

03;04

Нестационарное конвективное перемешивание в капле расплава, обтекаемой потоком плазмы

© О.П. Солоненко, И.П. Гуляев

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
СО РАН, Новосибирск
E-mail: solo@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 30 марта 2009 г.

Предложена простая феноменологическая модель, позволяющая учитывать нестационарное конвективное замешивание газа или тугоплавких твердых наночастиц из приповерхностного слоя капли расплава в ее объем, вследствие сдвигового течения, возникающего при ее обтекании потоком плазмы. Показано, что данное явление может значительно интенсифицировать массоперенос по сравнению с процессом диффузии.

PACS: 47.35.-i, 81.15.Rs

Многие процессы обработки порошковых материалов в термической плазме определяются степенью объемного газонасыщения расплавленных частиц размером в десятки микрон рабочим газом. К ним можно отнести, например, синтез *in situ* нитридов, карбидов и карбонитридов металлов в объеме капель металлических расплавов в течение времени их пребывания в плазменной струе, получение металлических порошков с помощью восстановления из оксидов в водород- и/или углеродсодержащей плазме, объемное окисление частиц при плазменном напылении в обычной атмосфере и т. д.

Все перечисленные процессы лимитируются интенсивностью массопереноса „плазма–капля расплава“ и последующего переноса реагента с поверхности в объем частицы, что в конечном итоге определяет степень их химического реагирования.

К другому классу процессов, определяемых однородностью перемешивания субстанций в объеме капли расплава, можно отнести: 1) получение порошков металлов и сплавов, объемно модифицированных нано- и субмикронными частицами тугоплавких соединений

(карбидов, боридов, нитридов и т.п.), концентрация которых составляет доли процента; 2) плазменную микрометаллургию и гетерогенную плазмохимию в каплях расплава, в которых взвешены ультрадисперсные твердые частицы с суммарным объемом, сравнимым с объемом исходной частицы-агломерата. В данном случае полное растворение твердых включений и выращивание концентрации растворенной компоненты в объеме отдельных капель обеспечивают полноту реакций синтеза, восстановления или окисления, а следовательно, качество целевого порошка [1].

Известные публикации, в которых численно исследуется нестационарный массоперенос в каплях расплавов при их обработке в плазменных потоках, основаны на диффузионном переносе субстанций в объеме частицы и, следовательно, не учитывают нестационарный конвективный перенос, индуцированный сдвиговым приповерхностным течением расплава, содержащим повышенную концентрацию нано- и субмикронных твердых включений размером $d_p \ll D_p$ (D_p — диаметр капли) или растворенного газа.

В этой связи развита простая инженерно-физическая модель нестационарного сдвигового течения в приповерхностном слое капли расплава, в условиях ее безотрывного обтекания плазменным потоком. Модель позволяет учесть перенос в объем капли субстанции (ультрадисперсные частицы, растворенный газ), сосредоточенной в ее приповерхностном слое.

Отметим, что при рассматриваемых режимах истечения плазменных струй для чисел Вебера $We_p = \rho_f D_p (\mathbf{w}_f - \mathbf{w}_p)^2 / \sigma_p$ и Рейнольдса $Re_p = \rho_f D_p |\mathbf{w}_f - \mathbf{w}_p| / \mu_f$ справедливы неравенства $We_p \ll 1$ и $Re_p < 10$ (ρ_f, μ_f — плотность и динамическая вязкость газа, σ_p — коэффициент поверхностного натяжения расплава, $\mathbf{w}_f, \mathbf{w}_p$ — вектор скорости газа и частицы) при размерах, например, частиц никеля $D_p = 10 - 100 \mu\text{m}$ (рис. 1). Это свидетельствует о том, что капли сохраняют сферическую форму, а их обтекание плазменным потоком носит безотрывный характер, который, согласно [2], имеет место при $Re_p < 24$.

Не загромождая описание модели излишними деталями, рассмотрим неподвижную сферическую каплю, обтекаемую в направлении оси z потоком плазмы, имеющим поперечную скорость w_{zf0} и температуру T_{f0} . В этом случае сила сопротивления F_p , действующая на частицу со

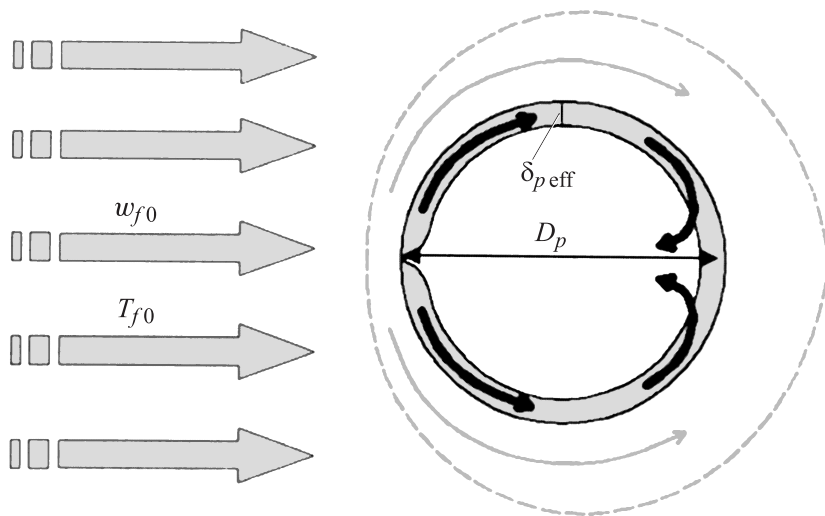


Рис. 1. Принципиальная схема нестационарного конвективного массопереноса в капле.

стороны несущего потока, имеет вид:

$$F_p = \frac{\rho_{f0} w_{z,f0}^2}{2} C_d(\text{Re}_p) \frac{\pi D_p^2}{4},$$

где $C_d(\text{Re}_p)$ — коэффициент сопротивления сферы, зависящий от числа Рейнольдса.

Известно [3], что в случае стоксова режима обтекания сферы ($\text{Re}_p < 1$) вклад касательных напряжений в общую величину силы сопротивления составляет две трети. В качестве первого приближения воспользуемся этим соотношением и для случая больших чисел Рейнольдса, отвечающим условиям безотрывного обтекания. Вводя далее эффективное значение касательного напряжения $\tau_{0,eff}$, равномерно распределенное по всей поверхности капли, и решая

уравнение

$$\begin{aligned} \frac{2}{3}F_p &= \tau_{0,eff} \int_{-R_p}^{R_p} \sin \varphi 2\pi r(x) dx \\ &= \frac{2\pi\tau_{0,eff}}{R_p} \int_{-R_p}^{R_p} (R_p^2 - x^2) dx = 2\pi D_p^2 \tau_{0,eff} / 3, \end{aligned}$$

будем иметь $\tau_{0,eff} = F_p / \pi D_p^2$ или $\tau_{0,eff} = C_d(\text{Re}_p) \rho_{f0} w_{z p0}^2 / 8$.

Для определения скорости расплава w_c на поверхности капли, будем исходить из равенства касательных напряжений на межфазной границе, т.е. $\tau_{0,eff} = \mu_p \frac{dw_p}{dr} |_{r=R_p} = 0$. Текущую толщину нестационарного пограничного слоя в расплаве определим как $\delta_p(t) = 4\sqrt{v_p t}$ [3]. Вводя эффективную толщину $\delta_{p,eff} = \delta_{p,eff}(t_c)$ пограничного слоя, полученную осреднением величины $\delta_p(t)$ в интервале времени $t \in [0; t_c]$ обновления поверхности капли, т.е.

$$\delta_{p,eff} = \frac{1}{t_c} \int_0^{t_c} \delta_p(t) dt = \frac{4\sqrt{v_p}}{\pi D_p / w_c} \int_0^{\pi D_p / w_c} \sqrt{t} dr = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\pi v_p D_p}{w_c}},$$

и определяя скорость w_c из аппроксимационного соотношения $\tau_{0,eff} \approx \mu_p(w_c - 0) / \delta_{p,eff}$, т.е. $w_c = \tau_{0,eff} \delta_{p,eff} / \mu_p$, окончательно получим выражения для $\delta_{p,eff}$ и w_c :

$$\delta_{p,eff} = \left(\frac{8v_p}{3} \sqrt{\frac{\pi \rho_p D_p}{\tau_{0,eff}}} \right)^{2/3}, \quad w_c = \left(\frac{8\tau_{0,eff}}{3\rho_p} \sqrt{\frac{\pi D_p}{v_p}} \right)^{2/3}.$$

Полученные выражения позволяют оценить эффективность конвективного перемешивания расплава в объеме капли, зависящего от времени ее пребывания в плазме и характерного времени $t_c = \pi D_p / w_c$ обновления поверхностного сдвигового слоя.

В качестве оценки времени пребывания частицы в плазме было использовано время t_m нагрева полностью расплавленной частицы от температуры плавления T_{pm} до температуры кипения T_{pb} [4], тогда число обновлений поверхности равно $N = t_m / t_c$. Определяя эффективность

процесса перемешивания как отношение общего объема расплава $N V_\delta$, перенесенного сдвиговым пограничным слоем за время t_m , к объему капли V_p , легко получить выражение для $N V_\delta/V_p$, имеющее вид

$$N V_\delta/V_p = N [1 - (1 - 2\delta_{p,eff})^3].$$

С использованием полученных модельных уравнений было проведено численное исследование влияния размера капли расплава и режимов ее обтекания различными плазмообразующими газами на скорость перемещения ее поверхности, эффективную толщину нестационарного сдвигового слоя, количество обновлений ее поверхности и эффективность объемного перемешивания (рис. 2). В расчетах использовалось значение кинематической вязкости частицы при температуре плавления. В реальных же условиях при нагреве расплава до температуры кипения вязкость снижается в несколько раз (например, для никеля — более чем в 4 раза), что приводит к увеличению скорости w_c и уменьшению эффективной толщины пограничного слоя.

Рассматривая насыщение жидкой частицы никеля плазмообразующим газом (азотом), определим плотность диффузионного потока газа на поверхности частицы как $j_r = -D \frac{\partial C}{\partial r} = -\beta(C_f - C_s(t))$, где D — коэффициент диффузии газа в никеле, C — концентрация газа в расплаве, индексы f и s отвечают параметрам в плазменном потоке и на поверхности частицы соответственно. Коэффициент массообмена определяется зависимостью $\beta = \frac{D_{N_2}}{D_p} (2 + 0.6 \text{Re}_p^{0.5} Sc^{0.3})$, где D_{N_2} — коэффициент самодиффузии азота, а число Шмидта равно $Sc = \mu_f / (\rho_f D_{N_2})$. Воспользовавшись аппроксимацией $\frac{\partial C}{\partial r} \approx \frac{C_s(t) - 0}{\delta_D(t)}$ и предполагая, что толщина диффузионного пограничного слоя $\delta_D(t) = c_1 \sqrt{Dt}$ (c_1 — константа), получим выражение для плотности потока $j_r = -C_f / (c_1 \sqrt{\frac{t}{D} + \frac{1}{\beta}})$, осредняя которое на временном промежутке $[0, \tau]$, будем иметь:

$$\bar{j}_r(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau j_r dt = -\frac{2C_f}{c_1 \tau} \left[\sqrt{\tau D} - \frac{D}{c_1 \beta} \ln \left(c_1 \beta \sqrt{\frac{\tau}{D} + 1} \right) \right].$$

Концентрация азота в потоке определяется как $C_f = \rho_{f0}/m_0$, где m_0 — молекулярная масса. Тогда полная масса газа, захваченного металлической частицей за время t_m пребывания в жидком состоянии, определяется выражением $m_{N_2} = \bar{j}_r(t_m) m_0 \pi D_p^2 t_m$.

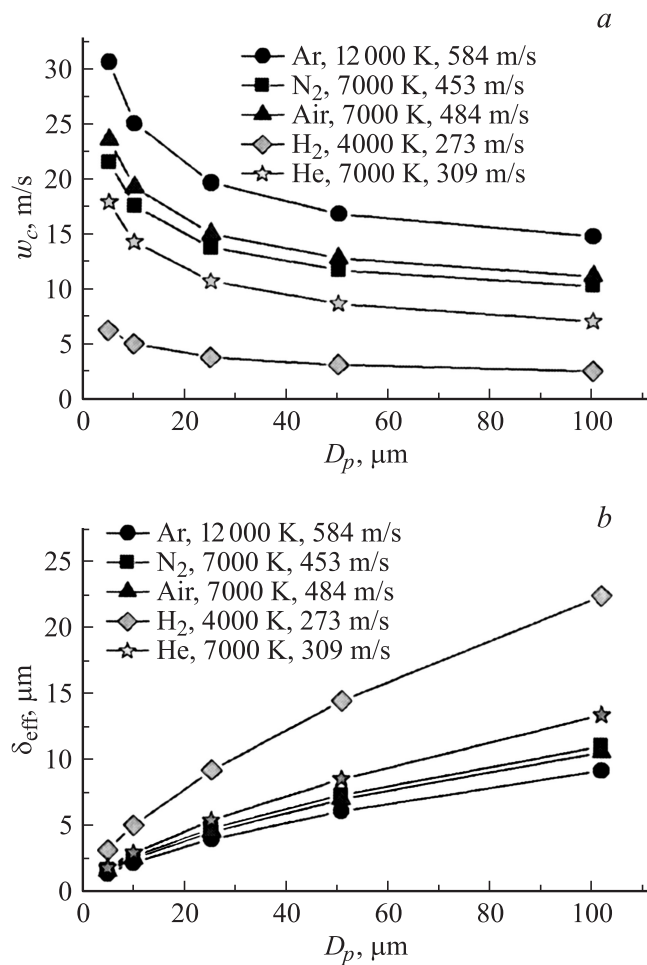


Рис. 2. Расчетные кривые для скорости перемещения поверхности капли (a), эффективной толщины сдвигового слоя (b), количества обновлений поверхности капли (c) и относительной степени перемешивания расплава (d) в зависимости от диаметра частицы и режимов ее обтекания различными плазмообразующими газами.

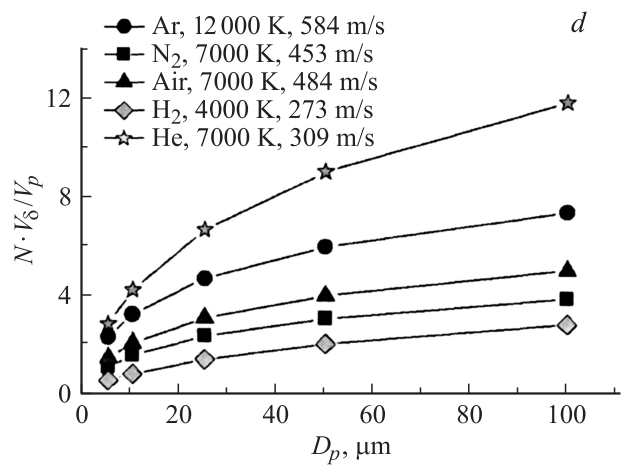
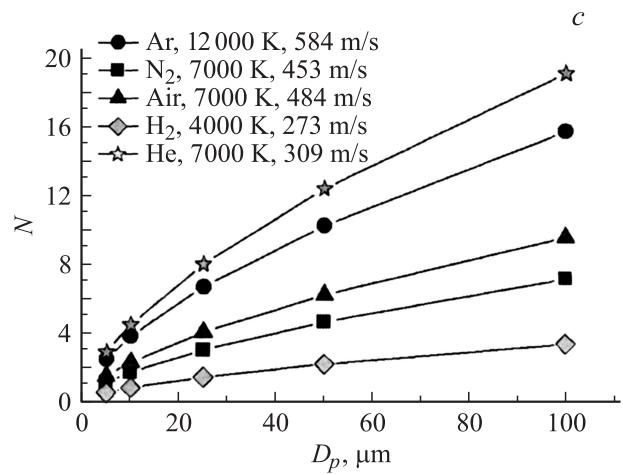


Рис. 2 (продолжение).

Полученные зависимости позволяют рассчитывать количество захваченного газа при различных режимах массообмена:

1) диффузионный режим: конвекция отсутствует, перенос азота осуществляется только за счет диффузионного механизма, при этом

средний поток \bar{j}_r следует вычислять для времени t_m пребывания в жидком состоянии;

2) конвективно-диффузионный режим: поверхностный слой жидкой частицы постоянно обновляется, поэтому средний поток газа вычисляется на промежутке времени t_c ; считается, что после каждого обновления поверхности концентрация азота в поверхностном слое принимает начальное значение и насыщение начинается сначала.

При рассмотренных условиях в выражении для осредненного диффузионного потока доминирует первый член, пропорциональный квадратному корню от времени, поэтому отношение интенсивности газонасыщения для второго и первого режимов

$$k = \frac{\bar{j}_r(t_c)}{\bar{j}_r(t_m)} = \frac{\bar{j}_r(t_c)}{\bar{j}_r(Nt_c)} \approx \sqrt{N},$$

где N — определенное ранее количество обновлений поверхности за все время t_m . Таким образом, увеличение интенсивности газонасыщения за счет конвективного перемешивания материала не зависит от коэффициента диффузии, а определяется количеством обновлений поверхности частицы за время пребывания в жидком состоянии.

Развитая модель представляет принципиальный интерес для оптимизации режимов плазменной обработки порошковых материалов, в частности модифицированных наночастицами тугоплавких соединений (карбидов, нитридов, и т.п.), с целью их гомогенизации в объеме капли расплава. Она может быть легко адаптирована к задаче Коши для расчета движения, нагрева и фазовых превращений одиночной частицы в конкретном потоке плазмы с известным полем скоростей и температуры.

Представленная работа выполнена при частичной поддержке президиума СО РАН в рамках проекта 7 „Плазменно-механический синтез металлокерамических порошковых материалов с регулируемой нано-, субмикро- и микроструктурой“, выполняемого в рамках программы № 11 президиума РАН „Фундаментальные проблемы механики взаимодействий в технических и природных системах“ на 2009–2011 гг.

Список литературы

- [1] *Solonenko O.P., Poluboyarov V.A., Cherepanov A.N.* // Proc. of 5th Intern. Conf. of Flow Dynamics. 17–19 November 2008, Sendai, Japan, P. OS2–3.
- [2] *Ван-Дайк М.* Альбом течений жидкости и газа / Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 184 с. (*Van Dyke M.* An album of fluid motion. Stanford: The Parabolic Press, 1982.)
- [3] *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя / Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 711 с. (*Schlichting H.* Grenzschicht-Theorie. Karlsruhe: Verlag G. Braun, 1964.)
- [4] *Жуков М.Ф., Солоненко О.П.* Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов / Отв. ред. В.Е. Накоряков. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1990. 516 с.