

ЭНЕРГИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ИНИЦИИРУЕМОЙ В РАЗЛИЧНЫХ МЕТАЛЛАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

С. Ю. Гуськов^{a}, А. Касперчик^{b**}, Т. Писарчик^{b**}, С. Бородзюк^{b**}, Й. Уллишмид^{c**},
Е. Кроуски^{d**}, К. Машек^{d**}, М. Пфейфер^{d**}, Й. Скала^{d**}, П. Писарчик^{e**}*

^a *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion
00-908, Warsaw, Poland*

^c *Institute of Plasma Physics AS CR
18200, Prague 8, Czech Republic*

^d *Institute of Physics AS CR
18221 Prague 8, Czech Republic*

^e *Warsaw University of Technology, ICS
00-665, Warsaw, Poland*

Поступила в редакцию 7 марта 2007 г.

Представлены экспериментально установленные величины энергии ударной волны в различных металлах при воздействии на них пучка мощного лазерного излучения. Эксперименты выполнены с мишенями из металлов, относящихся к различным разделам периодической системы элементов — алюминия, меди, серебра и свинца — на иодном лазере PALS при воздействии импульса основной и третьей гармоник излучения интенсивностью около 10^{14} Вт/см². Так же, как и для легких твердых материалов, для тяжелых металлов зарегистрировано значительное увеличение (в 2–3 раза) доли энергии лазерного излучения, преобразованной в энергию ударной волны, при воздействии импульса излучения третьей гармоники по сравнению с воздействием импульса основной гармоники. Исследовано влияние радиационных процессов на эффективность преобразования лазерной энергии в энергию ударной волны.

PACS: 52.38.-g, 52.38.Mf, 62.50.+p

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа продолжает цикл экспериментов на иодном лазере PALS, посвященных исследованию эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию ударной волны, которая возбуждается в твердом веществе при воздействии на мишень пучка ионизирующего лазерного излучения. Передача энергии мощного лазерного импульса твердой части мишени происходит посредством аб-

ляционного процесса, который в общем случае включает в себя нагрев и испарение вещества на границе мишени под действием внешнего источника энергии, образование давления в испаренной части мишени (плазменном факеле) и, как следствие, возбуждение гидродинамического движения в неиспаренной части мишени.

Исследования лазерной генерации ударных волн представляют интерес не только для физики фундаментальных гидродинамических явлений, протекающих при воздействии на твердое вещество давлений мегабарного диапазона, но и для практических приложений, связанных в первую очередь с инерциаль-

*E-mail: guskov@sci.lebedev.ru

**А. Kasperczyk, Т. Pisarczyk, S. Borodziuk, J. Ullschmied, E. Krousny, K. Masek, M. Pfeifer, J. Skala, P. Pisarczyk

ным термоядерным синтезом и технологией обработки материалов. Для работ в обеих этих областях знание характеристик воздействия лазерного импульса на мишень, относящихся к амплитудам давления в плазменном факеле и ударной волне в твердой части мишени, имеет определяющее значение.

Предыдущие эксперименты [1, 2] цикла были посвящены исследованиям влияния на характер протекания гидродинамических процессов условий облучения мишени лазерным импульсом и проводились с идентичными плоскими, массивными мишенями из одного и того же металла — алюминия — при изменении параметров воздействующего лазерного излучения в широком диапазоне. Эксперименты были выполнены для двух гармоник излучения иодного лазера, а именно, основной и третьей (длины волн, соответственно, 1.315 мкм и 0.438 мкм) при изменении интенсивности излучения от $2.5 \cdot 10^{13}$ до $2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Изменение интенсивности достигалось как за счет изменения энергии лазерного импульса (от 100 до 360 Дж), так и за счет изменения радиуса лазерного пучка (от 35 до 600 мкм).

Выбор материала мишени был обусловлен стремлением на этом этапе экспериментов иметь в максимальной степени определенную картину влияния на результаты измерений свойств вещества мишени в части ионизационных и радиационных процессов, протекающих в плазменном факеле. При указанных выше параметрах лазерного импульса в образующейся плазме легкого металла, алюминия, имеет место относительно простая динамика ионизационных процессов, когда вещество с высокой степенью точности можно считать полностью ионизованным. Кроме того, в этих условиях роль собственного излучения плазмы в общей иерархии процессов ее образования оказывается незначительной, что позволяло исключить радиационную компоненту из энергетического баланса.

Энергия ударной волны определялась с помощью измерения объема кратера, образующегося на поверхности мишени. При различных условиях облучения были определены энергетические характеристики воздействия лазерного импульса на мишень из алюминия, а именно, эффективность абляционного нагружения — доля энергии плазменного факела, переданная ударной волне — и эффективность лазерного нагружения — доля всей энергии лазерного импульса, переданная ударной волне. Был установлен ряд важных связей этих характеристик с параметрами воздействующего лазерного излучения. Обнаружена сильная зависимость эффективности лазерного нагружения от условий облучения мишени,

связанная с относительной ролью обратного тормозного и резонансного механизмов поглощения излучения, а также с ролью двумерных эффектов разлета плазменного факела. В частности, при высокой интенсивности лазерного излучения основной гармоники, превышающей величину 10^{15} Вт/см², было установлено значительное увеличение эффективности абляционного нагружения за счет переноса поглощенной лазерной энергии в плотные слои плазменного факела быстрыми электронами, которые генерировались при резонансном поглощении излучения.

В данной работе исследуется зависимость эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию ударной волны от характеристик вещества мишени. С этой целью эксперименты были выполнены при неизменных, выбранных на основании экспериментов предыдущего цикла, условиях облучения мишеней из различных, в том числе, тяжелых металлов, для которых образование плазменного факела сопровождается преобразованием значительной доли поглощенной лазерной энергии в собственное излучение плазмы. Экспериментально установлены величины энергии ударной волны для мишеней из меди, серебра и свинца и проведено количественное сравнение эффективностей лазерного нагружения тяжелых металлов и алюминия. Обсуждается влияние на эффективность лазерного нагружения тяжелых металлов процесса преобразования лазерной энергии в энергию собственного излучения плазменного факела.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ЭНЕРГИЮ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Передача энергии от лазерного импульса ударной волне, распространяющейся в твердой части мишени, включает два процесса: передачу энергии от лазерного излучения плазменному факелу и передачу энергии от плазменного факела ударной волне. Эффективности лазерного и абляционного нагружения связаны через коэффициент передачи энергии лазерного импульса плазменному факелу:

$$\eta = K_p \sigma. \quad (1)$$

Здесь $\eta = E_{sw}/E_L$ — эффективность лазерного нагружения, E_{sw} — энергия вещества за фронтом ударной волны в неиспаренной части мишени в момент окончания лазерного импульса, E_L — энергия

лазерного импульса, $\sigma = E_{sw}/E_p$ — эффективность абляционного нагружения, E_p — энергия плазменного факела, $K_p = E_p/E_L$ — коэффициент передачи энергии лазерного импульса плазменному факелу.

Эффективность передачи энергии плазменному факелу определяется процессами поглощения лазерного излучения в плазменном факеле и потерями энергии за счет собственного излучения плазмы:

$$K_p = K_{ab} - K_r. \quad (2)$$

В этом выражении коэффициент K_{ab} поглощения лазерного излучения представляет собой отношение поглощенной в плазменном факеле энергии к лазерной энергии: $K_{ab} = E_{ab}/E_L$, а коэффициент K_r конверсии лазерного излучения в рентгеновское равен отношению энергии собственного излучения плазменного факела, покидающего мишень, к лазерной энергии: $K_r = E_r/E_L$.

Общее решение задачи о передаче энергии ударной волне, распространяющейся в глубь полубесконечного слоя плотностью ρ_0 от его поверхности, через которую поступает поток энергии внешнего источника и происходит испарение вещества плотностью ρ_a , получено в работе [3]. Это решение показывает, что эффективность абляционного нагружения зависит только от отношения плотностей ρ_a и ρ_0 и значений показателей адиабаты испаренного вещества и вещества за фронтом ударной волны γ_a и γ_s .

В условиях, когда абляционная плотность ρ_a значительно меньше, чем плотность мишени ρ_0 (именно такая ситуация отвечает абляционному процессу под действием лазерного излучения с длиной волны, превышающей 0.3–0.4 мкм), эффективность абляционного нагружения составляет значения, значительно меньшие 1, и решение для нее имеет простой вид:

$$\sigma_p = 2^{3/2} \frac{\gamma_a^2 - 1}{\gamma_a^{3/2}} \left(\frac{\gamma_a + 1}{\gamma_s + 1} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

$$\rho_a \ll \rho_0.$$

Этот результат легко понять из простых оценок. Действительно, поток энергии на границе испарения (абляционной поверхности) пропорционален потоку тепловой и кинетической энергии испаренного вещества, $I_a \propto P_a(P_a/\rho_a)^{1/2}$ (P_a — давление на абляционной поверхности). Поток энергии на фронте ударной волны в твердой части мишени определяется через давление P_c вещества за ее фронтом $I_{sw} \propto P_c(P_c/\rho_0)^{1/2}$. При $\rho_a \ll \rho_0$ величины давления по обе стороны границы испарения с точностью до постоянного множителя, зависящего только от постоянных адиабаты в обеих частях мишени, равны:

$P_c \approx P_a$. Отсюда для эффективности абляционного нагружения получаем

$$\sigma = I_{sw}/I_a \propto (\rho_a/\rho_0)^{1/2}.$$

Поток энергии из плазменного факела в неиспаренную часть мишени устанавливается в процессе поглощения лазерного излучения, переноса поглощенной энергии и разлета плазменного факела. Одной из определяющих его величину параметров является абляционная плотность. В условиях экспериментов на установке PALS могут быть реализованы условия двух механизмов поглощения лазерного излучения: обратного тормозного и резонансного. В обоих случаях поглощение происходит вблизи области плазменного резонанса, т. е. в области плазмы с критической плотностью:

$$\rho_{cr} [\text{г/см}^3] = 1.83 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Z} (\lambda [\text{мкм}])^{-2}. \quad (4)$$

Здесь A и Z — соответственно атомный вес ядер плазмы и средний заряд ионов плазмы, λ — длина волны лазерного излучения.

Перенос энергии в глубь плазменного факела может приводить к увеличению абляционной плотности по сравнению с критической. Перенос энергии со скоростью, превышающей скорость переноса гидродинамических возмущений, может осуществляться быстрыми электронами, которые образуются при резонансном поглощении лазерного излучения, и собственным излучением плазмы. При воздействии на мишень лазерного пучка, радиус которого меньше характерной длины разлета испаряющегося вещества за время действия лазерного импульса, абляционная плотность понижается по сравнению с критической плотностью за счет бокового расширения плазменного факела.

В предыдущем цикле экспериментов [1, 2] была исследована эффективность лазерного нагружения алюминия при обоих механизмах поглощения лазерного излучения в условиях различной степени двумерности разлета плазменного факела. Приведем основные результаты этих исследований для последующего сравнения с результатами экспериментов данной работы. Коэффициент конверсии лазерного излучения в тепловое излучение плазмы алюминия незначителен. Доля энергии теплового излучения составляет не более 5–7% от поглощенной в плазме энергии [4]. Поэтому в этом случае можно пренебречь как потерями энергии плазмы на собственное излучение, так и переносом поглощенной энергии в глубь мишени, полагая тем самым, что

коэффициент передачи энергии плазменному факелу представляет собой просто коэффициент поглощения, $K_p \approx K_{ab}$.

Как известно, обратное тормозное поглощение играет доминирующую роль в том случае, когда параметр $I\lambda^2$ не превышает значение 10^{15} Вт · мкм²/см². В экспериментах [1] на установке PALS для обеих гармоник излучения это условие выполнялось при изменении интенсивности излучения в пределах 10^{13} – $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Для энергии лазерного импульса, равной $E_L = 100$ Дж, такое изменение интенсивности достигалось за счет вариации радиуса лазерного пучка от 600 до 100 мкм. Эксперименты показали, что при одинаковых значениях интенсивности лазерного импульса во всем указанном выше диапазоне ее изменения эффективность лазерного нагружения алюминия при воздействии излучения третьей гармоники была значительно, в 2.5–4.8 раза, выше, чем при воздействии излучения первой гармоники: в случае третьей гармоники значения эффективности лазерного нагружения лежали в интервале $(1-1.6) \cdot 10^{-2}$, в случае первой гармоники — в интервале $(0.2-0.6) \cdot 10^{-2}$. При этом для обоих вариантов облучения эффективность лазерного нагружения немонотонно изменялась с изменением радиуса лазерного пучка (интенсивности излучения), достигая максимума вблизи значения радиуса $R_L = 300$ мкм ($I = 8.8 \cdot 10^{13}$ Вт/см²).

Основной вклад в увеличение эффективности лазерного нагружения для третьей гармоники вносит сильная зависимость роста эффективности абляционного нагружения с увеличением абляционной плотности. При обратном тормозном поглощении абляционная плотность близка к критической плотности плазмы. Поскольку $\rho_{cr} \propto \lambda^{-2}$ (см. (4)), согласно (3) получаем:

$$\sigma \propto \rho_a^{1/2} \approx \rho_{cr}^{1/2} \propto \lambda^{-1}.$$

Немонотонный характер зависимости эффективности лазерного нагружения от интенсивности лазерного импульса связан с влиянием эффекта двумерного разлета плазменного факела, который привел к уменьшению абляционной плотности и коэффициента поглощения излучения. При заданной энергии и длительности лазерного импульса эффект двумерного разлета увеличивался с уменьшением радиуса лазерного пучка как за счет собственно уменьшения радиуса, так и за счет увеличения интенсивности воздействующего излучения. Причем при прочих равных условиях этот эффект проявляется для случая первой гармоники более сильно, чем

для случая третьей гармоники. Оба эти положения следуют из простой оценки скорости звука в области выделения энергии лазерного импульса, вытекающей из условия непрерывности потока поглощенной лазерной энергии:

$$c_{cr}^2 \propto (K_{ab}I/\rho_{cr})^{2/3} \propto (K_{ab}I)^{2/3}\lambda^{4/3}.$$

Условие значительного вклада резонансного механизма поглощения лазерного излучения, а именно, условие превышения параметром $I\lambda^2$ величины 10^{15} Вт · мкм²/см² достигалось в экспериментах на установке PALS при использовании импульса основной гармоники излучения (более длинноволновой) с интенсивностью, которая изменялась в пределах 10^{15} – $2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² [2]. Столь высокие значения интенсивности обеспечивались при использовании лазерного импульса с энергией 360 Дж, а также при фокусировке лазерного пучка на поверхности мишени в пятно радиусом, меньшим 200 мкм. При этих условиях эффективность лазерного нагружения монотонно возрастала с ростом интенсивности, достигая значений, близких к максимальным для первой гармоники в условиях обратного тормозного поглощения: $\eta \approx 6.8 \cdot 10^{-3}$ при $I = 2.6 \cdot 10^{16}$ Вт/см² ($R_L = 35$ мкм).

Важно отметить, что в экспериментах [2] высокие значения параметра $I\lambda^2$ достигались в условиях сильно выраженного двумерного разлета плазменного факела — фактора, понижающего не только абляционную плотность, но и коэффициент поглощения лазерного излучения. Тем не менее эффективность лазерного нагружения алюминия возрастала с усилением эффекта двумерного разлета. Рост эффективности лазерного нагружения алюминия с ростом интенсивности воздействующего излучения в условиях резонансного поглощения и незначительной роли радиационных процессов связан с увеличением абляционной плотности за счет переноса поглощенной лазерной энергии быстрыми электронами.

Быстрые электроны образуются в области критической плотности плазмы, поэтому перенос ими энергии в глубь мишени приводит к нагреву области плазменного факела с плотностью, превышающей критическую плотность. Пробег L быстрого электрона в плазме растет с ростом его энергии E_e как $L \propto E_e^2$ (см., например [5]). В свою очередь энергия быстрого электрона растет с увеличением интенсивности и длины волны лазерного излучения как $E_e \propto (I\lambda^2)^{1/2}$ (см., например, [6]), поэтому пробег быстрого электрона достаточно быстро, линейно, растет с увеличением интенсивности лазерного излучения. В результате абляционная плотность и,

следовательно, эффективность абляционного нагружения растут с увеличением интенсивности, несмотря на усиливающийся эффект двумерного разлета. Этот рост превышает уменьшение коэффициента поглощения излучения, что приводит к общему увеличению эффективности лазерного нагружения с ростом интенсивности.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исходя из целей данной работы, условия облучения мишеней были выбраны таким образом, чтобы, с одной стороны, исключить влияние на состояние плазменного факела переноса энергии быстрыми электронами и минимизировать эффекты двумерного разлета испаренного вещества мишени, а с другой стороны, обеспечить высокие коэффициенты поглощения лазерного излучения и его конверсии в собственное излучение плазмы. Эксперименты проводились при энергии импульса лазера PALS около 100 Дж для обеих гармоник излучения (основной и третьей). Радиус лазерного пучка был выбран равным 300 мкм. При длительности лазерного импульса 0.4 нс указанные выше параметры обеспечивали интенсивность воздействующего на мишень излучения 10^{14} Вт/см², которая для излучения обеих гармоник отвечает обратному тормозному поглощению излучения.

Выбор условий облучения основывался на экспериментах предыдущего цикла, которые показали, что при использовании указанной интенсивности образование плазменного факела мишени из алюминия происходит в результате гидродинамического переноса энергии, без влияния переноса энергии быстрыми электронами. Кроме того, эти эксперименты показали, что для обеих гармоник излучения при лазерной энергии 100 Дж радиус лазерного пучка 300 мкм близок к оптимальному в том смысле, что обеспечивает достаточно высокую интенсивность лазерного импульса и, следовательно, большой коэффициент поглощения излучения и вместе с тем не слишком большое снижение эффективности абляционного нагружения за счет бокового разлета плазменного факела. Оба эти обстоятельства в экспериментах [1] при энергии лазерного импульса 100 Дж определяли максимальную эффективность лазерного нагружения мишени из алюминия именно при радиусе 300 мкм.

Энергия ударной волны определялась по надежно апробированной в экспериментах [1, 2] методике, основанной на измерении объема кратера, образу-

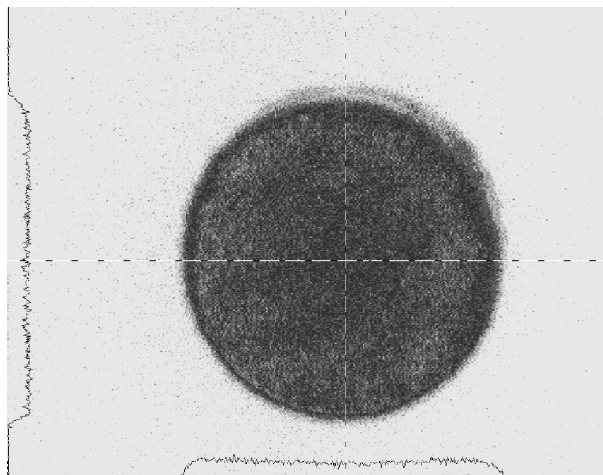


Рис. 1. Картина распределения интенсивности по поперечному сечению лазерного пучка

щегося на поверхности мишени при ее облучении лазерным пучком с высокой однородностью распределения интенсивности. Распределение интенсивности по поперечному сечению лазерного пучка регистрировалось CCD-камерой в каждом лазерном выстреле (рис. 1). В качестве примера на рис. 2 представлены прописи (в двух ортогональных направлениях) форм кратеров для двух экспериментов при воздействии на мишень из свинца импульсов излучения первой и третьей гармоник, которые иллюстрируют гладкость поверхности кратера и его симметрию относительно оси лазерного пучка.

Образование кратера происходит в результате фазовых превращений (плавления и испарения) вещества мишени за фронтом ударной волны. Как показали исследования работ [1, 2], энергетические затраты на образование кратера определяются наименее энергоемким процессом — процессом плавления. Длительность импульса лазера PALS, равная 0.4 нс, значительно, в 100–200 раз меньше времени затухания кратерообразующей ударной волны [1, 2], поэтому с большой степенью точности объем кратера определяется энергией E_{sw} , которая была передана веществу за фронтом ударной волны за время действия лазерного импульса:

$$\Omega \approx \frac{E_{sw}}{\varepsilon \rho_0}. \quad (5)$$

Здесь $\varepsilon = c_v T_m + w_m$ — энергия, необходимая для плавления единицы массы вещества, c_v — удельная теплоемкость, T_m — температура плавления, w_m — удельная теплота плавления.

Согласно двумерным численным расчетам [7],

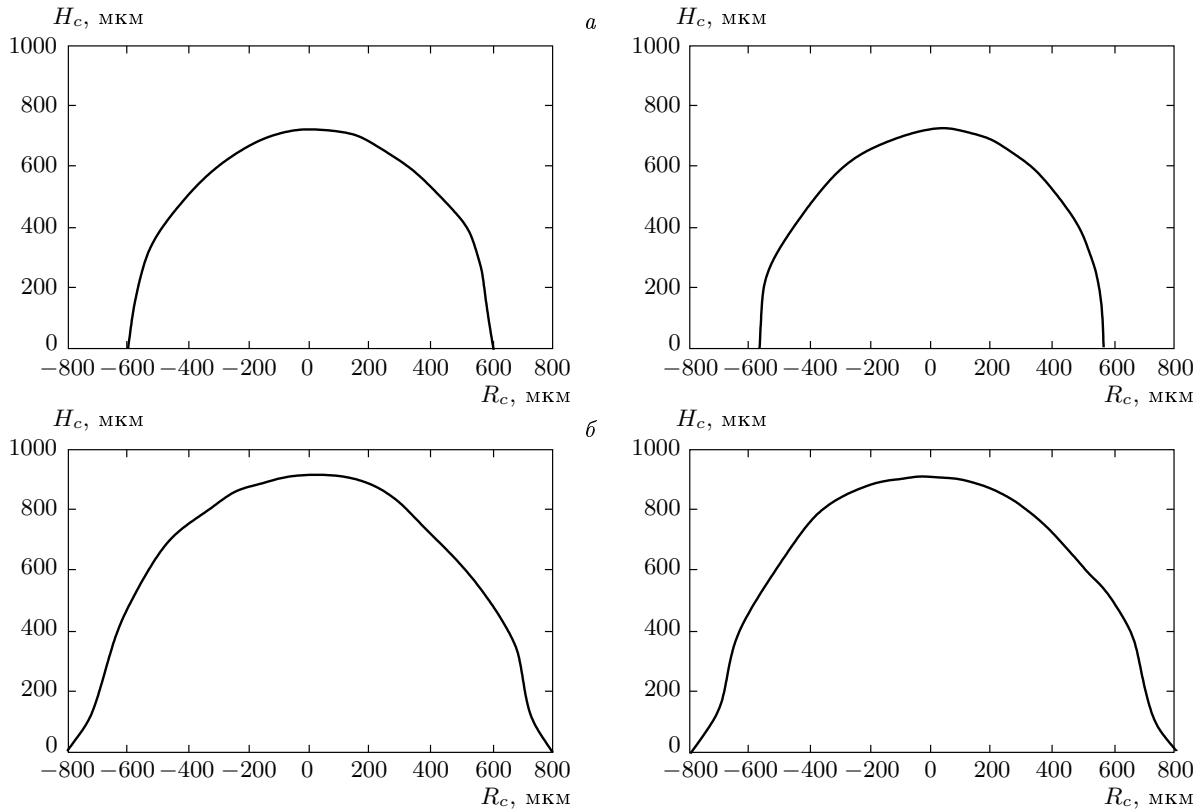


Рис. 2. Формы кратеров в двух ортогональных направлениях для экспериментов со свинцовой мишенью: $R_L = 300$ мкм, *a* — $E_L = 96$ Дж, $\lambda = 1.315$ мкм, *б* — $E_L = 100$ Дж, $\lambda = 0.438$ мкм, H_c и R_c — соответственно продольный и поперечный размеры кратера

энергия ударной волны на 10–15 % превышает значение, определяемое формулой (5). Причина этого состоит в том, что часть энергии содержится в ударной волне, амплитуда давления которой не достаточно для плавления металла. Кроме того, температура расплавленного металла, усредненная по его массе, как правило, превышает температуру его плавления.

В табл. 1–4 показаны условия и результаты экспериментов с мишенями из алюминия, меди, серебра и свинца. В табл. 1 включены также результаты экспериментов предыдущего цикла с мишенями из алюминия. Соответствующие этим данным строки табл. 1 отмечены ссылкой [1] около значения энергии лазерного импульса.

Энергия ударной волны определялась по формуле (5) с использованием значения объема кратера, измеренного в эксперименте. Величины c_v , T_m и w_m для каждого из металлов были взяты из работы [8]. Значения эффективности лазерного нагружения для каждого из металлов при воздействии

излучения одной и той же гармоники, как и следовало ожидать, близки друг к другу. Поэтому для удобства анализа они приведены к единому среднему значению η_a .

Отметим основные особенности полученных результатов. Эффективность лазерного нагружения для всех исследованных металлов не превышает величины $1.5 \cdot 10^{-2}$, причем для обеих гармоник излучения ее наибольшее значение отвечает наиболее легкому металлу алюминию, а сама зависимость этой величины от атомного номера и плотности исследованных металлов имеет немонотонный характер: эффективность лазерного нагружения уменьшается примерно в 2 раза при переходе от алюминия к меди, практически не изменяется при переходе от меди к серебру и увеличивается при переходе от серебра к свинцу в 1.5–2 раза. Для всех металлов эффективность лазерного нагружения при воздействии излучения третьей гармоники в 2–3 раза выше, чем при воздействии излучения первой гармоники.

Таблица 1

Алюминий: атомный вес $A = 27$, атомный номер $N = 13$, плотность $\rho_0 = 2.7 \text{ г/см}^3$, энергия плавления $\varepsilon = 995 \text{ Дж/г}$, $\varepsilon\rho_0 = 2686 \text{ Дж/см}^3$										
Условия эксперимента		Экспериментальные результаты				Расчетные данные				
E_L , Дж	λ , мкм	Ω , 10^{-4} см^3	E_{sw} , Дж	$\eta = E_{sw}/E_L$, 10^{-2}	η_a , 10^{-2}	ρ_{cr} , 10^{-3} г/см^3	ρ_{cr}/ρ_0 , 10^{-3}	σ , 10^{-2}	$\chi = \frac{\sigma}{\sigma_1}$	K_p , 10^{-2}
92.3	1.315	1.56	0.42	0.45	0.41	2.1	0.78	0.79	0.68	52
100 [1]	1.315	1.41	0.38	0.38						
105	1.315	1.45	0.39	0.37						
100 [1]	0.438	4.82	1.30	1.30	1.31	18.9	7	2.81	0.81	47
105	0.438	5.09	1.37	1.31						
133	0.438	6.33	1.7	1.31						

Таблица 2

Медь: атомный вес $A = 63$, атомный номер $N = 29$, плотность $\rho_0 = 8.9 \text{ г/см}^3$, энергия плавления $\varepsilon = 621 \text{ Дж/г}$, $\varepsilon\rho_0 = 5527 \text{ Дж/см}^3$										
Условия эксперимента		Экспериментальные результаты				Расчетные данные				
E_L , Дж	λ , мкм	Ω , 10^{-4} см^3	E_{sw} , Дж	$\eta = E_{sw}/E_L$, 10^{-2}	η_a , 10^{-2}	ρ_{cr} , 10^{-3} г/см^3	ρ_{cr}/ρ_0 , 10^{-3}	σ , 10^{-2}	$\chi = \frac{\sigma}{\sigma_1}$	K_p , 10^{-2}
92.9	1.315	0.33	0.18	0.2	0.21	3.15	0.35	0.56	0.73	38
104	1.315	0.42	0.23	0.22						
103	0.438	1.12	0.61	0.6	0.61	28.3	3.2	1.98	0.84	31
109	0.438	1.22	0.67	0.62						

Таблица 3

Серебро: атомный вес $A = 107$, атомный номер $N = 47$, плотность $\rho_0 = 10.5 \text{ г/см}^3$, энергия плавления $\varepsilon = 340 \text{ Дж/г}$, $\varepsilon\rho_0 = 3570 \text{ Дж/см}^3$										
Условия эксперимента		Экспериментальные результаты				Расчетные данные				
E_L , Дж	λ , мкм	Ω , 10^{-4} см^3	E_{sw} , Дж	$\eta = E_{sw}/E_L$, 10^{-2}	η_a , 10^{-2}	ρ_{cr} , 10^{-3} г/см^3	ρ_{cr}/ρ_0 , 10^{-3}	σ , 10^{-2}	$\chi = \frac{\sigma}{\sigma_1}$	K_p , 10^{-2}
85	1.315	0.50	0.18	0.2	0.21	4.2	0.4	0.63	0.75	32
88	1.315	0.54	0.19	0.22						
105	0.438	1.57	0.56	0.54	0.56	37.8	3.54	2.2	0.86	25
105	0.438	1.73	0.61	0.58						

Таблица 4

Свинец: атомный вес $A = 208$, атомный номер $N = 82$, плотность $\rho_0 = 11.34 \text{ г/см}^3$, энергия плавления $\varepsilon = 71 \text{ Дж/г}$, $\varepsilon\rho_0 = 805 \text{ Дж/см}^3$										
Условия эксперимента		Экспериментальные результаты				Расчетные данные				
E_L , Дж	λ , мкм	Ω , 10^{-4} см^3	E_{sw} , Дж	$\eta = E_{sw}/E_L$, 10^{-2}	η_a , 10^{-2}	ρ_{cr} , 10^{-3} г/см^3	ρ_{cr}/ρ_0 , 10^{-3}	σ , 10^{-2}	$\chi = \frac{\sigma}{\sigma_1}$	K_p , 10^{-2}
95	1.315	4.95	0.41	0.42	0.41	7.35	0.65	0.85	0.79	48
96	1.315	4.90	0.39	0.4						
100	0.438	9.82	0.79	0.79	0.84	66.2	5.84	2.82	0.89	30
121	0.438	10.21	0.82	0.82						
122	0.438	11.32	0.91	0.91						

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ установленных в эксперименте закономерностей передачи энергии лазерного импульса ударной волне в тяжелых металлах требует привлечения дополнительных литературных данных по коэффициенту поглощения лазерного излучения и его трансформации в собственное излучение плазмы, степени ионизации плазменного факела, уравнению состояния плазменного факела и ударной адиабате вещества мишени. Рассмотрим, прежде всего, процесс передачи энергии от плазменного факела ударной волне в условиях данных экспериментов. Отношение эффективности лазерного нагружения тяжелых металлов при воздействии излучения третьей гармоники к эффективности в случае первой гармоники примерно равно отношению длин волн использованного излучения. Это указывает на то, что, как и в случае легкого металла алюминия, в условиях обратного тормозного поглощения излучения основной вклад в формирование абляционной плотности вносит процесс выделения лазерной энергии в области критической плотности плазмы. В связи с этим в качестве базового приближения анализа было выбрано приближение отсутствия влияния на формирование абляционной плотности процесса переноса энергии в глубь мишени собственным излучением плазменного факела.

Как и в работе [1], будем использовать двумерную модель генерации ударной волны в твердой мишени под действием давления плазменного факела, разлет которого описывается в изотермическом приближении с поправкой на боковое движение в виде функции отношения размера факела ξ к радиусу лазерного пучка R_L . В рамках этой модели решение

для эффективности абляционного нагружения имеет вид [1]

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_1 \chi, \quad \sigma_1 = C_1 \left(\frac{\rho_{cr}}{\rho_0} \right)^{1/2}, \\ \chi &= \left[1 + (C_2^7 C_3^2)^{-1/3} \frac{\xi}{R_L} \right]^{-1}, \\ \xi &= \left(\frac{8C_2^2}{3} \right)^{1/6} \left(\frac{K_p I}{\rho_{cr}} \right)^{1/3} \tau. \end{aligned} \tag{6}$$

Здесь σ_1 — эффективность абляционного нагружения при плоском разлете плазменного факела, χ — коэффициент снижения эффективности абляционного нагружения за счет двумерного разлета плазменного факела, а коэффициенты C_1 , C_2 и C_3 выражаются через постоянные адиабаты вещества плазменного факела и твердой мишени:

$$\begin{aligned} C_1 &= \left(\frac{6}{\pi} \right)^{3/4} \left[\frac{(\gamma + 1)^3}{\gamma_s + 1} \right]^{1/2} \frac{\gamma - 1}{3\gamma - 1}, \\ C_2 &= \left[\frac{3(3\gamma - 1)}{16(\gamma - 1)} \right]^{1/2}, \quad C_3 = \left[\frac{3(9\gamma - 7)}{16(\gamma - 1)} \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Для расчета эффективности абляционного нагружения исследованных металлов были использованы следующие значения показателей адиабаты и степени ионизации вещества плазменного факела. Как и в работе [1], плазма алюминия предполагалась полностью ионизованной, $Z = 13$, $\gamma = 5/3$, $\gamma_s = 7/4$. Для степени ионизации плазменного факела тяжелых металлов были использованы следующие расчетные оценки: для меди $Z = 20$, для серебра $Z = 25$, для свинца $Z = 30$ (при этом в

связи с тем, что степень ионизации тяжелых металлов в условиях данных экспериментов велика, незначительные отличия степени ионизации в несколько единиц для случаев воздействия излучения различных гармоник не учитывались). Показатели адиабаты были выбраны равными $\gamma = 1.4$, $\gamma_s = 2$ [9]. Расчет проводился по формулам (6), при этом коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию K_p плазменного факела в выражении для размера ξ плазменного факела определялся из соотношения (1) с использованием экспериментального значения эффективности лазерного нагружения η_a .

Результаты расчетов приведены в соответствующих разделах табл. 1–4. Зависимость эффективности абляционного нагружения от атомного номера металла для каждой из гармоник воздействующего излучения имеет немонотонный характер, обусловленный немонотонным характером зависимости от атомного номера отношения плотностей ρ_{cr}/ρ_0 . При переходе от алюминия к меди эффективность абляционного нагружения уменьшается примерно в 1.4 раза (от 0.0079 до 0.0056 для первой и от 0.0281 до 0.0198 для третьей гармоник излучения), за счет значительного превышения плотности меди над плотностью алюминия. Это превышение даже при возрастании критической плотности, соответствующем переходу от алюминия к меди, обеспечивает такое уменьшение отношения ρ_{cr}/ρ_0 , которое приводит к уменьшению эффективности абляционного нагружения, несмотря на снижение роли эффекта двумерного разлета плазменного факела с ростом атомного веса металла.

При переходе от меди к серебру и далее от серебра к свинцу эффективность абляционного нагружения растет, достигая для свинца величин, превосходящих, хотя и не значительно, результаты для алюминия. Значения нормальной плотности для этих веществ близки, зато критическая плотность при переходе от меди к серебру и от серебра к свинцу возрастает за счет увеличения отношения A/Z . Дополнительный вклад в увеличение абляционного давления с ростом атомного номера тяжелых металлов вносит снижение роли эффекта двумерного разлета с ростом атомного веса.

Значения эффективности абляционного нагружения каждого из металлов для третьей гармоники излучения более, чем в три раза выше, чем для первой гармоники. Величина этого превышения оказывается больше, чем отношение длин волн, соответствующее росту $\rho_{cr}^{1/2}$ с увеличением длины волны. Как уже отмечалось выше при обсуждении экспериментов работы [1], этот факт объясняется тем, что

степень снижения эффективности абляционного нагружения за счет бокового разлета плазменного факела в случае третьей гармоники меньше, чем для первой, за счет более низкой температуры и, следовательно, скорости звука в плазме с более высокой плотностью в области выделения энергии лазерного излучения.

Проведем теперь сопоставление расчетных значений доли энергии K_p плазменного факела с литературными данными, относящимися к коэффициентам поглощения K_{ab} лазерного излучения и конверсии K_r лазерного излучения в рентгеновское. Соотношение между этими коэффициентами дается выражением (2).

Расчетные коэффициенты преобразования лазерной энергии в энергию K_p плазменного факела для алюминия 0.52 и 0.47 (см. табл. 1) при указанных выше значениях коэффициента конверсии $K_r \approx 0.05$ –0.1 соответствуют коэффициенту поглощения K_{ab} в диапазоне 0.5–0.6 для обеих гармоник излучения. Этот результат лежит в интервале значений, соответствующих данным экспериментов и численных расчетов [10, 11]. Тот факт, что коэффициент поглощения излучения обеих гармоник в плазме алюминия примерно одинаков, тогда как можно было бы ожидать большего его значения для случая третьей гармоники по сравнению со случаем первой гармоники, объясняется влиянием эффектов двумерного разлета плазменного факела [1].

В плазме высокозарядных ионов тяжелых металлов коэффициент обратного тормозного поглощения высок, для интенсивности лазерного излучения 10^{14} Вт/см² он близок к 1. Поэтому расчетные значения K_p (см. табл. 1) дают для тяжелых металлов следующие значения коэффициента конверсии K_r , соответственно, в случае первой и третьей гармоник излучения: для меди $K_r \approx 0.6$ и $K_r \approx 0.7$, для серебра $K_r \approx 0.7$ и $K_r \approx 0.75$, для свинца $K_r \approx 0.5$ и $K_r \approx 0.7$.

Прежде всего, следует отметить, что расчетные значения коэффициента конверсии в рентгеновское излучение для тяжелых металлов лежат в диапазоне 0.5–0.8, который в целом соответствует экспериментальным и расчетным результатам (см., например, обзоры [12, 13]). Более того, для всех металлов коэффициент конверсии для третьей гармоники больше, чем для первой гармоники, что также соответствует литературным данным и объясняется более плотной областью генерации излучения в первом случае. Далее, для меди и серебра коэффициент конверсии увеличивается с ростом атомного номера металла при воздействии обеих гармоник, что также соответству-

ет литературным данным. В случае третьей гармоники для свинца коэффициент конверсии по крайней мере не уменьшается по сравнению со случаем серебра.

Явное исключение из этой закономерности представляет собой коэффициент конверсии плазмы свинца при воздействии на мишень излучения первой гармоники. Он оказывается существенно ниже коэффициента конверсии серебра и даже ниже коэффициента конверсии меди для первой гармоники излучения. Это обстоятельство дает основание сделать вывод о том, что в случае воздействия на свинец излучения первой гармоники рассчитанные в приближении выделения энергии лазерного излучения в области плазмы с критической плотностью значение коэффициента преобразования лазерной энергии в энергию плазменного факела, $K_p = 0.48$, оказывается завышенным, значение эффективности абляционного нагружения, $\sigma = 0.085$, соответственно, заниженным по сравнению с реальными значениями этих характеристик. С учетом того, что коэффициент конверсии для свинца должен быть не меньше коэффициентов конверсии для меди и серебра, т. е. не меньше примерно 0.7, видно, что значение K_p завышено, а значение σ занижено не менее, чем в 1.6 раза.

Поскольку для плазмы тяжелых ионов свинца влияние двумерных эффектов на состояние плазменного факела незначительно, можно предположить, что причина занижения эффективности абляционного нагружения в расчетах состоит в том, что фактическое значение абляционной плотности плазмы свинца выше, чем критическая плотность. Поскольку $\sigma \propto \rho_a^{1/2}$, для того чтобы согласовать расчетный результат по коэффициенту конверсии плазмы свинца с литературными данными, следует принять, что абляционная плотность плазмы свинца не менее, чем в 2.5 раза выше критической плотности. В условиях пониженной электронной теплопроводности плазмы высокозарядных ионов свинца и отсутствия генерации быстрых электронов при использованной в эксперименте относительно невысокой интенсивности лазерного излучения причиной увеличения абляционной плотности может быть только перенос поглощенной лазерной энергии в глубь мишени собственным излучением плазмы.

Тот факт, что расчетное значение коэффициента конверсии в рентгеновское излучение плазмы свинца для третьей гармоники воздействующего излучения близко к характерным значениям для тяжелых металлов и, следовательно, перенос энергии излучением в глубь мишени не играет столь суще-

ственной роли, как это имеет место в случае первой гармоники, объясняется значительно более высокой плотностью плазмы в области поглощения излучения третьей гармоники. Действительно, критическая плотность плазмы для третьей гармоники излучения в 9 раз выше, чем для первой гармоники, и составляет около 0.07 г/см^3 . С ростом плотности плазмы уменьшается пробег квантов излучения (как $\rho^{-(3/2+2)}$ [14]) и увеличивается масса вещества в области выделения энергии, поэтому при примерно одинаковой поглощенной энергии относительное увеличение плотности прогретой излучением плазмы будет существенно выше в случае первой гармоники, чем в случае третьей.

Изложенные выше результаты анализа экспериментальных и теоретических данных можно сформулировать в виде следующих выводов. При воздействии лазерного излучения в диапазоне длин волн от 0.438 до 1.315 мкм (который, в том числе, включает длины волн первой и второй гармоник излучения Nd-лазера) с интенсивностью, не превышающей по крайней мере 10^{14} Вт/см^2 , на мишени из меди и серебра перенос энергии собственным излучением плазмы в более глубокие по сравнению с областью поглощения лазерного излучения слои испаренной части мишени не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на эффективность передачи энергии плазменного факела ударной волне в твердой части мишени. Эффективная плотность плазменного факела на границе испарения, которая определяет его давление на твердую часть мишени, представляет собой критическую плотность плазмы, уменьшенную за счет бокового разлета факела. С учетом того, что влияние излучательных процессов на состояние лазерной плазмы снижается с уменьшением атомного номера элемента вещества мишени, этот вывод, по-видимому, может быть обобщен на все твердые материалы, содержащие элементы с атомным номером, не превышающим атомный номер серебра.

Влияние переноса энергии в плотные слои плазмы собственным излучением оказывает влияние на эффективность передачи энергии плазменного факела ударной волне при воздействии излучения иодного лазера с интенсивностью 10^{14} Вт/см^2 на мишень из более тяжелого металла свинца. Причем, влияние этого эффекта оказывается особенно значительным при воздействии более длинноволнового излучения первой гармоники. При указанной интенсивности излучения первой гармоники влияние эффекта переноса энергии собственным излучением в плотную часть мишени превосходит влияние эффекта бокового разлета, так что плотность плазменного

факела ионов свинца на границе испарения оказывается более, чем в 2 раза выше критической плотности плазмы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установленные значения энергии ударной волны, инициируемой при воздействии лазерного пучка на металлы, показывают, что в диапазоне длин волн лазерного излучения от 0.438 до 1.315 мкм и при интенсивности излучения, не превосходящей, по крайней мере, 10^{14} Вт/см² эффективность лазерного нагружения исследованных тяжелых металлов, а именно, меди, серебра и свинца составляет величины более низкие, чем для легкого металла алюминия. Причина этого состоит в значительной потере энергии плазменного факела на собственное излучение и высокой плотности этих тяжелых материалов по сравнению с алюминием.

Эффективность лазерного нагружения меди и серебра приблизительно в 2 раза ниже, чем эффективность лазерного нагружения алюминия. Уменьшение эффективности лазерного нагружения свинца по сравнению с алюминием не столь значительно, как в случае меди и серебра. Величина этого уменьшения снижается при переходе от третьей к первой гармонике лазерного излучения: для третьей гармоники она составляет 1.55, для первой гармоники эффективности лазерного нагружения свинца и алюминия практически одинаковы. Как показывают теоретические исследования, в условиях обсуждаемых экспериментов на процесс формирования плазменного факела свинца, в отличие от случаев меди и серебра, оказывает влияние перенос энергии собственным излучением плазмы в глубь мишени, причем роль этого эффекта возрастает с ростом длины волны излучения.

Представленные результаты свидетельствуют о том, что эксперименты по воздействию лазерного импульса с высокой однородностью распределения интенсивности по поперечному сечению пучка дают возможность проводить количественные исследования физики ударных волн на сверхмегабарном уровне давления в твердом веществе.

Авторы выражают признательность И. Я. Доскачу за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16856, 06-02-91226-ЯФ), Ассоциацией EURATOM-IPPLM (контракт № FU06-CT-2004-00081), Министерством науки и информационной технологии Польши (проект № 3 T10B 024 273) и Министерством школ, молодежи и спорта Чешской республики (проект № LC528).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ю. Гуськов, С. Бородзюк, М. Калал и др., КЭ **34**, 989 (2004).
2. С. Ю. Гуськов, А. Касперчик, Т. Писарчик и др., КЭ **36**, 429 (2006).
3. С. Ю. Гуськов, ЖЭТФ **124**, 1271 (2003).
4. Г. А. Вергунова, Е. М. Иванов, В. Б. Розанов, КЭ **32**, 105 (2003).
5. Yu. V. Afanasiev and S. Yu. Gus'kov, in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, ed. by G. Velarde et al., CRC Press (1993), p. 99.
6. С. Ю. Гуськов, В. В. Зверев, В. Б. Розанов, КЭ **10**, 802 (1983).
7. Yu. V. Afanasiev, V. N. Chichkov, N. N. Demchenko et al., J. Rus. Laser Res. **20**, 89 (1999).
8. *Таблицы физических величин. Справочник*, под ред. И. К. Кикоина, Атомиздат, Москва (1976).
9. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматлит, Москва (1963).
10. C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. Max et al., Phys. Fluids **28**, 2580 (1985).
11. R. Sigel, K. Eidmann, F. Lavarenne et al., Phys. Fluids B **2**, 199 (1990).
12. S. Nakai, Nucl. Fusion **30**, 1779 (1990).
13. J. D. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
14. E. Minguez, R. Munoz, R. Ruiz et al., Laser and Part. Beams **17**, 799 (1999).