

УДК 621.762.2 : 533.6.011.6

DOI:10.26661/2071-3789-2019-2-42-03

Терновой Юрий Федорович, заведующий кафедрой, доктор технических наук
Панова Вера Олеговна, ассистент

ВЫНУЖДЕННЫЙ ТЕПЛОБМЕН И СКОРОСТЬ ОХЛАЖДЕНИЯ КАПЕЛЬ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ РАСПЛАВА ВОДОЙ

Инженерный институт Запорожского национального университета

Рассмотрены особенности теплообмена в условиях распыления расплавов водой высокого давления. Оценены параметры для разных режимов теплообмена. Теоретически подтверждено охлаждение капель в пузырьковом режиме кипения.

Ключевые слова: распыление расплавов водой высокого давления, вынужденная конвекция, коэффициент теплоотдачи, тепловой поток, кипение, пузырьковый режим, скорость охлаждения

Введение. С учетом работ О.С. Ничипоренко [1-3] можно прогнозировать, что при контакте воды с поверхностью расплавленного металла теплообмен может протекать по одной из следующих схем: теплопередача за счет вынужденной конвекции с водой или пузырьковое кипение с максимальным коэффициентом теплоотдачи и, в дальнейшем, устойчивое пленочное кипение со сравнительно низким коэффициентом теплоотдачи в условиях, когда температура расплава в зоне контакта существенно превышает критическое значение для воды. Такие представления подтверждаются рядом исследований, в частности в работах С.С. Кутателадзе и М.А. Михеева [4-6].

Очевидно, что процесс теплообмена в системе «капля расплава-вода-пар» определяет структуру, а, следовательно, и эксплуатационные характеристики получаемого порошка [7]. В связи с тем, что в зоне распыления в 1 см³ объема содержится порядка 10⁷ частиц, невозможно экспериментальным путем установить прохождение того или иного режима теплообмена.

Постановка задачи. Целью работы является определение режимов теплообмена при распылении расплава водой высокого давления расчетным путем.

Основная часть исследований. В реальных условиях распыления температура воды, подаваемой на струю расплава, близка к комнатной, а температура расплава перед сливом на распыление составляет 1673-1973 К. В таких условиях температура металла намного превышает температуру насыщения воды, что, согласно представлениям об охлаждении капель расплавленного металла в недогретой жидкости [8,9], обеспечивает при контакте практически мгновенное установление пленочного режима кипения. По мере охлаждения металла режим теплообмена

будет определяться плотностью теплового потока в области контакта расплава с водой.

Критическая плотность теплового потока $q_{кр1}$, характеризующая переход от пузырькового режима кипения к пленочному режиму, определяется давлением и слабо зависит от геометрии или природы охлаждаемого материала. Так, в работе [5], на основании обработки данных ряда авторов, показано практическое совпадение результатов для трубы, пластины, проволоки из нихрома, графита, меди, никеля, сплава Ni-Cr, хрома и хромели. При давлении воды 2,0-14,0 МПа величина $q_{кр1}$ составляет $(3,5-4,1) \cdot 10^6$ Вт/м².

Для определения теплового режима при распылении расплава водой оценим возможные величины тепловых потоков q для высокотемпературных расплавов ($T > 1273$ К), используя известный закон Ньютона-Рихмана для конвективного теплообмена:

$$q = \alpha \cdot (\dot{\Delta}_s - T_a) , \quad (1)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); T_m , T_s – температура расплава и воды, К, соответственно.

При нагреве воды, находящейся в контакте с расплавом, до температуры насыщения, которая в широком диапазоне высоких давлений составляет 623 К, расчет коэффициента теплоотдачи α_1 можно выполнить с учетом известных зависимостей [10]:

$$\alpha_1 = \frac{Nu \cdot \lambda_s}{d_s} \quad (2)$$

где λ_s – теплопроводность воды, Вт/(м·К); Nu – критерий Нуссельта, $Nu = 0,021 Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}$ ($Re > 10^4$), Re, Pr – критерии Рейнольдса и Прандтля соответственно; d_s – диаметр капли расплава.

Для случая развитого пузырькового кипения при $P \leq 2,0$ МПа, согласно представлениям С.С. Кутателадзе [4], коэффициент теплоотдачи α_2 определяется формулой:

$$\alpha_2 \cong 2,6 \cdot 10^{-2} \cdot D_a^{0,4} \cdot \left\langle 4,8 \cdot 10^{-2} \beta_a \cdot \left[\gamma_a \cdot \rho_i^2 \cdot \rho_d - \rho_i \right]^{0,5} \right\rangle, \quad (3)$$

где P_g – давление воды в контакте с охлаждаемой поверхностью, Па; β_g – удельная теплота парообразования, Дж/кг; γ_g – удельная поверхностная энергия воды, Дж/м²; ρ_p, ρ_n – плотность расплава и пара, кг/м³, соответственно.

В работе [6] для широкого набора экспериментальных данных показано, что величина α_2 практически не зависит от скорости водяного потока, но в соответствии с формулой (3) определяется давлением воды P . Кроме того, коэффициент теплоотдачи α_2 является нелинейной величиной и существенно зависит от плотности теплового потока:

$$\alpha_2 = q^{2/3} \cdot \frac{3,4 P^{0,18}}{1 - 0,0045 P}. \quad (4)$$

Формула (4) экспериментально подтверждена в диапазоне давлений 1,0-20,0 МПа.

Для пленочного режима кипения [4,11] коэффициент теплоотдачи α_3 при вынужденной конвекции определяется по формуле:

$$\alpha_3 = \left[\frac{\lambda_n \cdot \beta_a \cdot \rho_i \cdot V_a \cdot \varphi}{T_d - T_i \cdot d_e} \right]^{0,5}. \quad (5)$$

где λ_n – коэффициент теплопроводности пара, Вт/(м·К); V_g – скорость движения потока воды, м/с; c_n, T_n – удельная теплоемкость, кДж/(м³·К) и температура пара, К, соответственно; $\varphi = 1 + \bar{n}_i / [2\beta_a \cdot (\dot{O}_i - \dot{O}_i)]$.

Поскольку величины q , реализуемые в различных режимах, заранее неизвестны, выполним оценку их на всех стадиях теплообмена и сравним с величиной $q_{кр1}$, что позволит определить реальный режим теплообмена, реализуемый при распылении высокотемпературных материалов.

Величина α_1 для капель инструментальной стали размером 10-100 мкм, определенная по формуле (2), составляет $(12,0-7,3) \cdot 10^5$ Вт/(м²·К) и практически не зависит от размера капель расплава. Величина α_3 , рассчитанная по формуле (5), в указанном диапазоне размеров частиц, равна $(3,6-1,1) \cdot 10^4$ Вт/(м²·К).

Сложнее выполнить оценку величины α_2 с использованием формулы (4). Из формул (1) и (4) можно записать

$$q = T_d - T_a \cdot \left(\frac{3,4 P^{0,18}}{1 - 0,0045 P} \right)^3. \quad (6)$$

Отсюда, величину α_2 можно определить по формуле:

$$\alpha_2 = T_d - T_a \cdot \left(\frac{3,4 P^{0,18}}{1 - 0,0045 P} \right)^3. \quad (7)$$

При температуре расплава $T_m \approx 1673$ К и давлении потока воды $P_g \approx 10,0$ МПа величина α_2 составляет $\sim 4 \cdot 10^9$ Вт/(м²·К). Такая величина α_2 требует оценки числа Bi . Для частиц размером 100-10 мкм величина $Bi \approx 5 \cdot (10^1 - 10^2)$, то есть при теплообмене нельзя полагать капли точечными объектами, а процессом, лимитирующим тепловой поток, является теплопроводность тела частицы. Поэтому для капель размером 100 мкм:

$$\alpha_2 \ll \lambda_d / d_e \ll 4 \cdot 10^5 \text{ Вт/(м}^2\text{·К)}. \quad (8)$$

Оценка кондуктивной составляющей коэффициента теплоотдачи, выполненная в работе [12], показала, что ее величина на один-два порядка меньше, чем значение α , рассчитанное по формуле (3).

В работе [13] выполнена оценка вклада конвективной и радиационной составляющих теплоотдачи. Конвективную составляющую для условий вынужденной конвекции оценивали с использованием представлений о свободной конвекции, а радиационную составляющую – как соизмеримую по порядку величины с конвективной. Так, при давлении потока воды 5,0 МПа указанные величины для стали Р6М5 составляют соответственно $1 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^4$ Вт/(м²·К).

Потери тепловой энергии в единицу времени за счет конвекции ($Q_{кв}$) и излучения ($Q_{из}$) можно рассчитать по формулам:

$$\frac{dQ_{кв}}{dt} = \alpha \cdot S \cdot (T_d - T_{cp}), \quad (9)$$

$$\frac{dQ_{из}}{dt} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot S \cdot (\dot{O}_d^4 - T_{об}^4), \quad (10)$$

где S – площадь поверхности теплообмена, м²; ε – степень черноты; σ – постоянная Стефана-Больцмана; $\sigma = 5,670367 \cdot 10^{-8}$ кг·с⁻³·К⁻⁴; T_{cp} – температура среды охлаждения, К.

Если принять величину α при 5,0 МПа согласно работе [13] и найти соотношение величин dQ/dt из формул (9) и (10), то даже при $\varepsilon = 1,0$ его величина составит 10^{-3} , что свидетельствует о вкладе излучения при начальной температуре распыления не более 0,1 %. Далее по мере охлаждения расплава этот вклад будет снижаться в соответствии с \dot{O}_i^3 . Абсолютный вклад теплообмена излучением может быть оценен по формуле:

$$\alpha_{из} = \frac{\varepsilon \cdot \sigma \cdot (\dot{O}_d^4 - \dot{O}_{об}^4)}{\dot{O}_d - \dot{O}_{об}} \approx 10^2 \text{ Вт/(м}^2\text{·К)}. \quad (11)$$

Видно, что значение коэффициента $\alpha_{из}$ в 10^2 раз ниже его величины, приведенной в работе [13].

Учитывая приведенные оценки $\alpha_i \approx 10^5-10^6$ Вт/(м²·К), тепловой поток составит 10^8-10^9 Вт/м², что в 30-300 раз больше чем $q_{кр1}$. Согласно классическим представлениям, превышение критической плотности теплового потока означает установление пленочного режима кипения. Однако величина коэффициента теплоотдачи является типичной для пузырькового режима кипения и свидетельствует о дестабилизации паровой пленки в условиях распыления, что может быть обусловлено, в частности, большой скоростью потока воды, омывающего поверхность, его турбулентностью, а также формой образующихся частиц. В работе [14] также показан рост температуры Лейденфроста с увеличением силы удара капель воды (числа Вебера) о поверхность нагрева, что также приводит к сужению температурной области существования пленочного режима кипения. Таким образом, очевидным становится протекание охлаждения капель металла при распылении расплава в режиме пузырькового кипения.

Ввиду высоких температур распыления и температур ликвидус специальных сталей и сплавов значения разницы температур ликвидус и воды, а также и разницы температуры перегрева расплава и воды близки и велики, поэтому скорость охлаждения можно оценить как

$$V_{i\infty} = \frac{\dot{\Delta}_1 - \dot{\Delta}_2}{\Delta\tau} = \frac{\alpha \cdot S \cdot (\dot{\Delta}_1 - \dot{\Delta}_2)}{\tilde{n}_\delta \cdot m_\delta}, \quad (12)$$

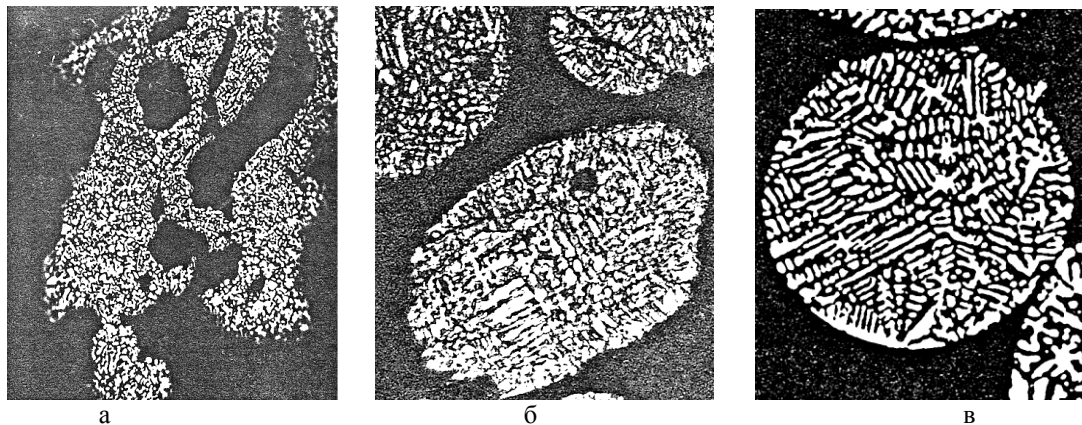


Рисунок 1 – Структура микрошлифов порошков: а) сталь Р6М5Ф3, фр. +100-160 мкм (распыление водой высокого давления, форсунка Маннесманна), $\times 300$; б) ферромарганец ФМn1,5, фр. +65-100 мкм (распыление водой высокого давления «в смерче» [16]), $\times 400$; в) лигатура Mn-Si-Mo-Ti-Fe, фр. +100-160 мкм (распыление газом), $\times 400$

Выводы. Таким образом, расчетным путем было подтверждено преимущественное протекание процесса охлаждения капель расплавленного металла при его распылении водой высоко-

где $\dot{\Delta}_1, \dot{\Delta}_2$ – температура расплава в начале и конце интервала времени $\Delta\tau$, К, соответственно.

Тогда после подстановки значений S и m_δ в формулу (12) можно записать

$$V_{i\infty} = \frac{6\alpha_2 \cdot (\dot{\Delta}_1 - \dot{\Delta}_2)}{\tilde{n}_\delta \cdot d_z \cdot \rho_\delta}. \quad (13)$$

Учитывая значения α_2 , рассчитанные по формуле (3), скорость охлаждения капель расплава инструментальной стали размером 10, 50 и 100 мкм составит соответственно: $6,7 \cdot 10^6$ град/с, $1,3 \cdot 10^6$ град/с, $7,0 \cdot 10^5$ град/с. С учетом данных И.С. Мирошниченко [15] таким скоростям охлаждения капель металла соответствует образование ячеистой структуры, что подтверждает микроструктура порошков, полученных распылением водой высокого давления с использованием форсунок разного типа (рис. 1, а-б). Обеспечивается такая скорость охлаждения пузырьковым или же псевдопузырьковым кипением, когда формируемая паровая пленка «срывается» водяным потоком, имитируя охлаждение «псевдопузырьками». В то же время, дендритная структура, наблюдаемая при распылении легкоплавких металлов с характерными скоростями охлаждения порядка 10^4 град/с, идентична структуре, формируемой при газовом распылении жидкого металла (рис. 1, в), что косвенно свидетельствует в пользу наличия газовой оболочки в процессе охлаждения частиц, то есть режима пленочного кипения.

го давления в режиме пузырькового кипения. Соответственно, для оценки скорости охлаждения частиц может быть использована формула для вычисления коэффициента теплоотдачи при

розвитом бульбашковому режимі. Представлений підхід пояснює формування порожистої структури порошків при розпиленні водою.

Бібліографічний список

1. **Ничипоренко О. С.**, Найда Ю. И., Медведовский Л. Б. Распыленные металлические порошки. Киев : Наукова думка, 1980. 237 с.
2. **Ничипоренко О. С.** Формирование частиц порошка при распылении расплава водой. *Порошковая металлургия*. 1976. № 9. С. 5-10.
3. **Ничипоренко О. С.** О механизме диспергирования расплава водой. Труды XI Всесоюзн. конф. по порошковой металлургии : Сборник трудов ЛатНИТИ. Рига. 1975. Т. 2. С. 10.
4. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. Новосибирск : Наука, 1970. 660 с.
5. **Кутателадзе С. С.** Теплопередача при конденсации и кипении. Москва: Энергия, 1979. 284 с.
6. **Михеев М. А.**, Михеева И. М. Основы теплопередачи. Москва : Энергия, 1973. 319 с.
7. **Терновой Ю. Ф.**, Баглюк Г. А., Кудиевский С. С. Теоретические основы процессов распыления металлических расплавов; монография. Запорожье : РИО ЗГИА, 2008. 298 с.
8. **Зейгарник Ю. А.**, Ходаков К. А., Низовский В. Л., Шехтер Ю. Л. Микропузырьковое кипение: механизм процесса, задачи и методы исследований. *Теплофизика высоких температур*. 2009. Т. 47, № 5. С. 707-711.
9. **Ягов В. В.**, Забиров А. Р., Лексин М. А. Нестационарный теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости. *Теплоэнергетика*. 2015. № 11. С. 70-80.
10. **Теплообмен** в энергетических установках космических аппаратов / Б. М. Галицейский, Ю. И. Данилов, Г. А. Дрейцер и др. Москва : Наука, 1975. 271 с.
11. **Исаченко В. П.**, Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. Москва : Энергия, 1975. 483 с.
12. **Ничипоренко О. С.** Формообразование частиц порошка при распылении расплава водой. *Порошковая металлургия*. 1976. № 9. С. 5-10.
13. **Санин А. Ф.**, Ничипоренко О. С. Влияние давления воды на форму частиц порошка при распылении. Сообщение 1. Особенности теплообмена в факеле распыления при высоких давлениях энергоносителя. *Порошковая металлургия*. 1988. № 9. С. 1-5.
14. **Drop Impact** on Superheated Surfaces / T. Tran, H. J. Staat, A. Prosperetti etc. *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108, 036101.
15. **Мирошниченко И. С.** Закалка из жидкого состояния. Москва : Металлургия, 1982. 168 с.
16. **Способ получения** пассивированного порошка среднеуглеродистого ферромарганца. А.с. 1603649 СССР. А1 В22 F9/08; Заявл. 27.10.88, опубл. 27.10.89.

Терновой Юрій Федорович, доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри металургії, інженерний інститут Запорізького національного університету (Україна, Запоріжжя). E-mail: ferrous.metals@ukr.net

Панова Віра Олегівна, асистент, кафедра металургії, інженерний інститут Запорізького національного університету (Україна, Запоріжжя). E-mail: panova_vira@ukr.net

ВИМУШЕНИЙ ТЕПЛОБМІН І ШВИДКІСТЬ ОХОЛОДЖЕННЯ КРАПЕЛЬ ПІД ЧАС РОЗПИЛЕННЯ РОЗПЛАВУ ВОДОЮ

Розглянуто особливості теплообміну в умовах розпилення розплавів водою високого тиску. Оцінено параметри для різних режимів теплообміну. Теоретично підтверджено охолодження крапель у бульбашковому режимі кипіння.

Ключові слова: розпилення водою високого тиску, вимушена конвекція, коефіцієнт тепловіддачі, тепловий потік, кипіння, бульбашковий режим, швидкість охолодження

Ternovyi Yurii, Doctor of Technical Sciences, Manager of the Department of Metallurgy, Engineering Institute of Zaporizhzhia National University (Ukraine, Zaporizhzhia). E-mail: ferrous.metals@ukr.net

Panova Vira, Assistant, Metallurgy Department, Engineering Institute of Zaporizhzhia National University (Ukraine, Zaporizhzhia). E-mail: panova_vira@ukr.net

FORCED HEAT EXCHANGE AND COOLING RATE AT WATER ATOMIZATION OF MELTS

The formation of powder particles during atomization of metal melts with high pressured water occurs under conditions of significant cooling rates which determine both the geometric shape of the particles and their microstructure. To obtain powders with desired properties, it is necessary to know the influence of heat transfer conditions on the speed of solidification of particles. Due to the fact that the atomization zone contains about 10^7 particles per 1 cm^3 , it is impossible to experimentally determine the establishment of a particular heat transfer regime. The purpose of the work was to determine analytically the heat transfer regime when metal melt is atomized with high-pressured water as well as to analyze the effect of thermal physics of the atomization process on the solidification rate of metal droplets. The paper considers the fea-

tures of heat transfer in a metal drop-water-gas phase system. Based on the analysis of the known laws and phenomena of heat and mass transfer, heat transfer coefficients and heat flux densities for different heat transfer modes are estimated. The contributions of the conductive, convective, and radioactive components of heat transfer are estimated. It is shown that the fraction of heat transfer by radiation is not more than 0.1%. Theoretically, the cooling of droplets in the bubble mode of water boiling is confirmed. For tool steel, the particle cooling rate calculated on the basis of the heat transfer coefficient under the developed bubble regime shows values of the order of 10^6 K/s, that explains the observed in practice formation of the cellular structure of powders at atomization by high pressured water and confirms the correctness of the presented calculations. The results can be used to justify the thermal conditions for the production of powders with different structures, including amorphous.

Keywords: high-pressured water atomization, forced convection, heat transfer coefficient, heat flux, boiling, bubble mode, cooling rate

Стаття надійшла до редакції 27.05.2019 р.
Рецензент, проф. В.О. Скачков