

УСКОРЕНИЕ МАКРОЧАСТИЦ ПИКОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

© 2009 г. В. Г. Бородин*, канд. техн. наук; В. М. Комаров*, канд. физ.-мат. наук;
В. А. Малинов*, канд. техн. наук; В. М. Мигель*; С. Н. Оспенникова*; С. Л. Потапов*;
А. В. Чарухчев*, канд. техн. наук; А. А. Андреев**, доктор физ.-мат. наук;
К. Ю. Платонов**, канд. физ.-мат. наук

* Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

** НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: komarov@sbor.net

Представлены результаты исследований ускорения макрочастиц – фрагментов вещества тыльной стороны твердотельной мишени при облучении ее фронтальной поверхности пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 10^{13} – 10^{15} Вт/см². Экспериментально показано, что существуют оптимальные условия для обеспечения максимального импульса откола фрагментов мишени, зависящие от ее толщины и интенсивности лазерного импульса на фронтальной поверхности. Экспериментально продемонстрирована фокусировка расплавленных фрагментов вещества, отколовшихся с тыльной поверхности мишени, выполненной в виде полусферы. Механический импульс откола от такой мишени в 6–7 раз превосходит импульс от плоской мишени той же толщины.

Ключевые слова: ультракороткий лазерный импульс, твердотельная мишень, ускорение потока макрочастиц, механический импульс откола.

Коды OCIS: 320.7130

Поступила в редакцию 11.03.2009

Развитие лазерной техники за последнее десятилетие привело к тому, что в настоящее время (суб)пикосекундные лазеры мультитераваттной мощности широко используются в работах по ускорению пучков заряженных частиц [1] для протонной радиографии [2] и ядерной нуклеоники [3]. Еще одной областью применения таких лазеров могут стать работы по формированию потока фрагментов твердого вещества мишени, ускоряемых до сверхзвуковых скоростей. В частности, иницируемый ультракоротким лазерным импульсом поток частиц микронного и субмиллиметрового размера, ускоренный до скоростей вплоть до десятков км/с может использоваться для моделирования воздействия космической “пыли” на элементы летательных аппаратов. Ускорение фрагментов твердотельных мишеней с помощью наносекундного лазерного импульса достаточно подробно рассматривалось около 20 лет тому назад и результаты опубликованы в обзорах [например, 4].

В данной работе представлены результаты исследований по моделированию ускорения потоков макрочастиц, возникающих при облучении

твердотельных мишеней пикосекундным лазерным импульсом мультитераваттной мощности.

Экспериментальная установка и метод измерения

Эксперименты проводились на лазерной установке ПРОГРЕСС-П [5]. Лазер обеспечивал энергию в пределах 5–25 Дж при длительности импульса порядка 1,0 пс. Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с $f/1,4$ на плоскую алюминиевую мишень толщиной от 7 до 20 мкм. Интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени варьировалась от 10^{13} до 10^{15} Вт/см² путем изменения энергии лазерного импульса и расфокусировки излучения относительно точки фокуса (диаметр пятна фокусировки варьировался в пределах 1–12 мм). Давление остаточного газа в камере взаимодействия составляло $(4–6) \times 10^{-5}$ Тор. В экспериментах измерялся механический импульс фрагментов мишени, отколовшихся с ее тыльной стороны и, оценивались размеры фрагментов отколотого вещества.

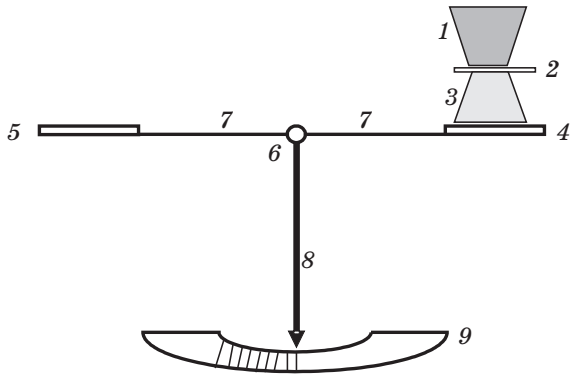


Рис. 1. Схема измерения импульса вещества, отколовшегося от задней поверхности мишени. 1 – сфокусированное лазерное излучение, 2 – мишень, 3 – вещество откола, 4 – приемная площадка, 5 – площадка баланса, 6 – ось вращения, 7 – рычаги, 8 – маятник, 9 – измерительная шкала.

Измеритель (рис. 1) представляет собой маятник, прикрепленный к вращающимся сбалансированным рычагам. Под действием сфокусированного на фронтальную поверхность лазерного излучения ускоренные фрагменты вещества мишени с тыльной стороны, попадая на приемную площадку, закрепленную на конце рычага, передают ей механический импульс, под действием которого рычаг отклоняется на соответствующий угол. Отклонение маятника фиксируется дистанционно с помощью ПЗС видеокамеры. Согласно калибровке, проведенной методом свободного падения известной массы с заданной высоты, чувствительность измерителя составила $0,17 \pm 0,02$ (г см/с)/дел.

В качестве приемных площадок для измерения импульса откола использовались съемные прозрачные стеклянные пластинки толщиной 1,2 мм. Это позволило визуально в проходящем или отраженном свете наблюдать фрагменты отколотого вещества мишени.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 приведены фотографии тыльных поверхностей мишеней, облученных лазерным импульсом, и их сторон, с которых происходил откол фрагментов вещества мишени, а также приемных пластин.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы. Для интенсивностей излучения на мишени до $(1,5-2) \times 10^{13}$ Вт/см² мишень под действием лазерного импульса остается целой или имеют место локальные разрывы. Кроме того, мишень прогибается в направлении давления, связанного с действием лазерного импульса. При этом масса отколовшихся фрагментов вещества мала, что демонстрирует вид приемной площадки измерителя: заметны лишь отдельные фрагменты с поперечным размером в несколько десятков мкм. С ростом интенсивности лазерного импульса до $(5-6) \times 10^{13}$ Вт/см² вместе с отколом вещества от задней поверхности мишени происходит и разрыв мишени как целого. Плотность фрагментов вещества на приемной площадке, а значит и его масса, заметно возрастает, что отражается и на росте импульса откола (рис. 3). Поперечные размеры отколовшихся от тыльной поверхности фрагментов находятся в диапазоне от десятков до сотен мкм, а их толщи-

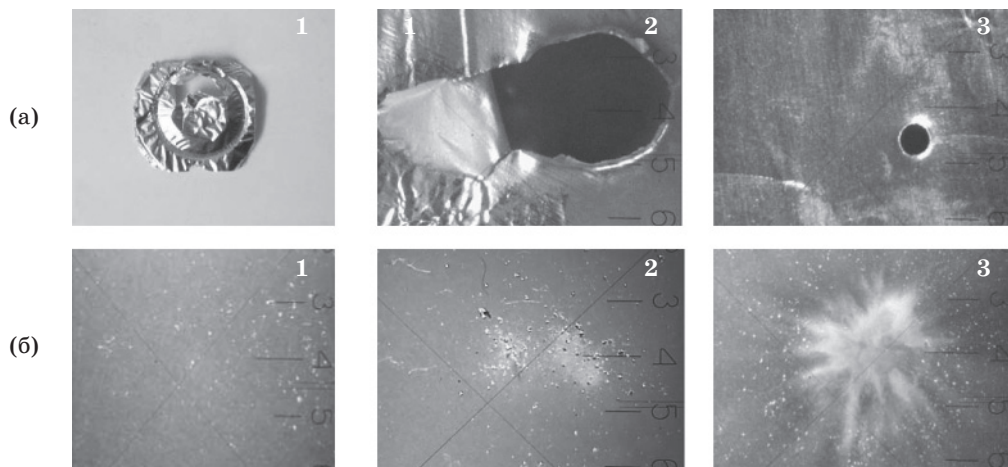


Рис. 2. Фотографии мишеней с тыльной стороны (а) и приемной стеклянной площадки измерителя импульса (б) для различных интенсивностей лазерного излучения и толщины мишени. 1 – 2×10^{13} Вт/см², 7 мкм, 2 – 6×10^{13} Вт/см², 7 мкм, 3 – $1,2 \times 10^{15}$ Вт/см², 12 мкм. Масштаб: 1 деление – 1,5 мм.

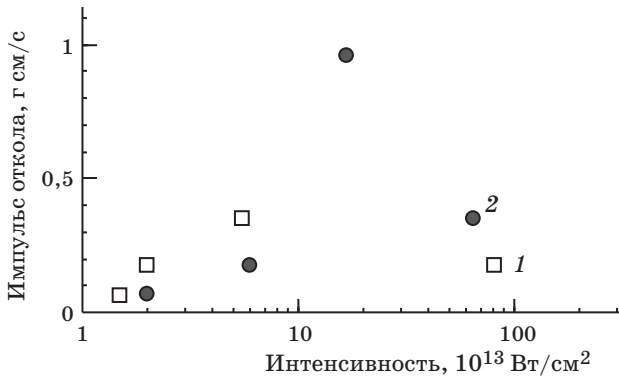


Рис. 3. Экспериментальная зависимость импульса откола как функции лазерной интенсивности для Al-мишеней толщиной 7 (1) и 20 (2) мкм.

на < 1 мкм. Использование прозрачной пластины в качестве приемной площадки позволило в отдельных опытах оценить толщину и площадь слоя, сформированного из фрагментов вещества откола, и, соответственно, его массу. Оказалось, что масса меняется в пределах от десятков нг до единиц мкг.

Увеличение лазерной интенсивности на мишени до $(7-12) \times 10^{14}$ Вт/см² приводит к тому, что большая часть облучаемой поверхности мишени испаряется. Отдельные фрагменты отколовшегося вещества на приемной пластине уже практически пространственно не разрешаются. Площадь поверхности пластины, покрытая материалом мишени, в несколько раз превышает площадь пятна фокусировки. В центре пятна наблюдается выраженный керн с поперечным размером, близким к диаметру пятна фокусировки, с толщиной слоя < 1 мкм, а по периферии – более тонкий слой материала мишени, разбрызганного при соударении с поверхностью пластины, что указывает на тот факт, что отколовшиеся фрагменты находились в фазе расплава. Измеряемое значение импульса откола при этом даже уменьшилось.

Экспериментальные данные о значении импульса откола как функции лазерной интенсивности для Al-мишеней толщиной 7 мкм и 20 мкм приведены на рис. 3.

Теоретическое описание взаимодействия лазерного импульса с мишенью

Лазерное излучение с интенсивностью $10^{13}-10^{15}$ Вт/см², сфокусированное на фронтальную поверхность тонкой мишени, приводит к быстрому испарению, ионизации и образованию

плазменной короны. Основная часть лазерного импульса взаимодействует с плазмой, поглощаясь в окрестности точки критической плотности. Образование, нагрев и разлет плазмы приводят к возникновению импульса теплового давления, действующего на поверхность мишени и вызывающего сильную ударную волну (УВ), распространяющуюся вглубь мишени. Оценим параметры УВ – скорость и максимальное давление на фронте. Пусть уравнение состояния материала мишени (давление p как функция плотности ρ и температуры T) $p = p(\rho, T)$. В плазменной области $p = \rho T / m_i$ (m_i – масса иона). Температура плазмы (кэВ) оценивается по формуле

$$T = 5,6 \times 10^{-10} (\eta I)^{2/3} \lambda^{4/3}, \quad (1)$$

где η – коэффициент поглощения мишени, I (Вт/см²) – лазерная интенсивность и λ (мкм) – длина волны. Скорость движения вещества u в образующейся сильной УВ определяется скоростью звука $c_s = \sqrt{\partial p / \partial \rho} \approx \sqrt{5p/3\rho}$ и скоростью абляции материала мишени $c_a = c_s \rho_c / \rho$, где ρ_c – критическая плотность мишени. Скорость u определяется через введенные величины как

$$u = \sqrt{3c_s c_a / 4}. \quad (2)$$

Скорость распространения фронта УВ u_f превосходит скорость u и составляет для сильной волны $u_f = 4u/3$ [6]. Скачок плотности на фронте сильной УВ составляет $\rho_f = 4\rho$, а соответствующий скачок давления находится из уравнения состояния и для плазмы $p_f = 4p$. Масса вещества M , вовлеченного в УВ, оценивается по формуле

$$M = \rho u_f S \tau_L, \quad (3)$$

где S – площадь лазерного пятна, τ_L – длительность лазерного импульса. Энергия, запасенная в УВ, оценивается как $\varepsilon_f = M u^2$. Если сравнить эту энергию с энергией лазерного импульса ε_L , то коэффициент конверсии в УВ будет малым, примерно $\sqrt{\rho_c / \rho}$, не превышающим 1%. Генерация ударной волны сопровождается испарением части массы мишени Δm , которую можно оценить по формуле [7]

$$\Delta m = 1,5 \times 10^5 (I / 10^{13})^{0,42} S \tau_L. \quad (4)$$

В формуле (4) масса измеряется в г, S в см², τ_L в секундах, лазерная интенсивность I в Вт/см². По формуле (4) также легко оценить толщину $\Delta l = \Delta m / S \rho$ испарившегося материала.

Приведенные оценки параметров УВ справедливы для начальной стадии ее движения в нагретой области мишени с толщиной порядка длины пробега тепловой волны

$$l_T \approx 3,7A^{-1/3}(\eta I_{18})^{1/3}\tau_L. \quad (5)$$

В формуле (5) I_{18} – лазерная интенсивность в единицах 10^{18} Вт/см², A – атомный вес материала мишени, τ_L – длительность лазерного импульса в фс, а l_T измеряется в 10^{-7} см.

В процессе движения УВ покидает нагретую область и проходит части мишени с другим агрегатным состоянием (пары, расплав и твердое вещество). Прохождение этих областей приводит к изменению параметров УВ. В частности, максимальное давление p_f на фронте волны уменьшается для металлических мишеней по данным [8] приблизительно в 3 раза. Распространение УВ в толщине мишени сопровождается ее затуханием, зависящим от материала мишени и пропорциональным длине ее пробега. Так в пористых мишенях волна затухает сильнее, чем в металлических. Дойдя до тыльной стороны мишени, УВ отражается обратно, порождая волну разгрузки (разряджения) вблизи границы отражения. Если интенсивность волны разгрузки превышает предел прочности материала, происходит откол части мишени. Далее УВ возвращается к лицевой стороне мишени, также вызывая откол. Число возможных отражений определяется энергией волны и толщиной мишени. В работе [9] для скорости откола v_s получено следующее выражение:

$$v_s = u + \int_0^{p_f} \frac{dp}{\rho(p, T)c_s}. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что диапазон значений скорости откола $u < v_s \leq 2u$. Труднее оценить полную массу откола m_s . Пусть УВ тратит на образование откола k -часть своей энергии ($k < 1$). Если параметр k известен (например, $k = 0,1$), то масса откола составит

$$m_s = 2k\varepsilon_f/v_s^2. \quad (7)$$

Для более точного моделирования возникновения и распространения лазерной УВ в тонкой мишени применялась одномерная гидродинамическая программа *MEDUSA* [10]. Данная программа позволяет моделировать облучение несколькими лазерными импульсами с заданными параметрами многослойной мишени (от 1 до 3 слоев, материал каждого слоя определяется отдельно) плоской, цилиндрической или сферической формы. В данной программе начальное уравнение состояние мишени предполагается плазменным и начальная электронная темпера-

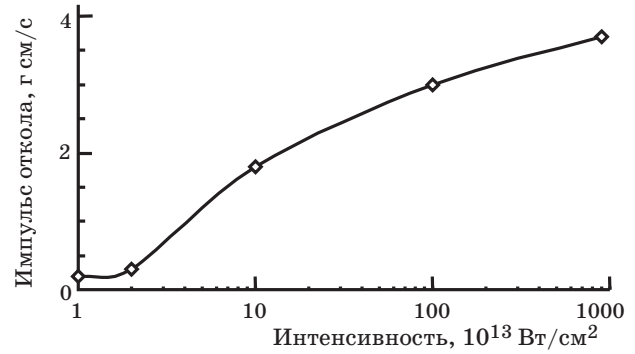


Рис. 4. Зависимость импульса откола от лазерной интенсивности для Al-мишени толщиной 10 мкм (модельный расчет).

тура должна превышать 20 эВ. Толщина мишени ограничивается, таким образом, $(1 \div 2)l_T$.

Входные данные программы были следующими: энергия лазерного импульса 15 Дж, длительность порядка 1 пс, длина волны 1,053 мкм. Интенсивность излучения на мишени менялась в диапазоне (10^{13} – 10^{16}) Вт/см² за счет изменения площади лазерного пятна. В качестве мишени рассматривалась Al-фольга толщиной от 1 до 20 мкм. В каждом случае проверялось соответствие толщины мишени l диапазону $\Delta l < l < 2l_T$. Вычислялись профили плотности и скорости мишени на момент времени 100 нс.

В расчетах при интенсивностях 10^{13} – 10^{16} Вт/см² откол наблюдался во всем диапазоне толщин мишени 7–20 мкм. Увеличение толщины от 7 до 10 мкм приводит к уменьшению импульса отколотой части в примерно 1,8 раза. Дальнейшее наращивание толщины до 25 мкм приводит и к уменьшению абсолютных значений массы, и импульса откола.

Полный расчетный импульс отколотой части слабо зависел от интенсивности, так как менялась площадь откола. Так при увеличении интенсивности на 2 порядка полный импульс отколотой части возрастал всего в 1,6 раза. Таким образом, значение импульса откола определяет в основном фиксированная энергия лазерного импульса, а интенсивность сказывается меньше. Зависимость импульса откола от лазерной интенсивности для Al-мишени толщиной 10 мкм, рассчитанная по программе *MEDUSA*, приведена на рис. 4.

Обсуждение экспериментальных результатов

На экспериментальной зависимости рис. 3 наблюдается пик при интенсивности около $(1-2) \times 10^{14}$ Вт/см² и последующее падение им-

пульса откола, отсутствующее в теоретических расчетах. Причиной этого является тот факт, что в гидродинамической программе не учитывалась группа быстрых электронов, возникающих за счет резонансного поглощения при лазерных интенсивностях $> 10^{14}$ Вт/см². Для эффективного откола толщина мишени должна превышать длину пробега тепловой волны l_T (см. формулу (5)). В то же время, размытие задней границы мишени приводит к невозможности отражения УВ и, соответственно, образования откола. Волна при этом затухает в области образующегося хвоста плотности [8]. В Al-мишени толщиной 10 мкм на нижней границе реализуемой в расчетах лазерной интенсивности тепловая волна холодных электронов не достигает тыльной стороны за время прохождения мишени УВ. Однако с увеличением интенсивности растет число и энергия быстрых электронов, распространение которых сквозь мишень не учитывается в гидродинамической программе. Быстрые электроны нагревают тыльную сторону мишени, что приводит к размытию задней границы, затуханию УВ и уменьшению импульса откола. Поэтому экспериментальная зависимость импульса откола от лазерной интенсивности на рис. 3 сначала повторяет теоретическую зависимость, затем достигает максимума и падает. Отметим, что меньшие в 2–3 раза по сравнению с расчетными экспериментальные значения импульса откола связаны с тем, что УВ испытывает затухание при переходе в области мишени с другим фазовым состоянием. Согласно данным работы [8] уменьшение давления на фронте волны при переходе из плазмы в твердую фазу достигает 3 раз. В программе *MEDUSA* уравнение состояния было плазменным для всей мишени.

Эксперименты по облучению мишеней с неплоской поверхностью

След расплавленного материала мишени на стеклянной приемной площадке измерителя импульса при облучении плоской мишени при интенсивности на мишени $> 10^{14}$ Вт/см² указывает на то, что задняя поверхность мишени нагревается до температуры, соответствующей, по крайней мере, температуре плавления материала. Это означает, что если придать мишени соответствующую форму, то можно обеспечить условия, при которых расплавленный материал будет: во-первых, фокусироваться на заданной поверхности и, во-вторых, создавать кумулятивную струю, проникающую вглубь приемной площадки на большую глубину.

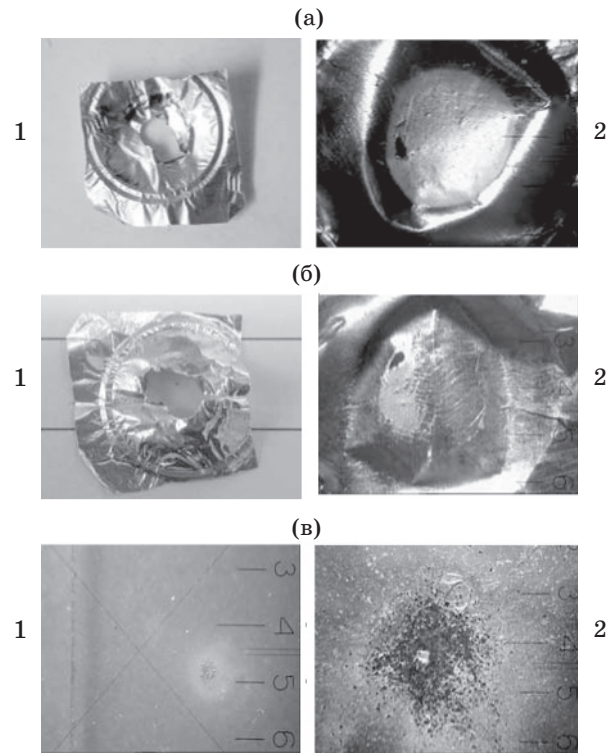


Рис. 5. Фотографии фронтальной (а) и тыльной (б) сторон мишеней в виде полусфер $\varnothing 12$ мм и приемной площадки измерителя импульса (в). 1 – толщина мишени 7 мкм, \varnothing пятна – 4 мм, $I = 7 \times 10^{13}$ Вт/см², 2 – толщина 12 мкм, \varnothing пятна – 4 мм, $I = 6,3 \times 10^{13}$ Вт/см². Масштаб: 1 деление – 1,5 мм).

На рис. 5 представлены результаты 2-х опытов с использованием вместо плоских – выпуклых мишеней-полусфер различной толщины. Приемная стеклянная пластина размещалась вблизи центра сферы мишени. Рис. 5а и 5в, показывают, что, как и в случае плоской мишени, фольга заметно продавливается вперед так, что выпуклая поверхность становится вогнутой. При этом в обоих опытах наблюдаются отчетливые следы фокусировки материала мишени. При этом характерный размер пятна фокусировки материала (порядка 400 мкм), по крайней мере, примерно в 10 раз меньше лазерного пятна на мишени. Следует также отметить важный факт: импульс отколотого вещества при данных интенсивности лазерного излучения и толщине для сферической мишени достигал значений 2,2–2,3 г см/с, превышая импульс от плоской – в 6–7 раз.

Заключение

В работе проведены теоретические и экспериментальные исследования ускорения макро-частиц пикосекундным лазерным импульсом

при интенсивности на облучаемой поверхности 10^{13} – 10^{15} Вт/см². Показано, что представленная теоретическая модель удовлетворительно описывает явления откола вещества с тыльной стороны мишени в диапазоне лазерных интенсивностей 10^{13} – 2×10^{14} Вт/см². Экспериментально продемонстрировано существование оптимальных условий для получения максимального импульса откола фрагментов вещества в зависимости от интенсивности лазерного импульса на поверхности мишени и ее толщины. Экспериментально продемонстрирована фокусировка расплавленных фрагментов вещества, отколовшихся с тыльной поверхности мишени, выполненной в виде полусферы. Механический импульс откола от такой мишени в 6–7 раз превосходит импульс от плоской мишени той же толщины.

Авторы выражают благодарность В.Н. Ефремову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-02-00705).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cowan T.E. et. al.* Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 204801–204805.
2. *Borghesi M. et. al.* Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique // *Phys. Plasmas.* 2002. V. 9. P. 2214–2220.
3. *Ledingham K., McKenna P., Singhal R.* Application for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers // *Science.* 2003. V. 300. P. 1107–1117.
4. *Andreev A.A., Solov'yev N.A., Mak A.A.* An introduction to hot laser plasma physics. N.-Y.: Nova Science Publishers Inc., 2001.
5. *Бородин В.Г., Комаров В.М., Малинов В.А., Мигель В.М., Никитин Н.В., Попов В.С., Потанов В.Л., Чарухчев А.В., Чернов В.Н.* Лазерная установка “Прогресс-П” с усилением чирпированного импульса в неодимовом стекле // *Квант. электрон.* 1999. Т. 29. № 2. С. 101–105.
6. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Электродинамика плазмы. Наука, 1974. 720 с.
7. *Offenberger A.A., Fedosejevs R., Gupta P.D., Popil R., Tsui Y.Y.* Experimental results for high intensity KrF laser/plasma interaction // *Laser and Particle Beams.* 1986. V. 4. P. 329–335.
8. Тепловые, гидродинамические и плазменные эффекты при взаимодействии лазерного излучения с веществом / Под общей ред. проф. Захарова Н.С., проф. Урлина В.Д., проф. Шенцева Н.И. Саров: ФГУП “РФЯЦ-ВНИИЭФ”, 2004. 425 с.
9. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
10. *Christiansen J.P., Ashby D.E., Roberts K.V.* MEDUSA a one-dimensional laser fusion code // *Computer Physics Commun.* 1974. V. 7. № 5. P. 271–287.