

Таким образом, исследование взаимодействия металлизированных окатышей с ваграночной атмосферой показали необходимость защиты металлизированного продукта от окисления и довосстановления остаточных окислов железа при плавке. Разработанный процесс плавки в вагранке брикетированных металлизированных окатышей, наряду с известными преимуществами металлизированной шихты, позволяет снизить угар железа, сократить расход ферросплавов и кокса и повысить технико-экономические показатели работы плавильного агрегата.

УДК 621.365.62

Н.А. СВИДУНОВИЧ, д-р.техн.наук (БТИ)

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ НАГРЕВА ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕ

Предполагается, что в высокотемпературном потоке плазмы частица проходит 4 стадии: нагрев, плавление, перегрев жидкой фазы и испарение. Все теплофизические свойства частицы и потока плазмы известны. Требуется найти распределение температуры по координатам x , y , z внутри частицы в любой момент времени для четырех стадий и определить закон изменения толщины расплавленной и испарившейся фазы во времени. Для прикладных расчетов эту задачу можно решить приближенными методами, основанными на исключении из дифференциальных уравнений некоторых переменных [1]. Температурное поле частицы конечных размеров, когда ее температура есть функция четырех переменных координат x , y , z и времени, связано с решением дифференциального уравнения теплопроводности. Основная трудность решения данной задачи состоит в том, что граничные условия с учетом сложной конфигурации частицы относят ее к плану нелинейных задач. Так как частицы дисперсных материалов имеют сложную конфигурацию, то под микроскопом изучались площади, проекции объемов, размеры частиц порошкообразных материалов; было установлено, что критерий конфигурации изменяется в пределах от 1,5 до 3. При решении задачи о распределении температуры в частице сложной конфигурации необходимо учитывать форму частиц, умножая коэффициент теплообмена a на критерий конфигурации A [1]. Данный прием позволяет в расчетах теплового режима частиц сложной конфигурации перейти к частице классической формы — к шару. Теплофизические параметры частицы принимаем постоянными, не зависящими от температуры. Распределение температуры в твердой частице в любой момент времени можно определить из решения дифференциального уравнения. Расчеты, проведенные для различных материалов, показывают, что кинетика нагрева частицы существенно зависит от ее радиуса. Эта зависимость с достаточной степенью точности описывается параболическим уравнением, показатель степени которого будет определять характер кривой.

Для инженерных расчетов нужны простые формулы, чтобы определять время нагрева порошкообразных материалов до температуры плавления, в процессах плавления и испарения с учетом граничных условий III рода.

Рассмотрим три случая, когда $Bi \gg 1$; $Bi \approx 1$; $Bi \ll 1$.

1. Частица нагревается в условиях большой интенсивности теплообмена, т.е. соблюдается условие $Bi \gg 1$. Температура частицы порошка становится мгновенно равной температуре плазмы. Процесс ее нагрева, плавления, перегрева происходит одновременно. С целью упрощения дальнейших рассуждений разобьем весь процесс на пять стадий:

а) нагрев твердой частицы с момента времени $\tau = 0$ от края до центра сопровождается одновременным плавлением, перегревом и испарением и заканчивается при τ_I (рис. 1, а);

б) нагрев частицы до температуры плавления располагается в интервале от τ_I до τ_{II} (рис. 1, б);

в) плавление частицы до центра происходит с подводом теплоты плавления и заканчивается при τ_{III} (рис. 1, в);

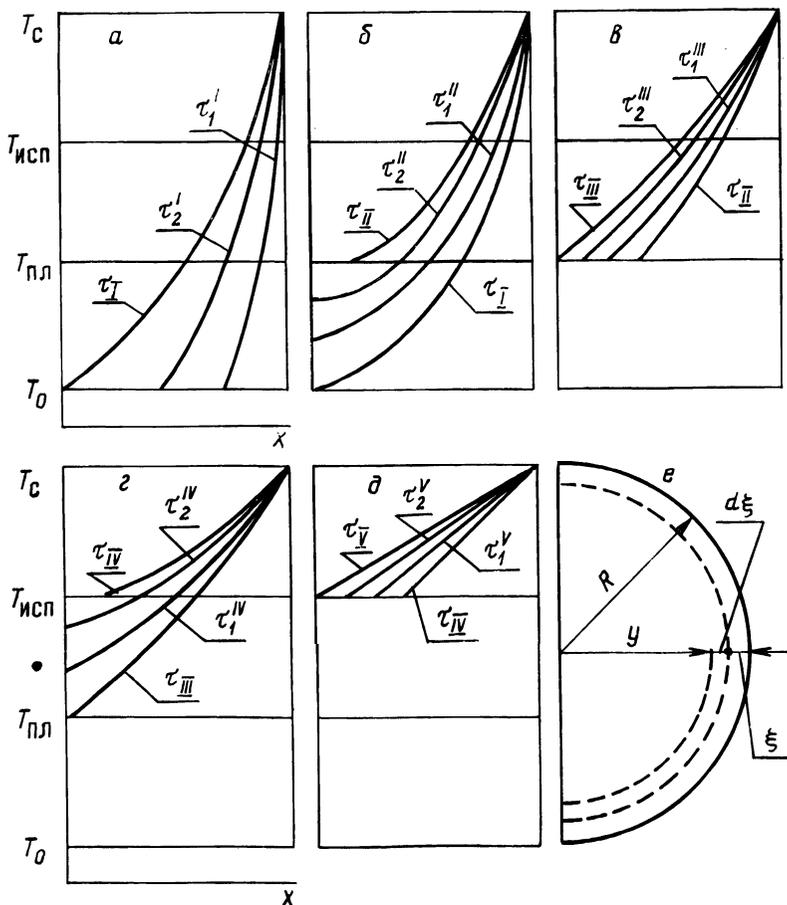


Рис. 1. Кинетика нагрева частицы при $Bi > 1$.

г) нагрев жидкой капли до температуры испарения располагается в интервале времени от τ_{III} до τ_{IV} (рис. 1, г);

д) полное испарение требует дополнительного подвода теплоты и заканчивается при τ_V (рис. 1, д).

Следовательно, при большой интенсивности теплообмена все эти процессы накладываются друг на друга и поэтому их невозможно рассматривать как независимые.

2. Среднее значение $Bi \approx 1$. В этих условиях температурный перепад является величиной одного порядка с температурным напором. Процесс можно представить в виде семи стадий:

а) нагрев частицы до ее центра от $\tau = 0$ до τ_I (рис. 2, а);

б) нагрев частицы до начала плавления в интервале от τ_I до τ_{II} (рис. 2, б);

в) нагрев до температуры плавления центра частицы от τ_{II} до τ_{III} (рис. 2, в);

г) плавление полностью всей частицы происходит с подводом теплоты плавления и заканчивается при τ_{IV} (рис. 2, г);

д) нагрев жидкой капли до температуры начала ее полного испарения от τ_{IV} до τ_V (рис. 2, д);

е) нагрев жидкой капли до начала ее испарения в интервале от τ_V до τ_{VI} (рис. 2, е);

ж) испарение требует подвода дополнительной теплоты (рис. 2, ж).

При средней относительной интенсивности теплообмена задачу приходится рассматривать во всей ее сложности. В данном случае температурное поле частицы аналитически можно описывать уравнением параболы II порядка, а температуру среды, окружающей поверхности частицы, принять постоянной [2].

3. При относительно малой интенсивности теплообмена, когда $Bi \ll 1$, температурный перепад (внутри тела) невелик по сравнению с температурным напором. Подводимое тепло быстро растекается по всей частице, в результате чего повышение температуры частицы практически равномерно, парабола в этом случае вырождается в горизонтальную прямую. В этом случае температурным перепадом можно пренебречь и рассматривать задачу как внешнюю с учетом только температурного напора. В результате оказывается возможным рассматривать процессы нагрева, плавления, перегрева и испарения частицы независимо одно от другого. При этом достигается наибольшее упрощение задачи, так как тепловое сопротивление частицы вполне определяется одним значением температуры [1,2]. Температурное поле частицы состоит из четырех стадий:

а) нагрев частицы по всему объему до температуры плавления (рис. 3, а);

б) плавление частицы при $T_{пл} = T = \text{const}$ (рис. 3, б);

в) прогрев жидкой фазы частицы при $T_{пер} - T_{пл}$ (рис. 3, в);

г) испарение жидкой фазы (рис. 3, г).

Критерий Био при плазменном нагреве порошка по данным колеблется в широких пределах в зависимости от материала порошка и плазмообразующего газа – от 0,004 (вольфрам в аргонной плазме) до 5,5 (нагрев порошка окиси циркония в водородной плазме). При нагреве почти всех соединений в

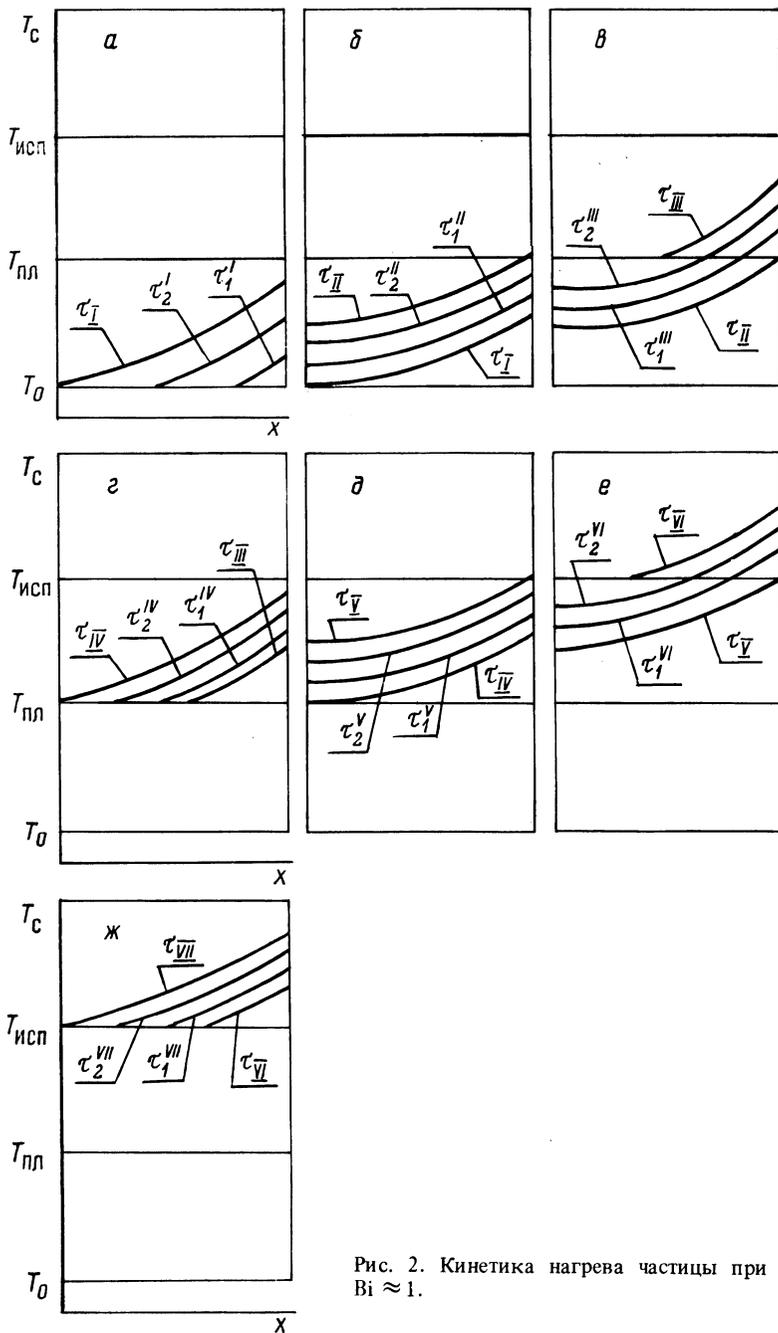


Рис. 2. Кинетика нагрева частицы при $Bi \approx 1$.

аргоновой плазме, металлических порошков в азотной плазме значение критерия Био меньше 0,1, т.е. удовлетворяется ранее принятое условие при решении задачи [3].

Решение уравнений теплового баланса для каждой стадии позволяет получить формулы для определения длительности каждой стадии процесса:

$$-c \rho v dv = a AFV d\tau; \quad v = T_c - T,$$

$$dV = -dT \left(\text{для шара } A = \frac{F}{\sqrt{36 \pi V^3}} \right) \text{ или } -\frac{dV}{V} = \frac{a AF}{C \rho V}.$$

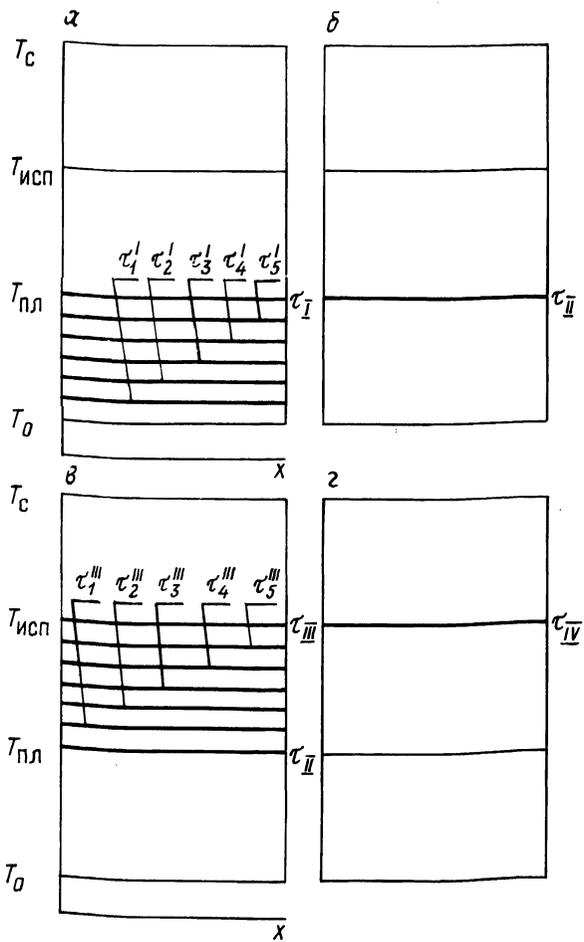


Рис. 3. Кинетика нагрева частицы при $Bi \ll 1$.

Интегрируя эти уравнения, а также выразив поверхность и объем частицы через радиус, найдем:

$$\tau_1 = \tau_{\text{нач}} = \frac{\ln \frac{T_c - T_0}{T_c - T_{\text{пл}}}}{B} ; B = \frac{aAF}{C\rho V} .$$

При $\Delta T_{\text{пл}} = 0$ $aFV d\tau = 4\pi (R - \xi)^2 ; d\xi^2 \rho r_{\text{пл}} .$

Интегрируя уравнение и подставив начальные условия, получаем, что при $\tau = \tau_{\text{пл}}$

$$\tau_2 = \tau_{\text{пл}} = \frac{4\pi \rho r_{\text{пл}} R^3}{3 a F V_{\text{пл}}} .$$

При $\Delta T_{\text{пл}} = 0$

$$\tau_2' = \tau_{\text{пл}}' = \frac{\ln \frac{T_c - T_{\text{сол}}}{T_c - T_{\text{лик}}}}{B'} ; B' = \frac{aF}{a r_{\text{сл.эфф}} V} .$$

3. Перегрев жидкой фазы обозначим $V_{\text{лик}} = T_c - T_{\text{лик}}$. Запишем уравнение теплового баланса: $-\rho'CVdV = aFV_{\text{лик}} = d\tau$.

Разделив переменные и проинтегрировав уравнение, находим:

$$\tau_3 = \tau_{\text{пер}} = \frac{\ln \frac{T_c - T_{\text{лик}}}{T_c - T_{\text{исп}}}}{B''} ; B'' = \frac{aF}{\rho' C' V'}$$

4. Испарение частицы

$$a V_{\text{исп}} 4\pi (R - \xi)^2 d\tau = 4\pi (R - \xi)^2 \rho' r_{\text{исп}} .$$

После интегрирования получим формулу для расчета времени испарения частицы в плазме:

$$\tau_4 = \tau_{\text{исп}} = \frac{\rho r_{\text{исп}} R}{a (T_c - T_{\text{исп}})} .$$

Расчеты, которые выполнены по полученным формулам для различных типов материалов, показывают, что наибольшее количество времени и соответственно тепла затрачивается на испарение частицы.

В данной статье приведены следующие обозначения: T — температура ; C_1 — удельная теплоемкость ; ρ, ρ' — плотность в твердом и жидком состояниях ; λ — коэффициент теплопроводности ; a — коэффициент теплопередачи ; τ — время ; V — объем частицы ; T_c ; T_p ; $T_{\text{пл}}$; $T_{\text{исп}}$ — температура среды, порошка, плавления и испарения частицы соответственно ; ξ — толщина расплавленного слоя ; $r_{\text{сп}}$ — спектральная теплота плавления ; $T_{\text{спл}}$; $T_{\text{лик}}$ — температура точек солидус и ликвидус ; $r_{\text{сп.эфф}}$ — спектральная эффективная теплота плавления ; $r_{\text{исп}}$ — спектральная теплота испарения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вейник А.И. Приближенный расчет процессов теплопроводности. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1959. — 184 с. 2. Вейник А.И. Теория затвердевания отливок. — М.: Машгиз, 1960. — 435 с. 3. Николаев А.В. Плазменно-дуговой нагрев вещества—В кн.: Плазменные процессы в металлургии и технологии неорганических веществ. М.: Наука, 1973. — 273 с.

УДК 621.746:620.192.47

Д.Н. ХУДОКОРМОВ, д-р техн.наук,
С.В. ДОРОЖКО, И.В. ДОРОЖКО, канд.техн.наук (БПИ)

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕГРЕВА И ВРЕМЕНИ ВЫДЕРЖКИ НА ИЗМЕНЕНИЕ ВЯЗКОСТИ И ЖИДКОТЕКУЧЕСТИ ВЫСОКОУГЛЕРОДИСТЫХ СПЛАВОВ ЖЕЛЕЗА

Жидкотекучесть чугуна определялась способом вакуумного всасывания [1] в кварцевые трубки $\varnothing 2,6 \pm 0,01$ мм при разрежении 1330 Па. Кинематическая вязкость оценивалась по затуханию крутильных колебаний тигля с расплавом, подвешенного на упругой нити [2]. Исследования проводились на сплавах, синтезированных в лабораторных условиях на базе особо чистых компонентов (карбонильное железо ОЧЖ 13-2, реакторный графит, полупроводниковый кремний КДА-0, 0,45) с углеродным эквивалентом 4,0; 4,3; 4,5; 4,7; 4,9 %.

Неоднократное повторение опытов при температуре заливки 1350 °С и незначительном времени выдержки подтверждает, что максимум жидкотекучести соответствует углеродному эквиваленту $C_E = 4,7$ %. Наибольшей жидкотекучестью обладают сплавы эвтектического состава [3]. С целью выяснения причин подобного аномального "сдвига" жидкотекучести была произведена полуторачасовая выдержка сплавов в нейтральной атмосфере при температуре 1350 °С. В процессе выдержки у сплавов 4,0 и 4,3 % C_E жидкотекучесть увеличивается. В заэвтектическом сплаве с 4,5 % C_E вначале отмечается некоторое возрастание жидкотекучести, затем она снижается. У сплава с 4,7 % C_E жидкотекучесть существенно уменьшается. При выдержке более 60 мин максимум жидкотекучести соответствует эвтектическому составу. Все другие сплавы при этих условиях имеют меньшую жидкотекучесть.

Влияние термовременной обработки на смещение максимума жидкотекучести связано, вероятно, с изменением степени микрогетерогенности сплавов, обусловленной наличием в них в первоначальный момент после расплавления в большом содержании частиц тугоплавкой фазы (графита).

Если предположить, что в заэвтектическом чугуне с 4,7–4,8 C_E около 0,4–0,5 % С находится в виде нерастворимых частиц, то "эффективная" количество углерода в растворе составит $\sim 4,3$ %. Этой концентрации соответствует максимум жидкотекучести. При выдержке происходит постепенное растворение графитных частиц, вызывающее концентрационный сдвиг жидкотекучести относительно равновесной диаграммы состояния: в до- и эвтектическом сплаве она повышается, а в заэвтектических ухудшается в соответствии с увеличивающимся интервалом кристаллизации.