

УДК 536.248.2 : 62.507.72

А. А. АНДРИЖИЕВСКИЙ, А. А. МИХАЛЕВИЧ,
 В. Б. НЕСТЕРЕНКО, А. Г. ТРИФОНОВ

СТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПАРОКАПЕЛЬНОГО ДИССОЦИИРУЮЩЕГО ПОТОКА В КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО ДИАМЕТРА

Парокапельные потоки являются широко распространенным типом двухфазного течения в теплообменных и технологических аппаратах энергетических установок. К последним, в частности, можно отнести контактный аппарат очистки газа от примесных частиц посредством капельной влаги [1, 2].

Контактный регенератор схематично представляет собой противоточно-прямоточный (по направлениям движения теплоносителей) тепло- и массообменный аппарат с несколькими последовательно расположенными по высоте конфузорами, в которых происходит смешение пара и капельной влаги. На выходе конфузора (контактной ступени) паровой и жидкостный потоки разделяются и последний направляется на вход более низкой (против хода пара) ступени. Подобная организация движения теплоносителей в контактном аппарате порождает многообразие режимов течения парокапельного потока. В зависимости от начальных термодинамических параметров жидкой и паровой фаз могут иметь место частичное испарение капель в перегретом паре, частичная конденсация насыщенного пара на недогретой капельной влаге, совместное течение перегретого пара и недогретой жидкости (без фазовых переходов), а также насыщенного пара и насыщенной жидкости (в отсутствие процессов межфазового тепло- и массообмена).

На рис. 1 представлены характерные профили температур жидкой (сплошная линия) и паровой (штрих-пунктирная) фаз в двухступенчатом контактном аппарате. Как следует из этого рисунка, определяющим является первый из перечисленных выше режимов течения адиабатических парокапельных потоков. Следует отметить, что этот режим единственно возможный в условиях обогреваемых парогенерирующих каналов и реализуется в области кризиса кипения второго рода [3].

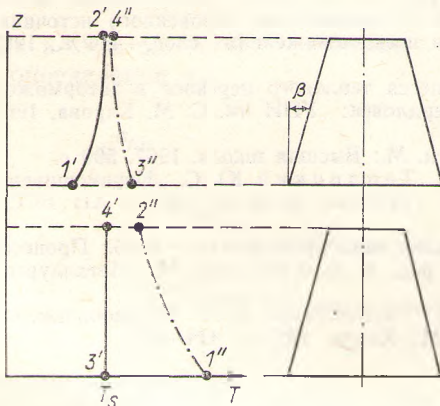


Рис. 1. Характерное распределение температур жидкости и пара в двухступенчатом контактном аппарате: 1', 4' и 1'', 4'' — температуры жидкости и пара на входе и выходе аппарата; 2', 3' и 2'', 3'' — температуры жидкости и пара между ступенями аппарата

Существующие в настоящее время математические модели парокapelных (адиабатических и с внешним обогревом) потоков химически инертных и химически реагирующих веществ [4—8] не учитывают такие важные характеристики их структуры, как дисперсный состав и вызванное процессами конгломерации и распада изменение числа капelь по длине канала. В связи с этим в данной работе проводится построение расширенной (с привлечением функции распределения капelь по размерам) математической модели совместного стационарного адиабатического течения перегретого пара и насыщенной капелной влаги применительно к условиям в контактном аппарате с диссоциирующим теплоносителем N_2O_4 . Подобная модель строится на основе одномерных уравнений сохранения массы, тепловой энергии, количества движения жидкой и паровой фаз N_2O_4 , а также уравнения баланса примесных частиц для области термодинамических параметров, в которой обе стадии рассматриваемой химически реагирующей системы — реакции диссоциации $N_2O_4 \rightleftharpoons 2NO_2 \rightleftharpoons 2NO + O_2$ — можно считать равновесными [9]. При этом не учитываются диффузионный перенос тепла и теплопроводность вдоль канала, а также диссипативное рассеивание энергии внутри химически реагирующего потока.

Общая форма уравнений неразрывности и сохранения тепловой энергии двухфазного потока для указанных условий имеет вид

$$\operatorname{div} [\rho_e'' \varphi \mathbf{W}'' + \rho_s' (1 - \varphi) \mathbf{W}'] = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} (\rho_e'' \varphi \mathbf{W}'') = \frac{1}{r} \operatorname{div} \mathbf{q}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} [\rho_e'' i_e'' \varphi \mathbf{W}'' + \rho_s' i_s' (1 - \varphi) \mathbf{W}'] = 0. \quad (3)$$

Уравнения (1), (3) вырождаются в систему алгебраических уравнений

$$[\rho_e'' \varphi \mathbf{W}'' + \rho_s' (1 - \varphi) \mathbf{W}'] \left(1 - \frac{2z}{d_0} \operatorname{tg} \beta \right)^2 = \frac{G_0'' + G_0'}{S_0}, \quad (4)$$

$$[\rho_e'' i_e'' \varphi \mathbf{W}'' + \rho_s' i_s' (1 - \varphi) \mathbf{W}'] \left(1 - \frac{2z}{d_0} \operatorname{tg} \beta \right)^2 = \frac{G_0'' (i_e'')_0 + G_0' i_s'}{S_0}, \quad (5)$$

где β — угол, характеризующий конусность канала (рис. 1); d_0 — диаметр нулевого сечения канала.

Последующие преобразования уравнения (2) к одномерному виду требуют введения функции распределения капelь по размерам. С этой целью запишем вероятность нахождения в сечении канала S_z капelи размером, принадлежащим интервалу $[d_k; d_k + d(d_k)]$, в виде

$$d\omega = [\Phi(d_k)] d(d_k) = A [f(d_k)] d(d_k), \quad (6)$$

где A — нормирующий множитель; $\Phi(d_k)$ — искомая функция распределения.

Из условия нормировки находим

$$A = \left\{ \int_0^{d_{\max}} [f(d_k)] d(d_k) \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где d_{\max} — максимальный размер капелной влаги.

В работе [10] предлагается следующее выражение для функции $f(d_k)$ уравнений (6), (7):

$$f(d_k) = [4(d^*)^2/d_w] \exp(-2d^*), \quad (8)$$

где $d^* = d_k/d_w$; d_w — наиболее вероятное значение d_k .

Многочисленные экспериментальные и аналитические исследования условий дробления одиночных капель в газовом потоке [11—15] показывают, что существует область термодинамических параметров газа и размеров капель, в пределах которой распад последних происходит с большей или меньшей вероятностью и вне которой капли абсолютно устойчивы (при $d_k \leq d_{\min}$) или абсолютно неустойчивы (при $d_k \geq d_{\max}$). В качестве критерия устойчивости капельной структуры принято использовать критическое число Вебера ($We_{кр}$), которое, по данным разных авторов, может изменяться от 2 до 23. В частности, в работе [15] указывается, что при $We = 15,5$ доля распавшихся капель составляет $\approx 50\%$ и достигает 100% при $We = 23$. С другой стороны, ряд авторов рекомендуют при описании процесса дробления капель пользоваться значением $We_{кр} = 7,5$ (см., например, [6]).

В связи с этим предлагается определять величины d_w и d_{\max} в уравнениях (7), (8) по соотношению

$$d_w, d_{\max} = (We_{кр}\sigma)/[\rho''(W'' - W')^2] \quad (9)$$

при значениях $We_{кр}$, равных 7,5 и 23 соответственно.

Используя определенную выше функцию распределения капель по размерам $\Phi(z, d_k)$, преобразуем уравнение (2) к виду

$$\frac{d(\rho_e W'' \Phi)}{dz} = \frac{(T'' - T')N_k}{r} \int_0^{d_{\max}} [\alpha_k(z, d_k)] [\Phi(z, d_k)] S_k d(d_k), \quad (10)$$

где $\alpha_k(z, d_k)$ — коэффициент теплоотдачи к каплям диаметра d_k в данном сечении канала; S_k — площадь поверхности капли.

Согласно [16],

$$\alpha_k = \frac{(\lambda_e)_{пл}}{d_k} [2 + 0,74 (Re_{от})_{пл}^{0,5} Pr_{пл}^{0,33}], \quad (11)$$

где $(Re_{от})_{пл} = [(W'' - W'_k) d_k] / \nu_{пл}$; $Pr_{пл} = [\mu_{пл} (c_{p,e})_{пл}] / \lambda_e$.

Для построения замкнутой математической модели стационарного диссоциирующего парокapельного потока систему уравнений неразрывности (4), (10) и сохранения тепловой энергии (5) необходимо дополнить уравнениями движения для потока и капельной влаги.

В работе [8] отмечается, что уравнение движения одиночной испаряющейся капли четырехоксида азота может быть записано в форме

$$W'_k \frac{dW'_k}{dz} = \frac{3}{4} \xi_k \frac{\rho_e'' (W'' - W')^2}{\rho_s' d_k} + (n \cdot g), \quad (12)$$

где коэффициенты лобового сопротивления определяются, например, по рекомендациям для твердой сферы [17, 18]:

$$\xi_k = \begin{cases} (24/Re_{от})(1 + 3Re_{от}/16) & \text{при } Re_{от} \leq 2, \\ 18,5/Re_{от}^{3/5} & \text{при } 2 < Re_{от} < 500, \\ 0,44 & \text{при } 500 \leq Re_{от} < 2 \cdot 10^5. \end{cases}$$

Уравнение сохранения количества движения одномерного стационарного двухфазного потока имеет вид

$$\frac{d(\rho W^2)_{\text{с.м.}}}{dz} = - \frac{dP}{dz} + F + \rho_{\text{с.м.}}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{g}), \quad (13)$$

$\rho_{\text{с.м.}} = \rho_e \varphi + \rho_s (1 - \varphi)$; $(\rho W^2)_{\text{с.м.}} = \rho_e \varphi W'^2 + \rho_s (1 - \varphi) W''^2$; F — приведенные к единице длины потери динамического напора двухфазного потока на трение; \mathbf{n} — единичный вектор в направлении \mathbf{W}' ; \mathbf{g} — вектор гравитационного ускорения.

В уравнениях (4), (5), (9), (12) и (13) интегральная скорость движения жидкой фазы W' связана со скоростями движения отдельных капель соотношением

$$W' = \int_0^{d_{\text{max}}} [\Phi(z, d_k)] W'_k d(d_k). \quad (14)$$

Изложенная математическая модель процессов межфазового тепло-массообмена в стационарном адиабатическом парокапельном потоке может быть использована и при описании эффективности очистки (от примесных частиц) газа в контактном аппарате. В этом случае к системе уравнений (4) — (14) необходимо дополнительно присоединить уравнение неразрывности для примесных частиц.

Согласно [19, 20], это уравнение имеет вид

$$\frac{dc_{n,k}}{dz} = - \frac{3Q'(W'' - W'_k)}{2Q'' d_k W'_k} \eta_{n,k} c_{n,k}, \quad (15)$$

Q' и Q'' — объемные расходы жидкой и паровой фаз соответственно; $c_{n,k}$ — концентрации, характеризующие улавливание каплями диаметром примесных частиц с линейным размером l_n ; $\eta_{n,k}$ — вероятность захвата капель диаметром d_k частицы с линейным размером l_n .

С учетом (6) — (9) текущее значение концентрации в газовом потоке частиц с линейным размером l_n определяется интегральным соотношением

$$c_n = \int_0^{d_{\text{max}}} c_{n,k} [\Phi(z, d_k)] d(d_k), \quad (16)$$

функция $c_{n,k} = f(l_n, d_k, z)$ — решение уравнения (15) совместно с (14).

Система уравнений (4) — (16) позволяет также рассчитывать интегральный эффект улавливания примесных частиц на каплях всех размеров. Если характеризовать дисперсный состав частиц функцией распределения $\Psi(z, l_n)$, то указанная суммарная концентрация примесей в данном сечении канала S_z находится из соотношения

$$c = \int_{l_{\text{min}}}^{l_{\text{max}}} c_n [\Psi(z, l_n)] d(l_n), \quad (17)$$

l_{max} , l_{min} — пределы нормировки функции.

Для иллюстрации возможностей представленной математической модели на рис. 2 и 3 приведены некоторые результаты расчетов локальных характеристик парокапельного потока N_2O_4 в одноступенчатом контактном аппарате. Расчеты выполнены при дополнительных допущениях от-

сутствия процессов распада и конгломерации капель, а также постоянства их размера в данном сечении канала. Начальный диаметр капель в этом случае определялся по соотношению (9) при значении $We_{кр} = 7,5$. На рис. 2, а представлено изменение локальных характеристик капельного потока (количества капель в единице объема N_k , диаметра капель d_k и коэффициента теплоотдачи от пара к каплям α_k) по длине вертикального канала переменного диаметра. Нулевое сечение (диаметр) и

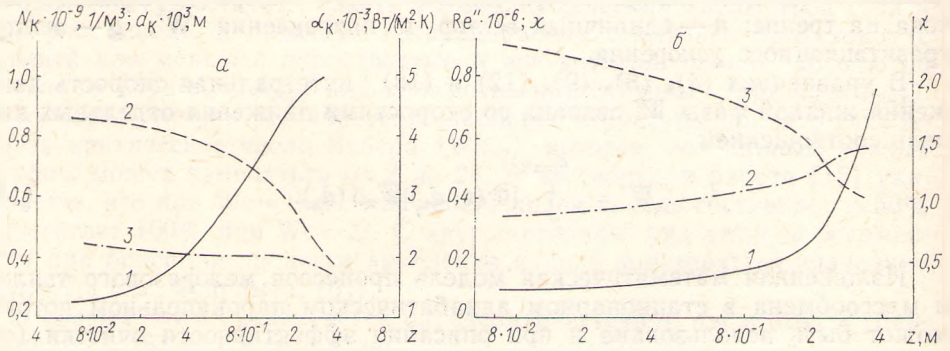


Рис. 2. Профили локальных характеристик капельного (а) и парового (б) потоков по высоте вертикального канала переменного диаметра ($G_0 = 0,275$ кг/с; $G_0 = 0,55$ кг/с; $T_0'' = 482$ К; $T_0' = 352$ К; $P = 10^6$ Па; $(d_k)_0 = 0,44 \cdot 10^{-3}$ м): а) 1 — α_k ; 2 — N_k ; 3 — d_k ; б) 1 — Re'' ; 2 — x ; 3 — χ

угол β между осью расчетного канала и его образующей (см. рис. 1) равны 0,14 м и 11° соответственно.

Как следует из рис. 2, а, для заданных термодинамических параметров парокapельного потока процесс теплообмена в нем характеризуется конкурирующими тенденциями роста α_k и снижения N_k по длине канала при незначительном изменении диаметра капель. Подобное поведение α_k и N_k является в некоторой степени следствием допущения постоянства размера капель по сечению канала и отсутствия процессов их конгломераций и распада, что в стационарных условиях фактически означает сохранение количества капель, проходящих в единицу времени через произвольное сечение канала. В этом случае возрастание скорости пара и уменьшение коэффициента проскальзывания фаз по длине канала (рис. 2, б) приводят к соответствующему увеличению скорости капельного потока и меньшей его объемной (относительно числа капель) плотности.

Суммарный эффект описанных выше закономерностей иллюстрируется рис. 3, на котором приведены распределения по длине канала отнесенных к единице объема коэффициентов теплообмена (кривая 2) и

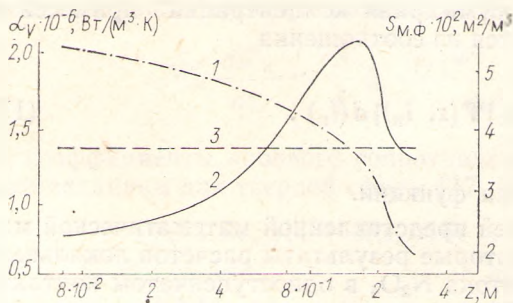


Рис. 3. Удельные характеристики парокapельного потока: 1, 2 — отнесенные к единице объема межфазовая поверхность раздела $S_{m,\phi}$ и коэффициент межфазового теплообмена α_v ; 3 — расчет α_v по уравнению (18) (условия см. на рис. 2)

межфазовой поверхности раздела (кривая 1). Геометрические и термодинамические параметры расчетного канала в данном случае идентичны указанным на рис. 2.

Как следует из рис. 3, зависимость $\alpha_v = f(z)$ носит существенно немотонный характер. Положение и величина максимума этой кривой определяются конкретным видом зависимостей $\alpha_k = f(z)$ и $S_{м. ф} = f(z)$ (или соответственно $N_k = f(z)$, $d_k = f(z)$). На рис. 3 дополнительно приведено значение осредненного по всей расчетной длине канала приведенного коэффициента теплоотдачи (кривая 3), рассчитанного по критериальному соотношению работы [2]:

$$\alpha_v = 5,67 (Re'')^{0,56} (Re')^{0,19} (V_g/V_c)^{0,49}, \quad (18)$$

где Re'' , Re' — критериальные числа Рейнольдса, отнесенные к выходному сечению контактного аппарата; V_c , V_g — объемы ступени и контактного элемента соответственно.

Следует отметить, что выбранное для сравнения соотношение (18) является результатом обобщения интегральных характеристик экспериментального одноступенчатого контактного аппарата заданной конструкции и справедливо для химически инертных систем воздух — вода и углекислый газ — вода. В этом случае представляется возможным говорить только о качественном согласии расчетных и опытных данных.

Окончательная проверка работоспособности предложенной математической модели стационарного адиабатического парокапельного потока, включающей полную систему уравнений (4) — (17), предполагает ее реализацию на быстродействующих ЭВМ и последующее сравнение численного решения с результатами экспериментального исследования локальных характеристик теплообмена и дискретности рассматриваемой двухфазной системы. Подобное сравнение позволит, в частности, обосновать процедуру построения функции распределения капель по размерам и физическую модель улавливания примесных частиц.

Обозначения

P — давление; T — температура; W — скорость; z — пространственная координата; φ , x — объемное и массовое паросодержание потока; χ — коэффициент проскальзывания фаз; G — расход; q — удельный тепловой поток; α — коэффициент теплоотдачи; S — поверхность; d — диаметр; N_k — число капель в единице объема; ρ — плотность; i — энтальпия; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; λ — коэффициент теплопроводности; μ , ν — динамический и кинематический коэффициенты вязкости; r — скрытая теплота парообразования; σ — коэффициент поверхностного натяжения; c — концентрация примесных частиц; l — линейный размер примесных частиц; f — произвольная функция.

Индексы: " — пар; ' — жидкость; к — капля; е — эффективное значение; s — линия насыщения; 0 — относится к входу в канал; пл — относится к среднеинтегральной температуре теплового слоя около капли; от — относится к разности скоростей пара и капли.

Summary

The mathematical model is presented for one-dimensional steady-state adiabatic flow of the superheated steam, saturated condensed moisture and solid impurity particles. The results of numerical computation are compared with experimental data.

Литература

1. Карпович А. И. Разработка, исследование и практическое применение барботажно-прямоточных контактных устройств.— Автореф. канд. дис. Мн.: БТИ, 1975, 20 с.

2. Карпович А. И., Соловьев Г. И., Плехов И. М., Ершов А. И. Исследование теплопередачи в аппарате с барботажно-прямоточными контактными устройствами.— Изв. вузов. Энергетика, 1975, № 4, с. 137—139.

3. Дорошук В. Е. Кризисы теплообмена при кипении в трубах. М.: Энергия, 1970, 168 с.
4. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972, 440 с.
5. Лаверти В. Ф., Росеноу В. М. Пленочное кипение насыщенного азота при течении в вертикальной трубе.—Теплопередача. Труды АОИМ, 1967, т. 89, № 1, с. 110—120.
6. Форслэнд Р. П., Росеноу В. М. Пленочное кипение в диспергированном потоке.—Теплопередача. Труды АОИМ, 1968, т. 90, № 4, с. 32—42.
7. Hollands K. G., Goel K. C. A General Method for Predicting Pressure Loss in Venturi Scrubbers.—Ind. Eng. Chem. Fund., 1975, vol. 14, N 1, p. 16—22.
8. Андрижиевский А. А., Малевич В. Л., Немцев В. А., Янтикова Е. И. Теплообмен двухфазной четырехокси азота при дисперсном режиме течения в вертикальном канале.—В сб.: Диссоциирующие газы как теплоносители и рабочие тела энергетических установок. Мн.: ИТМО АН БССР — ИЯЭ АН БССР, 1970, с. 3—15.
9. Физико-химические и теплофизические свойства химически реагирующей системы $N_2O_4 \rightleftharpoons 2NO_2 \rightleftharpoons 2NO + O_2$ /Под ред. В. Б. Нестеренко. Мн.: Наука и техника, 1976, 344 с.
10. Levis H. G., Edwards D. G., Goglia H. J., Ruce R. I. Atomisation of Liquids in High Velocity Gas Streams.—Ind. Eng. Chem., 1948, vol. 40, N 1, p. 67—74.
11. Бухман С. В. Экспериментальное исследование распада капель.—Вестн. АН КазССР, 1954, № 11, с. 80—86.
12. Буглаева Л. Д. и др. Экспериментальное определение условий дробления капель окиси алюминия в высокотемпературном потоке газа.—ИФЖ, 1974, т. 26, № 5, с. 897—900.
13. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974, 212 с.
14. Аладьев С. И. Двухфазные течения с коагуляцией и дроблением капель.—В сб.: Исследования по механике и теплообмену двухфазных сред/Под ред. Аладьева И. Т. М.: ЭНИН, 1974, вып. 25, с. 55—62.
15. Палатник И. Б., Ажибеков А. К. К расчету кинематической коагуляции аэрозоля в потоке газа переменной скорости.—ИФЖ, 1978, т. 35, № 4, с. 698—704.
16. Ли К., Рили Д. Ж. Испарение капель воды в перегретом паре.—Теплопередача. Труды АОИМ, 1968, т. 90, № 4, с. 84—94.
17. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978, 736 с.
18. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. М.: Химия, 1974, 688 с.
19. Calvert S. Venturi and Other Atomising Scrubbers Efficiency and Pressure Drop.—AIChE Journal, 1977, vol. 16, N 3, p. 392—396.
20. Goel K. C., Hollands K. G. T. A General Method for Predicting Particulate Collection Efficiency of Venturi Scrubbers.—Ind. Eng. Chem. Fund., 1977, vol. 16, N 2, p. 186—193.

Институт ядерной энергетики
АН БССР

Поступила в редакцию
05.09.79