

Лазерная голографическая интерферометрия зоны взаимодействия коротковолнового ультрафиолетового излучения высокой плотности мощности с конденсированными веществами

А.В. Павлов¹, Ю.Ю. Протасов², В.Д. Телех³, Т.С. Щепанюк⁴

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
(национальный исследовательский университет)

¹ ORCID: 0000-0002-6593-634X, alekseipavlov@bmstu.ru

² ORCID: 0000-0001-9271-8500

³ ORCID: 0000-0003-3270-2122, telekh@bmstu.ru

⁴ ORCID: 0000-0001-5574-323X

Аннотация

Методами двухэкспозиционной лазерной голографической интерферометрии и шпирен-фотографии (схема Теплера в режиме светового поля) исследована динамика и макроструктура приповерхностных паро-плазменных потоков, возникающих при испарении конденсированных веществ в поле широкополосного излучения УФ-ВУФ диапазона спектра.

Экспериментальная установка создана на базе уникальной научной установки «Пучок-М». Широкополосное УФ и ВУФ излучение генерировалось плазмодинамическим излучающим разрядом магнитоплазменного компрессора эрозионного типа в газе с электродами коаксиально-торцевой геометрии и аблирующей фторопластовой плазмобразующей втулкой. Для управления эмиссионным спектром излучения разряда использовались газовые фильтры (Ar, Ne, воздух, смесь Ne с 5% воздуха). Излучатель работал в следующем режиме: $U=20$ кВ, запасенная энергия $W=3,6$ кДж, энерговыход в разряд до 3,2 кДж, при этом 30% – в первом полупериоде тока, максимум тока 160 кА, полупериод разряда 6 мкс; суммарная энергия излучения из разряда 1,0–1,2 кДж; доля излучения в ВУФ диапазоне спектра составляла около 50% в Ne ($h\nu \leq 20$ эВ) и около 45% в Ar ($h\nu \leq 16$ эВ).

Показано, что реализованная схема электромагнитной совместимости и защиты обеспечивает надежную синхронизацию электроразрядного контура и компонентов оптической диагностики во всем диапазоне разрядных характеристик.

Оптическая диагностика приповерхностных газопоплазменных потоков была реализована на базе твердотельного Nd:YAG лазера (Solar LQ-115, 532 нм), показана ее универсальность для исследования различных импульсных плазменных процессов с характерными изменениями концентраций газа порядка 10^{17} - 10^{18} см⁻³ и градиентами 10^{19} - 10^{20} см⁻³.

На шпирен-снимках и интерферограммах зарегистрированы зоны, характерные для исследуемого вида воздействия излучения на материалы: реализуется режим газодинамического испарения (режим плазменного поршня), есть ударная волна в газе, контактная граница между ударносжатым газом и плазмой паров. Анализ интерферограмм указывает на то, что режиму развитого испарения предшествует режим диффузионного испарения. Использование протяженных образцов позволило наблюдать последовательные стадии развития газодинамических возмущений при испарении (благодаря разноудаленности участков мишени от разряда). На интерферограммах над мишенью на разных расстояниях от источника облучения наблюдается 3 типа газодинамических возмущений: акустическая волна, простая волна (волна Римана), и ударная волна.

Экспериментально показано влияние энергетических характеристик разряда и спектрального состава излучения на характер испарения.

Ключевые слова: Светоэрозия, двухэкспозиционная лазерная голографическая интерферометрия, шлирен-схема теплера в режиме светового поля, динамика и макроструктура приповерхностных газо-плазменных потоков, излучение УФ-ВУФ диапазона спектра.

Введение

Светоэрозионные газово-плазменные потоки генерируются при высокоинтенсивном оптическом воздействии на поверхность конденсированных сред. Исследование таких потоков представляется актуальным как для решения задач современной физики неравновесной пространственно неоднородной плазмы, так и в связи с многочисленными техническими задачами, например для: разработки новых методов генерации и ускорения газово-плазменных потоков в плазменно-лазерных ускорителях и инжекторах [1–5], оптимизации режимов работы плазменных ускорителей и электродинамических устройств где светоэрозия изолятора и электродов под действием излучения определяет массовый расход плазмообразующего вещества [6–9], оптимизации процессов в технологических (фотолитография, радиационное упрочнение поверхности) и фотохимических установках [10–13]. Взаимодействие мощного широкополосного излучения с веществом сопровождается процессами на стенках термоядерных установок [14, 15]. Этим объясняется интерес к данным исследованиям.

Светоэрозионный газово-плазменный поток, расширяющийся во внешнюю среду – как объект диагностики достаточно сложен и отличается широким диапазоном изменения параметров – среднемассовых скоростей $v \sim 10^4\text{--}10^6$ см/с, плотностей $n \sim 10^{15}\text{--}10^{19}$ см⁻³, температур $T \sim 0,5\text{--}50$ кК, сложными макроструктурой, химическим и ионизационным составом. При этом возможна реализация высоких градиентов давлений и температур [3, 7] и фазовых переходов “твердое тело – газ – плазма” в интенсивных световых полях $I_0 \sim 10^5\text{--}10^9$ Вт/см² и ударно-волновых нагрузках ($M_i \sim 0,3\text{--}3$, $p_1 > 10^6$ Па) [16]. Кроме того, во многих задачах исследование динамики и макроструктуры светоэрозионных газово-плазменных потоков осложняется необходимостью визуализации больших оптических полей.

Это требует применения совместных количественных и качественных методов исследования, развития сложной диагностической технологии эксперимента. Взаимодополняющие оптические методы позволяют получить количественную информацию о коэффициентах преломления и плотности газово-плазменной среды, и в наших условиях осуществлены как синтез интерферометрических, шлирен и прямотеневых методов, что позволяет получить – поля плотности, градиент плотности, вторую производную плотности среды соответственно [17–19].

Экспериментальные условия

Исследовались динамика и макроструктура приповерхностных газово-плазменных потоков, возникающих при испарении конденсированных веществ (КВ) в поле широкополосного излучения УФ-ВУФ диапазона спектра.

Исследуемые образцы из Al, Cu, Ti, Pb, C, (C₂F₄)_n с размерами 30 мм на 50 мм и толщиной 10мм устанавливались длинной стороной вдоль оси источника излучения на расстоянии 45 мм от него (см. рис.1). В качестве референсной мишени практический всегда использовался фторопласт установленный внизу, что бы исключить загрязнение исследуемых образцов продуктами его абляции.

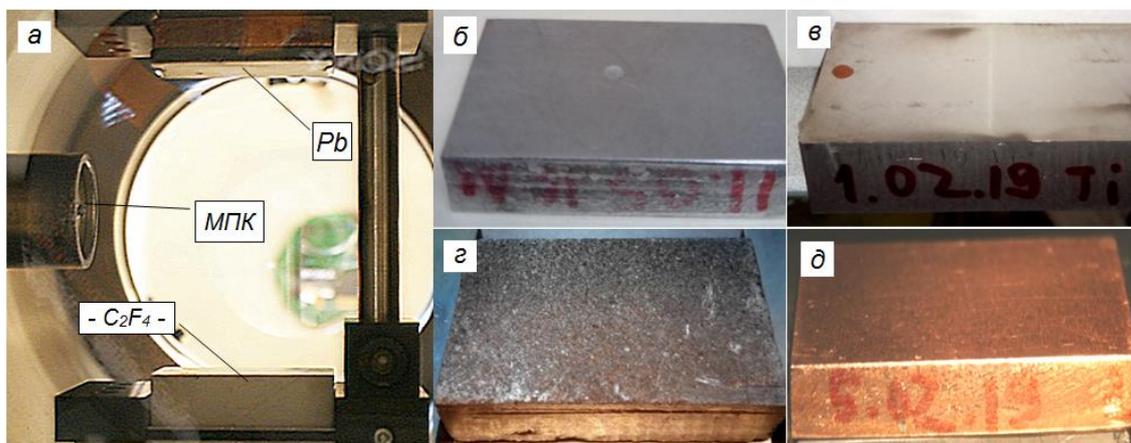


Рис.1. Установка мишеней в разрядной камере (а) и вид мишеней из Al - (б), Ti - (в), C - (г), Cu - (д)

Источником излучения служил плазодинамический излучающий разряд (ПДР) в газе (Ne, Ar, воздух, смесь Ne с 5 % воздуха; $p_{Ar}=200$ тор, $p_{Ne}=400$ тор), формируемый в импульсном электромагнитном плазменном ускорителе (магнито-плазменном компрессоре (МПК)) эрозионного типа с электродами коаксиально-торцевой геометрии (диаметром 6 и 34 мм) и аблирующей фторопластовой плазмообразующей втулкой подробно описанный в [16, 20].

Такие разряды характеризуются высокими спектрально-яркостными характеристиками излучения в УФ и ближней вакуумной УФ (ВУФ) областях спектра и имеют протяженное тело свечения. Согласно общепринятым представлениям [7], Структура таких разрядов включает зону излучающей плазмы, газодинамически невозмущенную газовую среду и лежащий между ними слой ударно-сжатого газа. Если такой разряд происходит в плотных газах, то образуется высокоскоростной (30-60 км/с) квазистационарный плазменный поток продуктов эрозии межэлектродной разделительной диэлектрической аблирующей втулки. Этот поток тормозится на деформируемой газовой преграде, его кинетическая энергия термализуется в ударной волне и частично излучается. Световой КПД устройств такого типа составляет 40–60% от энергии, вложенной в плазму [7, 20].

Коротковолновая граница спектра излучения таких разрядов определяется первым потенциалом ионизации фонового газа. Управления эмиссионным спектром излучения ПДР МПК в газах заключается в том, что для изменения спектрального диапазона используются газовые фильтры. Для этого в фоновый газ (матрицу) вводятся сильнопоглощающие присадки – газообразные вещества с более низким потенциалом ионизации. Количество присадки выбирается из условия обеспечения эффективного поглощения отфильтровываемой части жесткого излучения, но при этом не должно существенно изменить плотность и электрофизические свойства газовой среды и соответственно, изменить временные и геометрические характеристики разряда. В качестве фонового газа наиболее целесообразно использовать неон, который характеризуется вторым по величине после гелия потенциалом ионизации 21,6 эВ и достаточно высокой плотностью при нормальных условиях $m_{Ne} = 20$. Так как неон имеет специфическую структуру энергетических уровней характеризующуюся тем, что резонансные линии находятся вблизи первого потенциала ионизации, за коротковолновую границу пропускания неона принята энергия квантов излучения $h\nu = 20$ эВ.

Радиационные свойства разряда в газе в области энергий квантов до 20 эВ описаны в [16]. Плотность потока излучения, создаваемого светящейся поверхностью разряда МПК на мишени, вычислялась аналогично [21]. В первом приближении светящаяся зона аппроксимировалась полусферой, радиус которой увеличивался со временем. Закон увеличения радиуса полусферы определялся по серии шпирен снимков.

Для описываемого режима работы излучателя ($U=20$ кВ, запасенная энергия $W=3,6$ кДж, энерговыход в разряд до $3,2$ кДж, при этом 30% – в первом полупериоде тока, максимум тока 160 кА, полупериод разряда 6 мкс) распределение энергии по спектральным диапазонам представлены в таблице 1 (для разряда в чистом неоне) и в таблице 2 (для неона с добавкой 5% воздуха).

Таблица 1

Спектральное распределение энергии источника излучения $h\nu = 0-20$ эВ (разряд в неоне, $p = 400$ Торр)

Диапазон	$Dh\nu$, эВ	$E_{ср}$, Дж	%	$E_{ср}/Dh\nu$, Дж/эВ
$h\nu = 0-20$ эВ	20	1190	100	59,4
$h\nu = 0,5-6,2$ эВ	5,7	600	50,5	105
$h\nu = 0,5-3,1$ эВ	2,6	333	28,1	128
$h\nu = 0,5-11,2$ эВ	10,7	817	68,8	76,4
$h\nu = 4,35-5,0$ эВ	0,65	52	4,4	80
$h\nu = 2,3-3,16$ эВ	0,86	70	5,9	81,4

Суммарная энергия излучения из разряда достигала $1,0-1,2$ кДж. Доля излучения в ВУФ диапазоне спектра (энергия квантов $h\nu$ больше 6 эВ) составляла около 50% в Ne ($h\nu \leq 20$ эВ) и около 45% в Ar ($h\nu \leq 16$ эВ). В видимой области спектра временной ход излучения можно аппроксимировать трапецией с передним фронтом 3 мкс, полкой 8 мкс, и пологом спадом длительностью 20 мкс (см. осциллограмму, рис. 4). Плотность потока излучения на ближнем к ПДР конце мишени в максимуме составляла около $P_{вид} = 0,4$ МВт/см² (из расчета, что излучение разряда облучает сферу радиусом 3 см, радиус 3 см это расстояние от оси разряда до ближнего конца мишени). В действительности плотность потока излучения на мишень выше, так как излучающая поверхность приближается к мишени. В ВУФ области спектра излучение появляется перед максимумом тока и его длительность составляет $60-70\%$ от длительности полупериода разряда. Если аппроксимировать этот импульс треугольником с основанием 4 мкс и передним фронтом $1,5$ мкс [7] и учесть, что на первый полупериод приходится $2/3$ энергии этого диапазона, то получим, что плотность потока излучения в ВУФ диапазоне в максимуме составит $P_{вУФ} = 2,5$ МВт/см². Также отметим, что на ближний к ускорителю излучателю конец мишени попадало в $2-2,5$ раза больше энергии, чем на дальний.

Таблица 2

Спектральное распределение энергии источника излучения $h\nu = 0-6,7$ эВ (неон с добавкой 5% воздуха)

Диапазон	$Dh\nu$, эВ	$E_{ср}$, Дж	%	$E_{ср}/Dh\nu$, Дж/эВ
$h\nu = 0-6,7$ эВ	6,7	995	100	149
$h\nu = 0,5-6,2$ эВ	5,7	896	90	157
$h\nu = 0,5-3,1$ эВ	2,6	301	30	116
$h\nu = 0,5-6,7$ эВ	6,2	822	83	133
$h\nu = 4,35-5,0$ эВ	0,86	62	6	72
$h\nu = 2,3-3,16$ эВ	0,65	50	5	72

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки, реализованной на базе уникальной научной установки «Пучок-М» (<http://ckp-rf.ru/usu/200975>, <http://usu-beam.bmstu.ru>) представлена на рисунке 2.

Схема подключений установки МПК с тиратроном ТДИ1-200к/25П (Схема опторазвязок)

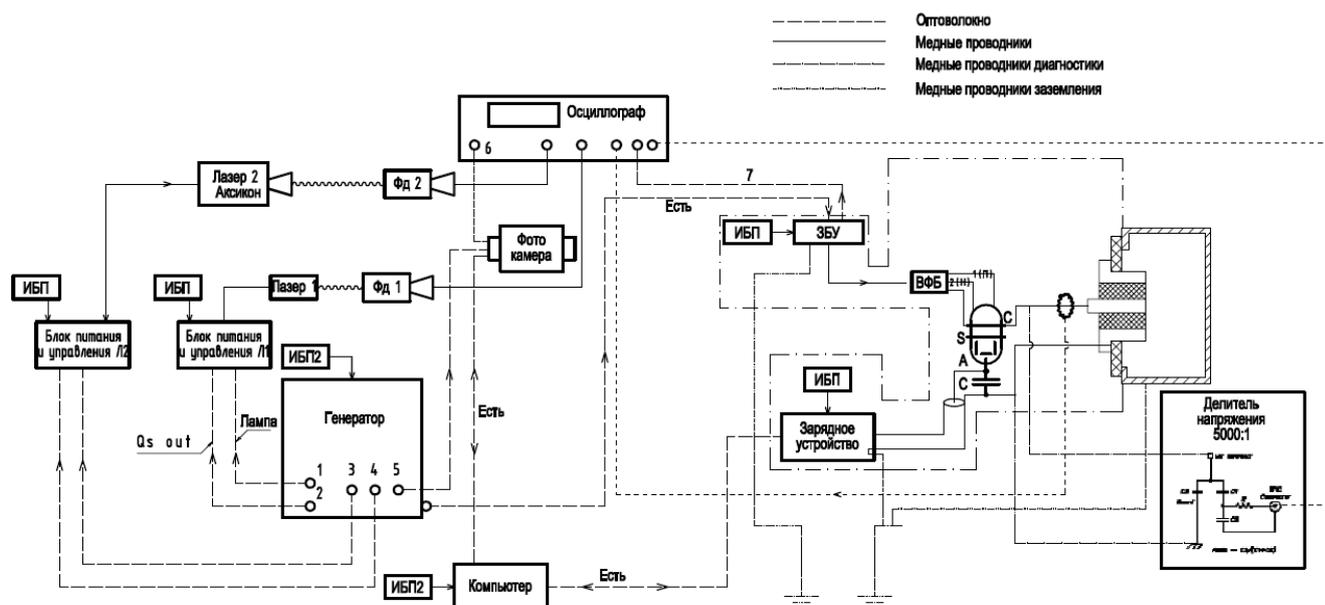


Рис.2. Схема экспериментальной установки

Так как источником излучения являлся сильноточный импульсный разряд, то для обеспечения электромагнитной совместимости были приняты меры по экранированию разрядной сборки (РС) конденсатора, тиратрона (вместе с высоковольтным блоком поджига) и ПДР, генерирующих импульсные электромагнитные помехи от остального чувствительного оборудования. Для этого РС помещалась в заземленную медную сетку Фарадея с размером ячейки ок. 1 мм, а чувствительное оборудование управления – в металлический шкаф (рис. 2). Все электрооборудование было гальванически развязано по цепям питания, как между собой так и от внешних источников помех. Для передачи сигналов управления на блок управления поджигом, ПЗС камеру и блок зарядки конденсатора использовались опторазвязки. Для силового, сигнального и защитного заземления использовались независимые специально проведенные заземляющие провода с контролируемым сопротивлением заземлению порядка 2 Ом. Эти меры позволили получить стабильную синхронизацию практически для каждого разряда.

Лазерная диагностика приповерхностных газовой-плазменных потоков, возникающих при испарении конденсированных веществ мощным широкополосным излучением включала в себя двухэкспозиционную голографическую интерферометрию [19, 22] и шлирен-схему Теплера в режиме светового поля. Преимущества голографической интерферометрии перед классическими схемами состоит в следующем. Как известно, в классических интерферометрах интерференционная картина образуется световыми волнами, распространяющимися одновременно по разным каналам (плечам интерферометра), что приводит к высоким требованиям к качеству всех оптических элементов, через которые проходят интерферирующие волны. В голографической интерферометрии интерферируют волны, прошедшие по одному и тому же пути, но в разное время и записанные на одной и той же голограмме (метод двух экспозиций). При освещении голограммы опорным пучком восстанавливаются две волны, соответствующие двум состояниям объекта. При интерференции этих волн образуется интерферограмма, сдвиги полос на которой обусловлены только изменением состояния объекта между первой и второй экспозициями. Все искажения волновых фронтов, вносимые оптическими деталями, практически полностью компенсируются [22, 23]. Снижение требований к качеству оптики позволяет увеличить размеры исследуемых объектов.

Оптическая диагностика была реализована на базе твердотельного Nd:YAG лазера (Solar LQ-115, 532 нм). Схема оптического модуля установки показана на рис. 3, см. также [16].

В схеме голографического интерферометра зеркало 7 делило лазерный луч на предметный и опорный в соотношении 1:1 по интенсивности, окончательное соотношение интенсивностей в плечах подбиралось экспериментально с помощью нейтральных светофильтров 25, расположенных перед голограммой. Собственное излучение разряда отсекалось узкополосным интерференционным фильтром 21. Длины оптических путей с точностью до 1 см выравнялись зеркалом 8 установленным на градуируемой рельсе, что облегчало перенастройку схемы для разных экспериментов [24, 25]. Отметим, что в нашем случае регистрируются интерферограммы объектов большой апертуры, диаметром до 200 мм. Предметный луч расширялся телескопом 2 и линзами 12, 13 и после прохождения фазовой неоднородности в камере 3 с помощью системы линз 14–17 собирался параллельным пучком на экране 6. Взаимное расположение линз 14–17 позволяло получить четкий сфокусированный снимок объекта с практически компенсированным уровнем дисторсии. Опорный луч проходил через зеркала 8 и 9, выравнивающие оптические пути и, расширяясь телескопом из линз 19–18, попадал на голограмму.

В двухэкспозиционной голографической интерферометрии [20] первый импульс лазера производился до начала исследуемого процесса; второй – во время разряда с требуемой задержкой относительно его начала. Для регистрации интерферограмм в полосах конечной ширины, в предметный луч вводился кварцевый клин с углом при вершине 5° , который поворотом вокруг вертикальной оси на угол 3° – 5° между двумя экспозициями менял угол между опорным и предметным лучами. Частота полос выбиралась с учетом удобства расшифровки интерферограмм и при данных углах поворота позволяла менять расстояние между полосами в пределах 1 – 0,5 мм.

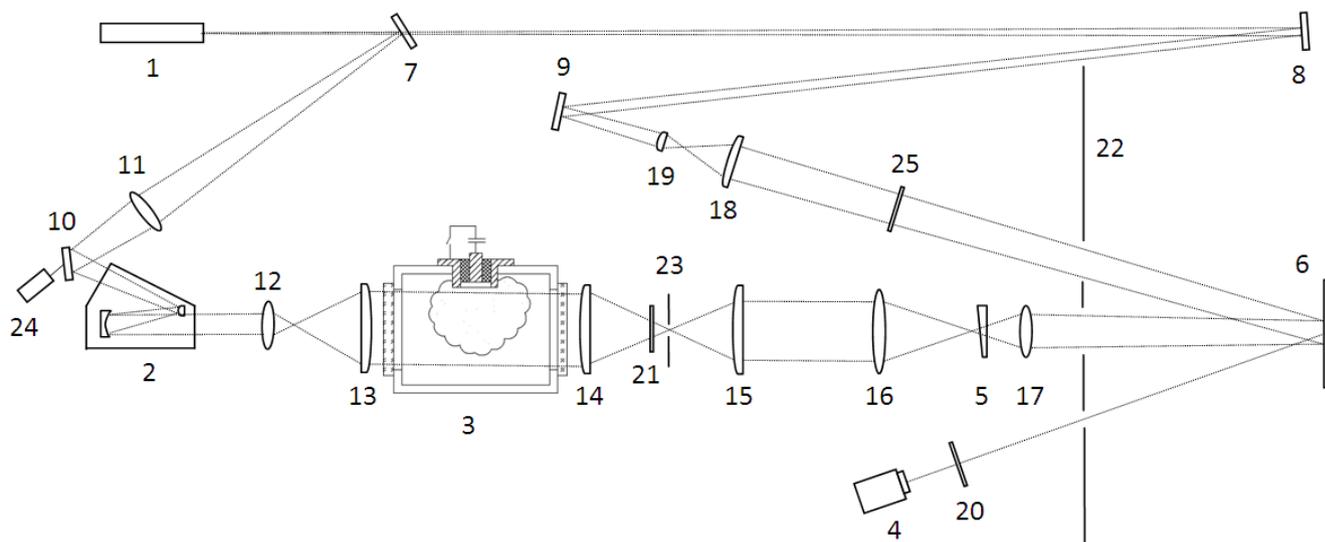


Рис. 3. Оптическая схема установки: 1 – лазер 532 нм, 2 – расширитель лазерного луча отражающий, 3 – вакуумная камера, 4 – ПЗС-камера Видеоскан VS-285Ц, 5 – клин 5° , 6 – экран и место установки пленки, 7 – 10 – зеркала, 11 – 19 – линзы, 20 – нейтральный защитный фильтр, 21 – фильтр интерференционный 532 нм, 22 – ширма, 23 – диафрагма 1.2 мм, 24 – фотодиод ФДУК 2УТ, 25 – нейтральный светофильтр

Таким образом, на голографической пленке ВРП-М, чувствительной к зеленой области спектра, регистрировалась голограмма сфокусированного изображения [26] (где каждой точке голограммы соответствует определенная точка объекта), что позволило восстанавливать голограммы цифровой зеркальной фотокамерой в белом свете обыч-

ного презентационного проектора, располагая пленку примерно под углом экспонирования.

Для реализации метода шпирен-фотографии в схеме рис. 3 экраном 22 перекрывался опорный луч и в фокусе линзы 14 с фокусным расстоянием 400 мм ставилась диафрагма 23 диаметром 1,2 мм. Для регистрации шпирен-тенеграммы на место экрана 6 устанавливалась как пленка ВРП-М, так и белый матовый экран, что позволяло использовать скоростную видеокамеру для быстрого подбора параметров и диагностики процесса.

Пространственное разрешение диагностической установки определялось разрешением оптической системы и системой регистрации (от 100 мкм для цифровой камеры и менее 50 мкм для фотопленки), а временное (10 нс) – длительностью лазерного импульса.

Чувствительность шпирен-метода можно оценить, полагая угол отклонения лучей на оптической неоднородности $a=l(dn/dx)$ (где dn/dx – градиент показателя преломления в перпендикулярном направлении; l – длина оптического пути в фазовой неоднородности, $l = 3$ см (ширина мишени)), равным половине углового размера диафрагмы: $a_d = d/F$ (где $d = 1,2$ мм – диаметр отверстия диафрагмы; $F = 400$ мм – фокусное расстояние линзы перед диафрагмой). Используя соотношение [19] $n-1=2\pi a_d N$, связывающее концентрацию газа с его показателем преломления (a_d – атомная поляризуемость, см. [27]), определим минимальный регистрируемый шпирен-методом поперечный градиент концентрации газовой компоненты $\sim 2 \cdot 10^{20}$ см⁻⁴ для неона и $0,5 \cdot 10^{20}$ см⁻⁴ для аргона.

Для интерферометрии минимальное регистрируемое изменение концентрация газа:

$$\Delta N_{\min} = \frac{1}{2\pi a_d} \frac{\lambda \Delta k}{l}$$

где Δk – сдвиг полосы относительно невозмущенного газа, l – длина волны зондирующего излучения (532 нм). Если считать, что минимальный регистрируемый сдвиг полосы составляет $\Delta k_{\min}=0,1$, то для неона $DN_{\min} = 0,7 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а для аргона $DN_{\min} = 0,17 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Также в наших экспериментальных условиях возможны инструментальные погрешности и методические ошибки при определении функции $n(x)$, связанные с непараллельностью зондирующего лазерного излучения с плоскостью поверхности мишени (см. рис. 4). Если зондирующее излучение (луч АВ) составляет некоторый угол α с плоскостью мишени (ось OZ), то сдвиг интерференционных полос будет результатом изменения показателя преломления в интервале координаты x от x_1 , до x_2 (а не при некотором фиксированном, $x=\text{const}$). Непараллельность зондирующего луча и плоскости мишени определяется по ширине фронта плоской ударной волны, возникающей у мишени. Так как толщина фронта УВ составляет несколько длин свободного пробега (т.е. в наших условиях она должна иметь практически нулевую ширину), то, измеряя ширину участка Dx , на котором интерференционная полоса отклоняется от невозмущенного значения до максимального значения на УВ, можно определить степень непараллельности.

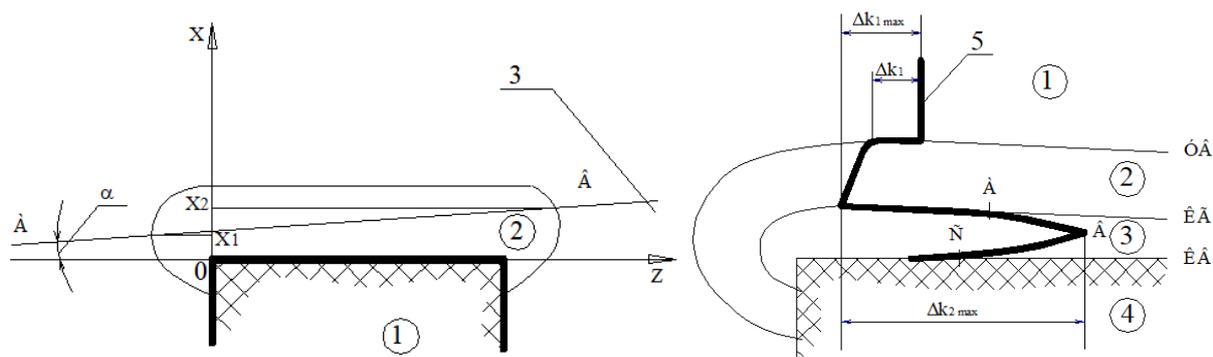


Рис. 4. К определению методических погрешностей при зондировании фазовых неоднородностей: а – схема, поясняющая возникновение ошибки при зондировании фазовой неоднородности: 1 – мишень; 2 – светозерозионная плазма; АВ – направление зондирующего излучения; б – схема сдвига интерференционных полос в зоне РГД-воздействия на мишень: 1 – невозмущенный газ; 2 – ударно-сжатый газ; 3 – светозерозионная плазма; 4 – мишень; 5 – интерференционная полоса; УВ – ударная волна; КГ – контактная граница; КВ – конденсированное вещество

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Шлирен снимки

На рис. 5 представлена шлирен фотография разряда и соответствующая ей осциллограмма тока, напряжения и сигнала с фотоприемника. Показано расположение мишеней относительно разряда. Пик на сигнале с фотоприемника соответствует моменту съемки.

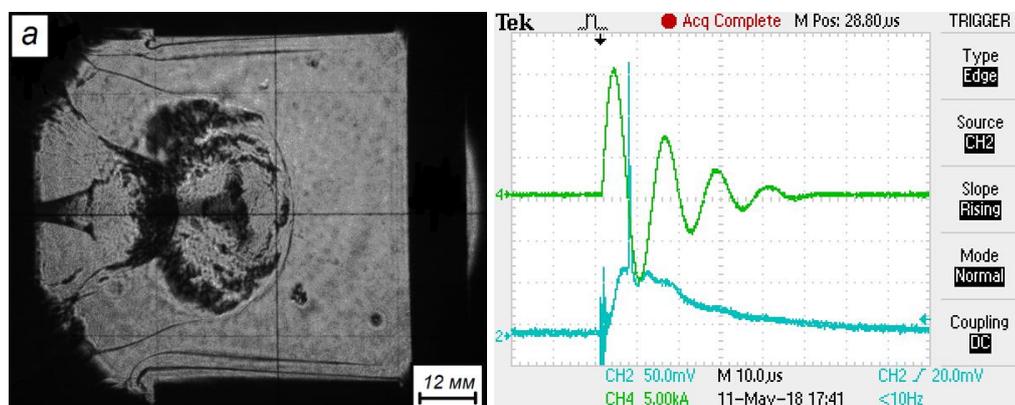


Рис.5. Шлирен-фотография (а) осциллограмма плазмодинамического разряда (б). Разряд в неоне ($p=400$ тор), мишени Cu (вверху), $(C_2F_4)_n$ (внизу), диаметр диафрагмы 1,2 мм. На осциллограмме: канал 4 – ток разряда, канал 2 – сигнал с фотодиода (пик соответствует моменту съемки).

По шлирен снимкам (рис. 6) установлено, что все исследованные материалы испаряются под действием излучения разряда в неоне и аргоне, при этом над мишенью выделяются две зоны: зона ударно-сжатого газа (отделенная от фонового газа ударной волной (УВ)) и зона паров мишени (отделенная от ударно-сжатого газа контактной границей (КГ)) [20]. Таким образом, реализуется режим «плазменного поршня» – материал мишени испаряется, пары нагреваются, ионизируются и толкают, как поршень, окружающий газ, создавая в нем УВ.

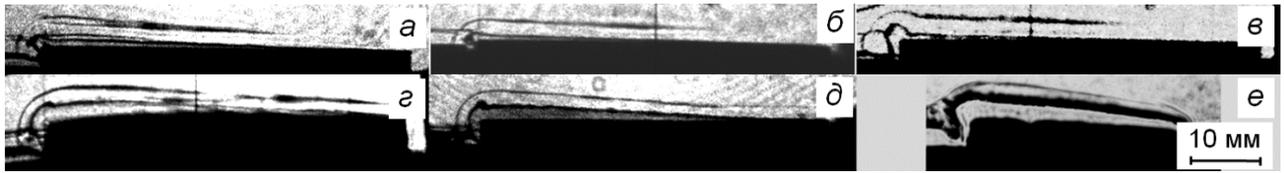


Рис.6. Шлирен-фотографии светозерозионных паро-плазменных потоков с мишеней в аргоне ($P_{Ar} = 200$ торр, $U_c = 20$ кВ, $t = 9.6$ мкс (а, д) и $t = 12$ мкс (б, в, г, е), диаметр диафрагмы = 1.2 мм (а, г, д, е), 1.5 мм (б), 1.8 мм (в)). а - Al; б - Cu; в - Ti; г - Pb; д - PTFE; е - Дерево - бук

По интенсивности испарения материалы мишени можно поделить на две группы: легкоиспаряемые (фторопласт (фотодеструкция), графит (низкая теплопроводность), Pb (низкая температура кипения)) и трудноиспаряемые (Ti, Cu, Al). Также, из шлирен снимков видно, что на интенсивность испарения влияет состояние поверхности мишени (ее шероховатость, что было ожидаемо), а также наличие в буферном газе примесей паров аблирующей фторопластовой плазмообразующей втулки и исследуемых мишеней, оставшихся от предыдущего разряда. Кроме того, регистрировалось возникновение УВ на значительном расстоянии от поверхности мишеней при том, что поршень (пары мишени и КГ) еще не наблюдался (рис. 6 (в)). Объясняется это нагревом про- дифундировавших в газ паров мишени о чем будет сказано ниже.

Голографическая интерферометрия

С использованием оптической схемы (рис. 3) была получена серия интерферограмм испарения всех исследованных материалов в один и тот же момент времени – 9,5 мкс от начала разряда. Мишени по очереди располагались в одном месте, при этом референсная мишень («мишень-свидетель») из фторопласта была одна и та же и не перемещалась.

При прохождении световой волны через паро-плазменный поток, в нее вносятся амплитудные, связанные с поглощением и рассеиванием, и фазовые искажения. Исследуя эти искажения, можно получить сведения о коэффициентах поглощения и преломления, которые являются функцией температуры и концентрации составляющих этот паро-плазменный поток частиц.

В первом приближении, в описываемой экспериментальной схеме длину оптического пути в фазовой неоднородности можно считать постоянной (не зависящей от расстояния от поверхности) и равной ширине мишени, т.е. имеем наиболее простую связь сдвигов полос с показателем преломления, когда объект однороден по линии наблюдения, т.е. показатель преломления зависит только от координат x, y (двумерное распределение) [19]:

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi L}{\lambda} [n(x, y, z) - n_0] \quad (\text{набег фазы})$$

$$K(x, y) = \frac{L}{\lambda} [n(x, y, z) - n_0] \quad (\text{сдвиг полос}),$$

откуда

$$n(x, y) = K(x, y) \frac{\lambda}{L} + n_0,$$

где L - геометрическая длина пути луча в неоднородности.

Задача определения изменения показателя преломления, таким образом, сводится к измерению по интерферограмме смещения полос как функция координат x, y .

Исследуемый приповерхностный слой представляет собой газопо-плазменный поток, в котором присутствуют электроны, ионы и нейтральные атомы и молекулы. Вклад различного рода частиц в рефракцию можно считать аддитивным, и коэффици-

$$n - 1 = \sum_K C_K N_K$$

ент преломления равен $\sum_K C_K N_K$, где C_K - рефракция частиц K -го сорта в расчете на одну частицу; N_K - число соответствующих частиц в единице объема. При этом вклады для электронной и ионной (атомной) компоненты дают противоположные знаки. Таким образом, для перехода от измеряемой величины показателя преломления к параметрам плазмы необходимо либо использовать дополнительные предположения, либо производить интерферометрию на нескольких длинах волн.

Если считать, что между УВ и КГ находится ударносжатый буферный газ, то, отклонение интерференционных полос над мишенью в этой области пропорционально изменению плотности газа. Для области между мишенью и КГ анализ провести сложнее, так как в этой области находится плазма паров мишеней и вклад в изменение показателя преломления дают как ионы (со знаком «+»), так и электроны (со знаком «-»).

На рис.7 приведена голографическая интерферограмма испарения медной мишени в аргоне.

Как уже отмечалось, мишени в наших экспериментах были весьма протяженные (50 мм), из-за этого на ближний к источнику излучения конец мишени попадало в 2–2,5 раза больше энергии, чем на дальний. При этом на всей длине мишени регистрировалось отклонение интерференционных полос, но сдвиг полос заметно различался при движении от одного края мишени к другому. Над мишенью, на разных расстояниях от источника облучения (от ПДР) мы выделяем три типа газодинамических возмущений: акустическую волну, простую волну и слабую ударную волну.

На дальнем (от ПДР) крае мишени (см. рис.7 б, д, полоса 1) регистрируется акустическая волна. Ее отличительные черты состоят в том, что наблюдается возмущение на переднем фронте, но за этим фронтом интерференционная полоса идет без отклонения, т.е. давление и плотность почти не отличаются от фонового газа. Сдвиг интерференционной полосы меньше $Dk \leq 0,1$, что соответствует изменению концентрации не более чем на $\Delta N_{Ar} \leq 0,17 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Тогда скачок плотности газа равен $\Delta N/N_0 = 0,024$ (здесь $N_0 = 7,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ – концентрация аргона при давлении 200 торр). Возмущение с таким небольшим перепадом плотности распространяется со звуковой скоростью ($v = 350 \text{ м/с}$ для аргона при $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$). Расстояние от фронта возмущения до мишени составляет $h = 2 \text{ мм}$. По этим данным можно определить момент времени, когда возникло это возмущение: $t = h/v = 6 \text{ мкс}$.

Интерференционная полоса №12 (Рис.7 б, г) соответствует простой волне (волне Римана) создаваемой плазменным поршнем, движущимся с ускорением. Скачок плотности на переднем фронте все еще мал ($Dk = 0,1 - 0,2$, и $\Delta N/N_0 = 0,03 - 0,04$ – малая величина), и фронт возмущения движется со скоростью звука. На участке АВ идет нарастание плотности и позже здесь сформируется ударная волна. После максимального отклонения (точка В) происходит спад плотности – участок ВС. Если бы поршень двигался все время с одним и тем же ускорением, то за передним фронтом при приближении к поршню плотность газа должна нарастать [28]. Спад плотности, в нашем случае, говорит о том, что поршень после начального ускорения к моменту времени получения интерферограммы замедляет свое движение (возможно даже ускорение поменяло свой знак).

У ближнего к источнику излучения края мишени наблюдается ударная волна – третий тип газодинамического возмущения. Здесь имеется крутой передний фронт (рис.7 б, в, полоса №36). При $Dk = 1$ получаем $\Delta N_{Ar} = 1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такому перепаду плотности ($\rho/\rho_0 = (\Delta N_{Ar} + N_0)/N_0 = 1,24$) отвечает число Маха равное $M = 1,15$ ($\gamma = 5/3$).

Поскольку отклонение интерференционных полос над мишенью пропорционально изменению плотности газа, то сжатие газа за УВ можно оценить двумя методами. Для случая, показанного на рис.8 (фторопласт, Ar, $x = 0,5 \text{ см}$ от края мишени) расстояние от УВ до поверхности мишени в 2 раза больше, чем от УВ до КГ. Газ, который до разряда занимал промежуток УВ – поверхность, теперь занимает промежуток УВ – КГ. Таким

образом, степень сжатия здесь равна $\rho/\rho_0=2,2$. С другой стороны, сдвиг полос в этой точке $Dk=4$. Этому сдвигу отвечает сжатие $\rho/\rho_0=(\Delta N_{Ar}+N_0)/N_0=2$. Получается соответствие между двумя методами. Добавим, что сжатию $\rho/\rho_0=2.2$ отвечает число Маха $M=2$.

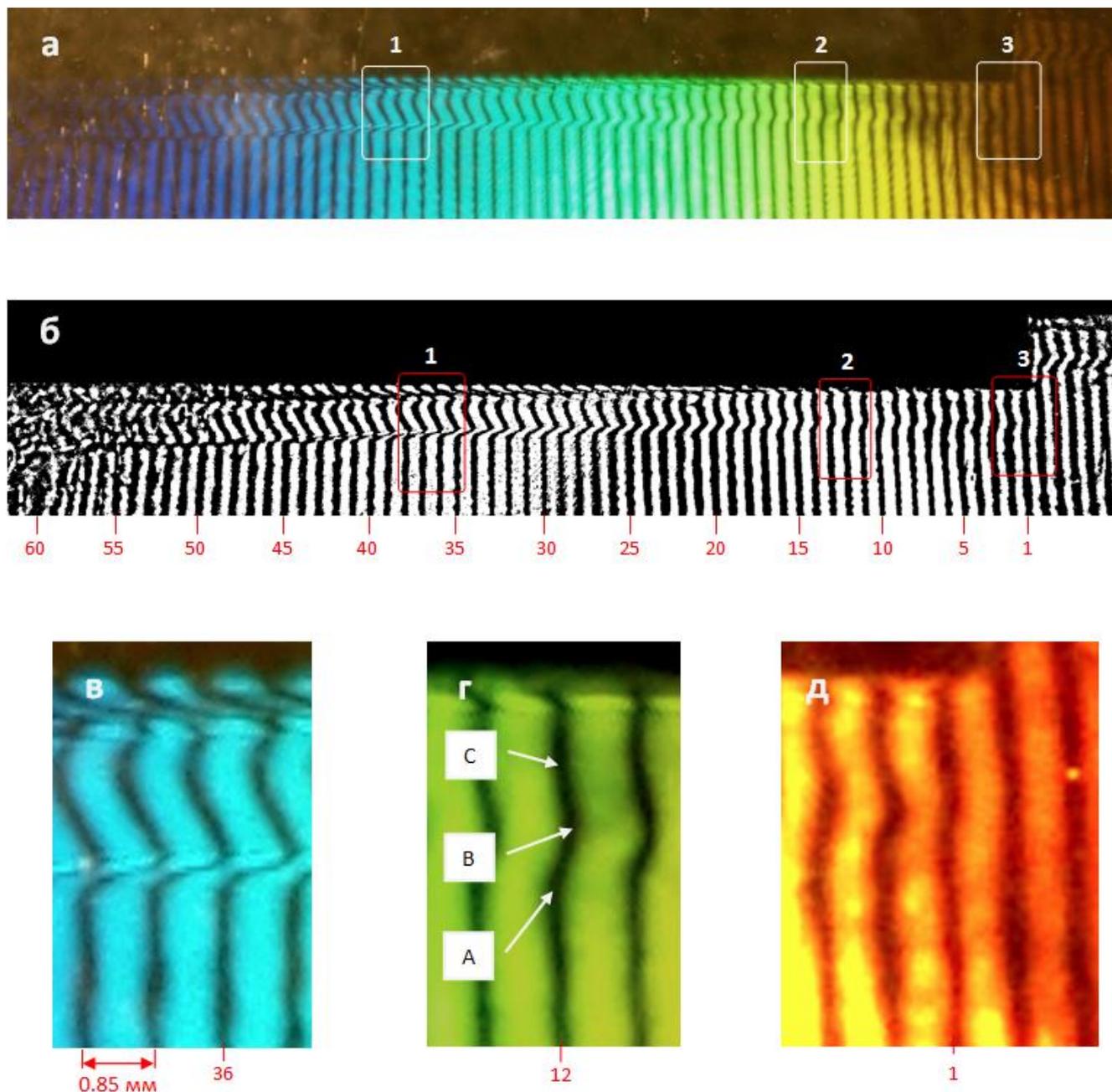


Рис 7. Голографическая интерферограмма испарения медной мишени в аргоне ($p_{Ar} = 200$ торр): а – голограмма, восстановленная в белом свете и зарегистрированная фотоаппаратом (Sony a7) с выделенными областями 1, 2, 3, которые соответствуют характерным газодинамическим возмущениям (шаг полос 0,85 мм); б – то же в монохромном режиме, в – увеличенная область 1 соответствующая ударной волне, г – увеличенная область 2 соответствующая простой волне Римана, д – увеличенная область 3 соответствующая акустическому возмущению.

На интерферограмме (рис. 7) видно, что расстояние от поверхности мишени до границы возмущения практически не зависит от расстояния до источника излучения. Поскольку скорость этих возмущений приблизительно одна (скорость звука в фоновом газе), то возникли они приблизительно в один момент времени от начала разряда. Причем для разных материалов этот момент приблизительно один: за 6–7 мкс до мо-

мента получения снимка или через 2,5–3,5 мкс после начала разряда, что соответствует времени достижения первого максимума тока. Таким образом, наблюдается приблизительно одновременное возникновение возмущений по всей длине мишени, притом, что поглощенная энергия существенно отличается: как отмечалось выше, поглощенная энергия на ближнем к ПДР конце мишени в 2–2,5 раза больше чем на дальнем.



Рис 8. Голографическая интерферограмма испарения фторопластовой мишени в аргоне ($p_{\text{Ar}} = 200$ торр)

Этот результат имеет следующее объяснение. На первом этапе, в начале разряда, относительно мягкое излучение нагревает поверхность и идет диффузия паров мишени в окружающий газ. Во время диффузии паров в газ акустическое возмущение не возникает. Второй этап наступает, когда из разряда приходит жесткое излучение с резким передним фронтом, что соответствует моменту времени близкому к максимуму тока. Пары, продиффундировавшие в газ, поглощают жесткое излучение, ионизируются, нагреваются и, расширяясь, вызывают акустическое возмущение. Как видно к этому моменту времени пары возникли над всей поверхностью, но в разном количестве, поэтому интенсивность возникшей волны разная. Дальнейший нагрев поверхности приводит к тому, что давление в парах достигает давления окружающего газа, возникает контактная граница между парами и газом, реализуется режим развитого испарения [29]. Режим, когда возникает диффузионная смесь паров мишени и окружающего газа исследовался при воздействии лазерного излучения на вещество экспериментально [30] и теоретически [31].

Для подтверждения двухэтапного механизма испарения были выполнены два эксперимента. Во-первых, в качестве буферного газа использовался неон с добавкой воздуха (рис. 9 в) (5% по давлению) или использовался неон, загрязненный продуктами разряда (рис. 9б), что изменяло спектральный состав излучения, попадавшего на мишень (в этом случае отсутствовала жесткая компонента, и энергия квантов не превышала 6 эВ), практически не меняя его суммарную энергию [20] (см таблицы 1 и 2). В этом случае над металлическими мишенями УВ и КГ возникали намного позже, а с некоторого расстояния от ПДР и вовсе не возникали. При этом режим испарения фторопластовой «мишени-свидетеля» практически не менялся. Интенсивное испарение фторопласта объясняется фотодеструкцией [32] и для этого механизма достаточно энергии падающих квантов меньше 6 эВ.

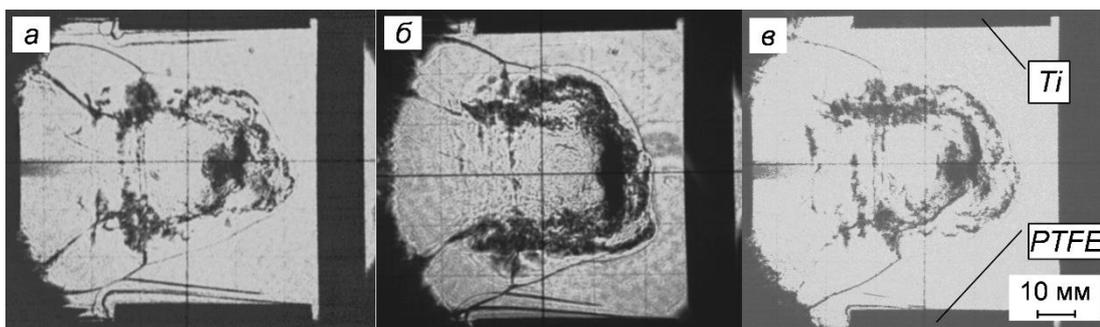


Рис.9. Шлирен-фотографии светоэрозионного паро-плазменного потока в аргоне ($U_c = 20$ кВ, $t = 12$ мкс, $P_{Ar} = 200$ торр (а), 4 разряд (б), добавлен воздух 20 торр (в), диаметр диафрагмы = 1.8 мм (а), 1.2 мм (б), 1.1 мм (в)).

Во-вторых, напряжение зарядки конденсатора было снижено до 15 кВ, что уменьшило энерговклад в разряд в 1,8 раз, и во столько же раз меньше световой энергии попало на мишень. В этом случае, возмущение интерференционных полос возникло не вдоль всей поверхности мишени, но фронт этого возмущения был равноудален от поверхности (рис.10). Вычисленный момент возникновения этого возмущения указывает, что появилось оно в момент максимума разрядного тока.

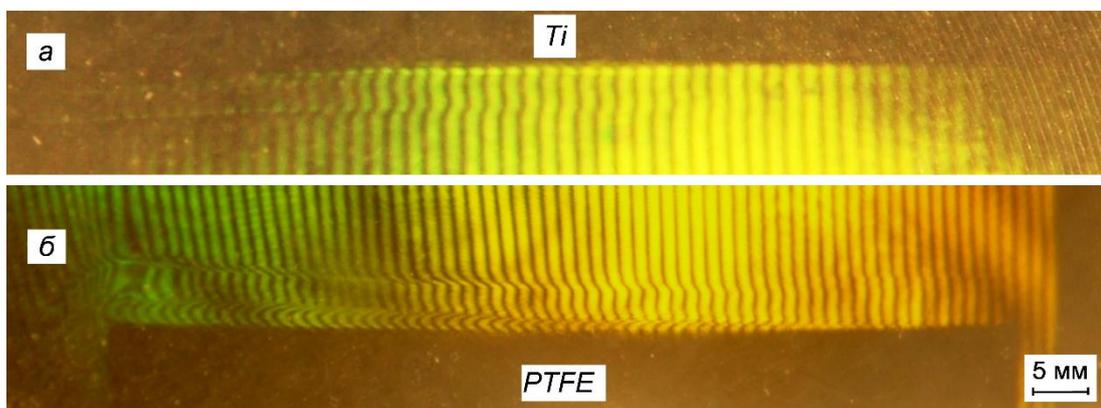


Рис.10. Голографические интерферограммы светоэрозионного паро-плазменного потока в аргоне ($U_c = 15$ кВ, $t = 10$ мкс, $P_{Ar} = 200$ торр)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием двухэкспозиционной лазерной голографической интерферометрии и шлирен-схемы Теплера в режиме светового поля исследована динамика и макроструктура приповерхностных паро-плазменных потоков, возникающих при испарении конденсированных веществ в поле широкополосного излучения УФ-ВУФ диапазона спектра.

На шлирен-снимках и интерферограммах зарегистрированы зоны, характерные для исследуемого вида воздействия излучения на материалы: реализуется режим газодинамического испарения (режим плазменного поршня), есть ударная волна в газе, контактная граница между ударносжатым газом и плазмой паров. Анализ интерферограмм указывает на то, что режиму развитого испарения предшествует режим диффузионного испарения. На интерферограммах над мишенью на разных расстояниях от источника облучения (от ПДР) наблюдаем 3 типа газодинамических возмущений: акустическая волна, простая волна (волна Римана), и ударная волна.

Результаты получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России (13.6918.2017/8.9), при частичной поддержке российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-29-21039) на уникальной научной установке (УНУ) «Пучок-М».

Список литературы

1. **Schou J., Amoroso S., Lunney J.** / Laser Ablation and its Applications / Ed. C. Phipps. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007. P. 67.
2. **Loktionov E.Y., Protasov Y.Y.** Experimental study of the dynamics and macrostructure of laser-induced high-pressure dust gas-plasma flows // High Temperature. 2011. V. 49, N 1. PP. 36-44.
3. **Protasov Yu.S., Protasov Yu.Yu.** Laser propulsion: radiative gasdynamic and thermophysical interchamber processes of double-stage laser rocket thruster. I // 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf.: AIAA paper № 2000-3485.- Huntsville: AIAA, 2000.- 9 p.
4. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Numerical simulation of the effect of laser radiation on matter in an external magnetic field // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012124.
5. **Protasov Y. S., Protasov Y. Y., Suslov V. I., Telekh V. D.** Experimental research of radiative gasdynamic and thermophysical processes in plasma optical converter of laser radiation into AC electrical current. I. // Proceedings of the 35 Intersociety Energy Conversion Engineering Conference: AIAA paper 2000-2888. -N.Y.: AIAA, 2000. -P. 476-483.
6. Radiative Plasmodynamics vol 1 / ed Yu. S. Protasov. Moscow: Energoatomizdat, 1991.
7. **Протасов Ю.С.** Плазменные источники излучения высокой спектральной яркости / в кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том: Т.4. / Под ред. В.Е.Фортова.- М.: Наука, 2000.- С.232-262.
8. **Popov G.A., Antropov N.N.** Ablative PPT. New quality, new perspectives // Acta Astronautica. 2006. 59. P. 175.
9. **Popov G.A., Khrustalev M.M., Khrabrov V.A., Antropov N.N., Lyubinskaya N.V.** Physicomathematical model of plasma acceleration in an ablative pulsed plasma thruster // Plasma Phys. Rep. 2014. V. 40, N 5. P. 336.
10. EUV Sources for Lithography / ed. V Bakshi. Wash. Bellingham: SPIE Press, 2006.
11. **Chkhalo N.I., Salashchenko N.N.** // Nucl. instrum. and methods in phys. research. 2009. A 603 (1-2). P. 147.
12. **Arkhipov V.P., Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Makarchuk A.A.** // Applied Physics. 2016. N 6. P. 102.
13. **Kirillov D.V., et al.** The structure and properties of modified surface carbon steel by compression plasma flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1115. P. 032036.
14. **Vyacheslavov L.N. et al.** // Physica Scripta. 2018. V. 93. P. 035602.
15. **Kovalenko D.V. et al.** // Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermo-nuclear Fusion. 2014. V. 37, N 4. P. 39.
16. **Pavlov A., Protasov Yu., Telekh V., Tshepanuk T.** Experimental Research of Dynamics and Macrostructure of Light Erosion Radiative Plasmodynamic Discharges // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012062.
17. **Васильев Л.А.** Теневые методы.- М.: Наука, 1968.- 480 с.
18. **Harikiran P.** Optical Interferometry. San Diego: Academic Press, 2003. – 368 p.
19. **Зайдель А.Н., Островская Г.В.** Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977. 219 с.
20. **Nosov K.V., et al.** Experimental investigation of powerful wide band radiation interaction with the condensed matters // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V.1115. P. 032011.
21. **Anderzhanov A K, Volokhovich S Yu, Divnov I I and Zotov N I** // J. of Appl. Mechanics and Tech. Phys. 1990. V. 2. P. 8
22. **Островский Ю.И.** Голография и ее применение. Л.: Наука, 1973. 180 с.
23. **Островская Г.В.** Голографическая интерферометрия физических процессов // Журнал технической физики. 2016. Т 86, Вып. 6. С. 1-16.
24. **Skryabin A.S., et al.** // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V.1115. P. 042017.

25. **Носов К.В., Павлов А.В., Телех В.Д., Щепанюк Т.С.** Исследование параметров плазмодинамического лазерно-индуцированного разряда магнитоплазменного компрессора торцевой геометрии. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2017. Т.60, № 10-2. С.78-83.
26. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. / под ред. Г.И. Мишина, Л.: Наука, 1979. 232 с.
27. **Peter Schwerdtfeger, Jeffrey K. Nagle** Table of static dipole polarizabilities of the neutral elements in the periodic table // Molecular Physics. 2018. DOI: [10.1080/00268976.2018.1535143](https://doi.org/10.1080/00268976.2018.1535143).
28. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
29. **Воробьев В.С.** Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // Успехи физических наук. 1993. Т.163, Вып.12. С.51-84.
30. **Даньщиков Е.В., Дымшанов В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В.** Условия образования различных состояний поверхностной плазмы при квазистационарном воздействии излучения СО₂-лазера // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, №9. С.1863-1872.
31. **Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С.** Пороги образования плазмы в парогазовой смеси у поверхности нагреваемых лазером металлов. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18, № 8. С. 999-1002.
32. **Loktionov E.Yu., et al.** Energy efficiency of femtosecond laser ablation of polymer materials // Journal of Applied Spectroscopy. 2012. V. 79, N 1. P. 104-112.

Laser holographic interferometry of short ultraviolet radiation with high power density interaction with condensed matters

A.V. Pavlov¹, Yu.Yu. Protasov², V.D. Telekh³, T.S. Shchepanuk⁴

Bauman Moscow State Technical University

¹ ORCID: 0000-0002-6593-634X, alekseipavlov@bmstu.ru

² ORCID: 0000-0001-9271-8500

³ ORCID: 0000-0003-3270-2122, telekh@bmstu.ru

⁴ ORCID: 0000-0001-5574-323X

Abstract

The dynamics and macrostructure of near-surface vapor-plasma fluxes arising from condensed substances evaporation in the field of broadband radiation of the UV-VUV spectrum range are studied using double-exposure laser holographic interferometry and schlieren photography (the Toepler scheme in the light field mode).

The experimental setup was created on the basis of the unique scientific facility "Beam-M". Broadband UV and VUV radiation was generated by a plasma-dynamic emitting discharge of an end geometry coaxial erosion-type magnetoplasma compressor with an ablating fluoroplastic plasma-forming insulating sleeve in a gas. To control the emission spectrum of the discharge, gas filters were used (Ar, Ne, air, Ne mixture with 5% air). The emitter operated in the following mode: $U = 20$ kV, the stored energy $W = 3.6$ kJ, the energy input to the discharge was up to 3.2 kJ, with 30% in the first half-cycle of current, the maximum current is 160 kA, the half-cycle of discharge is 6 μ s; the total radiation energy from the discharge was 1.0–1.2 kJ; the fraction of radiation in the VUV range of the spectrum was about 50% in Ne ($h\nu \leq 20$ eV) and about 45% in Ar ($h\nu \leq 16$ eV).

It was shown that the implemented scheme of electromagnetic compatibility and protection ensures reliable synchronization of the electric discharge circuit and optical diagnostics components in the whole range of discharge characteristics.

Optical diagnostics of near-surface gas-plasma flows was implemented on the basis of a second harmonic (532 nm) of a solid-state Nd:YAG laser (Solar LQ-115), its versatility was shown for studying various pulsed plasma processes with characteristic changes in gas concentrations of about $10^{17} - 10^{18}$ cm⁻³ and gradients of 10^{19} - 10^{20} cm⁻³.

On the schlieren-pictures and interferograms, the zones characteristic of the studied type of radiation effects on materials were recorded: the gas-dynamic evaporation mode was realized (plasma piston mode), there was a shock wave in the gas, the contact boundary between the shock-compressed gas and the vapor plasma. The analysis of interferograms indicates that the regime of developed evaporation was preceded by a regime of diffusion evaporation. The use of extended samples allowed us to observe successive stages in the development of gas-dynamic perturbations during evaporation (due to the different distances between the target areas and the discharge). On the interferograms above the target, at different distances from the source of irradiation, 3 types of gas-dynamic perturbations were observed: acoustic wave, simple wave (Riemann wave), and shock wave.

The effect of the energy characteristics of the discharge and the spectral composition of the radiation on the evaporation pattern was experimentally shown.

Keywords: Keywords: light erosion, double-exposure laser holographic interferometry, light field mode of Toepler's schlieren scheme, dynamics and macrostructure of the near-surface gas-plasma flows, light radiation of the UV – VUV spectral range.

References

1. Schou J., Amoruso S., Lunney J. / Laser Ablation and its Applications / Ed. C. Phipps. Berlin, Heidelberg:Springer, 2007. P. 67.
2. Loktionov E.Y., Protasov Y.Y. Experimental study of the dynamics and macrostructure of laser-induced high-pressure dust gas-plasma flows // High Temperature. 2011. V. 49, N 1. PP. 36-44.
3. Protasov Yu.S., Protasov Yu.Yu. Laser propulsion: radiative gasdynamic and thermophysical interchamber processes of double-stage laser rocket thruster. I // 36th AIAA/ ASME/ SAE/ ASEE Joint Propulsion Conf.: AIAA paper № 2000-3485.- Huntsville: AIAA, 2000.- 9 p.
4. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012124
5. Protasov Y. S., Protasov Y. Y., Suslov V. I., Telekh V. D. Experimental research of radiative gasdynamic and thermophysical processes in plasma optical converter of laser radiation into AC electrical current. I. // Proceedings of the 35 Intersociety Energy Conversion Engineering Conference: AIAA paper 2000-2888. -N.Y.: AIAA, 2000. -P. 476-483.
6. Radiative Plasmodynamics vol 1 / ed Yu. S. Protasov. Moscow: Energoatomizdat, 1991.
7. Protasov Yu S 2000 Plasma light sources of high spectral brightness Enciclopedia of Low Temperature Plasma. Introduction voluem. Vol IV ed V E Fortov (Moscow: Nauka) 232
8. Popov G.A., Antropov N.N. Ablative PPT. New quality, new perspectives // Acta Astronautica. 2006. 59. P. 175
9. Popov G.A., Khrustalev M.M., Khrabrov V.A., Antropov N.N., Lyubinskaya N.V. // Plasma Phys. Rep. 2014. V. 40, N 5. P. 336
10. EUV Sources for Lithography / ed. V Bakshi. Wash. Bellingham: SPIE Press, 2006.
11. Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. // Nucl. instrum. and methods in phys. research. 2009. A 603 (1-2). P. 147
12. Arkhipov V.P., Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Makarchuk A.A. // Applied Physics. 2016. N 6. P. 102
13. Kirillov D.V., et. al. The structure and properties of modified surface carbon steel by compression plasma flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1115. P. 032036.
14. Vyacheslavov L.N. et al. // Physica Scripta. 2018. V. 93. P. 035602
15. Kovalenko D.V. et al. // Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion. 2014. V. 37, N 4. P. 39.
16. Pavlov A., Protasov Yu., Telekh V., Tshepanuk T. Experimental Research of Dynamics and Macrostructure of Light Erosion Radiative Plasmodynamic Discharges // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012062
17. Vasil'ev L.A. Tenevye metody.- M.: Nauka, 1968.- 480 s.
18. Hariharan P. Optical Interferometry. San Diego: Academic Press, 2003. – 368 p.
19. Zaidel' A.N., Ostrovskaya G.V. Lazernye metody issledovaniya plazmy. L.: Nauka, 1977. 219 c.
20. Nosov K.V., et al. Experimental investigation of powerful wide band radiation interaction with the condensed matters // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V.1115. P. 032011.
21. Anderzhanov A K, Volokhovich S Yu, Divnov I I and Zotov N I // J. of Appl. Mechanics and Tech. Phys. 1990. V. 2. P. 8
22. Ostrovskii Yu.I. Golografiya i ee primeneniye. L.: Nauka, 1973. 180 c.
23. Ostrovskaya G.V. Golographic interferometry of physical processes // Technical Physics, 61(6), 799-814. doi:10.1134/S1063784216060153.
24. Skryabin A.S., et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V.1115. P. 042017
25. Nosov K.V., Pavlov A.V., Telekh V.D., Shchepanyuk T.S. Investigation of parameters plasmodynamic laser-induced discharge in magnetoplasma compressor end geometry // Russian Physics Journal. 2017. V.60, N 10-2. P.78-83.

26. Golograficheskaya interferometriya fazovykh ob"ektov. / pod red. G.I. Mishina, L.: Nauka, 1979. 232 s.
27. Peter Schwerdtfeger, Jeffrey K. Nagle Table of static dipole polarizabilities of the neutral elements in the periodic table // Molecular Physics. 2018. DOI: 10.1080/00268976.2018.1535143
28. Landau L.D., Lifshits E.M. *Gidrodinamika*. M.: Nauka, 1988.
29. Vorob'ev V.S. Plasma arising during the interaction of laser radiation with solids // *Phys. Usp.* 36 (12) 1129–1157 (1993).
30. Dan'shchikov E.V., Dymshanov V.A., Lebedev F.V., Ryazanov A.V. Structure and properties of an optical breakdown plasma in a CO₂ laser beam near a target surface // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. 1985. V. 15, N 5, P. 659–663.
31. Borets-Pervak I.Yu., Vorob'ev V.S. Plasma formation threshold in a vapor–gas mixture on the surface of a laser-heated metal // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. 1991. V. 21, N 8. P. 905–908.
32. Loktionov E.Yu., et al. Energy efficiency of femtosecond laser ablation of polymer materials // *Journal of Applied Spectroscopy*. 2012. V. 79, N 1. P. 104-112.