

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Конденсация абляционных факелов при действии интенсивных наносекундных импульсов лазерного излучения на металлы при атмосферном давлении****К.В.Козадаев**

Проведена адаптация модели Анисимова–Лукьянчука для описания процессов конденсации пароплазменных образований, формирующихся при воздействии на металлические мишени наносекундных (10 – 100 нс) импульсов высокой (10^8 – 10^{10} Вт/см²) интенсивности при атмосферном давлении. На основании полученных данных показано, что начальные стадии развития абляционного факела металлов с большой степенью точности соответствуют теории динамической конденсации Зельдовича–Райзера, однако на стадии распада абляционных факелов формирование жидкокапельной фазы происходит преимущественно за счет слияния «зародышей».

Ключевые слова: лазерная абляция, наносекундный лазерный импульс, теория Зельдовича–Райзера, динамическая конденсация, наночастицы металлов.

1. Введение

Процессы, протекающие при лазерной эрозии металлов, привлекают внимание исследователей с момента создания оптических квантовых генераторов в 60-х годах прошлого века [1–5]. Принципиальные трудности в описании поведения лазерного абляционного факела связаны с существенными неоднородностью и нестационарностью подобного образования, обусловленными сложным характером взаимодействия мощного импульсного лазерного излучения с металлической решеткой. Физическая картина процессов лазерной эрозии металлов дополнительно усложняется взаимодействием факела с порождающим его излучением и возможным влиянием окружающих газов [1].

Для достаточно длительных лазерных импульсов (более 1 мкс) общая физическая картина взаимодействия излучения с металлическими мишенями довольно хорошо описана теоретически [1–4] и проверена экспериментально [5–7] как для вакуума, так и для широкого диапазона давлений сторонних газов. В этом случае эрозионные процессы описываются «тепловой» моделью, или моделью квазистационарной абляции, в соответствии с которой в металле под действием лазерного излучения имеют место сравнительно медленные фазовые переходы твердое тело–жидкость–пар [1]. При этом в результате испарения металла и газодинамических эффектов в его парах может происходить выброс материала мишени (абляция).

Уменьшение длительности лазерных импульсов до десятков и единиц наносекунд при достаточно высокой их интенсивности (10^8 – 10^{10} Вт/см²) приводит к интересному физическому эффекту [8], когда длительность переднего фронта лазерного импульса приближается к характерному времени электрон-ионной релаксации энергии в ме-

таллической решетке. Иными словами, по сути, скорость ввода энергии возбуждения в систему, состоящую из подсистем электронного газа и решетки, становится сопоставимой с максимальной скоростью теплообмена между этими подсистемами. Таким образом, поглощенная электронами проводимости энергия лазерного излучения просто не успевает распространяться в глубь мишени за счет электронной теплопроводности – основного механизма передачи энергии возбуждения в «тепловой» модели. В результате в зоне лазерного воздействия в приповерхностной области мишени образуется переходный макрослой, обладающий значительной избыточной энергией (по сути это – плотная металлическая плазма) [1]. Вследствие детонации макрослоя происходит выброс материала мишени (как и в предыдущем случае), но уже за счет других процессов, что приводит к качественно иным физическим явлениям. Для описания таких процессов может быть использована «гидродинамическая» модель, или взрывная абляция.

Основной практической сложностью при использовании этой модели является определение динамики коэффициента поглощения падающего лазерного излучения плотной металлической плазмой, в результате чего образующийся факел может получать дополнительную энергию. Последовательная теория, моделирующая эти явления, в настоящее время не разработана [9]. Тем не менее С.И.Анисимовым и Б.С.Лукьянчуком предложена достаточно целостная модель для описания процессов, протекающих в подобных факелах уже после завершения их формирования (т.е. после окончания их взаимодействия с падающим излучением). Модель [9–12] основана на применении приближения адиабатического разлета в вакууме осесимметричного либо сферически-симметричного пароплазменного облака с параболическими или прямоугольными начальными внутренними профилями температуры и плотности с учетом процессов динамической конденсации согласно теории Зельдовича–Райзера [13]. Сравнение результатов моделирования для факелов Si, Ge и C (с начальными условиями, соответствующими лазерной абляции этих материалов интенсивными наносекундными импульсами) с экспериментальными данными [14] показывает, что модель [9–12] хорошо описывает экспериментальные данные.

К.В.Козадаев. НИИ прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко при Белорусском государственном университете, Белоруссия, 220045 Минск, ул. Курчатова, 7; e-mail: kozadaeff@mail.ru

Поступила в редакцию 10 марта 2015 г.

кундными импульсами) с экспериментальными данными [14] показало их хорошее согласие даже при отсутствии подгоночных параметров.

В связи с этим значительный практический интерес представляет адаптация модели Анисимова–Лукьянчука для случая лазерной эрозии металлов наносекундными импульсами при атмосферном давлении. Присутствие сторонних газов существенно влияет на процессы эволюции и распада таких факелов, но, тем не менее, в итоге также происходят конденсация пароплазменного облака и формирование наноразмерной пылевой фазы материала мишени [15–18]. Настоящая работа посвящена разработке математической модели для описания процессов расширения и конденсации лазерных абляционных факелов металлов (образовавшихся под действием интенсивных наносекундных импульсов) при атмосферном давлении на основе анализа существующих экспериментальных данных и адаптации модели Анисимова–Лукьянчука.

2. Расширение пароплазменного облака

Как уже говорилось, с практической точки зрения моделирование процессов развития абляционного факела целесообразно начинать с момента окончания его взаимодействия с падающим лазерным излучением, соответствующего началу автономного распространения факела без подпитки внешней энергией. Экспериментально такой момент определяется достижением максимума интенсивности интегрального по спектру свечения факела на пике его разогрева излучением; как правило, он наступает на спаде интенсивности воздействующего лазерного импульса [19]. Для каждого определенного металла в зависимости от длительности и интенсивности лазерного импульса интервал между началом лазерного воздействия и моментом максимального нагрева факела может несколько варьироваться. Так, например, при воздействии импульсов длительностью 20 нс с интенсивностью 10^8 – 10^9 Вт/см² на металлы (Zn, Ni, Pb, Cu, Ag, Au) этот интервал равен 20–30 нс [18]. Пространственный масштаб факела при этом можно установить на основании анализа данных о зондировании факела на разных высотах над поверхностью мишени [20].

В настоящей работе в качестве иллюстрации предлагаемого подхода для верификации модели используются экспериментальные данные о лазерной эрозии свинца интенсивными наносекундными импульсами при атмосферном давлении, полученные автором и опубликованные в [17–19].

В модели Анисимова–Лукьянчука для случая расширения абляционного факела в вакуум предлагается следующая сферически-симметричная модель [11, 9]:

$$\Psi(t) = \left(\frac{R(t)}{R_0}\right)^2 = 1 + 2\frac{u_0}{R_0}t + \left[\left(\frac{u_0}{R_0}\right)^2 + \frac{16E}{3MR_0^2}\right]t^2, \quad (1)$$

где $\Psi(t)$ – безразмерная функция, характеризующая масштаб распространения переднего фронта сферического облака; $R(t)$ – радиус сферического облака; R_0 – начальный радиус факела; u_0 – начальная скорость распространения факела; E – начальная внутренняя энергия факела; M – масса пара факела.

Анализ имеющихся экспериментальных данных [17–19] позволяет определить необходимые для этой модели начальные параметры эрозийного факела. При воздейст-

вии лазерного импульса длительностью 20 нс с интенсивностью 10^9 Вт/см² и общей энергией в импульсе 200 мДж на свинцовую мишень соответствующий моменту максимального нагрева начальный радиус полусферического облака $R_0 \approx 0.5$ мм, начальная скорость переднего фронта факела $u_0 = 10$ км/с, средняя масса материала мишени, удаляемого за импульс, $M = 10^{-8}$ кг. Для оценки начальной внутренней энергии пара ($E = 2$ мДж) использовались данные о характерной величине абляционного нагружения металлов (доле энергии воздействующего излучения, перешедшей в кинетическую энергию факела) [21].

На рис.1,а кривая 1 соответствует подстановке начальных параметров в (1). Экспериментальные точки построены на основании данных работы [17]. Видно, что приближение Анисимова–Лукьянчука дает сильно завышенные размеры факела по сравнению с экспериментальными данными (это неудивительно, учитывая ориентированность модели на расширение факела в вакууме). Гораздо лучший результат позволяет получить сферически-симметричная модель Тейлора–Седова [22], используемая для описания движения фронта взрывной ударной волны в буферных газах (рис.1, кривая 2), в которой даже без введения уточняющих коэффициентов достигается хорошее соответствие с экспериментальными точками (для наглядности соответствие эксперимента модели Тейлора–Седова показано как в логарифмической шкале – рис.1,а, так и в линейной – рис.1,б):

$$\Psi(t) = \left(\frac{R(t)}{R_0}\right)^2 = \left[1 + \frac{\xi_0}{R_0} \left(\frac{E}{\rho_g}\right)^{1/5} t^{2/5}\right]^2, \quad (2)$$

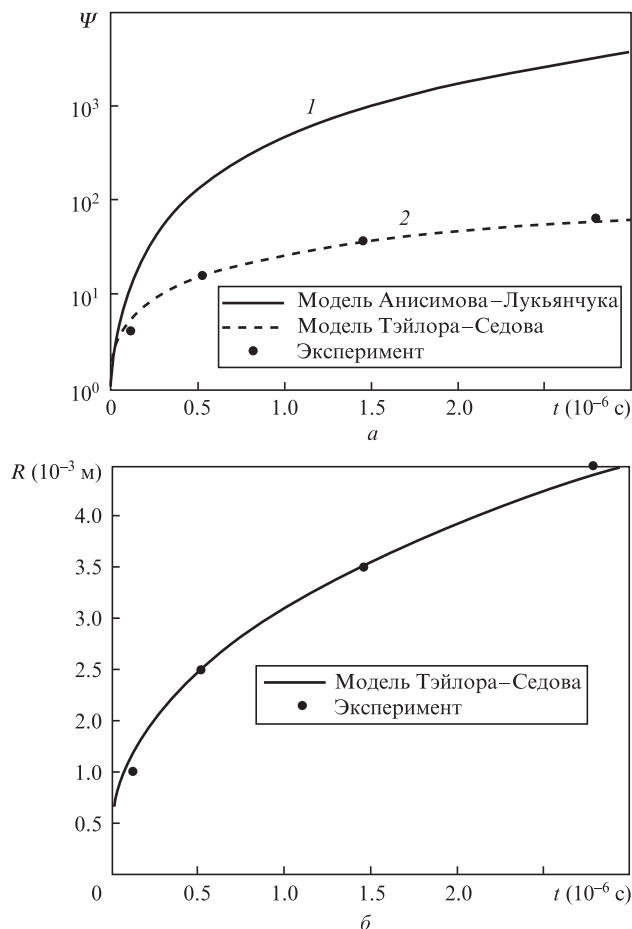


Рис.1. Динамика границы переднего фронта факела свинца.

где

$$\xi_0 = \left[\frac{75(\gamma_g - 1)(\gamma_g + 1)^2}{16\pi(3\gamma_g - 1)} \right]^{1/5} \quad [13]; \quad (3)$$

ρ_g – плотность буферного газа (для воздуха $\rho_g = 0.029 \text{ кг/м}^3$); γ_g – показатель адиабаты буферного газа (при $\gamma_g = 7/5$, $\xi_0 = 1.014$). При этом расширение факела будет автомодельным [13] вплоть до достижения им радиуса $r_0 = (E/p_g)^{1/3} \sim 3 \text{ мм}$, где p_g – давление буферного газа.

При моделировании распределений температуры и плотности газа внутри факела в случае его адиабатического расширения в вакуум в [9, 23] для согласования параметров внутри факела с внешними условиями предлагается применять параболические профили со степенью параболы, равной двум, а в [12] приведен пример использования прямоугольных профилей (т.е. параметры внутри факела имеют постоянные значения). Однако в случае достаточно плотной внешней среды ни та, ни другая модели не дают адекватного приближения. Прямоугольный профиль вследствие бесконечно быстрого перехода от внутренних параметров факела к внешним заведомо нефизичен, а квадратичная парабола обеспечивает слишком медленный спад начальных значений (существенно завышается размер переходной зоны). Поэтому в настоящей работе соотношения для моделирования распределений температуры T_p (вдоль адиабаты Пуассона) и плотности газа внутри факела из [9] адаптированы для случая присутствия атмосферных газов путем увеличения степени параболы до восьми, что обеспечивает более реальный размер переходной зоны от внутренних параметров к внешним. Также добавлены члены, обеспечивающие корректные граничные условия (температуру и плотность атмосферных газов на внешней границе факела):

$$T_p(r, t) = T_0(1 - \xi^8) \Psi(t)^{-1} + T_g \xi, \quad (4)$$

$$\rho(r, t) = \rho_0(1 - \xi^8)^{3/2} \Psi(t)^{-3/2} + \rho_g \xi, \quad (5)$$

где $\xi = r/R(t)$ – безразмерная лагранжева координата (внутри факела $0 \leq \xi \leq 1$); T_0 и ρ_0 – температура и плотность пара в центре факела в начальный момент; $T_g \approx 300 \text{ К}$ – температура буферного газа.

Значение параметра T_0 можно определить на основании анализа спектральной структуры свечения периферической области факела свинца (в описываемых условиях), приведенной в [19]. Максимум спектра сплошного свечения внешней границы факела в момент наибольшего разогрева приходится на длину волны 450 нм. По закону смещения Вина это позволяет оценить температуру на внешней границе факела приблизительно в 6400 К, что, в свою очередь, соответствует $T_0 \approx 15000 \text{ К}$. Зная массу и радиальное распределение плотности паров в факеле, а также начальный радиус полусферы R_0 , несложно оценить и плотность пара в центре факела в начальный момент времени: $\rho_0 = 33M/(20\pi R_0^3) \approx 40 \text{ кг/м}^3$. Трехмерные поверхности, соответствующие предлагаемым пространственно-временным распределениям температуры вдоль адиабаты Пуассона и плотности факела свинца, приведены на рис.2.

3. Конденсация абляционного факела

Согласно теории Зельдовича–Райзера [13], при адиабатическом расширении пара в некоторый момент обяза-

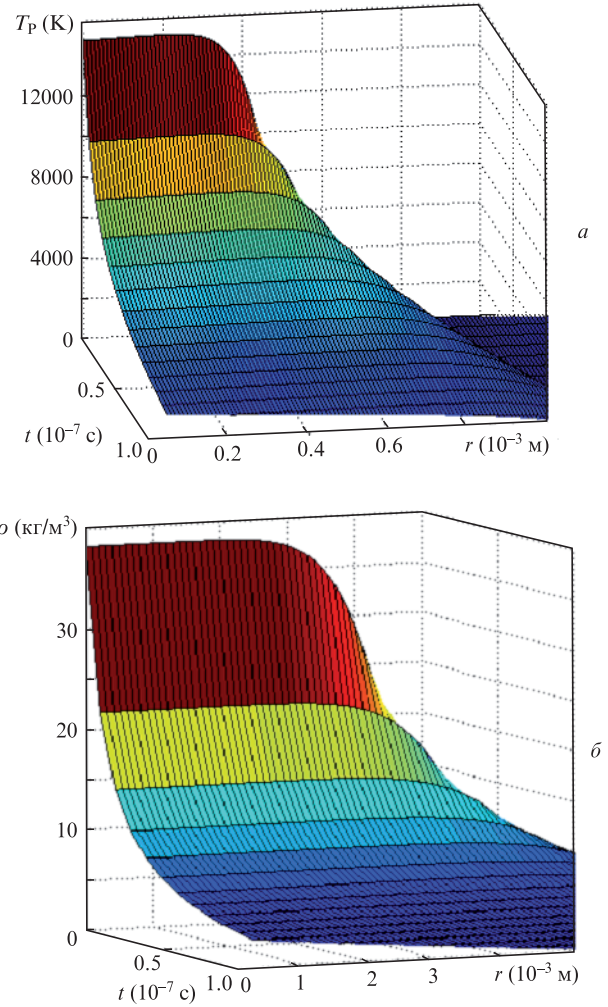


Рис.2. Пространственно-временные распределения температуры вдоль адиабаты Пуассона (а) и плотности (б) факела свинца.

тельно должна начаться конденсация. Этот момент можно определить из следующих соображений: на фазовой диаграмме состояний расширение пара происходит вдоль адиабаты Пуассона до момента его насыщения (пересечение адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения, задаваемой уравнением Клаузиуса–Клайперона). Далее, продолжая следовать адиабате Пуассона, пар факела становится пересыщенным (переохлажденным), и в нем создаются условия для образования зародышей будущих капель. Скорость формирования центров конденсации экспоненциально зависит от степени пересыщения пара, задаваемой параметром переохлаждения $\theta = (T_{eq} - T)/T_{eq}$, где T_{eq} – температура термодинамического равновесия для заданных объема и давления пара (температура вдоль бинадали пара). При резком росте θ происходит массовое формирование центров конденсации («впрыскивание» зародышей), которые за счет «налипания» молекул пара начинают расти в размерах. Ускоренное каплеобразование в паре в результате высвобождения скрытой энергии конденсации останавливает рост параметра переохлаждения и вызывает его спад. При этом процесс образования зародышей, крайне чувствительный к степени пересыщения, прекращается, и в дальнейшем происходит только укрупнение сформировавшихся капель. Вследствие продолжающегося быстрого расширения факела на этом этапе наблюдается постепенное уменьшение количе-

ства актов «налипания» молекул пара на зародыши, а затем и полное его прекращение. При этом степень конденсации пара x (отношение числа атомов пара в жидкой фазе к их общему количеству) стабилизируется, что соответствует так называемой закалке капель. Таким образом, в отличие от «равновесного» статического сценария конденсации, когда на всех этапах пар находится в состоянии термодинамического равновесия, максимально достижимая степень конденсации в случае быстрого адиабатического расширения факела может быть существенно меньше единицы (на практике 0.1–0.3) [13].

Описанный процесс динамической конденсации абляционных факелов может быть наглядно представлен как прохождение в расширяющемся облаке от периферии к центру трех концентрических сферических волн: волны насыщения (соответствующей на фазовой диаграмме пара моменту пересечения адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения), волны «впрыскивания» зародышей (момент наибольшего переохлаждения) и волны «закалки» (стабилизации степени конденсации факела) [9, 10].

Для рассмотрения процесса конденсации в настоящей работе, равно как и в работах [9–13], предполагается, что капельки жидкости, образовавшиеся в процессе расширения факела, движутся совместно с паром (что справедливо для невысоких степеней его конденсации). Такое допущение позволяет рассматривать процесс конденсации независимо для каждой частицы с определенной лагранжевой координатой.

Согласно [9] соответствующая началу процесса конденсации (пересечению адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения) температура пара $T_c = q\Phi(a)$, где $q = Q/R_g$ – удельная теплота испарения Q металла в градусах Кельвина; R_g – универсальная газовая постоянная; $\Phi(a)$ – меньший корень трансцендентного уравнения [9]:

$$\Phi(a) \exp(\Phi(a)^{-1}) = \frac{B}{V_0} \left(\frac{q^2}{T_s T_0} \right)^{3/2}; \quad (6)$$

$B = R_g T_s / (\mu p_s)$; $V_0 = 1/\rho_0 = 0.025 \text{ м}^3/\text{кг}$ – начальный удельный объем факела; $T_s = 300 \text{ К}$ – нормировочная температура; μ – молярная масса металла (для свинца $\mu = 0.2 \text{ кг/моль}$); p_s – предэкспоненциальный фактор из работы [9] (для конкретного металла он может быть определен на основании аппроксимации данных [24], в случае свинца $p_s = 10^{10} \text{ Па}$). После подстановки перечисленных значений в уравнение (6) и его численного решения находим $T_c = 2480 \text{ К}$.

Динамика температуры термодинамического равновесия $T_{\text{eq}}(t)$ (вдоль адиабаты насыщения) в расширяющемся факеле может быть определена на основании решения трансцендентного функционального уравнения [9]

$$V_0 \Psi(t)^{3/2} = [1 - x_{\text{eq}}(t)] B \left(\frac{T_{\text{eq}}(t)}{T_s} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{q}{T_{\text{eq}}(t)} \right), \quad (7)$$

где

$$x_{\text{eq}}(t) = \frac{2q}{2q - T_{\text{eq}}(t)} \left(\frac{T_c - T_{\text{eq}}(t)}{T_c} + 3 \frac{T_{\text{eq}}(t)}{q} \ln \frac{T_{\text{eq}}(t)}{T_c} \right)$$

– степень конденсации для случая термодинамического равновесия пара.

Как уже говорилось, при достижении температурой $T_p(r, t)$ значения T_c запускается процесс активного капле-

образования, впоследствии сопровождающийся интенсивным выделением скрытой теплоты конденсации. Это приводит к отклонению температуры в факеле от адиабаты Пуассона и к приближению ее к адиабате насыщения. Для определения динамики температуры факела T в этот переходный период можно воспользоваться соотношением локального баланса энергии в двухфазной системе пар–жидкость в адиабатическом приближении [13]:

$$[c_1(1-x) + c_2x]dT + R_g T(1-x) \frac{dV}{V} - [Q - (c_2 - c_1)T]dx = 0, \quad (8)$$

где c_1 и c_2 – теплоемкость пара при постоянном объеме и теплоемкость жидкости соответственно; V – удельный объем пара. Учитывая, что $c_1 = 3R_g/2$ (в приближении идеального одноатомного газа) и $dV/V = {}^{3/2}(\Psi/\Psi)$, можно записать дифференциальное уравнение для определения температуры в факеле, учитывающее выделение скрытой энергии конденсации:

$$(1 + \beta x(t)) \frac{dT(t)}{dt} + (1 - x(t)) \frac{T(t)}{\Psi(t)} \frac{d\Psi(t)}{dt} = \left(\frac{2}{3}q - \beta T(t) \right) \frac{dx(t)}{dt}, \quad (9)$$

где $\beta = (2c_2/3R_g) - 1$ (для свинца $\beta \approx 1.4$); $T(0) = T_p(t)|_{t=t_c} = T_c$; t_c – момент достижения паром температуры насыщения.

Отклонение температуры в факеле от адиабаты Пуассона происходит в момент массового впрыскивания зародышей t_c , соответствующий максимальному переохлаждению пара. Этот момент может быть определен из решения трансцендентного уравнения [9]

$$\frac{1}{T_{\text{eq}}(t)} \frac{dT_{\text{eq}}(t)}{dt} = - \frac{1}{\Psi(t)} \frac{d\Psi(t)}{dt} + \left(\frac{2q}{3T_p(t)} - 1 \right) \left(\frac{\alpha T_{\text{eq}}(t)}{T_{\text{eq}}(t) - T_p(t)} \right)^3 \times k_v \exp \left[- \frac{T_v}{T_p(t)(1 - T_p(t)/T_{\text{eq}}(t))^2} \right], \quad (10)$$

где

$$\alpha = \frac{2\sigma m}{k_B q \rho_{\text{liq}}} \left(\frac{4\pi \rho_{\text{liq}}}{3m} \right)^{1/3}; \quad T_v = \frac{16\pi \sigma^3 m^2}{k_B^3 q^2 \rho_{\text{liq}}^2}; \quad k_v = 4 \frac{\rho}{\rho_{\text{liq}}} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m}};$$

σ – сила поверхностного натяжения жидкости; ρ_{liq} – плотность жидкой фазы; k_B – постоянная Больцмана; m – атомная масса металла. Для нашего случая $\alpha \approx 0.48$, $T_v \approx 1180 \text{ К}$, $k_v \approx 1.5 \times 10^{10}$.

Динамика степени конденсации в факеле $x(t)$ для решения (9) может быть оценена на основании соотношения

$$x(t) = \begin{cases} 0, & t_c < t < t_c, \\ x_{\text{eq}}(t - t_c), & t > t_c, \end{cases} \quad x(0) = x(t_c) = 0. \quad (11)$$

Временные зависимости T , θ и x для центра факела ($r = 0$), полученные при численном решении (7), (9), (10), приведены на рис.3, который хорошо иллюстрирует обсуждавшиеся тенденции в протекании конденсационных процессов согласно теории Зельдовича–Райзера (явления насыщения и «впрыскивания» зародышей [13]).

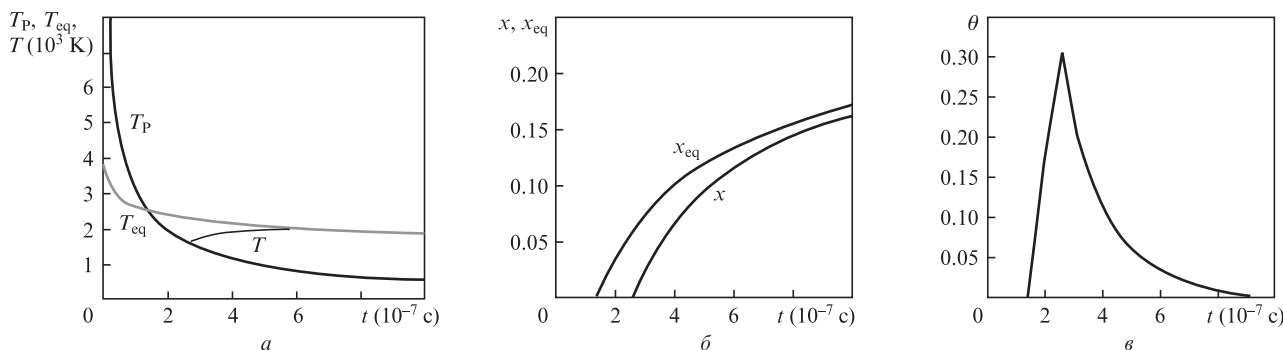


Рис.3. Временные зависимости моделируемых параметров для центра факела ($r = 0$).

Для оценки пространственно-временных характеристик волны «закалки» (соответствующей окончанию процесса формирования капель) в [10] предлагается использовать соотношение

$$\frac{r_q(t)}{R(t)} = \sqrt{1 - \left(t_k \Psi(t) \frac{d\Psi(t)}{dt} \right)^{1/2}}, \tag{12}$$

где

$$t_k = \frac{mV_0}{2\sigma_g} \sqrt{\frac{3m}{5k_B T_0}};$$

$r_q(t)$ – радиус волны «закалки»; σ_g – поперечное сечение процесса столкновений.

На рис.4 представлены траектории волн насыщения, «впрыскивания» и «закалки» в рассматриваемом абляционном факеле, построенные на основе анализа решений (6)–(12) в диапазоне 0–3 мкс.

Модельный пространственно-временной масштаб волны «впрыскивания» находится в полном соответствии с экспериментальными данными зондирования таких факелов из работы [17], где этот физический эффект проявлялся в возникновении и в быстром нарастании рассеянной компоненты при взаимодействии зондирующего излучения с факелом, т.е. в этот момент в зоне зондирования действительно появляется большое количество рассеивающих центров. То же можно сказать и о параметрах модельной волны «закалки» (когда в факеле прекращается рост сформированных капель) – на соответствующих рисунках из работы [17] их характеризуют моменты стабилизации поведения интенсивностей рассеянной и

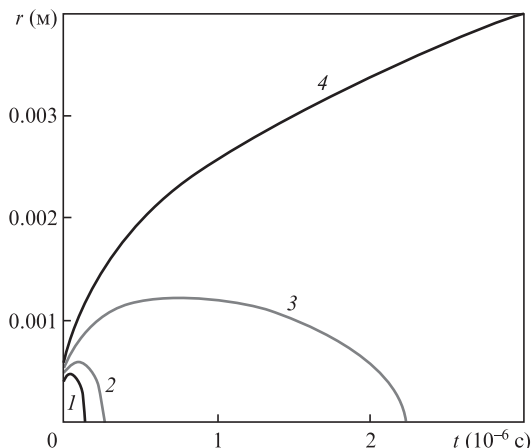


Рис.4. Траектории волн насыщения (1), «впрыскивания» (2) и «закалки» (3), а также радиус переднего фронта факела (4).

поглощенной компонент зондирующего излучения в факеле, наступающие через 2–2.5 мкс после лазерного воздействия.

Согласно модели Анисимова–Лукьянчука, кинетика конденсации факела определяется поведением функций $x(t) = g(t)v(t)$ от момента «впрыскивания» зародышей до момента их «закалки» ($g(t)$ – размер кластера-капли в атомах, $v(t)$ – доля числа зародышей от общего числа атомов пара). Для моделирования этих функций в [9] предлагается решить систему соответствующих обыкновенных дифференциальных уравнений с начальными условиями, соответствующими моменту максимального переохлаждения пара. В [10] рассмотрен пример такого численного моделирования для расширения абляционных факелов Si, Ge и C ($T_0 = 7000\text{--}8000$ К, $V_0 = 200\text{--}300$ см³/г, $R_0 = 1$ мм, $u_0 = 6$ км/с, $M = 0.3\text{--}0.5 \cdot 10^{-9}$ кг) в вакуум. В частности показано, что критический размер зародышей капель (сверхкритические зародыши становятся устойчивыми к распаду) составляет 10–20 атомов соответствующего вещества. Оценка размеров критических зародышей g_0 согласно [9, 10] такова:

$$g_0 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{m}{\rho_{\text{liq}}} \right)^2 \left(\frac{2\sigma}{k_B q \theta_{\text{max}}} \right)^3, \tag{13}$$

где θ_{max} – параметр переохлаждения в момент впрыскивания зародышей.

Согласно данным [10], после впрыскивания зародышей их число (функция $v(t)$) практически не меняется, но при этом вследствие положительного баланса налипания-испарения атомов на поверхность зародышей их размеры увеличиваются в 2–3 раза; соответственно в сопоставимое число раз возрастает значение $x(t)$. В результате «закалки» эти процессы приводят к формированию $10^{13}\text{--}10^{14}$ кластеров со средними размерами 2–4 нм (в зависимости от типа материала). Полученные характерные размеры сконденсировавшихся кластеров, а также их распределения по размерам находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными [14].

В работе [25] проведено крайне упрощенное рассмотрение начала процесса конденсации в лазерных абляционных факелах материалов и плазменных образований, формируемых в мощном электрическом разряде, при атмосферном давлении. Авторы, основываясь на отдельных соотношениях теории Зельдовича–Райзера для случая термодинамического равновесия пара, получили весьма схожие оценки размеров зародышей капель и их концентрации в момент максимального переохлаждения пара при сопоставимых начальных условиях – правда, без детального рассмотрения вопросов, касающихся прост-

ранственно-временных распределений параметров плазменного облака.

В настоящей работе от данных [9–12] достаточно серьезно отличаются как начальные параметры абляционного факела (он существенно плотнее и имеет более высокую температуру), так и условия его распространения. Более того, существенно различны и итоговые значения концентрации и размеров сконденсировавшихся частиц: для свинца они составляют $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (т.е. $\sim 10^{11}$ кластеров в факеле) и 70–80 нм соответственно [18]. При этом динамика модельной степени конденсации факела $x(t)$ в интервале времени от момента «впрыскивания» зародышей до момента их «закалки» в значительной степени соответствует данным модели Анисимова–Лукьянчука для вакуума. При подстановке в (13) значений используемых нами параметров получаем $g_0 \approx 4\text{--}5$ атомов (что при $x = 0.1$ соответствует 10^{15} зародышам в факеле).

Очевидно, что в данном случае картина конденсации должна существенно отличаться от рассматриваемой в модели Анисимова–Лукьянчука: на протяжении времени от «впрыскивания» зародышей до их «закалки» при достаточно плавно растущей степени конденсации факела (от 0 до 0.2) происходит резкое (на 5–6 порядков) сокращение числа зародышей при таком же резком пропорциональном росте их размеров (рост линейных размеров на два порядка соответствует увеличению объема на те же шесть порядков). Понятно, что в данном случае уже невозможно объяснить рост зародышей только положительным балансом прилипания-испарения атомов пара к зародышам (более того, таким механизмом роста капель теперь можно вообще пренебречь как малозначимым) – необходим учет слипания самих зародышей. Этот эффект имеет простое физическое объяснение: внешняя атмосфера в моменты времени, близкие к закалке, «тормозит» передний фронт факела, при этом внутренние зародыши неизбежно «наталкиваются» на замедляющиеся периферийные, и, поскольку капли в это время еще далеки от затвердевания, они охотно сливаются в более крупные объекты правильной формы.

Тот факт, что этот механизм вполне вероятен, подтверждает следующая схема оценки (рис.5). Согласно предыдущим рассуждениям, после прохождения по факелу волны «закалки» формирование наночастиц останавливается и происходит лишь их дальнейший разлет в соответствии с законом сохранения механического импульса. Таким образом, чтобы наночастица диаметром 70–80 нм могла образоваться только за счет слипания зародышей (без учета «налипания» на них атомов пара), необходимо, чтобы в телесном угле с вершиной в центре факела, опирающемся на поперечное сечение наночастицы в момент окончания «закалки», содержалось достаточное количество зародышей (т.е. $\sim 10^6$), которые при радиальном прямолинейном распространении, наталкиваясь друг на друга, образовали бы наночастицу. Поскольку формирование зародышей заканчивается после прохождения волны «впрыскивания», нужно оценить их количество в конусе, опирающемся на проекцию поперечного сечения наночастицы на фронт факела в момент достижения фронтом волны «впрыскивания» центра факела. Несложно показать, что число зародышей, попадающих в такой конус,

$$N_c = \frac{xMr_{\text{part}}^2 R_q^2}{2M_0 R_c^4}, \quad (14)$$

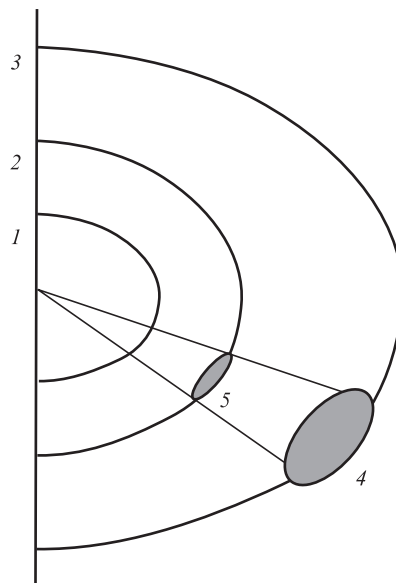


Рис.5. Схема оценки количества зародышей. Фронт факела в начальный момент (1), в моменты окончания «впрыскивания» (2) и закалки (3), а также поперечное сечение результирующей наночастицы (4) и проекция поперечного сечения результирующей наночастицы на фронт факела в момент окончания впрыскивания (5).

где r_{part} – радиус наночастицы; R_c и R_q – радиусы переднего фронта факела в моменты окончания «впрыскивания» и «закалки» соответственно; M_0 – масса зародыша. Подстановка модельных и экспериментальных данных в (14) дает $N_c \approx 0.9 \times 10^6$ зародышей, т.е. расчет убедительно показывает, что наиболее вероятным (и вполне достаточным) механизмом формирования наночастиц металлов на финальных стадиях разлета абляционных факелов при атмосферном давлении является механизм «массового слипания» зародышей при их торможении замедляющимся передним фронтом факела.

Поскольку описываемый процесс слипания зародышей обусловлен перепадом давлений внутри и снаружи абляционного факела, для описания динамики их роста можно предложить следующее эмпирическое соотношение:

$$g(t) = g_0 10^\alpha, \quad \alpha = \frac{p_c p_g}{10[p_c p_g - p(t)(p_c - p_g)]}, \quad t_c < t < t_q, \quad (15)$$

где $p(t)$ – временная зависимость давления в рассматриваемой точке факела; p_c – давление в факеле, соответствующее моменту t_c . Это соотношение обеспечивает хорошее соответствие предлагаемой модели экспериментальным данным [18] для широкого круга металлов (Pb, Zn, Ni, Cu, Ag, Au, Pt).

4. Заключение

В настоящей работе продемонстрирована возможность адаптации модели Анисимова–Лукьянчука для описания процессов каплеобразования в эрозионных лазерных факелах металлов при атмосферном давлении. Несмотря на кардинальные расхождения в протекании заключительной стадии процесса конденсации для практических случаев, рассмотренных авторами модели, с предлагаемой в этой статье областью применения, модель Анисимова–Лукьянчука при условии соответствующей доработки дает в целом хорошее согласие с экспери-

ментальными данными, даже в отсутствие подгоночных параметров. Поскольку рассмотренный в настоящей работе тип расширения факела обладает свойством автономности, можно с высокой точностью и достаточно просто прогнозировать развитие эрозионного лазерного факела при изменении таких начальных условий, как начальная внутренняя энергия факела и давление окружающего газа, что позволяет достаточно плавно управлять средними размерами частиц конденсированной фазы и их концентрацией. Это, в свою очередь, играет важную роль в развитии нового технологического направления – управляемого лазерно-индуцированного напыления поверхностных металлических наноструктур при атмосферном давлении [26].

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие лазерного излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
2. Миркин Л.И. *Физические основы обработки материалов лучами лазера* (М.: Изд-во МГУ, 1975).
3. Райзер Ю.П. *Действие лазерного излучения* (М.: Мир, 1974).
4. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
5. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. *Лазерная обработка материалов* (М.: Машиностроение, 1975).
6. Гончаров В. К. *Инженерно-физический журнал*, **74**, 87 (2001).
7. Сухов Л.Т. *Лазерный спектральный анализ* (Новосибирск: Наука, 1990).
8. Козадаев К.В. *Квантовая электроника*, **44**, 325 (2014).
9. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. *УФН*, **172**, 301 (2002).
10. Luk'yanchuk B.S., Marine W., Anisimov S.I., Simakina G.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3618**, 434 (1999).
11. Luk'yanchuk B.S., Marine W., Anisimov S.I. *Laser Phys.*, **8**, 291 (1998).
12. Kuwata M., Luk'yanchuk B., Yabe T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4065**, 441 (2000).
13. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
14. Marine W., Luk'yanchuk B., Sentis M. *Le Vide Sci. Techn., Appl.*, **288**, 440 (1998).
15. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. *Инженерно-физический журнал*, **84**, 723 (2011).
16. Гончаров В.К., Козадаев К.В. *Инженерно-физический журнал*, **83**, 80 (2010).
17. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Макаров В.В., Щегрикович Д.В. *Инженерно-физический журнал*, **86**, 747 (2013).
18. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. *Инженерно-физический журнал*, **86**, 754 (2013).
19. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. *ЖПС*, **80**, 409 (2013).
20. Гончаров В.К., Козадаев К.В. *ПТЭ*, **6**, 85 (2014).
21. Гуськов К.С., Гуськов С.Ю. *Квантовая электроника*, **31**, 305 (2001).
22. Седов Л.И. *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Гостехиздат, 1957).
23. Arnold N., Gruber J., Heitz J. *Appl. Phys. A*, **69**, S87 (1999).
24. Gray D.E. *American Institute of Physics Handbook* (New York: McGrawHill, 1972).
25. Itina T.E., Voloshko A. *Appl. Phys. B*, **113**, 473 (2013).
26. Козадаев К.В. *Инженерно-физический журнал*, **87**, 682 (2014).