

УДК 535.35

КИНЕТИКА КОНДЕНСАЦИИ В ПРОЦЕССЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ АБЛЯЦИОННЫХ ФАКЕЛОВ СЕРЕБРА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

К.В. Козадаев*Белорусский государственный университет, Минск*

KINETICS OF CONDENSATION DURING ADIABATIC EXPANSION OF AN ABLATIVE SILVER JET AT ATMOSPHERIC PRESSURE CONDITIONS

K.V. Kozadaev*Belarusian State University, Minsk*

В статье проведена модификация модели Анисимова – Лукьянчука для описания процессов динамической конденсации Зельдовича – Райзера паро-плазменных образований, формирующихся при лазерной абляции мишени из серебра мощными наносекундными импульсами оптического излучения в условиях нормальной атмосферы. При этом начальные стадии развития абляционного факела серебра с высокой степенью точности соответствуют теории динамической конденсации Зельдовича – Райзера, а на стадии распада абляционного факела необходим учет дополнительного механизма каплеобразования – слипания «зародышей».

Ключевые слова: абляционный лазерный факел, адиабатическое расширение пара, динамическая конденсация, наночастицы серебра.

The modification of the Anisimov – Lukyanchuk model to define the processes of dynamic condensation of Zel'dovich – Reiser for vapor-plasma jets formed during laser ablation of a silver target by intensive nanosecond pulses of optical radiation in a normal atmosphere is described. The initial stage of development of ablative silver jet with a high degree of accuracy corresponds to the theory of dynamic condensation of the Zeldovich – Raizer, and at the stage of disintegration of the ablation torch, it is necessary to take into account an additional mechanism of droplet formation – adhesion of the “nuclear”.

Keywords: ablative laser jet, adiabatic vapor expansion, dynamic condensation, silver nanoparticles.

Введение

Воздействие на металлические мишени лазерных импульсов длительностью единицы-десятки наносекунд при достаточно высокой их плотности мощности (10^8 – 10^{10} Вт/см²) приводит к интересному физическому эффекту [1], когда длительность переднего фронта лазерного импульса становится сравнимой с характерным временем электрон-ионной релаксации энергии в атомной решетке металла. Другими словами, скорость ввода энергии возбуждения в систему (состоящую из двух подсистем – электронного газа и атомной решетки) сопоставима с быстротой теплообмена между этими подсистемами. При этом поглощенная свободными электронами энергия лазерного излучения просто не успевает проникнуть вглубь мишени (в данном случае классический механизм передачи энергии – электронная теплопроводность). Тогда в зоне действия лазерного излучения внутри мишени формируется переходный макрослой металла, обладающий большой избыточной тепловой энергией (по сути это – плотная металлическая плазма) [2]. Взрыв макрослоя приводит к выбросу перегретого материала мишени и формированию абляционного факела. Для теоретического описания таких процессов может быть использована «гидродинамическая» модель (или взрывная

абляция). Основной практической сложностью при использовании этого приближения является моделирование коэффициента поглощения излучения плотной металлической плазмой, который определяет поглощение факелом энергии действующего лазерного импульса. Последовательная теория, моделирующая эти явления, в настоящее время не разработана [3]. 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 [3]–[6] базируется на использовании приближения адиабатического разлета осесимметричного либо сферически симметричного паро-плазменного облака с параболическими или прямоугольными начальными внутренними профилями температуры и плотности в вакуум с учетом процессов динамической конденсации согласно теории Зельдовича – Райзера [7]. Сравнение результатов моделирования для факелов Si, Ge и C (с начальными условиями, соответствующими лазерной абляции этих материалов интенсивными наносекундными импульсами) с экспериментальными данными [8] 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 [9]. Настоящая работа посвящена разработке полужемпирической модели для описания процессов динамической конденсации абляционных факелов серебра при атмосферном давлении на основе анализа полученных экспериментальных данных и адаптации модели Анисимова – Лукьянчука.

1 Динамическая конденсация Зельдовича – Райзера

В соответствии с теорией Зельдовича – Райзера адиабатическое расширение пара в вакууме неизбежно сопровождается протеканием в нем конденсационных процессов [7]. На фазовой диаграмме состояний пара первоначальное изменение его термодинамических параметров происходит вдоль адиабаты Пуассона $T_p(t)$ и в некоторый момент пар достигает точки насыщения, что соответствует пересечению адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения пара, задаваемой уравнением Клаузиуса – Клайперона. Перейдя эту точку на фазовой диаграмме состояния, пар становится пересыщенным (переохлажденным), и в нем создаются условия для лавинообразного образования зародышей будущих капель.

Скорость формирования зародышей капель (центров будущей конденсации) экспоненциально зависит от степени пересыщения (переохлаждения) пара, которая определяется параметром переохлаждения $\theta = (T_{eq} - T) / T_{eq}$, где T – температура в заданной точке пара, T_{eq} – температура термодинамического равновесия для заданных объема и давления пара (т. е. температура вдоль бинодали пара – линии на фазовой диаграмме между его стабильными и метастабильными состояниями [7]).

При переохлаждении пара наблюдается резкий рост параметра переохлаждения θ , вследствие чего является массовое самопроизвольное формирование центров конденсации, которое Я.Б. Зельдович и Ю.П. Райзер назвали «впрыскиванием» зародышей [7]. Появившиеся зародыши за счет агрегации молекул пара начинают расти в размерах, со временем формируя жидкие капли. При этом активный процесс каплеобразования вызывает в паре интенсивное выделение скрытой энергии конденсации, что разогревает пар и останавливает рост параметра переохлаждения θ , и в дальнейшем он монотонно снижается. При этом процесс образования зародышей, который крайне чувствителен к степени

пересыщения, прекращается и в дальнейшем происходит только укрупнение сформировавшихся капель за счет агрегации молекул пара.

Продолжающееся расширение пара ведет к уменьшению его плотности, за счет чего наблюдается постепенное уменьшение количества актов «налипания» атомов пара на зародыши, а вскоре – и полное их прекращение. При этом степень конденсации пара x (отношение числа атомов пара в жидкой фазе к их общему количеству) стабилизируется, что соответствует т. н. «закалке» капель [7]. Здесь следует обратить внимание, что термин «закалка», введенный для наглядности описания процесса динамической конденсации Я.Б. Зельдовичем и Ю.П. Райзером, отнюдь не подразумевает перехода сконденсировавшихся объектов в твердую фазу вещества, скорее это констатация завершенности процесса роста размеров капель. И в дальнейшем эти капли продолжают разлетаться в вакууме лишь под действием закона сохранения механического импульса.

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 пара может быть существенно меньше 1 (на практике $x = 0,1-0,3$ [3]).

2 Моделирование кинетики конденсации в адиабатически расширяющемся абляционном факеле

Для рассмотрения процесса конденсации в настоящей работе (равно как и в работах [3]–[6]) предполагается, что жидкие капли, образовавшиеся в процессе адиабатического расширения пара, движутся совместно с ним (что справедливо для невысоких степеней конденсации пара, которые в реальности и наблюдаются). Это приближение позволяет рассматривать процесс конденсации независимо для каждой капли с определенной лагранжевой координатой $\xi = r / R(t)$, где r – расстояние до центра факела, $R(t)$ – радиус сферического облака (внутри факела $0 \leq \xi \leq 1$).

Согласно [3] температура пара, соответствующая точке его насыщения (момент пересечения адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения пара), может быть оценена как $T_c = q\Phi(a)$, где q – удельная теплота испарения металла Q , выраженная в градусах Кельвина ($q = Q / R_g$), а $\Phi(a)$ – меньший корень трансцендентного уравнения:

$$\Phi^{-3} \exp(-\Phi^{-1}) = a = \frac{B}{V_0} \left(\frac{q^2}{T_s T_0} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.1)$$

$$B = \frac{R_g T_s}{\mu \varphi_s},$$

где V_0 – начальный удельный объем абляционно-го факела ($V_0 = 1 / \rho_0$), для нашего случая [10],

T_s – нормировочная температура ($T_s = 300$ К [3]), μ – молярная масса металла (для серебра $\mu = 0,1$ кг/моль [11]), p_s – предэкспоненциальный фактор (для конкретного металла может быть определен на основании аппроксимации данных [12], $p_s = 10^{10}$ Па). При подстановке требуемых значений в (2.1) и численного его решения находим для нашего случая $T_c = 2901$ К, что в центре факела соответствует моменту $t_c \approx 80$ нс после начала распространения абляционного факела.

Динамика температуры термодинамического равновесия $T_{eq}(t)$ (вдоль адиабаты насыщения – бинодали пара) в расширяющемся факеле может быть определена на основании решения трансцендентного функционального уравнения [3]:

$$V_0 \Psi^{\frac{3}{2}}(t) = (1 - x_{eq}(t)) B \left(\frac{T_{eq}(t)}{T_s} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{q}{T_{eq}(t)} \right), \quad (2.2)$$

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

где $\Psi(t) = (R(t)/R_0)^2$ – безразмерная функция, характеризующая модель расширения факела [10], R_0 – начальный радиус факела, $x_{eq}(t)$ – временная зависимость степени конденсации для случая термодинамического равновесия пара.

Отклонение температуры в факеле от адиабаты Пуассона происходит в момент массового «выпрыскивания зародышей» t_e , соответствующий максимальному переохлаждению пара. Этот момент, в свою очередь, может быть определен из решения трансцендентного уравнения [3]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_{eq}(t)} \frac{dT_{eq}(t)}{dt} = - \frac{1}{\Psi(t)} \frac{d\Psi(t)}{dt} + \\ + \left(\frac{2q}{3T_p(t)} - 1 \right) \left(\frac{\alpha}{\theta_p(t)} \right)^3 \frac{dv_p(t)}{dt}, \quad (2.3) \\ \alpha = \frac{2\sigma m}{k_B q \rho_l} \left(\frac{4\pi \rho_l}{3m} \right)^{\frac{1}{3}}, \end{aligned}$$

где $T_p(t)$ – динамика температуры пара вдоль адиабаты Пуассона, σ – сила поверхностного натяжения жидкости (для серебра – 0,91 н/м), ρ_l – плотность жидкой фазы металла (9 г/см³), k_B – постоянная Больцмана, m – атомная масса металла, θ_p – параметр переохлаждения, взятый вдоль адиабаты Пуассона ($\theta_p = (T_{eq} - T_p)/T_{eq}$). Для серебра $\alpha \approx 0,4756$.

При этом dv_p/dt – скорость нуклеации (образования «зародышей»), которая для центра факела ($\xi = 0$) при решении уравнения (2.3) может быть представлена в упрощенном виде (предполагается, что до момента «выпрыскивания» степень конденсации $x = 0$) [10]:

$$\begin{aligned} \frac{dv_p(t)}{dt} \approx k_{0v} \Psi^{\frac{1}{2}}(t) \exp \left(- \frac{T_v}{T_p(t) \theta_p(t)^2} \right), \quad (2.4) \\ k_{0v} = 4 \frac{\rho_0}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m}}, \quad T_v = \frac{16\pi\sigma^3 m^2}{k_B^3 q^2 \rho_l^2}, \end{aligned}$$

где для нашего случая $T_v \approx 1607$ К, $k_{0v} \approx 4,143 \cdot 10^9$ с⁻¹.

Численное решение (2.3) в нашем случае позволяет для центра факела определить $T_e = 1231$ К, что соответствует моменту $t_e \approx 380$ нс после начала его расширения.

Как уже говорилось, при достижении температурой $T_p(t)$ значения T_e запускается процесс активного каплеобразования, сопровождающийся интенсивным выделением скрытой теплоты конденсации. Это приводит к отклонению температуры в факеле от адиабаты Пуассона и устремлению ее к адиабате насыщения. Для определения динамики температуры $T(t)$ в этом переходном периоде можно воспользоваться соотношением локального баланса энергии в двухфазной системе «пар-жидкость» в адиабатическом приближении, предложенном в [10]:

$$\begin{aligned} (1 + \beta(x)) \frac{dT(t)}{dt} + (1 - x(t)) \frac{T(t)}{\Psi(t)} \frac{d\Psi(t)}{dt} = \\ = \left(\frac{2}{3} q - \beta T(t) \right) \frac{dx(t)}{dt}, \quad (2.5) \\ T(0) = T_p(t) |_{t=t_e} = T_e, \end{aligned}$$

где $\beta = (2c_2 / 3R_g) - 1$ (для серебра $\beta \approx 1,4$).

Динамика степени конденсации в факеле $x(t)$ может быть приближенно оценена функцией $x_{eq}(t)$, рассчитанной для нужной пространственной точки факела, либо фиксированной лагранжовой координаты в соответствии с соотношением (2.2). Такой вид временной зависимости степени конденсации пара в факеле (рисунок 2.1) выбран из следующих соображений.

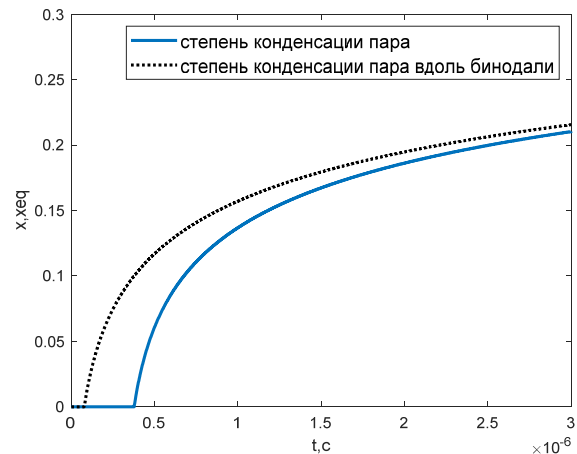


Рисунок 2.1 – Модель степени конденсации пара в центре абляционного факела

Очевидно, что до момента «выпрыскивания» (наибольшего переохлаждения пара) значение рассматриваемой функции должно быть равно 0, поскольку условия для формирования зародышей еще не наступили. Далее происходит резкий рост зародышей будущих капель, который на данном этапе хорошо аппроксимируется оценкой $x_{eq}(t)$ [3]. Приближаясь к моменту «закалки», функция $x(t)$ должна асимптотически выходить

к насыщению, что и демонстрирует нам поведение функции $x_{eq}(t)$.

Зависимости $T(t)$ и $\theta(t)$ для центра факела ($r = 0 \rightarrow \xi = 0$), полученные при численном решении (2.2)–(2.5) приведены на рисунке 2.2, а, который хорошо иллюстрирует обсуждавшиеся тенденции в протекании конденсационных процессов согласно теории динамической конденсации.

Здесь можно проследить основные этапы динамики температуры в центре факела: через первые 80 нс независимого развития факела параметр температуры достигает значения, соответствующего насыщению пара. Далее, продолжая следовать адиабате Пуассона, приблизительно через 380 нс температура достигает локального минимума (на рисунке 2.2, б этой точке соответствует максимальное значение параметра переохлаждения: $\theta_{max} \approx 0,5$). После этого происходит отрыв функции $T(t)$ от адиабаты Пуассона, сопровождающийся ее некоторым ростом, что обусловлено выделением скрытой теплоты конденсации. И, наконец, через 1,6 мкс происходит приближение значений $T(t)$ к температуре термодинамического равновесия для заданных объема и давления пара (что вызывает некоторый спад параметра переохлаждения θ).

Согласно модели Анисимова – Лукьянчука кинетика конденсации факела определяется поведением функций $g(t)$ и $v(t)$ на интервале времени от момента «впрыскивания зародышей» до момента их «закалки», где $g(t)$ – размер кластера-капли в атомах, а $v(t)$ – количественная доля зародышей, соотнесенная с общим числом атомов пара. Соответственно, для скорости конденсации имеем [7]:

$$\frac{dx(t)}{dt} = g(t) \frac{dv(t)}{dt} + v(t) \frac{dg(t)}{dt}, \quad (2.6)$$

$$x(t)|_{t=t_e} = 0.$$

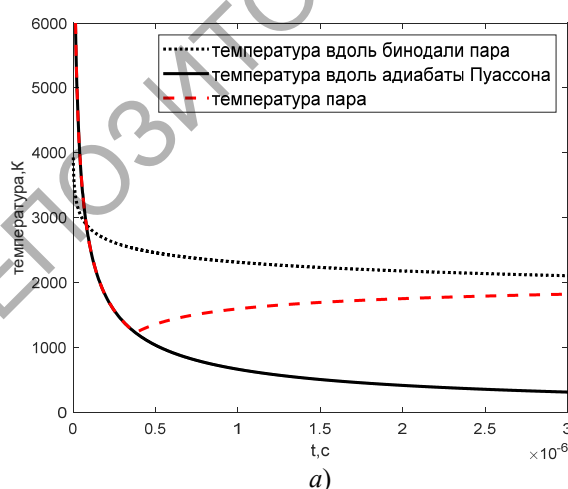


Рисунок 2.2 – Динамика температуры и параметра переохлаждения пара в центре абляционного факела

Следуя Ю.П. Райзеру и Я.Б. Зельдовичу, скорость образования «жизнеспособных» зародышей (нуклеации) может быть оценена на основании решения дифференциального уравнения [7]:

$$\frac{dv(t)}{dt} = k_{ov} (1 - x(t)) \rho(t) \exp\left(-\frac{T_v}{T_p(t)\theta_p^2(t)}\right), \quad (2.7)$$

$$v(t)|_{t=t_e} = 0,$$

где $\rho(t)$ – динамика плотности пара.

Аналогично скорость роста кластера – из решения дифференциального уравнения [7]:

$$\frac{dg(t)}{dt} = k_g g^{\frac{2}{3}}(t) \sqrt{T(t)} (1 - x(t)) \rho(t) \times \left(1 - \exp\left(-\frac{q}{T(t)} \left(\theta(t) - \alpha g^{-\frac{1}{3}}(t)\right)\right)\right), \quad (2.8)$$

$$k_g = \frac{\pi \rho}{m} \left(\frac{2m}{4\pi \rho_l}\right)^{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{8k_B}{\pi m}},$$

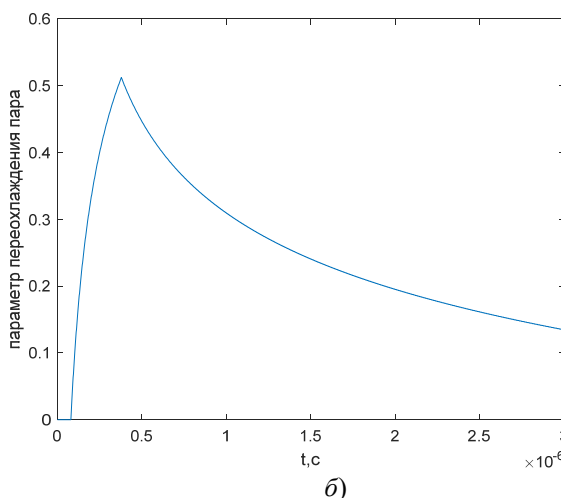
$$g(t)|_{t=t_e} = g_0.$$

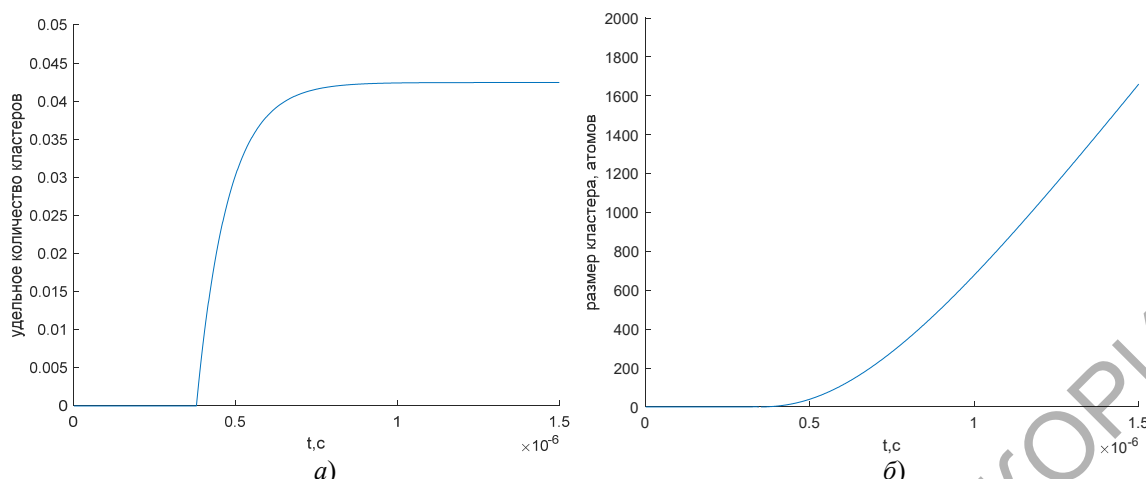
Оценка размеров критических зародышей g_0 согласно [3], [13] составляет:

$$g_0 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{m}{\rho_l}\right)^2 \left(\frac{2\sigma}{k_B q \theta_{max}}\right)^3, \quad (2.9)$$

где θ_{max} – максимальное значение параметра переохлаждения.

Таким образом, кинетика конденсации ЭЛФ согласно модели Анисимова – Лукьянчука полностью задается решением системы дифференциальных уравнений, состоящей из выражений (2.2)–(2.8) с соответствующими начальными условиями. Их численное решение применительно к рассматриваемому абляционному факелу серебра для центра факела позволяет получить характерные временные зависимости для $v(t)$ и $g(t)$, приведенные на рисунке 2.3.



Рисунок 2.3 – Динамика функций в центре абляционного факела: а) $\nu(t)$, б) $g(t)$

3 Завершающий этап конденсации – «слипание» зародышей

Как видно из рисунка 2.3, а, после «впрыскивания» поведение функции $\nu(t)$ стабилизируется, и рост степени конденсации $x(t)$ возможен преимущественно за счет укрупнения «зародышей», описываемого функцией $g(t)$.

Следует напомнить, что теория динамической конденсации изначально была разработана для описания развития адиабатических процессов в условиях вакуума. Поэтому после прохождения фазы «заковки» в абляционных факелах формируются капли, размером не превышающие единицы нанометров. В то же время экспериментальные данные [9], [14], полученные при исследовании процессов лазерной абляции серебра при атмосферном давлении, показывают, что после распада абляционных факелов осаждаются достаточно крупные частицы серебра со средними размерами 30–40 нм.

Очевидно, что в данном случае финальный этап конденсации должен существенно отличаться от рассматриваемого в модели Анисимова – Лукьянчука: на протяжении интервала времени от «впрыскивания зародышей» до их «заковки» при достаточно плавно растущем уровне степени конденсации факела (от 0 до 0,25) фактически происходит резкое (на 3 порядка) сокращение числа зародышей при таком же резком пропорциональном росте их размеров (рост линейных размеров на 1 порядок соответствует увеличению объема на тех же 3 порядка).

Понятно, что в данном случае уже невозможно описать рост зародышей только за счет положительного баланса прилипания-испарения атомов пара к зародышам – необходим учет слипания самих зародышей. Этот эффект имеет простое физическое объяснение – внешняя атмосфера в моменты времени близкие к заковке «тормозит» передний фронт факела, при этом внутренние зародыши неизбежно «наталкиваются» на

замедляющиеся периферийные, и, т. к. капли в это время еще далеки от затвердевания, они охотно сливаются в более крупные объекты [1], [10].

Заключение

В статье проведена адаптация модели Анисимова – Лукьянчука для описания процессов динамической конденсации в абляционных факелах серебра в условиях нормального атмосферного давления. Несмотря на существенные отличия в реализации финальной стадии процесса каплеобразования в вакууме и в присутствии атмосферных газов, модель Анисимова – Лукьянчука, при условии соответствующей модификации, демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными при описании начальных стадий эволюции абляционного факела, даже в отсутствии подгоночных параметров. Развитие подобных полумпирических моделей конденсационных процессов играет важную роль в разработке нового технологического направления: управляемого лазерноиндуцированного осаждения металлических наноструктур при атмосферном давлении [15], [16].

ЛИТЕРАТУРА

1. Козадаев, К.В. Физика лазерно-индуцированных плазменных потоков при действии наносекундных импульсов излучения на металлы при атмосферном давлении / К.В. Козадаев // Инженерно-физический журнал. – 2014. – Т. 87, № 3. – С. 682–693.
2. Действие лазерного излучения большой мощности на металлы / С.И. Анисимов [и др.]. – М.: Наука, 1970. – 272 с.
3. Анисимов, С.И. Избранные задачи теории лазерной абляции / С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук // Успехи физ. наук. – 2002. – Т. 172, № 3. – С. 301–333.

4. Luk'yanchuk, B.S. Condensation of Vapor and Nanoclusters Formation within the Vapor Plume, Produced by ns-Laser Ablation of Si / B.S. Luk'yanchuk, W. Marine, S.I. Anisimov // *Laser Phys.* – 1998. – Vol. 8, № 1. – P. 291–302.
5. Kuwata, M. Nanoclusters formation within the vapor plume, produced by ns-laser ablation: Effect of the initial density and pressure distributions / M. Kuwata, B. Luk'yanchuk, T. Yabe // *Proc. SPIE.* – 2000. – Vol. 4065. – P. 441–451.
6. *Modeling of nanosecond-laser ablation: Calculations based on a nonstationary averaging technique (spatial moments)* / N.D. Arnold [et al.] // *Proc. SPIE.* – 1998. – Vol. 3343. – P. 484–504.
7. Зельдович, Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. – 2-е изд., доп. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
8. *Condensation of vapor and nanoclusters formation within the vapor plume, produced by ns-laser ablation of Si, Ge and C* / B.S. Luk'yanchuk [et al.] // *Proc. SPIE.* – 1999. – Vol. 3618. – P. 434–452.
9. Формирование конденсированной фазы металлов под действием интенсивных наносекундных лазерных импульсов при атмосферном давлении / В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, В.В. Макаров, Д.В. Щегрикович // *Инженерно-физический журнал.* – 2013. – Т. 86, № 4. – С. 754–759.
10. Козадаев, К.В. Конденсация абляционных факелов при действии интенсивных наносекундных импульсов лазерного излучения на металлы при атмосферном давлении / К.В. Козадаев // *Квантовая электроника.* – 2016. – Т. 46, № 1. – С. 16–22.
11. *Таблицы физических величин: справочник* / В.Г. Аверин [и др.]; под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.
12. *American Institute of Physics Handbook* / B.H. Billings [et al.]; ed. D.E. Gray. – New York: McGrawHill, 1972. – 2364 p.
13. Itina, T.E. Nanoparticles formation by laser ablation in air and by spark discharges at atmospheric pressure / T.E. Itina, A. Voloshko // *Appl. Phys. B.* – 2013. – Vol. 113. – P. 473–478.
14. Динамика параметров эрозионного факела, образованного при воздействии субмикросекундного лазерного излучения на цинковую мишень / В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, М.В. Пузырев, В.М. Стецки // *Инженерно-физический журнал.* – 2009. – Т. 82, № 4. – С. 638–642.
15. Goncharov, V.K. Laser synthesis of optical media with silver nanoparticles by nanosecond pulses at air / V.K. Goncharov, K.V. Kozadaev, D.V. Shchegrykovich // *Optical memory & Neural Networks (Informatics Optics).* – 2011. – Vol. 20, № 4. – P. 255–259.
16. Гончаров, В.К. Лазерный синтез и исследование спектрально-морфологических характеристик водных коллоидов благородных металлов (Ag, Au, Pt) / В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович // *Инженерно-физический журнал.* – 2012. – Т. 85, № 4. – С. 725–730.

Поступила в редакцию 06.04.2020.