

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС ПРИ СУШКЕ ДИСПЕРСНОГО МАТЕРИАЛА ПЕРЕГРЕТЫМ ПАРОМ В ПНЕВМОТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЕ

АННОТАЦИЯ

Выполнено математическое моделирование циклической сушки дисперсного материала, движущегося в восходящем и нисходящем потоках перегретого пара. Установлена зависимость влагосодержания частиц от режимных параметров пневмотранспортной системы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сушка перегретым паром из-за известных преимуществ (инертный теплоноситель с теплоемкостью примерно в два раза превышающей теплоемкость воздуха, объединение в одном аппарате двух и более процессов, исключение во многих случаях предварительной термообработки сырья и т.д.) является рациональным способом сушки различных материалов [1].

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА

На рис. 1 схематично показан i -й цикл процесса, состоящего из сушки влажного дисперсного материала в восходящем (а) и нисходящем (б) потоках пара.

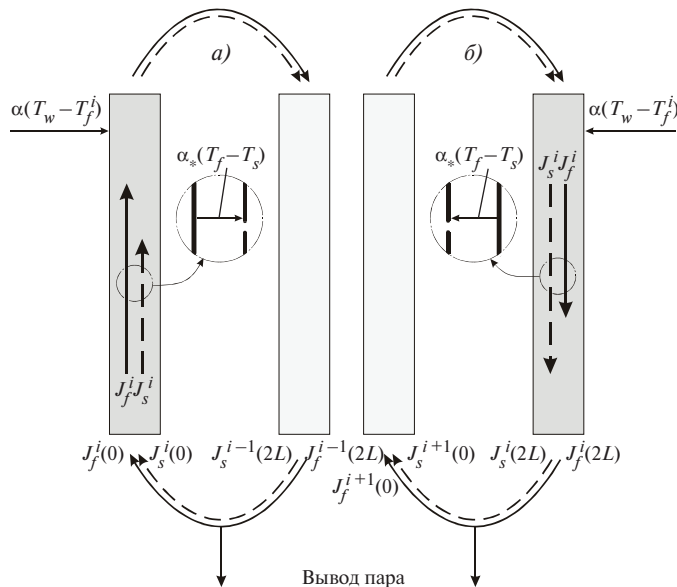


Рис. 1. Схема циклического процесса сушки дисперсного материала во взвешенном слое: а – первая, б – вторая половина цикла, сплошные линии – газ, пунктирные – частицы

2.1. Основные допущения

Допущения, которые положены в основу физической модели процесса, следующие:

- процесс протекает в режиме падающей скорости сушки;
- при температуре частиц меньше критической температуры пара учитывается его конденсация на поверхности частиц, последующее удаление сконденсировавшейся влаги происходит в режиме постоянной скорости сушки;
- температура выходящего из частиц пара равна температуре частиц;
- в системе поддерживается постоянное давление;
- кондуктивным переносом тепла пренебрегаем;
- сушка происходит в условиях внешней задачи;
- пренебрегается потерей импульса частицы при переходе из одного стояка в другой (см. рис. 1).

2.2. Математическая формулировка

1. Уравнение неразрывности для твердых частиц.

$$\frac{d(\rho_s(1-\varepsilon)u_s)}{dx} = \rho_s^0(1-\varepsilon)u_s \frac{d\bar{c}_s}{dx}, \quad (1)$$

где $\rho_s = \rho_s^0(1 + \bar{c}_s)$.

2. Уравнение движения твердой частицы.

Сила, действующая на частицу со стороны газового потока, рассчитывается на основе известной формулы Эргана [2]. Уравнение движения частицы переменной массы (уравнение Мещерского) имеет вид [3] (в предположении, что относительная скорость выходящего из частицы пара равна нулю)

$$u_s(1 + \bar{c}_s) \frac{du_s}{dx} = \mp g(1 + \bar{c}_s) + \text{sign}(\text{Re}_f) \frac{\mu_f^2}{\rho_s^0 \rho_f d^3} \times \left(150 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} |\text{Re}_f| + 1.75 \frac{1}{\varepsilon^3} (\text{Re}_f)^2 \right) \quad (2)$$

3. Уравнение неразрывности для пара.

$$\rho_f \frac{du_f}{dx} = -\rho_s^0(1-\varepsilon)u_s \frac{d\bar{c}_s}{dx} - u_f \frac{d\rho_f}{dT_f} \frac{dT_f}{dx}, \quad (3)$$

где $d\rho_f/dT_f = -\rho_f^0 T_f^0 / T_f^2$ считая, что пар идеальный газ.

4. Уравнение теплопроводности для пара.

$$\rho_f c_f u_f \frac{dT_f}{dx} = -\frac{2\alpha}{R}(T_f - T_w) + \frac{6(1-\varepsilon)}{d} \times \alpha_*(T_s - T_f) + \rho_s^0(1-\varepsilon)u_s(1-U_T)c_f(T_f - T_s) \frac{d\bar{c}_s}{dx}. \quad (4)$$

5. Уравнение теплопроводности для частиц.

$$\rho_s^0 c_s u_s \left(1 + \hat{c}_s \frac{c_L}{c_s} \right) \frac{dT_s}{dx} = \frac{6\alpha_*}{d} (T_f - T_s) + \rho_s^0 u_s (q + (c_L - c_f)(T_{cr} - T_s) + U_T c_f (T_f - T_s)) \frac{d\hat{c}_s}{dx} \quad (5)$$

6. Кинетическое уравнение.

$$\rho_s^0 (1 - \varepsilon) u_s \frac{d\hat{c}_s}{dx} = - \frac{6(1 - \varepsilon)}{d} \beta \rho_s^0 \hat{c}_s (1 - U_T)(1 - U_c) + \frac{6(1 - \varepsilon)}{d} \tilde{\alpha} \frac{(T_f^{cr} - T_s)}{q + c_L (T_{cr} - 273)} U_T U_c + \frac{6(1 - \varepsilon)}{d} \alpha_* \frac{(T_s - T_f)}{q + (c_L - c_f)(T_{cr} - T_s)} U_c (1 - U_T). \quad (6)$$

Вид кинетического уравнения в условиях конденсации влаги получен из балансного соотношения

$$\rho_s^0 (1 - \varepsilon) u_s (q + c_L (T_{cr} - 273)) \frac{d\hat{c}_s}{dx} = \frac{6(1 - \varepsilon)}{d} \tilde{\alpha} (T_{cr} - T_s), \quad (7)$$

которое представляет величину теплового потока, поступающего в частицы через пленку конденсата. Кроме этого в (6) введением последнего слагаемого учтено испарение сконденсировавшейся на частицах влаги в режиме постоянной скорости сушки, когда все тепло, поступающее в частицы, расходуется на испарение свободной влаги.

Граничные условия с учетом цикличности (i – номер цикла) имеют вид (см. рис. 1)

$$\begin{aligned} T_f^1(0) &= T_f^0; & T_f^i(0) &= T_f^{i-1}(2L), \\ T_s^1(0) &= T_s^0; & T_s^i(0) &= T_s^{i-1}(2L), \\ \varepsilon^1(0) &= \varepsilon_0; & \varepsilon^i(0) &= \varepsilon^{i-1}(2L), \\ \hat{c}_s^1(0) &= \hat{c}_s^0; & \hat{c}_s^i(0) &= \hat{c}_s^{i-1}(2L), \\ u_f^1(0) &= \frac{u_f^0}{\varepsilon_0} - \frac{(u_t^*)}{\varepsilon_0}; & u_s^i(0) &= u_s^{i-1}(2L), \\ u_f^i(0) &= u_f^0; & u_f^i(0) &= u_f^0 \frac{T_f^{i-1}(2L)}{T_f^0}, \quad i = 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (8)$$

В рамках данной модели полагается, что весь избыток пара, образовавшийся за цикл, удаляется в конце его, поддерживая постоянство массового расхода пара.

3. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Величины коэффициентов теплообмена α и α_* определяются по следующим зависимостям [5], [6]:

$$\frac{\alpha d}{\lambda_f} = 0.078 \text{Re}^{0.66} \mu^{0.45} + \frac{d}{\lambda_f} \sigma_0 \frac{(T_{fb}^2 + T_w^2)(T_{fb} + T_w)}{1/\varepsilon_w + 1/\varepsilon_{fb} - 1} \quad (9)$$

$$\frac{\alpha_* d}{\lambda_f} = 2 + 0.6(|\text{Re}_r|/\varepsilon)^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad |\text{Re}_r|/\varepsilon < 200. \quad (10)$$

Коэффициент теплообмена при конденсации влаги [7]

$$\tilde{\alpha} = \frac{\lambda_L}{\delta}. \quad (11)$$

Толщину пленки конденсата можно определить из балансового соотношения

$$\pi d^2 \rho_L \delta = \frac{\pi d^3}{6} \rho_s^0 (\hat{c}_s - \hat{c}_s^0). \quad (12)$$

С учетом (12) для расчета $\tilde{\alpha}$ имеем следующую зависимость:

$$\tilde{\alpha} = \frac{6\lambda_L \rho_L}{d \rho_s^0 (\hat{c}_s - \hat{c}_s^0)}. \quad (13)$$

Функциональная зависимость эффективной скорости сушки (β) оценивалась на основе предположения о подобии процессов межфазного тепло – и массообмена в условиях внешней задачи (гипотеза е), когда основное сопротивление переносу пара представляет его диффузия с поверхности частицы в объем.

$$\text{Sh} \cong A \cdot \text{Nu}_* \frac{\rho_f^0}{\rho_s^0}, \quad (14)$$

где $\text{Sh} = \beta d / D_f$. Для β из (14) имеем

$$\beta = A \text{Nu}_* \frac{D_f \rho_f^0}{d \rho_s^0}. \quad (15)$$

Безразмерный параметр A таким образом играет роль единственного “подгоночного” параметра модели. Его величина определяется по обычной методике путем сопоставления опытных и расчетных величин $\hat{c}_s(x)$.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Результаты численного моделирования процесса сушки представлены на рис. 2-3. Отметим, что одному циклу ($\Delta N = 1$) соответствует $\Delta x = 2L$. Исходные величины базового варианта даны в таблице 1. Для определения нижней границы существования пневмотранспорта (скорости завала u_b) использовалась формула [8] ($J_s^* = J_s^0 / \rho_f u_t$)

$$\frac{u_b - u_t}{u_t} = 0.02 J_s^*. \quad (16)$$

На основе (16) получено выражение для минимального массового расхода пара

$$\left(J_f^0 \right)_{\min} = J_s^0 \frac{1 + 0.02 J_s^*}{J_s^*}. \quad (17)$$

Разрывный характер функций $u_f(N)$ объясняется удалением избытка пара в конце каждого цикла (см. условие (8)). Рис. 2 соответствует базовому варианту. Основные закономерности сушки, полу-

ченные в настоящей работе, представлены на рис. 3. Как видно, наибольшее влияние на интенсивность сушки оказывает диаметр частиц и их начальная влажность (рис. 3а, 3б). Влияние начальной температуры частиц больше сказывается на начальном участке. Далее это влияние ослабевает (рис. 3в). Величина массового потока частиц в исследованном диапазоне изменения параметров практически не оказывает влияния на зависимость $\hat{c}_s(N)$ (рис. 3д). Интересный, довольно неожиданный и важный для практической реализации процесса вывод о малом влиянии начальной температуры пара следует из анализа рис. 3г. Такую зависимость $\hat{c}_s(T_f^0, N)$ можно объяснить противоположным влиянием T_f^0

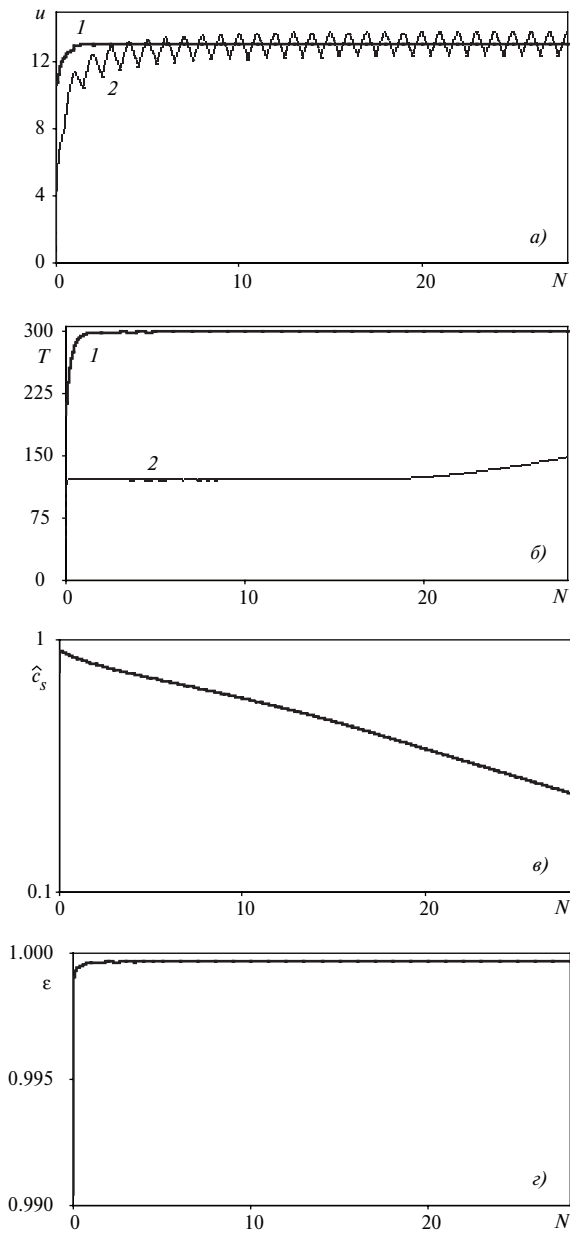


Рис. 2. Зависимости скорости (а), температуры фаз (б), влагосодержания (в) и порозности дисперсного потока (г) от количества циклов (базовый вариант). 1 – пар, 2 – частицы

на определяющие сушку факторы. Действительно, с ростом T_f^0 увеличивается вязкость пара. Это приводит к падению относительной скорости фаз, определяющей величины коэффициентов тепло- и массообмена влажной частицы с потоком пара. С другой стороны рост его температуры приводит к увеличению потенциала переноса $T_f^0 - T_s^0$.

Таблица 1. Исходные данные для расчета процесса сушки перегретым паром (базовый вариант)

Стояк	L	2	м
	R	0.015	м
	T_w	573	К
	ε_w	0.8	
Частицы	d	0.002	м
	c_s	2700	Дж/кг•К
	\hat{c}_s^0	0.75	
	ρ_s^0	420	кг/м ³
	T_s^0	323	К
Двухфазный поток			
	ε^0	0.4	
	ε_f	0.9	
Расходы			
	J_f^0	10	кг/м ² •с
	J_s^0	3	кг/м ² •с
Пар ($p=2$ атм., $T_f^{cr} = 393$ К)			
	λ_f	0.0337	Вт/м•К
	ρ_f^0	0.926	кг/м ³
	ν_f	1.71×10^{-5}	м ² /с
	c_f	2046	Дж/кг•К
	D_f	2.31×10^{-5}	м ² /с
	Pr	0.967	
	Sc	0.74	
	T_f^0	473	К
	u_f^0	10.8	м/с
	A	0.5	
Вода	λ_L	0.55	Вт/м•К
	ρ_L	1000	кг/м ³
	c_L	4215	Дж/кг•К

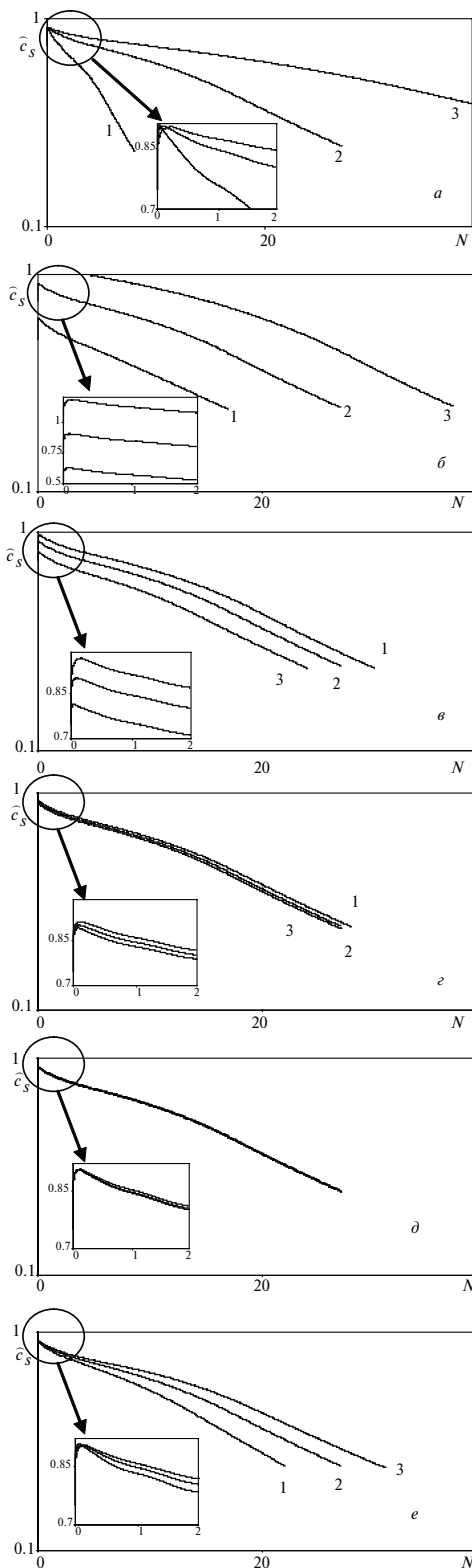


Рис. 3. Зависимости влагосодержания дисперсного материала от количества циклов при различных значениях: диаметра частиц (а, 1 – $d=1$ мм, 2 – 2, 3 – 3), начального влагосодержания (б, 1 – $\bar{c}_s^0=0.5$, 2 – 0.75, 3 – 1), начальной температуры частиц (в, 1 – $T_s=293$ К, 2 – 323, 3 – 363), начальной температуры пара (г, 1 – $T_f=373$ К, 2 – 423, 3 – 473), массового потока частиц (д, 1 – $J_s^0=1$ кг/(м²·с), 2 – 3, 3 – 5), массового потока пара (е, 1 – $J_f^0=8$ кг/(м²·с), 2 – 10, 3 – 12)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате данной работы сформулирована физическая модель процесса сушки дисперсного материала перегретым паром в пневмотранспортной системе. Численный анализ математической модели позволил установить влияние различных параметров системы на характер процесса сушки. Простота модели и учет основных факторов, влияющих на процесс конвективной сушки, позволяют эффективно использовать ее для практических расчетов.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

c_f, c_L, c_s – удельные теплоемкости пара, воды и твердых частиц, Дж/(кг К);

\bar{c}_s – влагосодержание частиц;

$J_s = \rho_s(1-\varepsilon)u_s$ – массовый расход частиц, кг/(м²·с);

L – высота стояка, м;

N – количество циклов;

$Re = u_f d / (\varepsilon \nu_f)$, $Re_r = u_r d / \nu_f$ – числа Рейнольдса;

T_f, T_s, T_w – температуры пара, частиц и стенки, К;

$U_T = 1(T_s \leq T_{cr})$, $U_T = 0(T_s > T_{cr})$;

$U_c = 1(\bar{c}_s \geq \bar{c}_s^0)$, $U_c = 0(\bar{c}_s < \bar{c}_s^0)$;

u_f, u_s – скорости пара и частиц, м/с;

$u_r = u_f - u_s \varepsilon$ – скорость скольжения фаз, м/с;

u_t – скорость витания одиночной частицы, м/с;

x – продольная координата, м;

ε – порозность;

$\varepsilon_{fb}, \varepsilon_w$ – степени черноты;

λ_f, λ_L – теплопроводность пара и воды, Вт/(м К);

$\mu = (1-\varepsilon)\rho_s^0(1+\bar{c}_s^0)u_s / (\rho_f u_f)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лыков М.В. Сушка в химической промышленности. М. Химия. 1970.
2. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л. Химия. 1979.
3. Маркеев А.П. Теоретическая механика, М. 1999.
4. Михайлов Ю.А. Сушка перегретым паром. М. 1967.
5. Горбис З.П. Теплообмен и гидродинамика дисперсных сквозных потоков. М. 1970.
6. Тодес О.М., Цитович О.Б. Аппараты с кипящим зернистым слоем. Л. Химия. 1981.
7. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергоиздат. 1981.
8. Теплицкий Ю.С., Ковенский В.И. Некоторые аспекты устойчивости вертикального пневмотранспорта твердых частиц. / ИФЖ. 1999. Т. 72, № 1. С. 13-19.