

Возможность применения гидродинамической модели для описания лазерной эрозии металлов под действием интенсивных наносекундных импульсов

К.В.Козадаев

Представлены результаты экспериментальных исследований процессов формирования и развития пароплазменных образований при воздействии на металлические мишени в атмосферных условиях наносекундных (10–100 нс) импульсов с высокой (10^8 – 10^{10} Вт/см²) плотностью мощности. Показано, что переход от квазистационарного теплового механизма эрозии металлов к взрывному гидродинамическому механизму происходит при увеличении плотности мощности излучения от 10^8 до 10^9 Вт/см². Полученная экспериментальная информация имеет крайне важное значение при лазерном осаждении металлических наноструктур в атмосферных условиях, которое возможно лишь при плотностях мощности 10^8 – 10^9 Вт/см².

Ключевые слова: лазерная эрозия металлов, наносекундный лазерный импульс, эрозионный лазерный факел, тепловая модель, гидродинамическая модель.

1. Введение

В соответствии с основополагающими трудами, посвященными взаимодействию мощного лазерного излучения с материалами [1–5], принято считать, что процессы лазерной эрозии металлов импульсами с умеренной (10^5 – 10^8 Вт/см²) и высокой (10^8 – 10^{10} Вт/см²) плотностями мощности могут быть описаны в рамках тепловой модели разрушения (так называемая квазистационарная абляция). Согласно основным положениям этой модели характер процесса разрушения металлов под действием лазерного излучения определяется совместным движением фронтов нагрева, плавления и испарения в глубь мишени, что в итоге приводит к удалению материала. Таким образом, в процессе эрозии существует резкая граница между паром и конденсированным веществом, перенос энергии в конденсированной фазе целиком обусловлен электронной теплопроводностью, а в газовой фазе он определяется ее динамикой [1]. На этой же модели основаны и более поздние работы, посвященные теоретическому описанию процессов лазерной абляции материалов интенсивными наносекундными импульсами [6–8].

Согласно [1] при плотности мощности лазерного излучения I свыше 10^{11} Вт/см² резкая граница между паром и конденсированным веществом размывается, превращаясь в макроскопический переходный слой, который по сути является очень плотным металлическим паром. Структуру и динамику этого слоя можно описать полной системой уравнений гидродинамики, что и дало название такой модели описания процессов лазерной эрозии – гидродинамическая. Этот переходный слой можно срав-

нить со взрывчатым веществом, которое, детонируя, порождает облако перегретого пара и ударную волну, распространяющуюся в глубь мишени. Формирующееся плазменное облако, вследствие своей высокой плотности, непрозрачно для падающего лазерного излучения, поэтому, экранируя поверхность мишени, в дальнейшем оно полностью определяет характер ее взаимодействия с лазерным импульсом [1]. При этом задача теоретического моделирования подобных процессов лазерной эрозии сильно осложняется отсутствием достоверной информации о поглощающих свойствах макрослоя [6].

В работе [9] указывается на «взрывной» характер лазерной эрозии металлов уже при действии импульсов с $I \sim 10^9$ Вт/см², а в [6] приводятся теоретические оценки на основе гидродинамической модели для наносекундных импульсов (10–100 нс) при $I \sim 10^9$ – 10^{10} Вт/см². В связи с этим открытым остается вопрос о границах применимости тепловой и гидродинамической моделей для описания процессов лазерной эрозии металлов такими импульсами.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию формирования и развития пароплазменных образований при воздействии на металлические мишени интенсивных наносекундных лазерных импульсов с целью уточнения параметров воздействующего излучения, при которых наблюдается переход от «квазистационарного» характера лазерной эрозии к «взрывному».

2. Эксперимент

Для экспериментального изучения оптических характеристик лазерно-индуцированной плазмы (на основе методик поперечного лазерного зондирования [10, 11] и лазерно-индуцированной плазменной спектроскопии [12]) в настоящей работе применялся исследовательский комплекс, включающий в себя средства контроля динамики спектральной, пространственной и фазовой структур лазерно-индуцированных плазменных факелов (ЛПФ) металлов с высоким разрешением во времени.

К.В.Козадаев. Институт прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко при Белорусском государственном университете, Белоруссия, 220108 Минск, ул. Курчатова, 7; e-mail: kozadaeff@mail.ru

Поступила в редакцию 15 ноября 2013 г., после доработки – 15 января 2014 г.

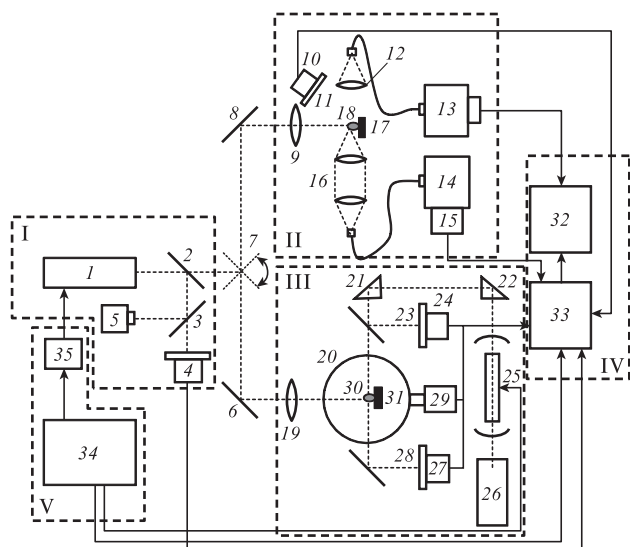


Рис.1. Принципиальная схема исследовательского комплекса: 1 – основной лазер; 2, 3 – светоделительные пластины; 4 – регистратор формы воздействующего импульса; 5 – регистратор энергии воздействующего импульса; 6–8 – зеркала; 9, 19 – линзы, фокусирующие воздействующее излучение; 10 – датчик интегрального свечения ЛПФ; 11, 23, 28 – оптические фильтры; 12, 16 – оптические системы, формирующие изображение ЛПФ на входах спектральных приборов; 13 – спектрофотометр; 14 – монохроматор; 15, 29 – ФЭУ; 17, 31 – мишень; 18, 30 – ЛПФ; 20 – интегрирующая сфера; 21, 22 – призмы; 24, 27 – регистраторы интенсивности зондирующего излучения; 25 – зондирующий лазер; 26 – вспомогательный юстировочный лазер; 32 – портативный компьютер; 33 – многоканальный АЦП; 34 – генератор синхронизирующих импульсов; 35 – система оптической развязки запуска основного лазера.

С помощью исследовательского комплекса возможно исследование следующих оптических характеристик пароплазменных факелов:

- 1) динамики интегрального по спектру свечения ЛПФ с временным разрешением 10 нс;
- 2) интегрального по времени спектра свечения ЛПФ со спектральным разрешением 0.12 нм;
- 3) динамики интенсивности отдельной линии спектра ЛПФ со спектральным (0.2 нм) и временным (10 нс) разрешениями;
- 4) динамики интенсивностей падающей, прошедшей и рассеянной компонент зондирующего излучения с временным разрешением 10 нс;
- 5) динамики фазового состава пароплазменного факела (эффективный диаметр и концентрация частиц пылевой фазы) во временных интервалах различной длительности (от 1 мкс до 2 мс) с разрешением во времени 10 нс.

Принципиальная схема исследовательского комплекса приведена на рис.1. В ее структуре можно выделить следующие базовые блоки: блок формирования воздействующего импульса и регистрации его характеристик (I), блок исследования спектральных характеристик ЛПФ (II), блок лазерного зондирования ЛПФ (III), блок обработки экспериментальных данных (IV) и блок синхронизации (V).

3. Формирование пароплазменного образования при атмосферном давлении

Согласно классическим представлениям, при падении оптического излучения на поверхность металла взаимодействие излучения с электронами проводимости проис-

ходит в тонком (~ 1 мкм) приповерхностном слое, в результате чего часть энергии излучения отражается, а оставшаяся часть расходуется на повышение температуры электронного газа и впоследствии – на нагрев самой решетки [1–3]. Здесь и далее все рассуждения соответствуют случаю отсутствия пробоя атмосферы лазерным излучением – эффект низкорогового пробоя воздуха и его влияние на процессы лазерной эрозии материалов подробно рассмотрены в [13, 14]. Передача энергии электромагнитного излучения в глубь металла может осуществляться вследствие трех основных механизмов теплопроводности – фононной, электронной и лучистой. Принято считать, что фононная теплопроводность играет значимую роль лишь при температурах менее 100 К и поэтому в исследованиях лазерной плазмы не учитывается. В диапазоне температур решетки до нескольких тысяч градусов механизм переноса энергии практически полностью определяется процессами электронной теплопроводности. Наконец, при повышении температуры от единиц до десятков тысяч градусов доминирует лучистая теплопроводность [1].

Процессы диссипации энергии лазерного излучения в металлах при длительности импульса $\tau \sim 10$ нс качественно отличаются как от случая более длинных импульсов ($\tau > 1$ мкс) [1–5], так и от случая ультракоротких ($\tau < 100$ пс) [15, 16]. Это обусловлено влиянием трех основных факторов. Во-первых, длительность переднего фронта наносекундного импульса (~ 1 нс) приближается к характерному времени релаксации энергии возбуждения электронного газа в металлической решетке (по теоретическим оценкам $\sim 10^{-10}$ с [1]), т.е. скорость передачи возбуждения от электронного газа к решетке становится сопоставимой со скоростью подвода лучистой энергии, вызывающей это возбуждение. В этом случае резко уменьшается роль электронной теплопроводности как основного механизма передачи в глубь металла поглощенной электронами проводимости энергии. Во-вторых, при интенсивном наносекундном лазерном воздействии коэффициент отражения излучения металлической поверхностью не является величиной постоянной: начиная с некоторого порогового значения интенсивности (по разным оценкам $I < 100$ МВт/см² [1, 17, 18]), изначально высокий коэффициент отражения (в оптическом диапазоне 0.7–0.99 в зависимости от типа металла) в процессе воздействия может многократно снижаться, тем самым уменьшая поглощение излучения до 50% от падающей энергии [1]. В-третьих, вследствие резкого снижения электропроводности металлов, наблюдаемого при их быстром нагреве до температур 1000–1500 К, в разы увеличивается глубина проникновения лучистой энергии внутрь металла. Этот факт заставляет пересмотреть начальную оценку толщины приповерхностного слоя металла, в котором происходит взаимодействие лазерного излучения с электронами проводимости: при достаточно мощном лазерном воздействии она может достигать не 1 мкм, а 5 мкм и более [2].

Совместное влияние перечисленных факторов приводит к тому, что уже при $I > 10^8$ Вт/см² разрушение металлов наносекундными лазерными импульсами сложно описывать в рамках традиционной тепловой модели разрушения. При достаточно малой длительности переднего фронта лазерного импульса (10^{-8} – 10^{-9} с) уже при $I \sim 10^8$ – 10^9 Вт/см² резкие межфазовые границы между конденсированной фазой металла и паром размываются, превращаясь в макроскопический переходный слой, толщина которого определяется глубиной проникновения светового импуль-

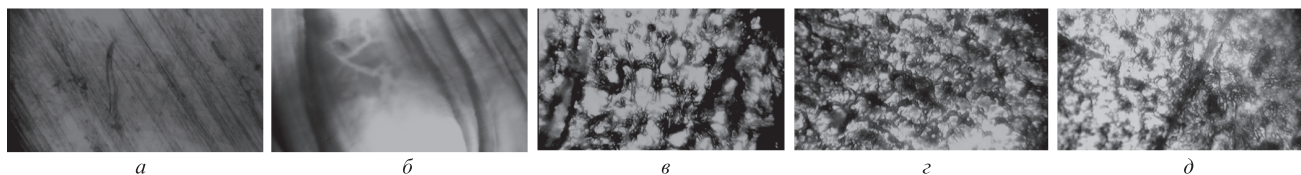


Рис.2. Фотографии рельефа поверхности мишени до (а) и после (б) воздействия длинного импульса излучения невысокой плотности мощности, а также после воздействия импульса длительностью 100 нс с интенсивностью 10^9 Вт/см² на никель, цинк и свинец соответственно (в, г, д). Размер изображений 150×300 мкм.

са (5–10 мкм) [19]. В этом слое происходит диссипация энергии лазерного импульса, что приводит к его быстрому (насколько это позволяет инерция материи) превращению в перегретый, быстро расширяющийся пар (по оценкам [10,11] начальная скорость его расширения достигает 10–20 км/с), в дальнейшем формирующий эрозионный факел. Этот активный газодинамический процесс сообщает лазерной мишени значительный механический импульс давления отдачи, порождая распространяющуюся в глубь материала мишени акустическую ударную волну [20].

Совокупность всех вышеописанных процессов в итоге приводит к появлению характерного рельефа поверхности мишени (рис.2,в–д), существенно отличающегося от рельефа при воздействии как длинных [19], так и ультракоротких [15,16] импульсов. Хорошо видно, что при тепловом механизме разрушения, характерном для воздействия длинных импульсов, формирующийся зеркальный рельеф мишени представляет собой достаточно глубокий слой застывшего металлического расплава (рис.2,б). «Взрывная» лазерная эрозия приводит к появлению на поверхности мишени характерной микроканальной структуры с достаточно резкими очертаниями кромок (оценочные размеры скрулений и выступов стенок каналов – единицы мкм), что говорит о практически полном отсутствии жидкой фазы в этом режиме лазерного воздействия (рис.2,в–д). Совместное влияние нескольких факторов (исходный рельеф мишени, неидеальность ее материала, неоднородность распределения интенсивности падающего излучения в фокальном пятне, граничные условия газодинамики и т.д.) на процессы, протекающие в макрослое, приводит к появлению воспроизводимого рисунка в виде сети микроканальных структур (для гладких и очень однородных мишеней возможен рисунок в виде совокупности микрократеров [21]).

При повышении плотности мощности наносекундных импульсов происходит некоторое сглаживание микроканальных структур вследствие обратного действия приповерхностной плазмы на мишень, что становится возможным благодаря экранированию зоны воздействия излучения лазерной плазмой и сложному характеру ее взаимодействия с окружающими газами (в вакууме этот эффект практически не выражен).

Детонация макрослоя металла, обладающего значительной избыточной энергией, приводит к тому, что с небольшой задержкой относительно начала лазерного воздействия (5–10 нс для импульса длительностью $\tau = 20$ нс [11] и 30–40 нс для $\tau = 100$ нс [10]) в приповерхностной области мишени появляется интенсивно светящееся пароплазменное образование, которое стремительно расширяется в направлении внешней среды, взаимодействуя с воздействующим лазерным импульсом [12].

Экспериментальные исследования газодинамических процессов, имеющих место при лазерной эрозии металлов наносекундными импульсами в присутствии разреженных газов или при атмосферном давлении [10–12], показывают качественные различия в процессах формирования и свечения пароплазменного образования, а также во взаимодействии последнего с падающим излучением по сравнению со случаем вакуума [23,24]. В работах [10–12] экспериментально показано, что динамика интегрального свечения факела при воздействии лазерных импульсов длительностью 20 и 100 нс (длительности их передних фронтов 5 и 30 нс соответственно) при $I \sim 10^8$ Вт/см² на металлы (Zn, Pb, Ni, Cu, Ag, Au) практически полностью воспроизводит временную форму импульса (с небольшой задержкой в 50%–60% его длительности). Это говорит об отсутствии значимого взаимодействия эрозионного факела с падающим излучением, что дополнительно подтверждают данные о зондировании факела вспомогательным

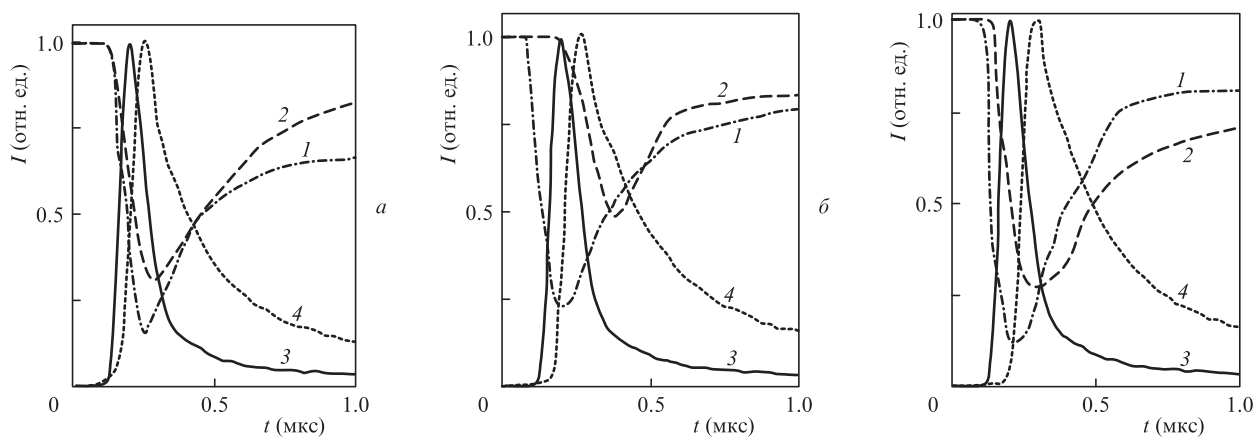


Рис.3. Временные зависимости в случае цинка (а), свинца (б) и никеля (в) для коэффициента пропускания ЛФП зондирующего излучения на высоте 1 (1) и 2 мм (2) над мишенью соответственно, а также интенсивности воздействующего импульса (3) и интегрального свечения факела (4). Длительность воздействующего импульса 100 нс, плотность мощности ~ 1 ГВт/см².

излучением на высотах $h = 1$ и 2 мм от поверхности мишени: пароплазменное образование остается практически прозрачным для зондирующего излучения на протяжении всего времени своего существования (некоторое отклонение демонстрируют лишь факелы легкоплавких Zn и Pb для импульсов длительностью 100 нс). При повышении плотности мощности воздействующих наносекундных импульсов до 10^9 Вт/см² наблюдаются резкий рост интенсивности свечения, а также существенное затягивание его заднего фронта. Одновременно снижается прозрачность факела для зондирующего излучения (см. рис.3), при этом потери энергии зондирующего излучения в факеле могут достигать 90% и более.

Эти факты свидетельствуют о том, что существенное взаимодействие эрозионного факела металлов с задним фронтом наносекундных импульсов (поглощение энергии излучения) начинается при приближении их интенсивности к 10^9 Вт/см² (тут необходимо отметить, что для конкретного типа металла эта величина может быть несколько иной, что обусловлено различием теплофизических характеристик металлов), причем начало заметного поглощения излучения плазмой факела происходит гораздо раньше, чем предсказывает тепловая модель разрушения: уже через 40–50 нс от начала воздействия для $\tau = 100$ нс и через 10 нс для $\tau = 20$ нс вместо расчетных 100–200 нс [1].

Исследования [11, 12] показали, что максимум высвечивания эрозионных факелов при $\tau = 20$ нс ($I \sim 10^9$ Вт/см²) локализован на высоте менее 1 мм от поверхности мишени, тогда как для импульсов с $\tau = 100$ нс аналогичной интенсивности [10] – на высоте 1–2 мм (что объясняется возрастающей плотностью энергии излучения). Это позволяет охарактеризовать пространственные масштабы эрозионных факелов в начале их нестационарного формирования в условиях атмосферы. Данные о зондировании эрозионных факелов на высотах 1 и 2 мм от поверхности металлических мишеней позволили оценить скорость их распространения в данном промежутке в 4–15 км/с при $\tau = 20$ нс [11] и в 7–20 км/с при $\tau = 100$ нс [10] ($I = 10^9$ Вт/см²) в зависимости от типа металла. Тот факт, что сокращение длительности переднего фронта импульса не приводит к росту начальной скорости плазменного образования, говорит о том, что эти скорости являются предельными для описываемого режима воздействия, а начальная динамика факела определяется лишь скоростью детонации макрослоя (т.е. количеством сообщенной избыточной энергии).

Исследования спектрально-временной структуры эрозионных факелов металлов (Zn, Pb, Ni) для импульсов с $\tau = 20$ нс ($I \sim 10^8$ – 10^9 Вт/см²) показали, что полученные временные зависимости свечения отдельных спектраль-

ных промежутков для исследованных металлов могут быть разделены на два вида:

1. Свечение факела в спектральных промежутках, соответствующих ярким спектральным линиям металлов. Для примера на рис. 4,а показана временная зависимость интенсивности свечения в спектральном диапазоне, соответствующем характеристической линии иона свинца Pb I, на длине волны 405.7 нм (кривая 1). Высвечивание в этом диапазоне происходит вследствие наложения двух процессов: сначала с небольшой (~50% длительности импульса воздействующего излучения) задержкой относительно начала воздействия высвечивается сплошной спектр (кривая 2), а затем с задержкой 600–700 нс относительно момента воздействия появляется собственно характеристическая линия, возникающая в процессе рекомбинации соответствующих ионов (кривая 3).

2. Свечение плазменного образования в областях спектра, не содержащих характеристических узких линий металлов. Опять же для примера приведена соответствующая зависимость для ЛПФ свинца на длине волны 500.0 нм (рис.4,б). Видно, что в целом динамика высвечивания в этом спектральном диапазоне воспроизводит временную форму интегрального свечения факелов и соответствует свечению сплошного спектра.

На рис.4,в приведена спектрально-временная форма свечения сплошного спектра. Она имеет вид несимметричного холма с очень крутым передним склоном и пологим задним, с максимумом свечения, достигаемым на длине волны ~450 нм примерно через 40 нс после воздействия. При этом основная часть свечения непрерывного спектра пространственно локализована на высоте до 1 мм.

Согласно тепловой модели лазерной эрозии картина высвечивания ЛПФ должна быть качественно другой: вначале должен наблюдаться всплеск свечения характеристических линий металла, связанный с последовательным появлением расплава металла (формирование фронта плавления) и его паров (образование фронта испарения) и с последующим взаимодействием этих паров с падающим излучением. Далее, в результате поглощения энергии излучения, пары нагреваются, ионизируются и формируют сплошной спектр свечения плазмы. Так, например, согласно теоретическим оценкам [7], при воздействии лазерных импульсов с $\tau = 15$ нс и интенсивностью $I \sim 10^9$ Вт/см² на алюминий с задержкой ~15 нс относительно начала воздействия вследствие испарения начинает формироваться плазменное образование, которое еще через 15 нс становится непрозрачным (экранирует мишень). Продолжительность этих процессов (появление ЛПФ и достижение им максимума непрозрачности) хорошо согласуется с результатами настоящей работы, однако последователь-

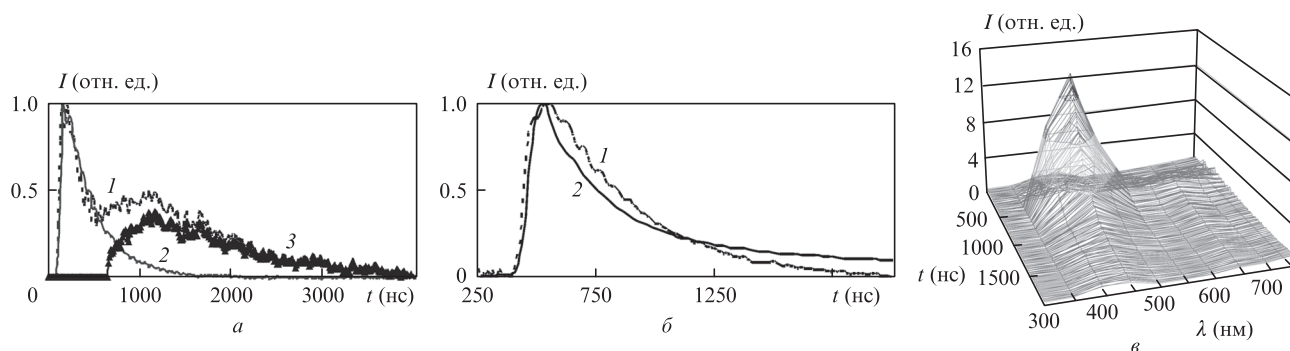


Рис.4. Динамика спектральной светимости в различных условиях (см. текст).

ность агрегатных состояний в области воздействия (твердое тело–жидкость–пар–плазма) не подтверждается данными спектрального анализа. Согласно тепловой модели, в течение 15–30 нс после воздействия происходит разогрев плазменного образования, и мы должны наблюдать другую динамику свечения характеристических линий – их спектральный сигнал должен появляться на 20–30 нс раньше сплошного спектра, а следовательно, передний фронт их свечения должен быть более затянутым. Однако полная синхронность этих процессов свидетельствует о другом характере плазмообразования – детонации макрослоя, когда плазма образуется, минуя промежуточные агрегатные состояния.

Полученная экспериментальная информация имеет крайне важное значение для разработки технологий лазерного осаждения металлических наноструктур в условиях атмосферы [24–26], которое возможно лишь в диапазоне 10^8 – 10^9 Вт/см². Поскольку, с одной стороны, слой жидкой фазы, формирующейся при тепловом характере разрушения, в результате активных газодинамических процессов разбрызгивается и приводит к появлению в основном крупных капель (диаметром 10 мкм и более) [27], с другой стороны, сильное взаимодействие плазмы с лазерным излучением при гидродинамическом характере эрозии резко ухудшает передачу лучистой энергии к поверхности мишени, снижая тем самым эффективность воздействия, а следовательно, и вынос материала.

4. Заключение

Результаты эксперимента говорят о том, что для наносекундного диапазона лазерных импульсов переход от квазистационарного теплового механизма эрозии металлов к взрывному гидродинамическому происходит при увеличении плотности мощности действующего излучения от 10^8 до 10^9 Вт/см². Этот переход характеризуется резким увеличением степени взаимодействия лазерного излучения с пароплазменным образованием и, как следствие, существенным снижением его прозрачности (до 10% и менее) за время, соответствующее длительности переднего фронта воздействующего импульса, что существенно ниже оценок тепловой модели эрозии. О соответствии этого режима лазерной эрозии гидродинамической модели также говорят окончательный рельеф поверхности металлической мишени, независимость начальной скорости пароплазменного образования от крутизны переднего фронта лазерного импульса и динамика высвечивания характеристических спектральных линий металлов.

Автор выражает глубокую признательность В.К.Гончарову за участие в обсуждении материалов статьи.

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие лазерного излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
2. Миркин Л.И. *Физические основы обработки материалов лучами лазера* (М.: Изд. МГУ, 1975).
3. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. *Лазерная обработка материалов* (М.: Машиностроение, 1975).
4. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
5. Райзер Ю.П. *Действие лазерного излучения* (М.: Мир, 1974).
6. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. *УФН*, **172**, 301 (2002).
7. Станкевич Ю.А., Степанов К.Л., Станчиц Л.К. В сб. «Тепло- и массоперенос» (Минск, изд-е ИТМО, 2007, с.167).
8. Luk'yanchuk B.S., Marine W., Anisimov S.I., Simakina G.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3618**, 434 (1999).
9. Углов А.А., Кокора А.Н. *Квантовая электроника*, **42**, 1189 (1977).
10. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. *Инж.-физ. журн.*, **84**, 723 (2011).
11. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Макаров В.В., Щегрикович Д.В. *Инж.-физ. журн.*, **86**, 737 (2013).
12. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. *ЖПС*, **80**, 409 (2013).
13. Kawahara N., Beduneau J.L., Nakayama T., Tomita E., Ikeda Y. *Appl. Phys.*, **86**, 605 (2011).
14. Климентов С.М., Кононенко Т.В., Пивоваров П.А., Конов В.И., Гарнов С.В. и др. *Труды ИОФ РАН*, **60**, 13 (2004).
15. Анисимов С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Нишихара К., Петров Ю.В., Хохлов В.А. *ЖЭТФ*, **130**, 2129 (2006).
16. Кононенко Т.В., Конов В.И., Гарнов С.В. и др. *Квантовая электроника*, **28**, 167 (1999). 1999.
17. Евтушенко А., Иваник Е., Рожняковский К. *Инж.-физ. журн.*, **76**, 10 (2003).
18. Банишев А.Ф., Балыкина Е.А. *Квантовая электроника*, **24**, 5579 (1997).
19. Козадаев К.В. *Перспективные материалы*, №6, 70 (2011).
20. Гуськов К.С., Гуськов С.Ю. *Квантовая электроника*, **31**, 305 (2001).
21. Min'ko L.Y., Chivel Y.A. *J. Phys. III* (4), 175 (1994).
22. Kubkowska M., Gasior P., Rosinski M., Wolowski J., Sadowski M.J., Malinowski K., Skladnik-Sadowska E. *Eur. Phys. J.*, **54**, 463 (2009).
23. Shuaibov A.K., Chuchman M.P., Shimon L.L. *Tech. Phys. Lett.*, **30**, 1042 (2004).
24. Гончаров В.К., Козадаев К.В. *Инж.-физ. журн.*, **83**, 80 (2010).
25. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. *Инж.-физ. журн.*, **86**, 754 (2013).
26. Goncharov V.K., Kozadaev K.V., Shchegrikovich D.V. *Optical Memory Neural Networks (Information Optics)*, **20**, 255 (2011).
27. Гончаров В.К. *Инж.-физ. журн.*, **74**, 87 (2001).