

Воздействие лазерного излучения на неподвижную и быстро смещающуюся относительно лазерного пучка мишень

В.В.Осипов, В.В.Лисенков, В.А.Шитов, К.Е.Лукьяшин

Приведены результаты исследований воздействия импульсов лазерного излучения с энергией до 50 Дж, длительностью до 1100 мкс и фронтом ~ 300 мкс как на неподвижную, так и на движущуюся с линейной скоростью до 10^4 см/с мишень. Показано, что в случае неподвижной мишени из нержавеющей стали оптический пробой в парах ее материала возникает при средних плотностях мощности в фокусе лазерного излучения 5.5×10^6 Вт/см², а для реализации оптического пробоя в воздухе это значение должно составлять 7.3×10^6 Вт/см². Найдено, что это нежелательное явление не наблюдается при быстром (~ 50 м/с) смещении мишени относительно лазерного пучка даже при увеличении плотности мощности излучения на порядок. Обнаружено, что на движущейся мишени в диапазоне плотностей мощности излучения $(0.6 - 1.2) \times 10^7$ Вт/см² (мощность 12–24 кВт) испарение имеет прерывистый характер. Для объяснения этого эффекта создана численная модель, учитывающая влияние процесса горения мишени и согласующаяся с наблюдаемой картиной испарения. Рассчитаны и приведены зависимости толщин испаренного и проплавленного слоев от параметров излучения и скорости движения мишени, необходимые для выбора режима обработки поверхности изделий лазерным пучком.

Ключевые слова: СО₂-лазер, лазерный факел, лазерное испарение, термическое окисление, лазерная обработка поверхности.

1. Введение

Интенсивное исследование воздействия мощного лазерного излучения на вещество продолжалось вплоть до девяностых годов прошлого столетия. Были установлены и изучены основные процессы, проявляющиеся при взаимодействии излучения с материалами: поглощение излучения, нагрев, плавление и испарение веществ, движение расплава, приводящее к его выплеску, переносу или конвективному перемешиванию, процессы в лазерном факеле и т. д. Важным в технологическом плане было разграничение режимов воздействия лазерного излучения на материалы по его энергии. Каждый из выделенных режимов получил название, соответствующее виду формирующейся в результате этого воздействия приповерхностной плазмы: эрозионный факел, оптический разряд (пробой) в парах материала мишени и оптический пробой в газе. Эти режимы различаются внешним видом. Эрозионный факел представляет собой раскаленную струю паров мишени, направленную строго перпендикулярно к ее плоскости; при оптическом разряде в парах мишени эрозионного факела появляется асимметричный плазменный отросток, направленный по лазерному пучку, а плазма оптического пробоя в газе практически полностью вытягивается вдоль лазерного пучка. В этих исследованиях, систематизированных в ряде монографий [1–7], основное внимание уделялось воздействию лазерного излучения на неподвижные или медленно перемещающиеся относительно лазерного пучка мишени.

В дальнейшем основное внимание уделялось взаимодействию мощных ультракоротких импульсов лазерного излучения с веществом. Однако в последние годы в связи с быстрым развитием нанотехнологий снова возрос интерес к исследованиям по воздействию мощного лазерного излучения на вещество с целью создания высокопроизводительных методов синтеза нанообъектов: кластеров, фуллеренов, наночастиц, нанотрубок, нанопленок и т. д. Разработка высокопроизводительных технологий получения нанообъектов, как правило, предполагает использование лазерного излучения с большой средней мощностью. В то же время применение для этих целей мощных лазеров наталкивается на серьезные трудности, связанные с развитием низкопорогового оптического пробоя вблизи поверхности мишени; в частности для СО₂-лазеров пробой возникает уже при плотностях мощности $\sim 10^7$ Вт/см² [6]. Нам представляется, что ситуация может быть улучшена путем быстрого смещения лазерного пучка относительно мишени.

В этой связи целью настоящей работы является исследование воздействия мощного излучения СО₂-лазера на мишень при различных способах быстрого смещения лазерного пучка по ее поверхности.

2. Эксперимент

В данном экспериментальном цикле исследовалось воздействие лазерного излучения на неподвижную и на вращающуюся мишени. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Излучение СО₂-лазера 1 с помощью телескопической системы из КС1-линз 2 и поворотного зеркала 3 фокусировалось на диск 4, установленный на специальном приводе. Под действием лазерного излучения на поверхности диска образовывался лазерный факел 5, свечение ко-

В.В.Осипов, В.В.Лисенков, В.А.Шитов, К.Е.Лукьяшин. Институт электрофизики УрО РАН, Россия, 620016 Екатеринбург, ул. Амурдзена, 106; e-mail: plazma@ier.uran.ru

Поступила в редакцию 2 сентября 2008 г.

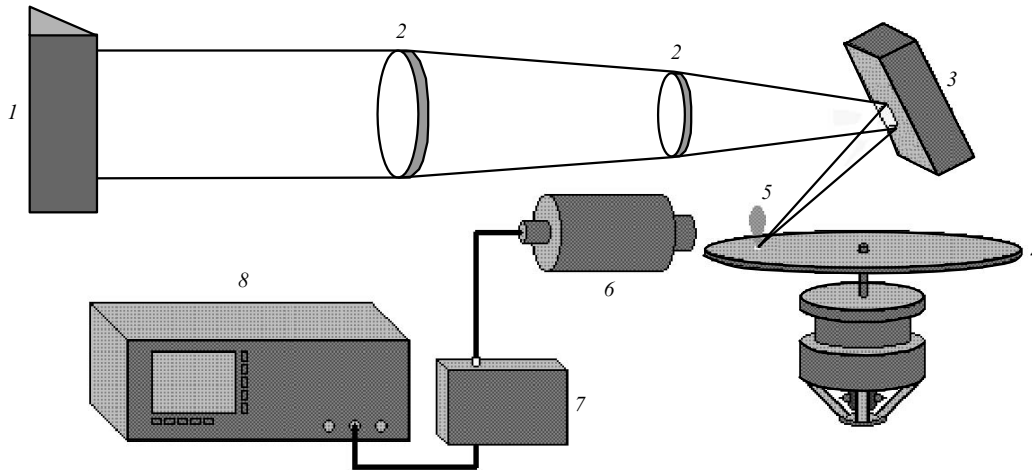


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – CO₂-лазер; 2 – фокусирующая система из KCl-линз; 3 – поворотное зеркало; 4 – вращающаяся мишень (стальной диск); 5 – плазменный факел; 6 – ФЭК-29 СПУ-М; 7 – логарифмический усилитель; 8 – осциллограф Тектроникс TDS-520.

торого регистрировалось с помощью фотоэлектронной камеры 6 и двухканального осциллографа 8. Электрические сигналы с ФЭК на осциллограф подавались через логарифмический усилитель 7, который имел высокий коэффициент усиления для слабых сигналов и малый для больших. В качестве источника излучения использовался импульсно-периодический электроионизационный CO₂-лазер, конструкция и параметры которого подробно изложены в [8].

В описываемых экспериментах лазер работал в монопериодном режиме и генерировал импульсы излучения с пиковой мощностью до 70 кВт, длительностью 800 мкс, фронтом нарастания мощности излучения до 500 мкс и энергией излучения до 50 Дж. Мишенью служил диск из нержавеющей стали наиболее широко используемой марки 12X18H10T диаметром 200 мм, вращаемый двигателем с частотой до 400 об./с.

Телескопическая система состояла из двух KCl-линз с диаметрами 10 и 6 см и фокальными расстояниями 90 и 30 см соответственно. Расстояние между линзами выбиралось таким, чтобы диаметр пятна фокусировки был минимален (0.5 мм). Распределение плотности мощности излучения в пятне фокусировки оценивалось по кратеру, оставленному в оргстекле. Эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении и при комнатной температуре.

При воздействии излучения на неподвижную мишень лазерный пучок направлялся на диск из нержавеющей стали под углом 45° к его поверхности. В ходе эксперимента импульсы излучения всегда направлялись на необлученную поверхность, что достигалось смещением диска после каждого импульса излучения. Свечение образующейся вблизи поверхности диска плазмы регистрировалось камерой LUMIX DMC-FZ10 с помощью светофильтра KC-17, имеющего спектр пропускания 660–2700 нм. Время экспозиции составляло 33.3 мс.

Интегральные фотографии свечения плазмы при воздействии на неподвижную мишень импульсов различной мощности приведены на рис.2. Видно, что при малой мощности лазерный факел распространяется вдоль нормали к поверхности диска. Его форма нестабильна из-за нестабильности границы «плазма–газ» вследствие развития тейлоровских неустойчивостей [9]. По мере увели-

чения мощности растут высота факела и интенсивность свечения плазмы. При достижении средней по пятну плотности мощности 5.5×10^6 Вт/см² в эрозионном факеле выделяется составляющая, направленная по пучку лазерного излучения (рис.2,б), что, как известно, трактуется как образование низкопорогового оптического разряда (пробоя) [6]. Приведенное значение средней плотности мощности неплохо согласуется с экспериментальными данными [9].

При дальнейшем увеличении мощности интенсивность плазменной составляющей, направленной по пучку, растет (рис.2,в) и, наконец, эта составляющая становится доминирующей (рис.2,г). Формирование лазерного факела и оптического пробоя сопровождается вылетом капель из расплава в ванне кратера и кусочков растрескивающейся пленки, образующейся при кристаллизации этого расплава [11]. Их количество нестабильно (рис.2,г) и, по-видимому, определяется структурой поверхности, на которую воздействует лазерное излучение. Однако очевидна тенденция увеличения их числа по мере роста плотности мощности при прочих равных параметрах.

Вращение диска, линейная скорость которого составляла 50 м/с, относительно лазерного пучка резко изменило ситуацию: увеличение плотности мощности по сравнению с пороговой даже на порядок не приводило к образованию низкопорогового оптического пробоя (рис.2,д). Однако, в отличие от случая воздействия пучка на неподвижную мишень, плазменный факел отклонялся от нормали к поверхности, что объясняется действием центробежных сил.

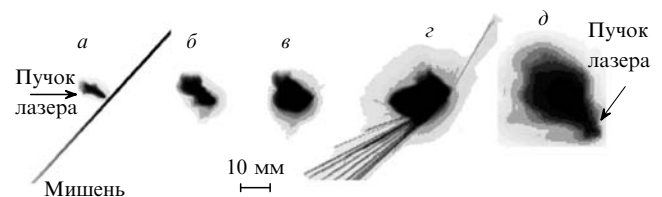


Рис.2. Фотографии свечения плазмы в случае неподвижной мишени при средней плотности мощности лазерного излучения 2.1×10^6 (а), 5.5×10^6 (б), 6.2×10^6 (в) и 7.3×10^6 Вт/см² (г), а также при воздействии на вращающуюся мишень (д).

При этом наблюдалась интересная картина взаимодействия лазерного излучения с мишенью, которая не объясняется существующими моделями (рис.3). При росте средней плотности мощности излучения в фокусном пятне от 0.8 до 5.5×10^6 Вт/см² наблюдается сплошной след. Далее, вплоть до плотности мощности 1.3×10^7 Вт/см², след становится прерывистым, создавая впечатление прерывистого режима испарения, известного как «пульсирующий плазматрон» [6]. Однако удивительно то, что при дальнейшем росте интенсивности след вновь становится непрерывным.

Смена режимов испарения происходит как на фронте, так и на спаде импульса излучения в указанном выше интервале плотностей мощности ($5.5 \times 10^6 - 1.3 \times 10^7$ Вт/см²), что соответствует мощности 12–24 кВт. Более того, пульсирующий режим испарения наблюдается и на плоской части импульса, если плотность мощности не превышает 7.0×10^6 Вт/см². Для установления причин проявления этого неожиданного эффекта были выполнены следующие эксперименты.

1. Регистрировалось свечение поверхности диска в месте воздействия лазерного пучка на диск (с помощью ФЭК-29 СПУ-М, логарифмического усилителя и осциллографа). Было установлено, что пульсации на осциллограмме сигнала точно соответствуют моментам появления черных точек на следе воздействия лазерного излучения на нержавеющую сталь. Следовательно, эффект не имеет химической природы, а связан с образованием приповерхностной плазмы.

2. Проводился обдув воздухом поверхности диска в месте воздействия излучения на мишень. При этом сопло диаметром 1 мм устанавливалось на расстоянии 5 мм от фокального пятна. Скорость воздушного потока на выходе из сопла достигала 340 м/с. Однако эта мера не привела к заметному изменению характера взаимодействия излучения с мишенью – след, оставленный на поверхности диска, не изменился.

3. Осуществлялось воздействие лазерного излучения на мишени, предварительно отожженные в печи атмосферного давления при температуре 300 °С в течение 3 ч,

вследствие чего поверхность покрывалась плотной оксидной плёнкой; при этом след был непрерывным.

Полученные результаты показали, что, по-видимому, основной причиной появления прерывистого следа является процесс горения материала мишени, который при определенных условиях может быть неустойчивым.

Для интерпретации полученных результатов были проведены численные расчеты.

3. Моделирование воздействия излучения на мишень

Основу модели составляет уравнение теплопроводности в трёхмерном приближении:

$$c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\kappa(T) \nabla T) + Q_{in}, \quad (1)$$

где c – объемная теплоемкость; κ – коэффициент теплопроводности; Q_{in} – внутренний источник тепловыделения. Для упрощения задачи коэффициент κ считался независимым от T , что позволило несколько упростить уравнение:

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

где $\chi = \kappa/c$ – коэффициент температуропроводности.

Лазерный пучок, распространяющийся вдоль оси z и падающий на поверхность xy вещества, создает объемный источник тепла с плотностью мощности

$$Q_{in} = \alpha I(x, y, z, t), \quad (3)$$

где α – показатель поглощения лазерного излучения;

$$I(x, y, z, t) = A[T_s(x, y)] I_0(x - vt, y) \exp(-\alpha z) \quad (4)$$

– распределение интенсивности лазерного излучения в среде;

$$A = 1 - R \quad (5)$$

– коэффициент поглощения; R – коэффициент отражения лазерного излучения; $I_0(x, y)$ – распределение интенсивности излучения в фокусном пятне; T_s – температура на поверхности мишени. Температурная зависимость $A(T)$ определялась согласно [6] следующим образом:

$$A(T) = A(T_0) \frac{r(T)}{r(T_0)}, \quad (6)$$

где $r(T)$ – удельное электрическое сопротивление металла; T_0 – начальная (комнатная) температура. Распределение $I_0(x, y)$ приведено на рис.4. Оно соответствует лазерному пучку в форме кольца, сфокусированному на мишень. Кольцеобразный профиль пучка получается при использовании неустойчивого телескопического резонатора, установленного в нашем лазере. На рис.4 показана также геометрия задачи. Лазерный пучок движется по поверхности мишени со скоростью v в направлении оси x .

С помощью данной модели мы попытались объяснить прерывистый характер режима испарения, наблюдавшийся, как говорилось выше, в случае вращающейся мишени. По нашему мнению, это связано с влиянием ре-

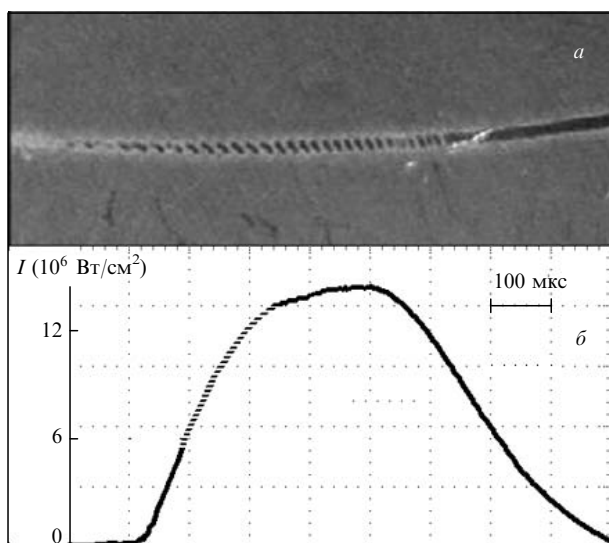


Рис.3. Снимок части следа излучения на мишени (а) и осциллограмма импульса излучения (б) (прерывистая часть кривой соответствует области мишени, изображенной на снимке).

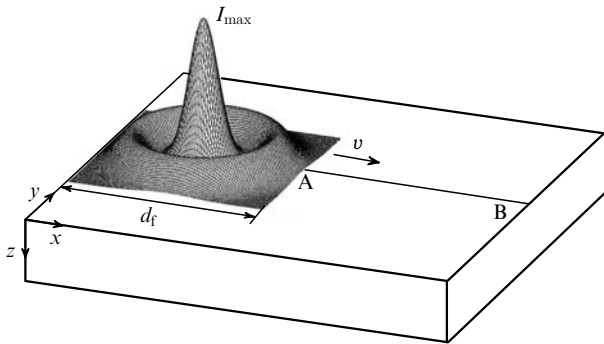


Рис.4. Геометрия задачи и распределение интенсивности в фокусном пятне; АВ – линия движения максимума интенсивности I_{max} , $d_f = 1$ мм – характерный размер пятна.

акции окисления. Активизируясь при достаточно высоких температурах, этот процесс вносит заметный вклад в энергобаланс, облегчая прогрев мишени до температуры кипения. Переход в режим развитого испарения приводит к формированию лазерного факела, состоящего из паров материала мишени с давлением более 1 атм. Этот факел в состоянии вытеснить воздух над поверхностью мишени, перекрыв, таким образом, доступ кислорода.

Если мощность лазерного излучения недостаточна для испарения мишени без энерговыделения за счет окислительной реакции, то вынос материала мишени прекращается, факел, теряя «подпитку», рассеивается и доступ кислорода к поверхности мишени возобновляется. В результате режим испарения становится пульсирующим. При дальнейшем возрастании мощности лазерного излучения режим развитого испарения достигается без вклада от реакции окисления и становится непрерывным.

Для расчета пульсирующего режима испарения в алгоритме была предусмотрена возможность «отключения» реакции окисления после начала развитого испарения и «включения» этой реакции после рассеивания факела. К сожалению, строго рассчитать динамику лазерного факела в такой ситуации можно только с помощью трёхмерной гидродинамической модели. Поэтому мы вынуждены были подобрать время рассеивания факела исходя из эксперимента.

Результаты расчетов представлены на рис.5 в виде следов испарения мишени. На расчетное поле нанесены оси координат. Темные области соответствуют углублениям не более 1 мкм, образованным вследствие испарения и выноса материала мишени. Над расчетным полем в том же масштабе приведены экспериментальные фотографии следа. Из рис.5,а видно, что при мощности излучения 18 кВт ($I_{max} = 1.6 \times 10^7$ Вт/см²) на вращающейся мишени образуется прерывистый след, соответ-

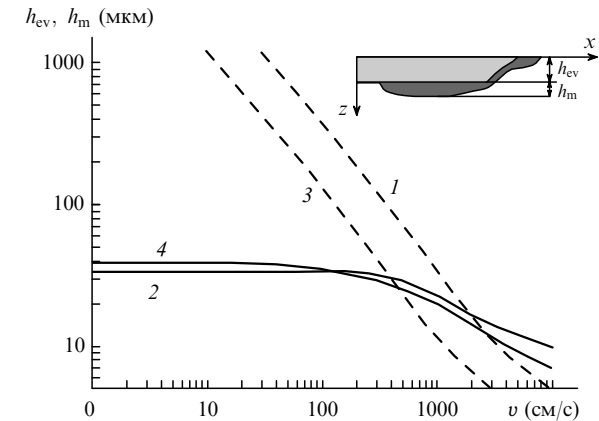
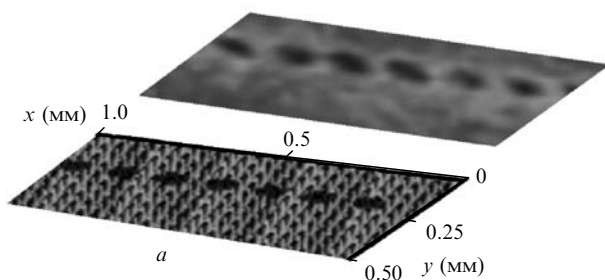


Рис.6. Расчетные зависимости глубин испарения h_{ev} (штриховые кривые) и глубин расплава h_m (сплошные кривые) от скорости v перемещения пучка при интенсивностях падающего излучения $I_{max} = 1.7 \times 10^7$ (1, 2) и 0.7×10^7 Вт/см² (3, 4). На вставке – разрез мишени вдоль линии АВ (см. рис.4), серым цветом выделена испаренная область, темно-серым – область расплава.

ствующий описанному выше пульсирующему режиму испарения. Если мощность излучения увеличить до 20 кВт ($I_{max} = 1.8 \times 10^7$ Вт/см²), то испарение может происходить и без участия окисления, поэтому след на вращающейся мишени будет непрерывным (рис.5,б). В случае испарения неподвижной мишени сканирующим лазерным излучением мощностью 18 кВт, т.е. при «неотключаемом» окислении, след также непрерывен. Видно, что проведенные расчеты неплохо согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, для реализации устойчивого режима испарения и во избежание оптического пробоя при высоких интенсивностях лазерного излучения необходимо перемещать пучок относительно неподвижной мишени. Данный режим также может иметь практическое применение при обработке поверхности, когда необходимо воздействие лазерного излучения только на небольшой глубине. Поскольку это актуально для лазерной очистки или модификации поверхности, представляет интерес исследование эффективности данного режима и сравнение его с режимом испарения при неподвижном пучке.

Первое отличие, на которое хотелось бы обратить внимание, заключается в том, что перемещение пучка ограничивает глубину термического воздействия лазерного излучения на мишень, в том числе глубину плавления и испарения, т.е. глубина следа h_{ev} который оставляет излучение на мишени в результате испарения, уменьшается с увеличением скорости вплоть до нуля. На дне следа располагается зона расплава мишени глубиной h_m . Это иллюстрирует рис.6, на котором показаны расчетные за-

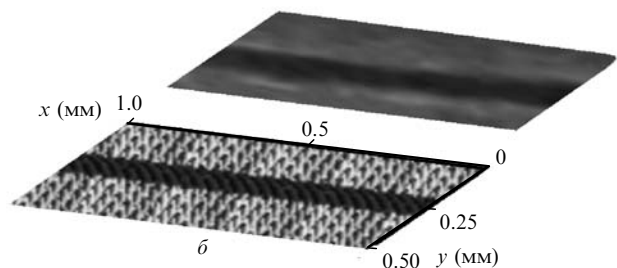


Рис.5. Формы испаренных областей мишени при пульсирующем режиме испарения (темные пятна) (а) и при непрерывном режиме испарения (темная линия) (б). Вверху – фотографии, внизу – расчетные поля.

висимости h_{ev} и h_m от скорости перемещения пучка при различных значениях I_{max} (см. рис.4). На вставке к рис.6 показан характерный разрез мишени вдоль линии движения максимума интенсивности лазерного излучения в фокальном пятне (линия АВ на рис.5). Изменение глубины испарения с интенсивностью достаточно очевидно: h_{ev} растёт с ее увеличением и падает с ростом скорости. Более интересно изменение глубины расплава. В диапазоне скоростей $10^2 - 10^4$ см/с, когда глубина расплава много больше или сопоставима с глубиной испарения, h_m растёт с увеличением интенсивности и с уменьшением скорости.

При уменьшении скорости перемещения пучка от 10^2 см/с до нуля величина h_m начинает немного убывать с ростом интенсивности и перестаёт зависеть от скорости. Это объясняется тем, что при малых скоростях перемещения, так же как и в случае неподвижного пучка, фронты плавления и испарения идут в глубь мишени с одинаковой скоростью.

При скоростях более 10^2 см/с становится заметным уменьшение отношения h_{ev}/h_m , т. е. отношения доли энергии, затраченной на испарение, к полной энергии излучения, что указывает на снижение эффективности испарения. На рис.7 показаны зависимости эффективностей испарения η_1 и η_2 по отношению к падающей и поглощенной энергиям соответственно:

$$\eta_1 = W_{ev}/W, \tag{7}$$

$$\eta_2 = W_{ev}/W_a, \tag{8}$$

где затраченная на испарение энергия W_{ev} , энергия падающего излучения W и поглощённая в материале энергия лазерного излучения W_a – это энергии, приходящиеся на единицу длины следа (здесь и далее она взята равной 1 мм).

Величины W_{ev} , W и W_a определялись следующим образом:

$$W_{ev} = V_{ev}\Delta H_{ev}, \tag{9}$$

$$W = \iiint I_0(x, y, t) dx dy dt, \tag{10}$$

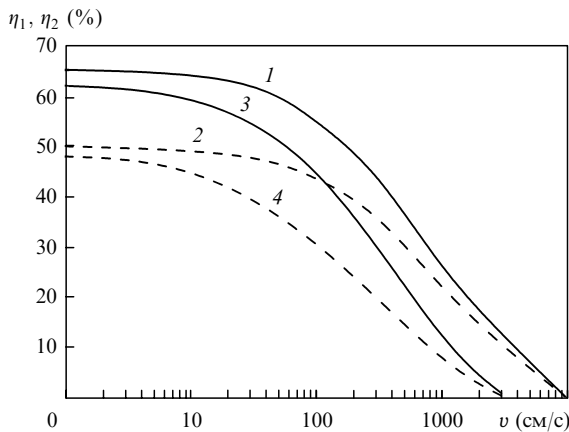


Рис.7. Расчетные зависимости эффективности испарения по отношению к падающей (η_1 , штриховые кривые) и поглощенной (η_2 , сплошные кривые) энергиям излучения от скорости v перемещения пучка при интенсивностях падающего излучения $I_{max} = 1.7 \times 10^7$ (1, 2) и 0.7×10^7 Вт/см² (3, 4).

$$W_a = \iiint A(T_s(x, y, t)) I_0(x, y, t) dx dy dt. \tag{11}$$

Здесь $I_0(x, y, t) = I_0(x - vt, y)$; ΔH_{ev} – удельная теплота испарения; V_{ev} – объём испарённого материала, приходящийся на единицу длины следа. Интегрирование по x проводилось в пределах единицы длины следа (1 мм), по y – в пределах диаметра фокального пятна d_f , также равного 1 мм (см. рис.4). Интервал интегрирования по времени $t = d_f/v$.

Как показывают расчеты, при скоростях перемещения пучка менее 10 см/с эффективность испарения не меняется. Далее спад становится заметным, а быстрее всего эффективность снижается при скоростях более 10^2 см/с, когда, как говорилось выше, h_{ev} сопоставимо или меньше h_m . Кроме того, из рис.7 видно, что резкий спад эффективности испарения под действием излучения меньшей интенсивности (кривые 3, 4) начинается при меньших скоростях по сравнению со случаем более высокой интенсивности излучения (кривые 1, 2).

Таким образом, режим очистки поверхности, при котором испаряется слой толщиной менее 100 мкм, при высокой скорости перемещения пучка требует гораздо более высоких удельных энергозатрат, чем процессы резки или сверления, когда испарение происходит с большей глубины при малой скорости. Однако, если высокоскоростная обработка поверхности является необходимой, представляет интерес найти пути повышения эффективности данного режима.

Прежде всего следует разграничить области слабого и сильного, или развитого, испарения. В первом случае происходит нагрев и плавление мишени, но существенного выноса материала в процессе испарения нет. Этот режим подходит для различных видов модификации поверхности (закалка, легирование и т. п.). Во втором случае, при более высоких интенсивностях лазерного излучения, происходит развитое испарение с образованием лазерного факела, которое приводит к существенному выносу материала. В таком режиме, как правило, осуществляются лазерная резка и сварка, а при небольших глубинах испарения – очистка поверхности.

Формальным критерием перехода в режим развитого испарения является достижение давления паров материала мишени 1 атм. Нами был исследован переход в режим развитого испарения в диапазоне скоростей $10^2 - 10^4$ см/с. В этом же диапазоне скоростей был исследован режим очистки поверхности, т. е. режим выноса материала с фиксированной глубины, равной 10 мкм. Выбор данной глубины обусловлен тем, что она равна длине волны лазерного излучения, а также тем, что она по порядку величины совпадает с характерной глубиной расплава (см. рис.6).

Зависимости максимальной интенсивности лазерного излучения в фокальном пятне от скорости мишени, соответствующие началу развитого испарения и испарению материала на глубину 10 мкм, представлены на рис.8 кривыми 1 и 3. Там же представлены зависимости удельной энергии падающего излучения на единицу длины следа для тех же случаев (кривые 4 и 5). Полученную в расчетах зависимость интенсивности перехода в режим развитого испарения (кривая 1) интересно сравнить с критерием, приведенным в работе [12] для импульсного режима:

$$I \sim \sqrt{\lambda/\tau}, \quad (12)$$

где τ – длительность лазерного импульса. Для нашего случая $\tau \sim d_f/v$. Таким образом, интенсивность перехода в режим развитого испарения должна быть пропорциональна $v^{1/2}$. Поскольку профиль пучка на мишени представляет собой центральный максимум, окруженный кольцом (см. рис.5), определить точное значение τ сложно. Поэтому в нашем случае имеет смысл провести качественное сравнение с указанным критерием, т. е. проверить, насколько зависимость $I(v)$, полученная в расчетах, отличается от $v^{1/2}$. Для удобства сравнения зависимость $I \sim v^{1/2}$ представлена в виде

$$I = I_1 v^{1/2}, \quad (13)$$

где I_1 – интенсивность при $v = 10^4$ см/с. Эта зависимость показана на рис.8 кривой 2. Различия между кривыми 1 и 2 можно объяснить нелинейностью уравнения теплопроводности, обусловленной зависимостью коэффициента поглощения от температуры. Из рис.8 также видно, что с уменьшением скорости перемещения пучка энергозатраты на переход в режим развитого испарения увеличиваются (кривые 4 и 5). Это связано с увеличением глубины плавления мишени (рис.9, кривая 1).

Поведение кривых на рис.8, соответствующих испарению на глубину 10 мкм, схоже с их поведением в режиме начала развитого испарения. Отличие заключается в больших значениях интенсивности и энергии в первом случае. Следствием уменьшения удельных энергозатрат является рост эффективности испарения с увеличением скорости (рис.9, кривые 3 и 4). Это достигается благодаря уменьшению времени воздействия излучения на отдельный участок мишени при увеличении скорости перемещения пучка, что, в свою очередь, приводит к уменьшению глубины проникновения тепла в мишень. Данное утверждение наглядно иллюстрируют зависимости глубины расплава от скорости перемещения как для перехода в режим развитого испарения (рис.9, кривая 1), так и для испарения на глубину 10 мкм (рис.9, кривая 2). Таким образом, соотношение между энергией, затраченной на испарение, и энергией, затраченной на прогрев и плавление

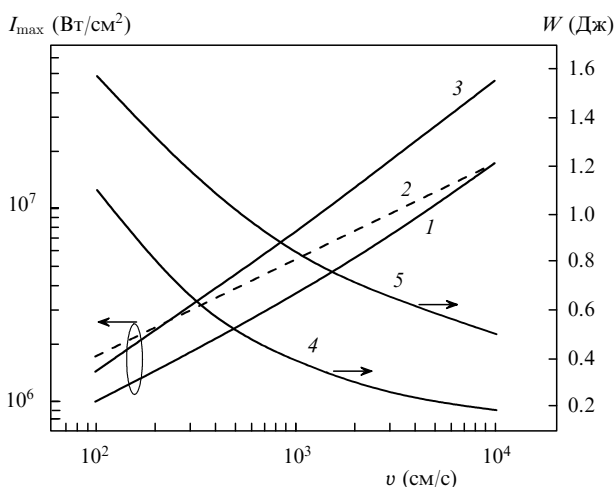


Рис.8. Расчетные зависимости максимальной интенсивности I_{\max} (1–3) и энергии падающего излучения W (см. формулу 10) от скорости v мишени, соответствующие порогу испарения (1, 4), порогу испарения как функции $v^{1/2}$ (2) и испарению на глубину 10 мкм (3, 5).

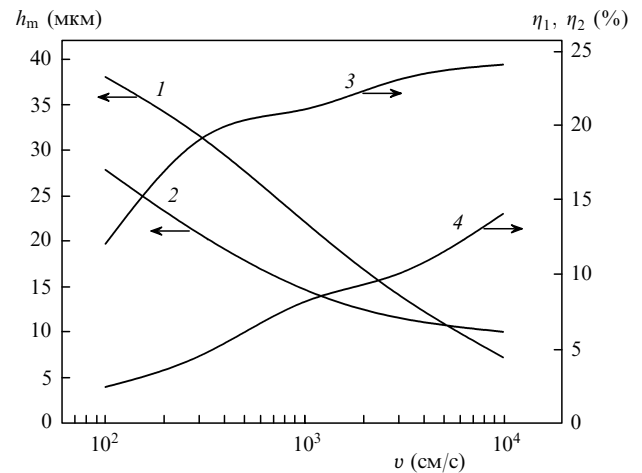


Рис.9. Расчетные зависимости глубины зоны расплава (1, 2) и эффективности испарения (3, 4) от скорости v мишени, соответствующие началу развитого испарения (1), испарению на глубину 10 мкм (2–4) и доле энергии, затраченной на испарение относительно поглощенной энергии (3); 4 – то же относительно падающей энергии.

мишени, растет с увеличением скорости. Это аналогично росту доли энергии, затраченной на испарение, относительно поглощенной мишенью энергии (рис.9, кривая 4) и энергии, падающей на мишень (кривая 3).

Данный результат обусловлен, прежде всего, ростом интенсивности, необходимой для осуществления испарения при увеличении скорости перемещения пучка, что, естественно, требует увеличения мощности лазера. Однако для задач обработки поверхности такие затраты могут быть оправданы ростом эффективности процесса.

Полученная на основании расчетов картина развития процессов, приводящих к прерывистости испарения, также указывает на то, что если перемещать пучок относительно мишени, то испарение должно быть только непрерывным. Для проверки этого вывода была создана система, в которой для перемещения пучка по поверхности мишени использовалось «качающееся» зеркало. При этом расстояние до мишени и частота вращения зеркала были подобраны таким образом, чтобы скорость перемещения лазерного пучка по поверхности совпадала с линейной скоростью, реализуемой при вращении мишени в области фокуса. След, оставленный на мишени в этом случае, действительно оказался непрерывным, что подтвердило правильность предположений, которые были сделаны при создании численной модели испарения мишени, включающей горение металла.

4. Заключение

Исследовано воздействие импульсов излучения CO_2 -лазера с длительностью 800 мкс, мощностью до 70 кВт и энергией до 50 Дж на неподвижную и на вращающуюся мишени из нержавеющей стали. Установлено, что низкороговый оптический пробой в парах факела неподвижной мишени возникает при средней плотности мощности 5.5×10^6 Вт/см², а для возникновения оптического пробоя в воздухе это значение должно составлять 7.3×10^6 Вт/см². Данные явления можно устранить перемещением мишени относительно лазерного пучка. В частности, увеличение средней плотности мощности почти на порядок (до максимально возможного в данных экспериментах значения 5×10^7 Вт/см²) не вызвало образования про-

боя на мишени,двигающейся с линейной скоростью ~ 50 м/с относительно лазерного пучка.

Обнаружено, что на движущейся мишени в диапазоне средних плотностей мощности $(0.6 - 1.2) \times 10^7$ Вт/см², что соответствует мощности излучения 12–24 кВт, испарение материала имеет прерывистый характер, проявляющийся в появлении на непрерывном лазерном следе более тёмных и светлых участков.

Результаты расчётов показали, что прерывистый характер испарения возможен только в том диапазоне плотностей мощности, в котором энергия, выделившаяся при окислении металла, вносит существенный вклад в энергию испарения материала. Прерывистость следа обусловлена вытеснением воздуха парами образующегося факела и прекращением доступа кислорода к мишени. Восстановление следа связано с прекращением испарения.

Численная модель, созданная для объяснения обнаруженного эффекта прерывистого испарения, также позволила получить информацию, необходимую для выбора режима поверхностной обработки при различных скоростях движения мишени, о связи глубин испарения и толщин расплава с характеристиками лазерного излучения и эффективностью испарения материала.

Таким образом, движение мишени относительно лазерного пучка позволяет избежать образования оптических пробоев, снижающих доступ излучения к поверхности мишени, но испарение при этом носит прерывистый характер в широком диапазоне плотностей мощности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ – «Урал» (грант № 08-02-99056-р-офи).

1. Анисимов С.И., Имас А.Я., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970, с. 272).
2. Вейко В.П., Либенсон М.Н. *Лазерная обработка* (Л.: Лениздат, 1973, с.191).
3. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. *Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов* (М.: Машиностроение, 1985, с. 495).
4. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985, с.206).
5. Дьюли У. *Лазерная технология и анализ материалов* (М.: Мир, 1986, с.504).
6. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэйлеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988, с. 535).
7. Кебнер Г. *Промышленное применение лазеров* (М.: Машиностроение, 1988, с.280).
8. Osipov V.V., Gavrilov N.V., Bureyev O.A., Shitov V.A. *Laser Phys.*, **16**, 1 (2006).
9. Месяц Г.А., Осипов В.В., Волков Н.Б., Платонов В.В., Иванов М.Г. *Письма в ЖТФ*, **29**, 13 (2003).
10. Ковалёв А.С., Попов А.М. *Квантовая электроника*, **12** (6), 4 (1985).
11. Osipov V.V., Solomonov V.V., Platonov V.V., Snigireva O.A., Lisenkov V.V., Ivanov M.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6606**, 66060M (2007).
12. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. *УФН*, **119**, 425 (1976).