

УДК 533.95

*И. Н. Бурдонский, А. Ю. Гольцов, А. Г. Леонов, К. Н. Макаров, А. В. Родин,
И. С. Тимофеев, В. Н. Юфа*

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Образование кратеров в многокомпонентных поликристаллических мишенях под действием мощного лазерного импульса

Представлены результаты экспериментальных исследований образования кратеров в многокомпонентных поликристаллических мишенях (андезита) и алюминии под действием мощного лазерного импульса с интенсивностью 10^{12} – 10^{13} Вт/см² на длине волны 1,054 мкм, выполненных на лазерном комплексе «Сатурн». Полученные в эксперименте параметры кратеров для алюминия вполне удовлетворительно согласуются с результатами теоретических оценок, основанных на модели трансформации энергии лазерного импульса в энергию ударной волны при абляционном процессе на поверхности мишени в режиме гидродинамического воздействия. Для андезитовых мишеней расчетные значения в полтора-два раза превышают значения, найденные в экспериментах, что, по всей вероятности, связано с пористостью андезита.

Ключевые слова: лазерное моделирование ударных процессов, плазменный факел, ударная волна, лазерная абляция, сверхскоростной микрометеоритный удар.

1. Введение

Исследование взаимодействия лазерного излучения с относительно слабо поглощающими поликристаллическими многокомпонентными мишенями (в том числе с керамикой, горными породами и др.) представляет значительный интерес с точки зрения возможных технологических применений. Вместе с тем взаимодействие с такими мишенями в настоящее время достаточно слабо изучено в отличие от хорошо исследованного случая лазерного облучения металлов, чистых полупроводников и прозрачных диэлектриков [1–4]. Отдельный интерес такая проблема вызывает с точки зрения возможностей лазерного моделирования ударных процессов «космического выветривания» безатмосферных тел Солнечной системы, а также эрозии материалов теплозащитных покрытий космических аппаратов за счет микрометеоритной бомбардировки [5–10].

Как было показано в многочисленных работах по лазерному термоядерному синтезу (см., например, [11–12]), для исследования вещества при экстремально высоких давлениях весьма перспективно применение воздействия мощных лазерных импульсов на конденсированные среды. Высокие давления, возникающие за счет импульса отдачи расширяющейся плазмы, приводят к формированию ударной волны высокой интенсивности, распространяющейся вглубь мишени. Этот процесс может быть использован для изучения уравнений состояния, а также степени разрушения вещества, необходимых для расчетов характеристик сверхвысокоскоростного удара.

Вместе с тем интерпретация получаемых в таких опытах экспериментальных данных требует использования достаточно сложных теоретических моделей и трудоемкого численного моделирования сложной совокупности физических процессов. В этой связи для получения универсальных зависимостей взаимодействия лазерного излучения с мишенями могут оказаться весьма полезными упрощенные аналитические модели, достаточно адекватно описывающие физику явления. Так, в работах [13–17] решена задача о трансформации в гидродинамическом режиме воздействия энергии импульсного лазерного источника в энергию ударной волны при абляционном процессе на поверхности. Результаты, полученные в этих работах, хорошо описывают данные экспериментов [15–17] по воздействию лазерного

излучения на поверхность металлических образцов в диапазоне интенсивностей $\sim 10^{13}$ – 10^{16} Вт/см² и, в частности, размеры лазерного кратера в зависимости от энергии импульса. Представляется интересным применить аналитические оценки [16] к изучению взаимодействия мощных лазерных импульсов с мишенями, изготовленных из поликристаллических вулканических пород (имитирующих метеоритное вещество), теплофизические и оптические свойства которых кардинально отличаются от свойств металлов. Этому и посвящена настоящая работа.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на лазерной установке «Сатурн». В состав установки входит мощная многокаскадная лазерная система на Nd³⁺ фосфатном стекле с автоматизированной системой накачки активной среды, вакуумная камера взаимодействия и диагностический комплекс. Лазерная система собрана по схеме последовательного усиления с покаскадным увеличением диаметра лазерного пучка и апертуры активных элементов. На выходе оконечного усилителя формировался лазерный импульс с энергией $E_L \sim 20$ – 50 Дж при длительности $\tau = 30$ нс с расходимостью $\Theta \sim 1,5 \times 10^{-4}$ рад. Выходной импульс фокусировался на мишень, расположенную в вакуумной камере. Исследуемый образец устанавливался в мишенный узел, оснащенный механизмом трансляции мишени вдоль фокальной плоскости фокусирующей линзы, что позволяет проводить до 10–20 выстрелов по мишени, не вскрывая камеры и не меняя условия фокусировки лазерного излучения. Для сбора разлетающихся продуктов разрушения на расстоянии 2–3 см от мишени была расположена рамка с кремниевой подложкой.

Для измерения параметров пятна фокусировки лазерного излучения на поверхности мишени применялась телескопическая схема с передачей изображения из плоскости, сопряжённой с поверхностью мишени, на ПЗС-матрицу с увеличением равным 2. Диаметр пятна фокусировки D_L изменялся от 100 мкм до 350 мкм в различных экспериментах.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

В качестве мишени в экспериментах были использованы пластины размером 2×2 см и толщиной 1 см, изготовленные из андезита – вулканической горной породы, содержание кремнезема (SiO₂) в которой составляет 52–65% (по массе). Помимо кремнезема в состав андезита входит Al₂O₃ $\sim 17\%$, а также окислы других легких элементов MgO, CaO, Na₂O, K₂O. Содержание окислов более тяжелых элементов в андезите порядка 8% [18]. Плотность андезитовых образцов по результатам измерений составляла $2,4 \pm 0,1$ г/см³, что соответствует данным, приведенным в [18].

В экспериментах изучалась зависимость диаметра и глубины кратера, образованного на поверхности исследуемых образцов, от интенсивности сфокусированного на поверхности мишени лазерного пучка. Форма и параметры кратера определялись как оптическими методами, так и с помощью механического профилометра. Точность измерений глубины и диаметра кратера составляла 10 мкм и 12 мкм соответственно.

Предварительные эксперименты по облучению андезитовых мишеней показали, что кратеры измеримой глубины начинают проявляться только при интенсивностях лазерного излучения $I > 10^{10}$ Вт/см². С ростом интенсивности облучения начинают быстро расти и размеры кратера, данные по которым приведены на рис. 1, 2. На них приведены зависимости диаметров D_c и глубин кратеров H_c при различных размерах пятна фокусировки от интенсивности лазерного излучения. Для сравнения на рис. 3 приведены аналогичные зависимости для алюминиевой мишени. Следует отметить, что во всех случаях диаметры кратера существенно превышали диаметр пятна фокусировки, что свидетельствует о наличии механизма разрушения, отличного от простого плавления и испарения материала мишени под действием интенсивного лазерного излучения.

Вместе с тем изучение состава пленки, напыленной в результате воздействия лазерно-

го факела на кремниевую подложку, проведенного с помощью растрового электронного микроскопа, показало, что в выброшенном из кратера веществе присутствует большое количество жидких микрочастиц: осажденный материал формирует неоднородную пленку, состоящую из отдельных капель и «жгутиков», образованных слиянием мелких капель вследствие воздействия сил поверхностного натяжения. Характерные размеры капель варьируются от 0,1 мкм до 15–25 мкм.

Для изучения химического состава полученного конденсата с помощью энергодисперсионного спектрометра был выполнен рентгеноспектральный анализ характерных структур, который показал, что в массовом спектре доминируют кислород и кремний, что объясняется материалом подложки и преобладанием SiO_2 в химическом составе андезита. Также в спектре присутствуют железо, титан, алюминий, калий, магний, кальций, натрий, что в целом соответствует составу андезита [18].

Как уже упоминалось во введении, характеристики кратеров в исследованном диапазоне интенсивностей могут быть описаны аналитической теорией распространения в веществе ударной волны и абляционного разрушения мишени в гидродинамическом режиме [16]. При этом образование кратера в процессе лазерного взаимодействия с мишенью происходит в результате фазовых превращений сжатого и нагретого вещества за фронтом ударной волны. В [16] показано, что энергетические затраты на образование кратера определяются главным образом плавлением как наименее энергоемким процессом.

Для нахождения параметров лазерных кратеров на первом этапе необходимо определить давление в плазменном факеле, возбуждающее ударную волну в твердом веществе мишени. Для этого была использована упрощенная стационарная аналитическая модель сферического расширения плазмы, предложенная П. Мора [19], которая хорошо согласуется с экспериментальными данными (см., например, [20, 21]) и предполагающая, что основным механизмом поглощения лазерного излучения является обратное тормозное поглощение. Более того, в [19] показано, что при интенсивностях, меньших некоторой характерной величины I^* , за счет этого механизма практически все лазерное излучение поглощается в плазме короны. Величина I^* определяется выражением [19]

$$I^* \cong 1,4 \cdot 10^{10} \lambda^{-4} \mu^{1/2} Z \Lambda L \text{ [Вт/см}^2\text{]}. \quad (1)$$

В (1) $\mu = 2Z/A$, A — средний атомный вес компонентов плазмы, Z — средний заряд, Λ — кулоновский логарифм, λ — длина волны лазерного излучения, L — характерный размер фокального пятна $L \approx D_L/2$. Здесь и далее λ и L измеряются в микрометрах.

В данных экспериментах, учитывая, что интенсивность лазерного излучения не превышала величины 10^{13} Вт/см², условие $I < I^*$ выполняется с достаточным запасом. Так, при облучении андезитовых и алюминиевых мишеней лазерным импульсом интенсивностью $\sim 10^{12}$ – 10^{13} Вт/см² и характерной величине $Z \sim 5$ – 8 [13] граничная интенсивность I^* оказывается порядка $(2$ – $5)10^{13}$ Вт/см². Отметим, что роль резонансного поглощения при $I < 10^{13}$ Вт/см² мала (см. например, [11, 16]).

Сферичность разлета плазмы определяется, очевидно, значительным размером плазменной короны L^* в случае достаточно длинного импульса по сравнению с диаметром фокального пятна: $L^* \sim c_s \tau > D_L$, где c_s — изотермическая скорость звука. В модели [19] было использовано приближение изотермической короны, что оправдывается распределенным характером поглощения при обратном тормозном поглощении [12] и, как уже упоминалось ранее, подтверждается экспериментальными данными.

Результаты теоретического скейлинга [19] позволяют оценить давление в плазменной короне P_c в зависимости от интенсивности лазерного излучения I [Вт/см²] и, соответственно, вычислить абляционное давление, порождающее ударную волну в неиспаренной части мишени $P_a = 2P_c$ [11, 19]:

$$P_a = 5,6 \cdot 10^{-4} I^{7/9} \lambda^{-2/9} \mu^{-7/18} (Z \Lambda L)^{-1/9} \text{ [атм]}. \quad (2)$$

Для оценки размеров лазерного кратера воспользуемся аналитической моделью генерации ударной волны и образования кратера, предложенной в работе [16]. В первую очередь

отметим, что в приближении сильной ударной волны ее начальная скорость выражается через абляционное давление хорошо известной формулой [22]

$$W_0 = [(\gamma_s + 1)P_a/2\rho_0]^{1/2}, \quad (3)$$

где γ_s — постоянная адиабаты вещества мишени в твердом состоянии. При этом плотность потока энергии, передаваемой плоской ударной волне, определяется выражением

$$I_s = [2/(\gamma_s + 1)]^{1/2} (P_a^{3/2}/\rho_0^{1/2}), \quad (4)$$

где ρ_0 — плотность твердого вещества.

Передача энергии ударной волне от факела даже при сферическом разлете плазмы происходит на начальной стадии ее распространения, когда волна является плоской. Однако область воздействия факела на мишень не будет совпадать с размерами фокального пятна, а будет увеличиваться за счет переноса тепла из центральной области взаимодействия к периферийным областям вдоль поверхности мишени при расширении плазменной короны. При этом в качестве характерного размера, определяющего перенос энергии вдоль поверхности мишени, следует выбирать теплопроводностную длину $L_T = (4\xi_c\chi_c)^{1/2}$ [23–24], где χ — коэффициент температуропроводности плазмы. Характерное время τ_c может быть определено как время расширения плазмы на характерном размере неоднородности факела $\sim D_L/2$: $\tau_c \approx D_L/2c_s$. Величина L_T может быть рассчитана с использованием спитцеровского коэффициента теплопроводности горячей плазмы [25], а также оценок температуры и плотности плазменной короны, полученных в рамках модели [19]. Как показали расчеты, во всех режимах теплопроводностная длина в 2–4 раза превышала радиус фокального пятна, что согласуется с оценками увеличения площади абляции по результатам рентгеновских измерений размеров плазмы [26]. Учитывая это, для дальнейших приближенных вычислений в качестве характерного радиуса размера области воздействия в соответствии с [24] будем использовать именно величину L_T , а не радиус фокального пятна на мишени. Отметим, что использование в качестве масштаба области воздействия размера факела $L^* = c_s\tau$ [16] дает завышенный в несколько раз диаметр кратера. При характерной для нашей области параметров скорости звука $c_s \sim 10^7$ см/с величина L^* оказывается порядка 0,3 см.

Распространяющаяся вглубь мишени ударная волна постепенно затухает вследствие передачи энергии все новым слоям вещества мишени, а также за счет разгрузки из-за наличия свободной поверхности. Последнее обстоятельство приводит к различию скоростей распространения ударной волны в продольном и в поперечном по отношению к оси лазерного пучка направлениям и перераспределению энергии ударной волны при несущественной общей потере энергии за счет волны разгрузки [16, 22]. Для учета этого эффекта в [16] был предложен скейлинг для отношения поперечных и продольных скоростей ударной волны в виде

$$d \equiv W_T/W_L = 0,5(1 + L_T/L_{pl})^{-1}, \quad (5)$$

где L_{pl} — глубина распространения плоской ударной волны в веществе мишени. Величина L_{pl} , как нетрудно показать [27], будет определяться выражением

$$L_{pl} = I_s\tau/(2Q\rho_0), \quad (6)$$

где энергозатраты Q на разрушение материала в соответствии с [16] определяются наименее энергоемкими процессами — нагревом и плавлением: $Q = C_v(T_f - T_0) + Q_f$, где C_v — удельная теплоемкость, T_f — температура плавления, T_0 — начальная температура мишени, Q_f — удельная теплота плавления.

В [16] отмечается, что скейлинг (5) дает адекватные результаты как в случае точечного взрыва ($d \rightarrow 0,5$ при $L_T/L_{pl} \rightarrow 0$), так и в случае плоской ударной волны ($d \rightarrow 0$ при $L_T/L_{pl} \rightarrow \infty$), см. [22].

Согласно [16] при указанных предположениях характерные размеры кратера (его диаметр и глубина) будут определяться продольным и поперечным пробегом ударной волны до того момента, пока ее интенсивности будет достаточно для плавления вещества мишени. При этом глубина кратера H_c может быть найдена из уравнения

$$L_{pl}/H_c = [1 + d(H_c/L_T)]^2, \quad (7)$$

а его диаметр D_c определится выражением

$$D_c = L_T[1 + 2d(H_c/L_T)]. \quad (8)$$

На рис. 1–3 показаны рассчитанные зависимости характерных размеров кратера от интенсивности лазерного излучения в случае андезита (рис. 1, 2) и алюминия (рис. 3).

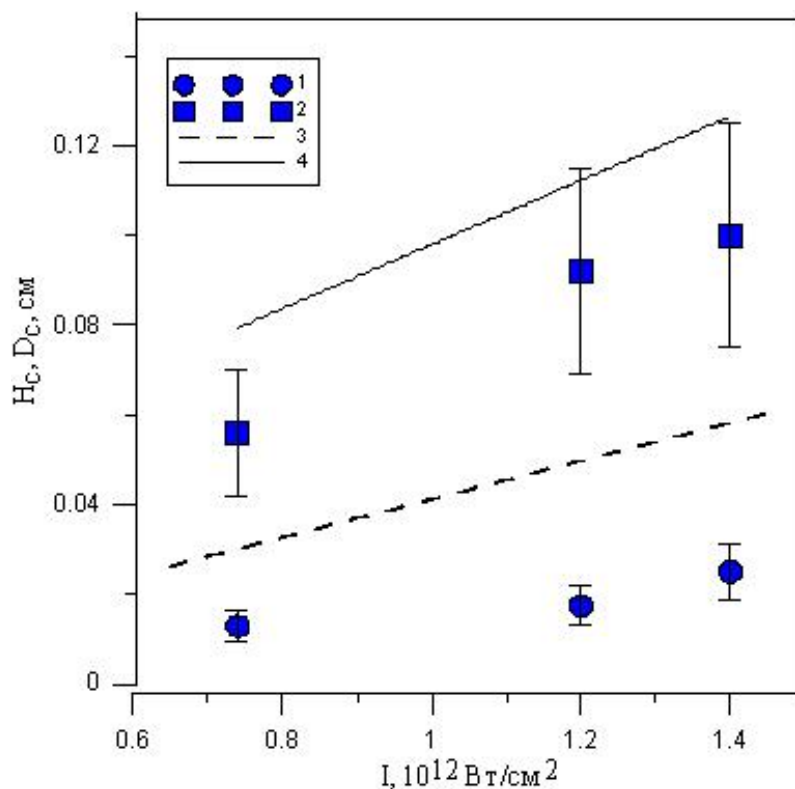


Рис. 1. Экспериментальные (1, 2) и расчетные (3, 4) зависимости размеров кратера в андезите — глубины H_c (1, 3) и диаметра D_c (2, 4) от интенсивности лазерного излучения. $D_L = 0,035$ см

В расчетах использовались следующие параметры плазменной короны и вещества мишени. Как для алюминия, так и для андезита средний заряд плазмы принимался равным 5, при этом результаты тестовых расчетов показали, что давление в плазменном факеле слабо чувствительно к величине Z , что, в частности, согласуется с расчетами [21]. Отметим, что в рамках модели Мора [19] температура факела от Z не зависит вообще. Для андезитовой мишени средний атомный вес $A \approx 24$ рассчитывался исходя из химического состава андезита [18]. Постоянная адиабаты γ_s оценивалась по коэффициенту Грюнайзена Γ : $\gamma_s = \Gamma + 1$. Для вулканических пород $\Gamma \approx 1$ [28, 29]. Величина $Q \approx 2$ кДж/г определялась исходя из данных по теплоемкости и удельной теплоте плавления вулканических пород [29, 30] и соответствовала значению удельной внутренней энергии, необходимой для полного плавления, приведенному в [31]. Для алюминия $A = 27$, $\rho_0 = 2,7$ г/см³, $Q \approx 1$ кДж/г, $\Gamma \approx 2$ [29].

Результаты вычислений показали, что, несмотря на сильно упрощенные предположения, лежащие в основе теоретических оценок, для алюминиевой мишени расчетные величины диаметра и глубины кратера хорошо согласуются с экспериментальными данными.

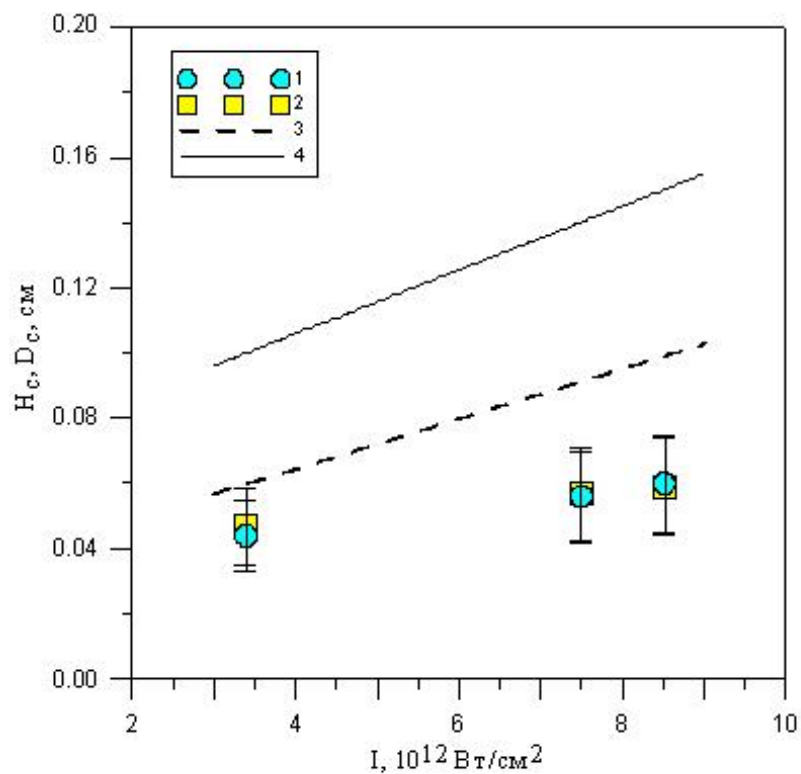


Рис. 2. Экспериментальные (1, 2) и расчетные (3, 4) зависимости размеров кратера в андезите — глубины H_c (1, 3) и диаметра D_c (2, 4) от интенсивности лазерного излучения. $D_L = 0,01$ см

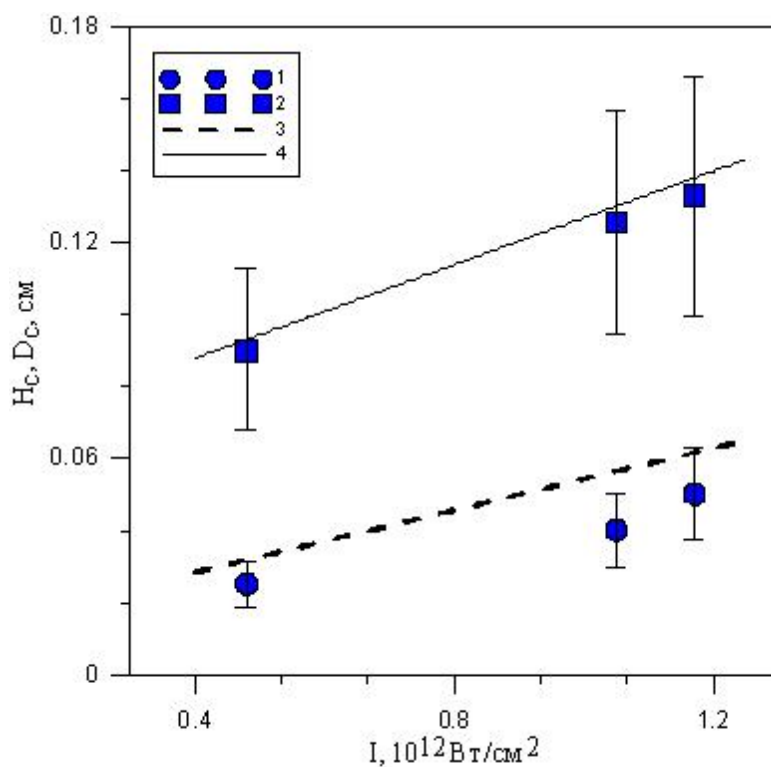


Рис. 3. Экспериментальные (1, 2) и расчетные (3, 4) зависимости размеров кратера в алюминии — глубины H_c (1, 3) и диаметра D_c (2, 4) от интенсивности лазерного излучения. $D_L = 0,035$ см

Для андезита же согласие существенно хуже, и расчетные величины превышают экспериментальные данные в полтора-два раза. Возможной причиной этого является то, что, в отличие от металлов, горные породы имеют значительную пористость. Так, по данным [18], пористость андезита может достигать 12–18%. В то же время известно [22], что наличие пористости приводит к повышенному затуханию ударной волны. Отметим, что в металлах, согласно численным расчетам [32], наличие пористости порядка 10–20% снижает ее скорость в алюминии или железе в два-три раза по сравнению со сплошным материалом.

Кроме того, как следует из данных, приведенных на рис. 2, особенно большие отличия расчетных данных от эксперимента при облучении андезитовой мишени возникают при малых размерах фокального пятна. Очевидно, это может быть связано с некоторой произвольностью выбора характерного размера области взаимодействия и оценке величины L_T .

Отметим, что для алюминия при малых диаметрах фокального пятна на мишени расчетные и экспериментальные данные согласуются значительно лучше. Так, при $D_L = 0,01$ см и $I = 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² глубина кратера в эксперименте составила 0,1 см, а расчетная — 0,08 см. Значения диаметров кратера соответственно составили 0,11 и 0,12 см.

Проведенные расчеты позволяют оценить время затухания ударной волны, которое согласно [16] (см. также [33]) определяется следующим выражением:

$$\tau_{at} = (2/3) \cdot (H_0/W_0) \cdot (H_c/H_0)^{3/2} \cdot [1 + (3/5)d(H_c/L_T)], \quad (9)$$

где $H_0 = [(\gamma_s - 1)/(\gamma_s + 1)]W_0\tau$. Оценки показывают, что величина лежит в диапазоне $(3 \div 8) \cdot 10^{-7}$ с и, соответственно, $\tau_{at} \gg \tau$. Это оправдывает справедливость предположения о передаче энергии от лазерного импульса в мишень на стадии плоской ударной волны и применимость формулы (4). Отметим также, что эффективность этого процесса $\sigma = I_s/I$ невелика и составляет согласно расчетам 2–5%.

4. Заключение

В работе представлены результаты измерений и теоретических оценок характерных размеров кратеров на поверхности мишеней, изготовленных из поликристаллической многокомпонентной горной породы (андезита), а также из алюминия, под действием мощного лазерного излучения интенсивностью 10^{12} – 10^{13} Вт/см². Для оценок характеристик плазменного факела использовалась модель изотермического сферического разлета лазерной плазмы [19], а для нахождения размеров кратеров — модель распространения ударной волны в веществе мишени, возникающей под действием абляционного давления факела [16]. В соответствии с [16] в расчетах предполагалось, что энергия ударной волны расходуется главным образом на плавление вещества, что подтверждается исследованием напыления продуктов разрушения мишени на кремниевую подложку, представляющих собой значительное количество капель разного размера. Полученные в эксперименте параметры кратеров для алюминия вполне удовлетворительно согласуются с результатами расчетов. Для андезитовых же мишеней расчетные значения в полтора-два раза превышают значения, найденные в экспериментах, что, по всей вероятности, связано с пористостью андезита. Учет этого эффекта, однако, требует детальных численных расчетов.

Авторы благодарны М. И. Пергаменту (ГНЦ РФ ТРИНИТИ) и М. В. Герасимову (ИКИ РАН) за обсуждение постановки задачи, Е. В. Коростылёву (МФТИ) за помощь в проведении спектрального анализа конденсатной пленки и определения размеров частиц напыления, Е. А. Морозовой (МФТИ) за проведение измерений размеров кратера на механическом профилометре. Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ НШ-2447.2012.2 и с использованием оборудования Центра коллективного пользования МФТИ при финансовой поддержке Минобрнауки РФ.

Поступила в редакцию 11.12.2012.

Литература

1. Вейко В. П., Либенсон М. Н., Червяков Г. Г., Яковлев Е. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. — М.: Физматлит, 2008.
2. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.
3. Маненков А. А., Прохоров А. М. Лазерное разрушение прозрачных твердых тел // Успехи физ. наук. — 1986. — Т. 148, вып. 1. — С. 179–211.
4. Анисимов С. И., Лукьянчук Б. С. Избранные задачи теории лазерной абляции // Успехи физических наук. — 2002. — Т. 172, вып. 3. — С. 301–333.
5. Gerasimov M. V., Ivanov B. A., Yakovlev O. I., Dikov Yu. P. Physics and Chemistry of Impacts // Laboratory Astrophysics and Space Research. — 1999. — V. 236. — P. 279–330.
6. Моногадзе Г. Г. Плазма метеоритного удара и добиологическая эволюция. — М.: Физматлит, 2009.
7. Kissel J., Kruger F. R. Ion formation by impact of fast dust particles and comparison with related techniques // Appl. Phys. — 1987. — V. 42. — P. 69–85.
8. Margarone D., Láska L., Torrisi L. [et al.]. Studies of craters' dimension for long-pulse laser ablation of metal targets at various experimental conditions // Applied Surface Science. — 2008. — V. 254. — P. 2797–2803.
9. Учаев А. Я., Пунин В. Т., Никитишук О. Н. [и др.]. Моделирование разрушения металлов при высокоскоростном ударе // Перспективные материалы. — 2009. — Т. 5. — С. 20–24.
10. Desai T., Batani D., Bussoli M. [et al.]. High-power laser ablation and planetary events // Radiation Effects & Defects in Solids. — 2008. — V. 163, N 4–6. — P. 395–400.
11. Mulser P., Bauer D. High Power Laser-Matter Interaction. — Berlin — Heidelberg: Springer, 2010.
12. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортвов В. Е. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // Успехи физ. наук. — 1984. — Т. 142, вып. 3. — С. 395–434.
13. Гуськов К. С., Гуськов С. Ю. Эффективность абляционного нагружения и предельная глубина разрушения материала под действием мощного лазерного импульса // Квантовая электроника. — 2001. — Т. 31, вып. 4. — С. 305–310.
14. Гуськов С. Ю. Эффективность гидродинамической передачи энергии плоскому слою вещества произвольной толщины при импульсном абляционном процессе // ЖЭТФ. — 2003. — Т. 124, вып. 6(12). — С. 1271–1280.
15. Bolkhovitinov E. A., Vasin B. L., Gus'kov S. Yu. [et al.]. Crater Formation in a Target under the Action of a High-Power Laser Pulse // Plasma Phys. Reports. — 2004. — V. 30, N 2. — P. 183–186.
16. Гуськов С. Ю., Бородзюк С., Калал М. [и др.]. Генерация ударных волн и образование кратеров в твердом веществе при кратковременном воздействии лазерного импульса // Квантовая электроника. — 2004. — Т. 34, вып. 11. — С. 989–1003.
17. Гуськов С. Ю., Касперчик А., Писарчик Т. [и др.]. Энергия ударной волны, инициируемой в различных металлах при воздействии мощного лазерного импульса // ЖЭТФ. — 2007. — Т. 132, вып. 4(10). — С. 907–917.
18. Горная энциклопедия / под ред. Е. А. Козловского. — М.: Советская энциклопедия, 1984–1991.
19. Mora P. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma // Phys. Fluids. — 1982. — V. 25. — P. 1051–1056.

20. *Gupta P. D., Tsui Y. Y., Popil R. [et al.]*. Ablation parameters in KrF laser/plasma interaction: An experimental study // *Phys. Fluids*. — 1987. — V. 30. — P. 179–185.
21. *Batani D., Stabile H., Ravasio A. [et al.]*. Ablation pressure scaling at short laser wavelength // *Physical Review E*. — 2003. — V. 68. — P. 1–4.
22. *Зельдович Я. Б., Ра́йзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1968.
23. *Lewis CL. S., Cunningham P. F., Pina L. [et al.]*. Characteristics of ion flows from laser irradiated plane targets // *J. Phys. D*. — 1982. — V. 15. — P. 69–75.
24. *Pert G. J.* Thermal conduction effects in laser solid target interaction // *Plasma Phys.* — 1974. — V. 16. — P.1019–1033.
25. *Спитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. — М.: Мир, 1965.
26. *Meyer B., Thiell G.* Experimental scaling laws for ablation parameters in plane target-laser interaction with 1.06 μm and 0.35 μm laser wavelengths // *Phys. Fluids*. — 1984. — V. 27. — P. 302–311.
27. *Станюкович К. П.* Неустановившиеся движение сплошной среды. — М.: Наука, 1971.
28. *Урусов В. С.* Теоретическая кристаллохимия. — М.: МГУ, 1987.
29. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
30. *Сорохтин О. Г., Ушаков С. А.* Развитие Земли. — М.: МГУ, 2002.
31. Механика образования воронок при ударе и взрыве / под ред. А. Ю. Ишлинского, Г. Г. Черного. — М.: Мир, 1977.
32. *Фомин В. М., Гулидов А. И., Сапожников Г. А.* Высокоскоростное взаимодействие тел. — Новосибирск: СО РАН, 1999.
33. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977.