

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

УДК 53.083.91+53.082.54+53.088.7

### КОМПЛЕКСНАЯ ОБРАБОТКА ИНТЕРФЕРОГРАММ СВЕТОЭРОЗИОННЫХ ГАЗОВО-ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В ВАКУУМЕ

© 2013 г. Е. Ю. Локтионов, Ю. Ю. Протасов, В. Д. Телех, Р. Р. Хазиев

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

*Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5*

*E-mail: stcpe@bmstu.ru*

Поступила в редакцию 24.11.2011 г.

После доработки 24.01.2012 г.

Разработана методика автоматизированной обработки результатов интерферометрии светоэрозионных газОВО-плазменных потоков с использованием приближения локального термодинамического равновесия и данных о массовом расходе вещества мишени. Применение методики позволило оценить пространственно-временное распределение оптических (коэффициенты преломления и поглощения), теплофизических (температура, плотность, концентрация электронов), газодинамических (распределение частиц по скоростям, среднемассовая скорость, давление) и оптомеханических (удельный механический импульс отдачи) характеристик светоэрозионных газОВО-плазменных потоков. Рассмотрены особенности применения частотных фильтров на различных этапах автоматизированной обработки результатов измерений. Приведены примеры обработки с использованием разработанной методики экспериментальных результатов, полученных при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на конденсированные среды.

DOI: 10.7868/S0032816213010072

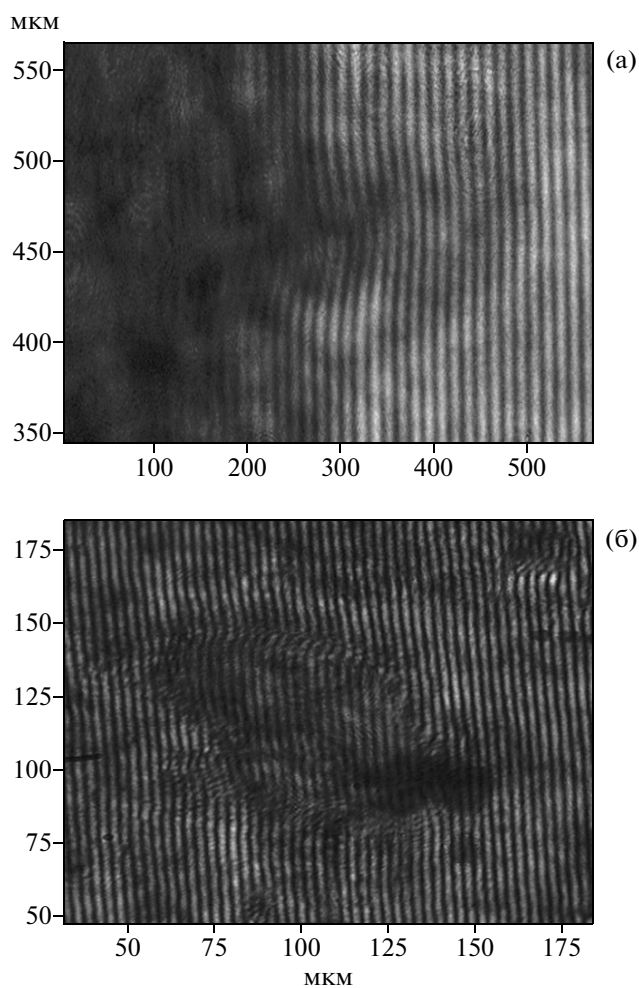
#### ВВЕДЕНИЕ

Светоэрозионные газОВО-плазменные потоки генерируются при высокоинтенсивном оптическом воздействии на поверхность конденсированных сред. Характерные времена жизни таких потоков изменяются от  $10^{-8}$  до  $10^{-2}$  с [1] и определяются как параметрами и условиями оптического воздействия, так и природой мишени. При этом характерные времена плазмодинамических процессов в них стремятся к времени электрон-фононной релаксации облучаемой среды  $\sim 10^{-11}$ – $10^{-10}$  с [2], а характерные времена газодинамических процессов составляют  $\sim 10^{-9}$ – $10^{-8}$  с [3]. Исследование таких потоков представляется актуальным как для решения задач современной физики неравновесной пространственно неоднородной плазмы высокой плотности, так и в связи с многочисленными техническими задачами, возникающими при разработке новых методов генерации и ускорения газОВО-плазменных потоков в плазменно-лазерных ускорителях и инжекторах, лазерных ракетных микродвигателях и плазменно-пучковых технологиях высокой плотности мощности [1].

Исследование динамики и макроструктуры светоэрозионных газОВО-плазменных потоков осложняется недостаточной разработкой инструментальных методов диагностики малоразмерных

плазменных структур и протекающих в них сверхбыстрых оптогазодинамических процессов [4]. Применение интерференционных методов теоретически позволяет достичь необходимого пространственно-временного разрешения в сочетании с высокой информативностью. Стоит отметить, что нередко результаты интерферометрии с цифровой регистрацией и преобразованием данных с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье [5, 6] обрабатываются недостаточно полно [7, 8]. Как правило, возможности такой обработки ограничиваются нехваткой данных о массовом расходе вещества мишени при лазерной абляции [9, 10], что приводит к снижению эффективности применения этих сложных и трудоемких методов. Другим ограничением является необходимость создания сложного программного обеспечения для массового анализа экспериментальных интерферограмм.

Целью данной работы является разработка методики комплексной обработки экспериментальных результатов комбинированной интерферометрии [11] светоэрозионных газОВО-плазменных потоков, генерируемых при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на твердотельные мишени. Применение методики позволяет найти пространственно-временные поля распределения показателей преломления и поглощения, концентрации электронов и атомов, скоростей



**Рис. 1.** Исходные данные для анализа: интерферограммы и приповерхностного газово-плазменного потока (а) и поверхности мишени (б).

частиц, заторможенной и термодинамической температуры и, как следствие, полного и статического давлений, а также оценить степень ионизации плазмы, среднюю скорость атомов, удельный механический импульс отдачи [12], баланс потенциальной и кинетической энергии светоэрозионного газово-плазменного потока и эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию светоэрозионного газово-плазменного потока.

Получение такого массива результатов возможно при одновременной регистрации интерферограммы поверхности (рис. 1б) облучаемой мишени (или данных о массовом расходе вещества мишени при единичном лазерном воздействии) и интерферограммы лазерно-индуцированного газово-плазменного потока (рис. 1а). Первичными результатами обработки этих интерферограмм являются данные о массовом расходе вещества мишени в результате однократного

лазерного воздействия и данные об изменении фазы и амплитуды волнового фронта зондирующего излучения, проходящего через газово-плазменный поток. Следовательно, при известном времени задержки экспозиции относительно лазерного воздействия и при допущении, что газово-плазменный поток обладает осевой симметрией, интерферограммы представляют собой 6-мерные массивы данных: три пространственные и одна временная координаты, а также изменение фазы и амплитуды фронта зондирующего излучения. Применение приближения локального термодинамического равновесия [13] позволяет на основе данных о концентрации электронов и коэффициенте поглощения получить термодинамические и оптические характеристики светоиндуцированных газово-плазменных потоков, используя уравнения равновесной термодинамики [14]. Такой подход к постановке эксперимента и комплексной обработке его результатов применяется впервые. Результаты хорошо соответствуют известным из литературы данным, полученным другими методами в близких экспериментальных условиях [15, 16] или при численном моделировании [17].

## О ТЕХНИКЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве исходных данных в настоящей работе использовались интерферограммы потока (рис. 1а) и поверхности (рис. 1б), полученные методом комбинированной лазерной микроинтерферометрии с применением экспериментальной установки на основе тераваттного фемтосекундного лазерного комплекса ( $\tau \sim 45\text{--}70$  фс,  $\lambda \sim 266, 400, 800$  нм,  $I_0$  до  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>). Более подробное описание техники эксперимента, методики регистрации и первичной обработки экспериментальных данных приводится в [11, 12]. Существенной особенностью примененной в эксперименте оптической схемы является наличие двух интерферометров для одновременной регистрации как оптико-теплофизических процессов на поверхности облучаемой мишени (схема Майкельсона), так и оптико-газодинамических процессов в светоэрозионном газово-плазменном потоке (схема Маха–Цендера). Совместная обработка экспериментальных данных этих интерферометров позволяет существенно повысить информативность исследования. Пространственное разрешение интерферометров составляло  $\sim 1$  мкм, временное разрешение оптической схемы  $\sim 10^{-13}$  с, разрешение при определении массового расхода  $\sim 10^{-11}$  г [11]. Особенностью разработанной методики является возможность пакетной обработки экспериментальных данных в автоматизированном режиме для любых случаев, когда имеются данные о массовом расходе вещества мишени при единичном воздействии лазерного излучения и интерфе-

рограмма светоиндуцированного газополазменного потока, соответствующая этому воздействию.

### МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Зарегистрированные интерферограммы обрабатывались с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье [18, 19] для получения полей распределения фазового сдвига волнового фронта (рис. 2а) и изменения интенсивности (рис. 2б) отраженного от поверхности или прошедшего через газополазменный поток зондирующего излучения (аналог теневой картины) [5]. Полученные таким образом данные анализировались в соответствии с разработанной расчетной схемой, представленной на рис. 3; принятые допущения и использованные расчетные соотношения приводятся далее по тексту статьи.

Исходными данными для определения показателя преломления среды  $\Delta n$  являются картины сдвигов фазы волнового фронта зондирующего излучения [20]:

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

где  $\Delta\varphi$  – значение сдвига фазы на участке  $a-b$ ;  $n$  и  $\Delta n$  – показатель преломления и его изменение. При этом поток считается осесимметричным, а функция распределения параметра  $\Delta n$  – монотонной, что позволяет применить уравнение Абеля для восстановления значений показателя преломления в соответствии с [21, 22]:

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

где  $\Delta\varphi(y)$  – сдвиг фазы на расстоянии  $y$  от оси симметрии потока;  $\Delta n(r)$  – изменение 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 [23].

Изменение показателя преломления обусловлено вкладом не только электронов, но также атомов и ионов разных кратностей. Вклад каждой из этих составляющих может быть определен экспериментально с использованием многочастотной интерферометрии [24] либо выполнена оценка вклада той или иной составляющей для данной длины волны зондирующего излучения по ожидаемому соотношению концентрации электронов и атомов [25]:

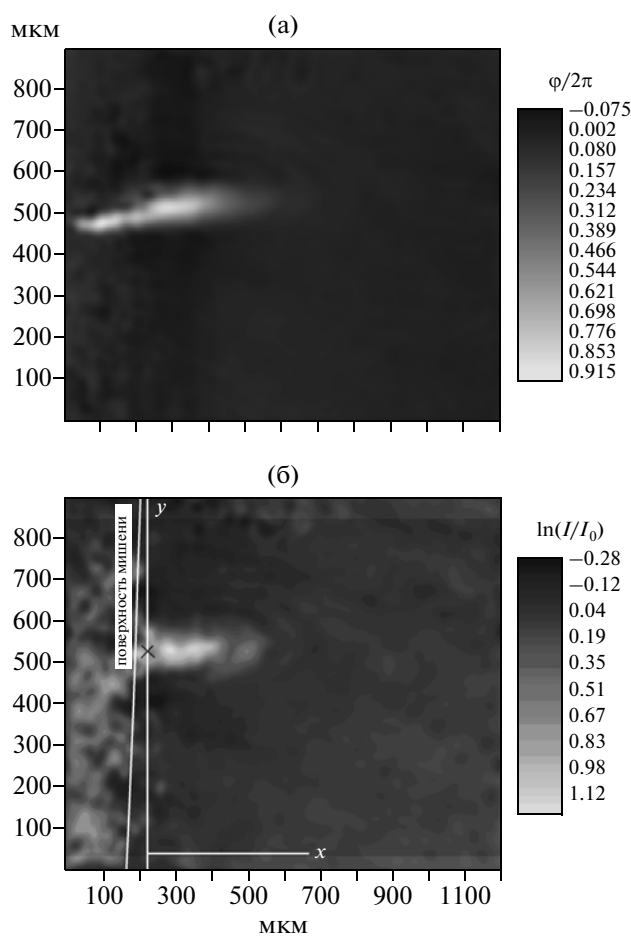
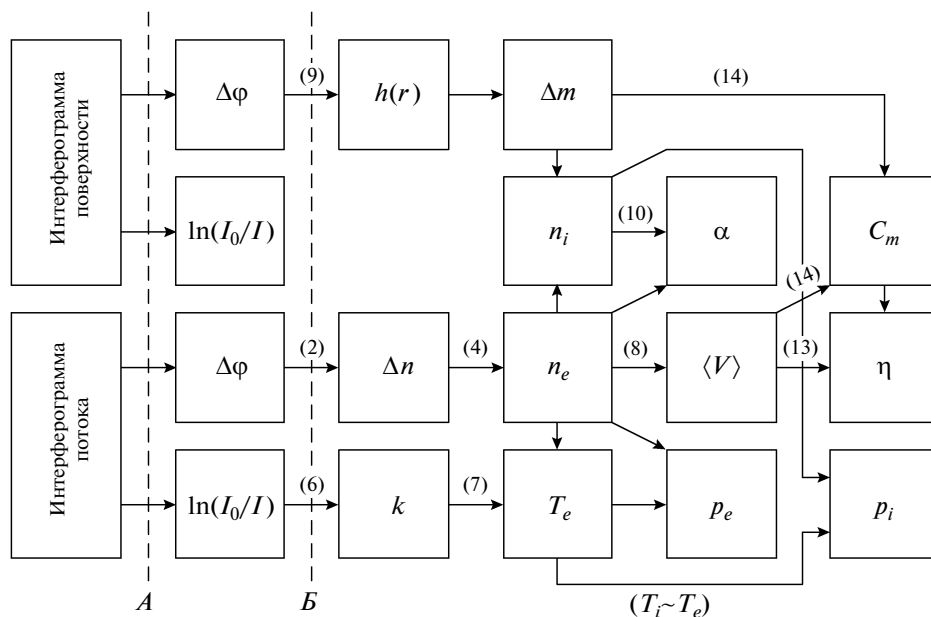


Рис. 2. Поля сдвига фазы (а) и логарифма отношения амплитуды волнового фронта зондирующего и прошедшего излучений (б) (белой линией обозначена граница мишени, крестиком – область воздействия излучения).

$$\Delta\varphi = -4.49 \cdot 10^{-14} 2\pi\lambda \int_{z_1}^{z_2} n_e(x, y, z) dz + \frac{4\pi^2}{\lambda} \sum_i c_i \int_{z_1}^{z_2} n_i(x, y, z) dz, \quad (3)$$

где  $c_i$  – рефракция частиц  $i$ -го сорта в расчете на одну частицу;  $z_1$  и  $z_2$  – координаты границ плазмы вдоль распространения фронта зондирующего излучения;  $n_e, n_i$  – концентрация электронов и ионов соответственно.

Для условий описываемого эксперимента можно допустить, что вклад электронов в изменение показателя преломления является преобладающим (так как  $n_e/n_a \sim 3 \cdot (10^{-1}-1)$ , где  $n_a$  – концентрация атомов, а  $\lambda \sim 400, 800$  нм [25]). Для оценки плотности тяжелых частиц их локальная концентрация в первом приближении приравнивалась к локальной концентрации электронов (рис. 4),



**Рис. 3.** Схема обработки экспериментальных данных. *А* – быстрое преобразование Фурье; *Б* – преобразование Абеля с фурье-фильтрацией. Над стрелками указаны номера расчетных соотношений, приведенных в тексте статьи, соответствующие переходам.

умноженной на число атомов, испаренных с поверхности мишени, и нормированной на общее число электронов в газовой-плазменном потоке. Выполненная по (3) с использованием этих данных оценка вклада электронов в формирование показателя преломления газовой-плазменного потока подтвердила корректность первоначального допущения сходимостью результатов.

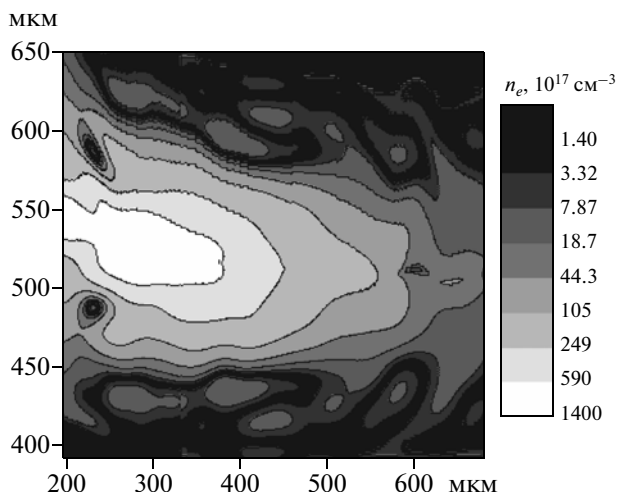
Конечной целью при интерферометрическом исследовании параметров газовой-плазменных по-

токов является определение пространственных распределений концентраций электронов  $n_e$  в потоке [20]. Исходными данными для этого служит изменение показателя преломления среды  $\Delta n$ , рассчитанное по данным о сдвиге фазы волнового фронта зондирующего излучения (2):

$$n_e = \frac{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e n_0}{\lambda^2 e^2} \Delta n \approx 2.23 \cdot 10^{15} \frac{\Delta n}{\lambda^2}, \quad (4)$$

где  $n_e$  – концентрация электронов,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $m_e$  – масса электрона,  $n_0$  – показатель преломления буферного газа (для вакуума  $n_0 = 1$ ),  $\lambda$  – длина волны зондирующего излучения,  $e$  – заряд электрона,  $\Delta n$  – изменение показателя преломления в среде (все размерности в СИ). Полученные результаты ( $n_e \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) находятся в хорошем соответствии с результатами эмиссионной спектроскопии [15]. Концентрация электронов использована в качестве коэффициента пропорциональности при построении распределения частиц по скоростям в газовой-плазменном потоке и их среднемассовой скорости. Пример такого распределения для титановой мишени представлен на рис. 5. Наличие двух пиков соответствует сложению максвелловских распределений по скоростям для атомов и первых ионов Ti [26]. Такой же характер распределения и аналогичные значения скоростей получены в [27] в схожих экспериментальных условиях методами фотометрии изображений газовой-плазменного потока.

Согласно закону Бугера–Ламберта–Бера в интегральной форме, интенсивность излучения,



**Рис. 4.** Распределение концентрации электронов в газовой-плазменном потоке через 27 нс после лазерного воздействия. Здесь и далее приведены результаты для Ti-мишени:  $p \sim 10^{-3}$  Па,  $\lambda_{\text{возд}} \sim 400$  нм,  $W \sim 5.09$  Дж/см<sup>2</sup>,  $\lambda_{\text{зонд}} \sim 800$  нм.

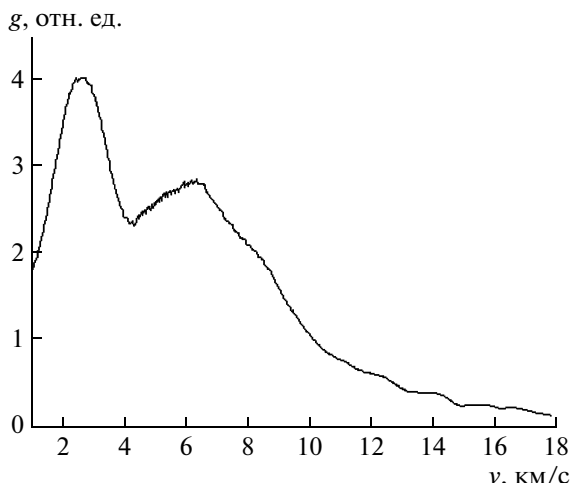


Рис. 5. Распределение частиц в газоплазменном потоке по скоростям.

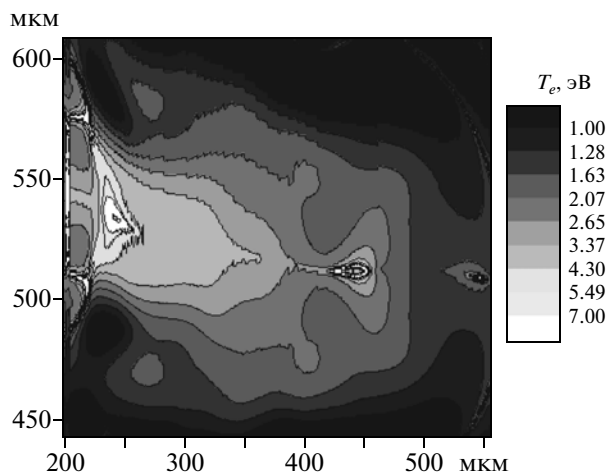


Рис. 6. Распределение температуры в газоплазменном потоке.

прошедшего через некоторый слой вещества  $r$ , 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, прошедшего через слой вещества  $r$ ;  $k(r)$  – коэффициент поглощения плазмы на оптической толщине слоя  $r$ . Уравнение (5) аналогично уравнению (1), и его решение для осесимметричного объекта можно найти при помощи 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  $I(y)$  – значение интенсивности излучения на расстоянии  $y$  от оси симметрии потока,  $R$  – радиус поперечного сечения потока.

Используя полученные данные для линейного спектрального коэффициента поглощения  $k$  ( $k = 2\pi k/\lambda$ , где  $k$  – коэффициент экстинкции, т.е. вторая оптическая константа вещества) и концентрации электронов, по формуле Крамерса–Унзольда [28], связывающей температуру газа, концентрацию электронов и коэффициент поглощения  $k$ , можно найти распределение температуры электронов, которая в приближении локального термодинамического равновесия светозероизонного газоплазменного потока через  $10^{-10}$ – $10^{-11}$  с после лазерного воздействия может быть приравнена к температуре атомов [29]. Коэффициент поглощения  $k$  складывается из тормозного и фотоионизационного поглощения, ослабления интенсивности излучения вследствие рассеяния Ми (последним слагаемым для рассматриваемых времен задержки относительно воздействующего из-

лучения можно пренебречь, поскольку макрочастицы, образующиеся при фемтосекундной лазерной абляции, обладают относительно малыми скоростями [27], чтобы внести искажения в диагностируемый объем). В приближении локального термодинамического равновесия оценка температуры выполнена по интегральной формуле, приведенной в [30] (в СГС):

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

где  $\hbar \omega_0$  – энергия поглощенного фотона;  $z_i$  – заряд иона;  $T_e$  – температура электронов. Полученные таким образом результаты отражают распределение термодинамической (больцмановской) температуры  $T \sim T_e \sim T_i \sim (20\text{--}40) \cdot 10^3$  К (рис. 6) и соответствуют данным, найденным методами эмиссионной спектроскопии [15, 16].

Допустим, что распределение атомов и ионов в газоплазменном потоке пропорционально распределению электронов, а частицы ускоряются за относительно небольшой промежуток времени и продолжают свое движение в вакууме с постоянной скоростью. Тогда среднемассовая продольная скорость частиц будет определяться выражением  $\bar{v}^k = \bar{L}^k / t$  – это средняя скорость частиц в  $k$ -м элементарном объеме за время  $t$  (время задержки экспозиции интерферограммы относительно времени лазерного воздействия), здесь  $\bar{L}^k$  – расстояние от мишени до  $k$ -го элементарного объема в момент времени  $t$ . Таким образом, используя отношения локальной концентрации электронов к общему количеству электронов в потоке в качестве коэффициента пропорциональности, можно определить распределение частиц в газоплазменном потоке по скоростям (см. рис. 5) и их среднемассовую скорость:

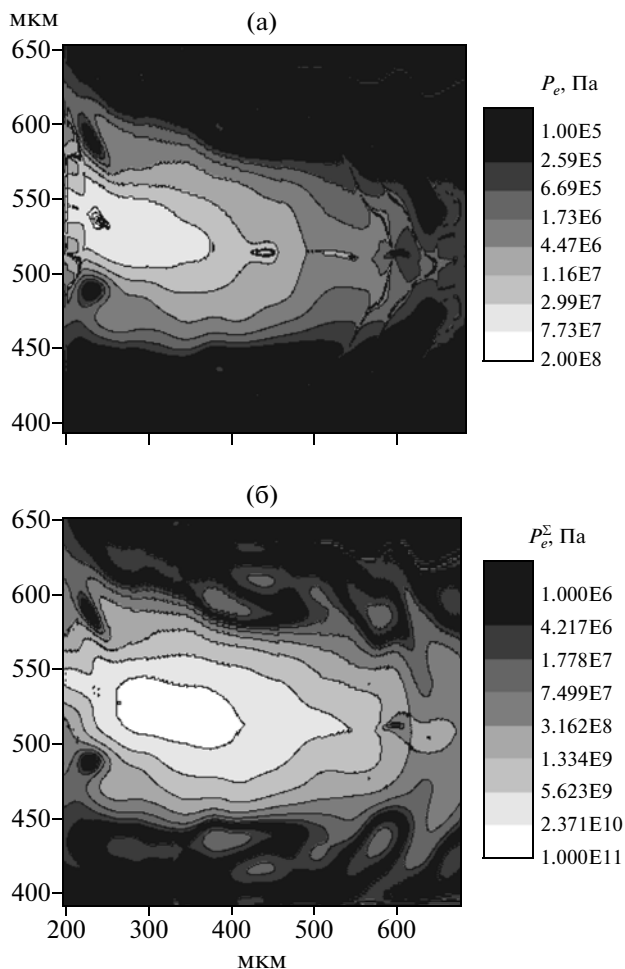


Рис. 7. Поля распределения статического (а) и полного (б) давлений в газовой-плазменном потоке.

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

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

Высокие скорости разлета частиц свидетельствуют о том, что как полная (заторможенная) температура  $T^* = T + V_i^2/(2c_p)$  (где  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении), так и давление будут значительно выше, чем статические. Зная распределение температуры и концентрации частиц в потоке, можно рассчитать распределения статического  $P_e = n_e k T_e$  (рис. 7а) и полного  $P_e^* = P_e + m_e n_e V_e^2/2$  давления (рис. 7б). Полученные значения соответствуют теоретическим оценкам [17].

Обработка данных одной интерферограммы позволяет получить только описанные выше величины. Для более детального анализа были учте-

ны данные оптической профилометрии кратеров (см. рис. 1б) на облучаемой поверхности мишени. Глубина кратера  $h$  в случае отражения излучения непосредственно от поверхности мишени определяется по интерферограмме как:

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

где  $\Delta\phi$  – фазовый сдвиг,  $\lambda$  – длина волны зондирующего излучения. Из профилей кратеров был определен объем испаренного вещества  $V_{ev}$  и, следовательно, его масса  $m_{ev}$ .

Для оценки степени ионизации  $\alpha$  в газовой-плазменном потоке суммарное число электронов в потоке нормируется на число атомов, испаренных с поверхности мишени:

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

где  $m_{ev}$  – массовый расход вещества мишени при лазерном воздействии (форма абляционного кратера восстановлена по интерферограмме поверхности мишени);  $N_i^\Sigma$ ,  $N_e^\Sigma$ ,  $N_a^\Sigma$  – соответственно количество ионов, электронов и тяжелых частиц в газовой-плазменном потоке (предполагается, что количество тяжелых частиц в газовой-плазменном потоке равно количеству испаренных с поверхности мишени атомов);  $N_A$  – число Авогадро;  $\mu$  – молярная масса вещества мишени.

Критериями оценки эффективности генерации газовой-плазменных потоков могут служить среднемаховая скорость разлета частиц, механический импульс  $p = m_{ev} \langle V \rangle$ , степень монохроматичности  $\nu$  (или энергетическая эффективность) и “тяговая” эффективность генерации потока  $\eta$  [31]. Если в первом приближении считать количество вторых и других высших ионов пренебрежительно малым, то распределение концентрации ионов прямо пропорционально распределению концентрации электронов:

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

где  $E_{\parallel}$ ,  $E_{\perp}$  – соответственно продольная и поперечная составляющие кинетической энергии частиц;  $E^\Sigma$  – полная кинетическая энергия тяжелых частиц в газовой-плазменном потоке;  $m^k$  и  $V^k$  – масса и скорость  $k$ -го элементарного объема.

Степень монохроматичности (энергетическую эффективность генерации) потока определяют как отношение продольной и полной кинетических энергий [31]:

$$v = \frac{E_{\parallel}}{E^{\Sigma}}, \quad (12)$$

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. 8б):

$$\eta = \frac{E_{\parallel}}{E_{\text{имп}}}. \quad (13)$$

Удельный механический импульс отдачи с использованием данных о массовом расходе вещества мишени и среднемассовой скорости разлета частиц (рис. 8а) можно оценить как [12]:

$$C_m = \frac{1}{E} \int_{\tau_1}^{\tau_2} F(t) dt = \frac{p}{E} \approx \frac{\Delta m \langle V \rangle}{E}, \quad (14)$$

где  $E$  – энергия импульса лазерного излучения,  $F$  – сила тяги.

### 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 фильтров в зависимости от решаемой задачи.

Определение границы мишень–поток является одной из важных задач автоматизации обработки, так как данные об этой границе необходимы для нахождения распределения скоростей частиц в газовой-плазменном потоке и суммарного количества электронов. Стоит отметить, что методы автоматизированного определения границы мишень–поток практически не описаны в литературе, поэтому для решения поставленной задачи необходимо было найти пригодный алгоритм нахождения этой границы.

Из характерной фазовой и амплитудной картины видно, что область мишени, в отличие от невозмущенной области и газовой-плазменного потока, как правило, характеризуется более высокой зашумленностью и существенным уменьшением амплитуды волнового фронта зондирующего излучения. Эти особенности интерферограмм светоэрозийных газовой-плазменных потоков и были использованы для определения границы мишень–поток.

Первый подход заключался в попытке разделить значения дисперсий изменения фазы волно-

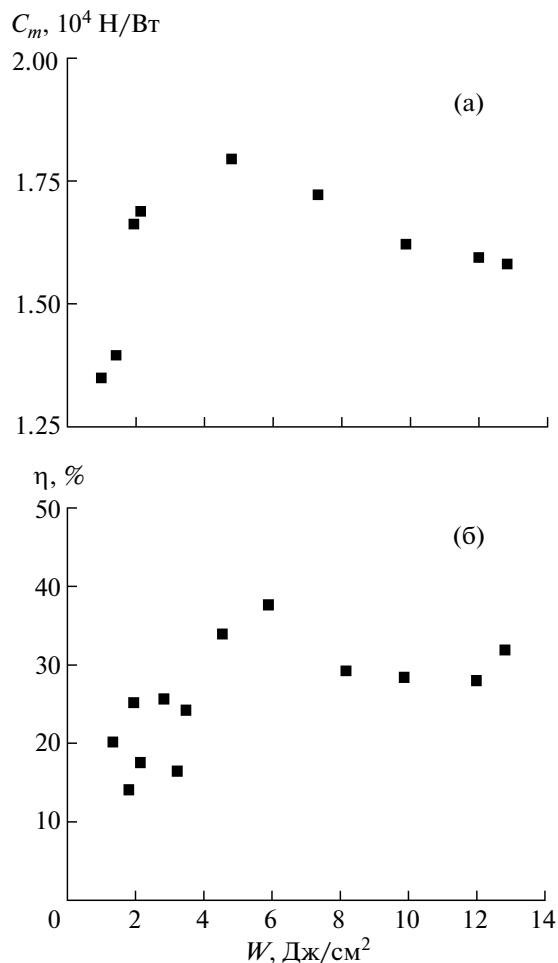


Рис. 8. Зависимости удельного механического импульса отдачи (а) и эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газовой-плазменного потока (б) от спектрально-мощностных параметров лазерного воздействия.

вого фронта зондирующего излучения  $\sigma_j$  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  $\sigma_j$  – дисперсия в  $j$ -м столбце;  $N_{rows}$  – количество строк в изображении;  $N_{cols}$  – количество столбцов в изображении;  $\varphi_{ij}$  – значение фазы в точке  $(i, j)$ ;  $\mu$  – среднее значение фазы в изображении.

Зависимость дисперсии изменения фазы волнового фронта от горизонтальной координаты была разделена на кластеры при помощи алгоритма  $k$ -средних (количество кластеров 2) [32, 33]. Согласно этому алгоритму, множество элементов разбивается на заранее известное количество кластеров. В основе алгоритма лежит принцип мини-

мизации значений дисперсии внутри каждого кластера [33]:

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

где  $k$  – количество кластеров;  $S_i$  – множество элементов  $i$ -го кластера;  $\mu_i$  – 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 была расположена под определенным углом к вертикали, не превышающим  $10^\circ$ .

Второй подход заключался в разделении амплитудных картин на два кластера методом  $k$ -средних в горизонтальных сечениях. Он оказался намного точнее первого и учитывал наклон поверхности мишени по отношению к системе координат изображений (см. рис. 2б).

Современную обработку интерферограмм проводят методом комплексного анализа [18]. 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 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 при помощи алгоритмов сшивки фаз, в результате получают истинные значения фаз со сдвигом на некоторую постоянную величину. Значения фаз и амплитуд для корректной обработки необходимо нормировать на значения в невозмущенной области.

Возникновение шумов в картинах распределения изменения фазы и амплитуды волнового фронта зондирующего излучения обусловлено особенностями регистрации интерферограмм и артефактами, возникающими из-за дифракции и aberrаций элементов 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 опи-

саны в литературе [32, 34, 35]. В качестве основного выбран оптимальный фильтр Винера [36]:

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

где  $H(f)$  – фильтрующая функция,  $S(f)$  – зависимость сигнала от частоты, а  $N(f)$  – зависимость шумов от частоты. Используемая методика позволяет избавиться от высокочастотного шума, а основной сигнал находится в низкочастотной зоне. В низкочастотной зоне находится и часть шума, связанная с aberrационным 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 быстром преобразовании Фурье [37]. Представим функцию  $\Delta\phi(y)$  в виде разложения в косинус ряда Фурье:

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

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

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

Подставив (18) в (19), получим:

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

$$g(k, \rho) = \frac{2}{\pi} \int_0^{(1-\rho^2)^{0.5}} (t^2 + \rho^2)^{-0.5} \sin k\pi(t^2 + \rho^2)^{0.5} dt, \quad (21)$$

где  $N$  – количество элементов в столбце распределения параметра  $S$ ;  $\rho = \frac{r}{N\Delta}$ ;  $\Delta$  – 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 является еще одной трудоемкой задачей данной работы. В литературе не встречаются описания методов, опробованных для автоматизации этого процесса. После серии экспериментов была выбрана следующая схема определения границ потока: 1) устранение высокочастотного шума с использованием метода свертки фазовой картины двумерной функцией Гаусса (при этом существенно уменьшается среднечастотная часть спектральной интенсив-



ности фазовых картин, что позволяет максимально сгладить фазовые картины); 2) экспоненциальная аппроксимация поперечного сечения газозо-плазменного потока одномерной функцией Гаусса методом наименьших квадратов (по алгоритму Лавенберга–Маркуардта [32]); (3) ограничение границ потока значением сдвига фаз на расстоянии  $2\sigma$  ( $\sigma$  – параметр аппроксимационной функции Гаусса) от его оси на границе с мишенью.

Задача автоматизации обработки интерферограмм, полученных методом интерференционного 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 фаз должна осуществляться по нетронутой поверхности мишени, фильтрация изображений выполнялась при помощи усредняющего фильтра.

Следует отметить, что наряду с удобством автоматизированной обработки применение фильтров негативно отражается на пространственном разрешении получаемых результатов. Абсолютная погрешность использованного алгоритма восстановления фазового сдвига волнового фронта из интерферограмм составила  $\Delta\psi \sim \pm(\pi/100)$ , а погрешность определения глубины кратера  $\Delta h \sim \pm(\lambda/200)$ . При этом характерный уровень шума в фазовой картине составил  $\Delta\psi \sim \pm \pi/10$  и был снижен до  $\Delta\psi \sim \pm(\pi/100)$ . Масштаб переноса изображения в плоскость п.з.с.-камеры интерференционного микроскопа равен  $\sim \pm 0.8$  мкм/пиксел. Погрешность определения границы составила  $\pm(0-30)$  пикселов, в результате чего погрешность определения среднемаховой скорости достигла  $\Delta v \sim \pm(0-700)$  м/с. Из-за неточности алгоритмов сшивки области с резкими скачками фаз также фильтруются, что в итоге приводит к ухудшению пространственного разрешения результатов автоматизированного анализа на порядок по сравнению с регистрируемыми данными.

Автоматизированная обработка экспериментальных данных, полученных по результатам одного лазерного воздействия, занимает  $\sim 9$  мин при производительности э.в.м.  $\sim 5$  Гфлопс/с, при этом время обработки было снижено более чем на порядок при подстановке табулированных значений интеграла (21) вместо его вычисления.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная методика автоматизированной обработки экспериментальных результатов комбинированной интерферометрии поверхности мише-

ни 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), оптомеханических (удельный механический импульс отдачи, тяговый к.п.д.) и энергетических характеристик (эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию), степени ионизации светоэрозийных газозо-плазменных потоков.

Предложенный программно-аппаратный комплекс позволяет определять в одном эксперименте широкий спектр оптических, теплофизических, газодинамических и оптомеханических характеристик светоиндуцированных газозо-плазменных 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 качественно повысить информативность исследования, несмотря на некоторое ухудшение пространственного разрешения экспериментальной методики.

Авторы благодарны А.В. Овчинникову и Д.С. Ситникову за помощь при проведении эксперимента на фемтосекундном лазерном комплексе ОИВТ РАН. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (госконтракты № 16.518.11.7016 и № 16.740.11.0686) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 11-08-00848-а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schou J., Amoroso S., Lunney J. / Laser Ablation and its Applications / Ed. C. Phipps. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007. P. 67.
2. Choi T.Y., Grigoropoulos C.P. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 9. P. 4918.
3. Pathak K., Povitsky A. // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. № 11. P. 113108.
4. Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н. и др. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 3. P. 553. (Quant. Electron. 2006. V. 36. № 6. P. 553).
5. Ситников Д.С., Комаров П.С., Овчинников А.В. и др. // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 4. С. 75. (Technical Physics. 2009. V. 54. № 4. P. 520).
6. Bulatov V., Xu L., Schechter I. // Anal. Chem. 1996. V. 68. № 17. P. 2966.
7. Waugh J., Gregory C., Wilson L. et al. // Astrophys. Space Sci. 2009. V. 322. № 1. P. 31.

8. *Vogel N., Kochan N.* // Appl. Surf. Sci. 1998. V. 127–129. P. 928.
9. *Breitling D., Schittenhelm H., Berger P. et al.* // Appl. Phys. A. 1999. V. 69. P. S505.
10. *Amer E., Gren P., Kaplan A.F.H. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2010. V. 256. № 14. P. 4633.
11. *Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю. и др.* // ПТЭ. 2010. № 3. С. 104. (Instruments and Experimental Techniques. 2010. V. 53. № 3. P. 416).
12. *Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю. и др.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 140. (Instruments and Experimental Techniques. 2010. V. 53. № 4. P. 596).
13. *Cristoforetti G., De Giacomo A., Dell'Aglio M. et al.* // Spectrochimica Acta B. 2010. V. 65. № 1. P. 86.
14. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том (в 4-х книгах) / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000.
15. *Axente E., Noël S., Hermann J. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2009. V. 255. № 24. P. 9734.
16. *Santagata A., Teghil R., De Giacomo A. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2007. V. 253. № 19. P. 7792.
17. *Yang Y.-N., Yang B., Zhu J.-R. et al.* // Chinese Phys. B. 2008. V. 17. № 4. P. 1318.
18. *Kalal M., Nugent K.A., Luther-Davies B.* // Appl. Opt. 1987. V. 26. № 9. P. 1674.
19. *Takeda M., Ina H., Kobayashi S.* // J. Opt. Soc. Am. 1982. V. 72. № 1. P. 156.
20. *Kasperczuk A., Piarczyk T.* // Optica Applicata. 2001. V. 31. № 3. P. 571.
21. *Ershov-Pavlov E.A., Katsalap K.Y., Stepanov K.L. et al.* // Spectrochimica Acta B. 2008. V. 63. № 10. P. 1024.
22. *Сизиков В.С., Смирнов А.В., Федоров Б.А.* // Изв. вузов. Математика. 2004. № 8 (507). С. 62.
23. *Bioucas-Dias J., Valadão G.* Energy Minimization Methods in Computer Vision and Pattern Recognition / Ed. A. Rangajan, B. Vemuri. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005. P. 268.
24. *Sangines de Castro R., Sobral H., Sanchez-Ake C. et al.* // Phys. Lett. A. 2006. V. 357. № 4–5. P. 351.
25. *Зайдель А.Н., Островская Г.В.* Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
26. *D'Alessio L., Galasso A., Santagata A. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2003. V. 208–209. P. 113.
27. *Grojo D., Hermann J., Perrone A.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. № 6. P. 063306.
28. *Schittenhelm H., Callies G., Straub A. et al.* // J. Phys. D. 1998. V. 31. № 4. P. 418.
29. *Axente E., Mihailescu I.N., Hermann J. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. № 8. P. 081502.
30. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
31. *Гришин С.Д., Лесков Л.В.* Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1989.
32. *Press W.H.* Numerical recipes in C++: the art of scientific computing. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
33. *Jain A.K., Murty M.N., Flynn P.J.* // ACM Comput. Surv. 1999. V. 31. № 3. P. 264.
34. *Smith S.W.* The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing. San Diego: California Technical Publishing, 2003.
35. *Elliott D.F.* Handbook of Digital Signal Processing: Engineering Applications. St. Louis: Academic Press, 1987.
36. *Kumar V.P.* Digital signal processing laboratory. Boca Raton: CRC Press, 2005.
37. *Kalal M., Nugent K.A.* // Appl. Opt. 1988. V. 27. № 10. P. 1956.