

¹Д-р техн. наук, профессор, Запорожский национальный технический университет, Украина, E-mail: ershov@zntu.edu.ua
²Инженер-электроник, Специализированная станция скорой помощи, Запорожье, Украина

КОНВЕКТИВНЫЙ И ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПЛАВЛЕНИИ ПРОВОЛОКИ В СТРУЕ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрены особенности конвективного и лучистого теплообмена поперечного потока аргоновой плазмы с поверхностью оплавленного торца стальной проволоки. Показано, что конвективный тепловой поток сосредоточен на лобовой расплавленной поверхности металла, а не на всей поверхности проволоки. Выполнен расчет плотности теплового потока объемного излучения плазмы. Показано, что сферический слой плазмы аргона радиусом 2 мм является оптически прозрачным в интервале температур $(8-20) \cdot 10^3$ К, поскольку степень черноты этого слоя существенно меньше единицы. Определено, что плотность теплового потока излучения поверхности стального электрода пренебрежимо мала по сравнению с излучением плазмы с температурой столба $12 \cdot 10^3$ К.

Ключевые слова: конвективный и лучистый теплообмен, критерии Нуссельта и Рейнольдса, плотность теплового потока, степень черноты плазмы, оптически прозрачный слой плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Нанесение плазменных покрытий возможно выполнить двумя методами. Первый состоит в нагреве частиц порошка, которые вводятся в струю плазмы. Вторым методом заключается в нагреве, расплавлении и распылении металлической проволоки, которая непрерывно подается в струю плазмы. Электрический КПД нагрева проволоки в плазменной дуге в несколько раз выше, чем при нагреве порошка. Преимуществом распыления проволоки является и гарантированное расплавление металла, в то время как при нагреве порошка в струе плазмы такой гарантии не существует. Схема установки для нанесения покрытий из проволоки показана на рис. 1. Электрическая дуга, горящая в струе плазмы между катодом – 1 и проволокой – анодом – 3, стабилизирована соплом – 2. Распыляемая проволока переносится струей плазмы и образует покрытие – 4 на перемещаемой поверхности изделия – 5.

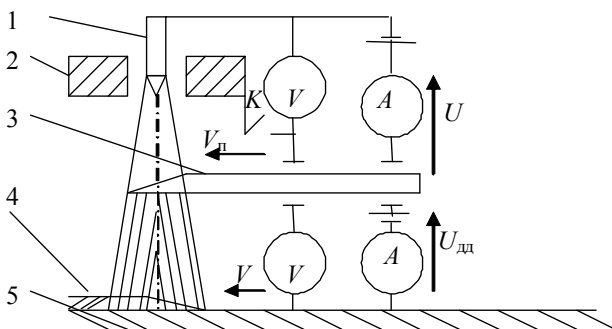


Рис. 1. Схема установки для плазменного напыления

1 – катод; 2 – анод-сопло; 3 – расплаиваемая проволока – анод; 4 – покрытие; 5 – подложка; К – контактор; U и $U_{дл}$ – напряжение основной и дополнительной дуги; V и V_n – скорости подачи проволоки и поверхности детали

Для организации стабильного процесса плазменного нанесения покрытий из распыляемой проволоки важно определить составляющие теплового потока, поступающего в зону плавления проволоки. Особенностью оптимального нагрева металла является соответствие между скоростью подачи проволоки и величиной теплового потока из плазмы в торец проволоки. При этом желательно получить не только максимальную скорость нагрева проволоки, но и необходимое качество распыления расплавленного металла, которое достигается в приосевой зоне плазменной струи. Величина теплового потока, поступающего из плазмы, складывается из конвективного и лучистого тепловых потоков, а также из анодного нагрева, связанного с протеканием разрядного тока. Величиной омического нагрева в проволоке обычно пренебрегают, поскольку его доля не превосходит $(1-2) \%$ в общем тепловом балансе. Таким образом, актуальность исследования составляющих теплового баланса при плазменно-дуговом нагреве металла связана с оптимизацией распыления проволоки и стабильности свойств наносимых покрытий.

Как показано в работах [1, 2], большое влияние на теплообмен в данных условиях оказывают конвекция и излучение плазмы. Однако используемые подходы к расчету указанных величин могут иметь развитие и уточнение. В работах [1, 2] определяется средняя по поверхности проволоки плотность конвективного теплового потока и не учитывается разность между плотностью конвективного теплового потока в передней критической точке и в кормовой части поперечно обтекаемой проволоки. При расчете излучения плазмы используется модель абсолютно черного тела без оценки степени черноты излучателя.

Целью настоящей работы является оценка неравномерности распределения плотности теплового потока на поверхности поперечно обтекаемой проволоки и определение степени черноты излучающей плазмы.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОЛОКИ

Конвективный нагрев при поперечном обтекании лобовой поверхности проволоки происходит в условиях ламинарного течения, в то время как в кормовой зоне, при числе Рейнольдса больше пяти, происходит отрыв и турбулизация потока плазмы. При этом распределение плотности теплового потока на поверхности проволоки является неравномерным. Характер течения определяется числом Рейнольдса. Плавное безотрывное обтекание проволоки в том виде, как это показано на рис. 2, имеет место только при числе Рейнольдса $Re = \rho Vd / \mu \leq 5$, где ρ – плотность плазмы, V – скорость набегающего потока, d – внешний диаметр, μ – динамическая вязкость плазмы.

При $Re > 5$ пограничный слой в кормовой части отрывается от поверхности, и позади цилиндра образуются два симметричных вихря. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса вихри вытягиваются по течению. Затем вихри периодически отрываются от поверхности и уносятся потоком жидкости, образуя за цилиндром вихревую дорожку (рис. 3).

До $Re \approx 10^3$ частота отрыва вихря растет и в области примерно $Re = 10^3 \div 2 \times 10^5$ становится практически постоянной величиной, характеризуемой числом Струхала $Sh = fd / V = 0,2$ (здесь f – частота). Отрыв пограничного слоя является следствием возрастания давления вдоль потока и подтормаживания жидкости твердой стенкой. При обтекании передней половины цилиндра сечение потока уменьшается, а скорость жидкости увеличивается, в результате чего статическое давление у поверхности стенки снижается. Наоборот, в кормовой части статическое давление увеличивается, так как здесь скорость уменьшается. За счет действия сил вязкости скорость и, следовательно, кинетическая энергия жидкости непосредственно у поверхности цилиндра малы.

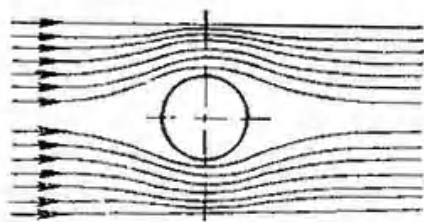


Рис. 2. Безотрывное обтекание проволоки при поперечном потоке

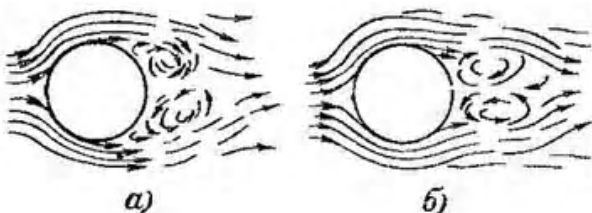


Рис. 3. Обтекание цилиндра с отрывом ламинарного (а) и турбулентного (б) пограничных слоев

Возрастание давления вдоль потока приводит к торможению жидкости и последующему возникновению возвратного движения. Возвратное течение оттесняет пограничный слой от поверхности тела; происходит отрыв потока и образование вихрей (рис. 4). Отрыв ламинарного пограничного слоя происходит при угле φ , равном примерно 80° (угол φ отсчитывается от лобовой образующей трубы), и имеет место вскоре после минимума давления. Если числа Рейнольдса значительны, подтормаживание течения за счет роста давления приводит не к отрыву, а к переходу движения в слое в турбулентную форму. Турбулентный пограничный слой обладает большей кинетической энергией, так как последняя дополнительно переносится в слой из внешнего потока турбулентными пульсациями. В результате место отрыва резко смещается по потоку. Смещение места отрыва приводит к уменьшению вихревой зоны за цилиндром (рис. 3), обтекание цилиндра улучшается.

Турбулентное течение в части пограничного слоя наступает при достаточно больших значениях числа Re . Разными авторами было получено, что турбулентный пограничный слой появляется при $Re = 10^5 \div 4 \times 10^5$. На величину критического числа Рейнольдса, соответствующего переходу к турбулентному течению ($Re_{кр}$) влияет степень турбулентности набегающего на цилиндр потока жидкости и другие факторы. Чем больше степень турбулентности, тем при меньших значениях числа Re появляется турбулентный пограничный слой.

Своеобразный характер обтекания проволоки отражается и на ее теплоотдаче. На рис. 5 показано изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра. Кривая 1 соответствует теплоотдаче при отрыве ламинарного пограничного слоя, кривая 2 – теплоотдаче при числе Рейнольдса больше критического. При малых Re теплоотдача кормовой половины проволоки невелика; с возрастанием Re она увеличивается и может сравняться с теплоотдачей лобовой части поверхности. На кривой 2 имеется два минимума. Первый соответствует переходу ламинарного течения в слое в турбулентное. Падение коэффициента теплоотдачи на лобовой части проволоки объясняется ростом толщины ламинарного пограничного слоя. На кривой 1 минимум теплоотдачи примерно соответствует месту отрыва слоя; плазма в кормовой части проволоки имеет сложный вихревой характер движения.

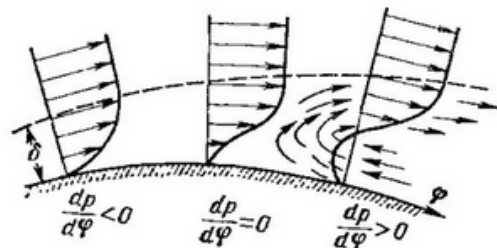


Рис. 4. Распределение скорости у поверхности цилиндра и возникновение отрыва течения [3–5]

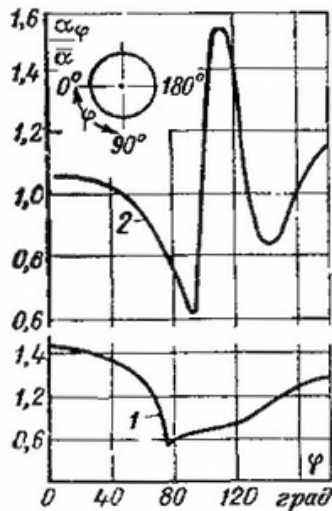


Рис. 5. Изменение локального относительного коэффициента теплоотдачи по окружности проволоки, обтекаемой поперечным потоком газа при 1 – $Re=70800$; 2 – $Re=219000$; $\bar{\alpha}$ – средний по окружности коэффициент теплоотдачи [3]

Существуют экспериментальные зависимости критерия Нуссельта для средней плотности теплового потока на поверхности проволоки и для плотности теплового потока в окрестности лобовой критической точки. При значениях числа Рейнольдса в интервале $5 < Re < 10^3$, среднее по поверхности проволоки число Нуссельта определится формулой [2, 3, 6].

$$\bar{Nu}_d = \frac{\alpha d}{\lambda} = 0,5 Re^{0,5} Pr_p^{0,38} (\rho_p \mu_p / \rho_w \mu_w)^{0,25}. \quad (1)$$

Для значений числа Рейнольдса в интервале $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$ имеем

$$\bar{Nu}_d = \frac{\alpha d}{\lambda} = 0,25 Re^{0,6} Pr_p^{0,38} (\rho_p \mu_p / \rho_w \mu_w)^{0,25}, \quad (2)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, d – диаметр проволоки, λ – теплопроводность, ρ – плотность, μ – динамическая вязкость плазмы, $Re = \rho v d / \mu$ – критерий Рейнольдса, $Pr = C_p \mu / \lambda$ – критерий Прандтля, C_p – теплоемкость при постоянном давлении. Pr_p – критерий Прандтля, определяемый по параметрам потока плазмы. Индексы p и w относятся к параметрам потока плазмы и поверхности проволоки, соответственно.

Здесь за определяющий линейный размер принят внешний диаметр проволоки. Определяющей температурой является средняя температура жидкости; исключение составляет Pr_w , выбираемый по средней температуре стенки трубы. Согласно формулам (1) и (2) при $Re=10^3$ происходит изменение закона теплообмена.

При $Re < 2 \times 10^5$ максимальные значения α и tw будут в лобовой точке. Теплоотдача в лобовой точке ($\varphi = 0$) описывается уравнением [3]

$$Nu_d = \frac{\alpha d}{\lambda} = 1,04 Re^{0,5} Pr_p^{0,33} (\rho_p \mu_p / \rho_w \mu_w)^{0,25}. \quad (3)$$

Приведенная формула получена для условий поперечного ламинарного обтекания передней критической точки [3,4] и корректна только применительно к верхней или лобовой поверхности проволоки. Величина плотности теплового потока в окрестности лобовой критической точки, при φ меньше 30° постоянна, поскольку вследствие линейного возрастания касательной скорости при удалении от критической точки критерий Рейнольдса будет пропорционален квадрату расстояния от критической точки. При этом из (1) следует, что коэффициент теплоотдачи будет постоянным [3]. В отличие от лобовой поверхности, нижняя или кормовая часть поверхности проволоки находится в условиях отрывного течения и характер теплообмена там будет другим. Сравнение формул (1) и (3) показывает, что при $Re=10^3$, в лобовой критической точке плотность конвективного теплового потока в 2 раза больше ее средней величины по периметру проволоки.

Представляет интерес оценка среднего коэффициента теплоотдачи в кормовой части проволоки, где происходит отрыв потока. Несмотря на турбулизацию потока в отрывной зоне течения, плотность теплового потока в этой зоне не возрастает, поскольку нижняя поверхность проволоки не оплавляется. Причиной резкого уменьшения плотности теплового потока является увеличение толщины пограничного слоя в кормовой части поперечного обтекаемой проволоки.

Используя средние коэффициенты теплоотдачи в уравнении баланса тепловых потоков по периметру проволоки находим средний коэффициент теплоотдачи в кормовой части:

$$\bar{\alpha}_K = (180\bar{\alpha} - \varphi_L \bar{\alpha}_L) / \varphi_K, \quad (4)$$

где $\bar{\alpha}$ и $\bar{\alpha}_L$ – значения среднего по периметру проволоки и среднего на лобовой поверхности коэффициентов теплоотдачи, φ_L и φ_K – углы соответствующие области ламинарного течения на лобовой поверхности и турбулентного течения в кормовой части проволоки. Из сравнения (3) и (1) следует, что коэффициент теплоотдачи в лобовой критической точке вдвое превосходит соответствующее среднее значение по периметру проволоки. Однако средний коэффициент теплоотдачи на лобовой поверхности будет меньшим и составит $\bar{\alpha}_L = 1,6\bar{\alpha}$. При этом, для значений $\varphi_L = 80^\circ = 100^\circ$ (рис. 5), средний коэффициент теплоотдачи в кормовой части будет почти в 2 раза меньше среднего значения по периметру проволоки и составит $\bar{\alpha}_K = 0,52$.

Поскольку в лобовой критической точке коэффициент теплоотдачи вдвое больше среднего по периметру проволоки, то его величина превышает средний коэффициент теплоотдачи в кормовой части в 4 раза.

Явление отрыва течения обусловлено также изменением формы при плавлении торца проволоки, в результате которого расплавленная поверхность представляет площадку, наклоненную под острым углом к оси проволоки, который изменяется в пределах от 30 до 45 градусов, рис. 6.



Рис. 6. Внешний вид оплавленного торца проволоки после распыления поперечной струей плазмы

Формула (3) справедлива, если угол ψ , составленный направлением потока и обтекаемой плоскостью и называемый углом атаки, равен 90° . Если $\psi < 90^\circ$ теплоотдача уменьшается. Для оценки ее уменьшения при $\psi = 30 \div 90^\circ$ можно использовать приближенную зависимость [3]:

$$\bar{\alpha}_\psi = \bar{\alpha}_{\psi=90^\circ} (1 - 0,54 \cos^2 \psi), \quad (5)$$

где $\bar{\alpha}_\psi, \bar{\alpha}_{\psi=90^\circ}$ коэффициенты теплоотдачи соответственно при $\psi < 90^\circ$ и $\psi = 90^\circ$.

Угол атаки $\psi = 0$ соответствует продольному обтеканию проволоки. При прочих равных условиях поперечное обтекание дает более высокую теплоотдачу. При угле атаки равном 45° , что соответствует обтеканию расплавленного торца проволоки, коэффициент теплоотдачи уменьшается на 27 % по сравнению с поперечным обтеканием поверхности. При этом его величина будет втрое больше, чем средний коэффициент теплоотдачи в кормовой части проволоки.

Таким образом, основная часть конвективного теплового потока сосредоточена на лобовой поверхности проволоки в зоне расплавленного металла. Расчет конвективного потока тепла связан с осреднением коэффициентов переноса по температуре плазмы. Принималась средняя температура пограничного слоя равная 7000 К, для которой рассчитаны следующие параметры: число Прандтля – $Pr = 0,67$, плотность плазмы – $\rho_n = 8,3 \times 10^{-2} \text{ кг/м}^3$, скорость плазмы $V = 1500 \text{ м/с}$, соответствующая критическому перепаду давления в дозвуковом сопле; динамическая вязкость плазмы $\mu = 1,5 \times 10^{-4} \text{ кг/м} \cdot \text{с}$ [9].

Критерий Рейнольдса при обтекании потоком плазмы проволоки диаметром $d=1,4 \text{ мм}$ будет равен:

$$Re = \frac{\rho_n V d}{\mu} = 1162,$$

что соответствует ламинарному течению плазменной струи на лобовой поверхности. При этом критерий Нуссельта, согласно (3), составит

$$Nu = 1,04 \sqrt{Re} \times Pr^{1/3} = 30,3.$$

Коэффициент теплоотдачи при коэффициенте теплопроводности аргона $\lambda = 0,5 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$, [9] будет равен:

$$\alpha = \frac{\lambda Nu}{d} = 1,08 \times 10^4 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}.$$

Плотность конвективного теплового потока на лобовой поверхности проволоки:

$$q_k = \alpha(T - T_n) = 1,3 \times 10^8 \text{ Вт/м}^2,$$

где $T = 1,4 \cdot 10^4 \text{ К}$, $T_n = 2000 \text{ К}$.

При возрастании температуры плазмы обычно плотность конвективного теплового потока значительно увеличивается вследствие возрастания электронной теплопроводности плазмы.

МОДЕЛИ РАСЧЕТА ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

При определении лучистого теплового потока на поверхность проволоки зачастую струя плазмы принимается за абсолютно черное тело [2, 5]. Плотность теплового потока, излучаемого абсолютно черным телом, определяется формулой Стефана-Больцмана

$$q_\chi = \varepsilon \sigma T^4, \quad (6)$$

где ε и T – степень черноты и температура излучаемой поверхности, σ – постоянная Стефана-Больцмана.

Однако, для использования указанного приближения расчета, степень черноты плазмы должна быть близка к единице. В противном случае плазма является оптически прозрачной и для расчета используется модель объемного излучения [6]. Плотность объемного излучения плазмы зависит от ее температуры и давления. В качестве эквивалентной модели объемного излучения короткой цилиндрической дуги можно представить плазменную сферу, объем которой равен объему короткой цилиндрической дуги [7]. При длине плазменной струи, вытекающей из сопла плазматрона – 5 мм и радиусе струи – 1,5 мм радиус сферы эквивалентного объема равен 2мм. Плотность теплового потока – q_v , который создается на границе оптически тонкой сферы плазмы радиуса R , равна плотности объемного излучения умноженной на отношение объема сферы к площади ее поверхности

$$q_v = UR/3, \quad (7)$$

где U – плотность объемного излучения плазмы, зависящая от температуры [6]. Приведенная формула не учитывает распределения плотности объемного излучения по радиусу. Если учесть, что распределение плотности объемного излучения плазмы по радиусу сферы неравномерное, то плотность теплового потока излучения должна быть меньше, чем дает формула (7). При уточне-

нии (7) можно принять распределение плотности объемного излучения плазмы по радиусу сферы в виде

$$U = U_0[1 - (r/R)^3], \quad (8)$$

где U_0 – плотность объемного излучения в центре плазмы, r и R – текущий радиус сферы и радиус границы светящейся зоны плазмы. Для определения плотности теплового потока излучения следует определить излучение объема сферы с учетом (8) и разделить его на площадь излучаемой поверхности

$$q_V = \frac{R}{3} \int_0^1 U_0[1 - (r/R)^3] d(r/R)^3 = U_0 R / 6. \quad (9)$$

Сопоставление формул (7) и (9) показывает, что при учете распределения плотности объемного излучения плазмы по радиусу сферы в виде (8) плотность теплового потока на границе плазмы уменьшается в 2 раза, что не оказывает большого влияния на оценку оптической плотности плазмы, которая выполнена ниже.

Сравнение плотности тепловых потоков для плазмы аргона, определенных формулами (6) и (9) приведено в табл. 1 для интервала температур $(8-20) \cdot 10^3$ К.

Принято, что плазма имеет радиус сферы 2 мм, что примерно соответствует радиусу и форме короткой плазменной струи вытекающей из плазматрона на поверхность нагреваемой проволоки.

На всем интервале температур плотность потока объемного излучения значительно меньше плотности излучения черного тела, что свидетельствует о том, что плазма оптически прозрачна. Наибольшая степень черноты плазмы, определенная отношением плотности потока объемного излучения к плотности излучения черного тела, составляет несколько сотых и наблюдается в интервале температур $(14-20) \cdot 10^3$ К. Следовательно, использование расчета излучения для плазмы аргона в приближении абсолютно черного тела приводит к ошибке более чем на порядок величины. При понижении температуры степень черноты резко падает, что связано с уменьшением степени ионизации аргона.

Плотность излучения поверхности стального электрода, температура которого составляет около $2 \cdot 10^3$ К, с учетом степени черноты поверхности металла $\varepsilon = 0,3$, равна $2,6 \cdot 10^4$ Вт/м². По сравнению с излучением плазмы при максимальной температуре столба $12 \cdot 10^3$ К, которое приведено в табл. 1, излучение электрода составляет менее 1 %.

Таблица 1. Сравнение плотности тепловых потоков поверхностного излучения черного тела и объемного излучения плазмы аргона

$T \cdot 10^3$ К.	8	10	12	14	16	18	20
$U, \text{Вт/м}^3$	$2,2 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	$2,1 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$
$q_v, \text{Вт/м}^2$	$2,2 \cdot 10^8$	$5,7 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^9$	$8,2 \cdot 10^9$
$q_s, \text{Вт/м}^2$	$1,4 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^7$	$0,6 \cdot 10^8$	$0,7 \cdot 10^8$	$0,5 \cdot 10^8$
ε	$0,3 \cdot 10^{-4}$	0,001	0,0035	0,012	0,016	0,012	0,006

ВЫВОДЫ

1. При обтекании проволоки, конвективный тепловой поток сосредоточен на лобовой расплавленной поверхности металла, поскольку на кормовой части поверхности проволоки плотность конвективного теплового потока уменьшается примерно в 4 раза. Поэтому плавление проволоки происходит на лобовой, а не на кормовой части поверхности проволоки.

2. Наклон поверхности расплава металла под углом 45° к оси проволоки приводит к снижению коэффициента теплоотдачи на 27 % по сравнению с поперечным обтеканием поверхности. При этом его величина будет все же втрое больше, чем средний коэффициент теплоотдачи в кормовой части проволоки.

3. Показано, что сферический слой плазмы аргона радиусом 2 мм, который представляет эквивалентную модель короткой электрической дуги, является оптически прозрачным в интервале температур $(8-20) \cdot 10^3$ К, поскольку степень черноты этого слоя существенно меньше единицы.

4. Плотность теплового потока излучения поверхности стального электрода пренебрежимо мала по сравнению с излучением плазмы с температурой столба выше $12 \cdot 10^3$ К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дресвин С. В. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубникин. – М. : Атомиздат, 1972. – 352 с.
2. Харламов М. Ю. Нагрев и плавление проволоки – анода при плазменно-дуговом напылении / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик, С. В. Петров // Автоматическая сварка. – 2011. – № 5 – С. 5–11.
3. Ямпольский А. Е. Повышение тепловой эффективности и коррозионной стойкости котельных воздухоподогревателей: Дис. ... канд. технических наук : 05.14.05. – Москва: РГБ, 2007.
4. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой / Л. Г. Лойцянский. – М. : 1962. – 479 с.
5. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности / Г. Шлихтинг. – М. : Иностранная литература, 1962. – 203 с.
6. Юдаев Б. Н. Техническая термодинамика. Теплопередача / Б. Н. Юдаев. – М. : Высшая школа, 1988. – 479 с.

7. Kapainsky J. Strahlungs transport mechanicus and Transport coefficienten in Ar Hochdruckboden / J. Kapainsky // *Zetschrift fur Physick*. – 1971. – Bd. 248, H5 – P. 417–432.
8. Шоек П. А. Исследование баланса энергии на аноде сильноточных дуг, горящих в атмосфере аргона / П. А. Шоек // *Современные проблемы теплообмена*. – М. : Энергия, 1966. – 386 с.
9. Кулик П. П. Упругие взаимодействия и явления переноса / П. П. Кулик // *Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы*. – М. : Наука, 1971. – С. 5–56.

Стаття надійшла до редакції 25.03.2014.

Після доробки 23.05.2014.

Єршов А. В.¹, Зеленина О. А.²

¹Д-р техн. наук, професор, Запорізький національний технічний університет, Україна

²Інженер-електронік, спеціалізована станція швидкої допомоги, Запоріжжя, Україна

КОНВЕКТИВНИЙ І ПРОМЕНИСТИЙ ТЕПЛОБІМІН ПРИ ПЛАВЛЕННІ ДРОТУ У СТРУМЕНІ ДУГОВОЇ ПЛАЗМИ

Розглянуто особливості конвективного і променистого теплобімину поперечного потоку аргонової плазми з поверхню оплавленого торця сталевого дроту. Показано, що конвективний тепловий потік зосереджено на лобовій розплавленій поверхні металу, а не на всій поверхні дроту. Виконано розрахунок щільності теплового потоку об'ємного випромінювання плазми. Показано, що сферичний шар плазми аргону радіусом 2 мм є оптично прозорим в інтервалі температур (8–20) 10³ К, оскільки ступінь чорноти цього шару істотно менше одиниці. Визначено, що щільність теплового потоку випромінювання поверхні сталевого електрода мала в порівнянні з випромінюванням плазми з температурою стовпа 12·10³ К.

Ключові слова: конвективний і променистий теплобімін, критерії Нуссельта і Рейнольдса щільність теплового потоку, ступінь чорноти плазми, оптично прозорий шар плазми.

Yershov A.¹, Zelenina O.²

¹Ph.D., Professor, Zaporizhzhya National Technical University, Ukraine

²Electronics engineer, Specialized ambulance station, electronics engineer, Ukraine

CONVECTIVE AND RADIATIVE HEAT TRANSFER DURING MELTING WIRE IN THE FLOW OF PLASMA ARC

The features of convection and radiant heat exchange of argon plasma cross flow from the surface of the melted butt of steel wire with plasma coating on metal surface are considered. We investigated the uneven distribution of convective heat flow around the perimeter of the heating wire. The main part of convective heat flux of plasma centered on its wire is shown. The density of convective heat flow in the neighborhood of its critical point during the heating of the plasma flow in a wire coating is defined. Calculation of the heat flux density is a 3-d plasma radiation. It is shown that the spherical layer of 2 mm radius of argon plasma is optically transparent in the temperature range (8–20) 10³ K, since the degree of this layer blackness is considerably less than one. It is determined that the density of heat flow radiation of steel electrode surface is negligible compared with the radiation from the plasma column with the temperature 12·10³ K.

Keywords: convective and radioactive heat transfer, the Nusselt number and the Reynolds heat flux density, the emissivity of the plasma, optically transparent layer of plasma.

REFERENCES

- Dresvin S. V., Donskoj A. V., Gol'dfarb V. M., Klubnikin V. S. *Fizika i tehnika nizkotemperaturnoj plazmy*. Moscow, Atomizdat, 1972, 352 p.
- Harlamov M. Ju., Krivcun I. V., Korzhik V. N., Petrov S. V. *Nagrev i plavlenie provoloki – anoda pri plazmenno-dugovom napylenii*, *Avtomaticheskaja svarka*, 2011, No. 5, pp. 5–11.
- Jampol'skij A. E. *Povyshenie teplovoj jeffektivnosti i korrozionnoj stojkosti kotel'nyh vozduhopodogrevatelej*: Dis. ... kand. tehniceskix nauk : 05.14.05. Moscow, RGB, 2007.
- Lojceanskij L. G. *Laminarnyj pogranchnyj sloj*. Moscow, 1962, 479 p.
- Shlihting G. *Vozniknovenie turbulentnosti*. Moscow, Inostrannaja literature, 1962, 203 p.
- Judaev B. N. *Tehniceskaja termodinamika*. *Teploperedacha*. Moscow, Vysshaja shkola, 1988, 479 p.
- Kapainsky J. *Strahlungs transport mechanicus and Transport coefficienten in Ar Hochdruckboden*, *Zetschrift fur Physick*, 1971, Bd. 248, H5, pp. 417–432.
- Shoek P.A. *Issledovanie balansa jenerгии na anode sil'notochnyh dug, gorjashhhix v atmosfere argona*, *Sovremennye problemy teploobmena*. Moscow, Jenergija, 1966, 386 p.
- Kulik P. P. *Uprugie vzaimodejstvija i javlenija perenosa*, *Oчерki fiziki i himii nizkotemperaturnoj plazmy*, Moscow, Nauka, 1971, pp. 5–56.