

Математическое моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазменным потоком при лазерно-плазменном напылении

Чашин Е.А., Шилов И.В., кандидаты техн. наук, Балашова С.А., инж.

Определены оптимальные условия взаимодействия двух концентрированных потоков энергии при нанесении керамических покрытий Al_2O_3 путем синтеза модели лазерно-плазменного напыления на основе анализа поглощения лазерного излучения в плазменном потоке.

Ключевые слова: модулированное лазерное излучения, плазменный поток, напыление, адгезионная прочность, математическая модель, тепловые процессы.

Mathematical modeling of interacting laser light with plasma stream at laser-plasma spraying

Chashchin E.A., Shilov I.V., Cand.Tech.Sci., Balashova S.A., a management engineer

In work, by a synthesis of model of a laser-plasma spraying, on the basis of the analysis of absorption of laser light in plasma stream, optimal conditions of interacting of two concentrated energy flows are defined at plotting ceramic coatings Al_2O_3 .

Keywords: modulated laser radiations, plasma stream, spraying, an adhesion strength, mathematical model, thermal processes.

Исследование процесса лазерно-плазменного напыления поверхностных керамических покрытий на основе Al_2O_3 , выполненное нами ранее [1], показало, что существует возможность повышения в 1,5–2 раза адгезионной прочности напыляемых покрытий при введении модулированного лазерного излучения (ЛИ) в плазменный поток (ПП). Совместное с нагревом ПП воздействие быстротекущих процессов нагрева импульсами ЛИ наносекундного диапазона ограничивает возможность использования известных аналитических зависимостей [2, 3]. Это делает актуальной разработку математической модели взаимодействия лазерного излучения с плазменным потоком, содержащим мелкодисперсную фазу, позволяющую определить оптимальные условия взаимодействия двух концентрированных потоков энергии. Решение этой задачи выполним путем синтеза модели лазерно-плазменного напыления и оптимизации дополнительного теплового воздействия ЛИ на частицы плазмонапыляемого порошка Al_2O_3 на основе анализа поглощения ЛИ в ПП.

Рассмотрим поглощение ЛИ в ПП. Принимаем, что для обеспечения равномерного прогрева ПП при дополнительном воздействии поглощения ЛИ должно иметь объемный характер. Также принимаем, что эффекты, связанные с резонансным поглощением ПП энергии ЛИ, пренебрежимо малы. Тогда степень поглощения ПП дополнительной энергии ЛИ удобно определить по формуле Унзольда – Крамерса [4]:

$$\alpha_{uc} = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{e^6 Z^2 k T n}{c \cdot h^4 \nu^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon^* - h\nu}{kT}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right),$$

где c – скорость света; ν – частота излучения; Z – заряд иона; ε^* – потенциал ионизации атома; T – температура ПП; n – концентрация

атомов в ПП; k – постоянная Больцмана; h – постоянная Планка.

Большинство известных технологических установок обеспечивают генерацию низкотемпературной плазмы с температурой до 20 кК. Результаты расчета по формуле Унзольда – Крамерса приведены на рис. 1. Анализ полученных зависимостей (рис. 1) показывает, что при температуре менее 10 кК ПП практически «прозрачен» для ЛИ, поэтому ЛИ целесообразно вводить в ПП в области максимальной температуры потока, а именно, на срезе сопла плазматрона, где температура ПП может достигать значений в интервале 10–20 кК. При воздействии ЛИ на ПП в этой области толщина $\delta_{uc} = \alpha_{uc}^{-1}$ скин-слоя, в котором происходит ослабление излучения в e раз, нелинейно уменьшается с ростом температуры ПП. Однако даже при температуре ПП 20 кК толщина скин-слоя достигает 4 см, что значительно превышает сечение ПП на срезе сопла плазматрона и, как следствие, делает малоэффективным поглощение ПП энергии ЛИ.

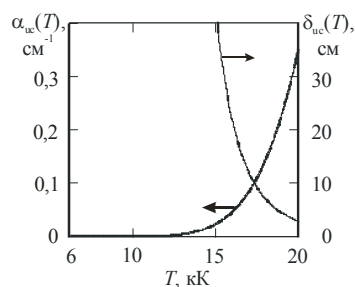


Рис. 1. Зависимость коэффициента объемного поглощения α_{uc} и толщины скин-слоя δ_{uc} от температуры ПП (плазмообразующий газ – азот, длина волны излучения – 1 мкм)

Известно, что модулированное ЛИ с малой длительностью импульсов и высокой

плотностью мощности приводит к возникновению оптического пробоя, что позволяет перевести газовую среду в плазменное состояние. При этом в области оптического пробоя поглощается до 95 % энергии падающего лазерного излучения [5]. Принимаем, что совмещение ПП в зоне его выхода из плазматрона с областью оптического пробоя обеспечивает повышение температуры плазмы, а следовательно, и напыляемого материала за счет практически полного поглощения энергии ЛИ.

Известно [6], что обязательным условием возникновения пробоя является нарастание концентрации возбужденных электронов при превышении частоты ионизации ν_i над частотой диффузионных потерь ν_D :

$$E = \omega / (a \cdot n \cdot \sigma \cdot e) \left[(m_e \varepsilon^*) / 3 \right]^{1/2}.$$

Тогда интенсивность ЛИ, обеспечивающего возникновение пробоя, удобно определить как

$$I = c \varepsilon \varepsilon_0 E^2,$$

где ε – диэлектрическая проницаемость вещества; ε_0 – диэлектрическая постоянная; a – характерный размер области воздействия луча; ω – круговая частота излучения; σ – сечение взаимодействия электрон–атом.

При формировании ЛИ оптического пробоя распространение фронта ионизации может проходить в разных режимах [6]. Наиболее предпочтительным является режим свето-детонационной волны (скорость 5–20 км/с, интенсивность ЛИ 20–1000 МВт/см²), который характеризуется хорошей устойчивостью и средними значениями пороговой интенсивности пробоя.

В настоящее время достигнуты результаты генерации лазеров модулированного ЛИ на базе технологических ИАГ:Nd с длительностью импульса 60–350 нс и плотностью мощности до 2–5 ГВт/см². Учитывая, что интенсивность ЛИ может быть уменьшена изменением условий фокусировки, а также, что геометрические размеры ПП на срезе сопла плазматрона, как правило, имеют значения в интервале 1–10 мм, принимаем, что при формировании оптического пробоя в ПП фронт ионизации распространяется в режиме свето-детонационной волны (СДВ) со скоростью

$$V_{СДВ} = \left(2(\gamma^2 - 1) \right)^{1/3} \left(\frac{I}{\rho_0} \right)^{1/3},$$

где I – интенсивность излучения; ρ_0 – плотность газовой среды; γ – показатель адиабаты газа.

Рассмотрим зависимость интенсивности ЛИ от температуры ПП, при которой СДВ распространяется на расстояние, перекрывающее ПП. Результаты расчета, полученные для различных условий фокусировки ЛИ приведены на рис. 2.

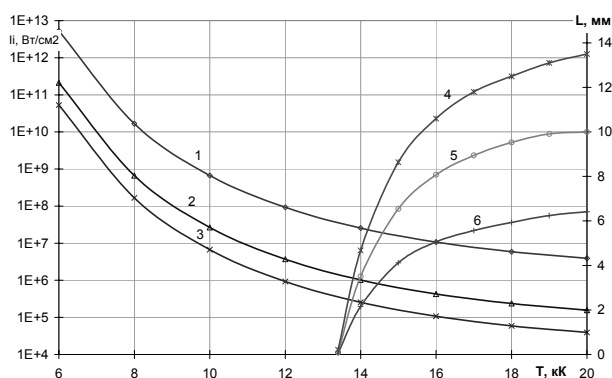


Рис. 2. Зависимости пороговой интенсивности пробоя I_i (1–3) в азоте от начальной температуры T : 1 – диаметр лазерного луча 1 мм; 2 – 5 мм; 3 – 10 мм. Зависимость расстояния L (4–6), пройденного фронтом ионизации в режиме СДВ, от T : 4 – при длительности импульса 300 нс; 5 – 200 нс; 6 – 100 нс

Анализ полученных зависимостей (рис. 2) показывает, что с увеличением температуры ПП интенсивность ЛИ, при которой возникает пробой, нелинейно снижается. Также снижается расстояние, пройденное фронтом ионизации, при уменьшении интенсивности ЛИ.

Следует отметить, что при воздействии импульсов ЛИ с длительностью до 300 нс время формирования фронта ионизации в зоне оптического пробоя составляет 1–5 нс, что много меньше длительности импульсов. Поэтому, для уменьшения затрат машинного времени, расчеты выполним с итерационно изменяемым шагом по времени. Изменение температуры ПП удобно найти решением одномерной задачи нагрева среды с объемным поглощением:

$$\Delta T = \frac{\alpha_{uc}(T_{pl}) \cdot I \cdot t}{\rho_{pl} \cdot C_{pl}},$$

где t – время воздействия излучения; ρ_{pl} – плотность ПП; C_{pl} – теплоемкость плазменного потока, принимаемая при температуре ПП более 10000 К равной 13 кДж/(кг·К).

В качестве критерия изменения шага по времени принимаем изменение прироста температуры в 2 раза.

Таким образом, проведенный анализ определил: объемный и равномерный прогрев ПП с начальной температурой 6–20 кК обеспечивается созданием ионизационного фронта в режиме СДВ на удаленной от ИАГ:Nd лазера стороне ПП путем фокусировки луча ЛИ со следующими параметрами излучения: длительность импульсов 100–300 нс; энергия импульсов 0,1–0,5 Дж; интенсивность 10^7 – 10^9 Вт/см².

При выполнении операции синтеза устройства лазерно-плазменного напыления [7] полагали, что наблюдаемый эффект повышения адгезионной прочности керамических покрытий вызван повышением температуры в контактной области за счет интенсификации

теплового воздействия на частицы Al_2O_3 . В этом приближении представляется достаточным с помощью соответствующего выбора параметров ЛИ добиться повышения температуры частиц до температуры 3000–3500 К [8]. Таким образом, задачей этапа является математическое описание влияния ЛИ на температуру частиц Al_2O_3 при совместном воздействии ЛИ и ПП. Расчет выполняли в сферическом приближении частиц Al_2O_3 , подвод теплоты полагали равномерным по всей поверхности (рис. 3).

С учетом сделанных приближений температуру частиц напыляемого материала удобно определить из решения единого нестационарного уравнения теплопроводности:

$$\partial T / \partial t + (\vec{V}, \text{grad} T) = a(T) \Delta T,$$

где $a(T) = \lambda_T(T) / c(T)\rho$ – температуропроводность; $\lambda_T(T)$ – теплопроводность; ρ – плотность материала; \vec{V} – вектор скорости фронта испарения; $c(T)$ – удельная теплоемкость.

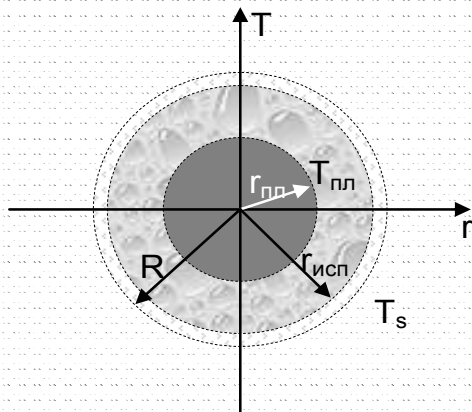


Рис. 3. Модель состояния частицы Al_2O_3

Поскольку частица Al_2O_3 тугоплавкая и имеет малый радиус 10–100 мкм, то справедливо предполагать, что сначала она вся полностью расплавляется и только потом начинается процесс испарения. С учетом этого, для уменьшения затрат машинного времени область нагрева моделировали без разделения на твердое тело и расплав, а изменение свойств материала учитывали в эффективной сглаженной функции удельной теплоемкости $c(T)$, которая, кроме сглаживания перепада в значении при фазовом переходе «твердое тело – расплав», включает в себя удельную энергию плавления. С учетом сделанных упрощений, граничные условия на поверхности поглощения-испарения имеют вид

$$-\lambda_T \frac{\partial T}{\partial n} = q_T(t),$$

$$q_T(t) = (1 - R(T_s)) I_{\perp}(r, t) - I_V(T(r)) + q_V,$$

где q_T – интенсивность тепловыделения на облучаемой поверхности; $\partial/\partial n$ – дифференци-

рование по нормали к поверхности канала; $I_{\perp}(r, t)$ – распределение интенсивности падающего излучения в плоскости, нормальной оси луча; $I_V = V_S \rho L_V$ – потери плотности мощности на испарение; q_V – лучистый обмен между поверхностью частицы и ПП; R – отражательная способность поверхности, учитывающая ее температуру T_s . Скорость фронта испарения V_S задается также температурой поверхности T_s .

Перепишем уравнения теплопроводности в сферической системе координат:

$$\Delta T = \Delta_r T - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right),$$

$$(\vec{V}, \text{grad} T) = V_r \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Поскольку вблизи оси, где $1/r \rightarrow \infty$, возникает неопределенность в операторе $\Delta_r T$, чтобы этого избежать, применим удобную подстановку по зависимости $F(r) = rT(r)$.

С учетом сделанных допущений, уравнение теплопроводности удобно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial t}, \quad \frac{\partial F}{\partial r} = r \frac{\partial T}{\partial r} + F, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial F}{\partial r} - \frac{F}{r} \right).$$

Умножим уравнение теплопроводности на r и с учетом подстановки получим его аналог для F в виде

$$\frac{\partial F}{\partial t} = a(T) \Lambda_{V_r}(F) + \frac{rQ}{c(T)\rho},$$

$$\text{где } \Lambda_{V_r}(F) = \frac{V_r}{a(T)} \left(\frac{F}{r} - \frac{\partial F}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 F}{\partial r^2}.$$

Здесь деление на r остается, однако на оси сферы отпадает необходимость вычислять F , так как $F(r=0) \equiv 0$, и при любом малом шаге по координате r неопределенности около оси не возникнет.

Граничные условия для расчетной области в виде центрально-симметричной сферы размера $r_{сф}$ запишутся в виде $F(r=0) = 0$,

$$-\lambda_t \frac{\partial F}{\partial z}(r=r_{сф}) = r_{сф} q_T.$$

Следует отметить, что воздействие коротких интенсивных импульсов ЛИ обуславливает, с одной стороны, необходимость использования очень малых шагов по времени и, с другой стороны, большое время расчета после окончания действия импульса ЛИ. Тогда для оценки тепловых процессов предпочтительнее применять неявные схемы конечно-разностного метода.

Для каждого внутреннего узла расчетной сетки по r переход от момента времени $(S-1)$ к моменту S описывается уравнением

$$\frac{F_i^S - F_i^{S-1}}{\Delta t} = a(T_i^{S-0,5}) \Lambda_{Vr}(F_i^{S-1}) + \frac{r_i Q_V}{c(T_i^{S-0,5}) \rho},$$

где

$$\Lambda_{Vr}(F_i^S) = \frac{V_{r_i}}{\gamma_i a(T)} F_i^S - \frac{V_{r_i}}{a(T)} \frac{F_{i+1}^S - F_{i-1}^S}{2\Delta r} + \frac{F_{i+1}^S - 2F_i^S + F_{i-1}^S}{\Delta r^2} = \frac{1}{\Delta r^2} \left\{ \left(1 + \frac{\Delta r}{2} \frac{V_{r_i}}{a(T)} \right) F_{i-1}^S - 2 \left(1 - \frac{\Delta r^2}{2r_i} \frac{V_{r_i}}{a(T)} \right) F_i^S + \left(1 - \frac{\Delta r}{2} \frac{V_{r_i}}{a(T)} \right) F_{i+1}^S \right\};$$

$V_{r_i} = V_r \frac{i}{N_r}$ – скорость сдвига i -го узла сетки при

движении внешней границы узла сетки со скоростью фронта испарения V_r .

При поверхностном поглощении ЛИ член уравнения, учитывающий объемное тепловыделение Q_V , можно опустить для всех узлов сетки, кроме крайнего узла (с индексом $i = N_r$), соответствующего облучаемой поверхности сферической частицы. Тогда объемное тепловыделение для поверхностного узла удобно получить из интенсивности теплового потока q_T :

$$Q_V = \frac{\partial}{\partial r} q_T \Big|_{r=r_{cф}} \cong \frac{q_T}{2\Delta r} \Big|_{r=r_{cф}}.$$

Таким образом, при перенесении теплового потока q_T из граничного условия непосредственно в дифференциальное уравнение (в Q_V для поверхностного узла) для облучаемой поверхности граничное условие упростится до выражения

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{cф}} = 0,$$

которое для подстановочной переменной F запишется в виде

$$\frac{\partial F}{\partial r} \Big|_{r=r_{cф}} = \frac{F}{r_{cф}}, \quad \dots F_{Nr+1} = F_{Nr-1} + \frac{2\Delta r}{r_{cф}} F_{Nr}.$$

С учетом сделанных упрощений, уравнения, соответствующие шагу по времени S вдоль одной координаты, для каждого из внутренних узлов расчетного стержня приводятся к линейным уравнениям относительно 3-х узловых значений параметра F и могут быть записаны в виде

$$A_i F_{i-1}^S - C_i F_i^S + B_i F_{i+1}^S = f_i,$$

где $A_i = \frac{\Delta t a(T_i)}{\Delta r^2} \left(1 + \frac{\Delta r}{2} \frac{V_{r_i}}{a(T_i)} \right);$

$$B_i = \frac{\Delta t a(T_i)}{\Delta r^2} \left(1 - \frac{\Delta r}{2} \frac{V_{r_i}}{a(T)} \right);$$

$$C_i = 1 + \frac{2\Delta t a(T)}{\Delta r^2} \left(1 - \frac{\Delta r^2}{2r_i} \frac{V_{r_i}}{a(T)} \right); \quad f_i = -F_i^{S-1}.$$

Данное уравнение фактически уже приведено к каноническому линейному виду для метода прогонки относительно F_{i-1}^S , F_i^S и F_{i+1}^S .

Для крайнего узла с индексом $i = N_r$ исключим соответствующее мнимому узлу значение F_{Nr+1} , используя граничное условие крайнего узла, и запишем выражение

$$A_i F_{Nr-1}^S - C_i F_{Nr}^S = f_i,$$

где

$$A_i = \frac{2\Delta t a(T_i)}{\Delta r^2}; \quad C_i = 1 + \frac{2\Delta t a(T_i)}{\Delta r^2} \left(1 - \frac{1}{N_r} \right);$$

$$f_i = -F_{Nr}^{S-1} - \frac{\Delta t}{2\Delta r} \frac{r_{cф} q_T}{c(T_i)}.$$

Таким образом, для «теплового стержня», содержащего узлы расчетной сетки, задача нахождения неизвестных узловых значений сводится к системе линейных уравнений с 3-диагональной матрицей, а значит, для ее решения применим экономичный метод прогонки.

Для внутренних узлов расчетного «теплового стержня» вдоль координаты r рекуррентные формулы прогоночных коэффициентов χ и η имеют вид

$$\chi_i = \frac{B_i}{C_i - A_i \chi_{i-1}}, \quad \eta_i = \frac{A_i \eta_{i-1} - f_i}{C_i - A_i \chi_{i-1}}$$

и связаны с узловыми значениями основным рекуррентным выражением

$$F_i^S = \chi_i F_{i+1}^S + \eta_i.$$

Для 0-го узла расчетного «теплового стержня» прогоночные коэффициенты определяются с использованием рекуррентного соотношения и граничного условия 1-го рода и записываются как

$$F_0^S = \chi_0 F_1^S + \eta_0 = 0 \Rightarrow \chi_0 = 0, \quad \eta_0 = 0.$$

Тогда распределение $F(r_i)$ находится из обратной прогонки, начиная с конечного узла, по формуле

$$F_{Nr} = \frac{\eta_{Nr} + \chi_{Nr} \eta_{Nr-1}}{1 - \chi_{Nr} \chi_{Nr-1}} = \eta_{Nr}, \quad \text{так как } \chi_{Nr} = 0,$$

и далее по рекуррентному соотношению.

По неявной конечно-разностной схеме была составлена программа [8] (алгоритм представлен на рис. 4) и проведены расчеты в целях оценки воздействия лазерного импульса на температуру частиц мелкодисперсной фазы.

Характерные результаты расчета приведены на рис. 5. Анализ полученных зависимостей показывает, что в результате воздействия импульсного ЛИ температура поверхности сферической частицы существенно превышает температуру плавления напыляемого материала. В течение импульса ЛИ температура повышается до максимального значения ≈ 6000 К, а после окончания действия импульса ЛИ температура поверхности интенсивно снижается до 3000–3500 К и стабилизируется, поскольку охлаждение поверхности частицы через испарение вещества прекращается. Кроме того, воздействие ЛИ сопровождается уменьшением начальных размеров частицы, кото-

рые после окончания импульса остаются неизменными.

При воздействии на частицу керамики ЛИ с длительностью импульса от 1–50 нс и энергией импульса от 0,1 до 0,25 Дж происходит нагрев частицы до 7000-9000 К, и при этом она испаряется на 60–80 %. А увеличение длительности импульсов свыше 400 нс приводит к полному испарению напыляемых частиц.

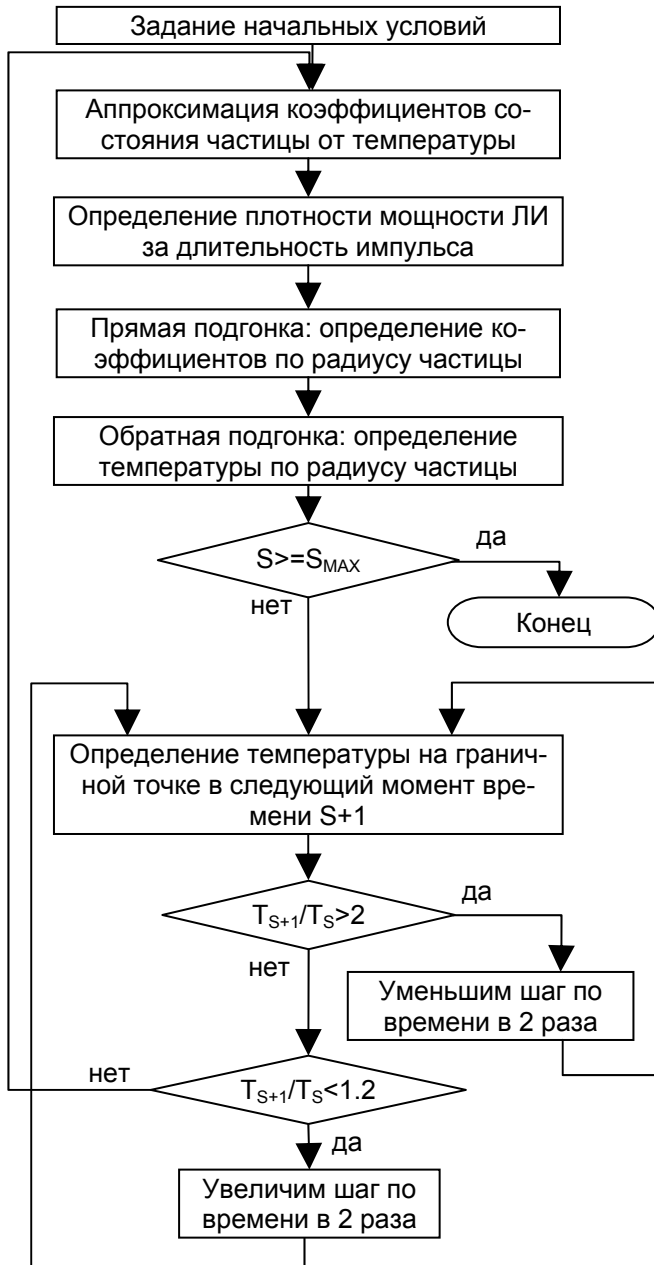
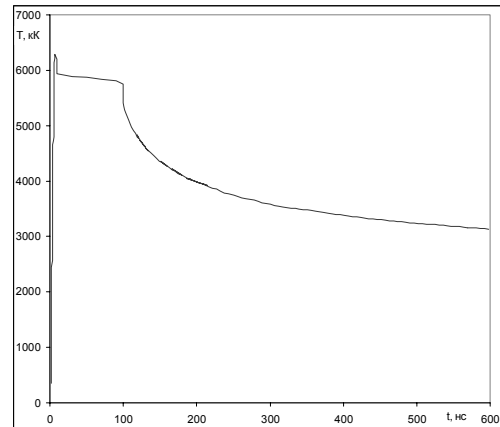


Рис. 4. Алгоритм определения температуры частицы Al_2O_3

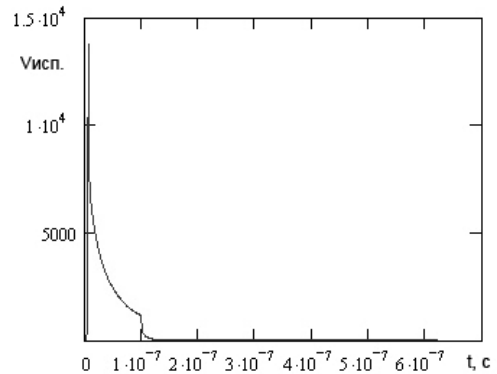
Таким образом, для лазерно-плазменного напыления Al_2O_3 целесообразным представляется воздействие импульсами модулированного ЛИ с длительностью в диапазоне от 100 до 300 нс и энергией импульса от 0,1 до 0,4 Дж во всем диапазоне температур ПП. При этом частица испаряется на 30–50%,

а температура стабилизируется на значениях 3000–3500 К, и частица напыляемого материала попадает на поверхность напыляемой детали полностью расплавленной.

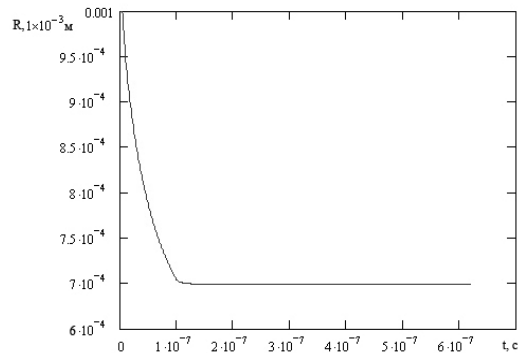
Выполним *оптимизацию дополнительного теплового воздействия* ЛИ на частицы мелкодисперсного порошка Al_2O_3 , напыляемого плазменным методом. В качестве критерия оптимизации будем считать достижение максимума адгезионной прочности сцепления напыляемого покрытия при максимальной энергетической эффективности дополнительного воздействия ЛИ.



а)



б)



в)

Рис. 5. Зависимости изменения от времени t: а – температуры поверхности частицы T; б – скорости испарения частицы $V_{исп.}$; в – радиуса частицы R

В [9] приведена методика расчета относительной прочности сцепления частиц напыляемого материала с подложкой в зависимости от температуры в зоне контакта:

$$N(t)/N_0 = 1 - \exp[-(vt)/\exp(E_a/k \cdot T_k)],$$

где ν – частота собственных колебаний атомов, находящихся в контакте; t – время затвердевания частицы порошка; E_a – энергия активации поверхности подложки.

При условии идеального теплового контакта подложки с расплавленной частицей, что возможно при физико-химическом взаимодействии с привариванием покрытия к подложке, температура в зоне контакта определяется из выражения

$$T_k = [K_\varepsilon (T_q - T_0) / (K_\varepsilon + \Phi(\alpha_k))] + T_0,$$

где T_q и T_0 – температура частицы и подложки в момент осаждения покрытия; $\Phi(\alpha_k)$ – функция интеграла вероятности; $K_\varepsilon = (\lambda_1/\lambda_2) \cdot \sqrt{a_2/a_1}$ – критерий тепловой активности частицы по отношению к подложке; λ_1 и λ_2 – коэффициенты теплопроводности порошка и подложки; a_1 и a_2 – коэффициенты температуропроводности порошка и подложки.

Результаты расчета приведены на рис. 6.

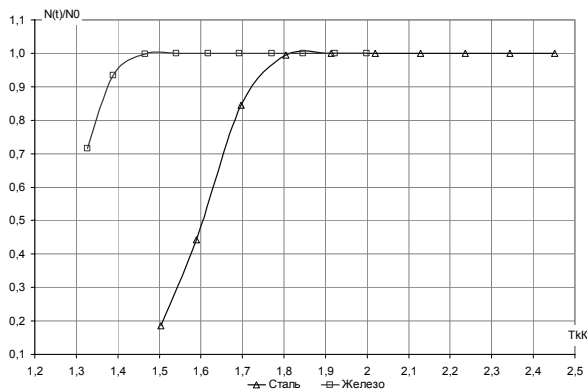


Рис. 6. Зависимость относительной прочности сцепления частиц с подложкой $N(t)/N_0$ от температуры в зоне контакта T_k , K: 1 – основа Fe; 2 – основа сталь 12X18H9T

Анализ полученных зависимостей (рис. 6) показывает, что относительная прочность сцепления покрытия с основой при достижении температуры в зоне контакта 1500 K для железа и 1800 K для стали 12X18H9T достигает максимально возможного значения. Температура частиц, которая вызывает нагрев в зоне контакта до таких величин, составляет ≈ 3000 K, а при дальнейшем увеличении температуры частиц Al_2O_3 улучшения прочности покрытия не наблюдается. При изменении температуры ПП энергетические параметры изменяются. В результате последовательности проведенных расчетов была получена область рациональных режимов для лазерно-плазменного напыления (рис. 7).

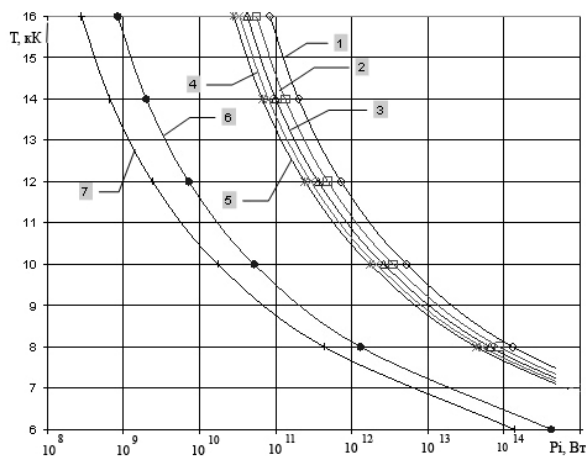


Рис. 7. Рабочие режимы процесса лазерно-плазменного напыления: 1 – длительность импульса 100 нс, 2 – 150 нс, 3 – 200 нс, 4 – 250 нс, 5 – 300 нс (для лазерного излучения с диаметром 1 мм); 6 – длительность импульса 100 нс; 7 – 300 нс (для лазерного излучения с диаметром 10 мм)

Заключение

Предложенная математическая модель описывает тепловые процессы при взаимодействии ЛИ с ПП, содержащим мелкодисперсную фазу. Оптимальные условия взаимодействия двух концентрированных потоков энергии лежат в диапазоне: температура ПП – 60–20 кК; длительность импульсов модулированного ЛИ – 100–300 нс; энергия импульса ЛИ – 0,1–0,4 Дж. Результаты моделирования качественно соответствуют известным теоретическим и экспериментальным данным.

Список литературы

1. **Повышение** эксплуатационных характеристик керамических покрытий / С.А. Балашова, Е.А. Чашин, И.В. Шилов, А.А. Митрофанов // Вестник СГТУ. – 2009. – № 2 (38). – С. 72–79.
2. **Кудинов В.В.** Плазменные покрытия. – М.: Наука, 1977.
3. **Пузряков А.Ф.** Теоретические основы технологии плазменного напыления. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003.
4. **Булгаков А.В., Булгакова М.Н.** Тепловая модель импульсной лазерной абляции в условиях образования и нагрева плазмы, поглощающей излучение // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 27. – № 2. – С. 154–158.
5. **Балашова С.А., Чашин Е.А., Шилов И.В.** Лазерно-плазменное напыление керамических покрытий: Междунар. молодежная науч. конф. (XXXIV Гагаринские чтения). Ч. 3. – М., 2008. – С. 126–127.
6. **Воздействие** лазерного излучения на материалы / Р.В. Арутюнян, В.Ю. Баранов, Л.А. Большов и др. – М.: Наука, 1989.
7. **Полезная модель 75391 РФ.** Плазматрон для лазерно-плазменного нанесения покрытий; заявл. 01.04.08. Балашовой С.А. и др.
8. **Свидетельство об отраслевой регистрации разработки.** Расчет температуры частицы при воздействии плазменного потока. № 12240 от 29.01.2009г., авторов Балашова С.А., Чашин Е.А., Воронцов П.В.
9. **Погребняк А.Д., Тюрин Ю.Н.** Модификация свойств материалов и осаждение покрытий с помощью плазменных струй // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175. – № 5. – С. 515–545.

Чашин Евгений Анатольевич,
ГОУ ВПО «Ковровская государственная технологическая академия имени В.А. Дегтярёва»,
кандидат технических наук, доцент, зав. кафедрой электротехники,
телефон (49232) 3-13-47,
e-mail: kanircha@list.ru

Шилов Игорь Вячеславович,
ГОУ ВПО «Ковровская государственная технологическая академия имени В.А. Дегтярёва»,
кандидат технических наук, доцент кафедры лазерной физики и технологии,
телефон (49232) 3-13-47,
e-mail: kanircha@list.ru

Балашова Светлана Александровна,
ФГУП «ВНИИ "Сигнал"»,
ведущий инженер,
ГОУ ВПО «Ковровская государственная технологическая академия имени В.А. Дегтярёва»,
аспирант кафедры электротехники,
тел. (49232) 3-13-47,
e-mail: BalashovaSveta@list.ru