

ЛИТЕЙНОЕ ПРОИЗВОДСТВО

УДК 621.74

Саубанов М.Н.

ФИЗИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛИ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА НА ЛИТЕЙНЫЕ ФОРМЫ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТИТАНОВЫХ ОТЛИВОК

Аннотация. Проведены исследования возможности плазменного напыления на периклазовые (магнетитовые) формы карбидов и окислов различных материалов. Для получения плазменного покрытия, содержащего фазы Ti – Al, способные блокировать миграцию кислорода и активных металлов на поверхность литейных форм, производилось плазменно-дуговое напыление смеси порошков TiO_2 и Al_2O_3 с проведением математического моделирования процесса. Проведено численное моделирование динамики плазменной струи плазмотрона «Термоплазма 50-01». Представлен расчет распределения температуры в плазменной струе для различных моментов времени работы плазмотрона. Результаты моделирования значительно улучшат прогнозирующую способность плазменных процессов нанесения функциональных покрытий с помощью плазмотрона постоянного тока «Термоплазма 50-01» и позволит повысить экономический эффект от внедрения плазменных технологий в промышленное производство. На основе выполненных работ разработаны рекомендации по уменьшению слоя повышенной твердости на титановых отливках.

Ключевые слова: газотермическое покрытие, электромагнитные уравнения, плазмообразующий газ, межэлектродное пространство, газозвесь, электростатическое поле

При использовании в процессах литья титановых сплавов периклазовых литейных форм, состоящих из окислов MgO (92,3 мас. %), CaO (3,2 мас. %), SiO_2 (2,2 мас. %) и жидкого стекла $Na_2O(SiO_2)_n$ в количестве 12 мас. % по отношению к основному составу формы, происходит образование слоя повышенной твердости СПТ (альфированного слоя) на поверхности отливки. Основной примесью, повышающей твердость металла на глубине до 3 мм, является кислород, содержание которого увеличивается по направлению от центра к поверхности отливки и достигает 3% по массе. Источником кислорода является периклазовая форма, изготовленная по « CO_2 -процессу» и содержащая после обжига до 700-1000°C остаточные карбонаты натрия, магния и кальция. Другие примеси – кремний и железо проникают в отливку на глубину до 0,4 мм и их количество не превышает 0,2-0,3 % вследствие возникающего градиента температуры при контакте расплава с формой. Оксидная основа формы – MgO также может быть источником кислорода. В случае контакта титана с гидратированной формой СПТ также обогащается водородом по реакции: $Mg(OH)_2 + 2Ti \rightarrow MgO + TiO \quad TiH_2$. Количество водорода в СПТ может достигать 0,02-0,05% по массе [1,17,18].

Слой повышенной твердости является прочным и хрупким, что приводит к снижению пластичности и образованию трещин в отливках. В связи с этим применяют другой способ – электродуговая металлизация на магнетитовой литейной форме. Но это недостаточно эффективно и СПТ остается.

Для устранения или уменьшения толщины слоя повышенной твердости на поверхности титановых отливок проведены исследования возможности плаз-

менного напыления на периклазовые (магнетитовые) формы карбидов и окислов различных материалов.

С целью получения плазменного покрытия, содержащего фазы Ti – Al, способные блокировать миграцию кислорода и активных металлов на поверхность литейных форм, производилось плазменно-дуговое напыление смеси порошков TiO_2 и Al_2O_3 с проведением математического моделирования процесса.

Математическое моделирование находит широкое применение в различных областях науки и техники.

В настоящее время газоразрядная плазма нашла широкое применение в таком технологическом процессе, как нанесение газотермических покрытий (ГТП), что позволяет уменьшить износ деталей машин, эксплуатирующихся в различных условиях до пяти раз.

В настоящее время существенного прогресса в получении изделия с высококачественными ГТП удалось достичь при их нанесении плазменным способом в динамическом вакууме [2, 3]. Однако сложность и высокая стоимость вакуумного оборудования в значительной степени ограничивают ее применение. Поэтому в настоящее время ведутся работы по усовершенствованию методов плазменного нанесения ГТП при атмосферных давлениях.

Основной проблемой при получении покрытий данным способом является возникновение остаточных напряжений, оказывающих существенное влияние на эксплуатационные свойства покрытий. Поэтому нового прогресса здесь стоит ожидать, по-видимому, с развитием методов управления параметрами газоразрядной плазмы. Здесь, в первую очередь, стоит отметить гидродинамические способы управления плазмой, в частности организацию звуковых волн большой амплитуды или применение шести (и более) плазмотронов одновременно, с целью центрирования

плазменной струи и увеличения теплонапряженности в ней [4-6].

Современными разработками является плазмотрон «Термоплазма 50-01», разработанный в Институте теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН [6].

Одним из важных инструментов для понимания физических процессов в плазмотронах является численное моделирование.

Целью данной работы является численное моделирование динамики плазменной струи плазмотрона «Термоплазма 50-01».

Предположение о неразрывной среде справедливо, и плазма рассматривается как сжимаемый, совершенный газ в локальном термодинамическом равновесии, поэтому характеризуется единой температурой T для всех его видов (атомов, ионов, электронов, молекул); выполняется условие квазинейтральности; плазма оптически тонкая; Токи Холла, гравитационные эффекты и вязкое рассеяние считаются незначительными.

Поскольку плазма является проводящей, ее описание требует решения системы уравнений сохранения массы импульса и энергии, а также электромагнитных уравнений, определяющихся как

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} \right) = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla \left[P + \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \vec{V}) \right] + 2 \nabla \cdot (\mu \mathbf{S}), \quad (2)$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T \right) - \frac{dP}{dt} = \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T) + \vec{j} \times \vec{E} + \frac{5k_B}{2e} \vec{j} \cdot \nabla T, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \cdot \nabla \varphi) = 0, \quad \vec{E} = -\nabla \varphi, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (4)$$

В случае если поток плазмы, формируемый плазмотроном, истекает во внешнюю газовую среду иного, нежели используемый плазмообразующий газ, химического состава, чаще всего в воздух, необходимо учитывать процессы конвективной диффузии, имеющие место при смешении плазмообразующего газа с внешней газовой средой, и соответствующего изменения состава, теплофизических свойств и коэффициентов переноса плазмы. Для этого применяется уравнение конвективной диффузии плазмообразующего газа во внешней газовой среде. Однако плазмотрон марки «Термоплазма-50-01» работает на плазмообразующем газе – воздух.

Расчетная область состояла из двух частей: плазменного канала внутри плазмотрона и плазменной струи на выходе плазмотрона. В табл. 1 приведены граничные условия, использованные при моделировании, где представлено давление на выходе, равное 760 Торр, h_w – коэффициент конвективного теплообмена на стенке анода, равный 3000 Вт/(м²·К), T_0 – эталонная температура охлаждающей воды 300 К – температура катода и анода. Ток дуги $I = 100$ А и массовый расход воздуха 1,6 г/с.

Граничные условия

Область	Граничные условия
На входе	$T = T_0, - \int_{\partial \Omega} \rho (\vec{v} \cdot \vec{n}) d_{bc} dS = m,$ $\vec{j} \cdot \vec{n} = 0, \vec{A} \times \vec{n} = 0;$
Катод	$T = T_2, \vec{v} = 0, \vec{j} \cdot \vec{n} = I / (\pi R_c^2)$ $\vec{A} \times \vec{n} = 0;$
Анод	$T = T_3, \vec{v} = 0, \varphi = 0, \vec{A} \times \vec{n} = 0;$
На выходе	$\nabla T = 0, p_{out} = p_0, \vec{j} \cdot \vec{n} = 0,$ $\vec{A} \times \vec{n} = 0;$
Межэлектродное пространство	$-\vec{n} \cdot \lambda \vec{\nabla} T = h(T_0 - T), \vec{v} = 0,$ $\vec{j} \cdot \vec{n} = 0, \vec{A} \times \vec{n} = 0.$

Несмотря на полезность предположения о локальном термодинамическом равновесии, следует понимать, что отклонение от локального термодинамического равновесия является в большей степени правилом, чем исключением в процессах на основе плазмы [7-9]. Например, отклонения от локального термодинамического равновесия происходят вблизи электродов электрической дуги или в пограничном слое, электрически изолирующем столбик дуги от стенки анода плазменной горелки. Отклонение от локального термодинамического равновесия также происходит, когда жидкие или твердые прекурсоры вводят внутри плазменной струи для обработки порошков или покрытий. В этом случае функция распределения энергии каждого вида частиц остается максвелловской, но средняя кинетическая энергия может быть разной для электронов и тяжелых частиц. Температура T_e электронов, таким образом, выше, чем температура T_h тяжелых частиц, и отклонение от теплового равновесия может быть охарактеризовано параметром θ , определенным как $\theta = T_e/T_h$.

Как и в предположениях локального термодинамического равновесия, расчет термодинамических и транспортных свойств требует предварительного расчета двухтемпературного состава плазмы.

Определение давления как условия притока или оттока при моделировании плазмотрона является довольно громоздким, особенно если область моделирования охватывает только внутреннюю часть горелки. Для несжимаемых внутренних потоков давление часто вводится как условие истечения, тогда как заданная скорость – как условие притока. Для сжимаемых потоков давление может использоваться в качестве условия притока или оттока в зависимости от того, является ли поток дозвуковым или сверхзвуковым. Приток плазмотрон постоянного тока часто является несжимаемым (очень низкое число Маха), тогда как поток, который выходит из горелки, безусловно, сжимаемый, либо дозвуковой, либо сверхзвуковой. Моделирование потоков плазменной го-

релки с постоянным током часто требует экспериментов с различными наборами условий притока/оттока, чтобы найти наиболее подходящие и физически надежные условия.

Граничные условия на входе часто включают описание процесса закачки газа. Газ может впрыскиваться прямо (в направлении, параллельном оси плазматрона), радиально, тангенциально (то есть с вихрем) и часто с использованием комбинации вышеупомянутого. Различные формы впрыска газа стремятся наложить различные характеристики на поток плазмы, например увеличить сужение дуги или увеличить смешивание газа. Детальное моделирование процесса впрыска газа очень желательно, но его часто избегают, чтобы уменьшить вычислительные затраты на моделирование.

Граница истечения при моделировании плазматрона обычно представляет собой выход горелки или некоторую другую область ниже дуги, например область в пределах плазменной струи. Моделирование струи, создаваемой дугой, которая характеризуется сложной динамикой из-за движения дугового разряда и большими градиентами скорости и температуры, это требует особого внимания при наложении условий истечения.

Наиболее часто используемым условием истечения при моделировании плазматрона постоянного тока является наложение нулевого градиента транспортируемой переменной.

При моделировании процессов у стенок граничные условия должны отличаться от электродов, и стенки должны быть непроводящими. Непроводящие стенки моделируются в зависимости от условий скольжения и типа теплопередачи на месте. Для непроводящих стенок основной проблемой является моделирование тепла, передаваемого из плазмы. Этот аспект особенно важен в плазматронах, где сжимающая трубка рассеивает большое количество тепла из плазмы. В плазматронах в области анода, вдали от места прикрепления дуги также могут рассматриваться как непроводящие стенки, так как через них не проходит электрический ток. Наиболее частым подходом, используемым для моделирования теплообмена в непроводящих стенках системы дуговой горелки, является использование общего коэффициента конвективного теплообмена.

Специфика граничных условий для поверхности анода заключается в том, что является условием скольжения, за исключением обработки энергетических и электромагнитных граничных условий.

Катоды являются источником электронов в тепловых плазматронах. Катод в плазматронах постоянного тока, используемых для плазменного напыления, является термоэлектронным; то есть электроны испускаются вследствие высокой температуры катода. Область перед катодом может быть разделена на две отличительные части: область ионизации и оболочка.

Необходимость снижения вычислительных затрат на моделирование областей электродов в промышленных потоках тепловой плазмы мотивировала разработку различных моделей оболочек. Эти модели пытаются в

упрощенной форме описать основные физические эффекты, которые доминируют на границе раздела электрод - плазма. Особенно важным является унифицированный подход, который при применении к моделированию катода не требует указания профиля плотности тока.

В качестве граничных условий для сохранения энергии часто устанавливается определенное равновесное или высокоспецифичное распределение температуры по поверхности катода (где наибольшая температура обычно принимается близко к точке плавления материала катода, тогда как, моделирование катодной области особенно важно при моделировании плазменных резков из-за относительно большой площади кончика катода, относительно небольшого объема потока и больших плотностей тока на катоде).

На рис. 1 представлен расчет распределения температуры в плазменной струе для различных моментов времени (от 5 до 6 мс) работы плазматрона. Время было выбрано по причине того, что установление струи находилось на данном временном отрезке.

Далее после 6 мс можно зафиксировать установившееся состояние плазменной струи, например как показано на рис. 2.

Осевое распределение температуры в плазменной струе показано на рис. 3. Видно, что распределение температуры имеет параболический характер. Температура падает от значения на срезе сопла плазматрона ($T = 7000$ К) до температуры, близкой к температуре окружающей среды на расстоянии 146 мм от сопла плазматрона.

На рис. 4 представлены результаты расчета радиального распределения температуры в сечении, находящемся на расстоянии 60 мм от сопла плазматрона. В данном сечении радиус струи равен 9,8 мм.

Достаточно большой прогресс был достигнут в моделировании плазматронов постоянного тока. Широкое применение находят двумерное и зависящее от времени моделирование промышленных плазматронов. Это моделирование может помочь лучше понять работу плазматронов постоянного тока и привести к улучшению конструкции плазматронов и плазменных процессов. В нашем исследовании показано, что необходимое время для образования установившейся струи 6 мс. Температура падает от значения на срезе сопла плазматрона ($T = 7000$ К) до температуры, близкой к температуре окружающей среды на расстоянии 146 мм от сопла плазматрона. Таким образом, подложку при напылении необходимо устанавливать в диапазоне между температурой плавления и кипения материала порошка. Например, для порошка оксида алюминия (Al_2O_3) подложку необходимо расположить на расстоянии 112-127 мм. Результаты моделирования значительно улучшат прогнозирующую способность плазменных процессов нанесения функциональных покрытий с помощью плазматрона постоянного тока «Термоплазма 50-01», что позволит повысить эффективность и экономический эффект от внедрения плазменных технологий в промышленное производство.

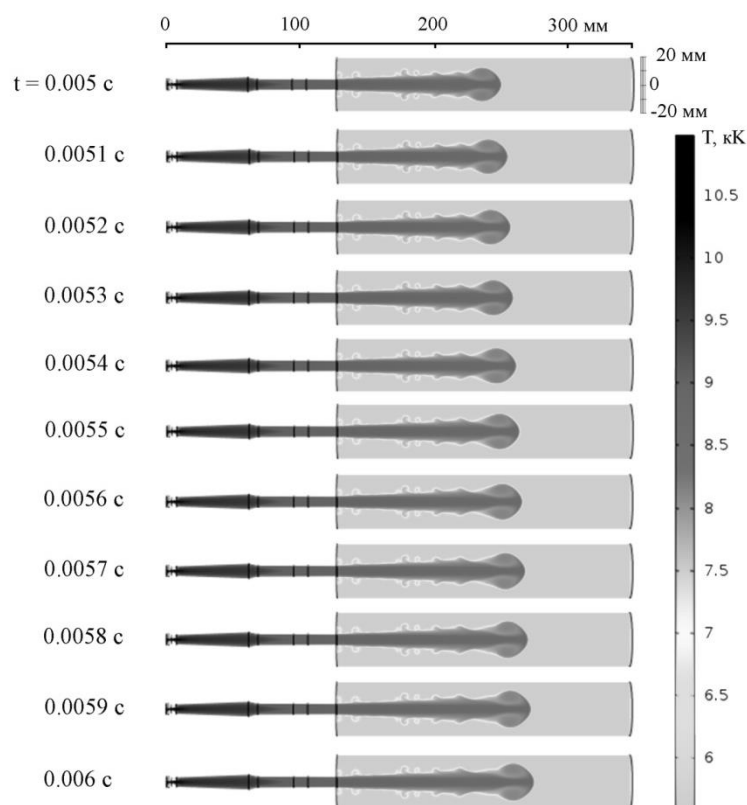


Рис. 1. Расчет распределения температуры в плазменной струе для различных моментов времени

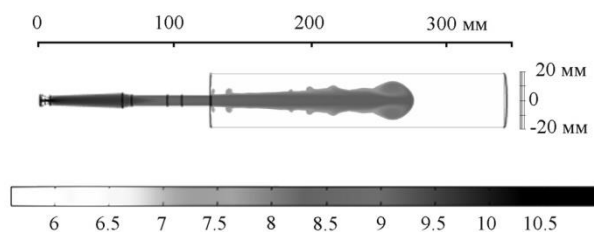


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для времени $t = 12$ мс

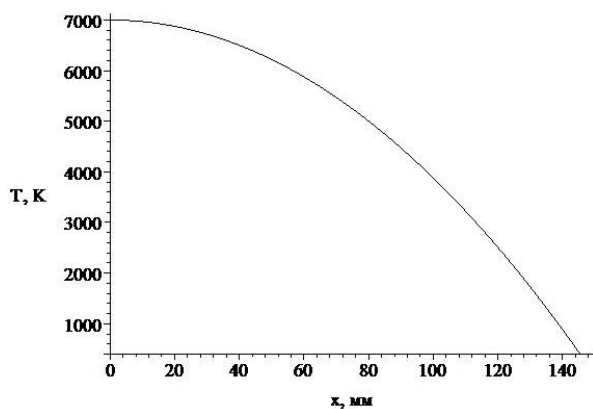


Рис. 3. Осевое распределение температуры в плазменной струе

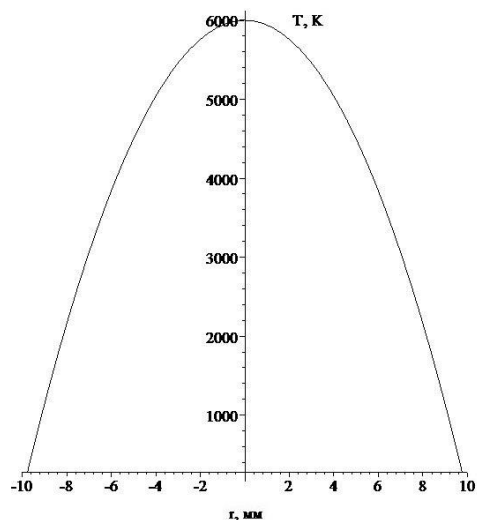


Рис. 4. Радиальное распределение температуры в сечении, находящемся на расстоянии 60 мм от сопла плазматрона

Модель процесса может быть основана на системе уравнений движения многоскоростной многотемпературной среды [9], в которой на частицу, наряду с силами аэродинамической природы, воздействует сила Кулона. Система уравнений (5)-(9) включает в себя уравнения движения несущей среды и фракций дисперсной фазы с учетом межфазного силового взаимодействия и теплообмена, а также с учетом взаимодействия заряженной газовой взвеси с электрическим полем, которое создается как неподвижными электродами, так и пространственно распределенным электрическим зарядом, который переносит дисперсная фаза [10,11]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) = \\ = - \sum_{i=2,n} F_{xi} + \sum_{i=2,n} \alpha_i \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) = \\ = - \sum_{i=2,n} F_{yi} + \sum_{i=2,n} \alpha_i \frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}([e + p - \tau_{xx}]u - \tau_{xy}v + \lambda \frac{\partial T}{\partial x}) + \\ + \frac{\partial}{\partial y}([e + p - \tau_{yy}]v - \tau_{xy}u + \lambda \frac{\partial T}{\partial y}) = \\ = \sum_{i=2,n} Q_i - \sum_{i=2,n} (|F_{xi}|(u - u_i) - |F_{yi}|(v - v_i)) + \\ + \sum_{i=2,n} \alpha_i \left(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \right) \\ \tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right), \\ \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}. \end{aligned} \quad (8)$$

Движение фракций дисперсной фазы описывается уравнением сохранения средней плотности фракции, уравнениями сохранения составляющих импульса и уравнением сохранения энергии, записанными с учетом теплообмена, обмена импульсом с несущей фазой и с учетом силы Кулона, действующей на частицы i -фракций дисперсной фазы (10)-(21):

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} = 0; \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i u_i v_i) = F_{xi} + F_{exi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i v_i) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i v_i^2) = F_{yi} + F_{eyi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial y}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial(e_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e_i u_i) + \frac{\partial}{\partial y}(e_i v_i) = -Q_i; \quad (13)$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_{i0}, \quad e_i = \rho_i C_{vi} T_i; \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = pq; \quad (15)$$

$$\begin{aligned} F_{xi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (u - u_i) + \\ + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \\ + 0.5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial u_i}{\partial y} \right); \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} F_{yi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (v - v_i) + \\ + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ + 0.5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial v_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial v_i}{\partial y} \right); \end{aligned} \quad (17)$$

$$C_{di} = \frac{24}{Re_{i1}} + \frac{4}{Re_{i1}^{0.5}} + 0.4, \quad M_{i0} = |\bar{V} - \bar{V}_i| / c; \quad (18)$$

$$Re_{i1} = \rho_1 |\bar{V} - \bar{V}_i| 2r / \mu, \quad Pr = \gamma C_p \mu / \lambda; \quad (19)$$

$$Q_i = 6 \alpha_i Nu \lambda \frac{(T_1 - T_i)}{(2r)^2}, \quad i=2, \dots, n, \quad (20)$$

$$Nu_i = 2 \exp(-M_{i0}) + 0.459 Re_{i0}^{0.55} Pr^{0.33},$$

$$Pr = \frac{\gamma C_p \mu}{\lambda} \quad 0 \leq M_{i0} \leq 2, \quad 0 \leq Re_{i0} < 2 \cdot 10^5. \quad (21)$$

Тепловая энергия взвешенных в газе фракций твердой фазы определяется как $e_i = \rho_i C_{pi} T_i$. Система уравнений дополнялась соответствующими начальными и граничными условиями. На входных и выходных границах расчетной области, кроме входного сечения сопла-распылителя, для всех газодинамических функций, включая составляющие скорости несущей и дисперсной фазы, задавались граничные условия Неймана. Составляющие силы Кулона на единицу объема газовой взвеси определялись через ее удельный заряд, объемную плотность твердой фазы и напряженность электрического поля: $F_{exi} = -q_0 \rho_i \partial \varphi / \partial x$, $F_{eyi} = -q_0 \rho_i \partial \varphi / \partial y$, где q_0 – удельный заряд единицы массы твердой фракции, φ – потенциал электрического поля. Потенциал электрического поля в расчетной области находился из решения уравнения Пуассона (22) с граничными условиями второго рода. В правой части уравнения Пуассона размещалась плотность заряда газовой взвеси, отнесенная к абсолютной диэлектрической проницаемости несущей среды [12, 13]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho_{\text{эл}}}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad \Delta^2 \varphi = -\frac{\rho_{\text{эл}}}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (22)$$

$$\rho_{\text{эл}} = \rho_{\text{sum}} q, \quad \rho_{\text{sum}} = \sum_i \rho_i, \quad \varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \text{ Ф/м}.$$

Система уравнений записывалась в обобщенных криволинейных координатах: физическая область течения в переменных (x, y, t) отображалась на каноническую расчетную область в переменных (ξ, η, t) [14, 15] и решалась явным методом Мак-Кормака второго порядка с последующим применением схемы нелинейной коррекции решения [11]. Уравнение Пуассона для потенциала электрического поля записывалось в обобщенных координатах и решалось методом конечных разностей с помощью итерационной схемы Зейделя на газодинамической расчетной сетке.

Результаты расчетов

На рис. 5 приведена схема расчетной области DEE_1D_1 , на которой показано положение электрода OO_1 на оси сопла-распылителя, электрода-мишени BB_1 и срез распыляющего сопла CC_1 , которое находится на входной границе расчетной области при $x = 0$. Расчетная область представляет собой квадрат со стороной 1 м. Дисперсная фаза наносится на пластину BB_1 шириной 0,2 м, располагающуюся вертикально в сечении $x = 0,1$ м, симметрично оси $y = 0,5$ м. Газовзвесь состоит из пяти фракций твердых частиц с радиусами $R = 1, 10, 15, 18, 50$ мкм. Плотность материала частиц $\rho_{0i} = 2700 \text{ кг/м}^3$. В начальный момент времени задается малое объемное содержание частиц всех фракций, находящихся в расчетной области во взвешенном состоянии. Объемное содержание каждой фракции в начальный момент времени составляет $\alpha_i = 2 \cdot 10^{-6}$ ($i = 1-5$), что соответствует суммарной средней плотности дисперсной фазы $\rho_{\text{sum}} = \sum \rho_i = 0,027 \text{ кг/м}^3$. Предполагается, что удельный объемный заряд i -й дисперсной фракции газовзвеси пропорционален ее средней плотности и удельному электрическому заряду единицы массы $q_i = \rho_i q_0$. В начальный момент времени температуры фаз одинаковы и составляют $T = 293 \text{ К}$, плотность несущей среды, в качестве которой рассматривается воздух, $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$, удельный электрический заряд единицы массы $q_0 = -0,0002 \text{ Кл/кг}$.

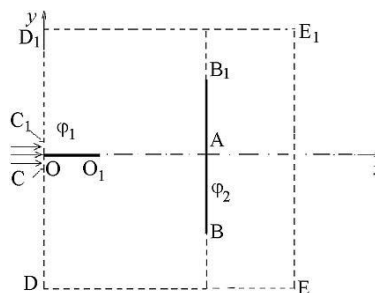


Рис. 5. Расположение сопла-распылителя (CC_1), коронирующего электрода (OO_1) и электрода-мишени (BB_1)

Скорость несущей и дисперсной фазы газовзвеси на срезе сопла-распылителя CC_1 составляет 0,1 м при средней плотности каждой фракции $\rho_{0i} = 0,054 \text{ кг/м}^3$, где M – число Маха потока. Для температуры $T = 293 \text{ К}$ скорость на выходе сопла-распылителя – 34 м/с. Ширина сопла-распылителя $|CC_1| = 0,02 \text{ м}$. Таким образом, суммарная плотность дисперсной фазы на выходе распылителя $\rho_{\text{sum}} = 0,027 \text{ кг/м}^3$, а удельный расход дисперсной фазы – $0,01836 \text{ кг/м}^2\text{с}$. Дисперсная фаза наносится на пластину, располагающуюся вертикально при $x = 0,1 \text{ м}$. На оси распылителя находится электрод, на который подается отрицательный потенциал $\varphi_1 = -30 \text{ кВ}$. На пластину-мишень подается потенциал $\varphi_2 = 10 \text{ кВ}$. Распределение потенциала электрического поля, созданного электродами и распределенным зарядом, показано на рис. 6, а. Распределение силы Кулона, действующей со стороны электрического поля на единичный отрицательный заряд вдоль оси симметрии области ($y = 0,5 \text{ м}$), показано на рис. 6, б.

В области $0 < x < 0,1 \text{ м}$ сила Кулона действует на частицы в направлении пластины. За пластиной с подветренной стороны сила, действующая на частицу, также направлена к поверхности пластины, в результате чего частицы в этой области переносятся в направлении пластины, как электрическим полем, так и вращающимися присоединенными вихрями, что представлено на рис. 7.

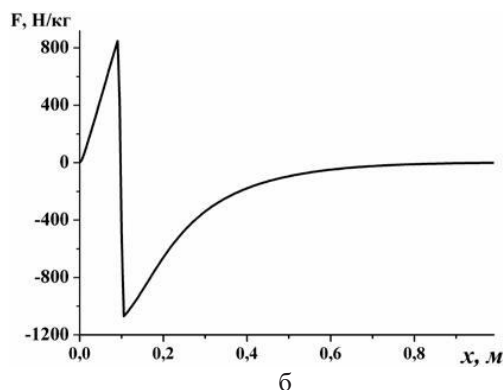
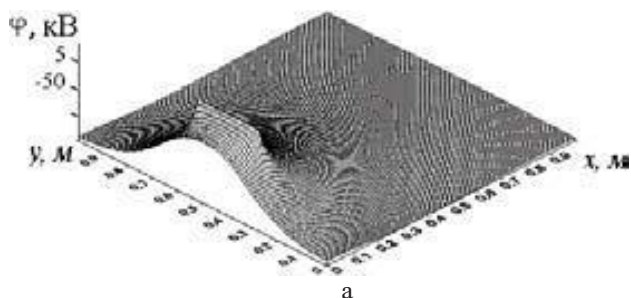


Рис. 6. Распределение потенциала электрического поля, созданного электродами и распределенным зарядом (а) и напряженность электрического поля на оси симметрии ($y = 0$) расчетной области (б)

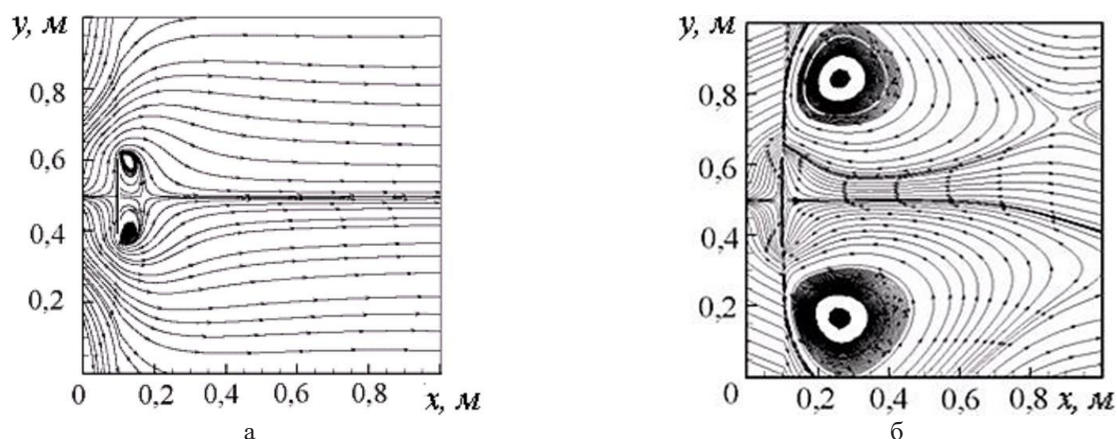


Рис. 7. Поля скоростей несущей среды при обтекании пластины заряженной газозвесью в моменты времени: а – $t = 0,0044$ с; б – $0,121$ с

На рис. 8 показано распределение поверхностной плотности дисперсной фазы на поверхности пластины, обращенной к распылителю, сформировавшееся к моменту времени $t = 0,121$ с. Наибольшая поверхностная плотность, достигнутая к этому моменту времени, наблюдается у фракции с радиусом частиц 50 мкм. Связано это с тем, что на крупные частицы, несущие большой заряд, действует большая сила Кулона, они более инерционны и слабее отклоняются от первоначального направления движения силами аэродинамического сопротивления. Максимум распределения формируется в середине пластины. Затем при удалении от середины поверхностная плотность снижается, достигает минимума и снова возрастает к концам пластины, что связано с краевым эффектом вследствие увеличения в этих областях напряженности электрического поля. Распределения поверхностной плотности остальных фракций (1, 10, 15, 18 мкм) качественно подобны, при том, что по мере уменьшения размера частиц масса осаждевшегося вещества снижается.

Влияние вихрей в донной области пластины, как представлено на рис. 9, и силы со стороны электрического поля на частицы приводит к тому, что и на тыльной стороне пластины происходит осаждение частиц и формирование поверхностного слоя. При этом поверхностная плотность крупной фракции на подветренной стороне пластины значительно ниже, чем наветренной части со стороны распылителя. По мере уменьшения радиуса частиц фракций отношение поверхностных плотностей на наветренной и подветренной сторонах пластины снижается, и напыление становится более однородным, как показано на рис. 10.

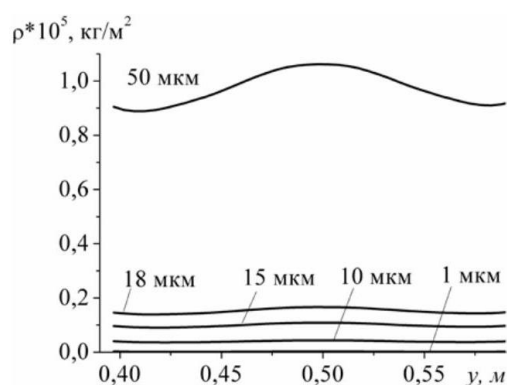


Рис. 8. Распределение средней плотности фракций различных размеров (радиусом от 1 до 50 мкм) на поверхности пластины со стороны сопла-распылителя

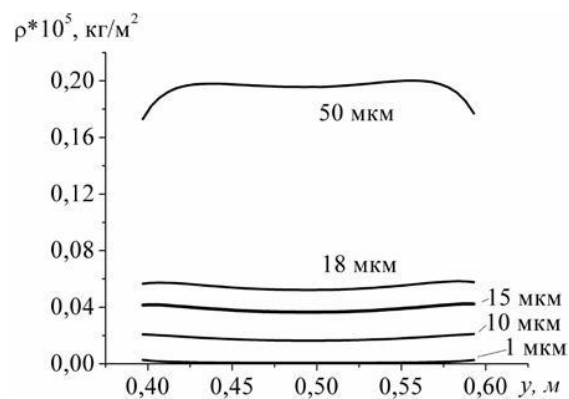


Рис. 9. Распределение средней плотности фракций различных размеров на поверхности пластины с донной стороны сопла-распылителя

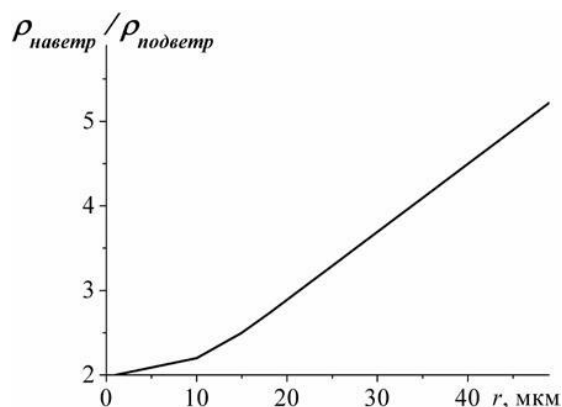


Рис. 10. Отношение поверхностных плотностей дисперсной фазы на наветренной и подветренной сторонах дисперсной фазы в средней точке пластины

Выводы

1. В процессе осаждения мелкодисперсных фракций при напылении на пластину в электрическом поле частицы мелкой фракции сносятся обтекающим пластину потоком, что уменьшает скорость их осаждения по сравнению с частицами газозвесей средней и крупной дисперсности, которые в силу большей инерционности достигают поверхности. Сила аэродинамического сопротивления для мелких частиц преобладает над силой Кулона. В донной области пластины частицы также переносятся к поверхности за счет действия присоединенных вихрей и силы Кулона, и по мере уменьшения радиуса частиц отношение поверхностных плотностей дисперсной фазы, осажденной на наветренной и подветренной сторонах электрода-мишени, снижается, напыление становится более равномерным.

2. На основании математического и физического моделирования процессов плазменного напыления определены способы разработки и изготовление плазматрона для напыления в аргоновой плазме. Исследовано плазменное напыление на литейные формы карбидов и окислов различных материалов. Исследованы параметры полученных плазменных покрытий, а также проведен анализ полученных результатов.

3. Разработана физическая и математическая модель нанесения покрытий в электростатическом поле на литейные формы сложной конфигурации.

4. В результате проведенных исследований был получен опытный образец плазматрона для напыления в аргоновой плазме, а также образцы покрытий из карбидов и окислов различных материалов на литейных формах, полученных плазменным напылением.

5. На основе выполненных работ разработаны рекомендации по уменьшению слоя повышенной твердости на титановых отливках.

Список источников

1. Титановые сплавы. Производство фасонных отливок из титановых сплавов / Е.Л. Бибииков, С.Г.

- Глазунов, А.А. Неуструев, Г.Л. Ходоровский, К.С. Ясинский. М.: Металлургия, 1983. 296 с.
2. Процессы формирования газотермических покрытий и их моделирование / А.Ф. Ильющенко, А.И. Шевцов, В.А. Оковитый, Г.Ф. Громыко. Минск: Беларус. наука, 2011. 357 с.
3. Газотермические покрытия из порошковых материалов: справочник / сост.: Ю.С. Борисов, Ю.А. Харламов, С.А. Сидоренко, Е.Н. Ардатовская. Киев: Наукова думка, 1987. 544 с.
4. Dalir E., Moreau C., Dolatabadi A. Three-Dimensional Modeling of Suspension Plasma Spraying with Arc Voltage Fluctuations // Journal of Thermal Spray Technology. 2018, vol. 27, no. 8, pp. 1465–1490.
5. Karikh F.G., Arslanov I.M. Application of six-jet plasmatron in science and technology // Journal of Physics Conference Series. 2018. V. 1058. No. 1. P. 012019.
6. Интенсификация плазменного напыления при воздействии акустических и электрических колебаний на генераторную струю / Г.П. Лизунков, В.Д. Шиманович, И.С. Буров, А.Ф. Ильющенко // ИФЖ. 1984. Т. 47, № 5. С. 812–816.
7. Numerical Study on Plasma Jet and Particle Behavior in Multi-arc Plasma Spraying / K. Bobzin, M. Ote, J. Schein, S. Zimmermann // Journal of Thermal Spray Technology. 2017. V. 26, N 5. P. 811–830.
8. Arc Plasma Torch Modeling / J. P. Trelles, C. Chazelas, A. Vardelle, J. V. R. Heberlein // Journal of Thermal Spray Technology. 2009. V. 18. No. 5-6. Pp. 728–752.
9. Modeling and simulation of plasma jet by lattice Boltzmann method / H. Zhang, S. Hu, G. Wang, J. Zhu // Applied Mathematical Modelling. 2007. V. 31. P. 1124–1132.
10. Ильин А.А., Колачев Б.А., Полькин И.С. Титановые сплавы. Состав, структура, свойства: справочник. М.: ВИЛС-МАТИ, 2009. 520 с.
11. Титан / Гармата В.А., Петрунько А.Н., Галицкий Н.В., Олесов Ю.Г., Сандлер Р.А. М.: Металлургия, 1983. 558 с.
12. Цвиккер У. Титан и его сплавы: пер. с нем. М.: Металлургия, 1979. 511 с.
13. Титан и его сплавы [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://metal-archive.ru/osnovy-metallurgii/1625-titan-i-ego-splavy.html> (дата обращения: 9.12.2018)
14. Khatmullina A.I., Petrov E.Yu., Lyakhovich A.M. Research of boundary layers of molds, used in titanium casting. IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. and Eng. (2018) 412 012043.
15. Petrov E.Yu., Khatmullina A.I., Lyakhovich A.M. Surface modification of molds for titanium casting, and its influence on the allocation of chemical elements in boundary layers. IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. (2018). 412. 012056.

16. Инновационные подходы к решению проблемы борьбы с образованием альфированного слоя на отливках титана / А.А. Ишпаева, А.М. Ляхович, Н.Ф. Кашапов, М.Н. Саубанов // Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2022 (МНТК «ИМТОМ-2022»): материалы XI Международной научно-технической конференции. Казань, 2022. С. 214-217.
17. Основные проблемы при изготовлении титановых отливок / М.Н. Саубанов, Е.Н. Жирков, А.Ю. Дозорнов, И.О. Леушин, И.Е. Илларионов // Литейщик России. 2018. № 2. С. 9-13.
18. Саубанов М.Н. Преимущество и роль титановых сплавов в судостроении / В.П. Леонов, М.Н. Саубанов, Е.В. Чудаков, М.В. Иксанов, Н.Ф. Молчанова // Титан. 2023. №2.

Сведения об авторах

Саубанов Марат Нинарович – кандидат технических наук, главный металлург, АО «Зеленодольский завод имени А.М. Горького», Зеленодольск, Россия. E-mail: ogmet@zdship.ru

INFORMATION ABOUT THE PAPER IN ENGLISH

PHYSICAL AND MATHEMATICAL MODELS OF COATING PROCESS IN ELECTROSTATIC FIELD FOR THE CORONA DISCHARGE ON MOLDS OF COMPLEX CONFIGURATION FOR PRODUCTION OF TITANIUM CASTINGS

Saubanov Marat N. – Candidate of Technical Sciences, main metallurgist, JSC «Zelenodolsk plant named after A.M.Gorky», Zelenodolsk, Russia. E-mail: ogmet@zdship.ru

Abstracts. It was examined the possibility of plasma-spraying of carbides and oxides of different materials on periclase (magnesite) molds. It was carried out arc plasma spraying of power mixture TiO_2 и Al_2O_3 with mathematical models of coating process to get plasma coating, containing Ti – Al phases, capable to disable migration of oxygen and active metals to the surface of casting molds. It was carried out numerical modelling of plasma jet dynamics of plasma generator «Termoplasma 50-01». It was provided the calculation of temperature distribution in plasma jet for different working time moments of plasma generator. Model predictions will improve significantly the possibility to expect plasma coating processes of functional coatings by plasma generator of direct current «Termoplasma 50-01» and let to improve economic effect from implementation of plasma technology in industrial production. Based on the completed work, recommendations were developed for reducing the layer of increased hardness on titanium castings.

Keywords: gas-thermal coating, electro-magnetic formula, plasma forming gas, inter electrode space, gas suspension, electrostatic field electrostatic field

Ссылка на статью:

Саубанов М.Н. Физическая и математическая модели нанесения покрытий в электростатическом поле коронного разряда на литейные формы сложной конфигурации для изготовления титановых отливок // Теория и технология металлургического производства. 2025. №2(53). С. 10-18.

Saubanov M.N. Physical and mathematical models of coating process in electrostatic field for the corona discharge on molds of complex configuration for production of titanium castings. *Teoria i tehnologija metallurgicheskogo proizvodstva*. [The theory and process engineering of metallurgical production]. 2025, vol. 53, no. 2, pp. 10-18.