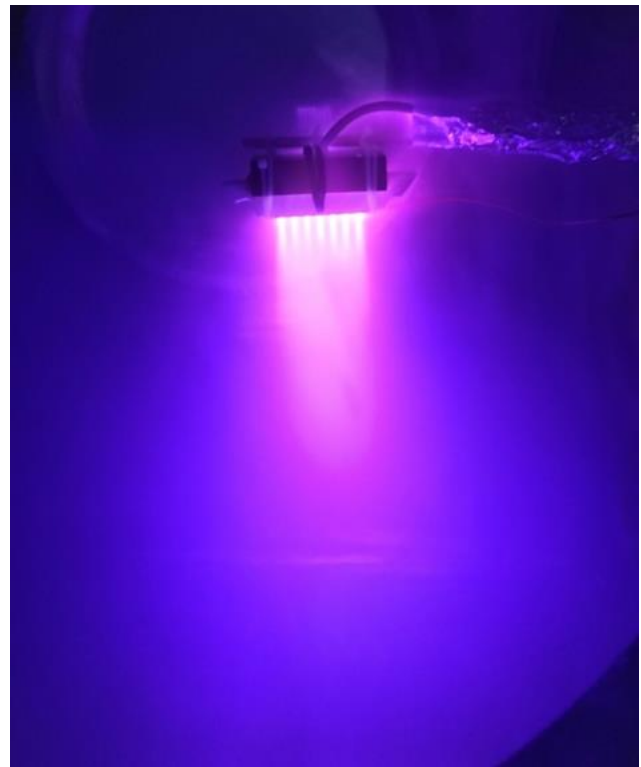


Рис. 8. Генератор многопучкового вывода электронов в газ среднего давления

Fig. 8. Generator of multi-beam electron extraction into medium-pressure gas

При оценке энергетического распределения пучка убегающих электронов [54] было определено напряжение, при котором безразмерный критерий u превышает 300, что говорит о моноэнергетичности распределения убегающих электронов с энергией, близкой к приложенному напряжению. Напряжение составило для воздуха ~ 5 кВ, для гелия ~ 3.6 кВ, для аргона ~ 2.3 кВ.

Длина пробега электронов была оценена по полуэмпирической формуле Канаи и Окаями (12). Обоснованность такого подхода в сравнении с использованием известного соотношения Бете-Блоха приведена в [55].

$$L = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} = \frac{E_0^{5/3}}{\lambda_s \times 5 \times 2^{\frac{5}{3}} \pi \left(0,8853 a_H Z^{-\frac{1}{3}} \right)^{\frac{1}{3}} e^{\frac{10}{3}} \left(\frac{N_A \rho}{A} \right) Z}. \quad (12)$$

Здесь L – длина среднего пробега электрона, см, E_0 – энергия электрона, эВ, в предположении моноэнергетичного пучка, равна

ускоряющему напряжению, λ_δ – эмпирическая константа, значение по [56], a_H – боровский радиус для атома водорода, Z – заряд ядра, N_A – число Авогадро, e – заряд электрона, ρ – плотность, $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$, A – атомный вес, г.

Для лучшего сопоставления с рисунком 8 были проведены расчеты распределения нормированной плотности энерговыделения 7-ми пучков электронов в атмосфере воздуха при давлении 100 Па и напряжении 5 кВ. В этих условиях длина пробега по (12) равна 91,3 см. При расчетах использовалось энерговыделение единичного пучка в зависимости от расстояния от источника из работы [57], которое слабо зависит от давления газа и начальной энергии электронов, соответствующие зависимости входят в длину пробега пучка (12), но не в форму распределения относительного энерговыделения. Из рисунка 9 видно, что на расстоянии в 0,91 мм (пунктирная линия), т. е. одной сотой от полной длины пробега, рассеяние пучка на молекулах газа невелико и оценивается в 1,5 %.

Оценки, выполненные по (12) для электронов с энергией 5 кВ и давления аргона в 10 Па, показывают, что длина пробега электронного пучка составит ~ 7 м. Таким обра-

зом, расстояние между генератором электронов и ресивером можно оценить в 7 см.

Общий энергетический баланс УФМ рассчитывался по формулам (13–14):

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4, \quad (13)$$

$$W_1 = W_5 + W_6, \quad (14)$$

где W – общие затраты мощности; W_1 – нагрев ресивера и соплового блока пучком электронов; W_2 – потери мощности в источнике высоковольтного питания ($\eta = 0,9$); W_3 – потери мощности в генераторах электронного пучка ($\eta = 0,8$ [50]); W_4 – потери на нагрев газа электронным пучком в промежутке между генераторами электронного пучка и ресивером ($\eta = 0,985$); W_5 – затраты мощности на создание потока рабочего тела; W_6 – унос мощности излучением. В свою очередь W_5 складывается из затрат на испарение гадолиния и нагрев аргона, а W_6 из уноса мощности излучением с торцевых поверхностей и боковых поверхностей для случая УФМ без теплозащиты и уноса мощности излучением и нагрев охлаждаемого экрана в случае отражающего экрана с серебряным покрытием ($\rho_\lambda = 0,97$ [36]).

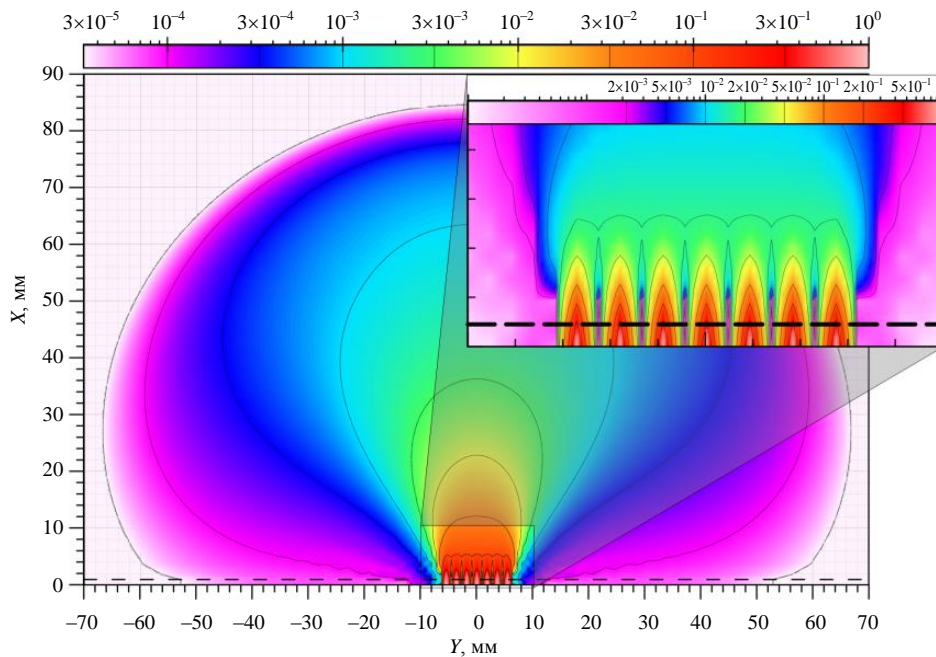


Рис. 9. Распределение нормированной плотности энерговыделения убегающих электронов в атмосфере воздуха при давлении 100 Па и напряжении 5 кВ. Пунктирная линия – граница 0,01 от длины пробега электронов. Изолинии распределения энерговыделения соответствуют линиям на карте градиента

Fig. 9. Spatial distribution of normalized energy deposition density by runaway electrons in air at a pressure of 100 Pa and voltage of 5 kV. The dashed line marks the boundary at 0.01 of the electron range. Isolines of energy deposition correspond to the lines on the gradient map

Расчеты энергетического баланса, приведенные на рисунке 10, проведены для двух случаев: без теплозащиты (индекс «а») и при использовании охлаждаемого отражающего экрана

с серебряным покрытием (индекс «б»). Решение с использованием охлаждаемого отражающего экрана с серебряным покрытием является более эффективным, чем УФМ без теплозащиты.

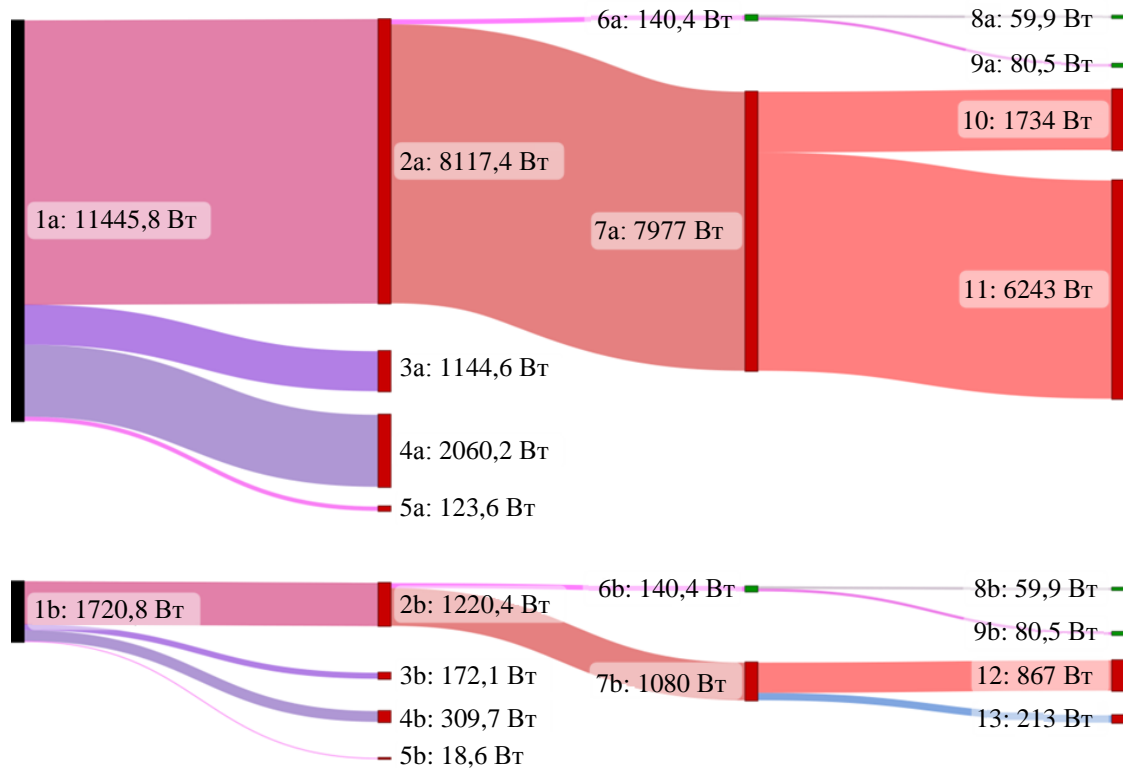


Рис. 10. Диаграмма энергетического баланса УФМ. С индексом «а» УФМ без теплозащиты, УФМ с теплоотражающим экраном с индексом «б» (1 – общие затраты мощности; 2 – нагрев ресивера и соплового блока пучком электронов; 3 – потери мощности в источнике высоковольтного питания; 4 – потери мощности в генераторах электронного пучка; 5 – потери на нагрев газа электронным пучком в промежутке между генераторами электронного пучка и ресивером; 6 – затраты мощности на создание потока рабочего тела; 7 – унос мощности излучением; 8 – затраты мощности на испарение гадолиния; 9 – нагрев аргона; 10 – унос мощности излучением с торцевых поверхностей; 11 – унос мощности излучением с боковых поверхностей; 12 – унос мощности излучением; 13 – нагрев охлаждаемого экрана)

Fig. 10. Energy balance diagram of the target formation unit (TFU). Curves labeled “a” correspond to the TFU without thermal shielding; curves labeled “b” correspond to the TFU with a heat-reflective shield. (1 – total power consumption; 2 – heating of the reservoir and nozzle block by the electron beam; 3 – power losses in the high-voltage power supply; 4 – power losses in the electron beam generators; 5 – power losses due to gas heating by the electron beam in the gap between the electron beam generators and the reservoir; 6 – power consumed to generate the working gas flow; 7 – radiative power loss; 8 – power consumed for gadolinium evaporation; 9 – argon heating; 10 – radiative power loss from end surfaces; 11 – radiative power loss from lateral surfaces; 12 – radiative power loss (total); 13 – heating of the cooled shield)

Заклучение

Дальнейшее увеличение плотности упаковки транзисторов возможно только при использовании рентгеновской части спектра электромагнитного излучения. Перспективны в этой области лазерно-плазменные источники. Наивысшая эффективность генерации коротковолнового излучения на 6,7 нм достигается при использовании плазмы тугоплавких ред-

коземельных элементов гадолиния и тербия. Оптимальным способом создания плазменной мишени для получения рентгеновского излучения является использование гадолиния в газовой фазе.

Аналогом УФМ является разработанный в АО ГИЦ «Центр Келдыша» электродуговой источник плазмы на парах щелочного металла.

Проведены оценки требований к УФМ: определена необходимая концентрация частиц;

выполнены термо- и газодинамические расчеты, а также оценки. Отмечается, что осаждение гадолиния на внутренние поверхности генератора излучения может уменьшить эффективность генерации.

Предложена и описана схема конструкций УФМ, выполняющая эти требования, с применением сплава вольфрама и рения. В качестве нагревателя УФМ предложено использовать внешний нагрев генератором электронного пучка. Эти генераторы способны работать непосредственно в буферном газе (гелий, аргон, ксенон, воздух). Проведена оценка энергетического КПД нагрева УФМ пучком электронов.

Реализация УФМ для источника излучения в рентгеновском диапазоне представляется осуществимой, однако необходимо проведение дальнейших углубленных исследований. Создание макета с использованием более дешевого молибдена марки МЧВП позволит отработать и экспериментально подтвердить принципиальную возможность создания подобного устройства и совместную работу составных частей устройства.

Авторы выражают благодарность Войтешонку В. С., Пономареву Н. Б., Федотову С. Ю., Метелкиной М. И., Голубеву М. М., Никитину М. П., Иксанову Х. С., Солодухину А. Е., Семенкину А. В., Филатову Н. И., Ризаханову Р. Н., Ловцову А. С. за ценные замечания и помощь в работе. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Частично исследования профинансированы частным учреждением «Наука и инновации» в рамках договора № 774/414-Д от 17.12.2021. Правообладателем на профинансированную часть результатов интеллектуальной деятельности является частное учреждение «Наука и инновации».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Denning P. J., Lewis T. G. / Communications of the ACM. 2016. Vol. 60. № 1. P. 54–65. <https://doi.org/10.1145/2976758>.
2. Neisser M. / Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology. 2021. Vol. 20. № 4. P. 044601–044601. <https://doi.org/10.1117/1.JMM.20.4.044601>.

3. Van den Brink M. / Proc. ASML Investor Day 2021 Technology Strategy to Drive Moore's Law into Next Decade. – Veldhoven, 2021.

4. Березин А. С., Мочалкина О. Р. Технология и конструирование интегральных микросхем. – М.: Радио и связь. 1983. С. 84–86.

5. Shloydo A. I., Turkin A. V., Mikhaylov A. D., Chernov D. O., Sarkarov N. E., Ivanov V. V., Krivitsun V. M., Gayazov R. R. / Proc. ICSPAF. – Zvenigorod, 2025. P. 261. <https://doi.org/10.34854/ICSPAF.52.2025.1.1.211>

6. Абраменко Д. Б., Анциферов П. С., Астахов Д. И., Виноходов А. Ю., Вичев И. Ю., Гаязов Р. Р., Грушин А. С., Дорохин Л. А., Иванов В. В., Ким Д. А., Кошелев К. Н., Крайнов П. В., Кривокорытов М. С., Кривицун В. М., Лакатош Б. В., Лаи А. А., Медведев В. В., Рябцев А. Н., Сидельников Ю. В., Снегурёв Е. П., Соломянная А. Д., Спиридонов М. В., Цыгвинцев И. П., Якушев О. Ф., Якушкин А. А. / УФН. 2019. Т. 189. № 3. С. 323–334. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.06.038447>. EDN: YUKTID.

7. Чхало Н. И. / Микроэлектроника. 2024. Т. 53. № 5. С. 375–388. <https://doi.org/10.31857/S0544126924050038>. EDN: CUNBZJ.

8. Фроня А. А., Пузырёв В. Н., Стародуб А. Н., Якушев О. Ф. / Краткие сообщения по физике ФИАН. 2015. Т. 42. № 4. С. 38–45. EDN: UATXIJ.

9. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – Долгопрудный: Интеллект, 2009. EDN: QJVRLF.

10. Koshelev K. N., Banin V. E., Salashchenko N. N. / Phys. Usp. 2007. Vol. 50. № 7. P. 741. <https://doi.org/10.3367/UFN.0177.200707h.0777>.

11. Banine V., Yakunin A., Glushkov D. / Int. Workshop Extreme Ultrav. Sources. 2010. Vol. 24.

12. Sjaenok L. / Int. Workshop Extreme Ultrav. Sources. 2010. Vol. 24.

13. Tsarfati T., van de Kruijs R. W. E., Zoethout E., Louis E., Bijkerk F. / Thin Solid Films. 2009. Vol. 518. P. 1365–1368. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2009.09.073>.

14. Шапошников Р. А., Загайнов Н. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Гарахин С. А., Зуев С. Ю. / ЖТФ. 2024. Т. 94. № 8. С. 1260–1268. <https://doi.org/10.61011/JTF.2024.08.58553.119-24>. EDN: GYUAPN.

15. Kuznetsov D. S., Yakshin A. E., Sturm J. M., van de Kruijs R. W. E., Louis E., Bijkerk F. / Optics Letters. 2015. Vol. 40. № 16. P. 3778–3781. <https://doi.org/10.1364/OL.40.003778>. EDN: VELWND.

16. Finkenthal M., Lippmann S., Huang L. K., Moos H. W., Lee Y. T., Spector N., Zigler A., Yarkoni E. / Phys. Scripta. 1990. Vol. 41. P. 445–448. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/41/4/014>.

17. O'Sullivan G., Carroll P. K. / JOSA. 1981. Vol. 71. P. 227–230. <https://doi.org/10.1364/josa.71.000227>.

18. Carroll P. K., O'Sullivan G. / Phys. Rev. A. 1982. Vol. 25. P. 275–286. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.25.275>.

19. O'Sullivan G. / J. Phys. B. 1983. Vol. 16. P. 3291–3304. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/16/17/020>.

20. Zeng G. M., Daido H., Nishikawa T., Takabe H., Nakayama S., Aritome H., Murai K., Kato Y., Nakatsuka M., Nakai S. / J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. P. 1923–1930. <https://doi.org/10.1063/1.356339>.

21. *Otsuka T. et al.* / SPIE. 2012. Vol. 8322. P. 342–351. <https://doi.org/10.1117/12.916351>.
22. *Krivtsov V. et al.* / Int. Workshop Extreme Ultrav. Sources. 2011. Vol. 35.
23. *Чхало Н. И., Голубев С. В., Красильник З. Ф., Полковников В. Н., Стародубцев М. В.* / Proc. ICRAF. Звенигород, 2025. С. 45. <https://doi.org/10.34854/ICRAF.52.2025.1.1.007>.
24. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967.
25. *Timofeev N. A., Sukhomlinov V. S., Zisis G., Mukharaeva I. Yu., Dupuis P.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47. № 7. P. 3266–3271. <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2918643>.
26. *Paschen F.* / Annalen der Physik. 1889. Vol. 273. № 5. P. 69–75. <https://doi.org/10.1002/andp.18892730505>.
27. *Головин А. И., Шлойдо А. И.* / Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 5. С. 439–448. EDN: WXPZZJ.
28. *Уткин Ю. А., Коротеев А. С., Коба В. В., Пришлецов А. Б.* Патент на изобретение № 2126611 С1 (РФ). 1999. EDN: CZSJJM.
29. *Гордиенко С. П., Коротеев А. С., Солодченкова С. А. и др.* Авторское свидетельство № 1778916 А1 (СССР). 1992. EDN: JTNYGI.
30. *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1976.
31. *Mott-Smith H. M., Langmuir Irving.* / Phys. Rev. 1926. Vol. 28 (4). P. 727–763. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.28.727>.
32. *Хаддлстоун Р., Леонард С.* Диагностика плазмы. – М.: Мир, 1967.
33. *Морачевский А. Г. и др.* Термодинамика равновесия жидкость-пар. – Л.: Химия, 1989.
34. *Бронин С. Я., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* / ТВТ. 1989. Т. 27. № 5. С. 863–867.
35. *Saha Meghnad N.* / Proc. R. Soc. Lond. A. 1921. Vol. 99. P. 135–153. <https://doi.org/10.1098/rspa.1921.0029>.
36. *Григорьев И. С., Мейлихов Е. З.* Физические величины: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
37. *Савицкий Е. М., Бурханов Г. С.* Металловедение сплавов тугоплавких и редких металлов. – М.: Наука, 1971.
38. *Пономарев Н. Б.* Профилирование сопел ЖРД методом характеристик (NozChar). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012660970. 2012.
39. *Пономарев Н. Б.* Расчёт невязкого ядра потока в соплах и струях (IdGas). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012617256. 2012.
40. *Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V., Shloydo A. I.* / J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 927. P. 012073. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/927/1/012073>. EDN: XXQTDV.
41. *Полищук В. П., Усманов Р. А., Мельников А. Д. и др.* / ТВТ. 2020. Т. 58. № 4. С. 515–535. <https://doi.org/10.31857/S0040364420040122>. EDN: ERFFLX.
42. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.* Теплопередача. Учебник для вузов. – М.: Энергия, 1975. Т. 488.
43. *Павлов В. А., Лозовая Е. Ю., Бабенко А. А.* Спецэлектрометаллургия сталей и сплавов. – Екатеринбург: УрФУ, 2018. EDN: XTMDML.
44. *Детлаф А. А., Яворский Б. М.* Курс физики. – М.: Высшая школа, 2002.
45. *Головин А. И., Голубев М. М., Егорова Е. К., Туркин А. В., Шлойдо А. И.* / ЖТФ. 2014. Т. 84. № 5. С. 41–45. EDN: SNWBMD.
46. *Бобров В. А., Войтешонок В. С., Головин А. И.* Генератор электронного пучка (варианты). Патент № 2535622 С1 (РФ). 2014. EDN: ZFSYOL.
47. *Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V., Shloydo A. I.* / J. Phys. Conf. Ser. 2018. Vol. 1109. P. 012030. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1109/1/012030>. EDN: NWISNY.
48. *Shloydo A. I., Turkin A. V., Voiteshonok V. S., Egorova E. K.* / J. Phys. Conf. Ser. 2021. Vol. 2055. P. 012009. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012009>. EDN: NWEZJK.
49. *Войтешонок В. С., Головин А. И., Егорова Е. К., Ломакин Б. Н., Туркин А. В., Шлойдо А. И.* / ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 685–691. <https://doi.org/10.7868/S0040364417050209>. EDN: ZFSJEN.
50. *Бобров В. А., Войтешонок В. С., Головин А. И., Голубев М. М., Ломакин Б. Н., Туркин А. В., Шлойдо А. И.* / ЖТФ. 2013. Т. 83. № 8. С. 121–126. EDN: RCUPZF.
51. *Бохан П. А., Гугин П. П., Закревский Д. Э., Шевченко Г. В.* / Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50. № 22. С. 3–6. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.22.59126.20045>. EDN: CIGNHO.
52. *Бакит Е. Х., Тарасенко В. Ф., Виноградов Н. П.* / Письма в ЖТФ. 2025. Т. 51. № 6. С. 29–33. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2025.06.59928.20152>.
53. *Tarassenko V. F., Vinogradov N. P., Bakst E. Kh., Pechenitsyn D. S.* / Plasma Phys. Rep. 2024. Vol. 50. № 1. P. 153–162. <https://doi.org/10.1134/S1063780X23601736>. EDN: OMMJRS.
54. *Головин А. И.* / Прикладная физика. 2015. № 5. С. 54–58. EDN: UXOWBJ.
55. *Shloydo A. I., Turkin A. V.* / Plasma Phys. Rep. 2023. Vol. 49. № 11. P. 1434–1442. <https://doi.org/10.1134/s1063780x23601505>. EDN: QURKDG.
56. *Шлойдо А. И., Туркин А. В.* / Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11. № 4. С. 300–311. <https://doi.org/10.51368/2307-4469-2023-11-4-300-311>. EDN: HFFSSH.
57. *Головин А. И.* / ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 472–475. EDN: MMCIFZ.

PACS: 41.75Fr, 52.40 Mj, 52.57.Bc, 52.50.(Dg, Jm),
81.05.Gc, 42.60.-v x-ray, 52.38.-r, 81.16.Nd

Conditions and design options for the target formation device for generating X-ray radiation

A. I. Shloydo¹, A. V. Turkin¹, N. E. Sarkarov², A. D. Mikhaylov², D. O. Chernov²,
V. V. Ivanov³, V. M. Krivtsun³, and R. R. Gayazov³

¹ JSC State Scientific Center of the Russian Federation "Keldysh Research Center"
(JSC Keldysh Research Centre), Moscow, 125438 Russia

* E-mail: blackash@aha.ru

² JSC State Scientific Center of the Russian Federation, Troitsk Institute of Innovative
and Thermonuclear Research, Moscow, Troitsk, 108840 Russia

³ Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences (ISAN), Moscow, Troitsk, 108840 Russia

Received 8.12.2025; revised 22.12.2025; accepted 20.02.2026

To increase the density of chip elements during photolithography, it is proposed to use laser-plasma sources during optical breakdown. The highest efficiency of generating radiation in the X-ray range at a wavelength of 6.7 nm is achieved by using plasma of refractory rare-earth elements such as gadolinium and terbium in the gas phase. The article discusses the main parameters and options for constructing a target formation device for optical breakdown based on an analogue, an electric arc plasma source using alkali metal vapor. A study of the device requirements was conducted, and thermo- and gas-dynamic calculations and assessments were performed. It was proposed to use an electron beam generator based on an open discharge in a buffer gas as a heater. Calculations were performed for the electron path length and energy density. Estimates were made of the energy efficiency of creating a target by heating the device with an electron beam.

Keywords: ultraviolet and X-ray photolithography, target formation device, plasma-laser sources, optical discharge, arc plasma generator, plasmatron, electron gun, open discharge, runaway electrons, flow parameters, electron energy release density, electrons mean path, energy efficiency.

REFERENCES

- Denning P. J. and Lewis T. G., Communications of the ACM **60** (1), 54 (2016). <https://doi.org/10.1145/2976758>.
- Neisser M., Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology **20** (4), 044601–044601 (2021). <https://doi.org/10.1117/1.JMM.20.4.044601>.
- Van den Brink M., Proc. ASML Investor Day 2021 Technology Strategy to Drive Moore's Law into Next Decade. Veldhoven, 2021.
- Berezin A. S. and Mochalkina O. R. Technology and Design of Integrated Circuits. Moscow, Radio i Svyaz, 1983 [in Russian].
- Shloydo A. I., Turkin A. V., Mikhaylov A. D. et al., Proc. ICPAF, Zvenigorod, 2025, p. 261. <https://doi.org/10.34854/ICPAF.52.2025.1.1.211>
- Abramenko D. B., Antsiferov P. S., Astakhov D. I. et al., Physics-Uspekhi **62** (3), 304–314 (2019). <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038447>. EDN: YYKTID.
- Chkhalo N. I., Russ Microelectron **53**, 397–407 (2024). <https://doi.org/10.1134/S1063739724600511>.
- Fronya A. A., Puzyrev V. N., Starodub A. N., and Yakushev O. F., Bulletin of the Lebedev Physics Institute. **42** (4), 115–119 (2015). <https://doi.org/10.3103/S1068335615040065>. EDN: UFVAYT.
- Raizer Yu. P., Gas Discharge Physics. Dolgoprudnyj: Intellect, 2009 [in Russian]. EDN: QJVRLF.
- Koshelev K. N., Banin V. E., and Salashchenko N. N., Phys. Usp. **50** (7), 741 (2007). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0177.200707h.0777>.
- Banine V., Yakunin A., and Glushkov D., Proc. Int. Workshop Extreme Ultrav. Sources, 2010, **24**.
- Sjmaenok L., Proc. Int. Workshop Extreme Ultrav. Sources, 2010, **24**.
- Tsarfaty T., van de Kruijs R. W. E., Zoethout E., Louis E. and Bijkerk F., Thin Solid Films. **518**, 1365–1368 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2009.09.073>.
- Shaposhnikov R. A., Zagaynov N. V., Polkovnikov V. N. et al., Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki **94** (8), 1260–

- 1268 (2024). <https://doi.org/10.61011/JTF.2024.08.58553.119-24>. EDN: GYUAPN.
15. Kuznetsov D. S., Yakshin A. E., Sturm J. M. et al., *Optics Letters*. **40** (16) 3778–3781 (2015). <https://doi.org/10.1364/OL.40.003778>. EDN: VELWND.
16. Finkenthal M., Lippmann S., Huang L. K., Moos H. W., Lee Y. T., Spector N., Zigler A., and Yarkoni E., *Phys. Scripta*. **41**, 445–448 (1990). <https://doi.org/10.1088/0031-8949/41/4/014>.
17. O'Sullivan G. and Carroll P. K., *JOSA*. **71**, 227–230 (1981). <https://doi.org/10.1364/josa.71.000227>.
18. Carroll P. K. and O'Sullivan G., *Phys. Rev. A*. **25**, 275–286 (1982). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.25.275>.
19. O'Sullivan G., *J. Phys. B*. **16**, 3291–3304 (1983). <https://doi.org/10.1088/0022-3700/16/17/020>.
20. Zeng G. M., Daido H., Nishikawa T., Takabe H., Nakayama S., Aritome H., Murai K., Kato Y., Nakatsuka M., and Nakai S., *J. Appl. Phys.* **75**, 1923–1930 (1994). <https://doi.org/10.1063/1.356339>.
21. Otsuka T. et al., *SPIE* **8322**, 342–351 (2012). <https://doi.org/10.1117/12.916351>.
22. Krivtsov V. et al., *Proc. Int. Workshop Extreme Ultrav. Sources*. 2011. **35**.
23. Chkhalo N. I., Golubev S. V., Krasilnik Z. F., Polkovnikov V. N., and Starodubtsev M. V., *Proc. ICPAF, Zvenigorod*, 2025, p. 45. <https://doi.org/10.34854/ICPAF.52.2025.1.1.007>.
24. Ginsburg V. L., *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*. Oxford, Pergamon Press, 1970.
25. Timofeev N. A., Sukhomlinov V. S., Zissis G., Mukharaeva I. Yu., and Dupuis P., *IEEE Transactions on Plasma Science* **47** (7), 3266–3271 (2019). <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2918643>.
26. Paschen F., *Annalen der Physik* **273** (5), 69–75 (1889). <https://doi.org/10.1002/andp.18892730505>.
27. Golovin A. I. and Shloydo A. I., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **4** (5), 439–448 (2016) [in Russian]. EDN: WXPZZJ.
28. Utkin Yu. A., Koroteev A. S., Koba V. V., and Prishlestsov A. B. Patent for invention № 2126611 C1 (RF). 1999. EDN: CZSJJM.
29. Gordienko S. P., Koroteev A. S., Solodchenko S. A. et al. Patent for invention № 1778916 A1 (USSR). 1990. EDN: JTNYGI.
30. Abramovich G. N. *Applied Gas Dynamics*. Moscow, Nauka, 1976 [in Russian].
31. Mott-Smith H. M. and Langmuir Irving, *Phys. Rev.* **28** (4), 727–763 (1926). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.28.727>.
32. Huddleston R. H. and Leonard S. L., *Plasma Diagnostic Techniques*. New York-London, Academic Press, 1965; Moscow, Mir, 1967.
33. Morachevsky A. G. et al. *Thermodynamics of liquid-vapor equilibrium*. Leningrad, Khimiya, 1989.
34. Bronin S. Ya., Polishchuk V. P., Sychev P. E., Shabashov V. I., and Yartsev I. M., *High Temperature* **27** (5), 863–867 (1989).
35. Saha Meghnad N., *Proc. A*. **99**, 135–153 (1921). <https://doi.org/10.1098/rspa.1921.0029>.
36. Grigoriev I. S. and Meilikhov E. Z. *Handbook of Physical Quantities*. Boca Raton, New York, CRC Press, 1996.
37. Savitsky E. M. and Burkhanov G. S., *Physical metallurgy of refractory metals and alloys*. New York, Consultant Bureau, 1971.
38. Ponomarev N. B. Profiling of liquid propellant nozzles by the method of characteristics (NozChar), Certificate of state registration of computer programs № 2012660970. 2012.
39. Ponomarev N. B., Calculation of the inviscid flow core in nozzles and jets (IdGas), Certificate of state registration of computer programs № 2012617256. 2012.
40. Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V., and Shloydo A. I., *J. Phys. Conf. Ser.* **927**, 012073 (2017). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/927/1/012073>. EDN: XXQTDV.
41. Polishchuk V. P., Usmanov R. A., Melnikov A. D., et al., *High Temperature* **58** (4), 476–494 (2020). <https://doi.org/10.1134/S0018151X20040124>. EDN: PRYGSE.
42. Isachenko V. P., Osipova V. A., and Sukomel A. S. *Heat Transfer*. Moscow, Energiya, 1975 [in Russian].
43. Pavlov V. A., Lozovaya E. Yu., and Babenko A. A. *Spetsselektrometallurgiya staley i splavov [Special electro-metallurgy of steels and alloys]*. Yekaterinburg, Ural Publishing House, 2018 [in Russian]. EDN: XTMDML.
44. Detlaf A. A. and Yavorsky B. M. *Physics course: textbook*. Moscow, Higher School, 2002 [in Russian].
45. Golovin A. I., Golubev M. M., Egorova E. K., Turkin A. V., and Shloydo A. I., *Technical Physics* **59** (5), 670–674 (2014). <https://doi.org/10.1134/S1063784214050089>. EDN: SOSQFX.
46. Bobrov V. A., Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Golubev M. M., Turkin A. V., and Shloydo A. I., Patent for invention № 2535622 (RF) (2014). EDN: ZFSYOL.
47. Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Turkin A. V., and Shloydo A. I., *J. Phys. Conf. Ser.* **1109**, 012030 (2018). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1109/1/012030>. EDN: NWISNY.
48. Shloydo A. I., Turkin A. V., Voiteshonok V. S., and Egorova E. K., *J. Phys. Conf. Ser.* **2055**, 012009 (2021). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012009>. EDN: NWEZJK.
49. Voiteshonok V. S., Golovin A. I., Egorova E. K. et al., *High Temp.* **55**, 665–671 (2017). <https://doi.org/10.1134/S0018151X17050194> EDN: XOFVJB.
50. Bobrov V. A., Voiteshonok V. S., Golovin A. I. et al., *Tech. Phys.* **58**, 1205–1210 (2013). <https://doi.org/10.1134/S1063784213080069>. EDN: RFRCSP.
51. Bokhan P. A., Gugin P. P., Zakrevsky D. E., and Shevchenko G. V., *Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. **50** (22), 3–6 (2024). <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.22.59126.20045>. EDN: CIGHHO.
52. Baksht Kh. E., Tarasenko V. F., and Vinogradov N. P., *Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. **51** (6), 29–33 (2025). <https://doi.org/10.61011/PJTF.2025.06.59928.20152>. EDN: JMOUUN.
53. Tarasenko V. F., Vinogradov N. P., Baksht E. Kh., and Pechenitsyn D. S., *Plasma Phys. Rep.* **50** (1), 153–162 (2024). <https://doi.org/10.1134/S1063780X23601736>. EDN: OMMJRS.
54. Golovin A. I., *Applied Physics*, № 5, 54–58 (2015) [in Russian]. EDN: UXOWBJ.

55. Shloydo A. I. and Turkin A. V., Plasma Phys. Rep. **49** (11), 1434–1442 (2023). <https://doi.org/10.1134/s1063780x23601505>. EDN: QURKDG.
56. Shloydo A. I. and Turkin A. V., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **11** (4), 300–311 (2023) [in Russian]. <https://doi.org/10.51368/2307-4469-2023-11-4-300-311>. EDN: HFFSSH.
57. Golovin A. I., High Temperature **49** (3), 456–459 (2011). <https://doi.org/10.1134/S0018151X11030072>. EDN: OHQSWH.

Об авторах

Шлойдо Андрей Игоревич, ведущий инженер, АО ГНЦ «Центр Келдыша» (125438, Россия, Москва, Онежская ул. 8). E-mail: blackash@aha.ru SPIN-код: 2869-5079, AuthorID: 733367 orcid.org/0000-0002-1475-559X

Туркин Алексей Васильевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, АО ГНЦ «Центр Келдыша» (125438, Россия, Москва, Онежская ул. 8). AuthorID: 609786

Саркаров Ниджеф Экбербубаевич, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» (108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Пушкинских, владение 12). E-mail: nsark@triniti.ru AuthorID: 22645

Михайлов Александр Дмитриевич, начальник лаборатории, АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», (108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Пушкинских, владение 12).

Чернов Дмитрий Олегович, младший научный сотрудник, АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», (108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Пушкинских, владение 12).

Иванов Владимир Витальевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ФГБУН Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН) (108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5). AuthorID: 22222

Кривцун Владимир Михайлович, старший научный сотрудник, ФГБУН Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН) (108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5). AuthorID: 39935 orcid.org/0000-0002-7280-7909

Гаязов Роберт Рафилевич, старший научный сотрудник, ФГБУН Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН) (108840, Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5). AuthorID: 24005