РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ И СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ, ВЗВЕШЕННЫХ В ПОТОКЕ ГАЗА

Г. Л. Бабуха

(*Киев*)

Рассмотрим случай испарения жидкости, распыленной в потоке газа в виде капель одного размера.

Допустим, что частички жидкости размером δ_0 и начальной температурой t_0 подаются с нулевой скоростью w_0 в вертикальный поток газа, направленный снизу вверх Будем предполагать, что частицы движутся без соударений и что концентрация паров в газе не влияет на интенсивность испарения жидкости. Расход газа и жидкости считаем постоянным, а весь процесс установившимся.

Обычным приемом, рассматривая участок трубы от L до $L + d\,L$, составим уравнение баланса тепла:

$$-G_\text{г} c_\text{г} dt_\text{г} - (G_0 - G)\, c_\text{п} dt_\text{г} = G\, cdt - rdG - c_\text{п} (t_\text{г} - t)\, dG \tag{1}$$

Здесь G — расход вещества, *кг сек*; c—теплоемкость вещества, *ккал/кг* °С; t—температура, °С; r — скрытая теплота парообразования, *ккал/кг*.

Величины, относящиеся к сухому газу, имеют индекс г, к пару — п, а значения параметров на входе в трубу обозначены индексом о.

Заметим, что при выводе уравнения (1) в состав сухого газа теплоносителя включалась и часть паров жидкости, испарившейся на предыдущем этапе движения и перегретой до температуры газа.

Первый член правой части уравнения (1) представляет собой тепло, идущее на нагрев жидкости до температуры $t_\text{м}$ мокрого термометра. После достижения указанной температуры этот член превращается в нуль.

Вообще говоря, по абсолютному значению это тепло составляет незначительную долю тепла, идущего на испарение.

После необходимых преобразований и перехода к безразмерным величинам уравнение (1) будет иметь вид:

$$d\Theta_\text{г} = \frac{[r/t_\text{го} + c_\text{п}\,(\Theta_\text{г} - \Theta)]\, d\mu - c\mu\, d\Theta}{c_\text{г} + c_\text{п}\,(\mu_0 - \mu)} \tag{2}$$

Здесь

$$\Theta_\text{г} = \frac{t_\text{г} - t_0}{t_\text{го} - t_0}, \qquad \Theta = \frac{t - t_0}{t_\text{го} - t_0}, \qquad \mu = \frac{G}{G_\text{г}}$$

В отличие от [1] значение концентрации влаги в газе μ является величиной переменной и может быть определено из уравнения теплообмена частиц жидкости с газом:

$$Gcdt - rdG = F\alpha\,(t_\text{г} - t)\, d\tau \tag{3}$$

где F — расход материала, *м²/сек*; α — коэффициент теплоотдачи, *ккал/м²* °С *сек*. В уравнение (3) подставим $F = 6G/\gamma\delta$ и $\alpha = (\lambda_\text{г}/\delta)\, N$, где N — число Нуссельта, γ — удельный вес жидкости, *кг/м³*, $\lambda_\text{г}$ — коэффициент теплопроводности газов *ккал/м* °С *сек* и, переходя к безразмерным величинам, получим:

$$\frac{d\mu}{dz} = \mu \left[\frac{ct_\text{го}}{r}\frac{d\Theta}{dz} - \lambda_\text{г}' N\,(\Theta_\text{г} - \Theta)\right] \qquad \left(\lambda_\text{г}' = \frac{\lambda_\text{г}}{\lambda_\text{го}},\ z = \frac{6\lambda_\text{го}\, t_\text{го}}{\gamma\delta^2}\,\tau\right) \tag{4}$$

Здесь τ — время теплообмена частички жидкости с газом (время движения в потоке газа), *сек*. Как и прежде, первый член выражения, стоящего в квадратных скобках, превращается в нуль после нагрева жидкости до температуры мокрого термометра.

Уравнение движения испаряющейся частички жидкости имеет вид

$$\frac{d\,(mw)}{d\tau} = \xi S\, \frac{\gamma_\text{г}\,(w_\text{г} - w)^2}{2g} - mq \tag{5}$$

Здесь m — масса движущейся частички, *кг*, w — скорость, *м/сек*; ξ — коэффициент лобового сопротивления, S — Миделево сечение, *м²*.

После дифференцирования уравнения (5) и подстановки выражений

$$m = \frac{\pi\delta^3\gamma}{6g}, \qquad S = \frac{\pi\delta^2}{4}, \qquad \gamma_\text{г} = \gamma_\text{го}\,\frac{w_\text{го}}{w_\text{г}}$$

получим

$$\frac{dv}{dz} = r_1'\delta^2 \left[\frac{r_2}{\delta}\,\frac{\xi}{v_\text{г}}\,(v_\text{г} - v)^2 - 1\right] - 3v\,\frac{d\delta'}{dz} \tag{6}$$

Здесь

$$r_1' = \frac{\gamma r g}{6\lambda_{\text{го}}\, t_{\text{го}}\, w_{\text{го}}}, \quad r_2 = 0.75\,\frac{\gamma_{\text{го}}\, w_{\text{го}}^2}{\gamma g}\,\text{м}, \quad v_{\text{г}} = \frac{w_{\text{г}}}{w_{\text{го}}}, \quad v = \frac{w}{w_{\text{го}}}, \quad \delta' = \frac{\delta}{\delta_0}$$

Уравнение количества движения всей системы имеет следующий вид [1]:

$$\frac{gR_{\text{г}}T_{\text{г}}}{w_{\text{го}}^2 v_{\text{г}}} = \frac{gR_{\text{го}}T_{\text{го}}}{w_{\text{го}}^2} - (v_{\text{г}} + \mu v - 1) \qquad (7)$$

где R — газовая постоянная, *кгм/кг* °С.

Анализируя величину вычитаемого правой части уравнения (7), можно заключить, что она в обычных случаях составляет величину порядка единицы и не соизмерима с величиной $gR_{\text{го}}T_{\text{го}}/w_{\text{го}}^2$; поэтому

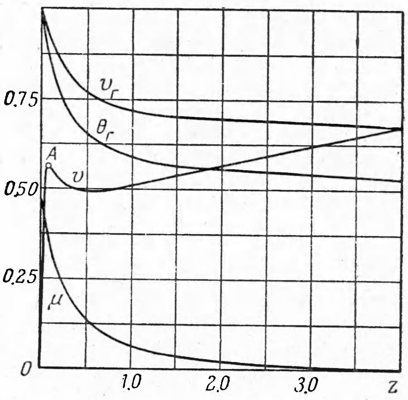
$$v_{\text{г}} = \frac{R_{\text{г}}}{R_{\text{го}}}\,\frac{T_{\text{г}}}{T_{\text{го}}} \qquad (8)$$

Для определения диаметра частицы жидкости воспользуемся принятым условием о безударности движения, при котором количество частиц в потоке газа сохраняется постоянным:

$$n = \frac{6G_0}{\pi\delta_0^3\gamma} = \frac{6G}{\pi\delta^3\gamma}$$

Отсюда следует, что

$$\delta'^3 = \frac{\mu}{\mu_0} \qquad (9)$$



Испарение частичек жидкости в вертикальном потоке газа. Начальные условия:
$t_{\text{го}} = 600$ °С; $w_{\text{го}} = 10$ *м/сек*;
$\delta_0 = 10^{-3}$ *м*; $\mu_0 = 0.1$

Таким образом, получена система уравнений (2), (4), (6), (8) и (9) с неизвестными $\Theta_{\text{г}}$, $v_{\text{г}}$, v, μ и δ', которая решалась методом конечных разностей.

На фигуре в качестве примера представлены результаты расчетов движения частичек воды в вертикальном потоке воздуха с начальными данными $\delta_0 = 1.0$ *мм*, $t_{\text{го}} = 600$ °С, $w_{\text{го}} = 10$ *м/сек*, $\mu_0 = 0.1$. Даны кривые: концентрации влаги в потоке μ, скорости газа $v_{\text{г}}$, скорости частиц влаги v, температуры газа $\Theta_{\text{г}}$. (Значения μ, определенные по шкале фигуры, нужно уменьшить в пять раз.)

При расчете не принималось во внимание тепло, идущее на нагрев жидкости до $t_{\text{м}} = 66$ °С, поэтому соответственно упрощены уравнения (2) и (4).

Как показали предварительные подсчеты, максимальная разница в значениях $R_{\text{г}}$ и $R_{\text{го}}$ составляет $\sim 5\%$, поэтому в уравнении (8) принято $R_{\text{г}}/R_{\text{го}} = 1$.

Скорость частички жидкости сначала резко возрастает, после чего на некотором участке движения имеет место снижение этой скорости за счет уменьшения скорости газа, затем опять скорость частички плавно возрастает по причине уменьшения ее диаметра. При $z = 4.0$ (что в пересчете на размерное время составляет $\tau = 7.46$ *сек*) жидкость полностью испарится.

Зная в каждом сечении значение w, легко определить размер L, где заканчивается процесс испарения. Числа Нуссельта N и коэффициента ξ определялись обычными способами.

На основании полученных уравнений для случая испарения жидкости, состоящей из частиц одного размера, а также учитывая уравнения, полученные для случая нагрева сухого полидисперсного материала во взвешенном состоянии [2], можно написать уравнения для расчета испарения жидкости, состоящей из капель разных размеров.

Поступила
3 V 1960

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабуха Г. Л., Назарчук М. М. Метод расчета нагрева однофракционного материала во взвешенном состоянии. Инженерно-физич. ж., 1958, т. 1, № 11.
2. Бабуха Г. Л., Назарчук М. М. Метод расчета нагрева полидисперсного мелкозернистого материала во взвешенном состоянии. Инженерно-физич. ж., 1959, т. 11, 10.
3. Михеев М. А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат, 1956.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. ИИЛ, 1956.
5. Федоров И. М. Теория и расчет процесса сушки. Госэнергоиздат, 1955.