

О теплофизических и газодинамических характеристиках лазерно-индуцированных газоплазменных потоков при фемтосекундной лазерной абляции титана в вакууме

Е.Ю.Локтионов, Ю.С.Протасов, Ю.Ю.Протасов

Представлены результаты экспериментального исследования теплофизических и газодинамических характеристик газоплазменных потоков, индуцируемых ультракороткими (45–60 фс) лазерными импульсами (длина волны излучения $\lambda = 400, 800$ нм) при воздействии на титановую мишень в вакууме ($\sim 5 \times 10^{-4}$ мбар). Использование методики комбинированной интерферометрии и комплексной обработки экспериментальных данных позволило оценить удельный механический импульс отдачи ($C_m \sim 10^{-4}$ Н/Вт) и эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газоплазменного потока (65%–85%), пространственно-временные распределения концентрации ($n_e = 10^{18}–10^{20}$ см $^{-3}$) и скорости частиц ($\langle v \rangle = 4–9$ км/с), статического ($10^6–10^8$ Па) и полного ($10^7–10^{11}$ Па) давлений и температуры ($T = 7–50$ кК) в этом потоке. Приведены результаты сравнительного анализа представленных данных с известными из литературы данными, полученными другими методами.

Ключевые слова: лазерная абляция, комбинированная интерферометрия, газоплазменные потоки, концентрация электронов, температура, давление, эффективность преобразования, вакуум, титан.

1. Введение

Интерес к исследованию фемтосекундной лазерной абляции технологически значимых материалов неуклонно растет вследствие ряда преимуществ воздействия на них ультракоротких импульсов излучения, обусловленных прежде всего тем, что время оптического воздействия оказывается меньше времени электрон-фононной релаксации [1]. Это приводит к существенному снижению доли рассеянного тепла, а следовательно, к уменьшению зоны термического воздействия [2], т.е. к повышению объемной плотности энергии в веществе мишени, что становится особенно важным для тугоплавких металлов и металлов с высокой теплопроводностью, поскольку существенно увеличивается эффективность микроразмерной обработки [3] и генерации газоплазменных потоков [4], а также разрешающая способность аналитических методов [5] и т.д. В связи с этим исследование теплофизических и газодинамических процессов при фемтосекундной лазерной абляции является актуальным как с общефизической, так и с прикладной точки зрения.

Экспериментальное исследование газоплазменных потоков, индуцируемых при воздействии ультракоротких импульсов лазерного излучения на конденсированные среды, имеет ряд особенностей, связанных, прежде всего, с малыми энергиями воздействующих импульсов и, следовательно, с малыми характерными линейными размерами газоплазменного потока и интенсивностью испускаемого им излучения [6]. При использовании диагностического оборудования и методик с недостаточной чувствительностью или пространственно-временным

разрешением количественная обработка результатов измерений ограничена или невозможна [7]. Так, фоторегистрационными методами [8, 9] чаще всего получают лишь качественные данные или 0–1-мерные по пространству (и нередко фактически интегральные по времени, т.е. с длительностью экспозиции, много большей длительности характерных процессов) эмиссионные спектры [10]. Интерференционные методы, обеспечивающие необходимое пространственно-временное разрешение, из-за своей сложности применяются редко. Обработка получаемых с их помощью экспериментальных результатов также сложна и поэтому часто бывает недостаточной [8, 11].

С использованием математических моделей фемтосекундной лазерной абляции металлов в большинстве случаев рассматриваются процессы на поверхности или в толще мишени [12–18], значительно реже – в приповерхностной зоне [19], но во всех случаях исследуемые временные интервалы составляют единицы пикосекунд. Более же развитые для случая воздействия импульса наносекундной длительности газоплазодинамические модели (см., напр., [20–23]) в данном случае ограничены пригодны, т.к. испарение металла происходит не в процессе лазерного воздействия, а сразу после него и до развития макроскопического газоплазменного потока.

Большая удельная стоимость энергии импульса и сложность обслуживания мощных фемтосекундных лазеров ограничивают исследование веществ с высокими спектрально-энергетическими порогами лазерной абляции. Из тугоплавких металлов один из самых низких порогов лазерной абляции при воздействии ультракоротких импульсов имеет титан [24], а спектр его технологических применений весьма широк. Полученные нами результаты важны для создания лазерно-плазменных двигателей [25], инжекторов газоплазменных потоков [26], технологий прямого лазерно-индуцированного переноса вещества [27], микроэлектромеханических систем [28], для нанесения тонкопленочных покрытий [29].

Е.Ю.Локтионов, Ю.С.Протасов, Ю.Ю.Протасов. Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Россия, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5; e-mail: stepe@bmsu.ru

Поступила в редакцию 9 ноября 2012 г., после доработки – 13 января 2014 г.

Целью настоящей работы является исследование теплофизических и газодинамических процессов в газоплазменных потоках, генерируемых при воздействии ультракоротких импульсов лазерного излучения на титановые мишени в вакууме с использованием методики комбинированной импульсной лазерной интерферометрии [30] в сочетании с программным комплексом автоматизированной обработки экспериментальных результатов [31].

2. Экспериментальная установка и методика исследования

Описание экспериментальной установки на основе тераваттного фемтосекундного лазерного комплекса (длина волны излучения $\lambda = 266, 400, 800$ нм; длительность импульса по полувысоте $\tau_{0.5} = 70, 60, 45$ фс; интенсивность излучения I_0 до $2.1 \times 10^{13}, 2.5 \times 10^{14}, 9.4 \times 10^{15}$ Вт/см² соответственно), а также методики выполнения исследования и обработки его результатов подробно представлены в [30–32]; результаты аналогичного эксперимента по воздействию на полимерные материалы приведены в [33]. Использование предложенной в [31, 32] методики комплексной обработки результатов интерферометрии поверхности (схема Майкельсона) и приповерхностной зоны мишени (схема Маха–Цендера) позволило определить массовый расход материалов с поверхности мишени и распределение концентрации электронов в лазерно-индуцированном газоплазменном потоке, на основе чего выполнена оценка распределения частиц по скоростям для ионизированной компоненты ($n_e = 10^{18} - 10^{20}$ см⁻³), дающей основной вклад в формирование импульса отдачи*.

На основе этих первичных данных выполнены оценки пространственно-временных распределений теплофизических и газодинамических параметров приповерхностного газоплазменного потока (концентрации электронов, статического и полного давления, температуры) и ряда интегральных параметров, характеризующих эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию и механический импульс, а также оценена средняя кратность ионизации ($\alpha \sim 0.4 - 1.9$).

В качестве мишеней использованы тонкие пленки (толщина 200–400 нм, коэффициент отражения $R_{800} \sim 0.39$), нанесенные на стеклянные подложки методом магнетронного распыления, и массивные, механически полированные (шероховатость поверхности ~ 0.2 мкм) образцы титанового сплава ВТ1-0 ГОСТ 19807–91 (содержание Ti 99.24%–99.7%).

При обработке результатов комбинированной интерферометрии использовался ряд основных расчетных соотношений. Концентрация электронов [35]

$$n_e \approx \frac{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e n_0}{\lambda^2 e^2} \Delta n \approx 2.23 \times 10^{15} \frac{\Delta n}{\lambda^2},$$

где c – скорость света в вакууме; ϵ_0 – электрическая постоянная; m_e – масса электрона; n_0 – показатель преломления

* В [34] при аналогичных режимах воздействия на титановую мишень в вакууме нанокластеры в наносекундном диапазоне задержек не регистрировались, а газоплазменный поток был хорошо коллимирован, но в диапазоне задержек 5–50 нс он обладал широким углом раскрытия и состоял преимущественно из кластеров. Таким образом, влиянием наночастиц для исследуемого нами диапазона задержек 12–75 нс можно пренебречь.

буферного газа; λ – длина волны зондирующего излучения; e – заряд электрона; Δn – изменение показателя преломления в среде.

Как известно [36], изменение коэффициента преломления газоплазменного потока определяется концентрацией как положительно и отрицательно заряженных, так и нейтральных частиц; при значительном преобладании одного из сортов частиц вкладом других пренебрегают. Согласно [37] нами принималось, что преобладающим является вклад электронов, поскольку $n_e/n_a > 0.3$, где n_a – концентрация атомов, однако локальная кратность ионизации может существенно изменяться по мере удаления от поверхности мишени, что может повлиять на корректность анализа.

Одним из характерных параметров для импульсных процессов генерации газоплазменных потоков является их время жизни. Осевой размер светоэрозийного факела превышал размер пятна фокусировки излучения $d_0 = 40 \pm 2.4$ мкм (по уровню $1/e^2$, угол падения 45°) через $\Delta t \sim 10^{-8}$ с после воздействия на мишень. Время жизни газоплазменного потока определяется происходящими в нем процессами или пороговым уровнем какой-либо из его характеристик. В нашем случае такой характеристикой являлась концентрация электронов ($n_e \sim 10^{17}$ см⁻³), обеспечивающая регистрируемое методами интерферометрии изменение показателя преломления; таким образом, время жизни газоплазменного потока Δt составило $\sim 10^{-7}$ с.

Оценка температуры выполнена по интегральной формуле для линейного коэффициента поглощения k [38]:

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

где ω_0 – частота поглощенного фотона; z_i – заряд иона; T – температура электронов (в условиях локального термодинамического равновесия $T \sim T_e \sim T_i$).

Среднемассовая продольная скорость частиц

$$\langle V_{\text{long}} \rangle = \frac{\sum_k n_e^k V_{\text{long}}^k}{\sum_k n_e^k},$$

где $V_{\text{long}}^i = L/t$ – средняя скорость частицы за время t ; L – расстояние от мишени до частицы в момент времени t ; n_e^k – концентрация электронов в элементарном объеме. Схожесть распределений по скоростям электронов и ионов в газоплазменном потоке при воздействии фемтосекундных импульсов лазерного излучения экспериментально показана в [39], поэтому при оценке распределения частиц по скоростям локальная концентрация электронов принималась в качестве весовой функции. Статическое и полное давления определялись как $p_e = n_e k T_e$ и $p_e^* = p_e + m_e n_e V_e^2/2$ соответственно.

Удельный механический импульс отдачи [25]

$$C_m = \frac{1}{E} \int F(t) dt \approx \frac{\Delta m \langle v \rangle}{E},$$

где E – энергия импульса лазерного излучения; F – сила тяги; $\langle v \rangle$ – скорость. Стоит отметить, что для прямого измерения тяговых характеристик при фемтосекундной лазерной абляции в вакууме большинство традиционно применяемых в таких случаях методов измерения (с помощью датчиков ускорения [40], силы [41] и давления [42, 43], им-

пульсных маятников [44]) не могут быть использованы из-за недостаточной чувствительности, т.к. при микроджоульных однократных воздействиях генерируются сверхмалые (менее 10^{-8} Н·с) импульсы отдачи, регистрация которых ограничена только с применением торсионных маятников [45] (более подробный анализ возможностей методов см. в [32, 46]). Исходя из этого, применение косвенного, но более информативного метода – комбинации интерферометрии поверхности мишени и приповерхностной зоны – является оправданным.

Эффективность лазерной абляции может быть определена с учетом различных форм, в которые происходит преобразование энергии лазерного излучения, и запасенной в веществе мишени. Чаще всего используется отношение кинетической энергии направленного движения частиц в газоплазменном потоке к энергии импульса лазерного излучения – тяговая эффективность лазерной абляции [25]:

$$\eta = \frac{\sum mv^2}{2E} \approx \frac{\Delta m \langle v \rangle^2}{2E} \approx \frac{g C_m I_{sp}}{2},$$

где $I_{sp} = \sum mv / \sum mg \approx \langle v \rangle / g$ – удельный импульс; $g = 9.81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения.

Эффективность преобразования кинетической энергии в полезную работу по созданию импульса отдачи определяется дисперсией частиц по скоростям и характеризуется степенью монохроматичности (коллимированности) газоплазменного потока, или отношением тягового и энергетического КПД [47]:

$$\mu = \frac{\sum mv_z^2}{\sum mv^2} \approx \frac{\langle v_z \rangle^2}{\langle v^2 \rangle},$$

где v_z – проекция скорости частицы на ось газоплазменного потока (в случае осевой симметрии $\langle v_z \rangle = \langle v \rangle$).

Пространственное разрешение интерферометров составляло $\pm 0.8 \text{ мкм}$, предельное временное разрешение оптической схемы – около 10^{-13} с , разрешение при определении массового расхода было $\sim 10^{-11} \text{ г}$ [30]. Автоматизированная обработка экспериментальных результатов приводит к ухудшению пространственного разрешения на порядок по сравнению с регистрируемыми данными. Погрешность определения среднemasовой скорости Δv была $\sim 350 \text{ м/с}$.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Удельный массовый расход при лазерной абляции является ключевой характеристикой для определения эффективности фотоэрозийных процессов. При воздействии излучения второй гармоники значения m/E существенно выше, чем при воздействии излучения на основной частоте [24]; в последнем случае при $W \approx 6 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается переход из низкоэнергетичного режима воздействия в высокоэнергетичный (рис.1) [48] (в условиях нормальной атмосферы при данной плотности энергии излучения в воздухе начинает регистрироваться ударная волна). Аналогичный переход зарегистрирован для пикосекундной лазерной абляции тугоплавких металлов в [49] и для титанового сплава в [50]. Абсолютные значения удельного массового расхода при воздействии

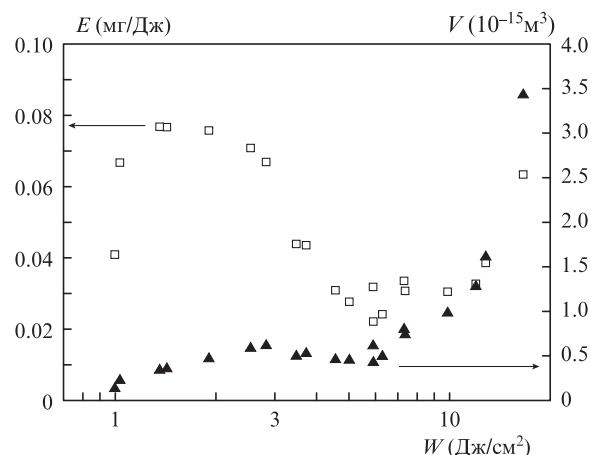


Рис.1. Зависимости удельного массового расхода (квадраты) и объема абляционного кратера (треугольники) от плотности энергии лазерного излучения ($\lambda = 800 \text{ нм}$).

ультракоротких импульсов лазерного излучения в вакууме ($10^{-5} - 10^{-4} \text{ г/Дж}$) существенно выше, чем при воздействии наносекундных импульсов ($\sim 10^{-6} \text{ г/Дж}$ [51]), хотя пороги лазерной абляции в этих режимах различаются мало [24]. В отличие от воздействия наносекундных импульсов, удельный массовый расход для металлов приближается к таковому для полимеров [52].

Увеличение массового расхода при фемтосекундном воздействии обуславливает, как будет показано далее, и более высокие значения концентрации электронов, механического импульса отдачи, эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газоплазменного потока. Кроме того, о высокой эффективности преобразования энергии лазерного излучения свидетельствует приближение удельного массового расхода к значению, обратному энергии сублимации, рассчитанной как сумма скрытой теплоты плавления, парообразования и теплоты, необходимой для нагрева вещества от температуры плавления до температуры кипения. Значения удельного массового расхода в данной работе несколько превышают опубликованные данные для аналогичных режимов воздействия; наиболее вероятным объяснением этого является применение нами тонкопленочных мишеней, еще больше ограничивающих незначительное при фемтосекундном воздействии рассеяние тепла. Это предположение частично подтверждается данными работы [53], где показана обратная пропорциональность глубины абляционного кратера толщине пленочной мишени в случае стали.

Скоростные характеристики лазерно-индуцированных газоплазменных потоков исследуются во многих работах, однако чаще всего результаты относятся только к заряженным частицам [45, 54], часть из которых (как правило, неуставленная) обладает высокими скоростями (свыше $10^4 - 10^5 \text{ м/с}$ [55]). Распределение частиц по скоростям в большинстве случаев удовлетворительно описывается сложением двух-трех максвелловских функций, соответствующих нейтральным частицам и ионам различных кратностей. Исходя из максвелловского распределения частиц по скоростям, для частиц с энергией, соответствующей энергии ионизации E_i (для первых трех ионов Ti это 6.83, 13.57 и 27.52 эВ [56], $M_{Ti} = 47.88 \text{ г/моль}$), наиболее вероятная скорость $v_p = (2N_a E_i / M)^{1/2}$ (рис.2), а среднemasовая $\langle v \rangle = (8N_a E_i / \pi M)^{1/2}$ (рис.3).

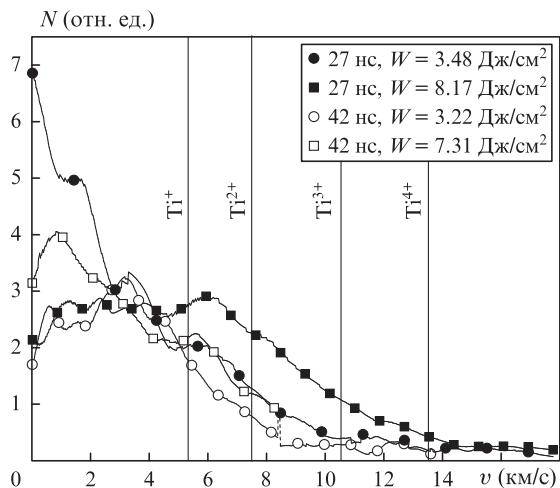


Рис.2. Распределение частиц по скоростям в газоплазменном потоке и расчетные значения наиболее вероятных скоростей ионов (показаны вертикальными линиями).

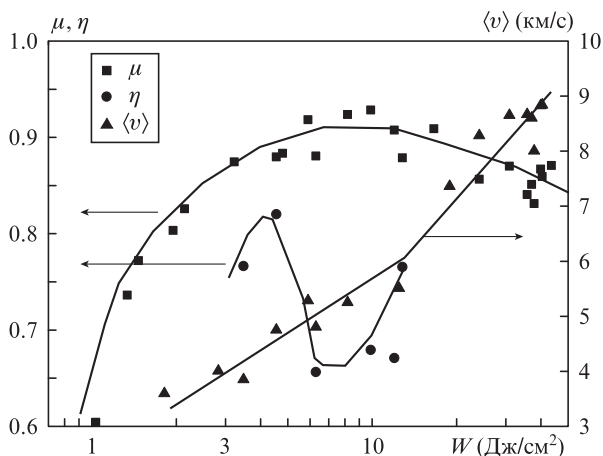


Рис.3. Зависимости степени монохроматичности (μ), тяговой эффективности (η) и среднемассовой скорости частиц ($\langle v \rangle$) газоплазменного потока от плотности энергии лазерного излучения ($\lambda = 800$ нм).

В эмиссионных спектрах (рис.4) газоплазменного потока присутствуют линии двукратно ионизованных ионов титана, а среднемассовые скорости частиц (рис.3) при $W \sim 20$ Дж/см² меньше таковых для Ti^+ ($\langle v \rangle_{Ti^+} = 10.48$ км/с). При воздействии импульсов лазерного излучения наносекундной длительности с аналогичными плотностями энергии в [6] не было отмечено признаков ионов с зарядом 2^+ (предполагается, что причиной этого могла быть и засветка их слабых линий континуумом).

Титан является одним из наиболее легких металлов, поэтому следует ожидать сравнительно высоких скоростей разлета частиц в газоплазменном потоке. На рис.2 показаны распределения частиц по скоростям, в которых выделяются два пика, соответствующих наиболее вероятным скоростям атомов и однократно ионизованных ионов [57] в соответствии с максвелловским распределением частиц по скоростям при температурах 1–3 эВ. Аналогичные результаты получены в сходных экспериментальных условиях методами фотометрии изображений газоплазменного потока в [7]; определенные с помощью времяпролетного зонда в этой же работе среднемассовые скорости частиц согласуются с результатами наших из-

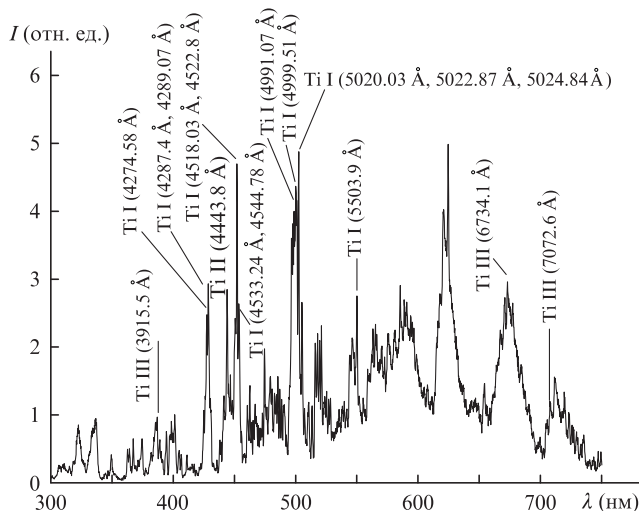


Рис.4. Интегральный эмиссионный спектр, регистрируемый при фемтосекундной лазерной абляции Ti-мишени в атмосферных условиях ($\lambda = 800$ нм, $W \sim 40$ Дж/см²).

мерений. Очевидно, что с увеличением энергии воздействия растет доля частиц с большими скоростями, что в итоге приводит к увеличению среднемассовой скорости частиц (см. рис.3). При этом скорость частиц при аналогичной интенсивности воздействия несколько уменьшается с течением времени (см. рис.2). Вероятнее всего, такой результат связан с тем, что плотность частиц в дистальной (высокоскоростной) части потока со временем становится ниже порога чувствительности методики и таким образом выпадает из расчета.

В работе [9] на основании качественного анализа голографических интерферограмм светорозионных факелов сделан вывод о присутствии частиц с большим импульсом и направлением скорости, близким к нормали к поверхности мишени (что соответствует высокой степени монохроматичности потока μ [47]). Результаты, представленные на рис.3, количественно подтверждают это предположение, при этом зависимость имеет оптимум вблизи точки перехода из низкоэнергетичного режима абляции в высокоэнергетичный [58, 59]. Эффективность преобразования кинетической энергии газоплазменного потока в механический импульс отдачи характеризуется степенью монохроматичности, которая в качестве интегрального коэффициента в публикациях, посвященных исследованию углового распределения частиц по скоростям [60–62], как правило, не приводится. В упомянутых работах для оценки этих характеристик используется показатель степени n в аппроксимационной зависимости $v(\theta) = v_0 \cos^n \theta$ (хотя на самом деле правильнее принимать $v(\theta) = a + b \cos^n \theta$ [63] или еще более сложную зависимость). Качественный анализ результатов этих работ показывает, что при воздействии ультракоротких импульсов излучения светорозионный поток лучше коллимирован, чем при воздействии наносекундных импульсов. В [61] для случая воздействия наносекундных импульсов излучения показано, что степень монохроматичности пропорциональна таким теплофизическим характеристикам металлов, как энергия сублимации, а также температуры плавления и кипения. Однако в наших результатах подобных зависимостей не наблюдается, вероятно вследствие изменения механизма абляции [64] и более узкого диапазона этих температур в нашем случае.

На рис.5,*a* показано характерное пространственное распределение концентрации электронов в газоплазменном потоке, а на рис.5,*б* представлена зависимость распределения этого же параметра вдоль оси потока от времени задержки экспозиции относительно момента воздействия и плотности энергии лазерного излучения. Эти результаты находятся в хорошем соответствии с данными, полученными методами эмиссионной спектроскопии для аналогичных условий [10] (принципиальная эквивалентность результатов, получаемых обоими методами при одинаковых условиях, экспериментально подтверждена в [65]), и несколько превышают значения, полученные при воздействии наносекундных импульсов [66], вследствие более высоких удельного массового расхода и температуры. Хотя локальные значения концентрации электронов слабо зависят от плотности энергии излучения в исследованном диапазоне, с течением времени они уменьшаются из-за увеличения размеров газоплазменного потока, особенно в его дистальной части (объемные интегралы концентрации электронов через 27 и 42 нс после лазерного воздействия почти не различаются, т.е. рекомбинацией на данном временном отрезке можно пренебречь). Качественно распределение плотности при при-

нятых допущениях выглядит аналогично распределению концентрации электронов с масштабным коэффициентом $\sim 7 \times 10^{-23}$ г, что дает значения, превышающие плотность воздуха при нормальных условиях, а градиент плотности достигает ~ 1 г/см⁴. Произведение локальных концентрации электронов и скорости частиц дает оценку потенциальной плотности тока $10^6 - 10^7$ А/см² – выше, чем при дуговом разряде; при торможении такого потока в электрическом поле можно получить высокояркий источник света с максимумом излучения в коротковолновой области спектра [67, 68].

Характерное пространственное распределение температуры в газоплазменном потоке показано на рис.6,*a*, а на рис.6,*б* представлена зависимость ее распределения вдоль оси потока от времени задержки экспозиции относительно момента воздействия и плотности энергии лазерного излучения. Видно, что температура на оси потока через 27 нс после воздействия и в его проксимальной (ближней к мишени) части через 42 нс мало зависит от энергии импульсов излучения. Возникновение существенных различий в концентрациях электронов и в температурах в дистальной части потока через 42 нс после воздействия при разных интенсивностях излучения можно объяснить различием скоростей разлета частиц (при меньшей задержке экспозиции это различие менее заметно). Диапазон значе-

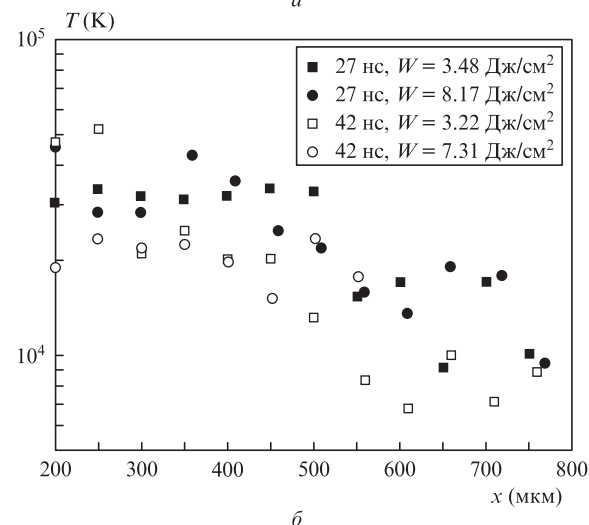
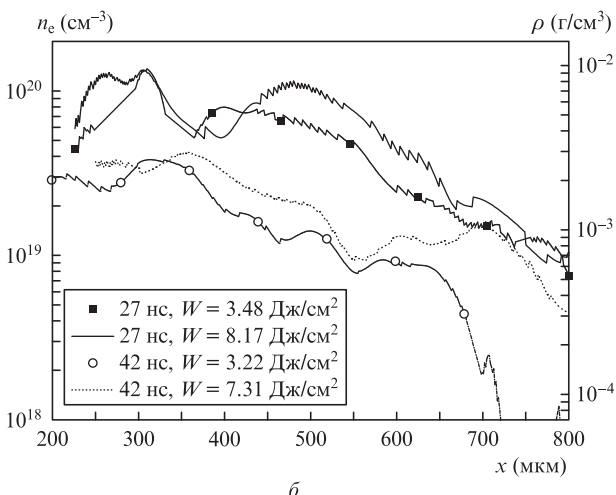
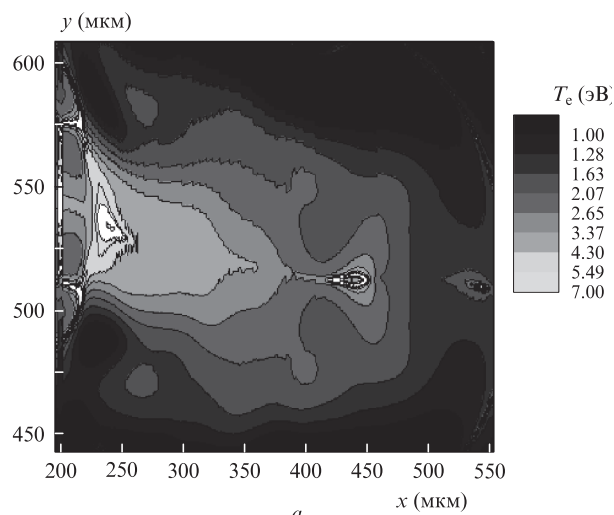
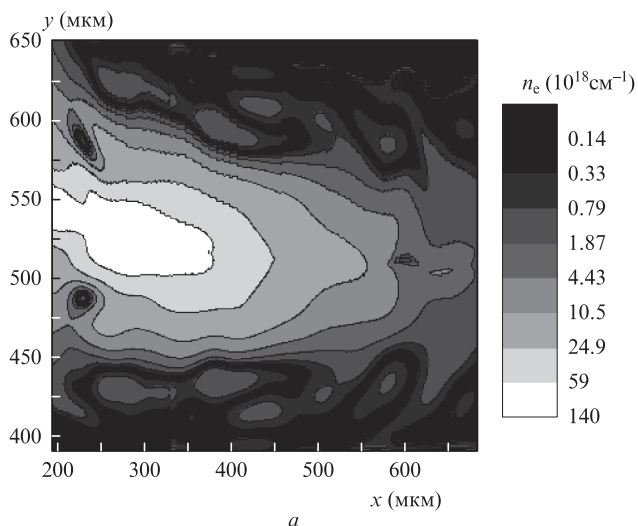


Рис.5. Зависимости пространственного распределения концентрации электронов n_e и плотности ρ в среднем сечении газоплазменного потока (*a*) и вдоль его оси (*б*) (здесь и далее, если не указано отдельно, для Ti-мишени в вакууме $p \sim 10^{-3}$ Па, $\lambda = 800$ нм, $W = 5.09$ Дж/см², $\lambda_{\text{проб}} = 400$ нм через 27 нс после лазерного воздействия).

Рис.6. Зависимости пространственного распределения температуры в среднем сечении газоплазменного потока (*a*) и вдоль его оси (*б*) от спектрально-энергетических параметров воздействия.

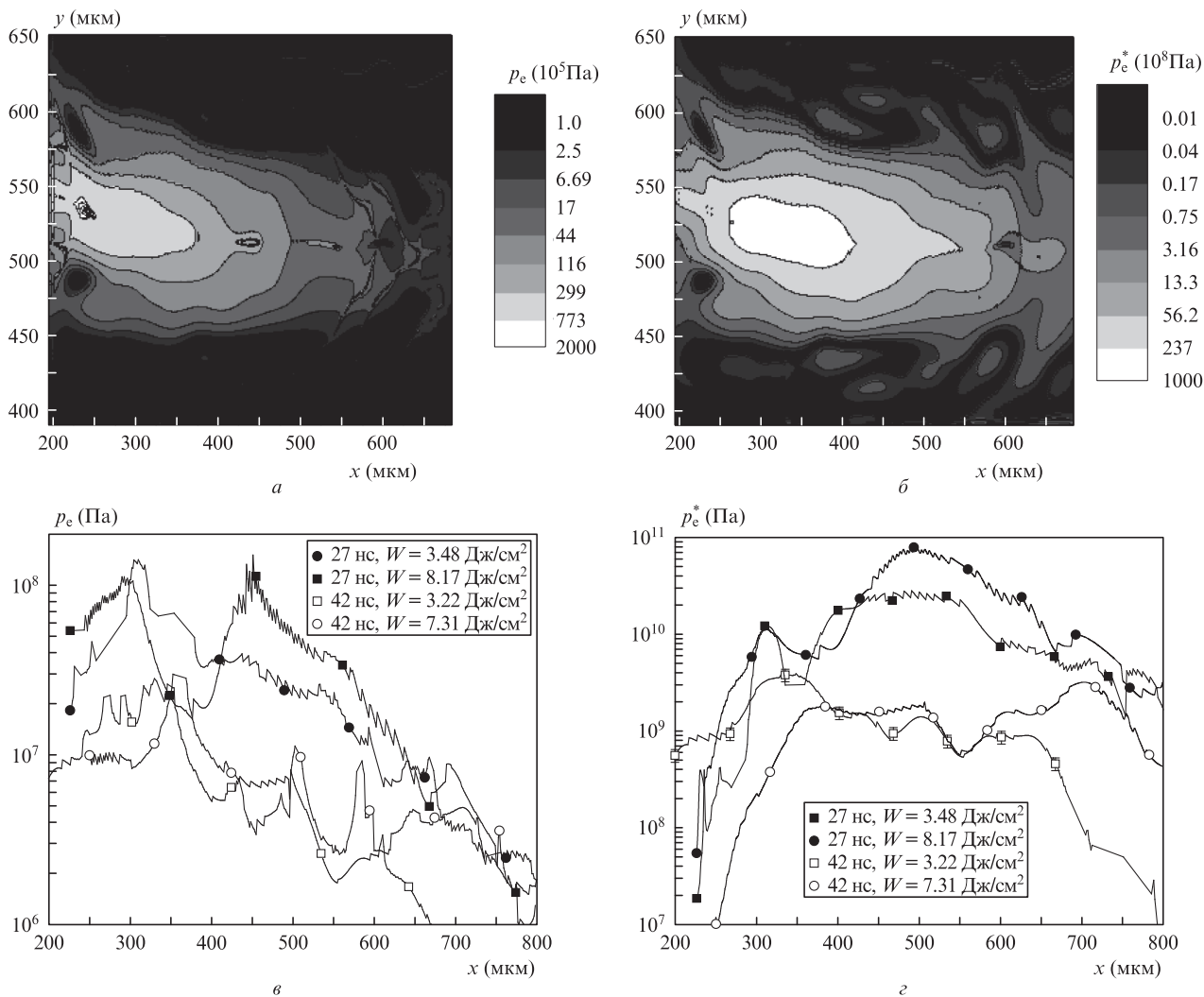


Рис.7. Зависимости пространственного распределения статического (а, в) и полного (б, г) давлений в среднем сечении газоплазменного потока (а, б) и вдоль его оси (в, г) от спектрально-энергетических параметров воздействия.

ний температуры соответствует данным работ [10, 69], полученным методами эмиссионной спектроскопии в аналогичных экспериментальных условиях. Температуры, зарегистрированные при воздействии в вакууме, существенно выше, чем в атмосферных условиях [70].

Получение пространственно-временных распределений статического и полного давлений в газоплазменном потоке является уникальным результатом для экспериментального исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом. Как правило, в таких экспериментах измеряется давление, индуцируемое в толще мишени ($p = 10^{11} - 10^{12}$ Па) [71, 72]. Представленные на рис.7 данные соответствуют теоретическим оценкам для случая воздействия фемтосекундных лазерных импульсов [73]. Статическое давление достигает 10^8 Па, что сопоставимо с давлением на фронте ударной волны при наносекундном воздействии в условиях нормальной атмосферы [74] и в воде [75] и превышает этот параметр при фемтосекундном воздействии на полимеры [33].

Экспериментальные данные об удельном механическом импульсе отдачи при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на титановые мишени в литературе отсутствуют. Из тугоплавких металлов доступны для сравнения Mo и W (рис.8), и при аналогичных условиях воздействия Ti оказывается заметно более эффективным

для генерации тяги. Из-за большого удельного массового расхода при выраженной зависимости среднемассовой скорости от плотности энергии излучения зависимость C_m имеет точку перегиба при переходе из низкоэнергетического режима воздействия в высокоэнергетичный. Характер зависимости предполагает наличие двух макси-

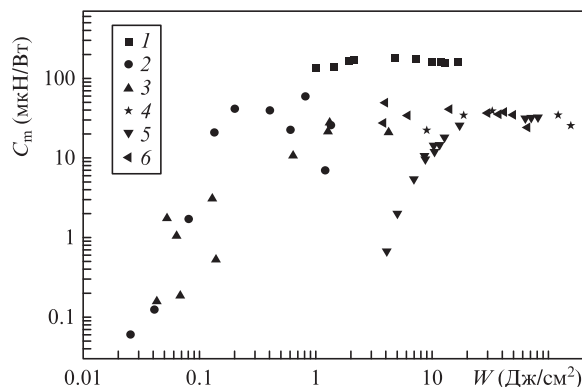


Рис.8. Зависимости удельного механического импульса отдачи от спектрально-энергетических параметров воздействия – наши данные для Ti (1), а также для Mo [80] (2), W [45] (3), TA6V (248 нм, 400 нс, вакуум) [81] (4), Ti6Al4V (350 нм, 500 нс, вакуум) [82] (5) и Ti6Al4V (3.6 мкм, 7 мкс) [83] (6).

мумов – в каждом из этих режимов. Насколько нам известно, подобные точки перегиба в зависимости C_m от интенсивности лазерного воздействия для каких-либо материалов и параметров лазерного воздействия зарегистрированы впервые.

Данные об удельном механическом импульсе отдачи для Ti и его сплавов доступны в широком диапазоне параметров воздействия (рис.8). В отличие от полимеров [76, 77] и алюминиевых сплавов, при воздействии микроили наносекундных импульсов излучения [78] C_m прямо пропорционален комплексному параметру воздействия $I_0\lambda\tau^{0.5}$ в широком диапазоне изменения длительностей лазерных импульсов. Подобную зависимость можно объяснить тем, что при более интенсивном воздействии меньше тепла рассеивается и больше – передается удаляемым частицам. Кроме того, пороги лазерной абляции W_a уменьшаются пропорционально $\tau^{-1/2}$ вплоть до достижения длительностью импульса излучения τ времени электрон-фононной релаксации [24, 45], т. е. максимумы параметров, пропорциональных отношению W/W_a , смещаются в сторону менее энергетичного воздействия.

Данные об эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газоплазменного потока, генерируемого при воздействии ультракоротких импульсов на металлические мишени, в литературе почти не встречаются. При наносекундном воздействии ИК излучения в [4] установлено, что для золота изменение η в вакууме составляет $7.5 \times 10^{-3} - 1$, в [79] для титана в атмосферных условиях η равно 0.055–0.15. Аналогично C_m зависимость $\eta(W)$ имеет точку перегиба и предполагается наличие двух максимумов, при этом в абсолютном исчислении максимумы C_m и η в низкоэнергетичном режиме воздействия расположены ближе друг к другу, чем в высокоэнергетичном. Наличие перегиба существенно расширяет диапазон приемлемых с точки зрения эффективности режимов лазерного воздействия.

4. Заключение

В результате экспериментального исследования впервые для титана определен ряд теплофизических и газодинамических характеристик газоплазменных потоков, генерируемых при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на плоскую мишень в вакууме. В отличие от большинства аналогичных работ, получены пространственно-временные распределения концентрации электронов ($10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$), температуры (7–50 кК), статического ($10^6 - 10^8 \text{ Па}$) и полного ($10^7 - 10^{11} \text{ Па}$) давлений. Впервые для случая воздействия ультракоротких импульсов лазерного излучения на титан определены оптико-механические характеристики: удельный механический импульс отдачи ($C_m \sim 2.5 \times 10^{-4} \text{ Н/Вт}$) и эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газоплазменного потока ($\eta = 0.65 - 0.85$). Количественные данные о степени монохроматичности газоплазменного потока ($\mu = 0.75 - 0.92$) свидетельствуют о высокой эффективности преобразования энергии излучения в энергию направленного движения частиц. Оценки распределений статического и полного давлений в индуцированном ультракороткими лазерными импульсами газоплазменном потоке экспериментально получены впервые.

Авторы выражают благодарность А.В.Овчинникову и Д.С.Ситникову за помощь при проведении эксперимен-

та на фемтосекундном лазерном комплексе ОИВТ РАН, Р.Р.Хазиеву – за помощь в автоматизации обработки экспериментальных данных и В.Д.Телеху – за полезные замечания при обсуждении представленных результатов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-08-00843, 12-08-12047).

1. Axente E., Mihailescu I.N., Hermann J., Itina T.E. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 081502 (2011).
2. Petite G., in *Lasers et Technologies Femtosecondes*. Ed. by Marc Sentis and Olivier P. Uteza (Saint-Etienne: PU Saint-Etienne, 2005, p.466).
3. Gladush G.G., Smurov I. *Physics of Laser Materials Processing* (Berlin–Heidelberg: Springer, 2011).
4. Phipps C., Luke J., in *Laser Ablation and its Applications* (New York: Springer, 2007, p.407).
5. Fantoni R., Caneve L., Colao F., Fornarini L., Lazić V., Spizzichino V., in *Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing* (Dordrecht: Springer Netherland, 2006, p.229).
6. De Giacomo A., Dell'Aglio M., Santagata A., Teghil R. *Spectrochim. Acta Pt. B: Atomic Spectrosc.*, **60**, 935 (2005).
7. Grojo D., Hermann J., Perrone A. *J. Appl. Phys.*, **97**, 063306 (2005).
8. Waugh J., Gregory C., Wilson L., Loupias B., Brambrink E., Koenig M., Sakawa Y., Kuramitsu Y., Takabe H., Kodama R., Woolsey N. *Astrophys. Space Sci.*, **322**, 31 (2009).
9. Amer E., Gren P., Kaplan A.F.H., Sjødahl M., El Shaer M. *Appl. Surf. Sci.*, **256**, 4633 (2010).
10. Axente E., Noel S., Hermann J., Sentis M., Mihailescu I.N. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 9734 (2009).
11. Vogel N., Kochan N. *Appl. Surf. Sci.*, **127–129**, 928 (1998).
12. Khishchenko K.V., Veysman M.E., Andreev N.E., Fortov V.E., Levashov P.R., Povarnitsyn M.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7005**, 70051S (2008).
13. Yang J., Zhao Y., Zhu X. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.*, **89**, 571 (2007).
14. Schmidt V., Husinsky W., Betz G. *Appl. Surf. Sci.*, **197–198**, 145 (2002).
15. Vestentoft K., Balling P. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.*, **84**, 207 (2006).
16. Christensen B.H., Vestentoft K., Balling P. *Appl. Surf. Sci.*, **253**, 6347 (2007).
17. Afanasiev Y., Chichkov B., Isakov V., Kanavin A., Uryupin S. *J. Rus. Laser Research*, **20**, 189 (1999).
18. Chen J.K., Beraun J.E. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, 168 (2003).
19. Sherrill M.E., Abdallah J.J., Csanak G., Dodd E.S., Fukuda Y., Akahane Y., Aoyama M., Inoue N., Ueda H., Yamakawa K., Faenov A.Y., Magunov A.I., Pikuz T.A., Skobelev I.Y. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7005**, 70051R (2008).
20. Gusarov A.V., Gnedovets A.G., Smurov I. *Appl. Surf. Sci.*, **154–155**, 66 (2000).
21. Gusarov A.V., Smurov I. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 1147 (2001).
22. Gusarov A.V., Smurov I. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 2962 (2003).
23. Wu B., Shin Y.C. *Phys. Lett. A*, **371**, 128 (2007).
24. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. *ЖИТС*, **77**, 604 (2010).
25. Phipps C., Birkan M., Bohn W., Eckel H.-A., Horisawa H., Lippert T., Michaelis M.M., Rezunkov Y., Sasoh A., Schall W., Scharring S., Sinko J. *J. Propuls. Power*, **26**, 609 (2010).
26. Malka V., Faure J., Rechatin C., Ben-Ismaïl A., Lim J.K., Davoine X., Lefebvre E. *Phys. Plasmas*, **16**, 056703 (2009).
27. Piqué A., Kim H., Arnold C., in *Laser Ablation and its Applications* (New York: Springer, 2007, p.339).
28. Elbandrawy M.A.K.A. Ph.D.thesis (Norfolk: Old Dominion University, 2006).
29. Schneider C.W., Lippert T., in *Laser Processing of Materials*. Ed. by Peter Schaaf (Berlin–Heidelberg: Springer 2010, V. 139, p.89).
30. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. *ИТЭ*, №3, 104 (2010).
31. Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.Ю., Телех В.Д., Хазиев Р.Р. *ИТЭ*, №1, 53 (2013).
32. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. *ИТЭ*, №4, 140 (2010).

33. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. *TBT*, **49**, 415 (2011).
34. Boulmer-Leborgne C., Benzerga R., Perrière J., in *Laser-Surface Interactions for New Materials Production* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2010, p. 125).
35. Kasperczuk A., Pisarczyk T. *Opt. Appl.*, **31**, 571 (2001).
36. Зайдель А.Н., Островская Г.В. *Лазерные методы исследования плазмы* (Л.: Наука, 1977).
37. Колесников В.Н. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Фогтова (М.: Янус-К, 2006, с. 652).
38. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
39. Amoroso S., Wang X., Altucci C., de Lisio C., Armenante M., Bruzzese R., Spinelli N., Velotta R. *Appl. Surf. Sci.*, **186**, 358 (2002).
40. Hosoya N., Kajiwara I., Hosokawa T. *J. Sound and Vibration*, **331**, 1355 (2012).
41. Andreev S., Firsov K., Kazantsev S., Kononov I., Samokhin A. *Laser Phys.*, **17**, 834 (2007).
42. Борисенок В.А., Симаков В.Г., Куропаткин В.Г., Брагунец В.А., Волгин В.А., Ромаев В.Н., Тукмаков В.В., Кручинин В.А., Лебедева А.А., Гончарова Д.Р., Жерноклетов М.В. *ИТЭ*, №4, 113 (2008).
43. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. *AIP Conf. Proc.*, **1464**, 138 (2012).
44. Pakhomov A.V., Gregory D.A., Thompson M.S. *AIAA J.*, **40**, 947 (2002).
45. Phipps C., Luke J., Funk D., Moore D., Glownia J., Lippert T. *Appl. Surf. Sci.*, **252**, 4838 (2006).
46. Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю. *Ученые прикладной физики*, **1**, 439 (2013).
47. Гришин С.Д., Лесков Л.В. *Электрические ракетные двигатели космических аппаратов* (М.: Машиностроение, 1989).
48. Le Harzic R., Breitling D., Weikert M., Sommer S., Föhl C., Dausinger F., Valette S., Donnet C., Audouard E. *Appl. Phys. A*, **80**, 1589 (2005).
49. Spiro A., Lowe M., Pasmanik G. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.*, **107**, 801 (2012).
50. Cheng J., Perrie W., Sharp M., Edwardson S., Semaltianos N., Dearden G., Watkins K. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.*, **95**, 739 (2009).
51. Torrisi L., Giuffrida L., Rosinski M., Schallhorn C. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **268**, 2808 (2010).
52. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. *TBT*, **48**, 766 (2010).
53. Ancona A., Nodop D., Limpert J., Nolte S., Tünnermann A. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.*, **94**, 19 (2009).
54. Pakhomov A.V., Roybal A.J., Duran M. *Appl. Spectrosc.*, **53**, 979 (1999).
55. Ye M., Grigoropoulos C.P. *Proc. SPIE Int.Soc. Opt. Eng.*, **4276**, 90 (2001).
56. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Ed. by D.R.Lide (Boca Raton: Taylor and Francis, 2010).
57. D'Alessio L., Galasso A., Santagata A., Teghil R., Villani A.R., Villani P., Zaccagnino M. *Appl. Surf. Sci.*, **208–209**, 113 (2003).
58. Oh B., Kim D., Kim J., Lee J.-H. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **59**, 567 (2007).
59. Stavropoulos P., Efthymiou K., Chryssolouris G. *Procedia CIRP*, **3**, 471 (2012).
60. Donnelly T., Lunney J., Amoroso S., Bruzzese R., Wang X., Ni X. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.*, **100**, 569 (2010).
61. Ali D., Butt M.Z., Khaleeq-ur-Rahman M. *Appl. Surf. Sci.*, **257**, 2854 (2011).
62. Konomi I., Motohiro T., Asaoka T. *J. Appl. Phys.*, **106**, 013107 (2009).
63. Lin J. Ph.D. thesis (Huntsville, University of Alabama in Huntsville, 2004).
64. Niemz M.H., in *Laser-Tissue Interactions* (Berlin–Heidelberg: Springer, 2007, p. 45).
65. Jang D.G., Kim M.S., Nam I.H., Uhm H.S., Suk H. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 141502 (2011).
66. Hermann J., Vivien C., Carricato A.P., Boulmer-Leborgne C. *Appl. Surf. Sci.*, **127–129**, 645 (1998).
67. Harilal S.S., Sizyuk T., Sizyuk V., Hassanein A. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 111503 (2010).
68. Uryupina D.S., Ivanov K.A., Brantov A.V., Savel'ev A.B., Bychenkov V.Y., Povarnitsyn M.E., Volkov R.V., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **19**, 013104 (2012).
69. Hermann J., Boulmer-Leborgne C., Hong D. *J. Appl. Phys.*, **83**, 691 (1998).
70. Zhou Y., Gao Y., Wu B. *ASME Conf. Proc.*, **2010**, 203 (2010).
71. Haofeng H. et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44**, 135202 (2011).
72. Fratanduono D.E., Boehly T.R., Celliers P.M., Barrios M.A., Eggert J.H., Smith R.F., Hicks D.G., Collins G.W., Meyerhofer D.D. *J. Appl. Phys.*, **110**, 073110 (2011).
73. Yang Y.-N., Yang B., Zhu J.-R., Shen Z.-H., Lu J., Ni X.-W. *Chinese Phys. B*, **17**, 1318 (2008).
74. Zheng Z.-y., Zhang Y., Zhao C.-c., Hao H.-y., Lu X., Li Y.-t., Zhang J. *Optoelectron. Lett.*, **3**, 394 (2007).
75. Wu B., Shin Y.C. *J. Appl. Phys.*, **101**, 103514 (2007).
76. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. *Оптика и спектроскопия*, **112**, 685 (2012).
77. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. *Письма в ЖТФ*, **36**, 8 (2010).
78. Phipps C.R., Turner T.P., Harrison R.F., York G.W., Osborne W.Z., Anderson G.K., Corlis X.F., Haynes L.C., Steele H.S., Spicochi K.C., King T.R. *J. Appl. Phys.*, **64**, 1083 (1988).
79. Zhou Y., Wu B., Forsman A. *J. Appl. Phys.*, **108**, 093504 (2010).
80. Phipps C.R., Luke J.R., Funk D.J., Moore D.S., Glownia J., Lippert T. *Proc. SPIE Int.Soc. Opt. Eng.*, **5448**, 1201 (2004).
81. Montagne J.E., Sarnet T., Prat C., Inglesakis G., Autric M. *Appl. Surf. Sci.*, **69**, 108 (1993).
82. Rosen D.I., Hastings D.E., Weyl G.M. *J. Appl. Phys.*, **53**, 5882 (1982).
83. Holmes B.S., Maher W.E., Hall R.B. *J. Appl. Phys.*, **51**, 5699 (1980).