

Разработка методики комбинированной интерферометрии светоэрозионных газоплазменных потоков и комплексной автоматизированной обработки ее результатов

© Е.Ю. Локтионов, Ю.С. Протасов, Ю.Ю. Протасов,
В.Д. Телех, Р.Р. Хазиев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Впервые разработаны методики регистрации и автоматизированной обработки результатов комбинированной интерферометрии светоэрозионных газоплазменных потоков и данных о массовом расходе вещества мишени. Применение методики обработки позволило оценить пространственно-временное распределение оптических (коэффициенты преломления и поглощения), теплофизических (температура, плотность, концентрация электронов), газодинамических (распределение частиц по скоростям, среднемассовая скорость, давление) и оптико-механических (удельный механический импульс отдачи) характеристик светоэрозионных газоплазменных потоков. Рассмотрены особенности применения частотных фильтров на различных этапах автоматизированной обработки результатов измерений. Приведены примеры обработки экспериментальных данных, полученных при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на конденсированные среды с использованием предлагаемой методики. В частности, впервые экспериментально получено пространственно-временное распределение статического и полного давления в светоэрозионных газоплазменных потоках.

Ключевые слова: комбинированная интерферометрия, светоэрозионные газоплазменные потоки, схемы Майкельсона и Маха — Цендера, автоматизированная обработка.

Введение. Исследование динамики и макроструктуры светоэрозионных газоплазменных потоков осложняется недостаточной разработкой инструментальных методов диагностики малоразмерных плазменных структур и протекающих в них сверхбыстрых оптогазодинамических процессов [1]. Применение интерференционных методов теоретически позволяет достичь необходимого пространственно-временного разрешения в сочетании с высокой информативностью. Стоит отметить, что нередко результаты интерферометрии, полученные при цифровой регистрации и последующем использовании алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) [2, 3], обрабатываются недостаточно полно [4, 5]. Как правило, возможности такой обработки ограничиваются нехваткой данных о массовом расходе вещества мишени при лазерной абляции [6, 7], что приводит к снижению эффективности этих технически сложных и трудоемких методов. Другим ограничением является необходимость сложного

программного обеспечения для массового анализа экспериментальных интерферограмм.

Цель данной работы заключается в создании методики комплексной обработки экспериментальных результатов комбинированной интерферометрии [8] светоэрозионных газоплазменных потоков, генерируемых при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на твердотельные мишени, которая позволила бы получить пространственно-временные поля распределения показателей преломления и поглощения, концентрации электронов и атомов, скоростей частиц, заторможенной и термодинамической температуры и, как следствие, полного и статического давлений, а также степень ионизации плазмы, среднемассовую скорость атомов, удельный механический импульс отдачи [9], баланс потенциальной и кинетической энергии светоэрозионного газоплазменного потока и эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию светоэрозионного газоплазменного потока.

Получение такого массива результатов возможно при одновременной регистрации интерферограммы поверхности облучаемой мишени (рис. 1, *а*) (или данных о массовом расходе вещества мишени при единичном лазерном воздействии) и интерферограммы лазерно-индуцированного газоплазменного потока (рис. 1, *б*). Результатами первичной обработки этих интерферограмм являются данные о массовом расходе вещества мишени при однократном лазерном воздействии и данные об изменении фазы и амплитуды волнового фронта зондирующего излучения, проходящего через газоплазменный поток. Следовательно, при известном времени задержки экспозиции относительно лазерного воздействия и допущении об осевой симметрии газоплазменного потока интерферограммы представляют собой шестимерные массивы данных: временная и три пространственных координаты, изменение фазы и амплитуды фронта зондирующего излучения.

Применение приближения локального термодинамического равновесия [10] позволяет исходя из данных о концентрации электронов и коэффициента поглощения получить термодинамические, оптические характеристики светоиндуцированных газоплазменных потоков, используя уравнения равновесной термодинамики [11]. Такой подход к постановке эксперимента и комплексной обработке его результатов применяется впервые. Полученные данные находятся в хорошем соответствии с известными из литературы данными, полученными другими методами в близких экспериментальных условиях [12, 13] или в результате численного моделирования [14]. Ряд результатов, как, например, пространственное распределение статического и полного давлений в лазерно-индуцированном газоплазменном потоке, экспериментальным путем получен впервые.

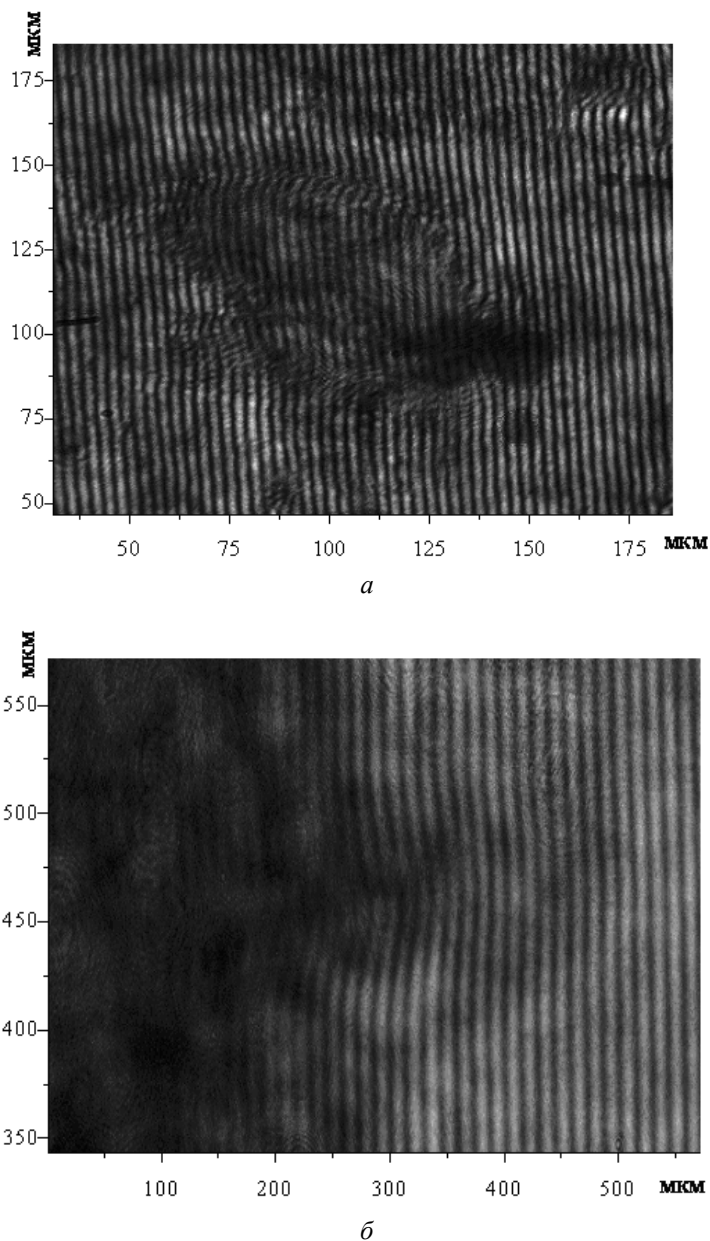


Рис. 1. Интерферограммы поверхности мишени (а) и приповерхностного газоплазменного потока (б)

Экспериментальная установка. Экспериментально-диагностический модуль (рис. 2) содержит четыре основных блока: Ti: сапфировый фемтосекундный лазерный тераваттный комплекс (Coherent), систему транспортировки и преобразования лазерного излучения, систему регистрации и обработки экспериментальных данных, систему обеспечения заданных газовакуумных условий.

В экспериментах использовалось излучение фемтосекундной тераваттной лазерной системы ОИВТ РАН (рис. 3), которая состояла из задающего генератора 2, стретчера и регенеративного усилителя 5, многопроходного усилителя 7 и светового компрессора 6. Для накачки задающего генератора (Coherent Mira) использовалось излучение непрерывного твердотельного лазера 1 с диодной накачкой (Coherent Verdi V5). Задающий генератор формировал импульсы фемтосекундной длительности на длине волны $\lambda = 790$ нм с шириной спектра $\Delta\lambda = 40$ нм по уровню 0,5 от максимального значения интенсивности. Средняя мощность оптического излучения составляла 650 мВт, а энергия отдельного импульса достигала 7 нДж.

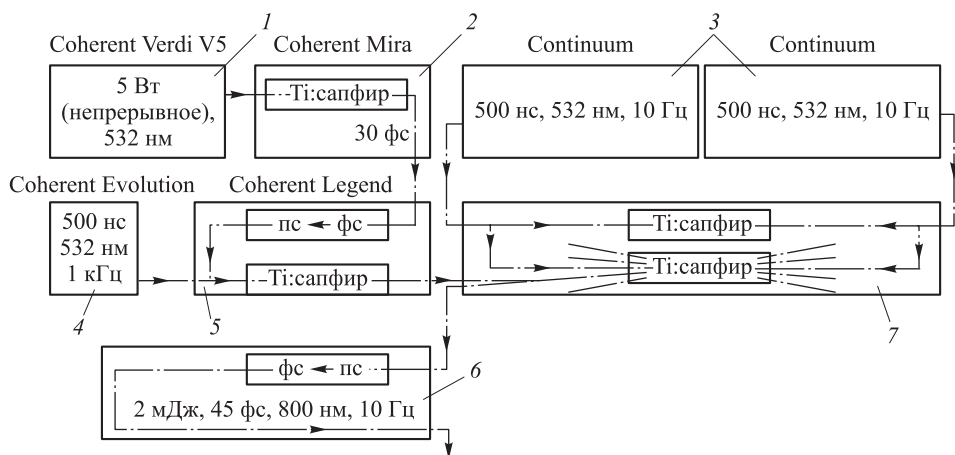


Рис. 3. Блок-схема фемтосекундного лазерного комплекса:

1 — лазер накачки задающего генератора; 2 — задающий генератор; 3 — лазеры накачки многопроходного усилителя; 4 — лазер накачки регенеративного усилителя; 5 — блок стретчера и регенеративного усилителя; 6 — компрессор; 7 — многопроходный усилитель

В дальнейшем для усиления фемтосекундного лазерного излучения применялся метод усиления chirпированных импульсов (CPA — chirped pulse amplification). В качестве первого каскада усиления использовался регенеративный усилитель (Coherent Legend) с линейной схемой резонатора, позволяющей увеличить энергию импульса до 1,2 мДж. Частота следования импульсов регенеративного усилителя составляла 1 кГц и определялась лазером накачки 4 (Coherent Evolution 15), формирующим импульсы длительностью $\tau_{0,5} \sim 500$ нс на длине волны $\lambda = 532$ нм. В качестве оптической развязки между задающим генератором и регенеративным усилителем использовался затвор Фарадея. Контраст по интенсивности между основным импульсом и предимпульсами, выходящими из регенеративного усилителя, составлял $\sim 10^4$.

Чтобы получить эффективное усиление одиночного импульса в многопроходном усилителе и обеспечить более высокий контраст, не-

обходимый для мощных фемтосекундных лазерных систем, а также чтобы уменьшить частоту следования лазерных импульсов до 10 Гц, после регенеративного усилителя использовалась схема улучшения контраста, состоящая из двух скрещенных поляризаторов и ячейки Поккельса, расположенной между ними. Эта схема позволяла на три порядка повысить контраст по интенсивности между основным импульсом и предимпульсами в наносекундном временном диапазоне. Выходной многопроходный усилитель (четыре прохода) увеличивал энергию импульса до 350 мДж при использовании двух лазеров накачки 3 (Positive Light, Continuum) с энергией импульса 750 мДж каждый.

Высокое качество излучения на выходе усилителя достигалось с помощью схемы переноса пространственного распределения пучка лазера накачки с торца кристалла второй гармоники на торец активного элемента усилителя. Непосредственно перед усилителем расходимость лазерного пучка корректировалась телескопом для компенсации тепловой линзы, возникающей в активном элементе, а также для увеличения диаметра пучка от прохода к проходу. В результате радиус пучка изменялся от 3 мм на первом проходе до 8 мм после четвертого прохода в многопроходном усилителе.

Для защиты оптических элементов усилительных каскадов от излучения, отразившегося от мишени после многопроходного усилителя, была установлена схема выделения одиночного импульса, состоящая из двух поляризаторов и электрооптического модулятора. Время открытия затвора составляло 15 нс, что позволяло, с одной стороны, пропускать усиленный импульс в оптический компрессор, а с другой — не пропускать световой импульс, отраженный от мишени или образовавшейся плазмы, поскольку время, через которое приходит отраженное излучение, достигало 40 нс.

Сжатие импульса когерентного излучения после усиления происходит в вакуумном оптическом компрессоре, собранном по схеме с двумя дифракционными решетками. Перед компрессором размер пучка увеличивался до 30 мм, чтобы обеспечить плотность энергии 100 мДж/см² (ниже порога разрушения дифракционной решетки). На выходе лазерной системы импульс имеет длительность $\tau_{0,5} = 35 \pm 5$ фс и энергию до 250 мДж.

Система транспортировки и преобразования лазерного излучения обеспечивает распределение излучения между трактами воздействия, интерференционной микроскопии и интерферометрии потока и его диагностику, генерацию гармоник в нелинейных кристаллах (ВВО), а также интерференцию волновых фронтов в плоскостях чувствительных элементов регистрирующей аппаратуры. При проведении экспериментов энергия импульса первой гармоники достигала $E \sim 800$ мкДж, обеспечивая в пятне фокусировки размером $r_0 \sim 20$ мкм следующие максимальные значения плотности энергии и мощности лазерного излучения

для первой, второй и третьей гармоник соответственно: $F_{1, 800} = 42,5 \text{ Дж/см}^2$, $I_{1, 800} = 9,4 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$; $F_{2, 400} = 15 \text{ Дж/см}^2$, $I_{2, 400} = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$; $F_{3, 266} = 1,5 \text{ Дж/см}^2$, $I_{3, 266} = 2,1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$.

Система регистрации и обработки данных состоит из ПЗС-камер (НПК «Видеоскан»), компактного спектрометра (S-150, Solar LS), оборудования контроля параметров лазерного излучения и персонального компьютера с программным обеспечением для обработки спектрограмм.

Система обеспечения заданных газовакуумных условий состоит из вакуумной камеры (диаметр 400 мм, высота 300 мм), откачиваемой безмасляным вакуумным агрегатом (TSH 071, Pfeiffer vacuum) до $5 \cdot 10^{-5}$ мбар, системы контроля остаточного давления и клапана газового напуска (рис. 4).

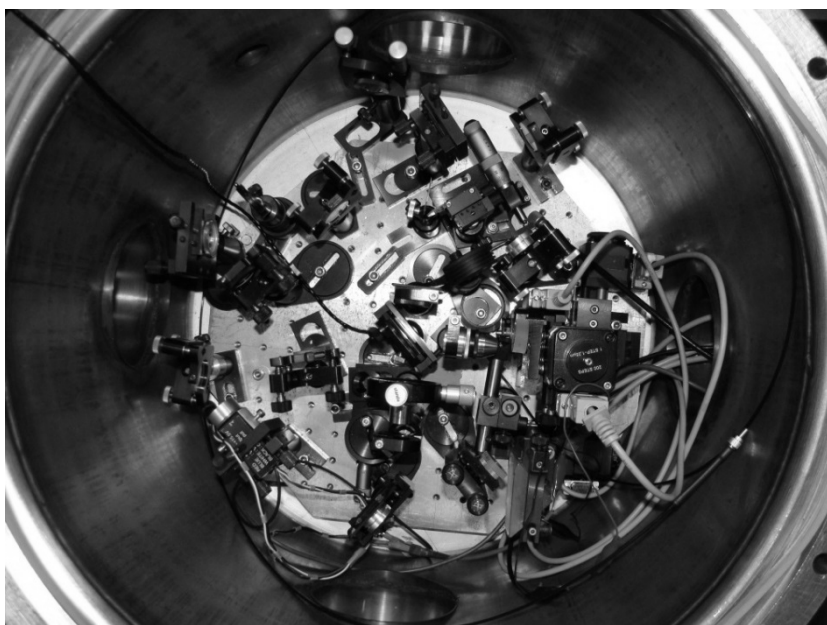


Рис. 4. Часть оптической схемы экспериментально-диагностического комплекса, собранная внутри вакуумной камеры

В схеме интерференционной микроскопии с временным разрешением применен интерферометр Майкельсона 11 (см. рис. 2) — с переносом изображения поверхности исследуемого образца на плоскость ПЗС-матрицы 9 [2]. Лазерный импульс с помощью светоделительной пластины разделяется на нагревающий и зондирующий. Для возбуждения образца используется *P*-поляризованный лазерный импульс, падающий на образец под углом 45° . Для изменения плотности энергии на образце в схеме имеется ослабитель, состоящий из поляризатора и полуволновой пластины $\lambda/2$. Контроль энергии в каждом импульсе осуществляется с помощью калиброванного фотоэлектронного умножителя 10 (ФЭУ)

(H6780-04, Hamamatsu), регистрирующего излучение, отраженное кварцевой пластинкой. Калибровка фотоприемника выполняется по показаниям пироэлектрического измерителя энергии (J-10MT-10kHz, Coherent) в диапазоне используемых уровней энергии. Применение ФЭУ, помещенного в вакуумируемый объем, позволяет наиболее точно регистрировать энергию импульса, падающую на мишень, что особенно важно при воздействии в УФ-области спектра.

Зондирующий импульс с изменяемой задержкой относительно нагревающего импульса предназначен для подсветки исследуемой области мишени. Величина временной задержки устанавливается с помощью многопроходной схемы линии задержки (с большим шагом изменения, ~ 6 нс) в сочетании с моторизованной подвижкой (8MT160-300, Standa, диапазон изменений $0 \dots 1,8$ нс). Это позволяет изменять величину задержки в диапазоне $\Delta t_{delay} = 0 \dots 75$ нс с точностью менее 100 фс, определяемой длительностью подсвечивающего импульса. Реализована возможность одновременного зондирования в интерферометрах Майкельсона и Маха — Цендера излучением как одной, так и разных длин волн.

Второе плечо интерферометра образовано микрообъективом δ (см. рис. 2) и опорным зеркалом. Для выравнивания интенсивности в плечах интерферометра использовалась система нейтральных светофильтров, устанавливаемая между опорным зеркалом и микрообъективом. Отраженный от поверхности образца зондирующий луч («объектный») интерферирует с «опорным» лучом в плоскости ПЗС-матрицы. Тепловое излучение плазмы отрезается установленным перед ПЗС-матрицей интерференционным светофильтром с пропусканием на соответствующей длине волны. Используемая ПЗС-камера с разрядностью 12 бит позволяет регистрировать интерферограммы с меньшим шагом квантования интенсивности, чем при использовании видеокамер с разрядностью 8 бит, что увеличивает чувствительность экспериментальной схемы. Плоскость фокусировки выставлялась по изображению поверхности мишени при закрытом опорном плече. Зондирующая длина волны выбиралась отличной от греющей, чтобы избежать засветки кадра рассеянным излучением.

В отличие от схемы интерференционного микроскопа, в интерферометре Маха — Цендера использовался один микрообъектив, установленный перед ПЗС-матрицей. Для определения плоскости фокусировки в потоке, соответствующей плоскости расположения пятна воздействия, использовалась проволочка, которую располагали вертикально вблизи поверхности мишени таким образом, чтобы ее конец приходился на зону воздействия (контролировалось по изображению с камеры интерференционного микроскопа). После этого проводили подстройку схемы интерферометра Маха — Цендера для получения резкого изображения проволочки. Благодаря использова-

нию механизированной шторки 12 (см. рис. 2) реализована возможность получения как интерференционных, так и абсорбционных (теневых) фотографий потока без внесения изменений в оптическую схему и разгерметизации мишенной камеры.

Для уменьшения потерь при транспортировке лазерного УФ-излучения кристалл третьей гармоники 14 был расположен максимально близко к облучаемой поверхности — непосредственно в вакуумной камере.

Методика проведения эксперимента. При использовании интерференционной микроскопии необходимо, чтобы поверхность мишени была плоской и гладкой, а также имела высокий коэффициент зеркального отражения на длине волны зондирующего излучения. Поэтому в качестве мишеней использовались напыленные на стекло пленки металлов (Zr, Cu), механически полированные массивные образцы металлов (Mo, Cu, Nb, Ti), микротомные срезы (5...7 мкм) полимеров ((C₂F₄)_n), помещенные на диэлектрическое зеркало (это позволяло одновременно получить высокий коэффициент отражения зондирующего импульса и избежать повреждения зеркала греющим импульсом), и массивные образцы полимеров ((C₂F₄)_n, (CH₂O)_n).

Проведение серии измерений при различных временных задержках зондирующего импульса относительно нагревающего позволило получить информацию о динамике образования кратера на поверхности мишени и эволюции приповерхностного плазменного образования.

Для каждой временной задержки записывались три интерферограммы: интерферограмма невозбужденной поверхности или приповерхностной области (начальная), интерферограмма при воздействии нагревающего импульса с задержкой зондирующего импульса относительно нагревающего (временная) и интерферограмма поверхности мишени, снятая через несколько секунд после воздействия нагревающего импульса (финальная). Интенсивность излучения регулировалась поворотом полуволновой пластины $\lambda/2$ и регистрировалась с помощью ФЭУ с последующим пересчетом в соответствии с калибровочной кривой. Среднее время одного полного измерения (с учетом времени подготовки эксперимента, настройки и перестройки лазерной системы, вакуумирования экспериментального объема) составило 1,5 мин при участии двух человек.

Методика обработки экспериментальных данных. Зарегистрированные интерферограммы обрабатывались с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье [15, 16] для получения полей распределения фазового сдвига волнового фронта (рис. 5, а) и изменения интенсивности (рис. 5, б) отраженного от поверхности мишени или прошедшего через газоплазменный поток зондирующего излучения (аналог теневой картины) [2]. Полученные таким образом данные анализировались в соответствии с разработанной расчетной

схемой, представленной на рис. 6, принятые допущения и использованные расчетные соотношения для которой приводятся далее по тексту статьи.

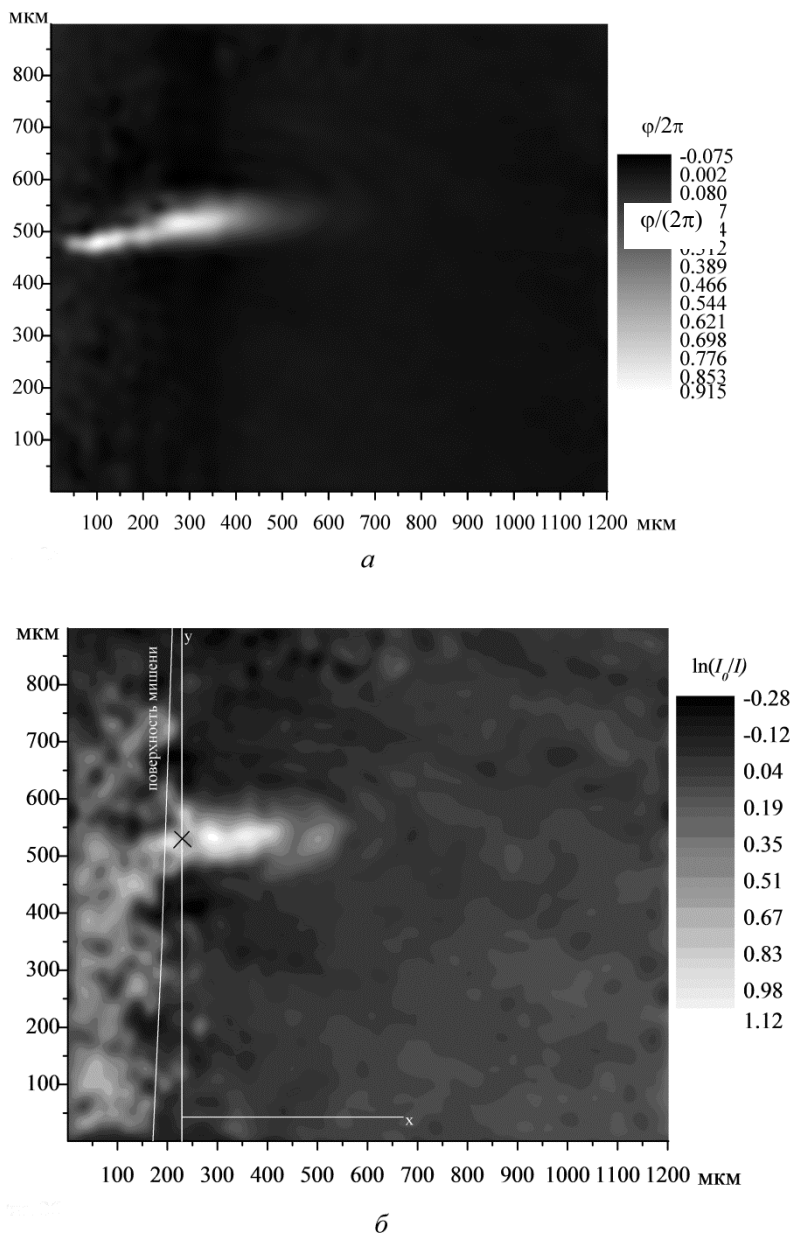


Рис. 5. Поля сдвига фазы (а) и логарифма отношения амплитуды волнового фронта зондирующего и прошедшего излучения (б) (белой линией обозначена граница мишени, крестиком — область воздействия излучения)

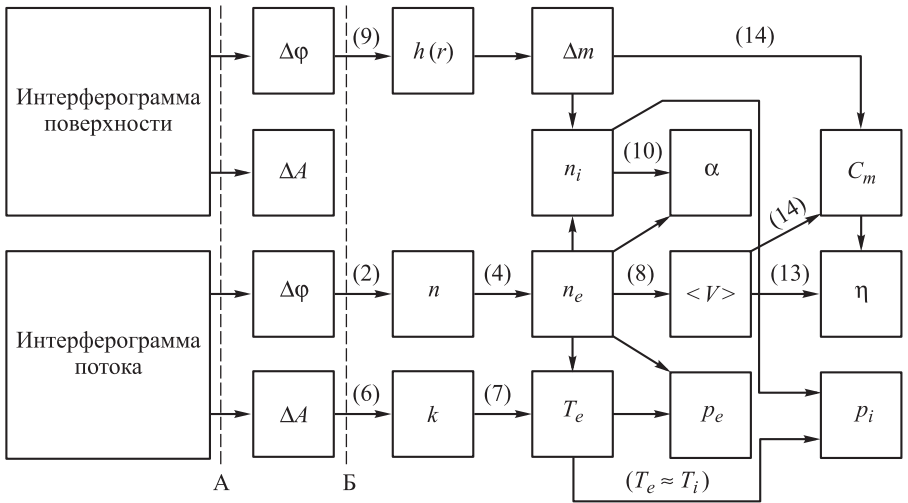


Рис. 6. Схема обработки экспериментальных данных (А — быстрое преобразование Фурье; Б — преобразование Абеля с Фурье-фильтрацией, над стрелками указаны номера соответствующих переходам расчетных соотношений, приведенных в тексте статьи)

Исходными данными для определения изменения показателя преломления среды Δn являются картины сдвигов фазы волнового фронта зондирующего излучения [17]:

$$\Delta\varphi = \int_a^b (1-n) dl = \int_a^b \Delta n dl, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi$ — значение сдвига фазы на участке ab ; n и Δn — показатель преломления и его изменение. При этом поток считается осесимметричным, а функция распределения параметра Δn монотонной, что позволяет применить уравнение Абеля для восстановления значений показателя преломления (см. формулу (19)) в соответствии с [18, 19]:

$$\Delta\varphi(y) = 2 \int_y^R \frac{\Delta n(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (2)$$

где $\Delta\varphi(y)$ — значение сдвига фазы на расстоянии y от оси симметрии потока; $\Delta n(r)$ — значение изменения показателя преломления на расстоянии r от оси симметрии потока; R — радиус поперечного сечения потока. Однако нередко такое допущение некорректно (например, при наличии ударной волны), в таком случае необходимо применять алгоритмы, позволяющие учитывать скачкообразное изменение параметров [20].

Изменение показателя преломления обусловлено вкладом не только электронов, но также атомов и ионов разных кратностей. Вклад каждой из этих составляющих может быть определен экспериментально при использовании многочастотной интерферометрии [21], либо может быть проведена оценка вклада той или иной составляющей для данной длины волны зондирующего излучения λ по ожидаемому соотношению концентрации электронов n_e и атомов n_a [22]:

$$\Delta\varphi = -4,49 \cdot 10^{-14} \cdot 2\pi\lambda \int_{z_1}^{z_2} n_e(x, y, z) dz + \frac{4\pi^2}{\lambda} \sum_i c_i \int_{z_1}^{z_2} n_i(x, y, z) dz, \quad (3)$$

где c_i — рефракция частиц i -го сорта в расчете на одну частицу; n_i — концентрация i -го сорта атомов; z_1 и z_2 — координаты границ плазмы вдоль распространения фронта зондирующего излучения.

Для условий описываемого эксперимента можно допустить, что вклад электронов в изменение показателя преломления является преобладающим (так как $n_e/n_a \sim 0,3 \dots 3,0$, а $\lambda \sim 400, 800$ нм [22]). Чтобы оценить плотность тяжелых частиц, их локальная концентрация в первом приближении приравнивалась к локальной концентрации электронов (рис. 7), умноженной на число атомов, испарившихся с поверхности мишени, и нормированной на общее число электронов в газоплазменном потоке.

Проведенная по формуле (3) с использованием этих данных оценка вклада электронов в формирование показателя преломления газоплазменного потока подтвердила первоначальное допущение сходимостью результатов.

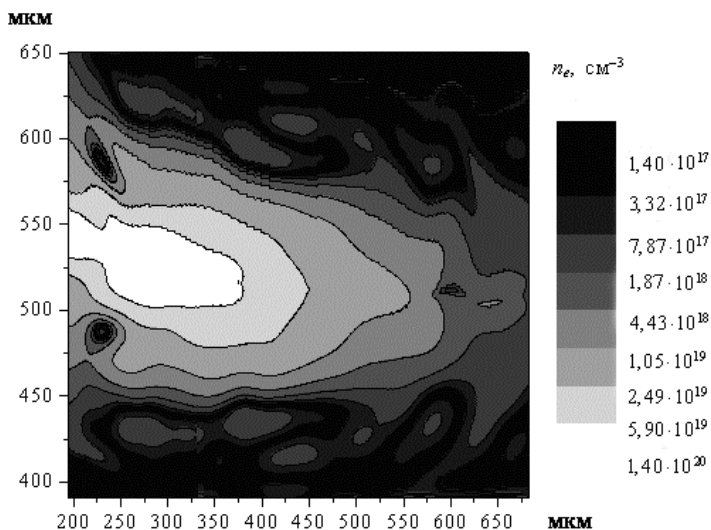


Рис. 7. Распределения концентрации электронов в газоплазменном потоке через 27 нс после лазерного воздействия (здесь и далее результаты для Тi-мишени $p \sim 10^{-3}$ Па, $\lambda_{\text{возд}} \sim 400$ нм, $W \sim 5,09$ Дж/см², $\lambda_{\text{зонд}} \sim 800$ нм)

Конечной целью при интерферометрическом исследовании параметров газоплазменных потоков является определение пространственного распределения концентрации электронов в потоке n_e [17], исходными данными для этого служит изменение показателя преломления среды Δn , рассчитанное по данным о сдвиге фазы волнового фронта зондирующего излучения (2):

$$n_e \approx \frac{8\pi^2 c^2 \varepsilon_0 m_e n_0}{\lambda^2 e^2} \Delta n \approx 2,23 \cdot 10^{15} \frac{\Delta n}{\lambda^2}, \quad (4)$$

где c — скорость света в вакууме; ε_0 — электрическая постоянная; m_e — масса электрона; n_0 — показатель преломления буферного газа (для вакуума $n_0 = 1$); e — заряд электрона (все размерности в СИ).

Полученные результаты ($n_e \approx 10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$) находятся в хорошем соответствии с результатами эмиссионной спектроскопии [12]. Данные о концентрации электронов использованы в качестве коэффициента пропорциональности при построении распределения частиц по скоростям в газоплазменном потоке и расчете их среднemasсовой скорости. Пример такого распределения для титановой мишени представлен на рис. 8. Наличие двух пиков соответствует сложению максвелловских распределений по скоростям для атомов и первых ионов Ti [23]. Аналогичные значения скоростей и характер распределения получены в [24] в схожих экспериментальных условиях методами фотометрии изображений газоплазменного потока.

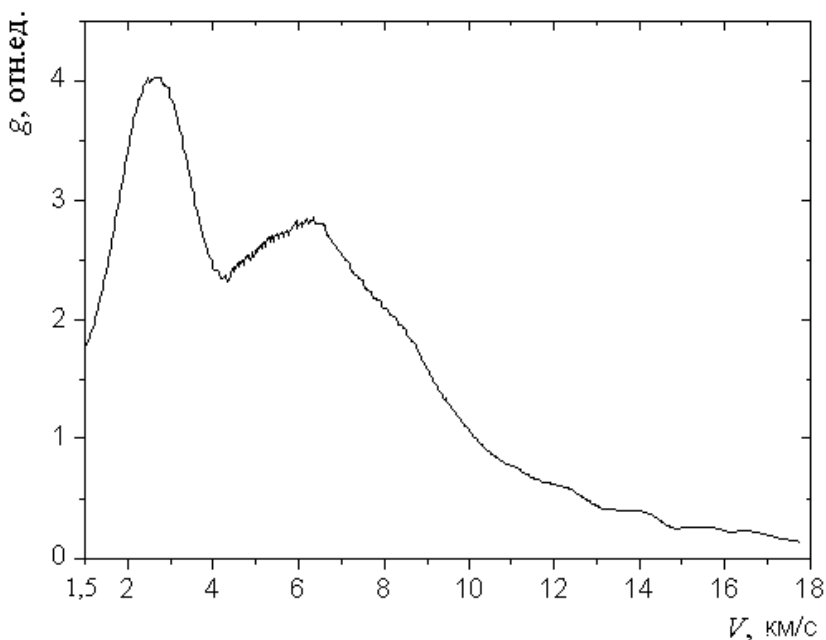


Рис. 8. Распределение частиц в газоплазменном потоке по скоростям

Согласно закону Бугера — Ламбера — Бера в интегральной форме, интенсивность излучения, прошедшего через некоторый слой вещества, определяется выражением

$$\ln \frac{I_0}{I(r)} = \int_a^b k(r) dr, \quad (5)$$

где I_0 — начальная интенсивность излучения; $I(r)$ — интенсивность излучения на оптической толщине слоя r ; $k(r)$ — коэффициент поглощения плазмы на оптической толщине слоя r .

Уравнение (5) аналогично уравнению (1), и его решение для осесимметричного объекта находится с помощью преобразования Абеля:

$$\ln \frac{I_0}{I(y)} = 2 \int_y^R \frac{k(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (6)$$

где $I(y)$ — интенсивность излучения на расстоянии y от оси симметрии потока; R — радиус поперечного сечения потока.

По полученным данным для линейного спектрального коэффициента поглощения k ($k = 2\pi\kappa/\lambda$, κ — коэффициент экстинкции, вторая оптическая константа вещества) и концентрации электронов по формуле Крамерса — Унзольда [25], связывающей температуру газа, концентрацию электронов и коэффициент поглощения k , было найдено распределение температуры электронов, которая в приближении локального термодинамического равновесия светоэрозионного газоплазменного потока через $10^{-11} \dots 10^{-10}$ с после лазерного воздействия может быть приравнена к температуре атомов [26]. Коэффициент поглощения k складывается из тормозного, фотоионизационного поглощения и ослабления интенсивности излучения вследствие рассеяния Ми (последним слагаемым можно пренебречь для рассматриваемого времени задержки экспозиции относительно возмущающего излучения, так как макрочастицы, образующиеся при фемтосекундной лазерной абляции, обладают относительно малыми скоростями [24] для того, чтобы внести искажения в диагностируемый объем). В приближении локального термодинамического равновесия оценка температуры выполнена по интегральной формуле, приведенной в [27] (в СГС):

$$k = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B T} \right)^{1/2} \frac{z_i^2 e^6}{\hbar c m_e \omega_0^3} n_i n_e \exp \left(\frac{\hbar \omega_0}{k_B T} \right), \quad (7)$$

где z_i — заряд иона; n_i — концентрация ионов; $\hbar \omega_0$ — энергия поглощенного фотона; k_B — постоянная Больцмана; c — скорость света;

T — температура электронов. Полученные таким образом результаты отражают распределение термодинамической (больцмановской) температуры $T \sim 20...40$ кК (рис. 9) и соответствуют данным, полученным методами эмиссионной спектроскопии [12, 13].

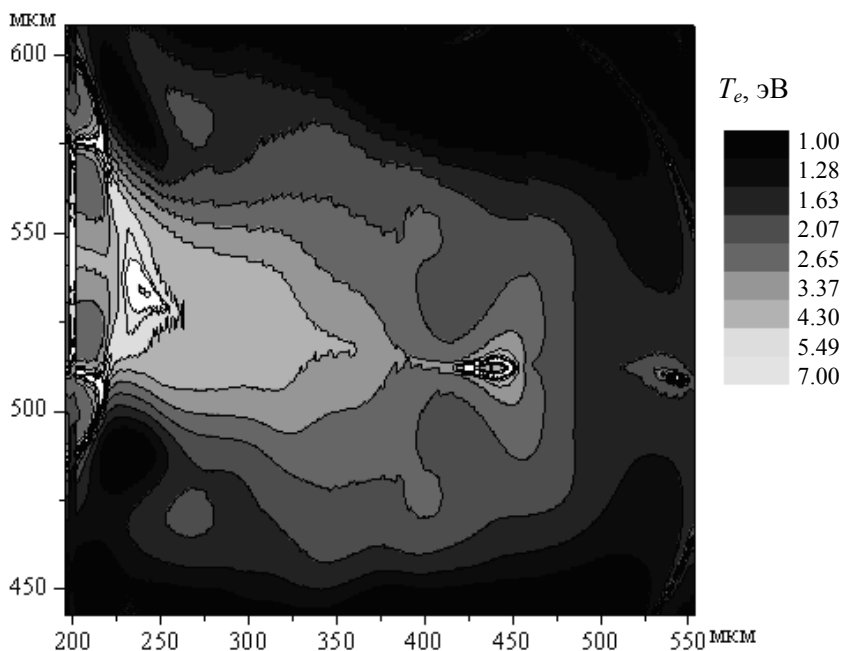


Рис. 9. Распределение температуры в газоплазменном потоке

Допустим, что концентрация атомов и ионов в газоплазменном потоке пропорциональна концентрации электронов (такое предположение экспериментально подтверждено в [28]) и что частицы ускоряются за относительно небольшой промежуток времени и продолжают свое движение в вакууме с постоянной скоростью. Тогда среднемассовая продольная скорость частиц, т. е. средняя скорость частиц в k -м элементарном объеме за время t (время задержки экспозиции интерферограммы относительно времени лазерного воздействия) будет определяться выражением

$$\bar{V}^k = \bar{L}^k / t,$$

где \bar{L}^k — расстояние от мишени до k -го элементарного объема в момент времени t .

Таким образом, используя отношение локальной концентрации электронов к их общему количеству в потоке в качестве коэффициента пропорциональности, можно найти распределение частиц в газоплазменном потоке по скоростям (см. рис. 8) и рассчитать среднемассовую скорость

$$\langle V \rangle = \left| \frac{\sum_k n_e^k \bar{V}^k}{\sum_k n_e^k} \right|, \quad (8)$$

где n_e^k — концентрация электронов в k -м элементарном объеме.

Высокие скорости разлета частиц свидетельствуют о том, что полная (заторможенная) температура $T^* = T_e + V_e^2/(2c_p)$ (V_e — скорость частиц), как и давление, будет значительно выше, чем статическая. Зная распределение температуры и концентрации частиц в потоке, можно рассчитать распределение давления — статического $P_e = n_e k_B T_e$ (рис. 10, а) и полного $P_e^\Sigma = P_e + m_e n_e V_e^2/2$ (рис. 10, б), полученные значения которых соответствуют теоретическим оценкам [14].

В результате обработки данных с одной интерферограммы можно получить только описанные ранее величины, для более детального анализа были учтены данные оптической профилометрии кратеров на облучаемой поверхности мишени (см. рис. 1, а). В случае отражения зондирующего излучения непосредственно от поверхности мишени глубина кратера h по интерферограмме определяется как

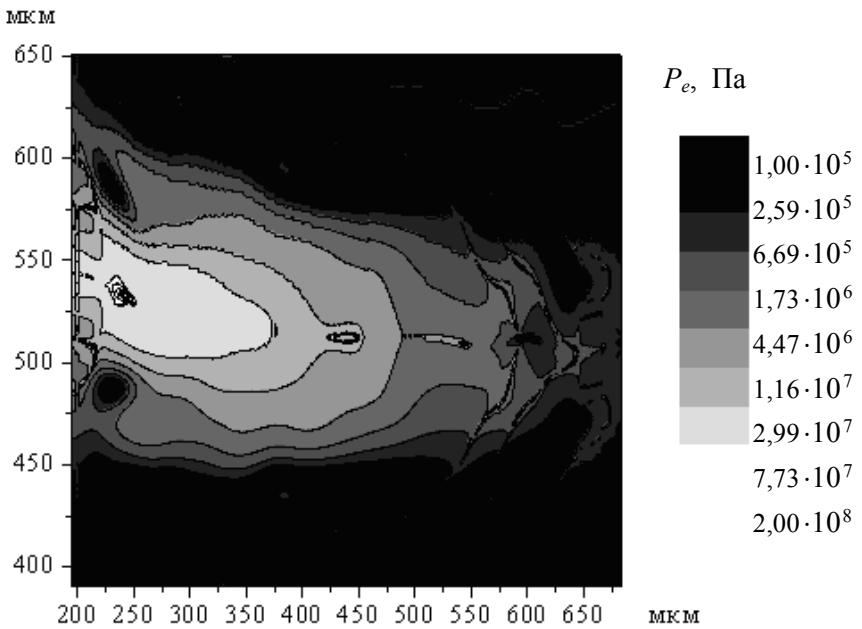
$$h = \frac{\Delta\phi\lambda}{4\pi}, \quad (9)$$

где $\Delta\phi$ — фазовый сдвиг. По профилям кратеров определен объем испарившегося вещества V_{ev} и, следовательно, его масса m_{ev} .

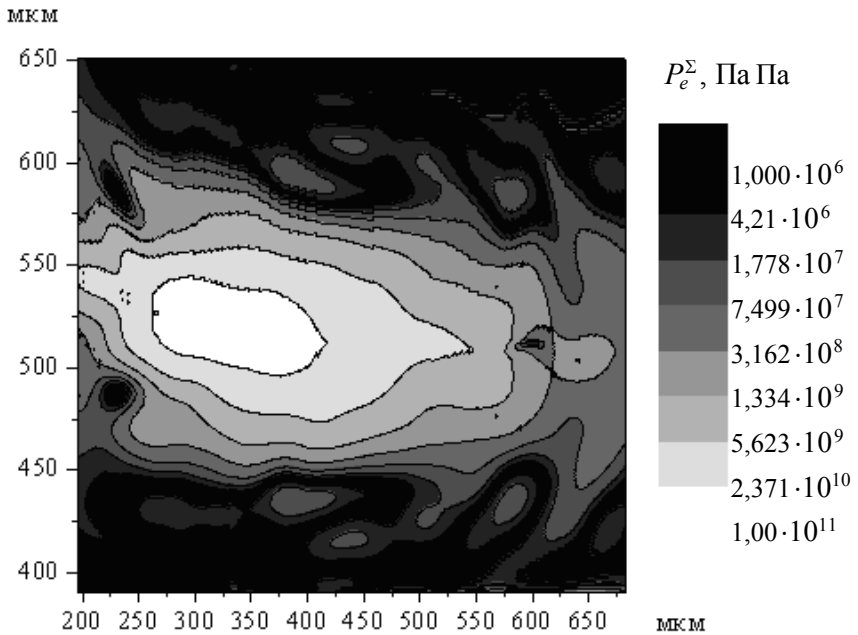
Для оценки среднего значения степени ионизации α в газоплазменном потоке суммарное число электронов в потоке нормируется на число атомов, испарившихся с поверхности мишени:

$$\alpha = \frac{N_i^\Sigma}{N_a^\Sigma + N_i^\Sigma} = \frac{N_e^\Sigma}{N_a^{ev}} = N_e^\Sigma \frac{\mu}{m_{ev} N_A}, \quad (10)$$

где N_i^Σ , N_e^Σ — соответственно количество ионов и электронов в газоплазменном потоке; N_a^{ev} — количество тяжелых частиц в газоплазменном потоке (предполагается, что количество тяжелых частиц в газоплазменном потоке равно количеству испарившихся с поверхности мишени атомов); μ — молярная масса вещества мишени; m_{ev} — массовый расход вещества мишени при лазерном воздействии (форма абляционного кратера восстановлена по интерферограмме поверхности мишени); N_A — число Авогадро.



a



б

Рис. 10. Поля распределения статического (*a*) и полного (*б*) давления в газоплазменном потоке

Критериями оценки эффективности генерации газоплазменных потоков могут служить среднемаховая скорость разлета частиц, механический импульс $p = m_{ev} \langle V \rangle$, степень монохроматичности потока ν (или энергетическая эффективность) и тяговая эффективность его генерации η [29]. Если в первом приближении считать количество вторых и других высших ионов пренебрежимо малым, тогда распределение концентрации ионов соответствует распределению концентрации электронов, а кинетическая энергия тяжелых частиц может быть оценена следующим образом:

$$\begin{aligned}
 E_{\parallel} &= \sum_k \frac{m^k V_{\parallel}^k k^2}{2} = \frac{m_{ev}}{N_e^{\Sigma}} \sum_k \frac{n_e^k V_{\parallel}^k k^2}{2}, \\
 E_{\perp} &= \sum_k \frac{m^k V_{\perp}^k k^2}{2} = \frac{m_{ev}}{N_e^{\Sigma}} \sum_k \frac{n_e^k V_{\perp}^k k^2}{2}, \\
 E^{\Sigma} &= E_{\parallel} + E_{\perp},
 \end{aligned} \tag{11}$$

где E_{\parallel} и E_{\perp} — соответственно продольная и поперечная составляющая кинетической энергии частиц; E^{Σ} — полная кинетическая энергия тяжелых частиц в газоплазменном потоке; m^k и V^k — масса и скорость k -го элементарного объема. Степень монохроматичности (энергетическую эффективность генерации) потока определяют как соотношение продольной и полной кинетических энергий [29]:

$$\nu = \frac{E_{\parallel}}{E^{\Sigma}}, \tag{12}$$

а эффективность преобразования энергии лазерного излучения в полезную энергию (тягу) — как отношение продольной кинетической энергии потока к энергии воздействующего лазерного излучения $E_{\text{имп}}$ (рис. 11, а):

$$\eta = \frac{E_{\parallel}}{E_{\text{имп}}}. \tag{13}$$

Методика оценки удельного механического импульса отдачи с использованием данных о массовом расходе вещества мишени и среднемаховой скорости разлета частиц (рис. 11, б) описана нами в [9]:

$$C_m = \frac{1}{E} \int_{\tau_1}^{\tau_2} F(t) dt = \frac{p}{E} \approx \frac{\Delta m \langle V \rangle}{E},$$

где E — энергия импульса лазерного излучения; F — сила тяги.

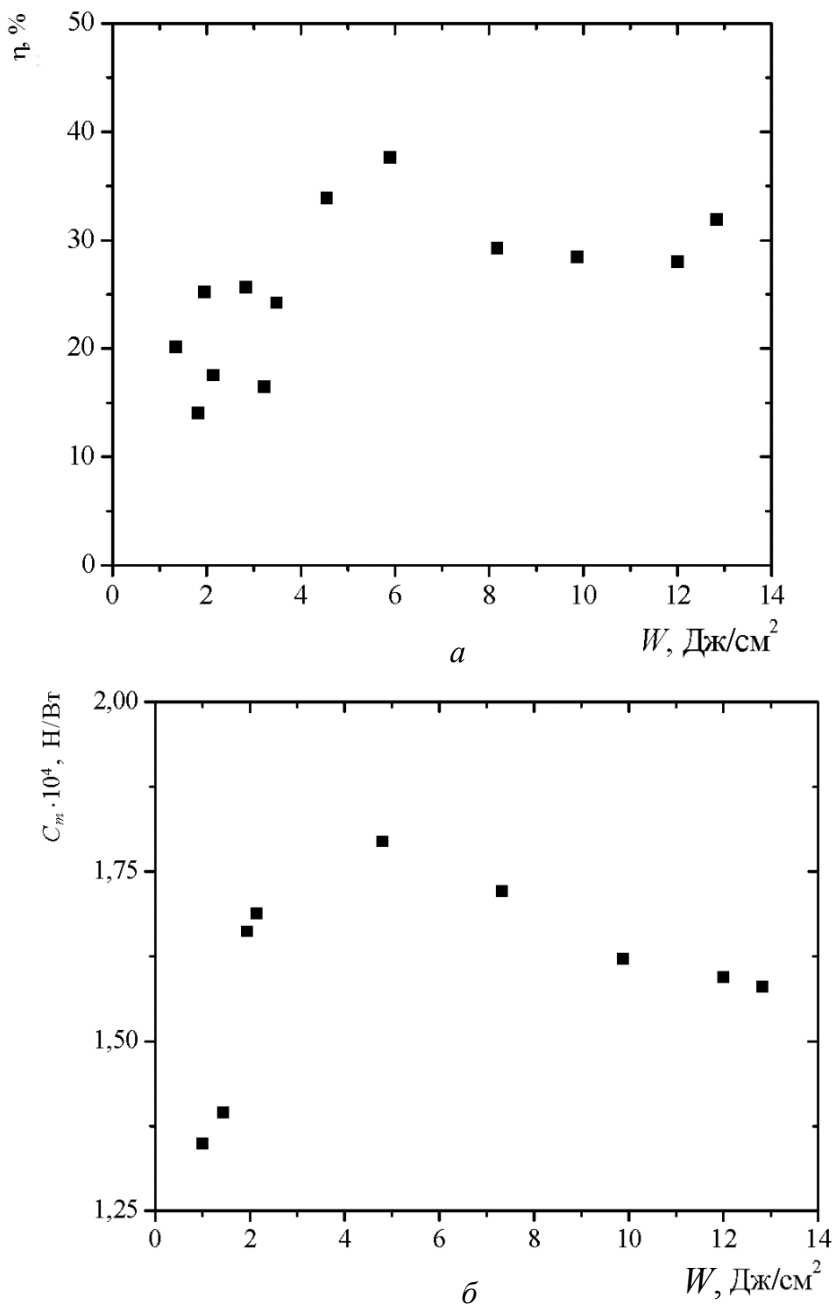


Рис. 11. Зависимость эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газоплазменного потока (а) и удельного механического импульса отдачи (б) от спектрально-мощностных параметров лазерного воздействия

Особенности автоматизации обработки результатов. Автоматизация обработки массива экспериментальных данных требует определения границ анализируемой области: поверхности мишени, изолинии минимально детектируемых значений (изменения показателя преломления или глубины кратера). Зашумленность первичных экспериментальных данных, низкое соотношение сигнал/шум вблизи пределов чувствительности методики, скачкообразное изменение параметров из-за ошибок обработки при больших набегах фазы приводят к необходимости применения различных фильтров в зависимости от решаемой задачи.

Определение границы мишень—поток является одной из важных задач автоматизации обработки, так как данные об этой границе необходимы, чтобы найти распределение скоростей частиц в газоплазменном потоке и суммарное количество электронов. Стоит отметить, что методы автоматизированного определения границы мишень—поток практически не описаны в литературе, поэтому для решения поставленной задачи необходимо было подобрать пригодный алгоритм нахождения этой границы.

Из характерных фазовой и амплитудной картин видно, что область мишени, в отличие от невозмущенной области и газоплазменного потока, как правило, отличается более высокой зашумленностью и существенным уменьшением амплитуды волнового фронта зондирующего излучения. Эти особенности интерферограмм светоэрозионных газоплазменных потоков и были использованы для определения границы мишень—поток.

Первый подход заключался в попытке разделить значения дисперсий изменения фазы волнового фронта зондирующего излучения σ_j на кластеры (зоны):

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{N_{rows}} \sum_{i=1}^{N_{rows}} (\varphi_{ij} - \mu)^2}, \quad j = 0, \dots, N_{cols}, \quad (15)$$

где σ_j — дисперсия в j -м столбце; N_{rows} — количество строк в изображении; N_{cols} — количество столбцов в изображении; φ_{ij} — значение фазы в точке (i, j) ; μ — среднее значение фазы в изображении.

Зависимость дисперсии от горизонтальной координаты была разделена на кластеры с помощью алгоритма k -средних [30, 31]. Применяя этот алгоритм, множество элементов можно разбить на заранее известное количество кластеров (в нашем случае — на два кластера). В основе алгоритма лежит принцип минимизации значений дисперсии B внутри каждого кластера [31]:

$$B = \sum_{i=1}^k \sum_{x_j \in S_i} (x_j - \mu_i)^2, \quad (16)$$

где k — количество кластеров; S_i — множество элементов i -го кластера; μ_i — центр масс каждого кластера.

Наиболее крупный кластер, находящийся правее границы мишень—поток (сторона потока), считался невозмущенной зоной. Левая граница (сторона мишени) определялась как самый правый элемент кластера мишени. Используемая методика предполагает, что граница мишень—поток расположена строго вертикально, однако на зарегистрированных интерферограммах она расположена под некоторым углом, не превышающим 10° от вертикали.

Второй подход заключался в разделении амплитудных картин на два кластера методом k -средних в горизонтальных сечениях. Он оказался намного точнее первого и учитывает наклон поверхности мишени по отношению к системе координат изображений (см. рис. 5, б).

Современную обработку интерферограмм проводят методом комплексного анализа [15]. Погрешности определения характерных элементов в частотной плоскости интерферограммы приводят к тому, что плоскости значений фаз и амплитуд могут быть наклонены под некоторым углом к нормальной плоскости. Исходя из физического смысла, в невозмущенной зоне (зона вне потока и мишени) характерные значения амплитуды волнового фронта зондирующего излучения должны стремиться к единице, а значения сдвига фазы — к нулю. Кроме того, фазовые картины в результате обработки представлены в свернутом виде, т. е. находятся в диапазоне $[-\pi, \pi]$, что обуславливает наличие характерных разрывов. Такие разрывы устраняют с помощью алгоритмов сшивки фаз, в результате чего получают истинные значения фаз со сдвигом на некоторую постоянную величину. Для корректной обработки значения фаз и амплитуд необходимо нормировать на их значения в невозмущенной области.

Возникновение шумов в распределениях изменения фазы и амплитуды волнового фронта зондирующего излучения обусловлено особенностями регистрации интерферограмм; артефактами, возникающими из-за дифракции и аберраций оптической схемы. Дополнительный шум появляется и в процессе расшифровки интерферограмм. В отличие от предыдущей задачи определения границ анализируемой области, для обработки интерферограмм с использованием преобразования Абеля необходимо применять фильтры, по возможности сочетающие лучшую фильтрацию шумов и высокое частотное (пространственное) разрешение. Методы фильтрации изображений хорошо развиты и описаны в литературе [30, 32, 33]. В качестве основного выбран оптимальный фильтр Винера [34]:

$$H(f) = \frac{S^2(f)}{N^2(f) + S^2(f)}, \quad (17)$$

где $H(f)$ — фильтрующая функция; $S(f)$ — зависимость сигнала от частоты; $N(f)$ — зависимость шумов от частоты. Использованная методика позволяет избавиться от высокочастотного шума. Основной сигнал находится в низкочастотной зоне; в этой же зоне находится часть шума, связанная с абберационным искривлением интерференционных полос, избавиться от которого очень сложно, так как его частоты совпадают с частотами основного сигнала.

Для обработки использован алгоритм преобразования Абеля, основанный на БПФ [35]. Представим функцию $\Delta\varphi(y)$ в виде разложения в косинус-ряд Фурье:

$$\Delta\varphi(y) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_k \cos \frac{k\pi y}{R}. \quad (18)$$

Продифференцировав уравнение (2), найдем значения $n(r)$ в виде

$$n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_y^R \frac{\frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial y}}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (19)$$

Подставив (18) в (19), получим:

$$n(r) = \frac{\pi}{2N\Delta} \sum_{k=1}^{\infty} ka_k g_k(k, \rho), \quad (20)$$

$$g(k, \rho) = \frac{2}{\pi} \int_0^{(1-\rho^2)^{0,5}} (t^2 + \rho^2)^{-0,5} \sin k\pi(t^2 + \rho^2)^{0,5} dt, \quad (21)$$

где N — количество элементов в столбце распределения параметра S ; $\rho = \frac{r}{N\Delta}$, Δ — масштаб изображения интерферограммы; a_k — коэффициенты разложения величины S в симметричный ряд Фурье. Этот метод для своей реализации требует значительных затрат машинного времени, причем зависимость времени исполнения алгоритма от количества элементов на входе степенная.

Определение границ потока — еще одна трудоемкая задача данной работы. В литературе не встречаются описания методов, опробованных для автоматизации этого процесса. После серии экспериментов была выбрана следующая схема определения границ потока:

1) методом свертки фазовой картины двумерной функцией Гаусса устраняется высокочастотный шум, а также существенно уменьшается среднечастотная часть спектральной интенсивности фазовых картин, что позволяет максимально сгладить фазовые картины;

2) экспоненциально аппроксимируется поперечное сечение газоплазменного потока одномерной функцией Гаусса методом наименьших квадратов (по алгоритму Лавенберга — Маркуардта) [30];

3) граница потока определяется значением сдвига фаз на расстоянии 2σ (σ — параметр аппроксимационной функции Гаусса) от его оси на границе с мишенью.

Задача автоматизации обработки интерферограмм, полученных методом интерференционной микроскопии, в целом аналогична задаче анализа интерферограмм потока. Процесс обработки состоит из следующих стадий:

- 1) выделение области абляционного кратера;
- 2) нормализация изображения;
- 3) фильтрация изображения.

Выделение области абляционного кратера проводилось по алгоритму k -средних по формуле (15). Количество предполагаемых кластеров — 2. Исходя из общих физических соображений, нормировка значений сдвига фаз должна осуществляться по нетронутой поверхности мишени, фильтрация изображений выполнялась с помощью усредняющего фильтра.

Следует отметить, что, несмотря на удобство автоматизированной обработки, применение фильтров негативно отражается на пространственном разрешении получаемых результатов. Абсолютная погрешность использованного алгоритма восстановления фазового сдвига волнового фронта из интерферограмм $\Delta\psi \sim \pm\pi/100$, а погрешность определения глубины кратера $\Delta h \sim \pm\lambda/200$. При этом характерный уровень шума в фазовой картине $\Delta\psi \sim \pm\pi/10$, он был уменьшен до $\Delta\psi \sim \pm\pi/100$. Масштаб переноса изображения в плоскость ПЗС-камеры интерференционного микроскопа составляет $\sim \pm 0,8$ мкм/пиксель. Погрешность определения границы газоплазменного потока составила $0 \dots +30$ пикселей, тогда погрешность определения среднemasсовой скорости $\Delta v \sim 0 \dots 700$ м/с. При фильтрации из-за неточности алгоритмов сшивки отсекаются области с резкими скачками фаз, что в итоге приводит к ухудшению пространственного разрешения автоматизированного анализа на порядок по сравнению с регистрируемыми данными.

Автоматизированная обработка комплекса экспериментальных данных, полученных по результатам одного лазерного воздействия, занимает около 9 мин при производительности ЭВМ ~ 5 Гфлопс/с, при этом время обработки уменьшено более чем на порядок при подстановке табулированных значений интеграла (21) вместо его вычисления.

Заключение. Разработанная схема комбинированной (в двух плоскостях) интерференционной микроскопии приповерхностного плазменного образования, возникающего при абляции различных материалов ультракороткими лазерными импульсами, и интерференционной микроскопии поверхности позволяет проводить эксперименты в широком диапазоне параметров воздействия, в средах различного давления и химического состава, а также одновременно и с высокой степенью автоматизации осуществлять регистрацию различных оптических, теплофизических и газодинамических параметров.

Разработанная методика регистрации и автоматизированной обработки экспериментальных результатов комбинированной интерферометрии поверхности мишени и приповерхностной зоны при лазерной абляции конденсированных сред позволила выполнить оценку пространственно-временного распределения термо- и газодинамических параметров (температура и концентрация электронов, статическое и полное давление, распределение частиц по скоростям и их среднемаховая скорость), оптических (коэффициенты преломления и поглощения), оптико-механических (удельный механический импульс отдачи, тяговый КПД) и энергетических характеристик (эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию), степени ионизации светоэрозийных газоплазменных потоков.

Получение пространственно-временных распределений статического и полного давлений в газоплазменном потоке является уникальным результатом для экспериментального исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Представленный программно-аппаратный комплекс позволяет определять в одном эксперименте широкий спектр оптических, теплофизических, газодинамических и оптико-механических характеристик светоиндуцированных газоплазменных потоков с высоким пространственно-временным разрешением и не имеет аналогов по информативности исследования.

Автоматизация обработки интерферограмм с применением частотных фильтров позволила не только существенно сократить временные затраты на обработку экспериментальных данных, но и качественно повысить информативность исследования, несмотря на некоторое ухудшение пространственного разрешения экспериментальной методики.

Авторы благодарят А.В. Овчинникова и Д.С. Ситникова за помощь при проведении эксперимента на фемтосекундном лазерном комплексе ОИВТ РАН. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (госконтракты № 16.518.11.7016 и 16.740.11.0686) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 10-08-01212, 11-08-00843, 11-08-00848).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н., Нагорный И.Г., Павлов А.Н., Буланов А.В. Взаимодействие лазерных плазм при оптическом пробое в нормальной атмосфере. *Квантовая электроника*, 2006, т. 36, № 3, с. 553–556.
- [2] Ситников Д.С., Комаров П.С., Овчинников А.В., Ашитков С.И. Фемтосекундная Фурье-интерферометрия неидеальной плазмы. *ЖТФ*, 2009, т. 79, № 4, с. 75–81.
- [3] Bulatov V., Xu L., Schechter I. Spectroscopic Imaging of Laser-Induced Plasma. *Analytical Chemistry*, 1996. vol. 68, no. 17, pp. 2966–2973.
- [4] Waugh J., Gregory C., Wilson L., Loupias B., Brambrink E., Koenig M., Sakawa Y., Kuramitsu Y., Takabe H., Kodama R., Woolsey N. A jet production experiment using the high-repetition rate Astra laser. *Astrophysics and Space Science*, 2009, vol. 322, no. 1, pp. 31–35.
- [5] Vogel N., Kochan N. Interferometric diagnostic of picosecond laser ablation in air. *Applied Surface Science*, 1998, vol. 127–129, pp. 928–934.
- [6] Breitling D., Schittenhelm H., Berger P., Dausinger F., Hügel H. Shadowgraphic and interferometric investigations on Nd:YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different processing wavelengths. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 1999, vol. 69, pp. S505–S508.
- [7] Amer E., Gren P., Kaplan A.F.H., Sjudahl M., El Shaer M. Comparison of the laser ablation process on Zn and Ti using pulsed digital holographic interferometry. *Applied Surface Science*, 2010, vol. 256, no. 14, pp. 4633–4641.
- [8] Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. Экспериментально-диагностический модуль для сверхскоростной комбинированной интерферометрии процессов взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с конденсированными средами в вакууме. *Приборы и техника эксперимента*, 2010, № 3, с. 104–110.
- [9] Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. Методика экспериментального определения удельного механического импульса отдачи при фемтосекундной лазерной абляции конденсированных сред в вакууме. *Приборы и техника эксперимента*, 2010, № 4, с. 140–144.
- [10] Cristoforetti G., De Giacomo A., Dell'Aglio M., Legnaioli S., Tognoni E., Palleschi V., Omenetto N. Local Thermodynamic Equilibrium in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Beyond the McWhirter criterion. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2010, vol. 65, no. 1, pp. 86–95.
- [11] Фортов В.Е., ред. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. В 4 кн. Вводный том. Москва, Наука, 2000.
- [12] Axente E., Noel S., Hermann J., Sentis M., Mihailescu I.N. Subpicosecond laser ablation of copper and fused silica: Initiation threshold and plasma expansion. *Applied Surface Science*, 2009, vol. 255, no. 24, pp. 9734–9737.
- [13] Santagata A., Teghil R., De Giacomo A., Dell'Aglio M., Parisi G.P., De Bonis A., Galasso A. Optical emission spectroscopy investigation of an ultra-short laser induced titanium plasma reheated by a ns laser pulse. *Applied Surface Science*, 2007, vol. 253, no. 19, pp. 7792–7797.
- [14] Yang Y.-N., Yang B., Zhu J.-R., Shen Z.-H., Lu J., Ni X.-W. Theoretical analysis and numerical simulation of the impulse delivering from laser-produced plasma to solid target. *Chinese Physics B*, 2008, vol. 17, no. 4, p. 1318.

- [15] Kalal M., Nugent K.A., Luther-Davies B. Phase-amplitude imaging: its application to fully automated analysis of magnetic field measurements in laser-produced plasmas. *Appl. Opt.*, 1987, vol. 26, no. 9, pp. 1674–1679.
- [16] Takeda M., Ina H., Kobayashi S. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, vol. 72, no. 1, pp. 156–160.
- [17] Kasperczuk A., Pisarczyk T. Application of automated interferometric system for investigation of the behaviour of a laser-produced plasma in strong external magnetic fields. *Optica Applicata*, 2001, vol. 31, no. 3, pp. 571–597.
- [18] Ershov-Pavlov E.A., Katsalap K.Y., Stepanov K.L., Stankevich Y.A. Time-space distribution of laser-induced plasma parameters and its influence on emission spectra of the laser plumes. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2008, vol. 63, no. 10, pp. 1024–1037.
- [19] Сизиков В.С., Смирнов А.В., Федоров Б.А. Численное решение сингулярного интегрального уравнения Абеля методом обобщенных квадратур. *Известия вузов. Математика*, 2004, № 8 (507), с. 62–70.
- [20] Bioucas-Dias J., Valadão G. Discontinuity Preserving Phase Unwrapping Using Graph Cuts. Rangarajan A., Vemuri B (eds.). *Energy Minimization Methods in Computer Vision and Pattern Recognition*. Berlin Heidelberg, Springer, 2005, pp. 268–284.
- [21] Sangines de Castro R., Sobral H., Sanchez-Ake C., Villagran-Muniz M. Two-color interferometry and fast photography measurements of dual-pulsed laser ablation on graphite targets. *Physics Letters A*, 2006, vol. 357, no. 4–5, pp. 351–354.
- [22] Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Ленинград, Наука, 1977, 220 с.
- [23] D’Alessio L., Galasso A., Santagata A., Teghil R., Villani A.R., Villani P., Zaccagnino M. Plume dynamics in TiC laser ablation. *Applied Surface Science*, 2003, vol. 208–209, pp. 113–118.
- [24] Grojo D., Hermann J., Perrone A. Plasma analyses during femtosecond laser ablation of Ti, Zr, and Hf. *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, no. 6, p. 063306-9.
- [25] Schittenhelm H., Callies G., Straub A., Berger P., Hugel H. Measurements of wavelength-dependent transmission in excimer laser-induced plasma plumes and their interpretation. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1998, vol. 31, no. 4, pp. 418–427.
- [26] Axente E., Mihailescu I.N., Hermann J., Itina T.E. Probing electron-phonon coupling in metals via observations of ablation plumes produced by two delayed short laser pulses. *Applied Physics Letters*, 2011, vol. 99, no. 8, p. 081502.
- [27] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. Москва, Наука, 1966, 686 с.
- [28] Amoroso S., Wang X., Altucci C., de Lisio C., Armenante M., Bruzzese R., Spinelli N., Velotta R. Double-peak distribution of electron and ion emission profile during femtosecond laser ablation of metals. *Applied Surface Science*, 2002, vol. 186, no. 1–4, pp. 358–363.
- [29] Гришин С.Д., Лесков Л.В. *Электрические ракетные двигатели космических аппаратов*. Москва, Машиностроение, 1989, 216 с.
- [30] Press W.H. *Numerical recipes in C++: the art of scientific computing*. Cambridge: Cambridge, University Press, 2007, 1235 p.

- [31] Jain A.K., Murty M.N., Flynn P.J. Data clustering: a review. *ACM Comput. Surv.*, 1999, vol. 31, no. 3, pp. 264–323.
- [32] Smith S.W. *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*. San Diego, California Technical Publishing, 2003, 640 p.
- [33] Elliott D.F. *Handbook of Digital Signal Processing: Engineering Applications*. St. Louis, Academic Press, 1987, 999 p.
- [34] Kumar B.P. *Digital signal processing laboratory*. Boca Raton, CRC Press, 2005, 245 p.
- [35] Kalal M., Nugent K.A. Abel inversion using fast Fourier transforms. *Appl. Opt.*, 1988, vol. 27, no. 10, pp. 1956–1959.

Статья поступила в редакцию 19.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю., Телех В.Д., Хазиев Р.Р. Разработка методики комбинированной интерферометрии светорозионных газоплазменных потоков и комплексной автоматизированной обработки ее результатов. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 10. URL: <http://engjournal.ru/catalog/machin/plasma/1037.html>

Локтионов Егор Юрьевич — канд. техн. наук, заведующий лабораторией учебно-научного центра «Фотонная энергетика» МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области экспериментальных исследований радиационно-плазодинамических и оптоотеплофизических процессов взаимодействия мощного излучения с веществом всех агрегатных состояний с использованием новейших методов диагностики. Автор более 50 работ в данной области. e-mail: stcpe@bmstu.ru

Протасов Юрий Степанович — д-р физ.-мат. наук, профессор, заместитель научного руководителя Объединенного учебно-научного центра фотонной энергетике и фотонных технологий МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области физики и техники низкотемпературной плазмы, радиационной газоплазодинамики и физической электроники. Автор более 400 научных работ, более 10 книг и 300 изобретений. e-mail: stcpe@bmstu.ru

Протасов Юрий Юрьевич — д-р техн. наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований радиационно-плазодинамических и оптоотеплофизических процессов взаимодействия мощного излучения с веществом всех агрегатных состояний. Автор более 100 работ в данной области. e-mail: stcpe@bmstu.ru

Телех Виктор Дмитриевич — канд. техн. наук, директор учебно-научного центра «Фотонная энергетика» МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований термодинамических, оптических и транспортных свойств низкотемпературной неидеальной плазмы. Автор более 50 работ в данной области. e-mail: stcpe@bmstu.ru

Хазиев Ринат Рафитович окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2012 г. Автор 6 работ в области расчетно-теоретических исследований термодинамических, оптических и транспортных характеристик низкотемпературной плазмы сложного химического состава. e-mail: stcpe@bmstu.ru