

УДК 533.95

## ГЕНЕРАЦИЯ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ МИШЕНЯМИ

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

*Московский физико-технический институт, Московская обл., г. Долгопрудный, Россия*

Экспериментальные исследования генерации ударных волн в поликристаллических мишенях проводились на мощной Nd-лазерной установке «Сатурн» при значениях интенсивности в пределах  $10^{12}$ — $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Обосновано применение теоретической модели трансформации энергии импульсного лазерного источника в энергию ударной волны при абляционном процессе на поверхности мишени в режиме гидродинамического воздействия. Проведено сравнение рассчитанных и измеренных параметров образующихся кратеров для различных типов мишеней.

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

## SHOCK WAVE GENERATION IN THE HIGH-POWER LASER INTERACTION WITH POLYCRYSTALLINE TARGETS

*I.N. Burdonsky, A.Yu. Golsov, A.G. Leonov, K.N. Makarov, I.S. Timofeev, V.N. Yufa*

*Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow Region, Dolgoprudnyi, Russia*

Experimental studies of shock wave generation in a polycrystalline target were performed on a high-power Nd laser facility «Saturn» with intensity of  $10^{12}$ — $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. The application of theoretical model of laser energy transformation into the energy of shock wave by ablation process on the target in hydrodynamic regime of interaction surface was substantiated. The comparison of the measured and calculated parameters of the craters formed was made for different targets.

**Key words:** laser simulation of shock process, plasma corona, shock wave, laser ablation, hypervelocity micrometeorite impact.

### 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 счёт микрометеоритной бомбардировки.

Следует отметить, что лазерное моделирование не в состоянии в точности отразить одновременно все характерные особенности ударных процессов. Дело в том, что при одной и той же энергии налетающей частицы и лазерного импульса объёмы ударного и лазерного кратеров могут отличаться на порядок, значительно могут отличаться температура поверхности, характеристики образующейся плазмы и т.д. [5—7]. Тем не менее при соответствующем подборе параметров взаимодействия лазерного излучения с мишенью можно будет промоделировать отдельные стороны ударного воздействия и получить ценную информацию.

Возможность лазерного моделирования ударных процессов под действием импульсного лазерного облучения относительно небольшой интенсивности  $I \sim 10^6$ — $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> во многом базируется на схожести процессов ударного плавления и испарения материала микрометеорита с характерным размером  $d_m \sim 1$ — $10$  мкм при скорости соударения  $1$ — $10$  км/с и процессов лазерно-индуцированного плавления и испарения. Действительно, плотность мощности энерговыделения при ударе сферической частицы о поверхность  $I_{sh} \sim (1/3)\rho_m V^3$ , где  $\rho_m$  — плотность вещества микрометеорита,  $V$  — скорость столкновения (полагая, что время столкновения  $\tau_c \sim d_m/V$  [8]). Для  $V \sim 10$  км/с и  $\rho_m \sim 3$  г/см<sup>3</sup>  $I_{sh} \sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности столкновения  $\sim 10^{-8}$  с для диаметра частицы  $d_m \sim 10$  мкм.

При аналогичных интенсивностях лазерного излучения в случае достаточно длинного лазерного импульса также происходят плавление и испарение поверхностных слоёв вещества мишени и, помимо того,

образование приповерхностной плазмы (плазменного факела) в результате лазерного пробоя паров мишени и (или) окружающего газа при облучении в присутствии внешней атмосферы. Созданная лазером плазма в этом случае достаточно прозрачна, поскольку степень диссоциации и ионизации паров в лазерном факеле оказывается малой, дополнительный нагрев пара излучением отсутствует и поглощение в нём не оказывает существенного воздействия на нагрев поверхности. При этом процесс взаимодействия лазерного излучения с мишенями хорошо описывает так называемая тепловая или испарительная модель [1, 2].

В исследованиях по импульсному лазерному облучению различных пород получен целый ряд важных результатов, в том числе выполнены моделирование испарительно-конденсационных процессов, приводящих к формированию сложных молекулярных и наноразмерных структур, моделирование ударной дифференциации химического состава продуктов выброса парогазовой фазы, моделирование изменения оптических спектров отражения от поверхности за счёт осаждения распылённого материала мишени и т.д. [5—18].

Большой интерес в последнее время с точки зрения моделирования сверхскоростного удара [6] при  $V \sim 10\text{—}100$  км/с вызывают исследования структуры кратеров, образованных мощными лазерными импульсами [19—22]. Очевидно, что такое моделирование требует значительно больших интенсивностей лазерного излучения вплоть до  $I \sim 10^{11}\text{—}10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Однако при увеличении интенсивности растёт температура поверхности, соответственно, растёт плотность паров вещества мишени и, следовательно, плотность плазмы лазерного факела, которая становится так велика, что лазерное излучение в значительной степени поглощается в плазменной короне. При этом перенос энергии лазерного импульса к поверхности мишени определяется уже не прямым поглощением лазерного излучения, а другими механизмами, например, электронной или радиационной теплопроводностью [23, 24]. В этой связи следует отметить, что модель поверхностного испарения применима лишь в области температур  $T < T_c$ , где  $T_c$  — критическая температура вещества мишени. При исследовании лазерной абляции в области температур, близких и выше критической, следует пользоваться уравнениями газовой динамики [4].

Воздействие лазерного излучения большой интенсивности на поверхность твёрдого тела в этом случае происходит посредством абляционного процесса, заключающегося в испарении и ионизации поверхностных слоёв мишени, образовании плотной плазмы высокого давления и, как следствие, возбуждении гидродинамического движения в неиспарённой части мишени [25—30]. При этом лазерное моделирование ударного разрушения материала уже не является вполне адекватным, поскольку значительная доля энергии лазерного импульса идёт на нагрев плазмы, в то время как при ударных процессах подавляющая часть энергии тратится только на дробление, плавление и испарение материалов ударника и мишени. В результате этого объём ударного кратера может более чем на порядок превышать объём лазерного кратера. [6—8]. Тем не менее при определённых условиях (малой длительности импульса  $\tau < 1$  нс) лазерное моделирование хорошо воспроизводит масс-спектры разлетающейся плазмы ударного факела [6].

Как было показано в многочисленных работах по лазерному термоядерному синтезу [24, 25], для исследования вещества при экстремально высоких давлениях весьма перспективно применение воздействия мощных лазерных импульсов на конденсированные среды. Высокое давление, возникающее за счёт импульса отдачи расширяющейся плазмы, приводит к формированию ударной волны высокой интенсивности, распространяющейся в глубь мишени. Этот процесс может быть использован для изучения уравнений состояния, а также степени разрушения вещества, необходимых для расчётов характеристик сверхвысокоскоростного удара.

Вместе с тем интерпретация получаемых в таких опытах экспериментальных данных требует использования достаточно сложных теоретических моделей и трудоёмкого численного моделирования сложной совокупности протекающих при взаимодействии физических процессов. В этой связи для получения универсальных зависимостей взаимодействия лазерного излучения с мишенями могут оказаться весьма полезными упрощённые аналитические модели, достаточно адекватно описывающие физику явления. Так, в работах [26—30] 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 [28—30] по воздействию лазерного излучения на поверхность металлических образцов в диапазоне интенсив-

ности  $\sim 10^{13}—10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> и, в частности, размеры лазерного кратера в зависимости от энергии импульса. Представляется интересным применить аналитические оценки [29] к изучению взаимодействия мощных лазерных импульсов с мишенями, изготовленными из поликристаллических вулканических пород (имитирующих метеоритное вещество), теплофизические и оптические свойства которых кардинально отличаются от свойств металлов. Этому и посвящена настоящая работа.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на лазерной установке «Сатурн», созданной Факультетом проблем физики энергетики МФТИ, базирующемся в ИКИ РАН. В состав установки входят мощная многокаскадная лазерная система на Nd<sup>3+</sup>-фосфатном стекле с автоматизированной системой накачки активной среды, вакуумная камера взаимодействия и диагностический комплекс. Лазерная система (рис. 1) собрана по схеме последовательного усиления с покаскадным увеличением диаметра лазерного пучка и апертуры активных элементов. Задающий генератор (ЗГ) представляет собой плоский оптический резонатор. Использование пассивной модуляции добротности резонатора (насыщающийся поглотитель LiF с центра-

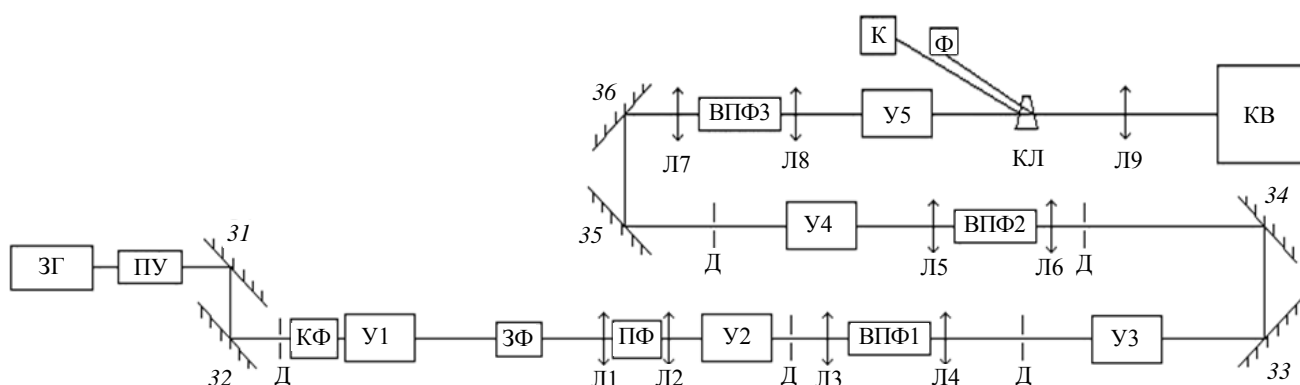


Рис. 1. Оптическая схема установки «Сатурн»: ЗГ — задающий генератор; ПУ — предусилитель; 31—36 — поворотные зеркала; КФ — кварцевая пластина; У1, У2, У3, У4, У5 — усилители диаметром 10, 20, 30, 45, 45 мм; ЗФ — затвор Фарадея (на основе постоянного магнита); Л1—Л8 — линзы пространственных фильтров; КЛ — оптический клин; Л9 — линза фокусировки излучения на мишень; ПФ — воздушный пространственный фильтр; ВПФ1—ВПФ3 — вакуумные пространственные фильтры; Д — диафрагмы; К — калориметр; Ф — лавинный фотодиод; КВ — камера взаимодействия

ми окраски) и селекции продольных мод (интерферометр Фабри—Перо) позволяет получить одномодовый одночастотный импульс лазерного излучения гладкой формы. ЗГ генерирует импульсы длительностью 30 нс и энергией  $\sim 10$  мДж. Длина волны излучения  $\lambda = 1054$  нм, ширина полосы генерации  $\Delta\lambda = 0,1$  нм. Импульс ЗГ последовательно проходит через каскады усиления ПУ, У1—У5. Затвор Фарадея служит для защиты активных элементов ЗГ и ПУ от разрушения лазерным излучением, отражённым от мишени в апертуру лазерной системы. Согласование диаметра формируемого лазерного пучка с апертурой активных элементов усилителей У2—У5 и пространственная фильтрация распределения лазерного излучения осуществляются линзовыми телескопами (линзы Л1—Л2, Л3—Л4, Л5—Л6, Л7—Л8), в точке сопряжения фокусов которых устанавливались тугоплавкие танталовые диафрагмы.

На выходе оконечного усилителя формировался лазерный импульс энергией  $E_L \sim 20—50$  Дж при длительности  $\tau = 30$  нс (полная ширина на полувысоте) с расходимостью  $\Theta \sim 1,5 \cdot 10^{-4}$  рад. Для контроля выходной энергии и формы импульса использовались отражённые от оптического клина пучки. Энергия измерялась калориметром с использованием пироэлектрической измерительной головки. Временная форма лазерного импульса регистрировалась с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2 (рис. 2).

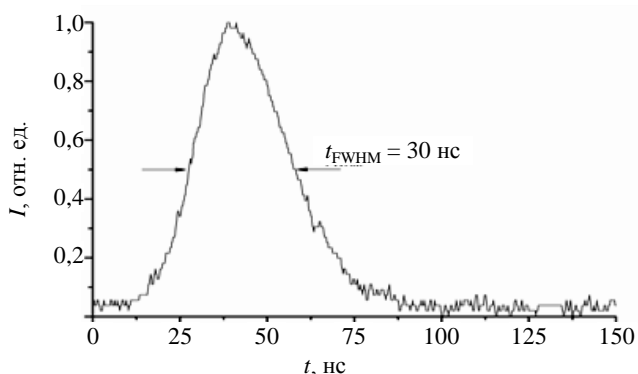


Рис. 2. Временная структура выходного лазерного импульса

С помощью линзы Л9 излучение фокусировалось на мишень, расположенную в вакуумной камере взаимодействия объёмом  $\sim 1200$  дм<sup>3</sup>. Камера имеет окна для ввода лазерного излучения и оптической диагностики лазерной плазмы. Исследуемый образец устанавливался в мишенный узел, оснащённый механиз-

мом трансляции мишени вдоль фокальной плоскости линзы Л9, что позволяет проводить до 10—20 выстрелов по мишени не вскрывая камеру 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. Изменение размера пятна фокусировки на мишени осуществлялось при помощи перемещения линзы Л9 вдоль оптической оси. Диаметр пятна фокусировки  $D_L$  изменялся от 100 до 350 мкм в различных экспериментах.

### 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 кремнезёма ( $\text{SiO}_2$ ) в которой составляет 52—65% (по массе). Помимо кремнезёма, в состав андезита входит  $\text{Al}_2\text{O}_3 \sim 17\%$ , а также окислы других легких элементов  $\text{MgO}$ ,  $\text{CaO}$ ,  $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{K}_2\text{O}$ . Содержание окислов более тяжёлых элементов  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO}$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{MnO}$  в андезите порядка 8% [31]. Плотность андезитовых образцов по данным измерений составляла  $2,4 \pm 0,1 \text{ г/см}^3$ , что соответствует значениям, приведённым в [31].

В экспериментах изучали зависимости диаметра и глубины кратера 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 и 12 мкм соответственно.

Предварительные эксперименты по облучению андезитовых мишеней показали, что кратеры измеримой глубины начинают проявляться только при интенсивности лазерного излучения  $I > 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ . Ниже этого предела на поверхности образцов регистрируются только следы лазерного ожога, связанного, по видимому, с испарением адсорбированных поверхностью примесей. Это может объясняться тем обстоятельством, что в отличие от металлов диэлектрическая андезитовая мишень имеет относительно небольшой коэффициент поглощения на длине волны 1,054 мкм и, следовательно, значительную глубину проникновения лазерного излучения в глубь образцов. При этом энергии лазерного импульса не хватает для существенного нагрева и плавления (не говоря уже об испарении) поверхностных слоёв мишени. Нам не удалось найти в литературе значения коэффициентов поглощения андезита. По этой причине были проведены модельные эксперименты по измерению пропускания непрерывного лазерного излучения малой интенсивности  $I \sim 1 \text{ мВт/см}^2$ , при которой отсутствуют какие-либо тепловые эффекты, тонкими ~2 мм пластинами андезита. Обнаружено, что пропускание таких пластин может достигать нескольких процентов. Несложные оценки показывают, что в этом случае температура поверхности мишени при облучении лазерными импульсами интенсивностью порядка  $10^{12}$ — $10^{13} \text{ Вт/см}^2$  не превысит нескольких сот градусов.

С ростом интенсивности облучения начинают быстро расти и размеры кратера. На рис. 3, 4 показаны зависимости диаметров  $D_c$  и глубин кратеров  $H_c$  при различных размерах пятна фокусировки от ин-

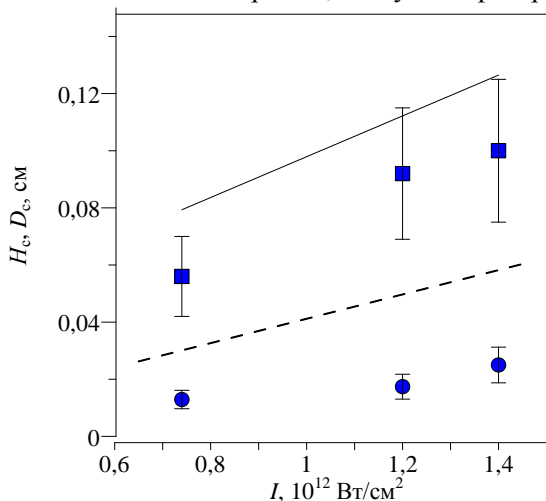


Рис. 3. Экспериментальные (●, ■) и расчётные (---, —) зависимости размеров кратера в андезите — глубины  $H_c$  (●, ---) и диаметра  $D_c$  (■, —) от интенсивности лазерного излучения,  $D_L = 0,035 \text{ см}$

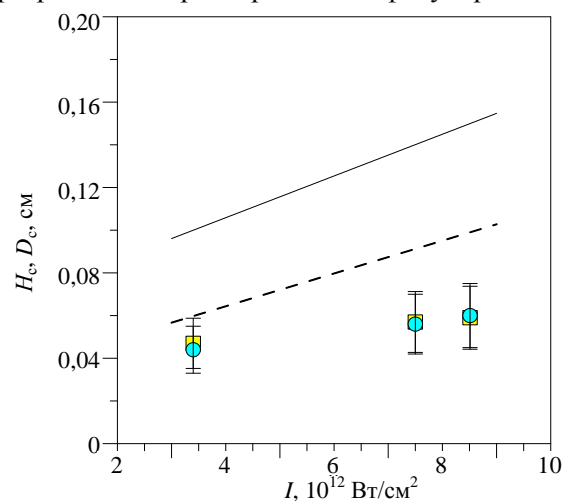


Рис. 4. Экспериментальные (●, ■) и расчётные (---, —) зависимости размеров кратера в андезите — глубины  $H_c$  (●, ---) и диаметра  $D_c$  (■, —) от интенсивности лазерного излучения,  $D_L = 0,01 \text{ см}$

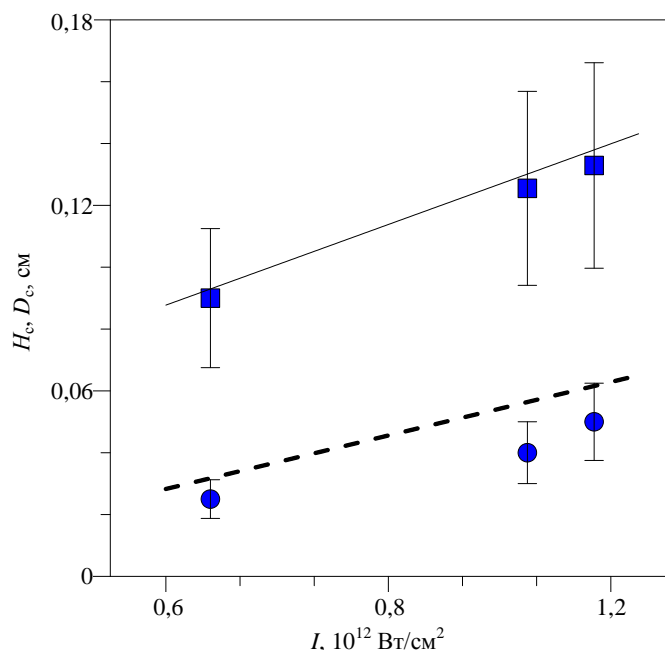
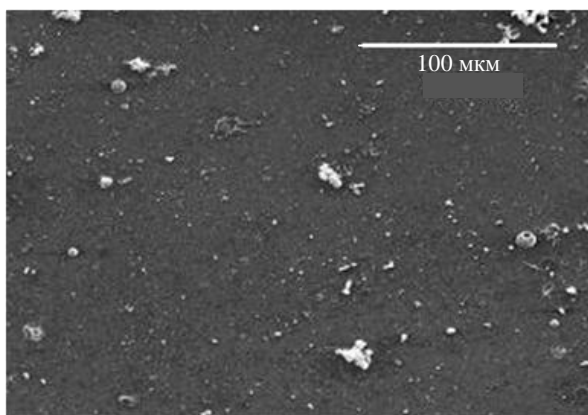


Рис. 5. Экспериментальные (●, ■) и расчётные (---, —) зависимости размеров кратера в алюминии — глубины  $H_c$  (●, ---) и диаметра  $D_c$  (■, —) от интенсивности лазерного излучения,  $D_L = 0,035$  см

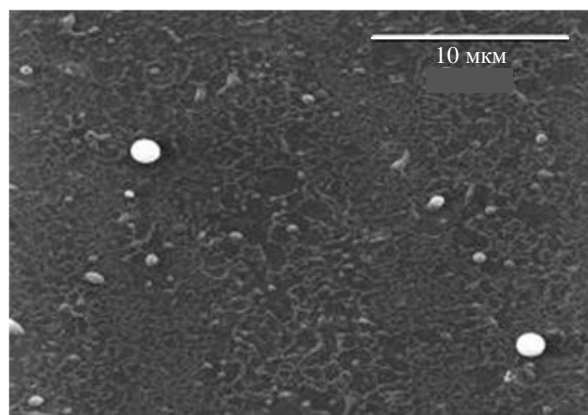
размеры капель варьируются от 0,1 мкм (см. рис. 6, *з*) до 15—25 мкм (см. рис. 6, *а*). «Жгутики», по-видимому, образованы слиянием более мелких капель вследствие воздействия сил поверхностного натяжения.

тенсивности лазерного излучения. Для сравнения на рис. 5 показаны 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.

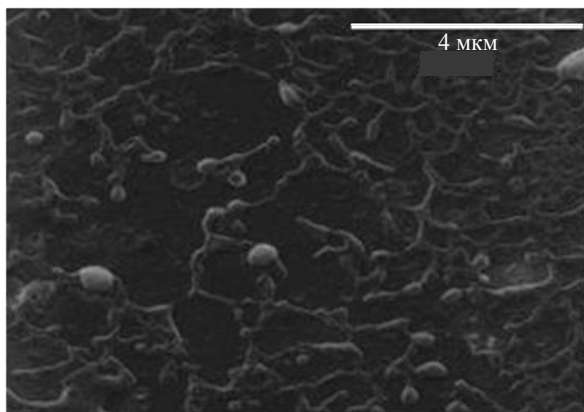
Вместе с тем изучение состава плёнки, напылённой в результате воздействия лазерного факела на кремниевую подложку, проведённого с помощью растрового электронного микроскопа, показало, что в выброшенном из кратера веществе присутствует большое количество жидких микрочастиц. На рис. 6 представлены характерные микрофотографии плёнки при различных увеличениях. На микрофотографиях можно наблюдать характерную морфологию осаждённого материала, образующего неоднородную плёнку, состоящую из отдельных капель и «жгутиков». Характерные



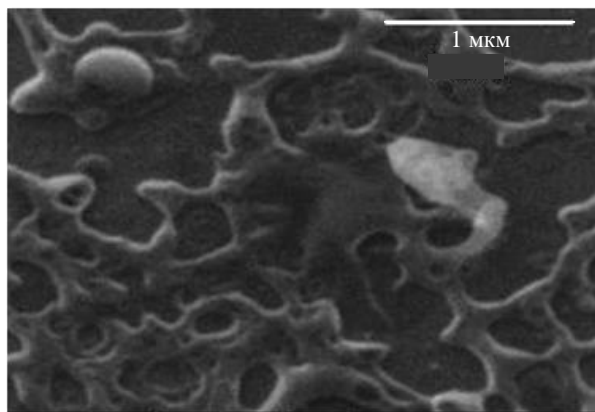
*а*



*б*



*в*



*г*

Рис. 6. Электронные микрофотографии конденсатной плёнки андезита. Увеличение:  $\times 1000$  (*а*),  $\times 10\,000$  (*б*),  $\times 30\,000$  (*в*) и  $\times 90\,000$  (*г*);  $D_L = 100$  мкм;  $I = 5 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>

Для изучения химического состава полученного конденсата с помощью энергодисперсионного спектрометра был выполнен рентгеноспектральный анализ характерных структур, с помощью которого можно определить качественный и количественный состав напылённого на подложку вещества мишени. Один из полученных рентгеновских спектров представлен на рис. 7. Как следует из рисунка, в массовом спектре доминируют кислород и кремний, что объясняется материалом подложки и преобладанием  $\text{SiO}_2$  в химическом составе андезита. Также в спектре присутствуют железо, титан, алюминий, калий, магний, кальций, натрий, что в целом соответствует составу андезита [31].

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 [29]. При этом образование кратера в процессе лазерного взаимодействия с мишенью происходит в результате фазовых превращений сжатого и нагретого вещества за фронтом ударной волны. В [29] показано, что энергетические затраты на образование кратера определяются, главным образом, плавлением как наименее энергоёмким процессом.

Область параметров лазерного импульса, отвечающих гидродинамическому режиму, определяется незначительной ролью переноса энергии электронной теплопроводностью, собственным излучением плазмы и быстрыми электронами по сравнению с переносом энергии за счёт гидродинамического движения вещества [26, 27, 32]. Эти условия при длине волны лазерного излучения  $\lambda \sim 1$  мкм выполняются для достаточно длинных импульсов  $\tau > 0,1$  нс и в области интенсивностей  $I < 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> для лёгких элементов и  $I < 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> для элементов с большим зарядом ядра  $Z$  [26]. Все эти условия выполняются в экспериментах данной работы.

Для нахождения параметров лазерных кратеров на первом этапе необходимо определить давление в плазменном факеле, возбуждающее ударную волну в твёрдом веществе мишени. Для этого была использована упрощённая стационарная аналитическая модель сферического расширения плазмы [33], которая хорошо согласуется с экспериментальными данными [34, 35] и предполагает, что основным механизмом поглощения лазерного излучения является обратное тормозное поглощение. Более того, в [33] показано, что при интенсивности, меньше некоторой характерной величины  $I^*$  за счёт этого механизма практически всё лазерное излучение поглощается в плазме короны. Величина  $I^*$  определяется выражением [33]

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

где  $\mu = 2Z/A$ ;  $A$  — средний атомный вес компонентов плазмы;  $Z$  — средний заряд;  $\Lambda$  — кулоновский логарифм;  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения;  $L$  — характерный размер фокального пятна ( $L \sim D_L/2$ ). Здесь и далее  $\lambda$  и  $L$  измеряются в микрометрах.

В данных экспериментах, учитывая, что интенсивность лазерного излучения не превышала величины  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, условие  $I < I^*$  выполняется с достаточным запасом. Так, при облучении андезитовых и алюминиевых мишеней лазерным импульсом интенсивностью  $\sim 10^{12} - 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и характерной величины  $Z \sim 5 - 8$  [26] граничная интенсивность  $I^*$  оказывается порядка  $(2 - 5) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Отметим, что роль резонансного поглощения при  $I < 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> мала [24, 29].

Сферичность разлёта 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 [33] было использовано приближение изотермической короны, что оправдывается распределённым характером поглощения при обратном тормозном поглощении [25] и, как уже упоминалось, подтверждается экспериментальными данными.

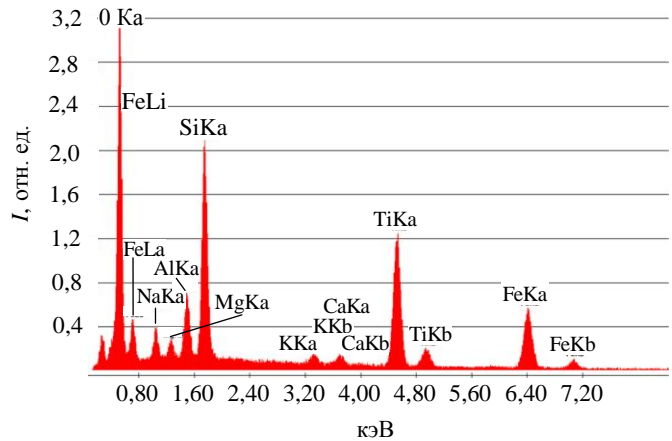


Рис. 7. Рентгеновский масс-спектр напылённой плёнки

Результаты теоретического скейлинга [33] позволяют оценить давление в плазменной короне  $P_c$  в зависимости от интенсивности лазерного излучения  $I$  (Вт/см<sup>2</sup>) и, соответственно, вычислить абляционное давление, порождающее ударную волну в неиспарённой части мишени  $P_a = 2P_c$  [24, 33]:

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

Для оценки размеров лазерного кратера воспользуемся аналитической моделью генерации ударной волны и образования кратера, предложенной в работе [29]. В первую очередь отметим, что в приближении сильной ударной волны её начальная скорость выражается через абляционное давление хорошо известной формулой [36]

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

где  $\gamma_s$  — постоянная адиабаты вещества мишени в твёрдом 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  $\rho_0$  — плотность твёрдого вещества.

Передача энергии ударной волне от факела даже при сферическом разлёте плазмы происходит на начальной стадии её распространения, когда волна является плоской. Однако область воздействия факела на мишень не будет совпадать с размером фокального пятна, а будет увеличиваться за счёт 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  $L_T = (4\chi_c\tau_c)^{1/2}$  [37, 38], где  $\chi_c$  — коэффициент температуропроводности плазмы. Характерное время  $\tau_c$  может быть определено как время расширения плазмы на характерном размере неоднородности факела  $\sim D_1/2$ :  $\tau_c \approx D_1/2c_s$ . Величина  $L_T$  может быть рассчитана с использованием спитцеровского коэффициента теплопроводности горячей плазмы [39], а также оценок температуры и плотности плазменной короны, полученных в рамках модели [33]. Как показали расчёты, 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 [40]. Учитывая это, для дальнейших приближенных вычислений в качестве характерного радиуса размера области воздействия в соответствии с [38] будем использовать именно величину  $L_T$ , а не радиус фокального пятна на мишени. Отметим, что использование в качестве масштаба области воздействия размера факела  $L^* = c_s\tau$  [29] даёт 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 в глубь мишени ударная волна постепенно затухает вследствие передачи энергии всё новым слоям вещества мишени, а также за счёт разгрузки из-за наличия свободной поверхности. Последнее обстоятельство приводит к различию скоростей распространения ударной волны в продольном и поперечном по отношению к оси лазерного пучка направлениях и перераспределению энергии ударной волны при несущественной общей потере энергии за счёт волны разгрузки [29, 36]. Для учёта этого эффекта в [29] 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 трудно показать [8], будет определяться выражением

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

где энергозатраты  $Q$  на разрушение материала в соответствии с [29] определяются наименее энергоёмкими процессами — нагревом и плавлением:  $Q = C_v(T_f - T_0) + Q_f$ , где  $C_v$  — удельная теплоёмкость;  $T_f$  — температура плавления;  $T_0$  — начальная температура мишени;  $Q_f$  — удельная теплота плавления.

В [29] отмечается, что скейлинг (5) даёт 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  $L_T/L_{pl} \rightarrow \infty$  [36].

Согласно [29] при указанных предположениях характерные размеры кратера — диаметр и глубина будут определяться продольным и поперечным пробегом ударной волны до того момента, пока её интенсивности будет достаточно для плавления вещества мишени. При этом глубина кратера  $H_c$  может быть найдена из уравнения

$$L_{\text{рл}}/H_c = [1 + d(H_0/L_T)]^2, \quad (7)$$

а его диаметр  $D_c$  определится выражением

$$D_c = L_T[1 + 2d(H_0/L_T)]. \quad (8)$$

На рис. 3—5 показаны рассчитанные зависимости характерных размеров кратера от интенсивности лазерного излучения в случае андезита (см. рис. 3, 4) и алюминия (см. рис. 5). В расчётах 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 расчётов показали, что давление в плазменном факеле слабо чувствительно к величине  $Z$ , что, в частности, согласуется с расчётами [35]. Отметим, что в рамках модели Мора [33] температура факела от  $Z$  не зависит вообще. Для андезитовой мишени средний атомный вес  $A \approx 24$  рассчитывался исходя из химического состава андезита, приведённого в [31]. Постоянная адиабаты  $\gamma_s$  оценивалась по коэффициенту Грюнайзена  $\Gamma$ :  $\gamma_s = \Gamma + 1$ . Для вулканических пород  $\Gamma \approx 1$  [41, 42]. Величина  $Q \approx 2$  кДж/г определялась исходя из данных по теплоёмкости и удельной теплоте плавления вулканических пород [42, 43] и соответствовала значению удельной внутренней энергии, необходимой для полного плавления, приведённому в [44]. Для алюминия  $A = 27$ ,  $\rho_0 = 2,7$  г/см<sup>3</sup>,  $Q \approx 1$  кДж/г,  $\Gamma \approx 2$  [42].

Результаты вычислений показали, что, несмотря на сильно упрощённые предположения, лежащие в основе теоретических оценок, для алюминиевой мишени расчётные величины диаметра и глубины кратера хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для андезита согласие существенно хуже и расчётные величины превышают экспериментальные данные в 1,5—2 раза. Возможной причиной этого является то, что в отличие от металлов горные породы имеют значительную пористость. Так, по данным [31], пористость андезита может достигать 12—18%. В то же время известно [36], что наличие пористости приводит к повышенному затуханию ударной волны. Отметим, что в металлах согласно численным расчётам [45] наличие пористости порядка 10—20% снижает её скорость в пористом алюминии или железе в 2—3 раза по сравнению со сплошным материалом.

Кроме того, как следует из данных, приведённых на рис. 4, особенно большие отличия расчётных 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 оценки величины  $L_T$ . Отметим, что для алюминия при малых диаметрах фокального пятна на мишени расчётные и экспериментальные данные согласуются значительно лучше. Так, при  $D_L = 0,01$  см и  $I = 3 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> глубина кратера в эксперименте составила 0,1 см, расчётная — 0,08 см. Значение диаметра кратера соответственно составило 0,11 и 0,12 см.

Проведённые расчёты позволяют оценить время затухания ударной волны, которое согласно [29, 46] определяется следующим выражением:

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

где  $H_0 = [(\gamma_s - 1)/(\gamma_s + 1)]W_0\tau$ . Оценки показывают, что величина  $\tau_{\text{ат}}$  в зависимости от параметров экспериментов лежит в диапазоне  $(3—9)10^{-7}$  с и соответственно  $\tau_{\text{ат}} \gg \tau$ . 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 расчётам 2—5%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты измерений и теоретических оценок характерных размеров кратеров на поверхности мишеней, изготовленных из поликристаллической многокомпонентной горной по-



роды (андезита), а также из алюминия, под действием мощного лазерного излучения интенсивностью  $10^{12}$ — $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для оценок характеристик плазменного факела использовали модель изотермического сферического разлёта лазерной плазмы [33], а для нахождения размеров кратеров — модель распространения ударной волны в веществе мишени, возникающей под действием абляционного давления факела [29]. В соответствии с [29] в расчётах 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 данные параметров кратеров для алюминия вполне удовлетворительно согласуются с результатами расчётов. Для андезитовых мишеней расчётные значения в 1,5—2 раза превышают значения, найденные в экспериментах, что, по всей вероятности, связано с пористостью андезита. Учёт этого эффекта, однако, требует детальных численных расчётов.

В связи с проблемой лазерного моделирования ударных процессов заметим, что в области исследованных параметров абляционное давление на андезитовой мишени, по нашим оценкам, достигало величины  $\sim 4 \cdot 10^6$  атм при  $I \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Характерное давление, развиваемое при ударе микрометеорита, по порядку величины равно  $E/[(4/3)\pi d_m^2] \sim \rho_m V^2$  [8]. Отсюда следует, что данные эксперименты могут моделировать столкновение со скоростью порядка 13 км/с, т.е. практически на нижней границе сверхвысокоскоростного удара, что связано, как уже упоминалось, с малой эффективностью преобразования энергии лазерного импульса в энергию ударной волны.

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 плёнки и определении размеров частиц напыления, Е.А. Морозовой (МФТИ) за проведение измерений размеров кратера на механическом профилометре. Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ НШ-2447.2012.2. и с использованием оборудования Центра коллективного пользования МФТИ при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.

## REFERENCES

1. **Veyko V.P., Libenson M.N., Chervyakov G.G., Yakovlev E.B.** Interaction of laser radiation with matter. — М.: Fizmatlit (PhysMathLit), 2008 (in Russian).
2. **Anisimov S.I., Imas Ya.A., Romanov G.S., Khodyko Yu.V.** The action of big capacity radiation on metals. — М.: Nauka (Science), 1970 (in Russian).
3. **Manenkov A.A., Prokhorov A.M.** Laser destruction of transparent solids. — Uspekhi Fizicheskikh Nauk (Advances in physical sciences), 1986, vol. 148, issue 1, pp. 179—211 (in Russian).
4. **Anisimov S.I., Luk'yanchuk B.S.** Selected problems of laser ablation theory. — Uspekhi Fizicheskikh Nauk (Advances in physical sciences), 2002, vol. 172, issue 3, pp. 301—333 (in Russian).
5. **Gerasimov M.V., Ivanov B.A., Yakovlev O.I., Dikov Yu.P.** Physics and chemistry of impacts. — Laboratory Astrophysics and Space Research, 1999, vol. 236, pp. 279—330.
6. **Monogadze G.G.** Plasma of meteorite impact and pre-biotic evolution. — М.: Fizmatlit (PhysMathLit), 2009 (in Russian).
7. **Kissel J., Kruger F.R.** Ion formation by impact of fast dust particles and comparison with related techniques. — Appl. Phys., 1987, vol. 42, pp. 69—85.
8. **Stanyukovich K.P.** The unsteady motion of a continuous medium. — М.: Nauka (Science), 1971 (in Russian).
9. **Moroz L.V., Basilevsky A.T., Hiroi T., Rout S.S. et al.** Spectral properties of simulated impact glasses produced from martian soil analogue JSC Mars-1. — Icarus, 2009, vol. 202, pp. 336—353.
10. **Shingareva T.V., Bazilevskiy A.T., Fisenko A.V. et al.** Modeling of micrometeorite bombardment of the PHOBOS surface and low-albedo asteroids using the laser irradiation of Mihai carbonaceous chondrite. —

- Vestnik Otdeleniya nauk o Zemle RAN (Herald of the Branch for Earth Sciences of the RAS), 2004, vol. 1, issue 22, pp. 1—3 (in Russian).
11. **Sasaki S., Nakamura K., Hamabe Y., Kurahashi E.** Production of iron nanoparticles by laser irradiation in a simulation of lunarlike spaceweathering. — *Letters to Nature*, 2001, vol. 410, pp. 555—557.
  12. **Yamada M., Sasaki S., Fujiwara A. et al.** Simulation of space weathering by nanosecond pulse laser heating and proton implantation: difference of olivine and pyroxene samples. — *Lunar Planet. Sci.*, 1999, vol. 30, pp. 1566—1568.
  13. **Mukhin L.M., Gerasimov M.V., Safonova E.N.** Origin of precursor of organic molecules during evaporation of meteorites and mafic terrestrial rocks. — *Letter to Nature*, 1989, vol. 340, pp. 46—48.
  14. **Moroz L.V., Fisenko A.V., Semjonova L.F.** Optical effects of regolith processes on S-asteroids as simulated by laser shots on ordinary chondrite and other mafic materials. — *Icarus*, 1996, vol. 122, pp. 366—382.
  15. **Yakovlev O.I., Dikov Yu.P., Gerasimov M.V.** Iron evaporation in the conditions of high temperature impulse melting in chondrite—basalt system. — *Vestnik Otdeleniya nauk o Zemle RAN (Herald of the Branch for Earth Sciences of the RAS)*, 2002, vol. 1, pp. 1—3 (in Russian).
  16. **Sasaki S., Kurahashi E.** Space weathering on Mercury. — *Advances in Space Research*, 2004, vol. 33, pp. 2152—2155.
  17. **Sasaki S., Hiroi T., Nakamura K. et al.** Simulation of space weathering by nanosecond pulse laser heating: dependence on mineral composition, weathering trend of asteroids and discovery of nanophase iron particles. — *Space Res.*, 2002, vol. 29, № 5, pp. 783—788.
  18. **Sasaki S., Nimura T., Hiroi T. et al.** Space weathering of rock surface without regolith: Laboratory simulation of spectral change. — *Lunar Planet. Sci.*, 2006, vol. 37, pp. 1705—1706.
  19. **Margarone D., Láska L., Torrasi L. et al.** Studies of craters' dimension for long-pulse laser ablation of metal targets at various experimental conditions. — *Applied Surface Science*, 2008, vol. 254, pp. 2797—2803.
  20. **Ychaev A.Ya., Punin V.T., Nikitushkina O.N. et al.** Simulation of metals fracture at high-speed impact. — *Perspektivnye materialy (Perspective materials)*, 2009, vol. 5, pp. 20—24 (in Russian).
  21. **Desai T., Batani D., Bussoli M. et al.** High-power laser ablation and planetary events. — *Radiation Effects & Defects in Solids*, 2008, vol. 163, № 4—6, pp. 395—400.
  22. **Margarone D., Torrasi L., Gammino S. et al.** Studies of the laser created craters produced on solid surfaces at various experimental conditions. — *Czechoslovak J. of Physics*, 2006, vol. 56, pp. 542—547.
  23. **Afanas'ev Yu.V., Gamaliy E.G., Demchenko N.N., Rozanov V.B.** Physical ratio in the «crown» of spherical laser targets. — In coll.: *Proceedings of Physical Institute of AS*, 1982, vol. 134, pp. 42—49 (in Russian).
  24. **Mulser P., Bauer D.** *High Power Laser-Matter Interaction*. — Berlin Heidelberg: Springer, 2010.
  25. **Anisimov S.I., Prokhorov A.M., Fortov V.E.** Application of high-power lasers for research of substances at high pressures. — *Uspekhi Fizicheskikh Nauk (Advances in physical sciences)*, 1984, vol. 142, issue 3, pp. 395—434 (in Russian).
  26. **Gus'kov K.S., Gus'kov S.Yu.** Ablative loading efficiency and maximum depth of material destruction under action of powerful laser pulse. — *Kvantovaya elektronika (Quantum electronics)*, 2001, vol. 31, issue 4, pp. 305—310 (in Russian).
  27. **Gus'kov S.Yu.** The efficiency of hydrodynamic power transmission to the flat layer of the substance of an arbitrary thickness at the pulse ablation process. — *ZhETF (JETPh)*, 2003, vol. 124, issue 6(12), pp. 1271—1280 (in Russian).
  28. **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 Physics Reports*, 2004, vol. 30, № 2, pp. 183—186.
  29. **Gus'kov S.Yu., Borodzyuk S., Kalal M. et al.** Shock waves generation and craters formation in a solid at short-term influence of the laser pulse. — *Kvantovaya elektronika (Quantum electronics)*, 2004, vol. 34, issue 11, pp. 989—1003 (in Russian).
  30. **Gus'kov S.Yu., Kasperchik A., Pisarchik T. et al.** Shock wave energy, triggered in various metals under the influence of powerful laser pulse. — *ZhETF (JETPh)*, 2007, vol. 132, issue 4(10), pp. 907—917 (in Russian).
  31. **Mining** encyclopedia. Edited by E.A. Kozlovskiy — M.: Sovetskaya entsiklopediya (Soviet encyclopedia), pp. 1984—1991 (in Russian).
  32. **Afanas'ev Yu.V., Gus'kov S.Yu.** *Nuclear fusion by confinement*. — CRC Press, 1993, pp. 99—118.

33. **Mora P.** Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. — *Phys. Fluids*, 1982, vol. 25, pp. 1051—1056.
34. **Gupta P.D., Tsui Yu.Yu., Popil R. et al.** Ablation parameters in KrF laser/plasma interaction: an experimental study. — *Phys. Fluids*, 1987, vol. 30, pp. 179—185.
35. **Batani D., Stabile H., Ravasio A. et al.** Ablation pressure scaling at short laser wavelength. — *Physical Review E*, 2003, vol. 68, pp. 1—4.
36. **Zel'dovich Ya.B., Rayzer Yu.P.** *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena.* — M.: Nauka (Science), 1968 (in Russian).
37. **Lewis CL.S., Cunningham P.F., Pina L. et al.** Characteristics of ion flows from laser irradiated plane targets. — *J. Phys. D*, 1982, vol. 15, pp. 69—75.
38. **Pert G.J.** Thermal conduction effects in laser solid target interaction. — *Plasma Phys.*, 1974, vol. 16, pp. 1019—1033.
39. **Spittser L.** *Physics of fully ionized gas.* — M.: Mir (World), 1965 (in Russian).
40. **Meyer B., Thiel G.** Experimental scaling laws for ablation parameters in plane target-laser interaction with 1.06  $\mu\text{m}$  and 0.35  $\mu\text{m}$  laser wavelengths. — *Phys. Fluids*, 1984, vol. 27, pp. 302—311.
41. **Urusov V.S.** *Theoretical crystal chemistry.* — M.: MSU, 1987 (in Russian).
42. **Physical magnitudes.** Reference. Edited by I.S. Grigor'ev, E.Z. Meylikhov — M.: Energoatomizdat 1991 (in Russian).
43. **Sorokhtin O.G., Ushakov S.A.** *Development of Earth.* — M.: MSU, 2002 (in Russian).
44. **Mechanics of the craters formation at the impact and explosion.** Edited by A.Yu. Ishlinskiy, G.G. Chernyi.— M.: Mir (World), 1977 (in Russian).
45. **Fomin V.M., Gulidov A.I., Sapozhnikov G.A.** *High-speed interaction of bodies.* — Novosibirsk: SB RAS, 1999 (in Russian).
46. **Sedov L.I.** *Methods of similarity and dimensionality in mechanics.* — M.: Nauka (Science), 1977 (in Russian).

#### AUTHORS

**Burdonsky I.N.** Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; inburdon@mail.ru

**Golsov A.Yu** Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; goltsoalexander@gmail.com

**Leonov A.G.** Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; leonov@phystech.ru

**Makarov K.N.** Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; mk5555@rambler.ru

**Timofeev I.S.** Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; i.s.timofeev@gmail.com

**Yufa V.N.** Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; yufa\_v@mail.ru

Received 12 December 2012  
Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Termoyadernyi sintez, 2013, vol. 36, issue 2, pp. 8—18