

06

## Взаимодействие излучения мощного волоконного иттербиевого лазера с диэлектрическими неоднородными мишенями

© В.В. Лисенков,<sup>1,2</sup> В.В. Осипов,<sup>1</sup> В.В. Платонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
620083 Екатеринбург, Россия  
e-mail: lisenkov@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 22 июня 2012 г.)

Приведены результаты исследований воздействия излучения волоконного иттербиевого лазера ( $\lambda = 1.07 \mu\text{m}$ ) на мишени из  $\text{Nd}^{3+}\text{Y}_2\text{O}_3$  с неоднородной прозрачностью в процессе получения нанопорошка. Показано, что в процессе воздействия поверхность лазерной мишени становится чрезвычайно неровной, что проявляется в виде неоднородностей типа „сталагмитов“ и обусловлено большой глубиной проплавления. Установлено, что получаемый порошок состоит из двух фракций. Первая из них составляет 99% общей массы порошка и состоит из наночастиц со средним размером 29 nm (по ВЕТ-методу). Вторая фракция состоит из микро- и субмикрочастиц, представляющих собой круглые капли, сконденсировавшиеся из расплава, и бесформенные осколки мишени. Распределение капель по диаметру имеет несколько максимумов при 2, 8 и 80  $\mu\text{m}$ , появление которых обусловлено разными физическими причинами. Численно исследован процесс лазерного нагрева неоднородной мишени с нелинейным показателем поглощения. Показано, что при средней мощности лазерного излучения 700 W и плотности мощностью  $5.6 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$  и длительности воздействия более 150  $\mu\text{s}$  начинается процесс плавления мишени.

### Введение

Мощные волоконные лазеры находят все более широкое применение в самых разнообразных технологиях, вытесняя при этом другие типы лазеров. Связано это с их высокой эффективностью, малым размером фокального пятна излучения, большой плотностью мощности в нем, высокой надежностью и меньшими габаритами. Наиболее широкое использование эти лазеры находят при раскросе металла. Например, в работе [1] показано, что волоконный иттербиевый лазер осуществляет резку листов легированной стали толщиной 4 mm в четыре раза быстрее, чем  $\text{CO}_2$ -лазер той же мощности. Однако, при раскросе более толстых листов металла ( $\sim 20 \text{ mm}$ )  $\text{CO}_2$ -лазер имеет преимущество в качестве реза. Схожие результаты приведены в работе [2] с той лишь разницей, что в ней сообщается о близких скоростях реза толстых стальных листов обоими лазерами, и лучшим в качестве реза  $\text{CO}_2$ -лазером. В работе [3] теоретически показано, что эффективность использования  $\text{CO}_2$ -лазера для резки листов нержавеющей стали толщиной более 8 mm превышает эффективность использования волоконного лазера. В работе [4] указывается на перспективность использования волоконного лазера для микрорезки металла.

В то же время практически отсутствуют работы по исследованию воздействия излучения волоконного лазера на диэлектрические материалы. Исключением является работа [5], где сообщается о результатах использования волоконного иттербиевого лазера для получения нанопорошка из оксида циркония, стабилизированного иттрием. В ней указывается на различные аспекты применения

для этих целей волоконного лазера в сравнении с  $\text{CO}_2$ -лазером. Отмечается, что при одинаковых средних мощностях излучения производительность получения нанопорошка и энергозатраты в случае применения волоконного лазера составили 23 g/h и 87 kW · h/kg соответственно. При использовании для этих целей импульсно-периодического  $\text{CO}_2$ -лазера той же мощности производительность и энергозатраты составили 18 g/h и 250 kW · h/kg. Так же указывается, что применение волоконного лазера ведет к снижению удельной поверхности нанопорошка с 79 до 42  $\text{m}^2/\text{g}$  и реализации режима кинжального проплавления, формирующего неоднородную поверхность мишени, что ведет к снижению производительности получения нанопорошка.

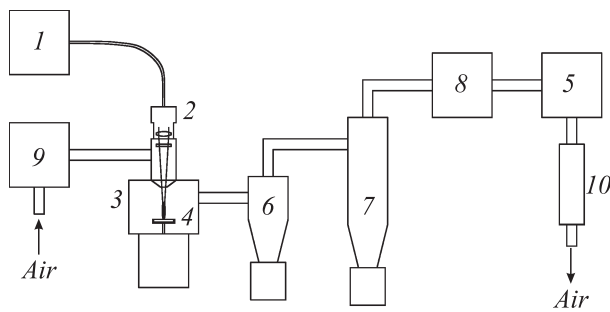
Справедливости ради стоит отметить, что авторы для сравнения выбрали более ранние и не лучшие результаты применения  $\text{CO}_2$ -лазера.

Вышеприведенные факты указывают на необходимость дальнейших исследований в этом направлении.

Целью настоящей работы является исследование взаимодействия излучения иттербиевого лазера с неоднородными (по степени прозрачности) мишенями при получении нанопорошка.

### 1. Результаты экспериментов

Для получения нанопорошка 1%Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> использовалась экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 1. Излучение лазера ЛС-07Н (1) с помощью оптической головки 2 фокусировалось на мишень 4, расположенной внутри испарительной камеры 3. Для обеспечения однородности испарения мишень



**Рис. 1.** Блок-схема установки для получения нанопорошка волоконным иттербиевым лазером: 1 — волоконный лазер, 2 — оптическая головка, 3 — испарительная камера, 4 — мишень, 5 — насос, 6 — циклон, 7 — фильтр для сбора нанопорошка, 8 — выходной фильтр, 9 — входной фильтр.

вращалась и перемещалась поступательно с помощью специального привода. Скорость перемещения луча по поверхности мишени составляла 35 см/с. Первоначально мишень была установлена таким образом, чтобы ее поверхность находилась в середине перетяжки лазерного пучка, и при фокусном расстоянии оптической головки 200 мм диаметр пятна на мишени составлял 200 мкм. Распределение интенсивности лазерного излучения в перетяжке пучка было близким к гауссовому распределению. По мере срабатывания мишень поднималась вверх. Через испарительную камеру насосом 5 прокачивался воздух атмосферного давления, его объемный расход измерялся ротаметром 10 и составлял 6.3 м<sup>3</sup>/ч. Образующиеся в лазерном факеле наночастицы, подхватывались потоком воздуха и переносились в бумажный фильтр 7, где улавливались. Циклон 6 служил для отсеивания из потока крупных капель и осколков мишени. Для очистки воздуха от комнатной пыли на входе в испарительную камеру устанавливался фильтр 9, а фильтр 8 служил для окончательной очистки воздуха перед выбросом в атмосферу. Мишени для испарения изготавливались из коммерческих порошков Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с характерным размером частиц несколько микрометров, которые механически смешивались в пропорции 99 и 1 mol.% соответственно. Затем смесь компактировалась одноосным прессом при усилии 50 кН в цилиндры диаметром 65 мм и высотой 19 мм, которые спекались на воздухе при температуре 1350°C в течение 5 ч.

В этих условиях мишень массой 130 г под действием излучения волоконного лазера полностью вырабатывалась за 90 мин. При этом она частично испарялась и разрушалась (~ 50%), а оставшая часть становилась непригодной для испарения. За это время в бумажном фильтре было собрано 23 г нанопорошка, что в 2 раза меньше, чем в случае испарения мишени той же массы CO<sub>2</sub>-лазером „ЛАЭРТ“ [6]. Соответственно производительность получения нанопорошка волоконным лазером (15 г/ч) была также в 2 раза меньше, чем при использовании CO<sub>2</sub>-лазера. Однако данный результат неокончательный, поскольку работы по повышению эффективности получения нанопорошка продолжаются.

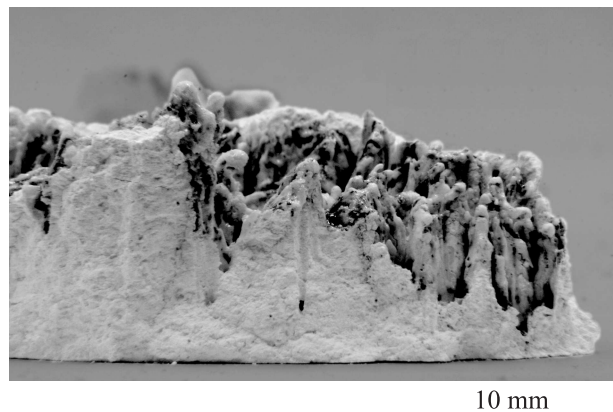
При этом в процессе испарения поверхность мишени приобрела чрезвычайно неровный рельеф (рис. 2) с хаотически чередующимися ямами и выступами, имеющими вид „сталагмитов“. Таким образом, характер рельефа мишени косвенно указывает на возникновение режима кинжального проплавления мишени, что согласуется с предположениями, сделанными в работе [5]. Кроме этого, плотность мощности лазерного излучения при попадании сфокусированного луча на склон „сталагмита“ будет меньше, а коэффициент его отражения будет выше, чем в случае попадания на более горизонтальную поверхность вершины „сталагмита“ или ямы между ними. С одной стороны, это может приводить к уменьшению скорости испарения вещества со склонов „сталагмитов“, с другой стороны — часть испаренного из ям вещества может оседать на „сталагмиты“. И то, и другое является причиной снижения производительности получения нанопорошка.

Для исследования морфологии и размеров частиц крупных фракций нанопорошок из циклона был подвергнут многостадийной седиментации в изопропиловом спирте, что позволило отделить наночастицы от выпадающих в осадок крупных частиц, содержание которых составило около 4%. Удельные поверхности порошков из осадка и суспензии, измеренные методом БЭТ, оказались равными соответственно 3.4 м<sup>2</sup>/г и 41 м<sup>2</sup>/г. Средний размер частиц, содержащихся в этих фракциях, был оценен по известной формуле

$$d_{\text{БЭТ}}[\mu\text{m}] = 6/(\rho * S), \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность, г/см<sup>3</sup>,  $S$  — удельная поверхность, м<sup>2</sup>/г. Средний размер частиц в нанофракции оказался равен 29 нм, а в осадке — 350 нм. Следует заметить, что оставшийся в осадке нанопорошок мог завязать удельную поверхность осадка и соответственно занижить средний размер частиц в нем.

Исследование порошка из осадка под оптическим микроскопом Olympus BX51 показало, что он состоит из круглых капель и бесформенных осколков. На рис. 3 представлена функция распределения капель по размерам. Капли имеют большой разброс по размерам.



**Рис. 2.** Фотография мишени после испарения.

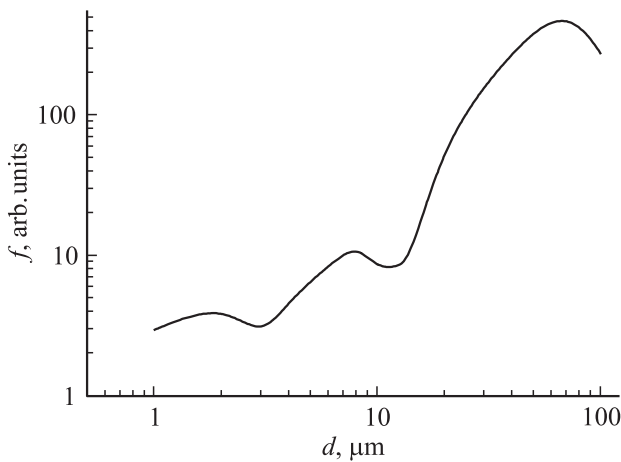


Рис. 3. Функция распределения капель по размерам.

Самые крупные имеют размеры вплоть до  $100\ \mu\text{m}$ , самые мелкие  $\sim 1\ \mu\text{m}$ . На графике отчетливо видны три максимума, расположенных в районе  $2$ ,  $8$  и  $80\ \mu\text{m}$  соответственно. По нашему мнению, их наличие обусловлено тремя различными механизмами формирования капель, о которых будет сказано ниже.

Так же как и в случае капель, большая часть осколков имеет размеры  $1\text{--}10\ \mu\text{m}$ , но имеются отдельные осколки размерами до  $150\ \mu\text{m}$ .

Таким образом, сопоставляя эти данные с полученными ранее с помощью импульса периодического  $\text{CO}_2$ -лазера такой же средней мощности в одинаковых экспериментальных условиях, можно констатировать следующее.

1. При воздействии на полупрозрачные для излучения иттербиевого лазера мишени производительность получения нанопорошка оказывается меньше, чем при использовании  $\text{CO}_2$ -лазера, для которого эта мишень не прозрачна.

2. Полупрозрачная мишень в ходе испарения приобретает неровную поверхность, разрушается раньше и выход порошка меньше.

3. В нанопорошке присутствуют крупные частицы диаметром  $\sim 100\ \mu\text{m}$ .

Обсудим эти особенности далее. Однако очевидно, что наиболее трудным для объяснения является факт появления в нанопорошке фракции крупных частиц, природа появления которых, по всей видимости, отличается от того, что реализуется при использовании  $\text{CO}_2$ -лазера. В этой связи численно рассмотрим динамику тепловых процессов в мишени.

## 2. Результаты расчетов

Испарение мишеней из тугоплавких оксидов с помощью импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера было подробно изучено нами экспериментально и теоретически [6–8]. Что касается волоконного иттербиевого лазера, то механизм

взаимодействия его излучения с такими мишенями имеет свои особенности и нуждается в дополнительном исследовании.

На наш взгляд основное различие между двумя лазерами заключается в десятикратной разнице длин волн излучения этих лазеров и в связанной с этим разнице в оптических постоянных испаряемых веществ. Например, характерная глубина проникновения излучения  $10.6\ \mu\text{m}$  ( $\text{CO}_2$ -лазер) в оксид иттрия составляет несколько микрон, а излучения  $1.07\ \mu\text{m}$  (волоконный иттербиевый лазер) внутрь монокристалла оксида иттрия — более  $30\ \text{cm}$ . Однако наличие кристаллических макро- и микродефектов многократно снижает глубину проникновения. Подобная ситуация реализуется при лазерном синтезе наночастиц оксида иттрия с помощью волоконного лазера, когда испарению подвергается мишень из частично припеченных друг к другу частиц размерами  $1\text{--}10\ \mu\text{m}$  и является непрозрачной. После многократного прохождения луча поверхность мишени покрывается оплавленным слоем толщиной  $200\ \mu\text{m}$ , который более прозрачен для лазерного излучения. Таким образом, изменение оптической прозрачности приповерхностного слоя мишени может обусловить ряд существенных особенностей динамики испарения мишени излучением волоконного лазера.

Нами использовалась разработанная ранее [6] численная модель, в которой решалось трехмерное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi(T)\Delta T + \frac{Q}{c(T)}, \quad (2)$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $c$  — теплоемкость,  $Q$  — объемный источник теплоты, создаваемый лазерным излучением

$$Q = \alpha I(x, y, z, t), \quad (3)$$

где  $\alpha$  — показатель поглощения лазерного излучения,  $I(x, y, z, t)$  — распределение интенсивности лазерного излучения в среде, которое определяется следующим образом:

$$I(x, y, z, t) = (1 - R)I_0(x, y) \exp(-\alpha z), \quad (4)$$

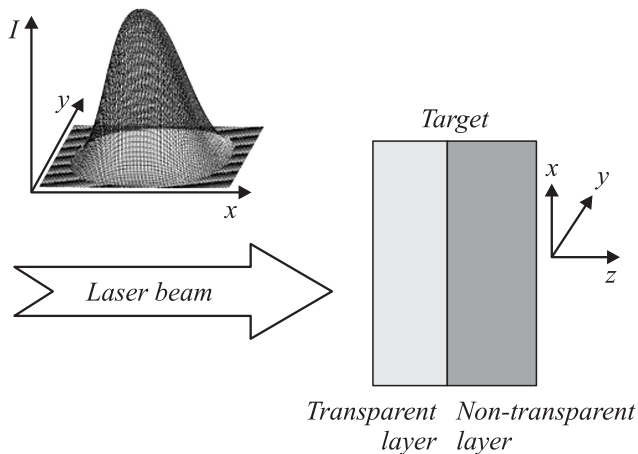
где  $I_0(x, y)$  — распределение интенсивности излучения в фокусном пятне (см. вставку к рис. 4),  $R$  — коэффициент отражения, равный

$$R = \frac{(n - 1)^2 + \left(\frac{\alpha\lambda}{4\pi}\right)^2}{(n + 1)^2 + \left(\frac{\alpha\lambda}{4\pi}\right)^2}, \quad (5)$$

где  $n$  — показатель преломления,  $\lambda$  — длина волны. Зависимость  $\alpha$  от температуры  $T$  по аналогии с работой [9] была определена следующим образом:

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp\left(\frac{T - 300}{300} \xi\right), \quad (6)$$

где  $\alpha_0$  — значение показателя поглощения при комнатной температуре ( $300\ \text{K}$ ),  $\xi$  — константа, зависящая



**Рис. 4.** Геометрия задачи. На вставке сверху приведена форма интенсивности лазерного излучения в фокусном пятне.

от сорта материала. В наших расчетах она выбиралась такой, чтобы при температуре плавления ( $T_m$ ) значение  $\alpha(T_m)$  равнялось бы величине  $\alpha_m$ , о которой будет сказано ниже. Значения теплофизических констант были взяты в [10,11].

Геометрия задачи представлена на рис. 4. Лазерный пучок, распространяющийся вдоль оси  $z$ , падающий на поверхность  $xu$  мишени, состоящей из двух слоев. Наружный слой толщиной 0.1 мм представляет собой достаточно прозрачный оплав, обозначенный на рис. 4 светло-серым цветом. Далее идет непрозрачная часть (обладающая значительно более высоким показателем поглощения), состоящая из спрессованных микрочастиц. На рис. 4 она обозначена темно-серым цветом. В некоторых случаях, которые будут ниже оговариваться отдельно, мишень предполагалась полностью однородной. Во всех расчетных вариантах могло меняться значение  $\alpha_0$ , однако значение  $\alpha_m$  было одинаковым, поскольку оно соответствует жидкой фазе.

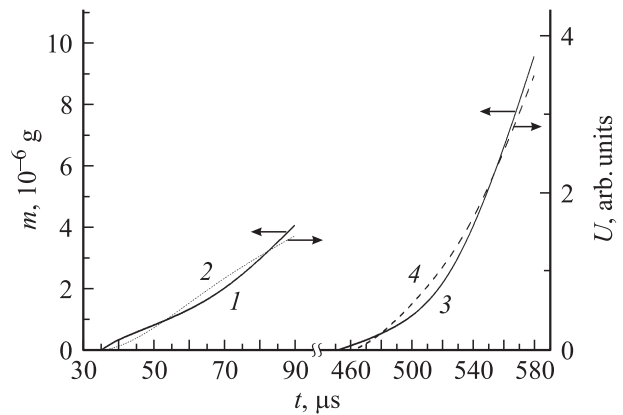
К сожалению, измерять значения  $\alpha_m$  и  $\alpha_0$  для непрозрачной мишени, используемой для получения нанопорошка, не представляется возможным. Была проведена серия тестовых расчетов, в которых были использованы данные по поглощению излучения для образцов керамики Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> различной прозрачности, полученные А.Н. Орловым по методике, использованной в [12,13]. Результаты этих расчетов сопоставлялись с экспериментальными данными. В большинстве случаев использовался образец, показатель поглощения которого ( $\alpha_0$ ) для  $\lambda = 1.07 \mu\text{m}$  равнялся  $24 \text{ cm}^{-1}$ .

Расчетная модель считалась корректной, если результаты расчетов совпадали с экспериментальными данными по следующим параметрам:

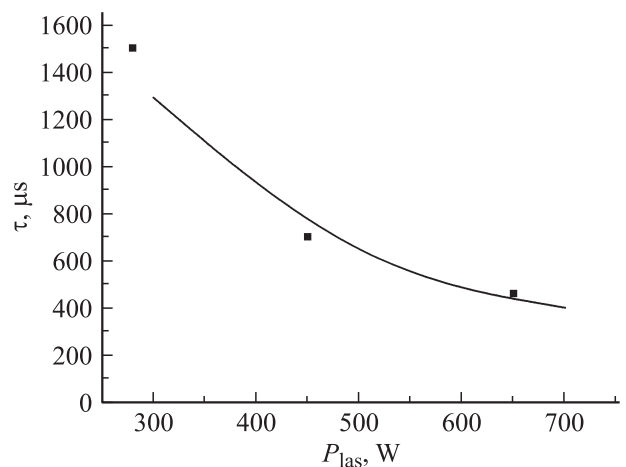
- унос массы (объем кратера) для длительности импульса излучения  $10^{-3}$  с в случае неподвижной мишени;
- время запаздывания появления лазерного факела, которое близко к времени начала режима кипения;

— светимость лазерного факела, которая в первом приближении должна быть пропорциональна испаренной массе.

Предполагалось, что выбор констант в формуле (6) обоснован, если с их использованием удастся объяснить экспериментально наблюдаемые тенденции. Одна из них является зависимостью времени начала испарения от мощности лазерного излучения в импульсе, которая приведена на рис. 5. Сплошная кривая — это результаты расчетов, квадраты — экспериментальные точки, соответствующие моменту появления лазерного факела. Видно, что расхождение расчетных и экспериментальных результатов не превышает 10%. Хорошее совпадение результатов по уносу массы, найденных из измерения объемов кратеров, два из которых изображены на рис. 8, позволило надеяться, что данный подход позволит правильно представить динамику уноса массы из кратера мишени. Эти данные приведены на рис. 5 в виде зависимостей испаренной массы от времени, которые неплохо

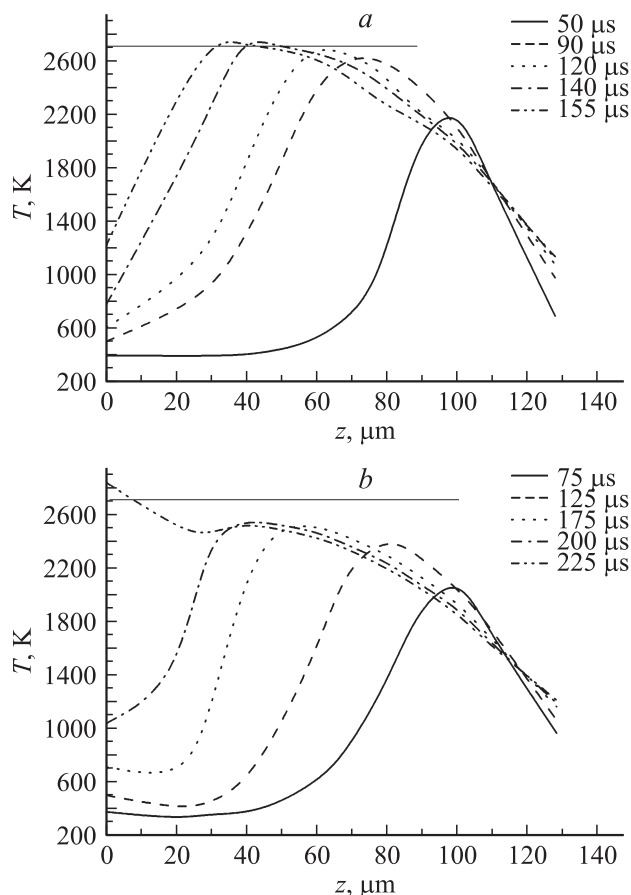


**Рис. 5.** Динамика начального этапа испарения для непрозрачной мишени  $\alpha_0 = 1.7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$  (1, 2) и полупрозрачной керамики  $\alpha_0 = 24 \text{ cm}^{-1}$  (3, 4). 1, 3 — расчет испаренной массы; 2, 4 — осциллограммы свечения.



**Рис. 6.** Зависимость момента начала испарения от мощности лазерного излучения для полупрозрачной керамики  $\alpha_0 = 24 \text{ cm}^{-1}$ . Сплошная кривая — расчет, точки — эксперимент.





**Рис. 7.** Зависимость максимума температуры от расстояния в глубину для „двухслойной“ мишени в различные моменты времени. Горизонтальной линией отмечена температура плавления  $Y_2O_3$ . *a* — мощность излучения 700 W, *b* — мощность излучения 500 W.

соответствуют экспериментальным осциллограммам интегральной светимости лазерного факела.

С учетом полученных данных вышеиспользованный подход был применен для определения  $\alpha_0$  для непрозрачной  $Nd:Y_2O_3$  мишени. Наилучшее совпадение с осциллограммами свечения получено при  $\alpha_0 = 1.7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  (рис. 5, кривые 3, 4). Следует отметить, что сигнал, регистрируемый экспериментально на начальном этапе, скорее всего, является близкой, но не строго линейной функцией массы испаренного вещества. Поэтому не следует ожидать полного совпадения экспериментальных осциллограмм с результатами расчетов.

Таким образом,  $\alpha_0$  для непрозрачной части „двухслойной“ мишени был определен и оказался равным  $1.7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ . Значение  $\alpha_0$  для прозрачного оплава было взято равным  $10 \text{ см}^{-1}$ , как у керамических образцов сходной морфологии [13].

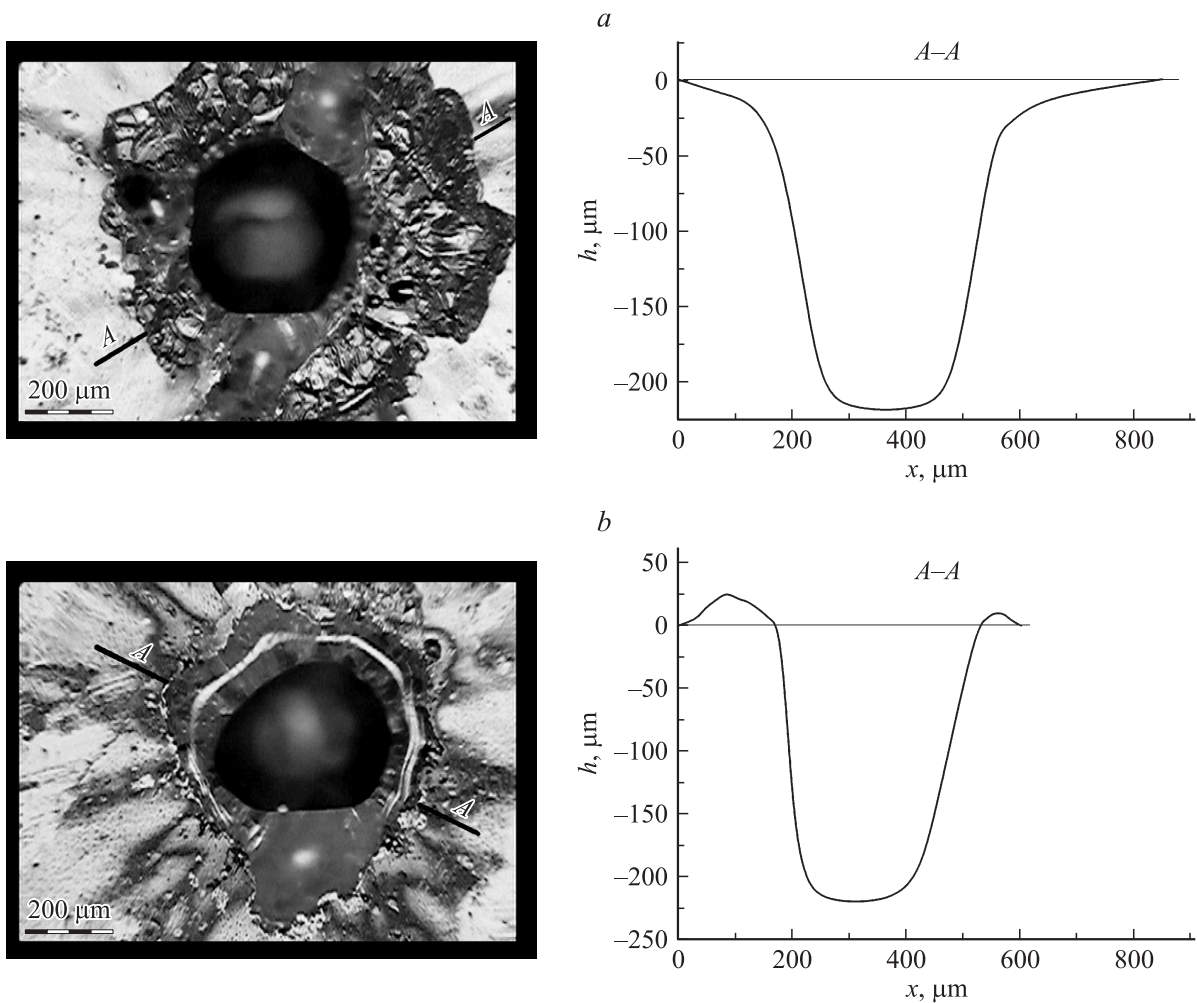
На рис. 7 приведена динамика температурного поля в такой „двухслойной“ мишени при мощностях излучения 700 (*a*) и 500 W (*b*). Из-за большой разности в коэффициентах поглощения основной нагрев вначале происходит в менее прозрачной области вблизи границы

раздела. Далее происходит распространение тепловой волны к поверхности мишени. Причиной этого является то, что в результате теплопроводности нагреваются области мишени, граничащие с неоднородностью и в них, согласно (6), увеличивается  $\alpha$ . В области, расположенной ближе к поверхности мишени (по оси  $z$ ), интенсивность лазерного излучения выше, и поэтому создаются условия для развития положительной обратной связи между параметрами  $T$  и  $\alpha$ . В результате указанная область „перехватывает“ на себя лазерное излучение, „экранируя“ неоднородность. Это приводит к смещению максимума температуры к поверхности мишени.

Видно, что со временем по мере роста энергии, вводимой в мишень, максимум достигаемой температуры растет и приближается к поверхности мишени, т.е. наблюдается движение тепловой волны. При мощности излучения 700 W этот максимум достигает температуры плавления 2740 K внутри мишени к моменту времени  $\sim 140 \mu\text{s}$  на глубине  $\sim 30 \mu\text{m}$ . Это ведет к тому, что в месте плавления плотность изменится скачкообразно, что вследствие возникновения больших механических напряжений приведет к отколу данного участка мишени. На рис. 8, *a* приведено фото подобного кратера вместе с его профилем. Вокруг кратера видна область откола со сломами по границам кристаллитов. Глубина этой области, как можно видеть на профиле („пологий склон“ по краям), немного больше  $30 \mu\text{m}$ , что хорошо согласуется с результатами расчетов. Следует заметить, что более „крутой склон“ ближе к центру с заглублением до  $430 \mu\text{m}$  обусловлен последующим испарением материала мишени.

При мощности излучения 500 W (рис. 7, *b*) и менее температурный максимум, превышающий температуру плавления, достигается на поверхности мишени. В этом случае процесс плавления в таком случае начинается к моменту времени  $\approx 225 \mu\text{s}$  на поверхности мишени и никаких особенностей, связанных с отколом мишени наблюдаться не должно. Пример такого кратера приведен на рис. 8, *b*. Видно, что данный кратер без скола и с четко заметным бруствером, обусловленным вытеснением расплава избыточным давлением паров мишени, что свидетельствует о поверхностном плавлении и испарении мишени.

Рассчитанные с помощью нашей модели распределения температуры позволяют сделать предположения о механизмах формирования капель и их тримодальном распределении (рис. 3). На рис. 9 представлен разрез однородной мишени непосредственно перед началом кипения. Можно выделить две характерные области. Первая — это область расплава с характерной глубиной 50–100  $\mu\text{m}$  в зависимости от конкретных условий. На рис. 9 она выделена светло-серым цветом. Вторая — область перегретой жидкости в метастабильном состоянии. Ее характерный размер  $\sim 2 \mu\text{m}$ . На рис. 9 она выделена темно-серым цветом. В этой области образуются зародыши паровой фазы. В таком паровом пузырьке давление достаточно высокое, чтобы при их



**Рис. 8.** Кратеры на поверхности мишени. Слева — фото, справа — профили по линии разреза A-A на фото. *a* — кратер с отколом, *b* — кратер без откола.

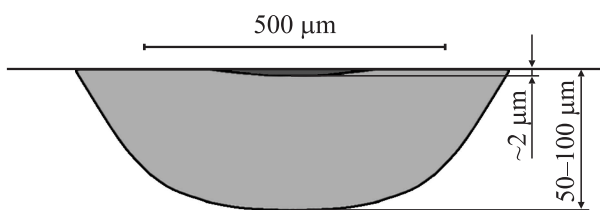
выходе на поверхность происходил выброс жидких капель. Такой механизм испарения известен и называется фазовым взрывом [14]. Размер таких капель должен составлять величину  $\sim 1\ \mu\text{m}$ , т.е. величину, сопоставимую с глубиной метастабильной области. Она, как указывалось выше, имеет глубину  $\sim 2\ \mu\text{m}$ , что соответствует первому максимуму функции распределения капель (рис. 3). Более крупные капли образуются в результате плавления в тепловой волне внутри мишени с последующим поверхностным отколом, вызывающим

разбрызгивание расплава. Результаты наших расчетов (рис. 7, *a*) показывают, что характерный размер жидкой фазы, формирующейся внутри твердой мишени, составляет  $7\text{--}10\ \mu\text{m}$ , что соответствует второму максимуму. Наиболее крупные капли образуются благодаря выходу нагретого воздуха из пористой части мишени наружу через слой расплава, который, как указывалось выше, составляет величину  $50\text{--}100\ \mu\text{m}$ , что примерно соответствует третьему максимуму функции распределения, составляющему  $80\ \mu\text{m}$ .

### Закключение

При исследовании взаимодействия излучения иттербиевого волоконного лазера с неоднородными по степени прозрачности мишенями из  $\text{Nd:Y}_2\text{O}_3$  удалось установить следующее.

— Поверхность мишени в процессе испарения приобретает чрезвычайно неровный характер, что обусловлено ее проплавлением на большую глубину и ростом неоднородностей по типу „стагмитов“.



**Рис. 9.** Типичная геометрия области расплава перед началом испарения в мишени из  $\text{Y}_2\text{O}_3$ .

— При плотности мощности  $1.5 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$  и средней мощности волоконного лазера 600 W производительность получения нанопорошка по вышеуказанной причине оказывается меньше, чем у  $\text{CO}_2$ -лазера той же мощности, для которого мишень данного состава является непрозрачной. Однако работы по повышению производительности продолжаются.

— Полученный порошок путем седиментации разделяется на две фракции. Первая из них составляет 99% общей массы порошка и состоит из наночастиц со средним размером 29 nm (по методу ВЕТ). Вторая фракция состоит из микро- и субмикрочастиц, представляющих собой круглые капли, сконденсировавшиеся из расплава, и бесформенные осколки мишени. Анализ размеров капель диаметром более  $1 \mu\text{m}$ , выполненный с помощью оптического микроскопа, показал, что их распределение имеет несколько максимумов при 2, 8 и  $80 \mu\text{m}$ , появление которых обусловлено разными физическими причинами.

— Нами была разработана численная модель, с помощью которой была рассчитана динамика температурных полей в неоднородных по прозрачности мишенях из  $\text{Nd:Y}_2\text{O}_3$ . В частности, обнаружено движение тепловой волны к поверхности мишени. Показано, что при средней мощности лазерного излучения 700 W и плотности мощности  $5.6 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$  и длительности воздействия более  $150 \mu\text{s}$  температура в максимуме волны может превышать температуру плавления мишени. Это ведет к скачкообразному повышению давления в месте плавления и отколу части мишени.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 11-08-00005-а, а так же программ президиумов РАН и УрО РАН.

## Список литературы

- [1] *Leibinger P.* // Stahlmarkt. 2010. Vol. 60. N 7. P. 40–42.
- [2] *Шулятьев В.Б.* Резка толстых стальных листов излучением  $\text{CO}_2$  лазера. Автофер. докт. дис. Новосибирск, 2011. 298 с.
- [3] *Зайцев А.В., Ковалев О.Б., Смирнова Е.М.* // IV Всерос. конф. „Воздействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине“. Тез. докл. Новосибирск: Нонпараллель, 2011. С. 94–97.
- [4] *Kleine K.F., Watkins K.G.* // Proc. SPIE. 2003. N 4974. P. 184–192.
- [5] *Котов Ю.А., Саматов О.М., Иванов М.Г.* и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 5. С. 65–68.
- [6] *Осипов В.В., Платонов В.В., Лисенков В.В.* // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 6. С. 541–546.
- [7] *Osipov V.V., Kotov Yu.A.* et. al. // Laser Physics. 2006. Vol. 16. P. 116–125.
- [8] *Осипов В.В., Лисенков В.В., Платонов В.В.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 1. С. 103–110.
- [9] *Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М.* и др. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 1032.
- [10] *Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [11] *Балкевич В.Л.* Техническая керамика. М.: Стройиздат, 1984. 256 с.
- [12] *Багаев С.Н., Осипов В.В.* и др. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 840.
- [13] *Vagayev S.N., Osipov V.V.* et. al. // Optical Materials. 2009. Vol. 31. N 5. P. 740–743.
- [14] *Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество / Под ред. А.В. Булгакова, Н.М. Булгаковой и др.* Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2009. 462 с.