



# КОНВЕКТИВНО-КОНДУКТИВНЫЙ И РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПОТОКА ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ ДИСПЕРСНОГО МАТЕРИАЛА В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ

Ю. С. БОРИСОВ, д-р техн. наук, А. С. ЗАЦЕРКОВНЫЙ, инж., И. В. КРИВЦУН, д-р техн. наук  
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Описаны физические процессы, определяющие тепловое воздействие плазменной струи на частицы дисперсных материалов при плазменном напылении покрытий. Проанализированы различные критериальные зависимости, используемые для расчета конвективно-кондуктивной составляющей теплового потока через поверхность сферической частицы, обтекаемой потоком низкотемпературной плазмы при атмосферном давлении. Предложена методика расчета характеристик радиационного теплообмена плотной плазмы с поверхностью металлической частицы. В широком диапазоне параметров невозмущенного плазменного потока (аргоновая плазма) и температуры поверхности частицы (алюминий) проведен численный анализ рассмотренных составляющих потока тепла в частицу. Показано существенное влияние радиационного теплообмена на результирующий тепловой поток через поверхность напыляемой частицы.

*Ключевые слова:* плазменное напыление, дисперсный материал, частица, плазменная струя, плазма, теплообмен, тепловой поток, излучение

Сложность экспериментального исследования процессов, протекающих в системе плазменная струя–дисперсный материал при плазменном напылении покрытий, обуславливает необходимость теоретического изучения и численного анализа совокупности факторов, определяющих тепловое и динамическое воздействие потока ионизированного газа (плазмы) на частицы напыляемого материала. Существует множество подходов и моделей для расчета теплового потока из плазмы в обтекаемую ею одиночную частицу, в которых учитываются различные механизмы теплообмена в рассматриваемой системе [1–5]. Выбор той или иной модели теплообмена, дающей приемлемое совпадение расчетных и экспериментальных данных, во многом определяется давлением, температурой и скоростью набегающего потока плазмы, температурой поверхности частицы, ее формой и размерами. В условиях плазменного напыления указанные характеристики могут претерпевать значительные изменения по мере движения напыляемой частицы в плазменной струе, в результате чего вклад каждого из механизмов теплообмена в результирующий поток тепла из плазмы на поверхность частицы может существенным образом изменяться по дистанции напыления. Поэтому представляет интерес сравнительный анализ этих механизмов в широком диапазоне изменения температуры плазмы, а следовательно, и степени ее ионизации, температуры частицы и их относительной скорости.

Целью данной работы является анализ отдельных процессов теплового воздействия потока ионизированного газа на частицу дисперсного материала в характерных для условий дозвукового

плазменного напыления диапазонах значений температур плазмы (от 3000 до 15000 К) и поверхности частицы (от комнатной до температуры кипения материала и выше), а также их относительной скорости (от 0 до 600 м/с).

Рассмотрим основные механизмы обмена энергией между потоком изотермической плазмы при атмосферном давлении и помещенной в него частицей дисперсного материала, которая имеет сферическую форму. Предположим, что радиус частицы  $a$  существенно больше характерной длины свободного пробега  $\lambda$  частиц окружающей плазмы (число Кнудсена  $Kn = \lambda/a \ll 1$ ). Например, для аргоновой плазмы атмосферного давления, имеющей температуру около 10000 К, это условие выполняется при  $a > 25$  мкм [2]. В рассматриваемых условиях энергообмен между плазмой и частицей дисперсного материала определяется совокупностью следующих физических процессов:

конвективно-кондуктивным теплообменом набегающего потока с поверхностью частицы, обусловленным передачей поверхности материала энергии теплового (хаотического) движения частиц плазмы; обменом энергией теплового излучения между плазмой и частицей;

передачей поверхности материала потенциальной энергии заряженных частиц плазмы (энергии, выделяющейся при рекомбинации ионов), энергии направленного движения электронов, достигающих поверхности, а также дополнительной кинетической энергии ионов, которую они приобретают в электрическом поле, формирующемся вблизи поверхности частицы;

охлаждением поверхности частицы за счет уноса потоком пара энергии испарения атомов ее материала.

В случае обтекания частицы плазмой молекулярных газов необходимо также учитывать пере-



дачу поверхности материала частицы потенциальной энергии атомов газа, выделяющейся при образовании молекул. Если в дальнейшем ограничиться рассмотрением плазмы атомарных (инертных) газов, то локальный энергетический баланс поверхности сферической частицы, находящейся в плазменном потоке, можно записать следующим образом:

$$-\left(\chi_m \frac{\partial T_m}{\partial r}\right)_{r=a} = Q_c + Q_r + Q_i + Q_e - Q_v,$$

где  $\chi_m$  — коэффициент теплопроводности материала частицы;  $T_m(r)$  — температурное поле в частице, которое предполагается сферически симметричным;  $r$  — расстояние от центра частицы;  $Q_c$  — конвективно-кондуктивный тепловой поток из плазмы в частицу;  $Q_r$  — результирующая плотность потока энергии теплового излучения (предполагается, что тепловое излучение плазмы поглощается в тонком приповерхностном слое материала частицы);  $Q_i, Q_e$  — плотность потоков энергии, приносимой на поверхность частицы соответственно ионами и электронами плазмы;  $Q_v$  — плотность потока энергии испарения, уносимой с поверхности частицы струей пара.

Исследуем конвективно-кондуктивный и радиационный теплообмен в рассматриваемой системе. При описании конвективно-кондуктивной составляющей теплообмена плазма может рассматриваться как сплошная среда, характеризующаяся при заданной температуре определенными значениями теплофизических параметров и коэффициентов переноса. В этом случае для расчета  $Q_c$  можно использовать ньютоновскую модель теплообмена [6]:

$$Q_c = \alpha(T_p - T_{ms}), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплообмена;  $T_p$  — температура невозмущенного потока плазмы;  $T_{ms}$  — температура поверхности частицы.

Коэффициент теплообмена для сферической частицы может быть рассчитан, если известно число Нуссельта [7]:

$$Nu = (\alpha d) / \chi, \quad (2)$$

где  $d = 2a$  — диаметр частицы;  $\chi$  — коэффициент теплопроводности плазмы, вычисленный при температуре невозмущенного потока.

Для определения числа  $Nu$  существует большое количество критериальных зависимостей (например, [8]), которые при одних и тех же режимах обтекания частицы отличаются друг от друга. Обобщенную форму записи наиболее характерных из них можно представить в следующем виде [1]:

$$Nu = A + B Re^m Pr^n, \quad (3)$$

где  $Re$  — число Рейнольдса, имеющее вид  $(\rho u d) / \eta$ ;  $Pr$  — число Прандтля, имеющее вид  $(C_p \eta) / \chi$ ;  $u$  — невозмущенная скорость плазменного потока по отношению к частице;  $\rho, \eta, C_p$  — соответственно плотность, коэффициент динамической вязкости и удельная теплоемкость плазмы при температуре невозмущенного потока. Пер-

вое слагаемое в правой части выражения (3) описывает теплообмен между плазмой и частицей за счет кондуктивной теплопроводности, а второе — за счет конвективного переноса энергии теплового движения частиц плазмы. Величины  $A$  и  $B$  так же, как и показатели степени  $m, n$  при числах  $Re$  и  $Pr$ , изменяются в достаточно широких пределах [1, 8]. Так, например, в работе [9] предложена критериальная зависимость

$$Nu = 2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (4)$$

с помощью которой достаточно хорошо описан конвективно-кондуктивный теплообмен в рассматриваемой системе при небольшом различии температуры невозмущенного потока плазмы и температуры поверхности частицы. Для оценок числа  $Nu$  при значительном разрыве  $T_p$  и  $T_{ms}$  и больших значениях скорости набегающего потока ( $Re = 45$ ) в [1] предложено ввести в конвективную составляющую приведенной зависимости поправку, учитывающую изменение плотности и вязкости плазмы по толщине теплового пограничного слоя вокруг частицы:

$$Nu = 2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \left( \frac{\rho \eta}{\rho_s \eta_s} \right)^{0,2}, \quad (5)$$

а в работе [10] предложено использовать подобную поправку для всего выражения (4):

$$Nu = (2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3}) \left( \frac{\rho \eta}{\rho_s \eta_s} \right)^{0,6}. \quad (6)$$

Здесь и далее величины с индексом  $s$  означают соответствующие свойства плазмы, определенные при температуре поверхности частицы.

Проведенный в работах [1, 11] анализ нагрева сферических частиц в высокотемпературном плазменном потоке показал, что в области малых значений числа  $Re$  выражения (4), (5) могут давать завышенные значения числа  $Nu$  по сравнению со значениями, определенными экспериментально. Причиной этого является существенное изменение в пределах теплового пограничного слоя коэффициента теплопроводности плазмы, определяющего кондуктивный теплообмен. Для устранения этой неточности в [1] предложено ввести поправку к кондуктивной составляющей критериальной зависимости (5) в виде отношения коэффициентов теплопроводности плазмы при температуре поверхности частицы и температуре невозмущенного потока:

$$Nu = 2 \frac{\chi_s}{\chi} + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \left( \frac{\rho \eta}{\rho_s \eta_s} \right)^{0,2}. \quad (7)$$

Близкая зависимость, полученная на основе обработки экспериментальных данных по поперечному обтеканию цилиндров и сфер потоком аргонной плазмы атмосферного давления, ранее предложена в работе [11]:

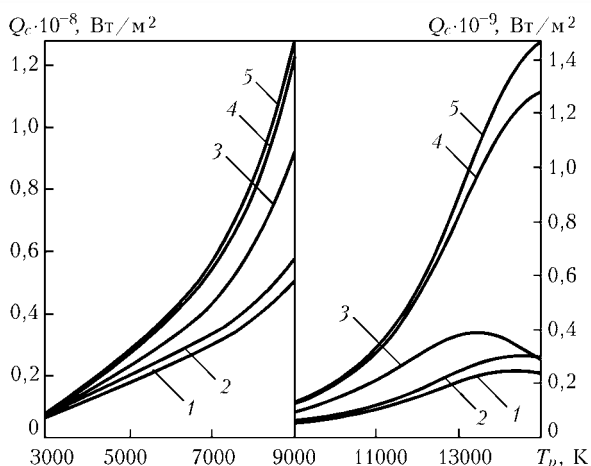


Рис. 1. Зависимость конвективно-кондуктивной составляющей теплового потока в частицу от температуры плазмы при  $u = 300$  м/с и  $T_{ms} = 2000$  К, рассчитанная на основе различных выражений для числа Nu: 1 — по формуле (8); 2 — (7); 3 — (6); 4 — (5); 5 — (4)

$$Nu = 2 \frac{\chi_s}{\chi} + 0,5 Re^{0,5} Pr^{0,4} \left( \frac{\rho \eta}{\rho_s \eta_s} \right)^{0,2} \quad (8)$$

На рис. 1–3 представлены результаты численного анализа зависимостей теплового потока  $Q_c$ , вводимого в частицу радиусом  $a = 30$  мкм изотермической аргоновой плазмой атмосферного давления, от температуры и скорости невозмущенного потока плазмы, а также от температуры поверхности частицы. Расчеты выполнены по (1) и (2) при использовании различных форм записи числа Nu (4)–(8), необходимые значения теплофизических свойств и коэффициентов переноса аргоновой плазмы взяты из работы [12]. Полученные расчетные данные показали, что при небольшом различии в значениях  $T_p$  и  $T_{ms}$  все рассмотренные критериальные зависимости дают малые, близкие по величине значения теплового потока в частицу (см. рис. 1). При увеличении разности температур  $T_p$ ,  $T_{ms}$  значения  $Q_c$  вначале возрастают. Затем при использовании критериальных зависимостей (6)–(8) наблюдается некоторое снижение расчетных значений теплового потока, причем влияние поправочных коэффициентов в формулах (5)–(8) на  $Q_c$  весьма существенно (см. рис. 1, 3). Это связано со значительными изменениями плотности, коэффициентов теплопроводности и динамической вязкости аргона в исследуемом диапазоне изменения температур  $T_{ms}$ ,  $T_p$ . Что касается  $u$ , то ее увеличение сопровождается монотонным возрастанием значений теплового потока в частицу, происходящим примерно одинаково для всех рассматриваемых форм записи числа Nu (см. рис. 2). В дальнейшем для расчета  $Q_c$  в рамках данной работы используется критериальная зависимость (8), которая дает наилучшее совпадение с экспериментальными данными в случае обтекания частицы потоком аргоновой плазмы [11].

Теплофизические процессы при плазменном напылении протекают в диапазоне температур, где важную роль может играть радиационный теплообмен между плазменной струей и частицами на-

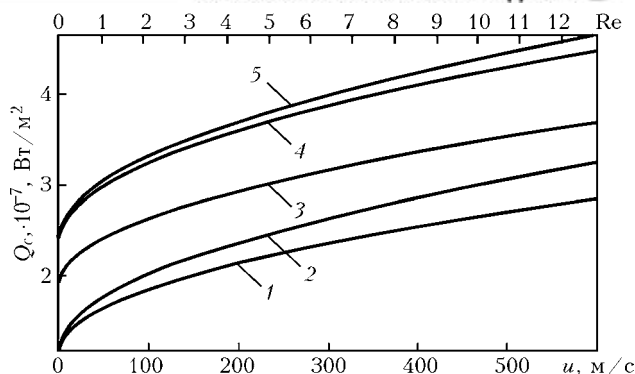


Рис. 2. Зависимость конвективно-кондуктивной составляющей теплового потока от скорости плазмы относительно частицы при  $T_p = 6000$  К и  $T_{ms} = 2000$  К (см. обозначения рис. 1)

пыляемого материала. Исследуем эту составляющую энергообмена с учетом сделанного ранее предположения, что излучение плазмы, падающее на частицу, поглощается в тонком приповерхностном слое ее материала (данное предположение оправдано, например, для металлических частиц радиусом более 1 мкм [13]). В рассматриваемом случае  $Q_r$  может быть вычислена с помощью известного соотношения [6]:

$$Q_r = \xi \sigma_0 (T_p^4 - T_{ms}^4), \quad (9)$$

где  $\xi$  — усредненная по спектру теплового излучения приведенная степень черноты для системы плазма–поверхность частицы;  $\sigma_0$  — постоянная Стефана–Больцмана.

Для оценки приведенной степени черноты  $\xi$ , определяющей эффективность радиационного теплообмена между плотной плазмой (плазмой атмосферного давления) и помещенной в нее металлической частицей, можно воспользоваться формулой из работы [14], описывающей теплообмен излучением между двумя поверхностями — поверхностью металла, которую при рассматриваемых условиях ( $a > 25$  мкм) можно считать практически плоской и имеющей температуру  $T_{ms}$ , и граничащей с ней поверхностью плазмы, предполагаемой полуограниченной и пространственно-

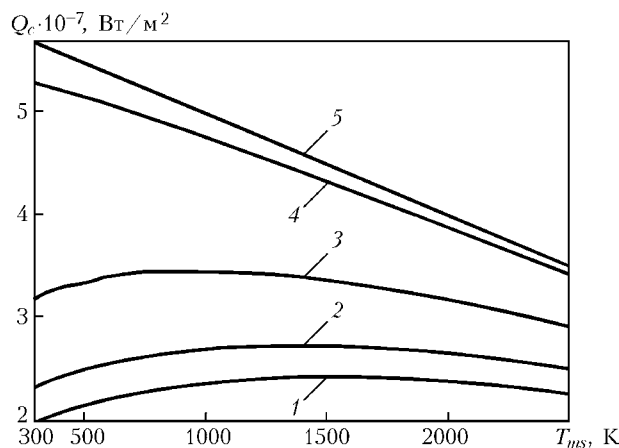


Рис. 3. Зависимость конвективно-кондуктивной составляющей теплового потока в частицу от температуры ее поверхности при  $T_p = 6000$  К,  $u = 300$  м/с (см. обозначения рис. 1)



однородной с температурой  $T_p$ ;

$$Q_r = \frac{\hbar}{4\pi^3 c^2} \int_0^\infty \xi_\omega \omega^3 \left[ \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT_p}\right) - 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT_{ms}}\right) - 1} \right] d\omega, \quad (10)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ;  $c$  — скорость света;  $\omega$  — частота излучения;  $k$  — постоянная Больцмана;  $\xi_\omega$  — спектральное распределение приведенной степени черноты, которое в случае двух плоскопараллельных поверхностей может быть определено с помощью соотношения

$$\xi_\omega = \int_0^{\pi/2} (\xi_\omega^\perp + \xi_\omega^\parallel) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta, \quad (11)$$

где

$$\xi_\omega^{\perp, \parallel} = \frac{\Gamma_{m\omega}^{\perp, \parallel} \Gamma_{p\omega}^{\perp, \parallel}}{\Gamma_{m\omega}^{\perp, \parallel} + \Gamma_{p\omega}^{\perp, \parallel} - \Gamma_{m\omega}^{\perp, \parallel} \Gamma_{p\omega}^{\perp, \parallel}} \quad [15];$$

$\vartheta$  — угол падения;  $\Gamma_{m, p\omega}^{\perp, \parallel}(T_{ms, p}, \vartheta)$  — соответствующие указанным значениям температуры и угла падения коэффициенты поглощения плоских электромагнитных волн полуограниченной изотропной плазмоподобной средой (индекс  $m$  соответствует металлу, а индекс  $p$  — плазме) для двух независимых поляризаций, вычисляемые как [15]

$$\Gamma_{m, p\omega}^{\perp, \parallel} = - \frac{4 \operatorname{Re}(r_{m, p\omega}^{\perp, \parallel})}{|1 - r_{m, p\omega}^{\perp, \parallel}|^2}, \quad (12)$$

причем знаки  $\perp$  и  $\parallel$  соответствуют случаю падения волны с вектором электрического поля соответс-

твенно перпендикулярным и параллельным плоскости падения. Величины  $r_{m, p\omega}^{\perp, \parallel}$ , пропорциональные поверхностным импедансам полуограниченного металла (плазмы) [15], в пренебрежении пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости обеих сред могут быть записаны следующим образом:

$$r_{m, p\omega}^\perp = - \frac{\cos \vartheta}{\sqrt{\varepsilon_{m, p}(\omega) - \sin^2 \vartheta}}; \quad (13)$$

$$r_{m, p\omega}^\parallel = - \frac{\sqrt{\varepsilon_{m, p}(\omega) - \sin^2 \vartheta}}{\varepsilon_m(\omega) \cos \vartheta},$$

где  $\varepsilon_{m, p}(\omega)$  — комплексная диэлектрическая проницаемость неограниченного металла (плазмы) на частоте  $\omega$ , которая в используемом приближении «холодной» плазмоподобной среды имеет вид

$$\varepsilon_{m, p}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{m, pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_{m, pe})}, \quad (14)$$

где  $\omega_{m, pe} = \left( \frac{4\pi e^2 n_{m, pe}}{m_e} \right)^{1/2}$  и  $\nu_{m, pe}$  — соответственно плазменная и эффективная частота столкновений электронов в металле (плазме);  $n_{m, pe}$  — их концентрация, зависящая от температуры соответствующей среды;  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона.

Прежде, чем провести количественный анализ роли радиационной составляющей теплообмена в полном энергетическом балансе поверхности напыляемой частицы, определим значение  $\xi$ , приравнявая результаты вычисления теплового потока  $Q_r$  по (9) и (10) с использованием выражений (11)–(14). Так, например, в случае частицы алюминия, находящейся в аргоновой плазме атмосферного давления, находим, что приведенная степень черноты  $\xi$  для данной системы изменяется от 0,11 при  $T_{ms} = 1000$  К до 0,17 при  $T_{ms} = 2500$  К и незначительно зависит от температуры плазмы в диапазоне  $T_p = 5000 \dots 15000$  К (использованные в расчетах зависимости  $n_{m, pe}$  и  $\nu_{m, pe}$  от температуры взяты из работ [16, 17]).

Результаты расчетов  $Q_r$  для рассматриваемой системы представлены на рис. 4. Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость  $Q_c$  и суммарного теплового потока в частицу, имеющую фиксированную температуру поверхности  $T_{ms} = 2000$  К, от температуры невозмущенного потока плазмы  $T_p$ . Как следует из представленных расчетных кривых, при  $T_p > 8000$  К теплообмен излучением вносит более существенный вклад в общий тепловой поток, чем его конвективно-кондуктивная составляющая. Этот эффект особенно заметен при высоких температурах плазмы, поскольку при  $T_p > 14000$  К значения  $Q_c$  несколько снижаются за счет поправочного коэффициента  $\chi_s/\chi$  в выражении для числа Nu (8), тогда как значения  $Q_r$  продолжают возрастать.

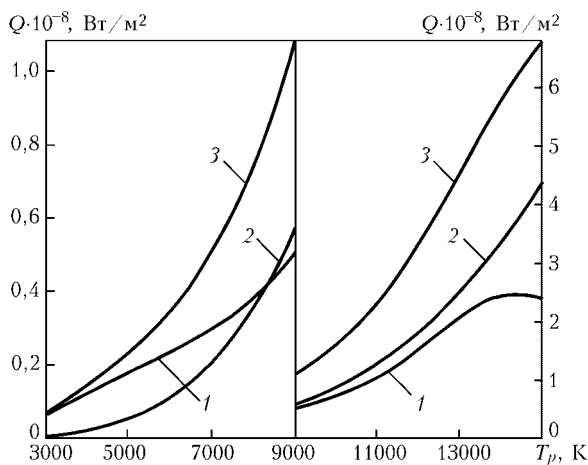


Рис. 4. Влияние радиационного теплообмена на плотность  $Q$  теплового потока из плазмы в алюминиевую частицу радиусом 30 мкм при  $u = 300$  м/с и  $T_{ms} = 2000$  К: 1 —  $Q_c(T_p)$ ; 2 —  $Q_r(T_p)$ ; 3 — их сумма



## Выводы

1. Проведенный численный анализ конвективно-кондуктивной составляющей теплового потока из аргоновой плазмы при атмосферном давлении в обтекаемую ней сферическую частицу дисперсного материала свидетельствует о значительном разбросе расчетных данных, полученных с использованием различных критериальных зависимостей. При больших значениях относительной скорости, а также разницы температур невозмущенного плазменного потока и поверхности частицы наилучшее совпадение с экспериментальными данными дает критериальная зависимость, учитывающая изменение плотности, коэффициентов вязкости и теплопроводности плазмы по толщине теплового пограничного слоя вокруг частицы.

2. При высоких температурах плазмы теплообмен излучением между плазменной струей атмосферного давления и поверхностью напыляемой частицы может играть важную роль в общем энергетическом балансе частицы и его необходимо учитывать при анализе процесса нагрева порошковых материалов в условиях плазменного напыления. В частности, при нагреве алюминиевых частиц потоком аргоновой плазмы, имеющей температуру выше 8000 К, радиационная составляющая теплового потока в частицу оказывается более существенной, чем конвективно-кондуктивная.

1. Донской А. В., Клубникин В. С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. — Л.: Машиностроение, 1979. — 221 с.
2. Гнедовец А. Г., Лохов Ю. Н., Углов А. А. Теплофизические задачи обработки частиц тугоплавких металлов в горячей газе // Физика и химия обраб. материалов. — 1979. — № 6. — С. 36–43.
3. Bourdin E., Fauchais P., Boulos M. Transient heat conduction under plasma conditions // Intern. J. Heat Mass Transfer. — 1983. — 26, № 4. — P. 567–582.

4. Volatilization of metal powders in plasma sprays / A. Vardelle, M. Vardelle, H. Zhang et al. // J. of Thermal Spray Technology. — 2002. — 11, № 2. — P. 244–252.
5. Shimanovich V. D., Smyaglikov I. P., Zolotovskiy A. I. An effect of near-cathode region plasma of an argon arc on metal particles // Progress in plasma processing of materials 2003: Proc. of the 7th European conf. on thermal plasma processes, Strasbourg, June 18–21, 2003. — New York: Begell House Inc., 2003. — P. 257–262.
6. Кутамеладзе С. С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с.
7. Ландау Л. Д., Lifshits E. M. Теоретическая физика. — В 10 т. — Т. 6: Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 736 с.
8. Бузов И. С. К расчету теплообмена частиц дисперсного материала с плазменными потоками // Физика и химия обраб. материалов. — 1979. — № 4. — С. 42–49.
9. Ranz W. E., Marshall W. R. Evaporation from drops // Chem. Eng. Progr. — 1952. — № 48. — P. 141–146, 173–180.
10. Fiszdon J. K. Melting of powder grains in a plasma fume // Intern. J. Heat Mass Transfer. — 1979. — № 22. — P. 749–761.
11. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб и др. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.
12. Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications. — New York; London: Plenum press, 1997. — Vol. 1. — 454 p.
13. Bushma A. I., Krivitsun I. V. Peculiarities of absorption and scattering of different wavelength laser radiation by fine spherical particles // Laser technologies in welding and materials processing: Proc. of Intern. conf., May 19–23, 2003, Katsiveli, Crimea. — Kiev: E. O. Paton Electric Welding Institute, 2003. — P. 103–107.
14. Хур К. Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы. — М.: Мир, 1976. — 600 с.
15. О влиянии слоистых диэлектрических покрытий на поглощательные свойства ограниченных плазмподобных сред / В. С. Гвоздецкий, А. Г. Загородний, И. В. Кривцун и др. // Радиотехника и электроника. — 1987. — 32, № 11. — С. 2372–2381.
16. Miller J. C. Optical properties of liquid metals at high temperatures // Phil. Mag. — 1969. — № 20. — P. 1115–1132.
17. Расчет энергетических коэффициентов поглощения и отражения электромагнитного излучения при лазерной сварке / В. С. Гвоздецкий, Г. М. Корчинский, И. В. Кривцун и др. // Автомат. сварка. — 1986. — № 5. — С. 33–37.

Physical processes are described which determine the thermal impact of the plasma jet on dispersed material particles in plasma spraying of coatings. Various criterial dependencies are analyzed that are used for calculation of the convective-conductive component of the heat flow through the surface of a spherical particle in the flow of a low-temperature plasma at atmospheric pressure. A procedure is proposed for calculation of the characteristics of radiation heat exchange of a dense plasma with the metal particle surface. Numerical analysis of the considered components of the heat flow into the particle has been conducted in a broad range of parameters of an undisturbed plasma flow (argon plasma) and temperature of particle surface (aluminium). A significant influence of radiation heat exchange on the resulting heat flow through the surface of the spraying particle is shown.

Поступила в редакцию 28.06.2004