

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НИИ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ КБНЦ РАН

ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ВЕЩЕСТВА — 2006

ЧЕРНОГОЛОВКА — 2006

Физика экстремальных состояний вещества — 2006

*Под редакцией Фортова В. Е., Ефремова В. П., Хищенко К. В., Султанова В. Г., Левашова П. Р.,
Темрокова А. И., Карамурзова Б. С., Канеля Г. И., Минцева В. Б., Савинцева А. П.*

Сборник включает в себя работы по исследованиям в области теплофизики экстремальных состояний и физики высоких плотностей энергии. Рассматриваются модели и результаты теоретических расчетов уравнений состояния веществ в условиях высокой концентрации энергии, некоторые вопросы физики ударных и детонационных волн, экспериментальные методы диагностики быстрых процессов, различные методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии, эффекты взаимодействия мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом, явление электрического взрыва проводников мощными импульсами тока, физика низкотемпературной плазмы, а также различные физико-энергетические задачи и технологии. Основная часть работ была представлена на XXI Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 1–6 марта 2006 года). Издание адресовано специалистам в области физико-технических проблем энергетики.

ISBN 5-901675-44-4

© Институт проблем химической физики РАН, 2006

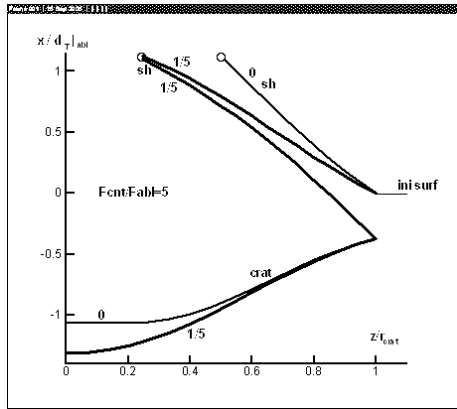


Рис. 3. Образование отверстия в куполе ОКП при снижении величины локальной поверхностной плотности энергии от значения F_c в центре до значения F_{ev} , которым определяется граница отверстия

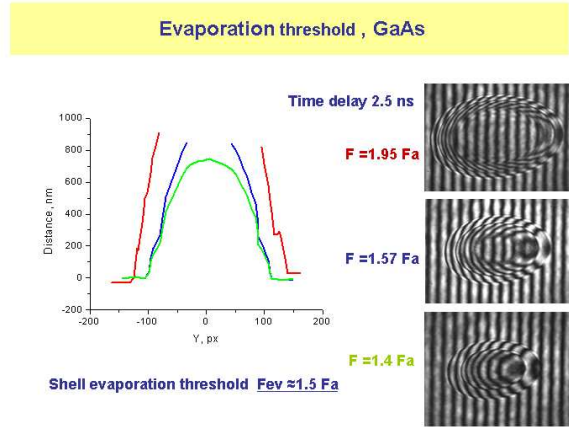


Рис. 4. Интерферограммы на арсениде галлия при трех отношениях поверхностной плотности энергии в центре пучка к порогу абляции F_c/F_{abl} (они подтверждают существование верхнего порога и куполов с отверстием) и три варианта формы купола: один сплошной и два с отверстием

ОКП в случае другой зависимости глубины прогрева мишени от поверхностной плотности энергии лазерного излучения вследствие электронной теплопроводности. Надпись ini surf на рис. 2 отмечает позицию границы мишени с вакуумом до лазерного воздействия. Надпись crat выделяет границу кратера. На поверхности мишени кратер представляет собой лунку, ограниченную окружностью с радиусом r_{crat} . На этом радиусе поверхностная плотность энергии пучка снижается до порогового значения F_{abl} .

В случае больших значений поверхностной плотности энергии, когда F_c больше верхнего порога F_{ev} , вокруг центра $y = z = 0$ в куполе образуется отверстие (рис. 3). На рис. 3 кривые sh 1/5 – внешняя и внутренняя границы купола. Меткой в виде кружка отмечен край отверстия. В этой точке поверхностная плотность энергии равен F_{ev} . Кривая 0 sh – внешняя граница купола при другой зависимости глубины прогрева от поверхностной плотности энергии лазерного излучения.

В экспериментальной части работы приведены результаты измерения порогов плавления и абляции для алюминия, золота и кремния с использованием методики фемтосекундной микроскопии. Также с помощью интерферометрической методики с пространственным и временным разрешением для данных образцов проведено исследование динамики расширения нагреваемого поверхностного слоя и измерена величина порога «испарения» ОКП F_{ev} . На рис. 4 приведены интерферограммы, полученные при действии зондирующего пучка, задержанного относительно греющего пучка на 2.5 нс. Эта техника называется pump-probe, где pump и probe – это греющий и зондирующий ультракороткие лазерные импульсы. [1, 2] Там же показаны формы купола для трех последовательно возрастающих значений F_c/F_{abl} , полученные из этих интерферограмм. При малом F_c купол сплошной, при двух других увеличенных значениях F_c появляется отверстие (ср. с рис. 2 и 3). Это позволяет определить порог F_{ev} .

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-16972 и поддержки научных школ НШ-2045.2003.2.

1. von der Linde D., Sokolowski-Tinten K. // Appl. Surf. Sci. 2000. V. 154-155. P.1.
2. Ашитков С. И., Овчинников А. В., Агранат М. Б. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. Вып. 11. С.657.

ОТРЫВ ФАКЕЛА, ОБРАЗОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА, НА КОНДЕНСИРОВАННУЮ МИШЕНЬ

Анисимов С.И.¹, Жаховский В.В.², Иногамов Н.А.*¹, Нишихара К.³, Петров Ю.В.¹, Хохлов В.А.¹

¹ИТФ РАН, Москва, Россия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ³ИЛТ, Осака, Япония

*nail@landau.ac.ru

Выполнено чрезвычайно подробное (до 10^8 частиц) молекулярно-динамическое моделирование (МД) поздних (до $t \sim 10^4$ МД единиц времени) стадий разрушения толстой мишени под действием ультракороткого лазерного импульса, «мгновенно» формирующего в мишени «начальный» (для последующего гидродинамического движения) профиль температуры $T(x, t = +0) = T_0 \exp(-x^2/d_T^2)$, где T_0 - начальная температура границы мишени с вакуумом, при $t = 0$ эта граница находится в точке $x = 0$, x - направление одномерного среднего (гидродинамического) движения (движение отдельных атомов трехмерно), d_T - глубина лазерного прогрева. Существует порог абляции $T_0|_{abl}$, ниже которого абляционный унос вещества с поверхности мишени мал, поскольку обусловлен только испарением. Выше абляционного порога к испарению добавляется фототермомеханическое разрушение мишени, и масса m_{eje} унесенного абляцией вещества «скачком» возрастает. Отношение $m_{eje}/(\rho_0 d_T)$ увеличивается с ростом величины $T_0/T_0|_{abl}$, то есть с ростом надпороговости, здесь ρ_0 - начальная плотность однородной мишени.

Облако выброса (лазерный факел) формируется постепенно в гидродинамическом процессе, продолжительность которого при не слишком больших превышениях над порогом абляции составляет некоторое количество звуковых времен d_T/c_s , где c_s характерная скорость звука (обычно скорость звука в конденсированной мишени до облучения). В диапазоне температур $T_0|_{abl} < T_0 < T_0|_{ev}$ на переднем фронте выброса летит конденсированное образование

Рис. 1. Начало формирования двухфазной области (пятнышки/пузырьки локальных понижений плотности) между ОКП (уплотнение слева) и остатком мишени (сплошная темная полоска), $t/t_s = 2.5$

Рис. 2. Отделение ОКП, рост объема пузырьков в двухфазной области и расслоение факела на две части ($t/t_s = 7.5$). Это быстролетящая часть и медленно летящая часть. Первая располагается слева (то есть возле ОКП), в ней находятся образующие пену крупные пузырьки. Медленная часть лазерного факела расположена правее (возле границы с остатком мишени), в ней относительный объем пузырьков мал. Звуковая волна, идущая в толщу мишени от зоны прогрева (то есть слева направо), еще не достигла тыльной стороны

Рис. 3. Развитие процесса отрыва факела, начало формирования дна кратера, $t/t_s = 12.5$. Звуковое возмущение, вызванное лазерным нагревом, достигло тыльной стороны

Рис. 4. Отрыв факела, завершение формирования дна кратера. Дно кратера пока еще связано тонкой перетяжкой с задним краем отрывающегося двухфазного факела, $t/t_s = 17.5$. Отраженный от тыльной стороны звук движется слева направо. Звуковой фронт находится на расстоянии $0.4L_x$ от тыльной стороны. Следовательно, наличие границы с вакуумом справа никак не влияет на процесс завершения формирования дна кратера. Интересным является образование откола возле тыльной стороны (разрыв справа). В данной работе, посвященной бесконечно толстым мишеням, мы не можем на этом остановиться

Рис. 5. Медленный рост пустого зазора между дном кратера и задним краем факела, $t/t_s = 22.5$. Отраженный от тыльной стороны звук достиг дна кратера. Но процесс отрыва факела завершен, и, следовательно, это обстоятельство не влияет на распределение вещества по скоростям в факеле

Рис. 6. Полет по инерции сформированного факела с зазором факел-мишень, $t/t_s = 27.5$. Отношение начальной толщины фольги к глубине лазерного прогрева равно $L_x/d_T = 11$. Звуковое время $t_s = d_T/c_s$ составляет 160 МД единиц. За промежуток времени продолжительностью 1800 единиц звук пробегает от левой границы фольги до правой границы (сравни положения правых границ на рис. 2 и 3)

в виде отколочно-кавитационной пластины (ОКП). [1–3] Теоретическому и экспериментальному анализу ОКП посвящено отдельное сообщение на данной конференции. В настоящей работе проведено детальное исследование того, как происходит прекращение пополнения факела выброшенным веществом мишени. То есть рассматриваются явления в низкоскоростной части факела и процесс формирования границы остатка мишени (эта граница называется дном кратера). Вещество факела между дном кратера и ОКП находится в двухфазном состоянии (смесь конденсированных фрагментов с паром).

Обнаружено, что скорость разлета факела не понижается монотонно до нуля у дна кратера, как, казалось бы, должно быть на первый взгляд. Существует малая по сравнению со скоростью звука, но конечная скорость v_{end} , с которой движется задний край факела. Это означает, что между задней границей факела и дном кратера образуется медленно расширяющийся пустой зазор. В этом заключается явление отрыва факела. Отметим, кстати, что в течениях, получаемых путем гидродинамического моделирования, отрыва факела нет – факел непрерывно примыкает к остатку мишени. Таким образом, явление отрыва связано с тонкими деталями атомистики разрушения, которые «не ухватываются» в гидродинамическом приближении.

В МД расчетах рассматривается параллелепипед с поперечным сечением $L_y \times L_z$ в виде прямоугольника и длинной стороной L_x , вдоль которой происходит среднее (то есть гидродинамическое) движение. В поперечной плоскости на боковых границах ставятся условия периодичности. На торцах слоя (фольги) толщины L_x вещество слоя граничит с вакуумом. Скорость v_{end} мала. Поэтому формирование дна кратера затягивается до больших времен. Вглубь мишени от левой границы с вакуумом возмущения распространяются со скоростью звука $c_s \gg v_{end}$. На рисунках приведенных ниже левая граница слоя L_x является облучаемой лазером стороной. Моделируется воздействие на толстую мишень (формально $L_x = \infty$). Размер L_x должен быть очень велик, чтобы отраженные от правой границы звуковые возмущения не достигли дна формирующегося кратера до тех пор, пока не будет закончен процесс его формирования. Размер L_x велик, поскольку этот процесс идет с малыми скоростями и поэтому тянется долго. Итак, необходимы расчеты на больших временах и с большими значениями толщины L_x . При этом для того, чтобы исключить влияние боковых границ, минимальный из периодов L_y, L_z (для определенности L_z) должен быть не меньше 40 МД единиц. Проведены серии расчетов с $L_z \sim 100, L_x \sim 2000$ и $L_z \sim 40, L_x \sim 7000$ (очень толстый слой).

На рис. 1-6 представлен процесс формирования факела в случае очень толстого слоя при $T_0 = 2$. Лазер воздействует на левую границу, которую будем называть фронтальной. Соответственно правая граница является тыльной стороной фольги. Показаны мгновенные распределения плотности в плоскости x, y после усреднения плотности по периоду L_z , перпендикулярному плоскости рисунка. Последовательность рис. 1-6 дает представление о развитии процесса во времени. Рис. 1-6 относятся к моментам времени $t = 400, 1200, 2000, 2800, 3600, 4400$.

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-16972 и поддержки научных школ НШ-2045.2003.2.

1. Иногамов Н. А., Анисимов С. И., Ретфельд Б. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. Вып. 6. С. 2091.
2. Иногамов Н. А., Опарин А. М., Петров Ю. В., Шапошников Н. В., Анисимов С. И., фон дер Линде Д., Мейер-тер-Фен Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 284.
3. Анисимов С. И., Жаховский В. В., Иногамов Н. А., Нишихара К., Опарин А. М., Петров Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 11. С. 731.

НАГРЕВ И ИОНИЗАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА ПОЛЕМ ИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Костенко О.Ф. , Андреев Н.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**olegkost@ihed.ras.ru*

Одним из направлений исследований взаимодействия интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с кластерами является создание эффективных ультракоротких источников рентгеновского излучения [1]. Выход и спектральные характеристики рентгеновского излучения исследуются в широком диапазоне параметров фемтосекундных лазерных импульсов и кластеров инертных газов [2, 3]. При облучении металлических кластеров диаметром 50 нм ($\sim 5 \times 10^6$ атомов) излучением с длиной волны 1.24 мкм при интенсивности до 10^{17} Вт/см² и длительности импульса 80 фс зарегистрировано тормозное рентгеновское излучение в диапазоне 6–13 Å [4]. Диэлектрическая проницаемость больших металлических кластеров диаметром более ~ 10 нм (около 3×10^4 атомов) не зависит от радиуса кластера и соответствует диэлектрической проницаемости сплошной среды [5]. Для анализа результатов экспериментов с большими кластерами инертных газов [2, 3] используются гидродинамические модели кластерной наноплазмы [6, 7].

В настоящей работе рассмотрена модель столкновительного нагрева, ударной ионизации и полевой внешней ионизации большого металлического кластера твердотельной плотности. Поглощение лазерного излучения и заряд кластера определяются с учетом структуры поля внутри и вне него. Рассчитана динамика температуры электронов и степени ионизации кластера железа при воздействии лазерного импульса интенсивностью порядка 10^{18} Вт/см². Показано, что температура электронов существенно зависит от интенсивности излучения. Определен оптимальный для нагрева радиус кластера. Оценивается выход тормозного рентгеновского излучения. Обсуждаются критерии применимости модели.

Электродинамические свойства кластера в линейном приближении описываются диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{4\pi e^2 m}{3\omega T_e} \int \frac{v^2 f_0 d^3 v}{\omega + i\nu_{ei}(v)}. \quad (1)$$

Функция распределения электронов $f_0(v)$ считалась максвелловской функцией их температуры $T_e(t)$ и концентрации $N_e(t)$, частота упругих электрон-ионных столкновений $\nu_{ei}(v) = 4\pi Z^2 e^4 N_i \ln \Lambda / m^2 v^3$, где Z и N_i – заряд и концентрация ионов, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм [8]. Поперечное электрическое \mathbf{E}_t и магнитное \mathbf{B}_t поля внутри кластера удовлетворяют волновым уравнениям с волновым числом $k^2 = k_0^2 \epsilon(\omega)$, $k_0 = \omega/c$. Поперечное поле снаружи кластера является суперпозицией полей падающей \mathbf{E}_i , \mathbf{B}_i и отраженной \mathbf{E}_r , \mathbf{B}_r волн. Они удовлетворяют волновым уравнениям с $k = k_0$, если пренебречь влиянием межкластерной плазмы. На границе кластера тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей непрерывны. Если поле \mathbf{E}_i считать плоской волной, поляризованной вдоль оси x , $\mathbf{E}_i = \mathbf{e}_x E_0 \exp(ik_0 z - i\omega t)$, то решение волновых уравнений для полей внутри кластера и отраженной волны можно представить в виде разложения по соленоидальным векторным сферическим волновым функциям с коэффициентами, соответственно, a_n^r , b_n^t и a_n^i , b_n^r [9]. Через них выражаются сечения поглощения Q_a и рассеяния Q_s , определяемые как отношения поглощаемой W_a и рассеиваемой W_s кластером мощности к интенсивности падающего излучения:

$$Q_a = -\frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left[\text{Re}(a_n^r) + \text{Re}(b_n^r) + |a_n^r|^2 + |b_n^r|^2 \right], \quad Q_s = \frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left(|a_n^r|^2 + |b_n^r|^2 \right). \quad (2)$$

Мощности W_a и W_s находятся путем интегрирования плотности потока энергии полного поля и поля рассеянной волны по сфере большого радиуса $k_0 r_0 \gg 1$ в волновой зоне.

В случае малого радиуса кластера при условии $|k|R = |\sqrt{\epsilon}| \rho \ll 1$ в нулевом порядке по параметру $\rho = k_0 R \ll 1$ поле внутри кластера однородно и определяется выражением

$$\mathbf{E}_t = \frac{3}{\epsilon + 2} \mathbf{e}_x E_0 e^{-i\omega t}. \quad (3)$$

В единице объёма кластера выделяется мощность $W_a = \text{Re}(\mathbf{j}_t \mathbf{E}_t^*)/2$. С учетом $\mathbf{j}_t = \sigma(\omega) \mathbf{E}_t$ и $\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi i \sigma(\omega)/\omega$,

$$W_a = \frac{|\mathbf{E}_t|^2}{8\pi} \omega \text{Im} \epsilon = \frac{9}{8\pi} \frac{|E_0|^2}{|\epsilon + 2|^2} \omega \text{Im} \epsilon. \quad (4)$$

Используя это выражение, из определения сечения поглощения находим

$$Q_a \equiv \frac{W_a V}{I} = \frac{12\pi}{k_0^2} \frac{\text{Im} \epsilon}{|\epsilon + 2|^2} \rho^3, \quad (5)$$

где V – объём кластера, интенсивность падающего излучения $I = c|E_0|^2/8\pi$. Такое же сечение получается из формулы (2), с учетом главного по параметру ρ коэффициента b_1^r . При этом сечение рассеяния

$$Q_s = \frac{6\pi}{k_0^2} |b_1^r|^2 = \frac{8\pi}{3} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \frac{\rho^6}{k_0^2} \ll Q_a. \quad (6)$$