

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 КВНЦ 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

нагрева [6]. В заключение следует отметить, что коллимация электронного пучка при увеличении интенсивности лазерного излучения существенна для возможных применений при создании компактных ускорителей протонов.

Работа поддержана грантами РФФИ №04-02-16499 и 05-02-16383.

1. Fuchs J, Sentoku Y, Karsch S et al // Phys. Rev. Lett. 2005, V. 94. P. 045004.
2. Brunel F. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 52.
3. Wilks S.C., Krueer W.L., Tabal M., Langdon A.B. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 1383.
4. Rastunkov V.S., Krainov V.P. // Phys. Rev. E 2004. V. 69. P. 037402.
5. Pukhov A. // Rep. Prog. Phys. 2003. V. 66. P. 47.
6. Rastunkov V.S., Krainov V.P. // Laser Physics 2005. V. 15. P. 262.

## ОБ ОТЛИЧИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА РАЗРЫВА ФОЛЬГИ ОТ МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОГО

Анисимов С.И.<sup>1</sup>, Жаховский В.В.<sup>2</sup>, Иногамов Н.А.<sup>1</sup>, Нишицара К.<sup>3</sup>, Петров Ю.В.<sup>1</sup>, Хохлов В.А.\*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>ИЛТ, Осака, Япония

\*khokhlov@landau.ac.ru

Выполнены гидродинамические (ГД) и молекулярно-динамические (МД) расчеты движения фольги после ее однородного мгновенного разогрева до начальной температуры  $T_{ini}$ . Расчеты нацелены на изучение явлений, имеющих место при нагреве тонкой однородной фольги при воздействии на нее ультракороткого лазерного импульса. Основное внимание направлено на изучение области около порога абляции. Фольга представляет собой плоский слой вещества, ограниченный с двух сторон границами с вакуумом. МД моделирование дает более детальную картину происходящего по сравнению с ГД расчетами. Проведены серии ГД и МД расчетов для изучения параметрического «пространства» задачи. Варьируются температура  $T_{ini}$ , начальный профиль температуры - здесь рассмотрен случай с  $T_{ini}(x, t = 0) \equiv \text{const}$  - и вещество (ЛД и алюминий). Это позволяет проводить серии ГД расчетов, изучая параметрическое «пространство» задачи. Варьируются температура  $T_{ini}$ , начальный профиль температуры - здесь рассмотрен случай с  $T_{ini}(x, t = 0) \equiv \text{const}$  - и вещество (ЛД и алюминий).

ГД расчеты одномерного движения фольги ведутся с разбиением на лагранжевы ячейки (лагранжев код) [1]. В ЛД случае в ГД расчетах применяется уравнение состояния (УРС), названное комбинированным УРС ЛД вещества. Это уравнение сочетает описание жидкой фазы полиномами Ри [2] с описанием твердой фазы по модели Дебая. Оно дает правильный наклон и ширину области плавления. Комбинированное УРС имеет область растянутых состояний твердой и жидкой фаз, в которых давление конденсированной фазы является отрицательным (атомарная прочность). В случае алюминия используется полуфеноменологическая аппроксимация, обеспечивающая, с одной стороны, хорошее соответствие по давлению  $p(\rho, T)$  и внутренней энергии  $E(\rho, T)$  в области положительных давлений с данными широкодиапазонного табличного УРС Бушмана-Ломоносова-Фортова [3] и, с другой стороны, предельную (атомарную) прочность алюминия в области отрицательных давлений. МД расчеты показывают, что в случае тонких фольг с толщиной  $\sim 100$  нм прочность вещества сравнима с атомарной. Термодинамические функции алюминия получены из выражения для свободной энергии, имеющего вид высокотемпературного разложения для твердого тела, в котором коэффициенты и зависимость эффективной дебаевской температуры от объема подобраны так, чтобы критическая температура и плотность равнялись соответственно 8000 К и 0.64 г/куб.см.

Существует пороговое значение начальной температуры  $T_{ini|abl}$ , называемое порогом абляции, при нагреве выше которой фольга разрывается под действием растягивающих напряжений. Простейшей механической моделью, иллюстрирующей существование такого порога, является система из двух точечных масс  $M$ , связанных пружиной. При  $t = 0$  этим массам сообщается равный по модулю и противоположный по знаку импульс  $I$  так, что пружина начинает растягиваться. При превышении импульсом  $I$  порогового значения  $I_{abl}$  пружина разрывается. Величина  $I_{abl}$  определяется прочностью пружины. Если пренебречь диссипацией, то при  $I < I_{abl}$  система совершает незатухающие колебания. Чем меньше разность  $I_{abl} - I > 0$ , тем больше амплитуда осцилляций. При  $I > I_{abl}$  пружина разрывается внутри первой четверти ( $t_r < T/4$ ) полного периода осцилляции  $T$ , где  $t_r$  - момент разрыва. Это означает, что ее скорость монотонно снижается (скорость не меняет знака) от начального значения  $I/M$  до значения  $v_\infty$ . После разрыва массы разлетаются со с постоянной во времени скоростью  $v_\infty$ . При  $I \rightarrow I_{abl} + 0$  выполняется  $t_r \rightarrow T/4 - 0$ ,  $v_\infty \rightarrow +0$ .

В работе изучаются явления, происходящие в окрестности порога  $T_{ini|abl}$ . Из ГД расчетов следует, что из-за того, что фольга является распределенной системой, при небольшом превышении порога она совершает несколько полных осцилляций до разрыва (то есть скорость границы с вакуумом меняет знак). Только при заметном превышении над порогом фольга разрывается так, как в модели с точечными массами (в первой четверти периода). На рис. 1-3 показаны зависимости  $x_{vac}(t)/L$ ,  $x_{sw}(t)/L$ ,  $p_c(t)/p_{ini}$   $I(t)/(p_{ini}t_s)$ , где  $x_{vac}$  - траектория границы фольги с вакуумом,  $x_{sw}$  - траектория ударной волны,  $p_c$  - давление в центре фольги,  $I(t) = \int_0^t p_c(t')dt'$  - импульс фольги,  $L$  - половина начальной толщины фольги,  $p_{ini}(T_{ini})$  - начальное давление,  $t_s = 4L/c_s$  - звуковое время (период линейных акустических осцилляций фольги),  $c_s$  - начальная скорость звука при плотности  $\rho_{ini}$  (начальная плотность) и температуре  $T_{ini}$ . Рис. 1, 2 и 3 относятся к допороговому случаю ( $T_0 = 3000$  К), разрыву после нескольких осцилляций ( $T_0 = 3100$  К) и «простому» разрыву соответственно ( $T_0 = 4000$  К). Показана половина фольги - в качестве точки  $x = 0$  выбрано начальное положение границы с вакуумом:  $x_{vac}(t = 0) = 0$ . Соответственно центр фольги находится в точке  $x = -L$ .

Волна растяжения, идущая от центра, отражается от границы с вакуумом  $x_{vac}(t)$  в виде волны сжатия. Волна сжатия распространяется вглубь мишени. При этом она «спускается» по градиенту плотности; скорость звука уменьшается по мере спуска волны по растянутому веществу. Это ускоряет процесс «опрокидывания» волны. В момент опрокидывания, показанный на рис. 1-3 кружком, зарождается ударная волна (УВ). Эта УВ сначала идет к центру  $x = -L$  по траектории  $x_{sw}(t)$ , а затем отражается от центра и выходит на границу  $x_{vac}$ . После выхода на границу УВ пропадает. Затем УВ образуется снова на периоде следующей осцилляции, см. рис. 1. УВ помечены цифрой 2 на рис 1 и 2. Как видим, из-за нелинейных эффектов вблизи порога абляции период осцилляций существенно превышает период  $t_s$  линейных колебаний фольги. Это обусловлено, во-первых, заметным тепловым

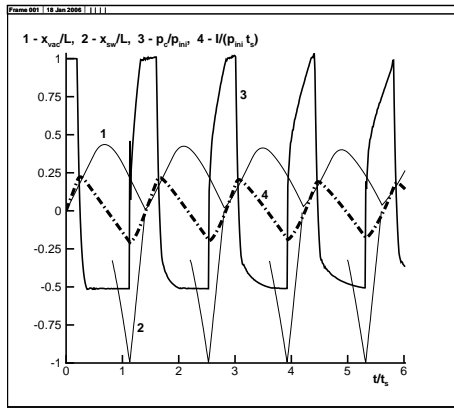


Рис. 1. Допороговый случай

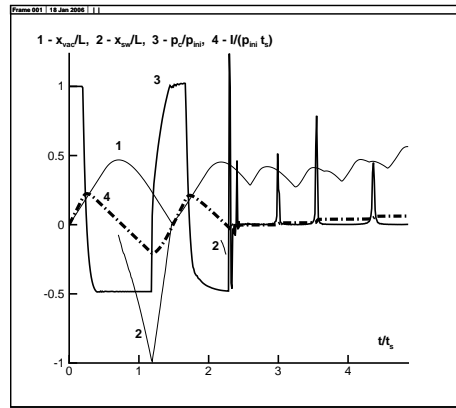


Рис. 2. Фольга разрывается на второй осцилляции

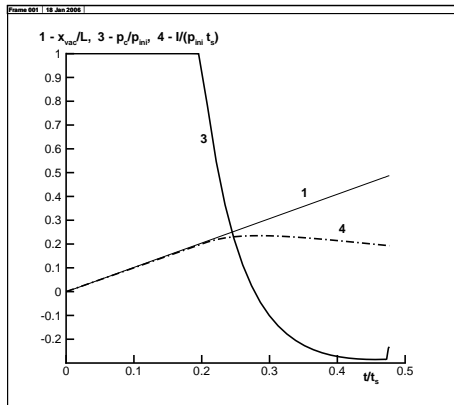


Рис. 3. Значительное превышение порога абляции – фольга разрывается сразу

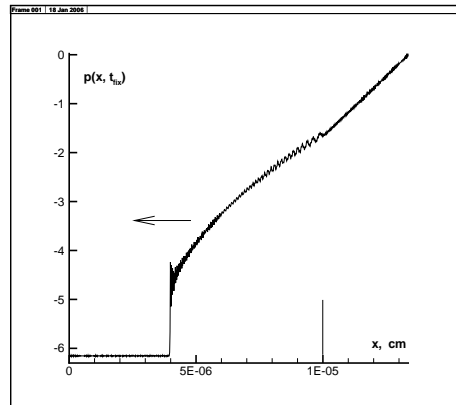


Рис. 4. Распространение УВ по растянутому веществу с  $p < 0$

растяжением фольги  $\langle x_{vac}(t) \rangle > x_{vac}(t = 0)$ , и, во-вторых, сильным снижением скорости звука в растянутой области возле спинодали. Эта область находится в центральной части фольги. На рис. 4 и 5 показаны мгновенные распределения давления для моментов  $t_a < t_{coll1}$  и  $t_b > t_{coll1}$ , где  $t_{coll1}$  - момент первого прихода УВ в центр. На рис. 4 УВ идет к центру (стрелка), а на рис. 5 от центра. Вертикальной черточкой отмечено начальное положение границы с вакуумом.

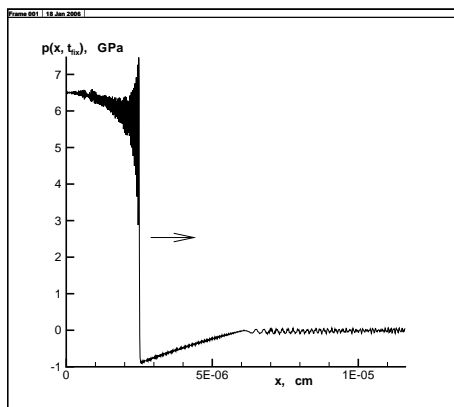


Рис. 5. Движение отраженной УВ

Величина  $I(t)$  дает текущее значение импульса половины массы фольги. Из-за протяженности фольги импульс  $I(t)$  меняет знак на обратный до того, как давление  $p_c(t)$  станет положительным! Разумеется, такая ситуация невозможна в системе с точечными массами и невесомой пружиной. Получается, что растяжение в центральной области продолжается, хотя половина массы фольги уже движется в среднем назад, к центру. Отдельно проведен сравнительный анализ алюминия и ЛД вещества. Как известно, на  $\rho, T$  плоскости их фазовые диаграммы сильно отличаются. Тем не менее, оказывается, что пороги абляции по отношению  $\Delta E_{abl}/E_{subl}$  примерно одинаковы и равны  $\approx 0.35$ , здесь  $E_{subl} = E(\rho_{ini}, T = 0) < E(0, 0) = 0$ ,  $\Delta E_{abl} = E(\rho_{ini}, T_{ini}) - E_{subl}$ .

Выше описано интересное наблюдение осцилляционного разрыва, следующее из ГД расчетов. Подчеркнем, что картина с осцилляциями до разрыва не подтверждается в серии МД расчетов с малым числом атомов ( $\sim 5 \cdot 10^4$ ) [4]. В них слабо затухающие осцилляции имеют место только при нагревах, существенно меньших порогового. Около порога под порогом первое сильное почти разрывающее слой колебание сразу сильно затухает из-за попадания в область мощных пластических деформаций большой амплитуды и образования кавитационного пузырька в центральной части фольги. Далее фольга совершает медленно затухающие осцилляции, но гораздо меньшей амплитуды.

При превышении порога фольга в МД расчете разрывается сразу. МД расчеты с большим числом атомов ( $\sim 10^8$ ) требуют больших затрат. Пока имеется только несколько таких расчетов для надпорогового случая, когда фольга разрывается сразу. Неясно, каким будет поведение системы в МД расчете с очень большим числом атомов при малой подпороговости. ГД и МД расчеты согласуются в областях выше и ниже порога на значительном удалении от него. При этом ГД значение порога несколько выше МД значения.

1. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
2. Ree F. H. // J. Chem. Phys. 1980. V. 73. P. 5401.
3. Бушман А. В., Ломоносов И. В., Фортов В. Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1992.
4. Uradhyay A.K., Urbassek H.M. // J. Phys. D:Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 2933.

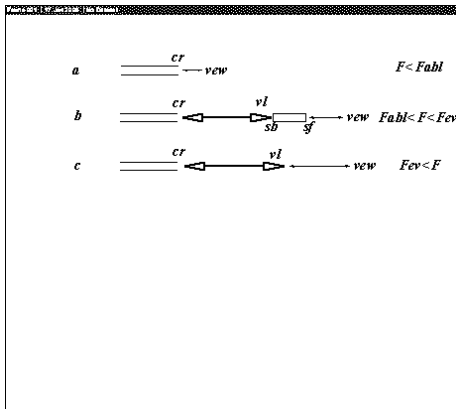
## О ПРЕДЕЛАХ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОТКОЛЬНО-КАВИТАЦИОННОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННОЙ МИШЕНИ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Агранат М.Б.<sup>1</sup>, Ашитков С.И.<sup>1</sup>, Овчинников А.В.<sup>1</sup>, Ситников Д.С.<sup>1</sup>, Анисимов С.И.<sup>2</sup>,  
Жаховский В.В.<sup>1</sup>, Иногамов Н.А.\*<sup>2</sup>, Нишихара К.<sup>3</sup>, Петров Ю.В.<sup>2</sup>, Хохлов В.А.<sup>2</sup>

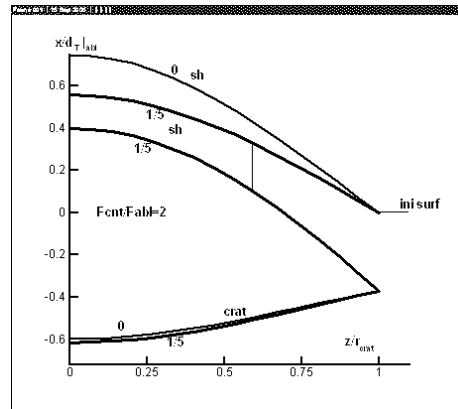
<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИТФ РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>ИЛТ, Осака, Япония

\*nail@landau.ac.ru

Теоретически и экспериментально изучается абляция конденсированного вещества под действием ультракоротких лазерных импульсов длительностью 100 фс с интенсивностью падающего излучения  $I = 10^{11} \div 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Соответствующие значения поверхностной плотности энергии  $F = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt$  варьируются в пределах от  $\sim 10$  до нескольких тысяч мДж/см<sup>2</sup>. Имеются три важных порога, разделяющие диапазон вариации поверхностной плотности энергии на характерные области. Это пороги плавления  $F_{melt}$ , абляции  $F_{abl}$  и «испарения»  $F_{ev}$  (или верхний порог); обычно выполняются неравенства (1)  $F_{melt} < F_{abl} < F_{ev}$ , хотя для некоторых случаев (например, вещество подчиняющееся уравнению состояния Леннарда-Джонса) порядок следования порогов другой (2)  $F_{abl} < F_{melt} < F_{ev}$ . В случае (1) разрыв (см. ниже) вещества на пороге абляции происходит в жидкой (кавитация), а в случае (2) – в твердой фазах (откол). При  $F < F_{melt}$  поглощенной лазерной энергии не хватает для плавления поверхностного мишени. При  $F < F_{abl}$  абляционный унос вещества связан только с испарением с поверхности мишени. При этом унесенная из-за лазерного воздействия масса мишени  $m_{abl}$  мала. При  $F = F_{abl}$  масса  $m_{abl}(F)$  скачком сильно возрастает, поскольку к испаренной массе прибавляется масса, выброшенная из мишени вследствие фототермомеханического разрушения. При этом меняется структура лазерного факела (см. классификацию абляционных течений на рис. 1).



**Рис. 1.** Область существования отколно-кавитационной (ОКП)  $F_{abl} < F_{melt} < F_{ev}$  или кавитационной ( $F_{melt} < F_{abl} < F_{ev}$ ) пластины sb-sf



**Рис. 2.** Картина с замкнутым куполом в случае, когда величина поверхностной плотности энергии в центре  $F_c$  не превышает верхнего порога  $F_{ev}$

В случае а (рис. 1) лазерный выброс состоит из испаренного вещества, которому соответствует черточка справа cr-vew, cr – crater, vew – vapor expansion wave – внешний фронт лазерного факела. Наиболее сложной является структура выброса в случае b, когда соседствуют слой sf-vew испаренного вещества, пластина из конденсированного вещества sb-sf и двухфазный факел cr-vl из конденсированных фрагментов (твердые осколки или капли) и пара. Случай с на рис. 1 связан с нагревами такой интенсивности, что пластина sb-sf исчезает («испаряется»); выше обозначено sf – shell forward (передняя граница пластины), sb – shell back (задняя граница пластины), vl – vapor-liquid – граница двухфазной области cr-vl. На рис. 1 рассматривается случай одномерного воздействия, когда интенсивность лазерного излучения не зависит от поперечных к нормали к поверхности мишени координат, а движение вещества направлено по этой нормали (ось  $x$ ).

Из-за описанной зависимости структуры лазерного выброса от поверхностной плотности энергии в случае воздействия на плоскую поверхность мишени лазерного пучка конечных поперечных размеров (например, с гауссовым распределением по поперечным координатам  $y, z$ ) возникает своеобразное течение с нетривиальной трехмерной морфологией ОКП. Такое положение обусловлено вариацией поверхностной плотности энергии по поверхности мишени. Пусть для примера распределение поверхностной плотности энергии по облучаемой поверхности имеет вид  $F(y, z) = F_c \exp(-y^2/R^2 - z^2/R^2)$ , где  $F_c$  – ее значение в центре  $y = z = 0$  (на оси лазерного пучка),  $R$  – эффективный радиус пучка. Тогда при  $F_{abl} < F_c < F_{ev}$  возникает течение с куполообразной ОКП (рис. 2). На рис. 2 ОКП отмечена буквами sh (shell) и парой меток 1/5. Верхняя и нижняя из меток 1/5 относятся к внешней (sf на рис. 1) и внутренней (sb) границам ОКП. Вертикальная черточка на рис. 2, проходящая по конденсированному веществу ОКП, связывает эти границы. Меткой 0 sh на рис. 2 выделено мгновенное положение внешней границы