

О НАНООТКОЛЕ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Н. А. Иногамов^{a,}, В. В. Жаховский^{b,c}, С. И. Ашитков^b, Ю. В. Петров^a,
М. Б. Агранат^b, С. И. Анисимов^a, К. Нишихара^{c,**}, В. Е. Фортнов^b*

^a *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

^c *Institute of Laser Engineering, Osaka University
565-0871, Osaka, Japan*

Поступила в редакцию 17 декабря 2007 г.

При воздействии на металлы фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 10^{13} – 10^{14} Вт/см² возникает абляция и разлет поверхностного слоя. Структура выброса вещества, так называемого лазерного факела, необычна. На переднем фронте факела движется откольный слой. Вещество в нем находится в расплавленном состоянии. Откольный слой является замечательной деталью выброса, поскольку плотность жидкой фазы не снижается с течением времени. В настоящей работе представлены теоретические и экспериментальные исследования образования, структуры и разлета лазерного факела. Приведены результаты молекулярно-динамических расчетов и основанные на них теоретические представления об устройстве факела. Показано, что существует порог испарения по плотности энергии на единицу площади мишени (флюенс) F_{ev} , выше которого факел не содержит откольного слоя. С ростом флюенса лазерного импульса в пределах от порога абляции F_a до F_{ev} толщина откольного слоя уменьшается от 100 нм для золота до величины, равной нескольким постоянным решеткам. Результаты экспериментов подтверждают результаты теоретических расчетов. С помощью микроинтерферометрии по схеме «pump-probe» (нагрев-зондирование) получены новые количественные данные о динамике разлета откольного слоя для золота. Определен порог абляции, характерная форма и глубина кратеров, дается оценка порога испарения.

PACS: 79.20.Ds, 71.15.Pd

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультракороткие лазерные импульсы применяются в ряде важных технологий: для обработки поверхности полупроводников с созданием микрорельефов при умеренной (кратеры с резкими краями) [1, 2] и острой фокусировке («замороженные наноструйки», наноструктурирование поверхности) [3]; при получении наночастиц в лазерном выбросе для напыления тонких пленок, создания устройств памяти, получения ультрадисперсных каталитических порош-

ков и др. [4–8]; для очистки поверхности от пылевых загрязнений с нанесением слоя жидкости или без жидкости [9, 10]; в методе импульсного лазерного испарения жидкого слоя с биомолекулами или частицами (MAPLE — matrix assisted pulsed laser evaporation) для напыления пленок из этих молекул или частиц [11, 12]; в нанохирургии клеток биологических тканей [13, 14]. Следует отметить, что рынок медицинских лазеров в США составляет примерно 2 млрд. долларов в год.

В настоящей работе изучены процессы формирования структуры лазерного факела при облучении поверхности металла. Ультракороткий импульс создает термомеханическое напряжение в мишени,

*E-mail: nailinogamov@googlemail.com

**К. Nishihara

разгрузка которого приводит к растяжению конденсированной среды и откольному разрушению при превышении порога абляции F_a , когда термомеханическое напряжение превосходит прочность вещества. В металлах и полупроводниках порог F_a обычно примерно вдвое выше порога плавления. Процессы плавления при быстром нагреве [15, 16] и вопросы, относящиеся к порогу абляции F_a [17, 18], достаточно изучены. В данной работе исследуется, как изменяется структура лазерного факела при существенном превышении порога F_a .

Максимальная скорость термомеханического движения растет вместе с флюенсом F ультракороткого импульса. При $F < F_a$ это движение не приводит к уносу вещества — термомеханическая абляция отсутствует. Давление и плотность насыщенных паров металлов и полупроводников малы при температурах нагрева конденсированной фазы в несколько тысяч градусов. Такие температуры соответствуют порогу F_a [19]. Поэтому уносом вещества за счет испарительной абляции при $F < F_a$ можно пренебречь. С точки зрения изучения абляции наибольший интерес представляет ситуация за порогом абляции, когда $F > F_a$.

В первой части работы (разд. 2–5) приводятся результаты молекулярно-динамических расчетов и основанные на этих расчетах теоретические представления об устройстве лазерного факела. Они являются основой для анализа экспериментальных данных, которым посвящена вторая часть работы (разд. 6, 7).

2. ТЕРМОМЕХАНИКА КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ, ПОРОГ АБЛЯЦИИ И ТРЕХМЕРНЫЙ ФАКЕЛ

Интерпретация экспериментальных данных по кольцам Ньютона и микроинтерферометрии невозможна без четких представлений о форме лазерного факела. Поэтому, прежде всего, необходимо описать морфологию факела. Форма факела определяется конечными поперечными размерами лазерного пучка и распределением флюенса F по пятну облучения. Обычно это распределение аппроксимируют функцией Гаусса (рис. 1а)

$$F(x, y) = F_c \exp\left(-x^2 \frac{\cos^2 \alpha}{R_L^2} - \frac{y^2}{R_L^2}\right), \quad (1)$$

где x, y — координаты в плоскости пятна, F_c — максимальное значение флюенса, достигаемое в центре пятна, R_L — радиус пучка, α — угол между осью

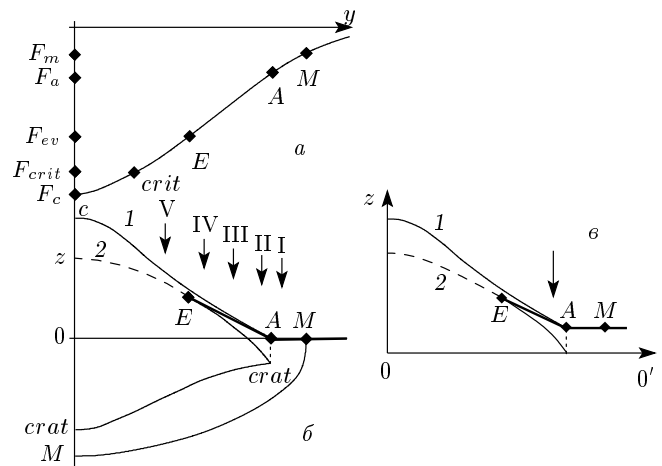


Рис. 1. а) Распределение флюенса $F(y)$ по сечению лазерного пучка. б) Соответствие между формой лазерного выброса и распределением $F(y)$ в случае бесконечно толстой мишени. в) Морфология выброса в случае тонкого слоя с двумя границами с вакуумом (это не слой на подложке). Горизонтальная прямая $00'$ — плоскость симметрии течения

пучка и нормалью z к поверхности мишени. На рис. 1а показана симметричная половина распределения (1). Распределение (1) по оси y (при $x = 0$) на рис. 1а перевернуто и расположено над разрезом мгновенного рельефа факела по той же оси y на рис. 1б. Это сделано для того, чтобы подчеркнуть, каким образом профиль пучка сказывается на профиле факела. Изменяя распределение F , можно управлять профилем факела, в частности, формой откольного образования.

На периферии пучка $F \rightarrow 0$ и вещество остается неподвижным. Амплитуда смещения и скорость движения, следуя профилю $F(y)$, монотонно нарастают при уменьшении y и достигают максимальных значений в центре пятна (рис. 1, 2). Так образуется куполообразное выпучивание в центре.

На рис. 2 показаны распределение скорости $u_{early}(y)$ на ранней стадии движения и финальное распределение скорости $u_{fin}(y)$, которое устанавливается при переходе вещества в инерционный режим разлета. Речь идет о скорости границы $M-A-E$ -кривая 2 на рис. 1б, в, на которой находится максимум градиента $\partial\rho/\partial z$. Снижение скорости $u_{early} \rightarrow u_{fin}$ (рис. 2) происходит за звуковое время $t_s = d_T/c_s$ под действием сил сопротивления конденсированной среды растяжению, здесь $d_T(F)$ — глубина прогрева, c_s — скорость звука. На рис. 3 приведены три примера (кривые a, b, c) того, как с тече-

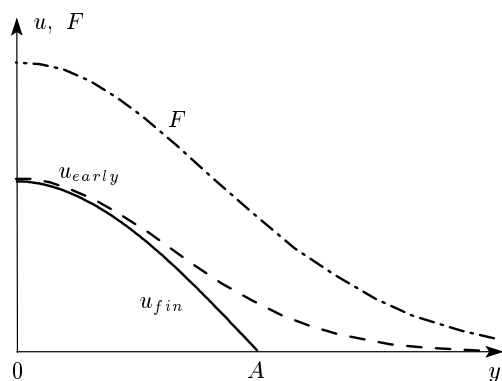


Рис. 2. Поля начальных (штриховая линия) u_{early} и финальных (сплошная линия) u_{fin} скоростей по пятну нагрева, а также распределение флюенса (штрихпунктирная линия) по пятну нагрева

$$h(x, y, t) = \int_0^t u(x, y, \tau) d\tau,$$

здесь за смещение $h(x, y, t)$ принято положение границы $M-A-E$ -кривая 2 (играющей важную роль в отражении света). Именно поэтому важно описание переменного поля скорости, ср. графики скорости на рис. 2 и поля смещений на рис. 1. Ниже описан переход от скорости u_{early} к скорости u_{fin} (рис. 2) и от скорости u_{fin} (рис. 2) к форме поверхности $h(x, y, t) \rightarrow u_{fin}(x, y)t$ ($M-A-E$ -кривая 2), рис. 1б.

Отметим, что в экспериментах [1, 2] с кольцами Ньютона и микроинтерферометрией поперечный размер пучка R_L достаточно велик, $R_L \approx 40$ мкм. Радиус R_L на два-три порядка превосходит глубину прогрева $d_T \sim 10-100$ нм, являющуюся естественной мерой нормальных к поверхности мишени градиентов величин. В этих условиях приемлемой является квазиодномерная аппроксимация трехмерного течения, при которой существенна только нормальная компонента u гидродинамической скорости. Поправки к квазиодномерной аппроксимации требуются, во-первых, при описании экспериментов с острой фокусировкой [3, 20], когда $R_L \approx 1$ мкм, и, во-вторых, при расчетах течения в малой окрестности края кратера, которой соответствует точка A на рис. 1б.

Проанализируем зависимость скорости

$$u(t, x, y) = u[t, F_{abs}(x, y)] = u(t, F_{abs})$$

от времени при различных значениях параметра F_{abs} (поглощенный флюенс). Анализ опирается на описание начальных данных, распада разрыва с вакуумом, распространения акустических возмущений, возникновения сначала упругого, а затем пластического сопротивления растяжению и на описание нуклеации и отрыва откольного слоя.

Выделяются три этапа изменения скорости $u(t)$. Они отмечены цифрами 1, 2, 3 на рис. 3 и цифрами 1, 2 на рис. 4. На первом этапе происходит короткое (атомные времена) чрезвычайно интенсивное ускорение, приводящее к «скачку» скорости от нуля до максимального значения u_{early} , рис. 3 и 4. Резкое ускорение связано с «бесконечным» в гидродинамической постановке значением градиента давления dp/dz в начальный момент времени (распад разрыва с вакуумом). На рис. 4 с 40-кратным увеличением по времени (по сравнению с рис. 3) показан начальный участок зависимостей $u(t)$ в виде кривых a, b, c с рис. 3. По горизонтальной оси на рис. 4 отложено время в молекулярно-динамических единицах (МДЕ). Такая единица времени порядка обрат-

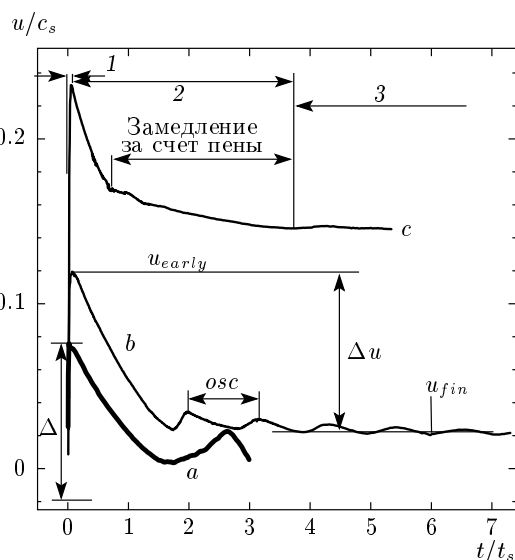


Рис. 3. Этапы 1 (резкого ускорения), 2 (торможения за звуковое время) и 3 (полета по инерции) изменения скорости $u(t, F_{abs})$ внешней границы откольного образования: $T_0/T_a = 0.86$ (a), 1.08 (b), 1.72 (c), где T_a — порог абляции

нем времени t происходит снижение скорости $u(t)$ от значения u_{early} до значения u_{fin} . Расчеты выполнены путем молекулярно-динамического (МД) моделирования, к описанию которого мы вернемся ниже.

Куполообразное облако выброса находится в движении. Смещение вещества и текущая форма купола $h(x, y, t)$ определяются историей изменения скорости во времени:

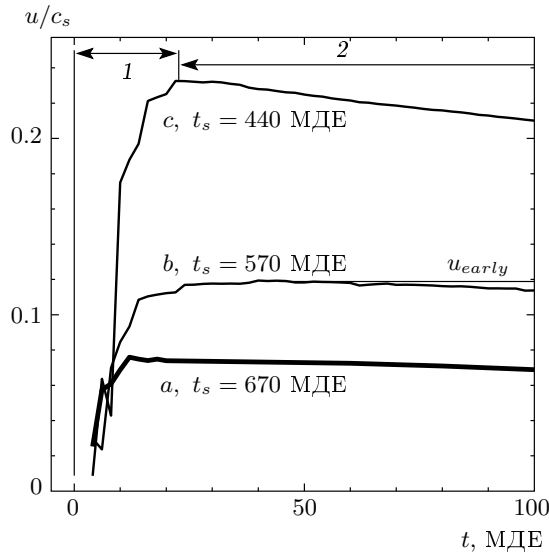


Рис. 4. Зависимости скорости $u(t, F_{abs})$ от времени t на этапах ускорения (1) и начала торможения (2)

ной дебаевской частоты. За это время звук пробегает одну постоянную решетки, длина которой равна 1.57σ в ГЦК-решетке Леннарда–Джонса (ЛД). Скорость звука $c_s = 1.4, 1.6, 1.7$ МДЕ вдоль осей 100, 110, 111 кристалла ЛД. Единица времени МДЕ равна 0.311 пс, σ — единица длины.

В начале МД-моделирования при $t = 0$ (до начала нагрева) ГЦК-кристалл имел небольшую однородно распределенную температуру 0.25ε , соответствовавшую комнатной температуре мишени до облучения. Расчеты проводились для системы атомов с потенциалом взаимодействия Леннарда–Джонса

$$U(r) = 4\varepsilon [(\sigma/r)^{12} - (\sigma/r)^6],$$

где ε — глубина минимума потенциала, используемая в качестве МДЕ энергии. При $t = 0$ включался ланжевенский термостат, который за промежуток времени около 5 МДЕ формировал распределение температуры. В работе оно называется начальным профилем, поскольку с ним связаны начальные данные для последующего гидродинамического движения. В расчетах, результаты которых представлены на рис. 3, 4 и далее, начальное распределение имело экспоненциальный вид:

$$(T_0 - 0.25\varepsilon) \exp(-z/d_T) + 0.25\varepsilon,$$

где T_0 — начальная температура поверхности $z = 0$. Для кривых a, b, c на рис. 3, 4 температура T_0 и

глубина прогрева d_T в единицах ε и σ равны соответственно (1, 900), (1.25, 770), (2, 600). До начала нагрева давление в кристалле равно нулю. Разлет происходит по направлению 110. Звуковые времена, приведенные на рис. 4, равны $t_s = d_T/c_s$. Задержка в ускорении границы на этапе 1 (рис. 4) связана с промежутком времени, за которое термостат разогревал вещество. Задержка выбрана так, чтобы по порядку величины соответствовать характерному времени электрон-ионной релаксации [19].

Вторым является этап торможения (обозначен цифрой 2 на рис. 3, 4), на котором скорость $u(t)$ снижается. Из-за уменьшения начального давления в глубину мишени торможение начинается сразу за скачком скорости. На границе М–А–Е–кривая 2 (рис. 1) давление близко к нулю (оно очень мало по сравнению с начальным давлением). Торможение границы обусловлено возникновением возле границы М–А–Е–кривая 2 зоны отрицательного давления, в которой давление ниже давления на границе.

Длительность существования в малой окрестности границы М–А–Е–кривая 2 (рис. 1) тормозящего границу градиента $\partial p/\partial z$ имеет значение порядка звукового времени t_s . С увеличением поглощенного флюенса F_{abs} (и соответственно начальной температуры поверхности T_0) продолжительность второго этапа и величина $\Delta u = u_{early} - u_{fin}$ снижения скорости уменьшаются. По окончании этапа 2 начинается этап 3 полета по инерции. На этапе 3 устанавливается инерционная скорость u_{fin} движения центра массы откольного слоя. Это обусловлено уменьшением градиента $\partial p/\partial z$ вблизи границы до очень малых значений. Здесь опущен несущественный в этом месте вопрос о звуковых осцилляциях оторвавшегося откольного слоя, отмеченных меткой «osc» на рис. 3.

Как сказано, величина Δu на втором этапе убывает с увеличением поглощенного флюенса F_{abs} и соответственно с повышением начальной температуры T_0 на границе. Это связано с ослаблением прочностных характеристик конденсированной среды при ее нагреве. На рис. 2 видно, что разность $\Delta u(y)$ монотонно убывает к центру $y = 0$ — кривые $u_{early}(y)$ и $u_{fin}(y)$ сближаются. Функция $u_{early}(y) = u_{early}(F_{abs})$ (штриховая линия на рис. 2) плавно повторяет профиль флюенса:

$$\frac{u_{early}}{c_s} \sim \frac{p}{K} \sim \frac{T}{E_{coh}} \propto F_{abs}^\alpha. \quad (2)$$

Здесь p, T — максимальные начальные значения давления и температуры, $K = 70$ ГПа (Al), 140 ГПа (Cu), 80 (Au) ГПа, показатель $\alpha \approx 1$ [19], E_{coh} — энергия когезии. Энергия E_{coh} — это внутренняя

энергия твердого тела при нулевых температуре и давлении, если отсчитывать ее от энергии равного числа изолированных атомов; $E_{coh} = 3.4$ эВ/атом (Al), 3.5 эВ/атом (Cu), 3.7 эВ/атом (Au). Оценки (2) получаются при линейной акустической аппроксимации решения задачи о распаде разрыва с вакуумом. Скорость (2) набирается при разгоне границы вдоль положительного участка адиабаты $0 < p(\rho; s) < p$ от начального давления p .

С ультракороткими лазерными импульсами связаны высокие темпы растяжения, $\tau^{-1} = \dot{V}/V$. Отметим, что при равных начальных температурах T напряжение на пороге разрыва $p_{lim}(T, \tau^{-1})$ увеличивается с ростом скорости растяжения τ^{-1} . Максимальные значения p_{lim} достигаются с помощью ультракоротких импульсов. Они соответствуют нанометровому диапазону толщин d_T и находятся возле атомного предела прочности. При других способах растяжения конденсированной фазы (например, с помощью взрывчатых веществ) значения p_{lim} меньше.

Линейная аппроксимация адиабаты имеет вид $p - p_b = c_0^2(\rho - \rho_b)$, где $c_0 = \text{const}$, (ρ_b, p_b) — точка пересечения адиабаты и бинодали (кривой равновесия жидкость–пар). В рамках линейной акустики имеем $p_{neg} = p/2$ в случае толстой ($d \gg d_T$) мишени, рис. 1б, и $p_{neg} = p$ в случае тонкого слоя толщины d ($d \ll d_T$), рис. 1в. Здесь $p > 0$ — начальное давление на границе мишени после быстрого нагрева лазерным импульсом, $p_{neg} = |p_-|$, $|p_-|$ — максимальное по модулю отрицательное давление, достигаемое при наибольшем растяжении в отсутствие разрыва, d — толщина слоя. Отсюда следуют грубые оценки давления в мишени в течение всего процесса гидродинамического движения от максимального значения p до $p_- < 0$. Они необходимы для обоснования применимости приближения линейной акустики. В разд. 4 мы вернемся к вопросу об этом приближении.

Отметим, что МД-расчеты с потенциалом ЛД дают следующие пороги абляции по температуре T_0 для случаев тонкого (рис. 1в) и толстого (рис. 1б) слоев соответственно $T_0|_a = 0.78, 1.15$. Их отношение равно 1.5. То, что порог по начальному давлению для тонкого слоя меньше, чем для полубесконечной мишени, ясно из акустики. Однако величина этого отношения линейной акустикой определяется по порядку величины, поскольку линейная аппроксимация адиабаты не применима в области пластических деформаций.

Приведем простые соображения, связанные с термомеханическим давлением и растягивающими напряжениями и приводящие к выводу о существо-

вании порога абляции. С ростом F_{abs} от нулевого значения растут начальная температура и давление, а следовательно, и абсолютная величина отрицательного давления $p_{neg}(F_{abs})$, $p_{neg}(0) = 0$. С другой стороны, функция $p_{lim}(\tau^{-1}, T)$ от температуры T (при фиксированном значении τ^{-1}) убывает с ростом T и F_{abs} , причем значение $p_{lim}(T = 0)$ конечно. Оно называется идеальной прочностью, см., например, [21]. Ясно, что существует пороговое значение $F_{abs}|_a, T_a$, при котором значения функций $p_{neg}(F_{abs})$ и $p_{lim}(F_{abs})$ оказываются одинаковыми.

Сделаем короткое замечание относительно степени α в оценке (2). Закон сохранения энергии на стадии выравнивания температур [19] дает $F_{abs} \sim \sim cT d_T$, где c — теплоемкость конденсированной фазы. Если пренебречь зависимостью теплоемкости от температуры (положить, что теплоемкость на атом приблизительно равна $3k_B$), то $\alpha = 1$ при условии, что глубина прогрева постоянна, $d_T(F_{abs}) \equiv \text{const}$. На самом деле имеется слабая зависимость толщины прогрева d_T от поглощенного флюенса F_{abs} , поэтому показатель α немного меньше единицы [19].

Итак, имеется плавная функция $u_{early}(F_{abs})$, $u_{early}(0) = 0$, покрывающая весь диапазон поглощенных флюенсов F_{abs} от 0 до интересующих нас значений, превышающих критическое значение. Она представлена штриховой кривой на рис. 2. Критической называется величина F_{abs} , при которой энтропия вблизи границы конденсированной части мишени достигает критического значения (точка «crit» на рис. 1). Это значение соответствует критической точке жидкость–пар фазовой диаграммы. От функции $u_{early}(F_{abs})$ необходимо перейти к функциям $u_{fin}(F_{abs})$, $u_{fin}(y)$, а затем перейти от функции $u_{fin}(y)$ к функции $h(y, t_{fix})$, изображенной на рис. 1 в фиксированный момент времени t_{fix} . Переход $u_{fin}(F_{abs}) \rightarrow u_{fin}(y)$ осуществляется с помощью распределения (1). При инерционном разлете имеем $h(t, x, y) \rightarrow u_{fin}(x, y)t$ при условии $t \gg t_s$.

Если функция $u_{early}(F_{abs})$ плавно покрывает интересующий нас диапазон, то функции $u_{fin}(F_{abs})$, $u_{fin}(y)$ и $h(t_{fix}, F_{abs})$, $h(t_{fix}, y)$ имеют излом в точке A , рис. 1, 2. Точка A является важной. Она соответствует порогу абляции F_a и отмечает боковую границу кратера «crat» на рис. 1б или боковую границу отверстия в случае тонкого слоя, рис. 1в. В отличие от зависимости $u_{early}(F_{abs})$ функции $u_{fin}(F_{abs})$, $h(t_{fix}, F_{abs})$ на рис. 1, 2 определены над порогом: при $F > F_a$. Рассмотрим функцию $u_{fin}(F_{abs})$ как разность $u_{early} - \Delta u$. При убывании F_{abs} тепловой вклад уменьшается, соответственно прочность вещества возрастает. Следовательно, при убывании

F_{abs} функция $\Delta u(F_{abs})$ возрастает (прочность больше — торможение больше). Функция $u_{early}(F_{abs})$, наоборот, убывает при убывании F_{abs} (меньше нагрев — меньше ускорение при распаде разрыва с вакуумом). Из сказанного очевидно, что существует пороговое значение $F_{abs}|_a$, при котором скорости $u_{early}(F_{abs})$ и $\Delta u(F_{abs})$ сравниваются. При этом скорость $u_{fin}(F_{abs})$ обращается в нуль.

Случай $F < F_a$ представлен кривой a на рис. 3. Если из значения u_{early} , соответствующего кривой a , вычесть величину Δu (показана на рис. 3 на кривой b), то полученное значение скорости u_{fin} будет отрицательным — граница движется на мишень, см. рис. 3. На рис. 3 стрелка Δu перенесена в виде стрелки Δ с кривой b на кривую a . Кривая b относится к слабо надпороговому случаю $F - F_a \ll F_a$. На пороге абляции начальная скорость откольного слоя u_{early} порядка 0.1–0.2 от скорости звука, рис. 3. Под порогом $F < F_a$ прочность превышает силу, растягивающую вещество из-за его инерционного движения после начального «распадного» скачка скорости. Поэтому отрыва откольного слоя нет. Соответственно при условии $y > y_A$ первый слой вещества, прилегающий к границе мишени, остается связанным с мишенью, рис. 1. Это является причиной образования излома в точке A при условии $t \gg t_s$.

3. ПОРОГ ИСПАРЕНИЯ

В разд. 2 основное внимание уделено порогу абляции, представленному точками A на рис. 1, 2. При отражении ультракороткого зондирующего импульса (схема рипр-probe) от составляющих лазерного выброса главными являются пороги абляции F_a (точки A) и испарения F_{ev} (точки E), так как в пределах $F_a < F < F_{ev}$ существует откольный слой $crat-E-A$ (рис. 1б) из жидкого (а значит конденсированного) вещества. Причина появления порога F_{ev} проста. В направлении $A \rightarrow E$ флюенс возрастает. Вместе с ним увеличиваются начальные температура T и давление p , а прочность вещества на разрыв $p_{lim}(T)$ уменьшается. При распаде соответствующего разрыва в вакуум предел p_{lim} достигается на меньшей глубине. Это означает, что толщина откольного слоя $d_{spall}(T)$, $d_{spall}(F)$ уменьшается с ростом флюенса. При условии $F \approx F_{ev}$ толщина d_{spall} становится сравнимой с межатомным расстоянием и откольный слой исчезает.

То, что вещество откольного слоя находится в конденсированном состоянии, является важным, поскольку в этом состоянии (в отличие от газа) ве-

щество сохраняет свою плотность в процессе движения. Речь идет о жидких металлах. Полупроводники при плавлении переходят в металлическое состояние. Конденсированные металлы при температурах, меньших температуры перехода металл–диэлектрик, имеют концентрацию электронов выше критической плотности n_{crit} для используемого лазерного излучения, поэтому на их границах происходит отражение света.

Отражающая граница показана кривой $A-E$ на рис. 1. На ней находится максимум градиента плотности. Своеобразным продолжением откольного слоя $A-E$ является кривая 2 на рис. 1, на которой находится максимум функции $\partial\rho/\partial z$ от координаты z при флюенсах $F > F_{ev}$. Величина максимального значения $\partial\rho/\partial z$ убывает с ростом флюенса. Как следует из анализа приведенных ниже МД-расчетов, кривая 2 разделяет однофазную и двухфазную области. В этом отношении она аналогична откольному слою, который тоже служит разделителем однофазной и двухфазной областей. На рис. 1 однофазная область (пар) находится над кривой 2. Она ограничена кривыми 1 и 2. Двухфазная область жидкость–пар при условии $F > F_{ev}$ ограничена кривой 2 и дном кратера «*crat*», рис. 1б.

С максимумом градиента $\partial\rho/\partial z$ на кривой 2 (рис. 1) связан существенный вклад в отражение зондирующего импульса на начальной стадии разлета. Отражение в области кривой 2 на последующих стадиях разлета зависит от динамики расширения. Усредненная по звуковым осцилляциям плотность откольного слоя сохраняется во времени, поскольку расширение в среднем отсутствует, $\partial u/\partial z = 0$. Осцилляциям соответствуют зубцы «*osc*» на кривой b на рис. 3. Напротив, в области, связанной с кривой 2 (рис. 1), происходит расширение вещества, $\partial u/\partial z \neq 0$, и средняя плотность постепенно снижается, причем только в течение короткого времени происходит расширение сплошного вещества. Дальнейшее снижение средней плотности обусловлено расширением парожидкостной смеси. Вопрос об отражении света от такой смеси при ее достаточно высокой плотности не изучен. Однако ясно, что при значительном падении средней плотности смеси она становится прозрачной для оптической диагностики — начинается отражение от дна кратера. В этом заключается качественная разница между областями правее и левее точки E на рис. 1б.

Кроме порогов абляции $F_a(A)$ и испарения $F_{ev}(E)$ имеется порог плавления F_m (рис. 1а). Выход фронта плавления на поверхность мишени отмечен точкой M на рис. 1. Для металлов по-

рог F_m примерно вдвое ниже порога F_a . Порог испарения F_{ev} в несколько раз выше значения F_a . Поскольку порог абляции существенно превосходит порог плавления, отрыв откольного слоя происходит в жидкой фазе. В жидкости нуклеация под действием растягивающих деформаций приводит к образованию пузырьков. Этот процесс называется кавитацией. Поэтому откольный слой можно было бы называть откольно-кавитационным слоем.

Морфология лазерного выброса определяется отношением F_c/F_{ev} , где F_c — флюенс в центре пятна, рис. 1а. Имеются два качественно отличающихся случая: $F_c < F_{ev}$ и $F_c > F_{ev}$. В первом из них «купол», образованный откольным слоем, является закрытым, тогда как во втором случае в куполе имеется отверстие. Размер отверстия r_{ev} определяется величиной порога F_{ev} и значениями R_L, F_c . В соответствии с аппроксимацией (1) имеем

$$y_{ev} = R_L \sqrt{\ln(F_c/F_{ev})}.$$

В первом случае двухфазная составляющая облака выброса полностью изолирована от вакуума закрытым куполом откольного слоя.

Чтобы охватить все существенные значения флюенсов от порога F_m до термодинамической критической точки F_{crit} , рис. 1 построен при условии $F_c > F_{crit}$, $F_{crit} > F_{ev} > F_a > F_m$. Ниже приведены результаты молекулярно-динамических расчетов, выполненных для характерных значений флюенсов: (I) немного ниже значения F_a ; (II) немного выше значения F_a ; (III) посередине между порогами $F_a < F_{III} < F_{ev}$; (IV) возле порога испарения $F_{IV} < F_{ev}$; (V) за порогом испарения $F_V > F_{ev}$. Из расчетов будет ясно, как протекает гидродинамическая эволюция и какова структура выброса на заключительной стадии разлета в этих пяти случаях. Как сказано в разд. 2, в силу квазиодномерного характера трехмерного течения локальное значение флюенса $F(x, y)$ задает одномерное течение по координате z в точке (x, y) . Поэтому из обзора одномерных расчетов при характерных значениях флюенса возникает картина трехмерного течения в целом.

Указанные пять характерных значений (I–V) отмечены вертикальными стрелками на рис. 1б. Они относятся к следующим значениям отношения начальной температуры к порогу абляции по температуре: $T_0/T_a = 0.86, 1.08, 1.72, 2.6, 4.3$. Отметим еще величину $T_0/T_a = 1.8$, ей соответствует расчет [18, 22] для случая тонкого слоя. Величина $T_0/T_a = 1.8$ отмечена стрелкой на рис. 1в. Она на-

ходится между порогами абляции и испарения для тонкого слоя.

Имеет смысл сравнивать опыты и расчеты по начальной температуре, начальному давлению и по флюенсу в виде безразмерных отношений с нормировкой на пороговое значение, $T_0/T_a, p/p_a, F/F_a$. Температура и давление являются «локальными» характеристиками создаваемой лазерным импульсом термомеханической «энергонапряженности» по сравнению с «интегральным» характером поглощенного флюенса F_{abs} . Это сказано в следующем смысле. Сравним, например, тонкие ($d \ll d_T$) слои разной толщины d . Пороговые значения T и p не зависят от толщины d , если пренебречь слабыми изменениями из-за вариации скорости растяжения τ^{-1} . При этом пороговое значение по флюенсу $F_{abs} \propto \int T dz \sim Td$ пропорционально толщине.

Нормировка на абляционный порог существенна при обработке эксперимента. При этом обычно оперируют величиной $F_{inc}/F_{inc}|_a$, где F_{inc} — флюенс падающего излучения. Для нас важна связь отношений $T_0/T_a \approx F_{inc}/F_{inc}|_a$ между молекулярно-динамическими расчетами и опытными данными в случае с толстой мишенью. Эта связь позволяет сопоставлять расчеты с экспериментом. Если величина T_0/T_a определяет структуру течения в расчетах, то $F_{inc}/F_{inc}|_a$ определяет одномерное течение, создаваемое лазером.

4. ПОВЕДЕНИЕ ОКОЛО ПОРОГА АБЛЯЦИИ

На рис. 5 приведена схема звукового распада и отражения от вакуумной границы начального профиля термомеханического напряжения p . Схема построена в линейном акустическом приближении, когда гидродинамическая задача сводится к волновому уравнению $p_{tt} - c_0^2 p_{zz} = 0$, $c_0 \equiv \text{const}$. Общее решение задачи Коши $p(z, t = 0) = P(z)$, $u(z, t = 0) \equiv 0$ (начальные данные) этого уравнения дается решением Даламбера

$$p(z, t) = \frac{P(z - c_0 t)}{2} + \frac{P(z + c_0 t)}{2},$$

$$u(z, t) = \frac{P(z - c_0 t) - P(z + c_0 t)}{2\rho_0 c_0},$$

описывающим распад начального профиля $P(z)$ на бегущие вправо и влево звуковые волны. При распаде начального профиля у границы с вакуумом $z = 0$ (рис. 5) в начальные данные по давлению: $p(z, t = 0) = P(z)$, $z < 0$, необходимо включить отраженную волну: $-P(-z)/2$, $z > 0$. При

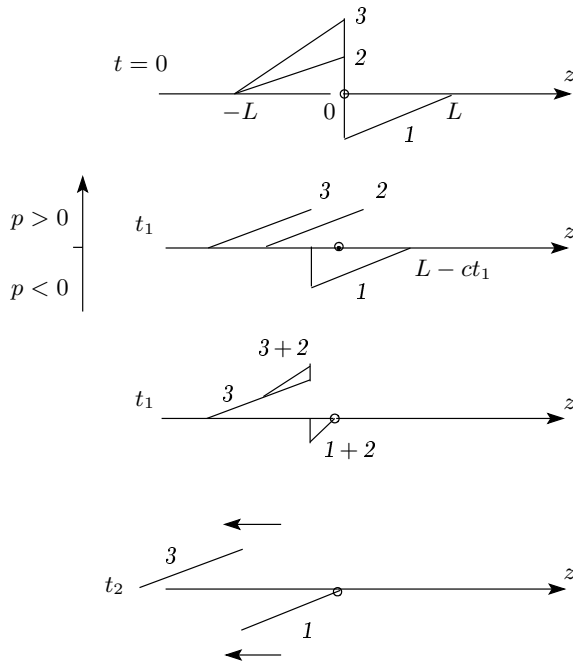


Рис. 5. Сверху вниз: начальный профиль ($t = 0$), три составляющие суммарного профиля по отдельности (t_1), сумма составляющих (t_1), установившаяся волна из суммы составляющих 3 и 1 (t_2)

этом скорость границы с вакуумом дается выражением $u(z = 0, t) = P(-c_0t)/\rho_0c_0$. Сравним зависимости скорости границы от времени $u(0, t)$ в термомеханическом и ударноволновом [23, 24] случаях. В случае с ударной волной на границу в момент $t = 0$ приходят профили давления $P_{sw}(z)$ и скорости $U_{sw}(z) = P_{sw}/\rho_0c_0$. Тогда скорость границы равна удвоенной [23, 24] скорости за фронтом ударной волны:

$$u(0, t) = 2P_{sw}(-c_0t)/\rho_0c_0 = 2U_{sw}(-c_0t).$$

Как видим, в линейном приближении термомеханическое и ударноволновое отношения $u(0, +0)/P(0, -0)$ отличаются в два раза.

На рис. 5 показан пример с начальным профилем давления $P(z)$ треугольной формы, распределенным при $t = 0$ на отрезке $-L < z < 0$. Мишень находится слева ($z < 0$) от границы с вакуумом $z = 0$. Начальный профиль $P(z)$ разбит на сумму из двух половин $P(z)/2$. Каждая половина является бегущей волной Даламбера. Они обозначены цифрами 2 и 3. Волна 3 распространяется налево вглубь мишени, а волна 2 движется направо. Волна 2 отражается от границы с вакуумом. Отраженная волна отмечена на рис. 5 цифрой 1. В момент $t = 0$ она находится

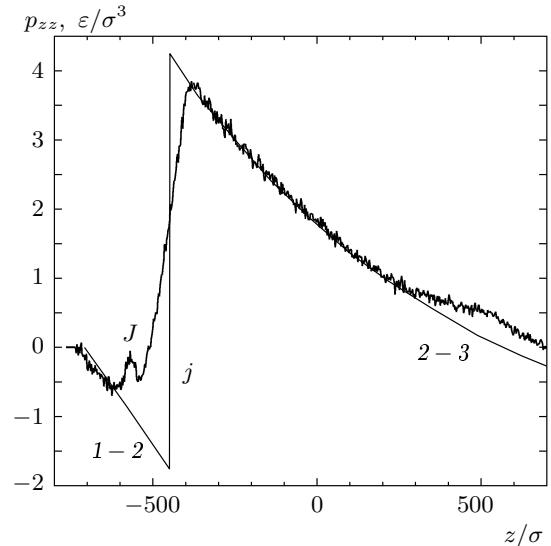


Рис. 6. Сходство и отличия между МД-моделированием (флуктуирующая кривая) и линейной акустикой (1-2, j, 2-3). Значения параметров: $T_0/T_a = 0.86$ (на 14% ниже порога), $t = 0.3t_s = 200$ МДЕ времени

в области $z > 0$. На отрезке времени $0 < t < L/c$, к которому относится момент t_1 , идет процесс отражения. Мгновенный профиль в мишени $z < 0$ есть сумма волн 1, 2 и 3, показанных по отдельности на верхнем из пары рисунков t_1 . Из-за отраженной волны 1 в мишени возникает область отрицательных давлений. После окончания отражения ($t > L/c$) в мишень уходит пара из положительного и отрицательного импульсов, показанных на нижнем из рисунков (t_2) на рис. 5. В ударноволновом случае после отражения в мишени распространяется только импульс отрицательного давления.

Интересно сопоставить линейное решение с результатами моделирования. Мгновенные профили давления показаны на рис. 6–8 при следующих значениях параметров T_0/T_a , t/t_s : 0.86, 0.3 (рис. 6), 0.86, 0.6 (рис. 7), 1.08, 0.7 (рис. 8). Давление приводится в МД-единицах давления ϵ/σ^3 . Рассмотрим сначала допороговые случаи (рис. 6, 7). Линейное решение, состоящее из секций 1-2, j и 2-3, построено по экспоненциальному начальному профилю давления. Секции 1-2 и 2-3 составлены из волн (1 и 2) и (2 и 3), ср. с рис. 5. В решении Даламбера секции 1-2 и 2-3 разделяет скачок j. На самом деле из-за зависимости скорости звука от давления этот скачок размывается в подъем J. Результаты МД-моделирования представлены флуктуирующей кривой. В

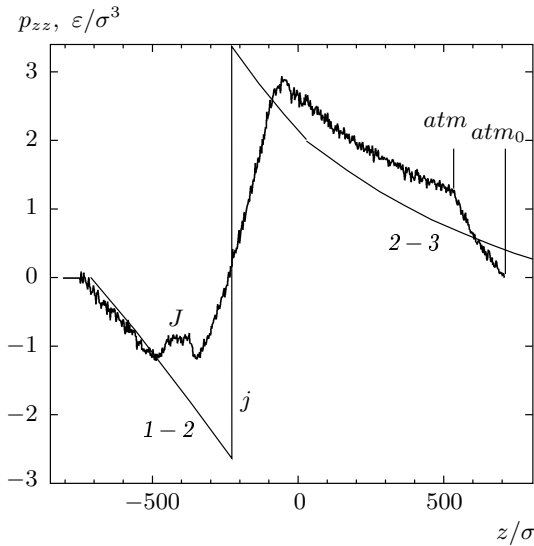


Рис. 7. Сравнение линейного приближения с численным моделированием ниже порога при $T_0/T_a = 0.86$, $t = 0.6t_s = 400$ МДЕ времени

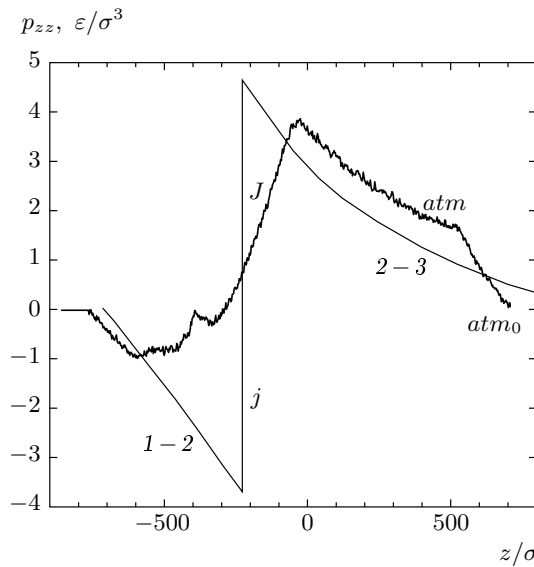


Рис. 8. Сравнение линейного приближения с численным моделированием выше порога откола или абляции, $T_0/T_a = 1.08$, $t = 0.7t_s = 400$ МДЕ времени

случае автомодельной волны разрежения [25] подъем J соответствует участку с веером характеристик. Течение становится автомодельным, если начальные данные однородны: $p \equiv \text{const}$, $\rho \equiv \text{const}$, $u \equiv 0$. Давление, вычисленное по формулам линейной акустики, обращается в нуль в точке, в которой находилась граница с вакуумом в момент $t = 0$. Поэтому в об-

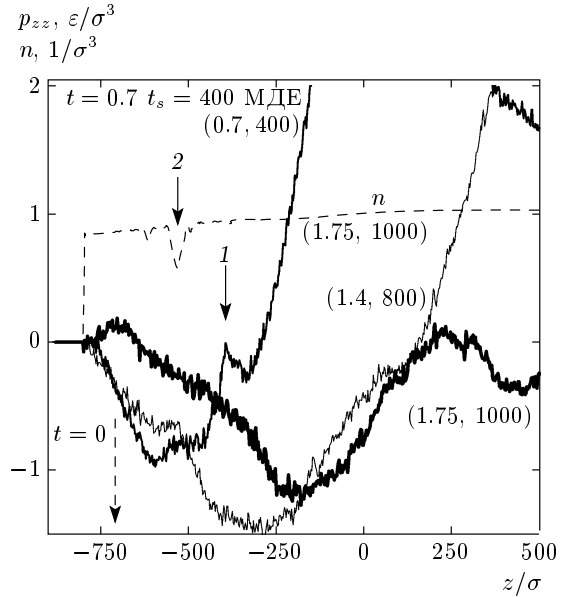


Рис. 9. Процесс формирования разрыва через развитие пластических деформаций. В скобках у кривых указано время в единицах t_s и в МДЕ, $T_0/T_a = 1.08$. Вертикальная стрелка $t = 0$ отмечает начальное положение границы мишени

ласти $p \approx 0$ флуктуирующая кривая на рис. 6–8 находится левее линейного решения 1–2. Это вызвано смещением вещества.

Небольшая разница между линейным решением и результатами моделирования, как сказано, заключается, во-первых, в размывании скачка j , и, во-вторых, в смещении границы с вакуумом. Более важным является отклонение от линейного поведения, $\delta p = c_0^2 \delta \rho$, $c_0 \equiv \text{const}$, связанное с нелинейными эффектами возле предела прочности p_{lim} . Линейное приближение применимо при малых возмущениях давления $p \ll K$, $p \ll p_{lim}$. Поскольку модуль K намного превышает p_{lim} , главное ограничение обусловлено пределом p_{lim} . Из-за пластичности вещества вблизи порога абляции ($p \approx p_{lim}$) описывающее область $p < 0$ линейное решение 1–2 (рис. 6–8) сильно отличается от результатов численного расчета. Имеется даже любопытная немонотонность в виде выброса давления в области $p < 0$. Эта немонотонность распространяется в глубь вещества вместе со звуковой волной, ср. рис. 6 и 7.

Аналогичная движущаяся с волной немонотонность наблюдается и в запороговом случае (рис. 8). Она отмечена цифрой 1 на рис. 9. Немонотонность 1 существует на стадии до образования разрыва вещества. Интересно, что точка разрыва не связана с

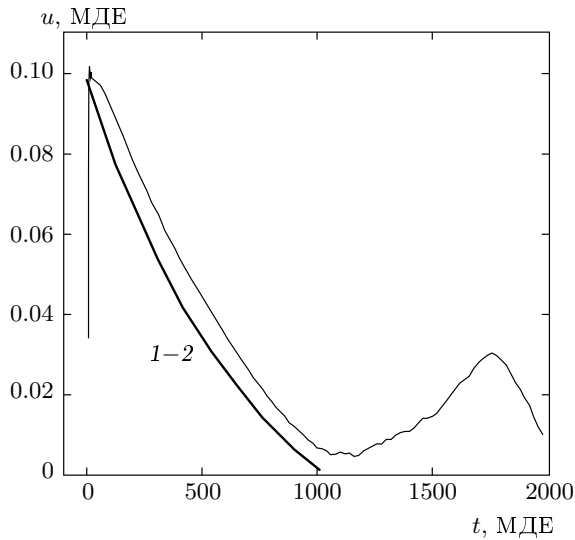


Рис. 10. Сравнение акустической (1-2) и МД- (тонкая линия) зависимостей от времени скорости движения границы конденсированной фазы для допорогового случая $T_0/T_a = 0.86$

местом нахождения немонотонности. Если немонотонность движется с волной, то разрыв «зацеплен» за вещество. Формирование разрыва является продолжительным процессом. Начало разрыва отмечено стрелкой 2 на рис. 9 на профиле плотности n . Видно, что в момент $t = 1.4t_s$ в точке будущего разрыва имеется излом на профиле давления («слабое место»). Позже давление в этой точке приближается к нулю (профиль $t = 1.75t_s$).

На рис. 10 представлены линейная и МД-зависимости $u(t)$ для границы мишени. На стадии торможения границы (стадия 2, рис. 3, 4) эти зависимости примерно одинаковы, хотя из-за пластических эффектов профили тормозящего давления $p < 0$ в глубине мишени отличаются сильно (см. рис. 6, 7). Дело в том, что торможение границы и, следовательно, зависимость $u(t)$ на стадии 2 определяются градиентом давления $\partial p/\partial z$ в непосредственной окрестности границы. Акустический и МД-профили p примерно одинаковы при небольших по абсолютной величине значениях отрицательного давления (рис. 6-8). Поскольку на границе выполняется условие $p \approx 0$ (давление пара в области между кривыми 1 и 2-E-A мало, рис. 1), в приграничной области конденсированного вещества значения $|p|$ являются небольшими.

В случае линейной акустики в момент $t_2 = L/c_0$ (рис. 5) отражение звука заканчивается. После этого в линейном приближении граница останавливает-

ся, сместившись за время торможения на расстояние $\int_0^{t_2} u(t) dt$. Подъем и спад МД-функции $u(t)$ на рис. 10 при $t > L/c_0$, видимо, обусловлен приходом сигнала, отраженного от тыльного промежутка « $atm-atm_0$ » расчетного слоя, см. рис. 7 и 8. На этом промежутке расположен «термостат». Он тормозит вещество промежутка так, чтобы смещение тыльной поверхности « atm_0 » было мало и давление на границе « atm_0 » равнялось нулю. Динамическое действие такого термостата эквивалентно действию гравитационного «поля» с примерно однородным на промежутке зависящим от времени ускорением свободного падения, направленным налево на рис. 7 и 8. Действие эффективного «веса» увеличивает градиент $\partial p/\partial z$ на промежутке.

Начальная толщина слоя вещества составляет 1420σ . Толщина промежутка равна 210σ . В промежутке « $atm-atm_0$ » отраженный сигнал размывается и ослабляется по сравнению со случаем расчета с граничным условием в виде жесткой стенки в точке « atm_0 ». Влияние термостата не сказывается на зависимости скорости внешней границы конденсированной части мишени от времени, $u(t)$, если порог абляции превышен (кривые b и c на рис. 3). Дело в том, что в наших расчетах отрыв откольного слоя происходит до прихода отраженного сигнала в область отрыва. После отрыва слоя отраженный сигнал не может повлиять на динамику полета откольного слоя.

5. ПЕРЕХОД ОТ ОТКОЛЬНОГО К БЕЗОТКОЛЬНОМУ ИСТЕЧЕНИЮ

На рис. 16 пятью стрелками (I-V) указаны позиции характерных случаев, совокупность которых формирует наблюдаемую в экспериментах морфологию лазерного выброса (разд. 3). Описанию случаев I и II около порога абляции посвящен разд. 4. Теперь необходимо представить оставшиеся три случая, относящиеся к уменьшению толщины купола (III, IV) и течению в области отверстия купола (V). Рассмотрим область между кривыми 1 и A-E-2 на рис. 16,в. Для случаев (IV) с $T_0/T_a = 2.6$ и (V) $T_0/T_a = 4.3$ этой области соответствует отрезок между стрелками 1 и A-E на рис. 11 и отрезок между стрелками 1 и 2 на рис. 12 («паровой хвостик»). В МД-расчетах эта область заполнена переохлажденным паром. Из-за относительно небольшого времени МД-моделирования и ограниченности числа Кнудсена по толщине этой области в МД-расчетах не

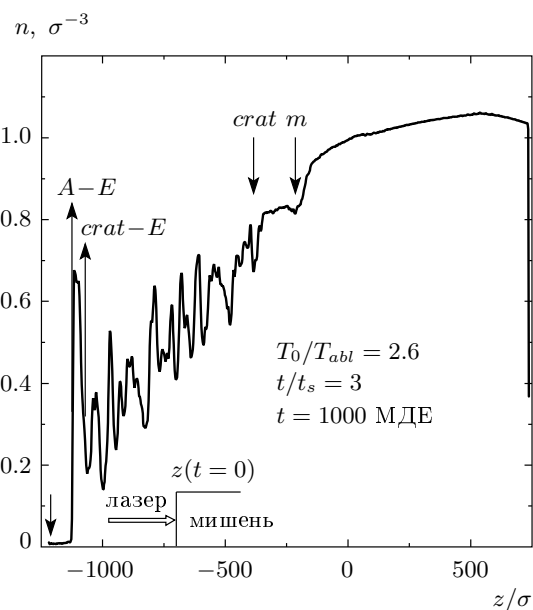


Рис. 11. Структура течения разлета, состоящего из областей вещества 1) в деформированном твердом состоянии (правее стрелки *m*), 2) в виде расплава между стрелками *m* и *crat*, 3) в виде двухфазной области между метками *crat* и *crat-E*, 4) в виде откольного купола между метками *crat-E* и *A-E* и 5) в виде однофазного пара на отрезке между *A-E* и 1 (ср. с рис. 1б)

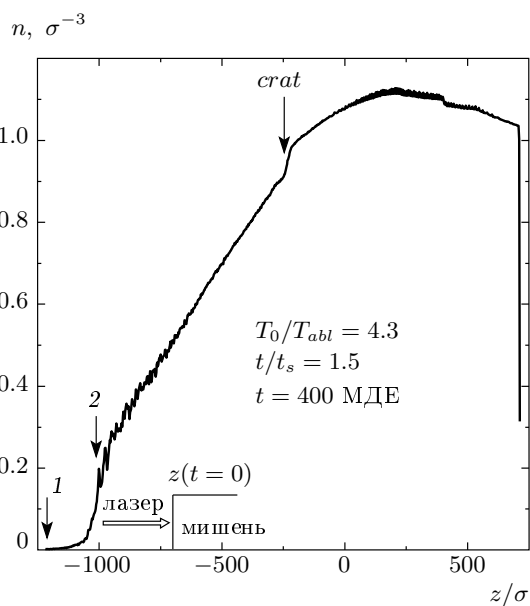


Рис. 12. Упрощение структуры течения разлета по сравнению с рис. 11 за счет исчезновения отрезка, относившегося к откольному куполу. Этот отрезок пропадает при превышении порога испарения. Стрелкой *crat* отмечено дно будущего кратера

наблюдается конденсации пара. Количество пара в анализируемой области и ее толщина возрастают с ростом отношения T_0/T_a , ср. рис. 11 и 12.

«Хвостик», похожий на распределение плотности в области переохлажденного пара на рис. 11 и 12, имеется и на профилях плотности, вычисленных из уравнений гидродинамики с равновесным уравнением состояния [25]. Равновесное уравнение состояния получается из неравновесного с метастабильной областью $p < 0$ с помощью правила Максвелла. В расчетах [25] «хвостик» соответствует участку равновесной адиабаты, находящемуся в двухфазной области и соединяющему точку пересечения бинодали и адиабаты и точку $\rho = 0, p = 0$. На равновесной двухфазной адиабате относительная доля пара по объему двухфазной смеси монотонно возрастает от 0 до 1 по мере смещения от точки пересечения бинодали и адиабаты к точке $\rho = 0, p = 0$.

Рассмотрим двухфазную область. На рис. 1б она ограничена кривой 2-E-cr \bar{a} t и дном кратера *crat*. На рис. 1в это область под кривой 2 и нижней границей купола (см. также рис. 11 и 12). Вещество, попадающее в двухфазную область, не сразу пере-

ходит в двухфазное состояние. Сначала вещество растягивается, а его плотность уменьшается без потери сплошности. Снижение плотности начинается под действием положительного давления и продолжается за счет сил инерции при $p < 0$. Смена знака давления происходит при прохождении равновесного значения плотности. При некотором растяжении вещества ниже равновесной плотности в среде зарождаются первые очень маленькие пузырьки. Период зарождения пузырьков короткий. Появление пузырьков уменьшает степень растяжения жидкости вне пузырьков, повышает плотность этой жидкости и соответственно уменьшает абсолютную величину отрицательного давления в жидкости, растянутой ниже равновесной плотности. Поэтому новых пузырьков более не образуется. Далее по мере растяжения происходит расширение пузырьков. При этом объемная относительная доля смеси, занятая паром в пузырьках, V_{vapor}/V_{total} увеличивается, $V_{total} = V_{vapor} + V_{liquid}$. При $V_{vapor}/V_{total} \approx 0.5$ образуется пена, в которой толщина стенок мала по сравнению с размером пузырей. Увеличение объема пузырей происходит, во-первых, из-за растяжения, и, во-вторых, вследствие разрыва стенок и слияния пузырей. Вторым процессом уменьшает число пузырей на единицу массы смеси. Кроме того, число пузырь-

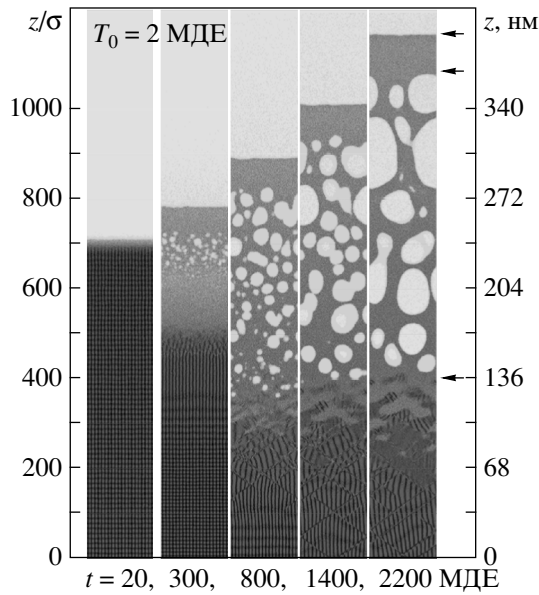


Рис. 13. Зарождение и развитие системы пузырей и откольного слоя. Двухфазная область выделена нижней парой стрелок справа на рисунке. Откольный слой отмечен верхней парой стрелок, $T_0/T_a = 1.72$

ков уменьшается вследствие коллапса самых мелких пузырьков при уменьшении по абсолютной величине напряжений, вызванных растяжением жидкости. При малых значениях отношения V_{vapor}/V_{total} доминирует первый процесс, при больших — второй. С приближением отношения V_{vapor}/V_{total} к единице вместо пены формируется система из капель жидкости. Капли возникают в местах схождения нескольких стенок пузырей пены.

На рис. 13 показан процесс формирования и эволюции двухфазной системы, включающий растяжение сплошной среды, зарождение и увеличение радиуса и объема пузырей до образования пены. С течением времени система трансформируется от состояния с пузырьками в жидкости (перколяция по жидкости) к состоянию капли в паре (перколяция по пару). Ограниченность расчетной области в направлении разлета по оси z не позволила проследить эволюцию двухфазной системы до стадии капель в паре. На правой из пяти фигур, представленных на рис. 13, виден момент разрыва стенки между пузырями. Прорывается стенка между вторым сверху справа пузырем и соседним к нему средним пузырем.

Использование многопроцессорного алгоритма [26] и простота ЛД-потенциала позволили

провести расчеты с большим количеством атомов (10–100 млн). В результате была исследована сложная картина пены с очень большим количеством взаимодействующих пузырей. С пеной связан важный эффект длительного торможения откольного образования. Эффект обусловлен слабым, но конечным сопротивлением пены растяжению из-за поверхностного натяжения стенок пузырей.

В МД-расчетах (рис. 13–17) моделировалось воздействие ультракороткого лазерного импульса на полубесконечную мишень. Поэтому начальный размер кристалла по оси разлета z был велик. Начальный размер слоя $z \times x \times y$ составлял $1420 \times 36 \times 151$ единиц σ . На рис. 13–16 и верхнем из рис. 17 показана плотность вещества в плоскости zy . До начала нагрева атомы были упакованы в гранцентрированную кубическую (ГЦК) равновесную решетку с $p = 0$ при $T = 0.25\varepsilon$. Для укрупнения масштаба на рис. 13–17 показана только часть слоя, движущаяся по направлению z .

На рис. 13 начальная температура поверхности T_0 и глубина прогрева d_T , определенные в разд. 2, равны $T_0 = 2\varepsilon$ и $d_T = 600\sigma$. Слева направо показаны моменты времени (20, 0.054); (300, 0.8); (800, 2.1); (1400, 3.75) и (2200, 5.9) в МДЕ-времени и в единицах $t_s = d_T/c_s$. Рисунки 14–16 состоят из шести изображений. На рис. 13–16 оси основного движения z направлены по вертикали. Такая ориентация выбрана с целью соответствия направлению лазерного луча на рис. 1. На рис. 13 показано, что происходит в поверхностном слое мишени с течением времени («развертка по времени»). Назначение рис. 14–16 — проиллюстрировать трехмерную структуру факела. Появление структуры вызвано изменением флюенса (1) внутри лазерного пучка. Каждый из рис. 14–16 дает мгновенную «развертку» факела по оси y , ср. с рис. 1. Последовательность изображений на этих рисунках относится к начальным температурам поверхности, равным $T_0 = 1, 1.25, 2, 3, 5$ МДЕ с отношениями $T_0/(T_0|_a) = 0.86, 1.08, 1.72, 2.6, 4.3$. Эта последовательность соответствует последовательности стрелок I, II, III, IV, V на рис. 16.

Крайнее правое изображение на рис. 14–16 относится к температуре $T_0 = 1$ МДЕ и к моменту $t = 2$ МДЕ, когда действие термостата еще не окончено. Оно добавлено для сравнения, чтобы на пяти следующих изображениях было видно смещение вещества относительно положения начальной границы с вакуумом. Это изображение соответствует краю факела на периферии лазерного пучка на рис. 1.

Совокупность рис. 14–16 показывает развитие факела с откольным куполом во времени. Купол

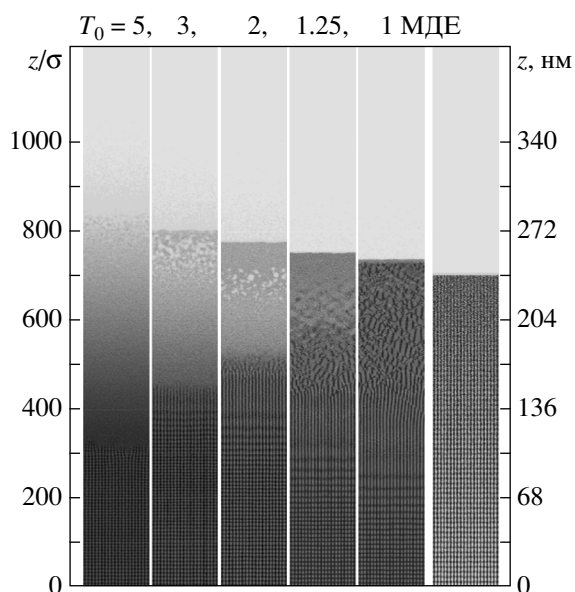


Рис. 14. Сечение трехмерной структуры лазерного факела с откольным куполом и отверстием в куполе, ср. с рис. 1б, на момент времени $t = 0.72t_s$. Откольный слой имеется на изображениях $T_0 = 2$ и $T_0 = 3$. На изображении $T_0 = 1.25$, соответствующем области возле края будущего кратера, отделения толстого откольного слоя еще не произошло. Отделение произойдет позже, см. рис. 15. Отверстие в куполе представляет изображение $T_0 = 5$, на котором хорошо видна достаточно резкая граница между однофазным паром и смесью из пара и жидкости. Эта граница соответствует кривой 2 на рис. 1б

имеет отверстие — крайнее левое изображение относится к случаю над порогом испарения. Рисунки 14–16 представляют моменты времени соответственно $t/t_s = 0.72, 2.1, 3.7$. Видно, что на правом краю факела возле боковой границы будущего кратера нуклеация происходит несколько позже — сравните изображения с температурой $T_0 = 1.25$ МДЕ на рис. 14 и 15. Хорошо видно, что толщина откольного купола возрастает к краю кратера (ср. с рис. 1). Толщины откольного образования в случаях с $T_0/\varepsilon = 1.25, 2, 3$ равны соответственно значениям 250, 80, 30σ, см. рис. 14–16.

Рисунки 14–16 демонстрируют, как откольный купол удаляется от мишени, как постепенно формируется кратер и как изменяется структура пены с течением времени в результате роста объемной доли пара. Кроме того, хорошо видно, чем отличается мгновенная структура пены на разных удалениях от оси лазерного пучка. Из-за разной продолжительности

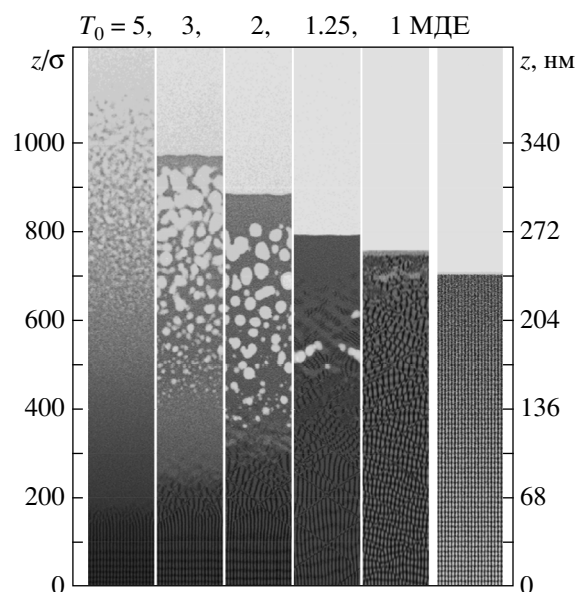


Рис. 15. Уменьшение толщины откольного купола по направлению справа налево из-за роста локального значения флюенса. Между изображениями $T_0 = 3$ и $T_0 = 5$ пролегает граница купола, за которой он исчезает. С ростом флюенса к центру возрастает скорость разлета. Граница между однофазной и двухфазной смесями на изображении $T_0 = 5$ уходит из расчетной области до показанного здесь момента времени $t = 2.1t_s$. В верхней более горячей части двухфазной области на изображениях $T_0 = 2$ и $T_0 = 3$ происходит формирование отдельных капель жидкости. Капли образуются в результате растяжения, истончения и разрыва жидких пленок, окружающих газоподобные пузыри в пене. Поэтому их начальная форма далека от сферической

расчетов из совокупности изображений выбывает изображение с $T_0 = 5$ МДЕ на рис. 16. После разрыва перемычек, связывающих откольный слой и дно кратера, откольный слой начинает двигаться по инерции, см. изображение с $T_0 = 3$ МДЕ на рис. 16.

Как говорилось выше, над откольным образованием располагается область однофазного пара, см. рис. 1, 11, 12. Снизу эта область ограничена верхней из трех стрелок на правом из рис. 13. Граница между однофазной и двухфазной областями без их разделения откольным слоем хорошо видна на изображении с $T_0 = 5$ МДЕ на рис. 14. Во всех показанных случаях образование двухфазной области происходит в результате распада метастабильного, механически растянутого состояния. Этот вид нуклеации не имеет отношения к кипению, поскольку дей-

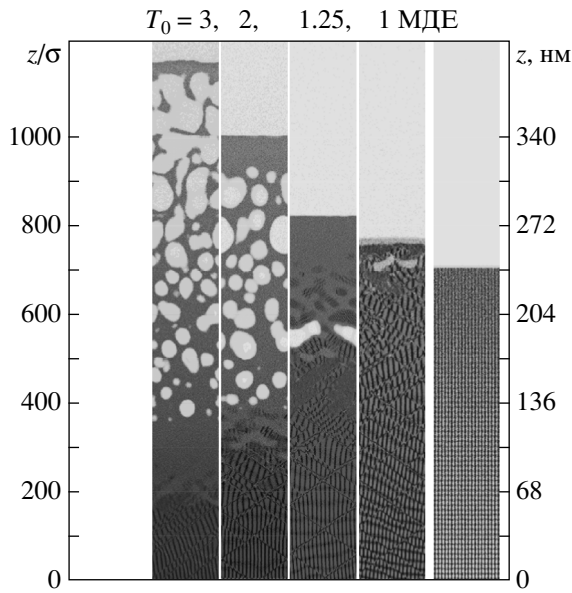


Рис. 16. Движение купола вверх в сторону вакуума, $t = 3.7t_s$. Поверхностное натяжение невелико, поэтому фрагменты жидкости, потерявшие связь с откольным слоем и с остатками пены на дне кратера, медленно меняют свою неправильную форму на более сферическую (изображение $T_0 = 3$). Из-за этого летящие капли осциллируют на капиллярной частоте

ствие давления паров ничтожно в механическом отношении. Скорости расширения велики и связанные с ними силы инерции намного превышают силы давления паров. Скорости расширения складываются под действием сил начального давления, созданного термомеханически при сверхзвуковом лазерном нагреве. Начальные давления намного больше давления паров.

На изображениях с $T_0 = 2, 3$ МДЕ на рис. 14 и на рис. 15, а также на изображении с $T_0 = 2$ МДЕ на рис. 16, видна область однофазного пара над откольным куполом. На изображениях с $T_0 = 1, 1.25$ МДЕ эта область видна плохо, поскольку давление и плотность паров при соответствующих температурах низкие, см. также рис. 16, 11, 12.

Рисунок 17 иллюстрирует связь между двухфазной областью и продольными профилями средней плотности и давления (усреднение по поперечному сечению). В этом примере $T_0/\varepsilon = 2$, $d_T = 600\sigma$, а время $t = 5.4t_s$. Всплески плотности в двухфазной области связаны с присутствием крупных пузырей. На профиле плотности выделяется летящее впереди откольное образование из сплошного вещества. На профиле давления ясно видна область рас-

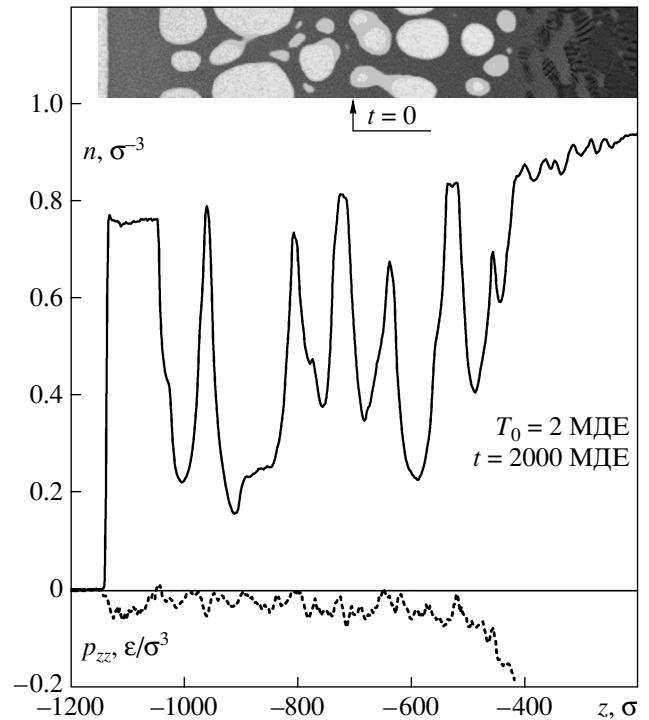


Рис. 17. Сравнение пространственной структуры (карта плотности сверху) и профилей усредненной по поперечным координатам плотности n и давления p_{zz} ; $T_0/T_a = 1.72$. Стрелка $t = 0$ на верхнем кадре отмечает начальное положение границы мишени

тяжения с отрицательным давлением, связанная со сплошным веществом вблизи дна будущего кратера. Она находится справа, ср. кадры на рис. 17. Обратим внимание на зону пены на профиле давления. Здесь имеется небольшое отрицательное давление. Это свидетельствует о все еще продолжающемся сопротивлении пены растяжению, хотя средняя плотность двухфазной смеси составляет меньше половины от исходной плотности вещества. Такого рода торможение откольного слоя связано с действием поверхностного натяжения в стенках пузырей, см. верхний из рис. 17. При этом откольный слой слева на рис. 17 и сплошное вещество справа на этом этапе разлета остаются связанными динамически через пену.

6. КОЛЬЦА НЬЮТОНА И МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Сравним развитые выше теоретические представления с экспериментом. Источником излучения

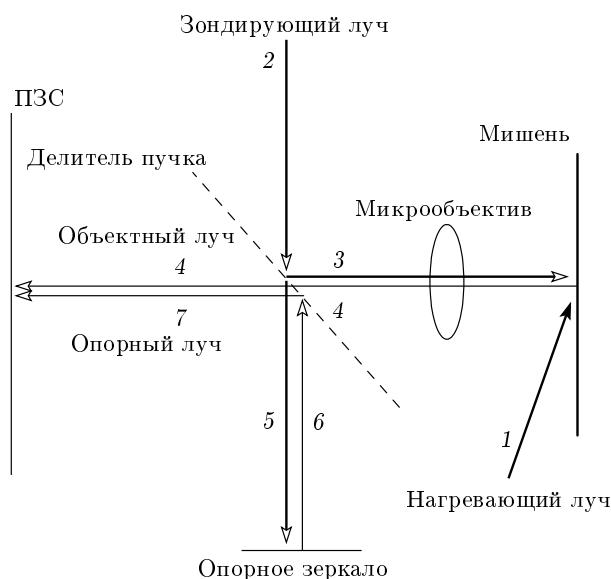


Рис. 18. Схема микроинтерферометрического эксперимента

служила хром-форстеритовая фемтосекундная лазерная система [27], генерирующая импульсы длительностью $\tau_L \approx 100$ фс на длине волны $\lambda_1 = 1240$ нм. Лазерный импульс разбивался на два (схема разделения не показана): мощный нагревающий 1 и слабый зондирующий 2, см. рис. 18. Основная длина волны λ_1 использовалась для нагрева образца. Нагревающий импульс излучения с p -поляризацией фокусировался на мишень под углом падения 45° в эллиптическое пятно с малой полуосью эллипса $R_L \approx 28$ мкм. Его энергия плавно варьировалась с помощью поляризационного ослабителя и контролировалась калиброванным фотоприемником. Пространственное распределение плотности энергии в пятне на мишени дается функцией Гаусса (1). Параметры распределения — плотность энергии в центре пятна F_c и радиус пучка R_L на уровне e^{-1} — определялись с помощью методики, описанной в работе [28]. Зондирующий импульс задерживался относительно греющего по времени прибытия на мишень на время τ_{delay} . Для диагностики применялась вторая гармоника лазерного излучения с длиной волны $\lambda_2 = 620$ нм. Преобразование частоты осуществлялось в кристалле ЛВО. В качестве экспериментальных образцов использовались золотые пленки толщиной 200 нм, напыленные на стеклянные подложки. После каждого воздействия нагревающего импульса образец смещался на новое место. Перемещение образца

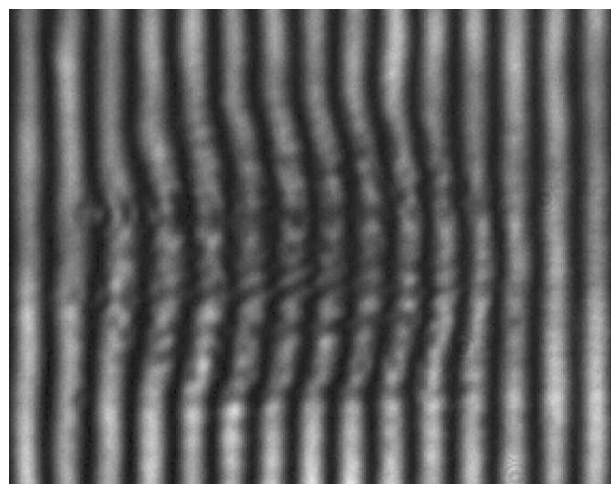


Рис. 19. Простая интерферограмма поверхности мишени спустя $\tau_{delay} = 500$ пс после нагрева при относительно небольшом центральном флюенсе $F_c = 2.3$ Дж/см², когда откольный купол не имеет отверстия в вершине купола

осуществлялось с помощью трехкоординатного позиционера с шаговыми двигателями и компьютерным управлением.

Исследование динамики образования откольного купола проводилось с помощью двух методик: микроинтерферометрической и путем наблюдения за интерференцией при разлете поверхностного слоя (кольца Ньютона). В первом случае регистрация интерферограмм нагретой поверхности образца осуществлялась с помощью микроинтерферометра Линника (рис. 18). На входе интерферометра зондирующий луч разделялся на два луча — объектный 3 и опорный 5 с помощью делителя пучка (рис. 18). Луч 3 через микрообъектив (микроскоп) осуществлял подсветку мишени в области нагрева. Этот же объектив использовался для переноса изображения поверхности мишени в плоскость ПЗС-матрицы примерно с десятикратным увеличением. Опорный луч 5–6–7, отраженный от опорного зеркала, интерферирует в плоскости матрицы с объектным лучом 3–4, образуя систему интерференционных полос. Два характерных примера экспериментальных интерферограмм представлены на рис. 19 и 20. В фазе и амплитуде объектного импульса содержится информация о состоянии мишени в области нагрева на момент времени τ_{delay} после воздействия нагревающего импульса 1. Из смещения полос извлекаются сведения о форме поверхности, отражающей объектный луч.

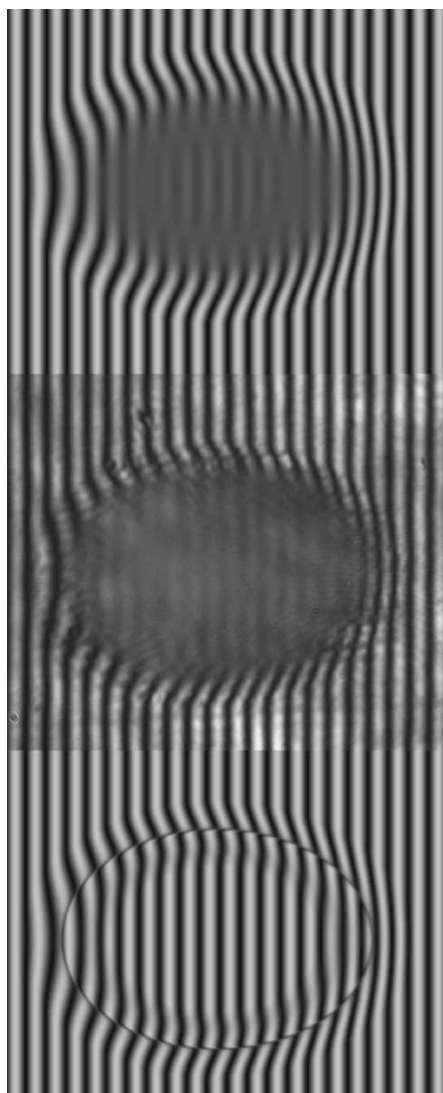


Рис. 20. На центральном кадре показана сложная экспериментальная интерферограмма ($\tau_{delay} = 500$ пс, $F_c = 7.1$ Дж/см²), свидетельствующая о сильном уменьшении толщины купола в направлении от края эллипса к его центру. Возможно, откольный купол имеет отверстие в окрестности центра. На верхнем и нижнем кадрах приведены теоретические интерферограммы, полученные по модели геометрии купола, представленной на рис. 1б. Для нижнего кадра принято, что жидкое золото имеет комплексный показатель преломления $n + ik = 0.25 + 3.15i$, а показатель преломления $n_2 + ik_2$ в двухфазной области между куполом и дном кратера равен единице. На верхнем кадре учтено уменьшение мнимой части показателя $k(F)$ вещества купола с ростом флюенса и небольшое поглощение $k_2 = 0.2$ в пене под куполом. Это приводит к потемнению центральной области и размытости кольца Ньютона (ньютоновской осцилляции), представленного тонким темным эллипсом в зоне изгиба полос на нижнем кадре. Кольцо сильно деформируется и смещается, превращаясь в кольцо обратного изгиба полос на верхнем кадре. Наибольшее влияние на эти изменения оказывает поглощение в пене

Размер пятна диагностического импульса примерно на порядок больше нагревающего. Поэтому на интерферограммах видна как сильно нагретая область с выпучиванием поверхности, так и периферия пятна, на которой возмущение поверхности отсутствует. На рис. 20 вместе с экспериментальной интерферограммой (центральный кадр) приведены теоретические интерферограммы, полученные путем расчета по модели, описанной в следующем разделе.

Компьютерная обработка интерферограмм проводилась с помощью алгоритма двумерного фурье-преобразования, обеспечивающего точность измерения смещения поверхности до 2 нм. Пространственное разрешение в плоскости мишени соответствовало примерно 2 мкм. Временное разрешение интерферометрической методики составляло порядка 10^{-13} с и определялось длительностью лазер-

ных импульсов. В одном опыте можно использовать только один зондирующий импульс вместе с нагревающим, поскольку время экспозиции ПЗС-приемника ($\sim 10^{-5}$ с) намного больше, чем требуемые для рассматриваемых целей задержки τ_{delay} .

Сравним эксперименты с кольцами Ньютона и микроинтерферометрию. При опытах с кольцами опорный импульс 5–7 отсутствует (см. рис. 18). Зондирующий луч 4 представляет собой сумму двух волн. Первая из них — волна, отраженная от купола, а вторая волна формируется при отражении от дна кратера. Эти волны интерферируют. Поэтому на изображении, регистрируемом ПЗС-камерой, в области нагрева видны чередующиеся кольца с центром на оси греющего пучка (рис. 21). Купол и дно кратера показаны на рис. 1.

Для проявления интерференции лучей в виде

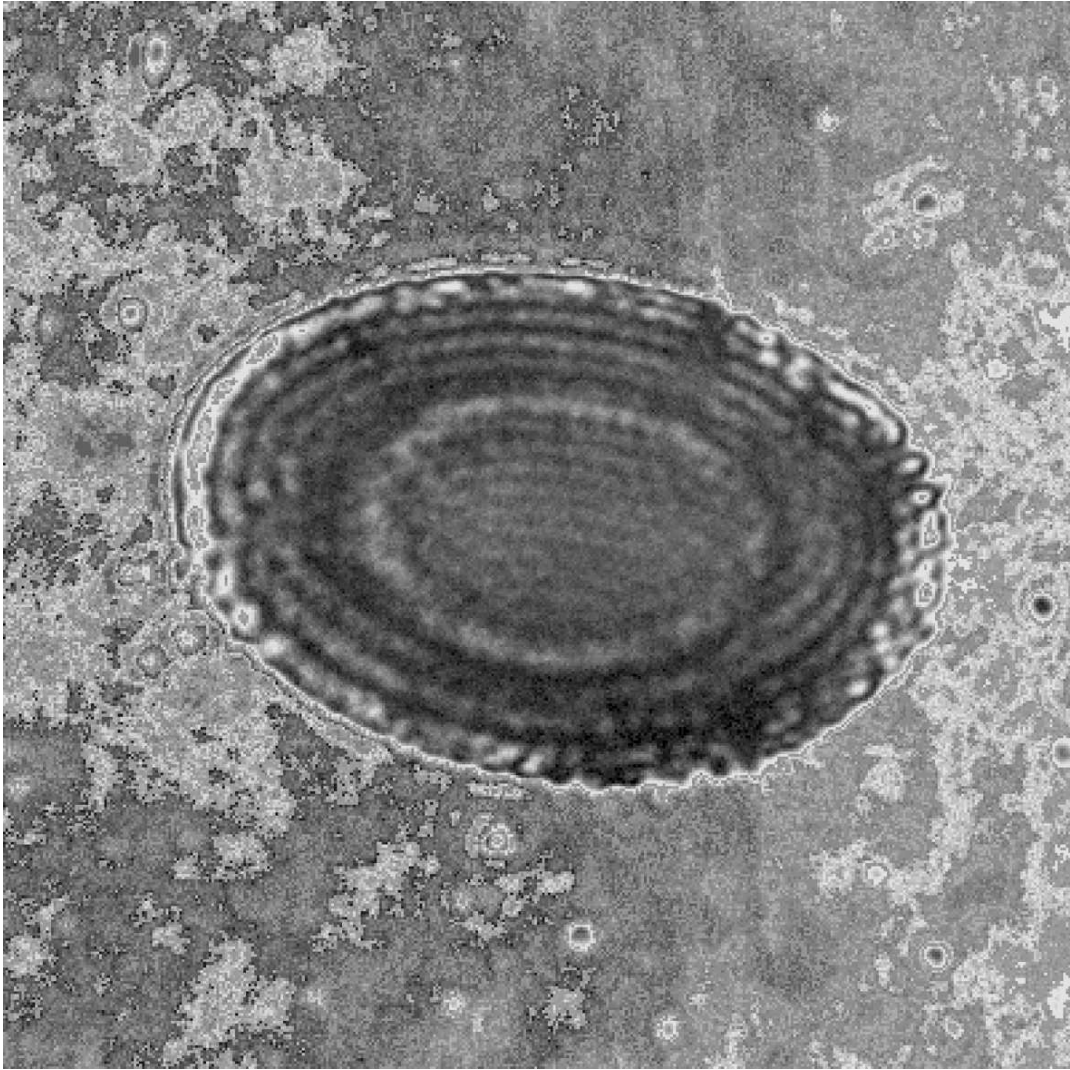


Рис. 21. Кольца Ньютона, возникающие из-за интерференции световой волны на куполе и дне кратера, $\tau_{delay} = 1.8$ нс, $F_c = 9$ Дж/см²

колец необходимо, чтобы расстояние от купола до дна было достаточно большим, а именно, это расстояние должно превышать половину длины волны зондирующего импульса. При использовании второй гармоники лазера на хром-форстерите имеем $\lambda_2/2 = 310$ нм. Возможности методов с регистрацией колец Ньютона и микроинтерферометрией разные. Кольца появляются на далеких временах (порядка нс) при значительных удалениях купола (порядка мкм). Микроинтерферометрия [29] позволяет начать слежение за движением поверхности облученной мишени с интереснейшей ранней стадии, на которой удаления будущего купола еще малы. Речь идет о временах $t \sim 10$ пс и расстояниях порядка

нескольких десятков нм. Как следует из результатов МД-моделирования, на этих временах только начинается формирование двухфазной области.

7. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Были проанализированы результаты ряда экспериментов, сочетающих микроинтерферометрию и измерения с помощью колец Ньютона. Для изучения развития процесса во времени рассмотрены серии опытов с одинаковыми значениями параметров R_L и F_c и разными задержками τ_{delay} . Диапазон

вариации задержек τ_{delay} состоит из шести характерных поддиапазонов: 1) ультракороткие задержки 0.1, 0.2 пс и т. д.; 2) короткие задержки 1, 2 пс; 3) ранняя стадия 10, 20 пс; 4) переходная стадия 50, 100 пс; 5) средняя стадия 300, 500 пс; 6) далекая стадия 1, 2 нс. В случае золота на первых стадиях 1)–3) происходит электрон-ионная релаксация, которая в данной работе не рассматривается.

Из интерферометрических измерений следует (рис. 22), что глубина кратера слабо зависит от флюенса в диапазоне $(1.5-5)F_a$ и составляет примерно

$$d_{crat} = 110 \pm 10 \text{ нм.} \quad (3)$$

Из расчетов, опирающихся на полуфеноменологическую аппроксимацию частоты электронных столкновений [19], с учетом (3) и МД-расчетов отношения глубины кратера к d_T получаем, что глубина прогрева d_T убывает от значения, приблизительно равного 250 нм на пороге $F_{inc}|_a$, до значений около 150 нм при $F_{inc} \approx 4-5 \text{ Дж/см}^2$. Следовательно, переходная стадия 4) имеет продолжительность порядка звукового времени $t_s = d_T/c_s$ (скорость звука $c_s \approx 3 \text{ км/с}$ для золота). На этой стадии формируется откольный купол и двухфазное облако. Переходной стадии соответствует «звуковой зубец» (рис. 3), в течение которого продолжается торможение откольного слоя. При этом скорость слоя снижается от значения u_{early} до значения u_{fin} (рис. 2). Между переходной 4) и средней 5) стадиями постепенно прекращается пополнение факела новыми порциями вещества и устанавливается режим разлета по инерции всего факела из откольного слоя и двухфазной смеси. Передняя часть пены на рис. 13–16 при этом налипает на откольный слой, средняя превращается в разлетающуюся по инерции паро-капельную смесь, а пена задней части двухфазной области остается связанной с дном кратера, см. изображение с $T_0 = 3 \text{ МДЕ}$ на рис. 16.

Измерение зависимости диаметров кратера от энергии лазерного импульса (рис. 23) в случае гауссова пространственного распределения (1) нагревающего импульса позволяет с хорошей точностью измерить порог абляции по падающему флюенсу [30, 31]. Его величина для золота в наших экспериментах составила

$$F_{inc}|_a \approx 1.3 \text{ Дж/см}^2. \quad (4)$$

Очень важным параметром для расчетов является коэффициент поглощения мишени в рассматриваемом диапазоне флюенсов. В данной работе с помощью системы калиброванных фотоприемников было

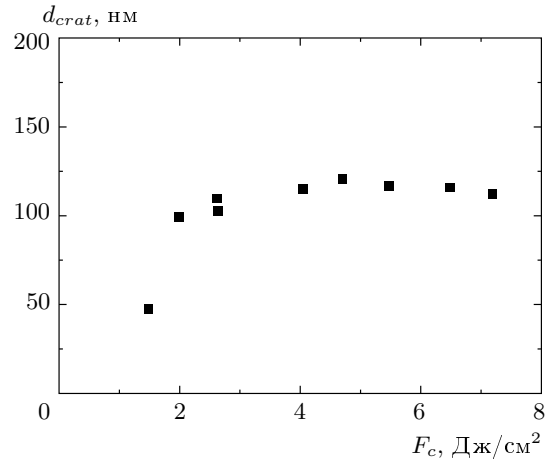


Рис. 22. Зависимость глубины кратера в центре пятна облучения от центрального флюенса F_c лазерного импульса в случае золота

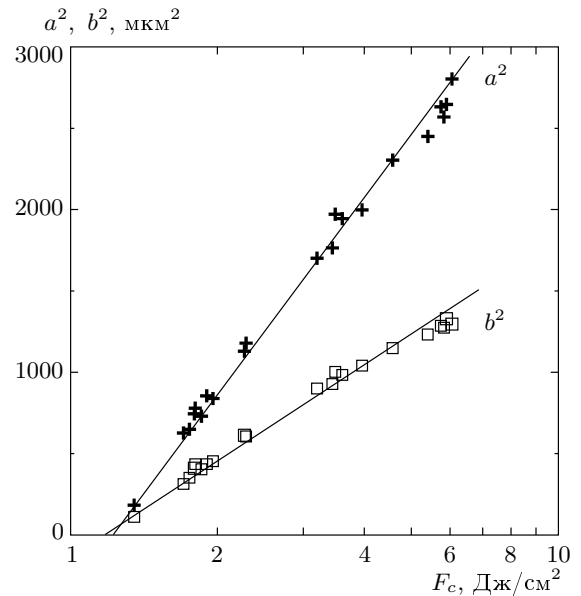


Рис. 23. Определение порога абляции $F_{inc}|_a = 1.3 \text{ Дж/см}^2$ (4) по зависимостям a^2, b^2 от флюенса F_c , где a, b — длинная и короткая полуоси кратера, имеющего резкий край в форме эллипса. Из-за распределения Гаусса (1) величины a^2, b^2 линейно возрастают при возрастании логарифма F_c . Поэтому порог абляции находится путем линейной интерполяции до пересечения с осью $a^2 = 0, b^2 = 0$. По наклону прямых отыскивается радиус $R_L \approx 29 \text{ мкм}$ (1) лазерного пучка в этой серии опытов. Маркерами отмечены данные эксперимента: кресты — a^2 , квадраты — b^2

проведено измерение интегрального по пятну коэффициента отражения R мишени в диапазоне F_{inc} от 1 до 7 Дж/см². Соответствующая величина коэффициента поглощения вблизи порога абляции оказалась равной

$$1 - R = F_{abs}/F_{inc} \approx 0.2. \quad (5)$$

С учетом найденных значений (4) и (5) поглощенный флюенс на абляционном пороге составляет $F_{abs}|_a \approx 0.26$ Дж/см². Эта величина примерно в четыре раза превышает недавно определенный [32, 33] порог для алюминия. Разница порогов возникает в основном из-за существенного отличия в коэффициенте электрон-ионной релаксации α [19]. В случае золота величина α мала, поскольку ионы золота намного массивнее ионов алюминия. Вследствие этого электрон-ионная релаксация затягивается по времени и электронная тепловая волна прогревает более толстый слой золота (250 нм), чем алюминия (100 нм). Пределы прочности алюминия и золота имеют сравнимые значения. Этим пределам соответствуют сравнимые объемные плотности тепловой энергии в прогретом слое, достижения которых требуется для инициации зародышеобразования. Следовательно, для достижения пороговой объемной плотности энергии необходимо поглотить больше энергии F_{abs} в случае более толстого прогретого слоя.

В инерционном режиме разлета скорость перестает изменяться во времени (рис. 3). При достаточно больших задержках начинает выполняться асимптотическая формула $h \approx u\tau_{delay}$, связывающая смещение откольного слоя $h(t, F_{inc})$ и его скорость $u(F_{inc})$. И МД-моделирование, и оба экспериментальных метода (микроинтерферометрия и регистрация колец Ньютона) указывают на рост скорости $u(F_{inc})$ с ростом флюенса. Соответственно вещество откольного слоя образует купол, повышающийся в сторону увеличивающихся флюенсов, как показано на рис. 1б. Об этом свидетельствуют искривление интерференционных полос на рис. 19, 20 и образование колец Ньютона на рис. 21.

По экспериментальным интерферограммам (рис. 19 и 20, центральный кадр) с учетом формулы (1) находятся зависимости смещения внешней границы купола $h(\tau_{delay}, F_{inc})$ от флюенса, приведенные на рис. 24. При одинаковых задержках эти зависимости с удовлетворительной точностью совпадают при равных локальных флюенсах. На рис. 24 обе кривые относятся к моменту времени $\tau_{delay} = 0.5$ нс. Стрелками F_c на рис. 24 показаны пределы по флюенсу для интерферограмм рис. 19 и 20. На рис. 24 зависимость с $F_c = 7.1$ Дж/см²

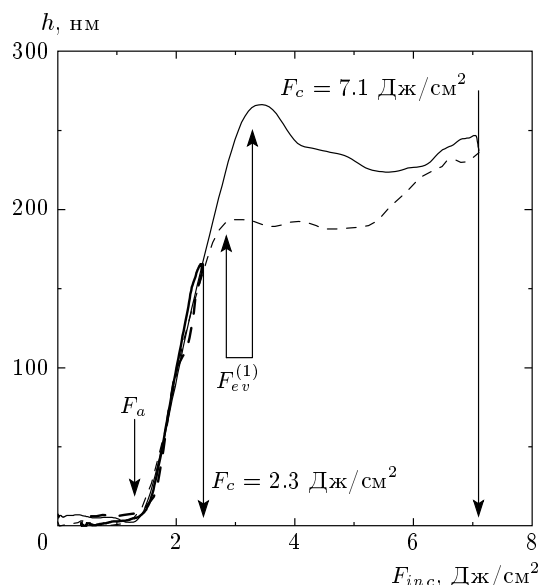


Рис. 24. Смещение внешней поверхности купола $h(\tau_{delay}, F_{inc})$ относительно первоначального положения поверхности мишени для $\tau_{delay} = 0.5$ нс по данным, полученным обработкой интерферометрических изображений на рис. 19 (сплошная и штриховая жирные линии) и на рис. 20 (сплошная и штриховая тонкие линии). Стрелка F_a указывает положение порога абляции на оси флюенсов, стрелки F_c соответствуют максимальному флюенсу греющих импульсов, стрелки $F_{ev}^{(1)}$ относятся к минимальной оценке порога испарения (6)

изображена тонкой линией, а зависимость с $F_c = 2.3$ Дж/см² — более жирной линией. Каждая из зависимостей $h(\tau_{delay}, F_{inc})$ с параметрами $F_c = 2.3, 7.1$ Дж/см² состоит из двух частей, показанных сплошной и штриховой линиями. Эти части относятся к направлениям вверх и вниз по короткой оси от центра эллипса на рис. 19, 20. Указанные направления располагаются в плоскости мишени. Центрам эллипсов соответствуют максимальные значения флюенса F_c , ограничивающие справа кривые на рис. 24. Разница между зависимостями $h(\tau_{delay}, F_{inc})$, относящимися к направлениям вверх и вниз, характеризует погрешность эксперимента. Эта погрешность значительна в области «дыры», имеющейся при большом центральном флюенсе $F_c = 7.1$ Дж/см² (см. рис. 20). Области «дыры» соответствует область насыщения роста смещения купола $h(\tau_{delay}, F_{inc})$ с ростом локального значения флюенса F_{inc} . На рис. 24 начало насыщения отмечено стрелками $F_{ev}^{(1)}$, разность между которыми дает погрешность измерения, см. также рис. 25.

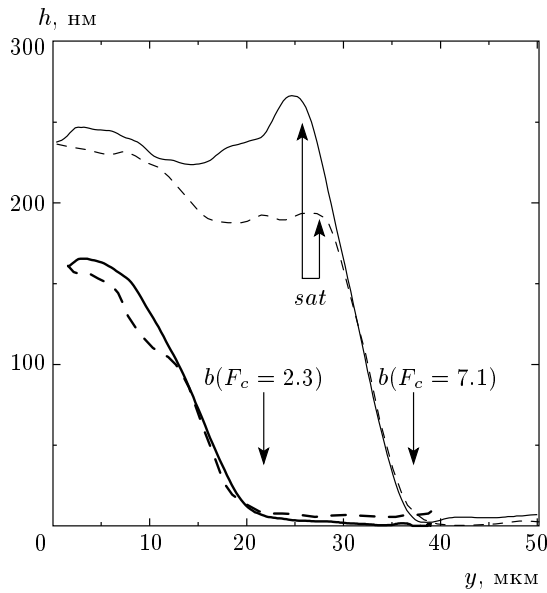


Рис. 25. Форма отражающей поверхности $h(y; \tau_{delay} = 500$ пс, F_c) при $F_c = 2.3$ (жирные линии), 7.1 (тонкие линии) Дж/см² по данным интерферометрии (рис. 19, 20). Стрелки b отмечают границу кратера по короткой оси эллипса (ср. с рис. 23), а стрелки «sat» — положение зоны насыщения роста смещения h с ростом F . В этой зоне отражение света от дна кратера начинает превалировать над отражением от купола. Положение дна слабо зависит от флюенса (см. рис. 22), поэтому рост h прекращается

На рис. 25 построены профили внешней поверхности купола $h(y, \tau_{delay}, F_c)$ для двух опытов, результаты которых показаны на рис. 19, 20, 24. Ось y направлена по короткой оси эллипса, см. (1) и рис. 19, 20. Важно, что с ростом флюенса F толщина купола $d_{spall}(F)$ убывает. Следовательно, существует значение F_{ev} , такое что $d_{spall}(F_{ev}) = 0$ (порог испарения или исчезновения купола). Нас интересуют данные по характеристикам факела при возможно больших превышениях порога (4), чтобы в одном факеле присутствовали и купол, и безоткольное течение, как на рис. 1. При больших превышениях течение разлета в окрестности порога абляции около края кратера сильно отличается от течения в центральной области, см., например, МД-иллюстрацию на рис. 14–16 с примерами по параметру $T_0/(T_0)_a$ от 1.08 до 4.3. Диапазон МД-расчетных вариантов на рис. 14–16 включает в себя порог испарения. Основная цель данной работы заключается в доказательстве существования порога F_{ev} в эксперименте с золотом. Опыты однозначно свидетельствуют об убывании толщины купола $d_{spall}(F)$ с ростом флюенса.

Это следует из насыщения роста h с увеличением флюенса F , см. рис. 24, 25. Из-за уменьшения толщины отражение от купола становится слабее, чем отражение от дна кратера (см. ниже). Таким образом, опытным путем доказано существование порога испарения. Интересно оценить величину $F_{inc|ev}$ и изучить купол вблизи этого порога и безоткольное течение за этим порогом.

Полосы на интерференционном изображении на рис. 19 начинают искривляться на границе кратера и следуют в соответствии с поверхностью куполообразного выпучивания. На рис. 20 с большим центральным флюенсом F_c плавно искривляющиеся полосы пропадают по достижении границы внутренней «дыры», которой (см. рис. 24) соответствует флюенс

$$(F_{inc})_{ev}^{(1)} \approx 3 \text{ Дж/см}^2. \quad (6)$$

В центральной части пятна на рис. 20 (внутри отверстия в куполе) наблюдаются также вертикальные полосы, являющиеся результатом интерференции зондирующего луча, проникающего сквозь двухфазную область (см. рис. 13–16) и отражающегося от дна образующегося кратера.

Плавное уменьшение контраста и исчезновение наклонных полос (рис. 20) означает, что толщина купола d_{spall} сильно уменьшилась по сравнению с большим значением этой толщины у границы кратера $d_{spall}|_a = d_{crat} = 110$ нм (3). Величина 110 нм велика по сравнению с толщиной скин-слоя $\delta \approx 10\text{--}20$ нм, в котором происходит отражение света. Тонкий купол $d_{spall} \approx \delta$ пропускает свет, отраженный от структур снизу. Отражение от него самого уменьшается с уменьшением его толщины и при малых толщинах становится незаметным на фоне света, отраженного от дна кратера. Конечно, это еще не означает, что купол исчез. Однако величина (6) дает первое ограничение снизу для истинного значения порога $F_{inc|ev}$.

Кольцам Ньютона соответствуют осцилляции коэффициента отражения (рис. 21). Важно то, что ньютоновские осцилляции не исчезают в зоне $d_{spall} \approx \delta$, в которой прекращается искривление интерферометрических полос. Осцилляции прослеживаются на более тонком куполе, где наличие купола уже не сказывается на форме интерферометрических полос. На рис. 21 осцилляции исчезают при значении

$$(F_{inc})_{ev}^{(2)} \approx 6 \text{ Дж/см}^2. \quad (7)$$

Таким образом, приходим к другой большей, чем (6), оценке порога испарения. Порог (7) превышает порог абляции (4) в четыре–пять раз. Это ука-

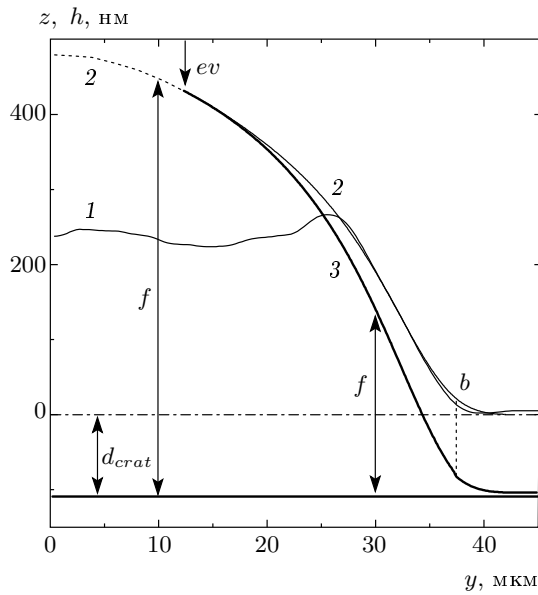


Рис. 26. Геометрия купола, использованная в расчетах по формулам Френеля

зывает на высокую прочность расплавленного золота, поскольку именно когезия конденсированной фазы обеспечивает существование откольного слоя на краю облака разлета.

Из общих соображений следует, что значение флюенса $F_{inc|c}$, при котором достигается термодинамическая критическая точка, выше, чем порог испарения $F_{inc|ev}$ (см. рис. 1). МД-расчеты дают значение $T_0|_{ev} = 3.6\epsilon$ для ЛД-системы, где T_0 — температура на изохоре начальной плотности. Из расчетов ЛД-адиабат на фазовой плоскости получается, что адиабата с начальной температурой $T_0|_c = 11\epsilon$ проходит через критическую точку при пересечении с бинодалью — кривой равновесия жидкость–пар. Таким образом, для ЛД-системы отношение $(T_0|_c)/(T_0|_{ev})$ достаточно велико (равно 3). Значение этого отношения служит некоторым указанием для оценки отношения $(F_{inc|c})/(F_{inc|ev})$ в случае золота. Из этих соображений и оценки (7) порога испарения снизу следует, что величина $F_{inc|c}$ является очень значительной.

Приведенная выше картина основана на расчетах по формулам Френеля интерференционных полос и колец Ньютона при отражении диагностического импульса от купола, показанного на рис. 1б. Рассмотрение методики расчетов требует отдельного изложения. Здесь вкратце опишем основные результаты обработки экспериментов на примере опыта, проиллюстрированного на рис. 20, 24, 25. По

экспериментальной зависимости $h(y, \tau_{delay} = 0.5 \text{ нс}, F_c = 7.1 \text{ Дж/см}^2)$, взятой в рабочем диапазоне $0 < F < F_{ev}^{(1)}$ до зоны насыщения, строится аппроксимация границы АЕ—кривая 2, см. рис. 1б. Экспериментальная зависимость и ее аппроксимация изображены кривыми 1 и 2 на рис. 26. Точка «b» и стрелка «ev» на этом рисунке отмечают пороги абляции (4) и испарения (7). Внутренняя граница купола на момент $\tau_{delay} = 0.5 \text{ нс}$ дается кривой 3. Для толщины купола использована простейшая степенная аппроксимация

$$d_{spall} = d_{crat} \left(\frac{F_{ev} - F}{F_{ev} - F_a} \right)^{2.5}$$

Дно кратера $z = -d_{crat}$ считается плоским, см. рис. 22. Уровень $z = 0$ на рис. 26 соответствует плоскости границы мишени до лазерного воздействия. Щель между кривой 3 и дном кратера быстро сокращается по ширине правее точки b. Штриховой вертикальный отрезок в точке b показывает примерное положение боковой границы кратера после отрыва купола от мишени. Расстояние в точке b от кривой 3 до дна кратера на больших временах уменьшается. Из МД-расчетов следует существование значительных остаточных деформаций вблизи порога абляции b. На рис. 26 стрелки f указывают область пены под куполом и в «дыре», ср. с рис. 13–17.

Расчетные интерферограммы и фазы ψ объектного луча 4 на рис. 18 показаны на рис. 20, 27. Использована модель купола, представленная на рис. 26. Нижний кадр на рис. 20 и кривая 2 на рис. 27 получены при

$$N_{cup} = N_{crat} = 0.25 + 3.15i, \quad N_2 = 1,$$

где $N_{cup} = n_{cup} + ik_{cup}$, N_{crat} и N_2 — комплексные показатели преломления веществ купола, кратера и двухфазной области, значение $0.25 + 3.15i$ для золота на длине волны $\lambda_{prob} = 620 \text{ нм}$ взято из справочника [34]. Сравним кривые 2 и 3 на рис. 27. Им соответствуют нижний и верхний кадры на рис. 20.

При расчете кривой 3 учтено уменьшение проводимости жидкого металла в куполе при повышении температуры расплава. Проводимость уменьшается из-за приближения к переходу металл–диэлектрик. Это приводит к повышению действительной части n_{cup} и понижению мнимой части k_{cup} с ростом флюенса. Для аппроксимации этого явления на интервале $F_a < F < F_t$ использована степенная формула

$$k_{cup} = 3.15 \left(\frac{F_t - F}{F_t - F_a} \right)^\beta,$$

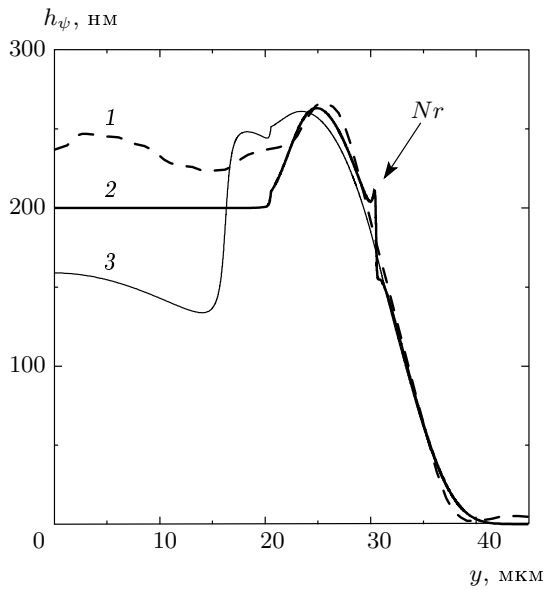


Рис. 27. Экспериментальная (кривая 1) и две расчетные фазы (кривые 2, 3) h_ψ , соответствующие трем кадрам на рис. 20. При расчете кривой 3 учтено слабое поглощение в пене. Это приводит к «размыванию» кольца Ньютона «Nr» и потемнению интерференционных полос по сравнению с кривой 2 без поглощения

$$n_{cup} = 0.25 + 0.95 \left(1 - \frac{F_t - F}{F_t - F_a} \right)^\beta, \quad \beta \approx 1.$$

Считаем, что при $F > F_t$ выполняется $n_{cup} = 1.2$, $k_{cup} = 0$. При $F < F_a$ имеем $n_{cup} = 0.25$, $k_{cup} = 3.15$. Значение F_t соответствует потере металлических свойств. Кроме того, принято во внимание слабое поглощение в области пены, $N_2 = n_2 + ik_2 = 1 + 0.2i$, выделенной стрелками f на рис. 26, см. также рис. 13–17.

Выполнено много расчетов и сопоставлений с экспериментом при разных значениях двух основных параметров F_{ev} и k_2 . Обычно полагалось, что $F_t \approx F_{ev}$. Кривая 3 на рис. 27 и верхний кадр на рис. 20 соответствуют значениям $F_{ev} = 5 \text{ Дж/см}^2$, $F_t = 7 \text{ Дж/см}^2$, $k_2 = 0.2$. Ньютоновская осцилляция на кривой 2 отмечена стрелкой «Nr» (Newton ring) на рис. 27. Эта осцилляция дает темное кольцо на двумерном (x, y) поле коэффициента отражения. На поле интерференционных полос она проявляется в виде резкого кольца в области искривления полос, см. нижний кадр на рис. 20.

На рис. 27 по оси ординат отложена фаза $h_\psi = -(\psi/4\pi)\lambda_{prob}$ в нанометрах. Это фаза объектного луча 4 на плоскости ПЗС, см. рис. 18.

Начало отсчета $\psi = 0$ находится на невозмущенной поверхности мишени $z = 0$. Первая ньютоновская осцилляция появляется, когда отсчитанная от дна кратера высота купола $h_{ev} + d_{crat}$ превышает $\lambda_{prob}/2 = 310 \text{ нм}$ (высота h_{ev} соответствует порогу испарения). Для купола меньшей высоты в области дыры $F_{ev} < F < F_c$ фаза опускается на уровень дна кратера $h_\psi = -d_{crat}$ при отсутствии оптических искажений со стороны пены, $N_2 = 1$. С появлением кольца Ньютона скачком устанавливается новый уровень фазы $h_\psi = \lambda_{prob}/2 - d_{crat}$ в дыре с $N_2 = 1$. Поскольку $d_{crat} = 110 \text{ нм}$ (3), то на кривой 2 в области дыры имеем $h_\psi = 200 \text{ нм}$ (см. рис. 27).

По оси z пена является геометрически протяженной. Поэтому даже небольшие значения k_2 приводят к существенному ослаблению сигнала, отраженного от дна кратера. Вследствие этого кривая 3 на рис. 27 плавно проходит отмеченную стрелкой «Nr» точку на кривой 2 с суммарной высотой $\lambda_{prob}/2$, на которой находится темное кольцо Ньютона в случае кривой 2. Геометрически купол на рис. 26 одинаков для кривых 2 и 3 на рис. 27. Его максимальная суммарная высота $h_\tau + d_{crat}$ превышает величину $\lambda_{prob}/2$. Поэтому в случае кривой 3 нет опускания фазы h_ψ на дно кратера $z = -d_{crat}$, хотя выраженного кольца Ньютона на микроинтерферометрическом изображении не видно. Таким образом, разность фаз между периферией пятна и центром купола с дырой может служить для оценки высоты купола.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разд. 2–5 описан процесс формирования и структура сформировавшегося лазерного факела. Характер одномерного течения, вызванного поглощением энергии греющего ультракороткого импульса, зависит от того, к какому из трех диапазонов относится температура T_0 на изохоре начальной плотности при МД-моделировании или флюенс F в эксперименте. К первому диапазону относятся значения ниже абляционного порога, ко второму — между порогами абляции и испарения, к третьему — выше порога испарения. Представлены простые физические причины, из-за которых возникают указанные два важнейших порога. Описание причин основано на линейной акустике и МД-моделировании и их сравнении. Одномерное течение связывается с распределением $F(x, y)$ греющего флюенса по плоскости xy мишени. Это позволяет представить трехмерную морфологию факела. Факел существует во втором диапазоне (течение с откольным куполом) и в третьем диапазоне (безоткольный разлет).

В разд. 7 описаны результаты опытов с фемтосекундным лазером на хром-форстерите. Две дополняющие друг друга экспериментальные методики (микроинтерферометрия и регистрация колец Ньютона) с высоким временным и пространственным разрешением применялись параллельно для слежения за движением факела. Такое совмещение позволяет получить более надежные результаты по эволюции факела. Опыты подтверждают МД-данные о существовании разлетающегося купола. Определены порог абляции для золота $F_{inc|a} = 1.3$ Дж/см², характерная глубина кратера 110 нм и коэффициент поглощения нагревающего излучения порядка 0.2, превышающий коэффициент поглощения на холодном металле при отражении световой волны малой амплитуды. Это позволяет подсчитать порог абляции по поглощенному флюенсу $F_{abs|a}$. Если величина $F_{inc|a}$ по падающему излучению зависит от угла падения и поляризации, то значение $F_{abs|a}$ является в этом отношении важной инвариантной характеристикой вещества.

Из обеих методик следует, что толщина купола d_{spall} убывает с ростом флюенса. На это указывает увеличение пропускания света куполом с ростом флюенса в микроинтерферометрических измерениях и ослабление осцилляций в кольцах Ньютона. Результаты опытов доказывают существование порога испарения $F_{inc|ev}$ и дают оценку этого порога $F_{inc|ev} \approx 5-6$ Дж/см² (7).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00764).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. von der Linde and K. Sokolowski-Tinten, *Appl. Surf. Sci.* **154-155**, 1 (2000).
2. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, A. Cavalleri, and D. von der Linde, *Appl. Surf. Sci.* **127-129**, 755 (1998).
3. J. Koch, F. Korte, T. Bauer, C. Fallnich, A. Ostendorf, and B. N. Chichkov, *Appl. Phys. A* **81**, 325 (2005).
4. S. K. Friedlander and D. Y. H. Pui, *J. Nanoparticle Res.* **6**, 313 (2004).
5. T. E. Itina, J. Hermann, Ph. Delaporte, and M. Sentis, *Appl. Surf. Sci.* **208-209**, 27 (2003).
6. R. Hergenroeder, M. Miclea, and V. Hommes, *Nanotechnology* **17**, 4065 (2006).
7. B. S. Luk'yanchuk, W. Marine, and S. I. Anisimov, *Laser Phys.* **8**, 291 (1998).
8. S. Amoruso, G. Ausanio, A. C. Barone, R. Bruzzese, L. Gragnaniello, M. Vitiello, and X. Wang, *J. Phys. B* **38**, L329 (2005).
9. X. Gu and H. M. Urbassek, *Appl. Phys. B* **81**, 675 (2005).
10. S. I. Kudryashov and S. D. Allen, *J. Appl. Phys.* **93**, 4306 (2003).
11. L. V. Zhigilei, E. Leveugle, B. J. Garrison, Ya. G. Yingling, and M. I. Zeifman, *Chem. Rev.* **103**, 321 (2003).
12. D. B. Chrisey, A. Pique, R. A. McGill, J. S. Horwitz, B. R. Ringeisen, D. M. Bubb, and P. K. Wu, *Chem. Rev.* **103**, 553 (2003).
13. C. M. Pitsillides, E. K. Joe, X. Wei, R. Rox Anderson, and C. P. Lin, *Biophys. J.* **84**, 4023 (2003).
14. A. Vogel, J. Noack, G. Huettmann, and G. Paltauf, *Appl. Phys. B* **81**, 1015 (2005).
15. D. S. Ivanov and L. V. Zhigilei, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 105701 (2003).
16. Г. Э. Норман, В. В. Стегайлов, *ДАН* **386**, 328 (2002).
17. E. Leveugle, D. S. Ivanov, and L. V. Zhigilei, *Appl. Phys. A* **79**, 1643 (2004).
18. С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, К. Нишихара, А. М. Опарин, Ю. В. Петров, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 731 (2003).
19. С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, К. Нишихара, Ю. В. Петров, В. А. Хохлов, *ЖЭТФ* **130**, 212 (2006).
20. D. S. Ivanov, A. N. Volkov, G. O'Connor, and L. Z. Zhigilei, in *Abstracts 5th Int. Conf. on Photo-Excited Processes and Applications (ICPEPA-5)*, Rep. C-5094, Charlottesville, USA (2006); <http://www.seas.virginia.edu/academic/icpepa5/>.
21. M. Sob, L. G. Wang, and V. Vitek, *Mater. Sci. Eng. A* **234-236**, 1075 (1997).
22. В. В. Жаховский, С. И. Анисимов, К. Нишихара, Н. А. Иногамов, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 241 (2000).
23. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, А. В. Уткин, В. Е. Фортгов, *Ударноволновые явления в конденсированных средах*, Янус-К, Москва (1996).
24. T. Antoun, L. Seaman, D. R. Curran, G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and A. V. Utkin, *Spall Fracture*, Springer-Verlag, New York, Berlin (2003).
25. Н. А. Иногамов, С. И. Анисимов, Б. Ретфельд, *ЖЭТФ* **115**, 2091 (1999).

26. V. Zhakhovskii et al., *IEEE Proc. 5th Int. Symposium on Cluster Computing and Grid (CCGrid 2005)* (2005), Vol. 2, p. 848; E-print archives, DC/0405086v1.
27. М. Б. Агранат, С. И. Ашитков, А. А. Иванов и др., КЭ **34**, 506 (2004).
28. J. M. Liu, *Opt. Lett.* **7**, 196 (1982).
29. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, and D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Amer. B* **23**, 1954 (2006).
30. P. Mannoni, J. Magee, and E. Coyne, *Proc. SPIE* **4876**, 470 (2003).
31. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 592 (2006).
32. S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. V. Zhakhovskii, K. Nishihara, M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, A. V. Ovchinnikov, and D. S. Sitnikov, in *Abstracts 9th Annual Conf. Laser Ablation COLA 2007*, Tenerife, Spain (2007), Technical Program, Rep. MO-09, p. 20.
33. S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. V. Zhakhovskii, K. Nishihara, M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, A. V. Ovchinnikov, and D. S. Sitnikov, in *Abstracts 9th Annual Conf. Laser Ablation COLA 2007*, Tenerife, Spain (2007), Technical Program, Rep. PMO-36, p. 62.
34. *Handbook of Optical Constants of Solids III*, Vol. 1, ed. by E. D. Palik, Acad. Press, New York (1998).