

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 536.37, 536.331

Экспериментальное исследование спектрально-энергетической эффективности фемтосекундной лазерной абляции металлов

Е. Ю. Локтионов, А. В. Овчинников, Ю. Ю. Протасов, Д. С. Ситников

Приводятся результаты исследования спектрально-энергетических порогов, скоростей и массового расхода лазерной абляции ряда конструкционных материалов высокоэнергетичной фотоники Si, Ti, Zr, Nb, Mo, используя разработанный экспериментально-диагностический модуль для исследования многофакторных процессов взаимодействия импульсов УФ-БИК лазерного излучения фемтосекундной длительности с конденсированными средами в вакууме.

PACS: 52.38.Mf, 79.20.Eb

Ключевые слова: ультракороткие лазерные импульсы, лазерная абляция, металлы, спектрально-энергетические пороги, массовый расход.

Введение

Потенциальные преимущества применения фемтосекундных импульсов лазерного излучения для абляции конструкционных материалов энергоустановок высокой плотности мощности связаны с существованием режимов воздействия, при которых отсутствует плазменная экранировка падающего когерентного излучения, и малой глубиной прогрева аблирующего вещества за время лазерного воздействия [1]. Следствием этого являются незначительность или полное отсутствие жидкой фазы, возможность непосредственной передачи энергии излучения в тонкий слой испаряемого конденсированного вещества и высокая пространственная локализация лазерного воздействия, ограниченная лишь дифракционными эффектами [2]. Кроме того, импульсная фемтосекундная лазерная абляция является мощным научным инструментом и представляет общезначимый интерес, так как

открывает новые возможности в области неравновесной термодинамики, генерации наноструктур, ускорительной техники, лабораторного моделирования процессов в звездных атмосферах, вспышках сверхновых и др. [3].

Известен ряд результатов исследований спектрально-энергетических порогов фемтосекундной лазерной абляции металлов [4], однако анализ приведенных в них данных затруднен значительным разбросом значений параметров воздействия и отсутствием унифицированной методики определения величины спектрально-энергетического порога лазерной абляции. При воздействии ультракоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов на конденсированные среды возникает ряд особенностей динамики фазовых переходов "твердое тело—жидкость—газ—плазма", которые в первую очередь связаны с изменением механизма поглощения когерентного излучения, макроструктуры и динамики приповерхностного плазменного образования (ППО). Важной оптико-теплофизической характеристикой вещества и одним из наиболее информативных параметров, определяющих эффективность взаимодействия импульсов лазерного излучения с конденсированными средами, является спектрально-энергетический порог лазерной абляции — плотность энергии лазерного излучения, при которой происходит удаление вещества с облучаемой поверхности. Кроме того, экспериментальные данные о спектрально-энергетических порогах и скоростях лазерной абляции принципиально важны не только для определения характеристик физико-химических процессов ла-

Локтионов Егор Юрьевич, аспирант.

Протасов Юрий Юрьевич, профессор.

МГТУ им. Н. Э. Баумана.

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

Тел. (499) 263-62-99. E-mail: stcpe@bmstu.ru

Овчинников Андрей Владимирович, старший научный сотрудник.

Ситников Дмитрий Сергеевич, старший научный сотрудник.

Объединенный институт высоких температур РАН.

Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Тел. (495) 362-42-40.

Статья поступила в редакцию 20 мая 2010 г.

© Локтионов Е. Ю., Протасов Ю. Ю., Овчинников А. В., Ситников Д. С., 2010

зерного воздействия на вещество, но и для построения многопараметрических и многофакторных математических моделей оптико-теплофизических и радиационно-газодинамических нестационарных процессов и критических явлений взаимодействия.

В настоящей работе описан экспериментально-диагностический модуль с фемтосекундным лазерным комплексом ($\tau_{0,5} \sim 45\text{--}70$ фс, $\lambda_1 = 266$, $\lambda_2 = 400$, $\lambda_3 = 800$ нм) для комбинированной сверхскоростной интерферометрии приповерхностного плазменного образования (схема Маха-Цендера) и интерференционной микроскопии поверхности (схема Майкельсона), с помощью которых осуществлена регистрация процессов взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с конденсированными средами в вакууме и 3D-геометрии кратера. Впервые приведены результаты экспериментального определения спектрально-энергетических порогов и скоростей фемтосекундной лазерной абляции металлов Zr, Nb, Mo, Ti в УФ-БИК диапазоне спектра в вакуумных условиях.

Описание экспериментальной установки

Экспериментально-диагностический модуль (рис. 1) содержит четыре основных блока.

1. Ti:сапфир фемтосекундный лазерный тераваттный комплекс (Coherent).
2. Модуль транспортировки и преобразования лазерного излучения.
3. Блок регистрации и обработки экспериментальных данных.
4. Блок обеспечения необходимых газовакуумных условий.

В экспериментах использовалось излучение фемтосекундной тераваттной лазерной системы (рис. 2), которая состояла из задающего генератора 1, стретчера и регенеративного усилителя (РУ) 2, многопроходного усилителя 3, светового компрессора 4. Для накачки задающего генератора (Coherent Mira) использовалось излучение непрерывного твердотельного лазера с диодной накачкой 5 (Coherent Verdi V5). Задающий генератор формировал импульсы фемтосекундной длительности на длине волны $\lambda \sim 790$ нм и шириной спектра $\Delta\lambda \sim 40$ нм по уровню 0,5 от максимального значения интенсивности. В качестве первого каскада усиления использовался регенеративный усилитель (Coherent Legend) с линейной схемой резонатора, увеличивающий энергию импульса до 1,2 мДж.

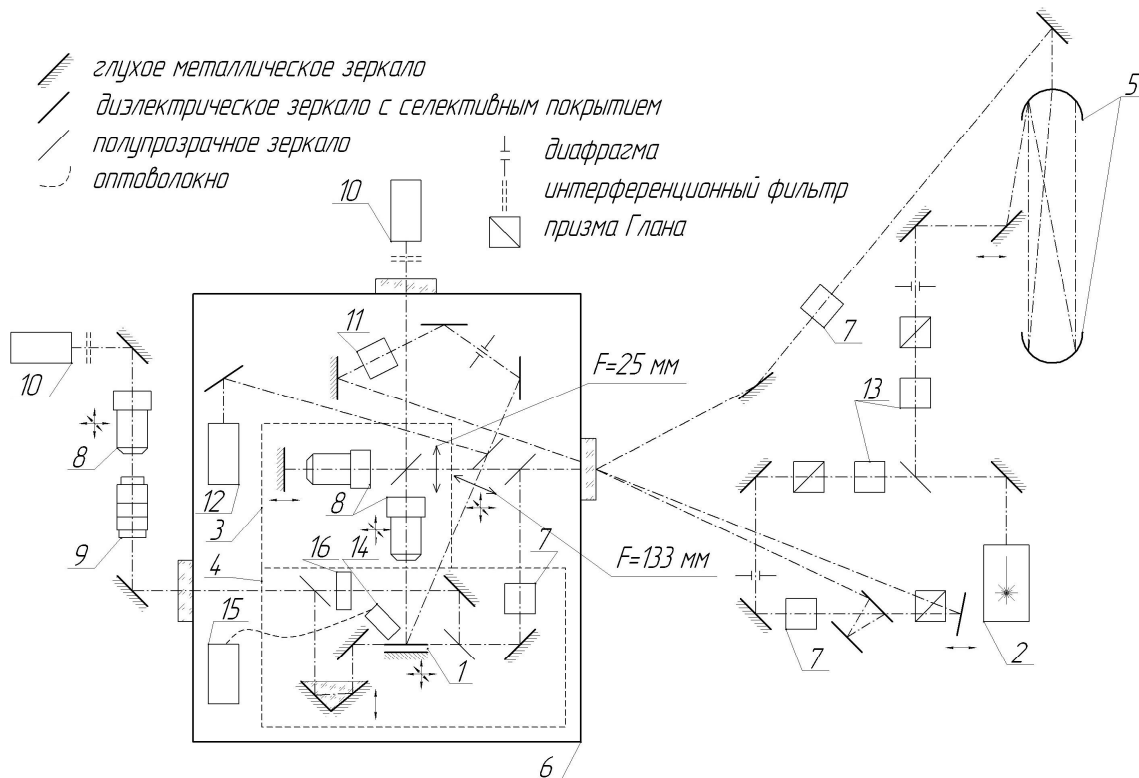


Рис. 1. Оптическая схема фемтосекундного экспериментально-диагностического комплекса:

- 1 — аблирующая мишень; 2 — Ti:S фемтосекундный лазер; 3 — интерферометр Майкельсона;
- 4 — интерферометр Маха-Цендера; 5 — оптическая линия задержки; 6 — вакуумная камера;
- 7 — кристалл генерации второй гармоники; 8 — микрообъектив; 9 — линзовый объектив;
- 10 — ПЗС-камера; 11 — кристалл генерации третьей гармоники; 12 — фотоэлектронный умножитель;
- 13 — полуволновая пластинка; 14 — объектив оптоволоконной; 15 — компактный спектрометр с ПЗС-линейкой;
- 16 — механизированная шторка, поляризатор

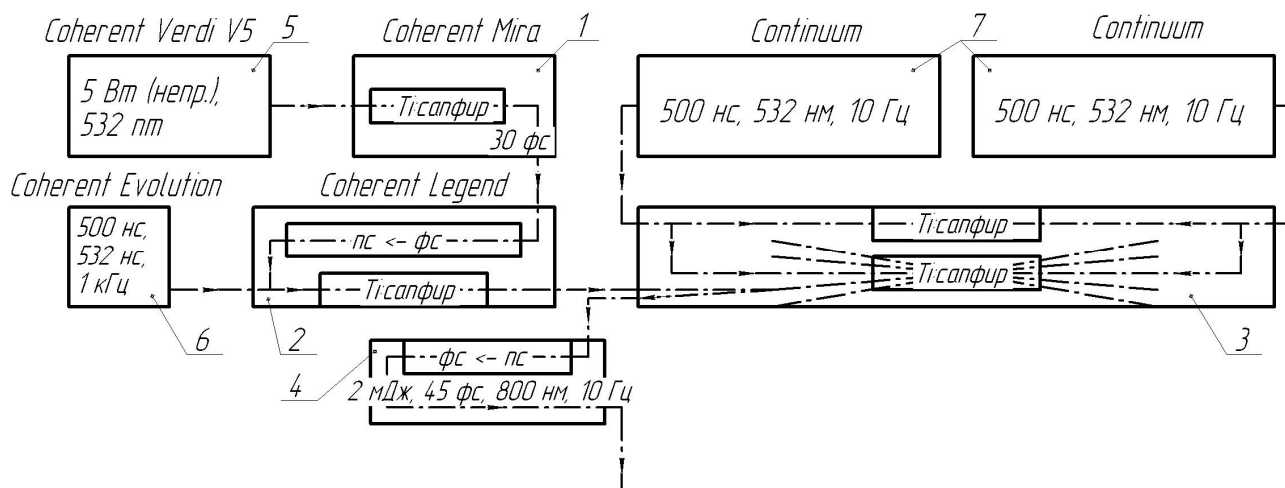


Рис. 2. Блок-схема фемтосекундного лазерного комплекса:

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

Частота следования импульсов РУ составляла 1 кГц и определялась лазером накачки 6 (Coherent Evolution 15), формирующего лазерные импульсы длительностью $\tau_{0,5} \sim 500$ нс на длине волны $\lambda = 532$ нм. Контраст по интенсивности между основным импульсом и предимпульсами, выходящими из РУ, составлял величину $\sim 10^4$. Выходной многопроходный усилитель (4 прохода) увеличивал энергию импульса до 350 мДж при использовании двух лазеров накачки 7 (Positive Light, Continuum) с энергией импульса 750 мДж каждый. На выходе лазерной системы длительность импульса составляет $\tau_{0,5} = 35 \pm 5$ фс с энергией до 250 мДж. Модуль транспортировки и преобразования лазерного излучения обеспечивает распределение излучения между трактами: лазерного воздействия, интерференционной микроскопии и интерферометрии потока; его диагностику, генерацию I–III гармоник в нелинейных кристаллах (ВВО), а также интерференцию волновых фронтов в плоскостях чувствительных элементов регистрирующей аппаратуры.

Блок регистрации и обработки экспериментальных данных состоит из ПЗС-камер (НПК Видеоскан), компактного спектрометра (S-150, Solar LS), оборудования контроля параметров лазерного излучения (калориметр, фотодиод или фотоэлектронный умножитель) и ПК с программным обеспечением для обработки интерферограмм (Phase measurement, ВНИИОФИ) и спектрограмм. Блок генерации и поддержания газовакуумных условий в зоне воздействия представляет собой специально изготовленную вакуумную камеру (диаметр 400 мм, высота 300 мм), откачиваемую безмасляным вакуумным агрегатом (TSH 071, Pfeiffer vacuum) до давления $p \sim 5 \cdot 10^{-3}$ Па, системы контроля, регулировки остаточного давления и газового напуска.

Как известно, использование интерференционной микроскопии информативно для характеристики многофакторных оптико-теплофизических и газодинамических процессов лазерного воздействия на поверхность конденсированной мишени, облучаемой лазером, и для их анализа необходимы данные об оптических характеристиках приповерхностного плазменного образования (ППО), через которое дважды проходит предметный луч (см. рис. 1). Влияние ППО на регистрируемую интерференционную картину поверхности мишени может быть проанализировано теоретически [5] или экспериментально. Экспериментально необходимые для этого данные могут быть получены с использованием дополнительного интерферометра, зондирующего ППО параллельно облучаемой поверхности.

Для осуществления схемы интерференционной микроскопии аблирующей мишени с высоким временным разрешением в экспериментально-диагностическом модуле собран интерферометр Майкельсона (см. рис. 1), с переносом изображения поверхности исследуемого образца на плоскость ПЗС-матрицы. В этой схеме фемтосекундный лазерный импульс с помощью светоделительной пластины разделяется на нагревающий и зондирующий. Р-поляризованный лазерный импульс, падающий на исследуемый образец 1 под углом 45° , используется для возбуждения вещества мишени. Для изменения плотности энергии в зоне воздействия в оптической схеме применен узел ослабителя, состоящий из поляризатора и полуволновой пластины $\lambda/2$ 13. Контроль энергии лазерного излучения в каждом импульсе осуществляется с помощью калиброванного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 12 (H6780-04, Hamamatsu), регистрирующего излучение, отраженное

кварцевой пластиной. Калибровка фотоприемника выполняется по показаниям пирозлектрического измерителя энергии (J-10MT-10kHz, Coherent) в диапазоне используемых уровней энергии. Использование ФЭУ, помещенного в вакуумируемый объем 6, позволяет наиболее точно регистрировать энергию лазерного импульса, падающую на мишень, что особенно важно при воздействии в УФ-области спектра. Зондирующий лазерный импульс с изменяемой задержкой относительно нагревающего импульса предназначен для подсветки исследуемой области мишени. Длительность импульсов определялась с использованием автокоррелятора. Для изменения величины временной задержки используется многопроходная схема линии задержки 5 (с большим шагом изменения ~ 6 нс) в сочетании с моторизованной (8MT160-300, Standa, диапазон изменений 0—1,8 нс), что позволяет изменять величину задержки в диапазоне значений $\Delta t = 0$ —75 нс с точностью $\Delta t < 100$ фс, определяемой длительностью лазерного импульса подсветки. Инструментально реализована (в интерферометрах Майкельсона 3 и Маха-Цендера 4) возможность одновременного зондирования излучением как одной, так и различных длин волн. Второе плечо интерферометра Майкельсона образовано микрообъективом 8 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 10. Тепловое излучение плазмы отрезается интерференционным светофильтром с пропусканием на соответствующей длине волны, установленным перед ПЗС-матрицей 10. Применение ПЗС-камеры с разрядностью 12 бит позволяет регистрировать интерферограммы с меньшим шагом квантования интенсивности, чем при использовании видеокамер с разрядностью 8 бит, и повысить чувствительность экспериментальной оптической схемы. Плоскость фокусировки определялась по изображению поверхности мишени при закрытом опорном плече. Для предотвращения засветки кадра рассеянным излучением, длина волны зондирующего импульса выбиралась отличной от нагревающего.

Перенос изображения в схеме Маха-Цендера из плоскости лазерного воздействия в плоскость ПЗС-матрицы осуществлялся с помощью двух объективов: линзовый объектив 8 строил промежуточное изображение, которое с помощью микрообъектива 9 переносилось с увеличением в плоскость ПЗС-матрицы 10. Для определения плоскости фокусировки лазерного излучения в потоке, соответствующей плоскости расположе-

ния пятна воздействия, использовалась проволочка, которую располагали вертикально у поверхности мишени таким образом, чтобы ее торец приходился на зону воздействия (что контролировалось по изображению с камеры интерференционного микроскопа), после этого производилась юстировка оптической схемы интерферометра Маха-Цендера 4 для получения резкого изображения проволочки. При использовании механизированной шторки 16 реализована возможность получения как интерференционных, так и абсорбционных (теневых) фотографий газово-плазменного потока без внесения изменений в оптическую схему и разгерметизации вакуумированной мишени камеры 6. Для уменьшения потерь при транспортировке УФ-лазерного излучения кристалл генерации третьей гармоники 11 расположен максимально близко к облучаемой поверхности непосредственно в вакуумной камере.

Методика и результаты эксперимента

При осуществлении интерференционной микроскопии необходимо, чтобы поверхность аблирующей мишени обладала высоким коэффициентом зеркального отражения на длине волны зондирующего излучения. В качестве мишеней использовались как тонкие пленки ($\delta \sim 200$ нм), нанесенные на стекло методом магнетронного распыления, так и механически полированные массивные образцы металлов: Cu, Ti, Zr, Mo, Nb, шероховатость поверхности которых контролировалась на профилометре (170622, ЗАО «ХК "Инструментальные заводы"»), а коэффициент отражения на спектрофотометре (СФ-2000, ОКБ "Спектр"). Проведение серии измерений параметров кратера и ППО при различных временных задержках зондирующего импульса излучения относительно греющего позволило получить необходимые данные о динамике образования кратера на поверхности мишени и эволюции приповерхностного плазменного образования. Интенсивность лазерного излучения регулировалась с помощью поляризационного ослабителя и полуволновой пластины $\lambda/2$ и регистрировалась с помощью ФЭУ с последующим пересчетом в соответствии с калибровочной кривой. С помощью специально разработанного программного обеспечения процесс обработки интерферограмм автоматизирован для получения фазовых и амплитудных картин, последующей обработки этих данных для получения данных о параметрах кратера в зоне воздействия (глубина, диаметр, объем), массового расхода с поверхности мишени, спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, плотности электронов и нейтральных частиц в газово-плазменном потоке. Для повышения точности определения поро-

вых значений плотности энергии лазерного излучения использовались несколько параметров абляционного кратера: диаметральные размеры по двум осям на полувысоте и максимальная глубина кратера. С использованием данных о диаметре кратера значения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции получены путем интерполяции экспериментальных данных, полагая, что для гауссова пучка [6]:

$$r_x^2 = r_0^2 \ln \left(\frac{E}{\pi r_0^2 W_a} \cos \theta \right), \quad (1)$$

где r_x — радиус кратера по меньшей оси;

r_0 — эквивалентный радиус пятна фокусировки;

E — энергия лазерного импульса;

W_a — пороговое значение плотности энергии;

θ — угол падения лазерного излучения на мишень.

Значения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, полученные с использованием величин диаметров кратера по большей и меньшей осям, практически совпадали, но они заметно превышают значения спектрально-энергетических порогов лазерной абляции, определенные при интерполяции данных о максимальной глубине кратера, в соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бэра [7, 8]:

$$h = l_{eff} \ln \left(\frac{E}{\pi r_0^2 W_a} \right), \quad (2)$$

где h — максимальная глубина кратера;

l_{eff} — эффективная глубина поглощения, причем следует учесть, что в случае отражения излучения непосредственно от поверхности мишени глубина кратера по интерферограмме определяется как

$$h = \frac{\Delta\phi\lambda}{2\pi}, \quad (3)$$

где $\Delta\phi$ — фазовый сдвиг;

λ — длина волны зондирующего излучения.

Данная методика основывается на предположении, что пространственная форма распределения интенсивности лазерного излучения по профилю пучка соответствует гауссовой, отклонение формы лазерного импульса от гауссовой, и таким образом приводит к росту инструментальной погрешности при определении порогового значения плотности энергии лазерного излучения. Для определения значений спектрально-энергетических порогов лазерной абляции авторами использованы данные о размерах кратеров, образовавшихся после воздействия единичных лазерных импульсов; для уменьшения влияния вероятностного характера оптического пробоя на определяемую величину порога абляции измерения проводились много-

кратно. Часто из-за малой глубины травления в результате однократного облучения поверхности используются экспериментальные данные, полученные при многократном воздействии, в том числе при частоте следования импульсов до 1 кГц [9]. Такие данные могут быть некорректны (искажение за счет эффектов накопления, проявляющихся как в изменении оптико-теплофизических свойств повторно облучаемой поверхности вследствие нагрева, фазовых и фотохимических превращений, так и в возникновении при высокочастотном воздействии в приповерхностной зоне мишени областей, изменяющих параметры лазерного импульса). В то же время анализ глубины и формы кратеров, образовавшихся в результате воздействия пакета (до 10^5 и более) лазерных импульсов, позволяет регистрировать минимальные скорости абляции вплоть до элементарных (атомарных или молекулярных) слоев [10], в таких случаях правильнее говорить о лазерной десорбции, чем о лазерной абляции [11]. Значения спектрально-энергетических порогов плазмообразования могут быть получены по данным об изменении интегральной или спектральной яркости ППО. Кроме инструментальных погрешностей, чувствительности и других особенностей применяемых методик на определяемые значения энергетических порогов лазерной абляции оказывают влияние состояние поверхности (шероховатость, наличие механического наклепа и оксидных пленок) и химический состав исследуемых образцов.

Абсолютная погрешность использованного алгоритма восстановления фазового сдвига волнового фронта составляет $\Delta\psi \sim \pm(\pi/100)$ [12]. Таким образом, погрешность определения глубины кратера составляет $\Delta h \sim \pm(\lambda/200)$, где λ — длина волны зондирующего излучения. Масштаб переноса изображения в плоскость ПЗС-камеры интерференционного микроскопа составляет $\sim \pm 0,8$ мкм/пиксель, т. е. абсолютная погрешность определения радиуса кратера составляет $\Delta r \sim \pm 1,2$ мкм (при $r_0 \sim 20$ мкм относительная погрешность составляет $\Delta r/r_0 \sim \pm 6\%$). Это с учетом погрешности энергетической калибровки фотоэлектронного умножителя контроля мощности нагревающего излучения $\Delta E/E \sim 5\%$ дает погрешность определения величины спектрально-энергетических порогов лазерной абляции $\Delta W_a/W_a \sim \pm 17\%$. Абсолютная погрешность определения величины массового расхода, исходя из размеров светозероэрозийного кратера на облучаемой поверхности, составляет $\Delta m \sim \pm 10^{-14}$ кг.

Развитые оптические методики исследования процессов взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов позволили проанализировать динамику ряда оптико-теплофизических и газодинамических параметров процессов, сопровождаю-

щих взаимодействие лазерного излучения с конденсированным веществом. Значения энергетических порогов (табл. 1) и массового расхода лазерной абляции твердотельных мишеней, полученные в атмосферных условиях, не отличаются существенно от измеренных в вакууме. Приведенные на рис. 3 и 4 значения погрешностей характеризуют не только инструментальную и методическую погрешности массовых измерений, но и разброс полученных при близких условиях воздействия значений массового расхода. Наименьшими порогами абляции из исследованных металлов обладают медь и цирконий, а наибольшими — молибден.

Таблица 1

Спектрально-энергетические пороги фемтосекундной лазерной абляции металлов

Металл	$W_a, \text{ Дж/см}^2 / I_a, \text{ ТВТ/см}^2$ ($R_{\varphi=0}$ [17])		
	$m'_{\text{max}}, \text{ мкг/Дж}$		
	$\lambda_{\text{III}} = 266 \text{ нм}$ $\tau_{0,5} \sim 70 \text{ фс}$	$\lambda_{\text{II}} = 400 \text{ нм}$ $\tau_{0,5} \sim 60 \text{ фс}$	$\lambda_{\text{I}} = 800 \text{ нм}$ $\tau_{0,5} \sim 45 \text{ фс}$
Ti	— (0,265)	0,36 / 10 (0,442) 85	1,3 / 29 (0,557) 50
Zr	0,05 / 0,71 (0,014) 300	0,4 / 6,7 (0,015) 250	1 / 22 (0,1) 150
Nb	— (0,47)	0,8 / 13 (0,475)	1,1 / 24 (0,595)
Mo	— (0,668)	1,6 / 27 (0,544)	1 / 22 (0,555)
Cu	0,11 / 1,6 (0,338) 280	0,22 / 3,7 (0,489) 150	0,5 / 11 (0,962) 150

Величины энергетических порогов для циркониевых мишеней близки по значениям к легко аблирующим медным, что очевидно связано с низким коэффициентом отражения циркония на использованных длинах волн нагревающего лазерного излучения. Цирконий является единственным из исследованных тугоплавких металлов, для которого получено значение энергетического порога абляции при воздействии лазерного излучения третьей гармоники Ti:Al₂O₃ лазера ($\lambda = 266 \text{ нм}$) (для абляции Ti-мишени максимальная плотность энергии $W \sim 0,8 \text{ Дж/см}^2$ оказалась недостаточной). Кроме того, при 10-кратном превышении порога лазерной абляции в этом случае наблюдалось резкое увеличение глубины поглощения, что свидетельствует о существовании перехода лазерной абляции в другой (высокоэнергетичный) режим и приводит к увеличению массового расхода с облучаемой поверхности. Сравнительный анализ полученных значений энергетических порогов с данными работ [10, 13—15] (табл. 2), посвященных

определению порогов лазерной абляции тугоплавких металлов, показывает, что полученные в [10] данные для молибдена в аналогичных условиях воздействия отличаются от полученных в настоящей работе в 2,5 раза, очевидно, что такая разница обусловлена тем, что в [10] пороговое значение определялось по результатам воздействия большого числа импульсов ($N > 10^5$), а значения скорости абляции (приращение глубины кратера за импульс) соответствовали скорее режиму лазерной десорбции нежели абляции; при воздействии $\sim 10^2$ импульсов УФ-излучения в [16] получены результаты при скорости абляции вблизи порога $h \sim 2 \text{ нм/импульс}$, наличие аналогичного (низкоэнергетичного) режима при воздействии УФ-излучения зарегистрировано для Zr (рис. 3).

Таблица 2

Значения спектрально-энергетических порогов испарения Ti и Mo (курсивом выделены пороги плазмообразования)

Ti			Mo		
$\lambda, \text{ нм};$ $\tau_{0,5}, \text{ с}$	$W_a, \text{ Дж/см}^2;$ $I_a, \text{ Вт/см}^2$	Лит.	$\lambda, \text{ нм};$ $\tau_{0,5}, \text{ с}$	$W_a, \text{ Дж/см}^2;$ $I_a, \text{ Вт/см}^2$	Лит.
193; <i>$8 \cdot 10^{-9}$</i>	0,8; <i>$1 \cdot 10^8$</i>	[14]	248; <i>$5 \cdot 10^{-13}$</i>	0,155; <i>$3,1 \cdot 10^{11}$</i>	[16]
248; <i>$2,1 \cdot 10^{-8}$</i>	1,37; <i>$6,5 \cdot 10^7$</i>	[14]	800; <i>$7 \cdot 10^{-14}$</i>	0,4; <i>$5,7 \cdot 10^{12}$</i>	[10]
248; <i>$3 \cdot 10^{-8}$</i>	0,6; <i>$2 \cdot 10^7$</i>	[15]	1064; <i>$2,7 \cdot 10^{-8}$</i>	1,79; <i>$6,6 \cdot 10^7$</i>	—
351; <i>$3 \cdot 10^{-8}$</i>	1,5; <i>$8,8 \cdot 10^7$</i>	[14]	1064; <i>$2,7 \cdot 10^{-8}$</i>	3,58; <i>$1,3 \cdot 10^8$</i>	—
532; <i>$7,5 \cdot 10^{-9}$</i>	0,42; <i>$5,6 \cdot 10^7$</i>	[15]	1064; <i>$1,5 \cdot 10^{-6}$</i>	2,55; <i>$1,7 \cdot 10^6$</i>	[13]
1064; <i>$1,5 \cdot 10^{-6}$</i>	1,05; <i>$7 \cdot 10^5$</i>	[13]	1064; <i>$1,5 \cdot 10^{-6}$</i>	7,2; <i>$4,8 \cdot 10^6$</i>	[13]

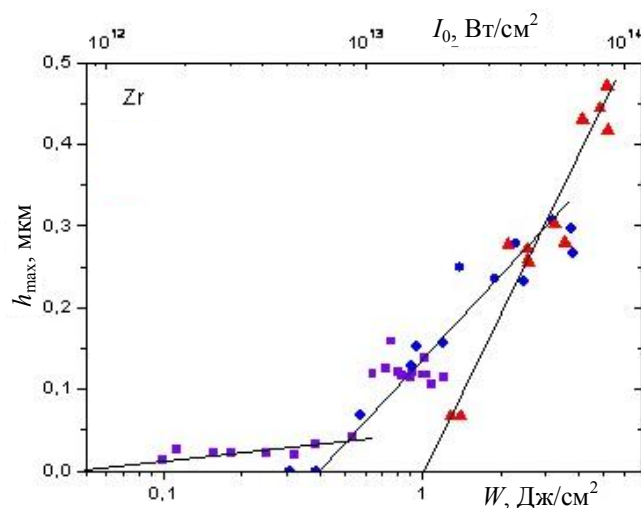


Рис. 3. Зависимость глубины кратера на поверхности Zr мишени от плотности энергии мощности и длины волны лазерного излучения в атмосферных условиях:
■ — $\lambda = 266 \text{ нм}$; ● — $\lambda = 400 \text{ нм}$; ▲ — $\lambda = 800 \text{ нм}$

Значения энергетических порогов объемного паро- и плазмообразования для тугоплавких металлов при воздействии цуга ($\tau \sim 10^{-3} \text{ с}$) микро-

кундных импульсов лазерного излучения ($\lambda = 1064$ мкм) получены в [13]. Следует отметить, что при переходе от приведенных в [13] мощностных ($\text{Вт}/\text{см}^2$) к энергетическим ($\text{Дж}/\text{см}^2$) параметрам интенсивности лазерного воздействия, для Ti, Mo и Zr получены близкие с приведенными в данной работе значения, отличающиеся в большую сторону на 30—40 %, однако соотношение этих величин отлично от полученных нами (см. табл. 2).

В работе [13] наименьшие пороги регистрируют для Ti, что объясняется включением экзотермических окислительных реакций в процессе плазмообразования, при воздействии ультракоротких лазерных импульсов эти реакции не могут оказать влияния на процесс светоэрозии металла. Для Zr в [13] спектрально-энергетические пороги оказались наибольшими. Такую разницу с полученными в данной работе результатами можно объяснить тем, что коэффициент отражения Zr при $\lambda = 1064$ нм на 40 % выше, чем при $\lambda = 800$ нм [17].

Полученные авторами данные о порогах испарения и термической ионизации Mo при воздействии наносекундных импульсов ($\tau_{0,5} \sim 27$ нс) лазерного излучения ($\lambda = 1,064$ мкм) — $1,79 \text{ Дж}/\text{см}^2$ ($7 \cdot 10^7 \text{ Вт}/\text{см}^2$) и $3,58 \text{ Дж}/\text{см}^2$ ($1 \cdot 10^8 \text{ Вт}/\text{см}^2$), соответственно; в сравнении с данными [13] значение энергетического порога испарения при наносекундном воздействии меньше в $\sim 1,5$ раза, а порога плазмообразования — в ~ 2 раза (см. табл. 2); при фемтосекундном воздействии происходит разлет ионизованных паров, поэтому значения обоих порогов принимаются равными.

Такие параметры лазерной абляции как удельный массовый расход (m/E) и удельная плотность энергии (W/W_a) позволяют выбрать оптимальный режим воздействия при фиксированных параметрах лазерного излучения, сравнить эффективность абляции не только по абсолютным значениям этих параметров, но и по способности лазерного излучения с такими параметрами оказывать светоэрозионное воздействие на твердотельную мишень. Исходя из зависимости размеров кратера от соотношения воздействующей плотности энергии лазерного излучения к значению энергетического порога абляции, значение удельного (на единицу энергии лазерного импульса) массового расхода может быть рассчитано как:

$$\frac{m}{E} = \frac{\rho I_{\text{eff}}}{2F} \ln \left(\frac{W}{W_a} \right), \quad (4)$$

т. е. максимальное значение удельного массового расхода достигается при отношении $W/W_a = e$ (рис. 4, а). Полученные экспериментально значения массового расхода находятся в хорошем соответствии с данными, рассчитанными по (4). В табл. 1 приведены значения максимального

удельного массового расхода. Выход массы на единицу энергии лазерного импульса у Zr-образцов примерно в 4 раза выше, чем Ti, т. е. зависит не от соотношения величин спектрально-энергетических порогов, а от глубины поглощения лазерного излучения, которая при воздействии ультракоротких лазерных импульсов определяется в большей степени оптическими процессами, чем теплопроводностью, как при более длинных греющих импульсах ЛИ.

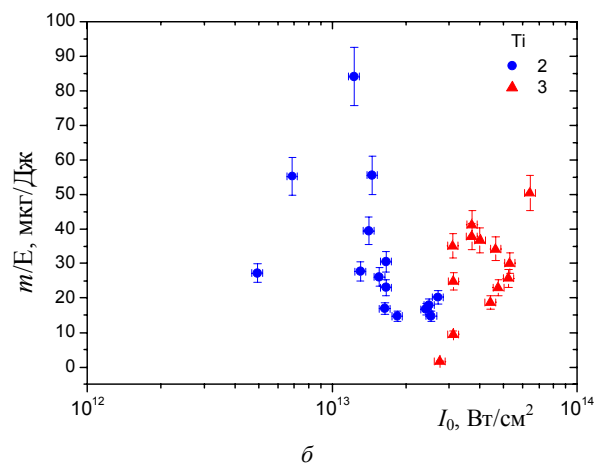
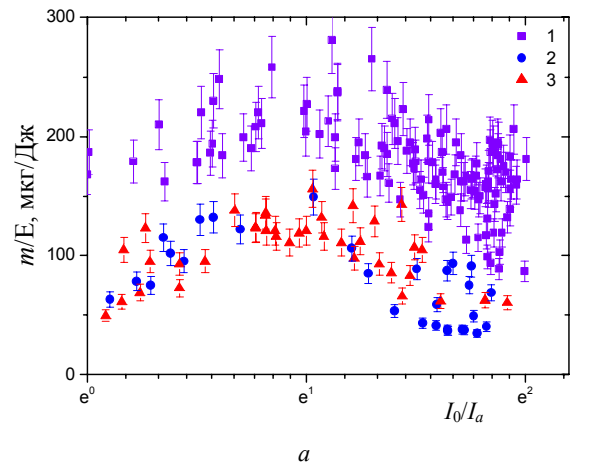


Рис. 4. Зависимость удельного массового расхода от плотности мощности воздействующего излучения при лазерной абляции медной (а) и титановой (б) мишеней:

1 — $\lambda_3 \sim 266$ нм; 2 — $\lambda_2 \sim 400$ нм; 3 — $\lambda_1 \sim 800$ нм

Квантовая эффективность лазерной абляции может быть оценена как соотношение числа частиц в поглощающем объеме к пороговому числу падающих квантов в виде: $\rho h\nu N / (W_a M \alpha_{\text{eff}})$, где ρ и M — массовая плотность и молекулярный вес вещества мишени, соответственно; $h\nu$ — энергия квантов воздействующего излучения; N — число Авогадро. Результаты анализа квантовой эффективности лазерной абляции Cu, Zr, Ti (рис. 5), показывают ее существенное возрастание с уменьшением длины волны воздействующего излучения.

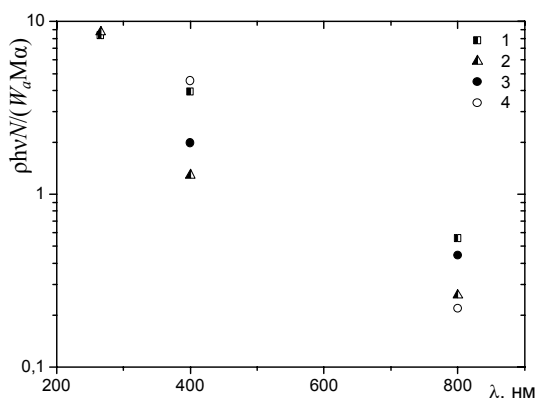


Рис. 5. Зависимость квантовой эффективности $\rho hvN/(W_aMa)$ лазерной абляции металлов от длины волны воздействующего излучения и давления буферной газовой среды:
 1 — Cu ($p \sim 10^5$ Па, $p \sim 10^{-2}$ Па); 2 — Zr ($p \sim 10^5$ Па, $p \sim 10^{-2}$ Па); 3 — Ti ($p \sim 10^5$ Па); 4 — Ti ($p \sim 10^{-2}$ Па)

Заключение

Таким образом, осуществление комбинированной (в двух плоскостях) прецизионной лазерной импульсной микроинтерферометрии поверхности конденсированной мишени и приповерхностного плазменного образования с высоким пространственным ($\sim 10^{-6}$ м) и временным ($\sim 10^{-13}$ с) разрешением позволяет определить динамику оптико-теплофизических и газодинамических характеристик лазерной абляции конденсированных сред. Для ряда металлов (Zr, Mo, Ti, Nb) впервые определены значения спектрально-энергетических порогов, скоростей и удельного массового расхода абляции, эффективного коэффициента поглощения при однократном воздействии фемтосекундных импульсов УФ-БИК лазерного излучения как в атмосферных, так и в вакуумных условиях. Показано существенное возрастание эффективного линейного коэффициента поглощения излучения

веществом мишени при воздействии ультракоротких импульсов по сравнению с более длинными импульсами лазерного излучения.

Литература

1. *Sentis M., Utéza O.* Lasers et technologies femtosecondes. — Saint-Etienne: PU Saint-Etienne, 2005.
2. *Ovsianikov A., Passinger S., Houbertz R. et al.* Three Dimensional Material Processing with Femtosecond Lasers / Laser Ablation and its Applications. — New York: Springer, 2007. P. 121—157.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том / Ред. В. Е. Фортгов. — М.: Наука, 2000. (в 4-х книгах).
4. *Nolte S., Momma C., Jacobs H. et al.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. No. 10. P. 2716.
5. *Агранат М. Б., Анисимов С. И., Ашутков С. И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. С. 592.
6. *Mannion P., Magee J., Coyne E. et al.* // Opto-Ireland 2002: Optics and Photonics Technologies and Applications. Galway, Ireland: SPIE, 2003. P. 470.
7. *Andrew J. E., Dyer P. E., Forster D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. No. 8. P. 717.
8. *Srinivasan R., Braren B.* // Chem. Rev. 1989. V. 89. No. 6. P. 1303.
9. *Wang Z. B., Hong M. H., Lu Y. F. et al.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. No. 10. P. 6375.
10. *Hashida M., Fujita M., Tsukamoto M. et al.* // Third International Symposium on Laser Precision Microfabrication. Osaka, Japan: SPIE, 2003. P. 452.
11. Laser Ablation and Desorption / Haglund R. F., Miller J. C., eds. — London: Academic Press, 1998.
12. *Ситников Д. С., Комаров П. С., Овчинников А. В. и др.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 4. С. 75—81.
13. *Гончаров В. К., Чернявский А. Ф.* // ЖПС. 2004. Т. 71. № 3. С. 372.
14. *Clarke P., Dyer P.E., Key P.H. et al.* // Appl. Phys. A. 1999. V. 69. P. S117.
15. *El-Astal A. H., Weaver I., Martin G. W. et al.* // Ibid. P. S573.
16. *Preuss S., Demchuk A., Stuke M.* // Ibid. 1995. V. 61. No. 1. P. 33.
17. CRC Handbook of Chemistry and Physics/ed. D.R. Lide. — Boca Raton: Taylor and Francis, 2007.

Experimental investigation of metals femtosecond laser ablation spectral and energy efficiency

E. Yu. Loktionov, Yu. Yu. Protasov

Bauman Moscow State Technical University, 5, 2nd Baumanskaya str., 105005, Moscow, Russia
 E-mail: stcpe@bmstu.ru

A. V. Ovchinnikov, D. S. Sitnikov

Joint Institute for High Temperatures of RAS, 13/2 Izhorskaya str., 125412, Moscow, Russia

High-energy photonics construction materials (Cu, Ti, Zr, Nb, Mo) laser ablation spectral and energy thresholds and ablation rates investigation results are presented. Data obtained using experimental diagnostical module developed for UV-NIR femtosecond laser pulses to condensed media interaction multifactor processes investigation in vacuum.

PACS: 52.38.Mf, 79.20.Eb

Keywords: ultra-short laser pulses, laser ablation, metals, spectral and energy thresholds, mass flow rate.

Bibliography — 17 references.

Received May 20, 2010