

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОГО ДИСПЕРСНОГО ПОТОКА

Запропоновано метод визначення втрат тиску в двофазовому потоці з високою концентрацією дисперсної фази. Потік розглядається як квазігомогенна рідина з густиною, що змінюється по перетину каналу. Враховується вплив дисперсної фази на величину константи Кармана. Виконано зіставлення результатів розрахунків за запропонованою моделлю з відомими експериментальними даними.

Предложен метод определения потерь давления в двухфазном потоке при высокой концентрации дисперсной фазы. Поток рассматривается как квазигомогенная жидкость с переменной по сечению канала плотностью. Учитывается влияние дисперсной фазы на величину константы Кармана. Выполнено сопоставление результатов расчетов по предложенной модели с известными экспериментальными данными.

Повышение энергетической эффективности технологических процессов с дисперсными рабочими телами во многих случаях достигается за счет увеличения расходной концентрации μ дисперсной компоненты в дисперсионной среде. Типичным примером такого подхода является технология высококонцентрированной подачи угольной пыли в топку паровых котлов, тепловых электростанций (ТЭС) [1]. Разработанная авторами [1] система пылеподдачи позволяет снизить металлоемкость подающих узлов и повысить их ремонтпригодность, а также уменьшить эксплуатационные затраты и расходы электроэнергии на собственные нужды. Ухудшение качества твердого топлива, поступление на ТЭС нерасчетных его видов вынуждает совершенствовать системы пылеподдачи (как предложенные в [1], так и традиционные) и повышать надежность методов расчета их характеристик. Вопросы совершенствования расчетов транспортирования дисперсных материалов актуальны также в горном деле, химических технологиях, порошковой металлургии.

Важной характеристикой двухфазного потока являются потери давления ΔP на перемещение дисперсной и дисперсионной сред по транспортной магистрали. Изучению этого вопроса посвящены работы [1 — 5]. Библиография данного направления насчитывает существенно больше наименований. Здесь указаны лишь источники, используемые нами в дальнейшем.

В соответствии с классификацией [4], исследования по определению ΔP можно условно разделить на три группы. К первой, наиболее многочисленной, относятся эмпирические модели, в которых на базе собственных экспериментальных исследований авторами строятся корреляционные соотношения либо номограммы для расчета характеристик потока. В работах этой группы потери давления ΔP представляются в виде суммы, состоящей из сопротивления при движении чистого газа ΔP_0 и дополнительного сопротивления, обусловленного наличием твердых частиц ΔP_p

$$\Delta P = \Delta P_0 + \Delta P_p \quad (1)$$

Полученные при этом корреляционные соотношения (как правило, при значениях расходной концентрации $\mu \leq 1 \div 5$) хорошо описывают гидравлические характеристики двухфазного потока, но только лишь в диапазоне исследованных технологических и геометрических пара-

метров. Кроме того, соотношения получены, как правило, на базе статистических методов анализа опытных данных, а не на базе аналитического описания процесса.

Эти недостатки устраняются в работах второй группы (полуаналитические модели). Исходное уравнение (1) в моделях этой группы остается таким же, однако составляющая потерь давления ΔP_p определяется на основании теоретического анализа движения твердых частиц, который затем дополняется эмпирическими данными. Простая и достаточно обоснованная модель этого типа приведена в работе [4]. Полагая, что дополнительные потери ΔP_p обусловлены взаимодействием частиц со стенкой, автор [4] разработал методику вычисления среднего времени \bar{t} между двумя соударениями и получил выражение для расчета потерь давления, содержащее лишь одну постоянную, определяемую из анализа банка известных экспериментальных данных.

Большой интерес представляют модели третьей группы — чисто аналитические, в частности те, в которых двухфазный поток рассматривается как квазигомогенная жидкость с переменной по сечению плотностью. Усовершенствованию одной из них [5] посвящена настоящая работа.

Рассмотрим двумерное течение газа с частицами в вертикальном канале. Ось x направим по течению, а ось r вдоль радиуса канала. Предположим, что при высокой концентрации частиц они движутся вместе с газом как единое целое, т.е. скольжение отсутствует и поток течет как квазигомогенная жидкость с плотностью ρ и вязкостью η .

Запишем уравнения движения и неразрывности в цилиндрической системе координат x, r :

$$\rho \frac{d\vec{W}}{dt} = -\nabla P + \eta \nabla^2 \vec{W} + \vec{g}\rho; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{W}) = 0 \quad (3)$$

Здесь $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{W}\nabla$; \vec{W} — вектор полной скорости потока;

$W = \{w_x, w_r\}$; ∇ — оператор Гамильтона; ∇^2 — оператор Лапласа.

Применим процедуру Рейнольдса к системе уравнений (2), (3). Для этого представим значения актуальных величин w_x, w_r в виде $w_x = \bar{w}_x + w'_x, w_r = \bar{w}_r + w'_r$ и осредним уравнения (2), (3) по времени. Течение будем считать стационарным. Примем, что вдоль оси x меняется только давление потока, а его плотность и составляющая скорости переменны лишь по радиусу трубы. Поскольку $w_x \gg w_r$, то скорость потока $w \approx w_x$ и слагаемые

типа $\frac{\bar{w}_r}{w_r} \frac{\partial}{\partial r}$ опустим. Тогда получим

$$\frac{dP}{dx} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \cdot \tau') + \frac{\eta}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) + g\rho, \quad (4)$$

где τ' — турбулентное касательное напряжение. В уравнении (4) и далее для упрощения записи черта осреднения над соответствующими величинами опущена. Таким образом, задача определения потерь давления сводится к вычислению зависимостей $\tau'(r), w(r), \rho(r)$.

Выражение для турбулентного касательного напряжения τ' запишем в рамках теории пути смешения Прандтля

$$\tau' = \left(\rho l_w \left| \frac{dw}{dy} \right| + w l_p \left| \frac{d\rho}{dy} \right| \right) l_w \frac{dw}{dy}, \quad (5)$$

где l_w, l_p — пути смешения по скорости и плотности (концентрации частиц); y — расстояние от стенки канала; $y = r_o - r$; $r_o = D/2$; D — диаметр канала. Примем линейную зависимость l_w, l_p от расстояния от стенки, т.е. $l_w = l_p = ky$, где k — константа. Очевидно, что на стенке канала $l_w = l_p = 0$. Тогда

$$\tau' = k^2 y^2 \left(\left| \frac{dw}{dy} \right| \rho + \left| \frac{d\rho}{dy} \right| w \right) \frac{dw}{dy}. \quad (6)$$

Для однофазных потоков обычно принимают $k = k_0 = 0,4$, где k_0 — константа Кармана. Такое значение k использовалось в [5]. При низкой концентрации частиц ($\mu \approx 1$) это оправдано, поскольку при таких μ использование в моделях двухфазных потоков констант, полученных в теории однофазных течений, широко применяется и подтверждено в практических расчетах. Однако при высоких концентрациях ($\mu \gg 1$) значения констант, в том числе и k , по-видимому, будут иные. В пользу этого свидетельствуют результаты работы [6], где показано, что в двухфазных течениях значение констан-

ты Кармана меняется по закону $k = k_0 \sqrt{M}$, где

$$M = q + A\mu D_p D_r^{-1}, \quad (7)$$

D_p — коэффициент поперечной диффузии частиц; D_r — коэффициент турбулентной диффузии газа; A — коэффициент, $A < 1$; q — показатель затухания турбулентной энергии

$$q = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \left\{ \psi \frac{D}{\delta \operatorname{Re}} \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \left[1 - \exp \left(- \frac{\varphi \mu w_g \rho_g}{u_p \rho_p \delta} \right) \right]^{-1} \right\} \quad (8)$$

Здесь ψ — величина, зависящая от динамической скорости газа и толщины вязкого подслоя y_0 (метод вычисления y_0 будет приведен ниже); δ — диаметр частиц; Re —

число Рейнольдса, $\operatorname{Re} = w_g D / \nu$; ν — вязкость газа; λ — коэффициент трения газа в присутствии частиц; r_g, w_g — плотность и скорость газа; ρ_p, u_p — плотность и скорость частиц; φ — константа, имеющая размерность длины.

Используем эти "двухфазные" результаты в нашем случае — для квазигомогенного потока. Поскольку выше было принято, что скольжение фаз отсутствует, т.е. $w_g = u_p$, то $D_p = D\tau$. С учетом этого при определении τ' в уравнении (6) будем использовать модифицированное значение константы Кармана, зависящее от μ по приведенному выше закону. Привлекательным в таком подходе является то, что в поправке (7) учитываются размеры частиц δ , чего нет в работе [5].

Ключевым моментом модели [5] является подход к вычислению толщины пограничного вязкого подслоя y_0 . Согласно [5] эта величина вычисляется как $y_0 = y' + y''$, где y', y'' — толщины подслоя при течении в гладкой и шероховатой трубе, соответственно. Поскольку в высокочисленном потоке $k \neq k_0$, то логично предположить, что это отличие скажется лишь на величине y' (частицы не меняют шероховатость h и связанную с ней величину y''). Поэтому будем считать, что

$$y_0 = \frac{v}{v^*} \exp(-5,5k) + 0,0334h, \quad (9)$$

где v^* — динамическая скорость потока. Используя это значение y_0 , величину ψ в выражении (8) будем определять

по аналогии с [6] как $\psi = Cy_0 v^* / \nu$, где C — константа.

Для определения τ' и потерь давления по уравнению (4) необходимо выбрать закон распределения плотности ρ по сечению канала. Следуя [5], примем, что

$$\rho = \rho_g (1 + \gamma \cdot y / r_o)^m, \quad (10)$$

где γ — величина, зависящая от m (из анализа (10) следует, что $\gamma \gg 1$); m — коэффициент, $m = 0,4 + 0,6$. В соответствии с (10) на оси потока $\rho = \rho_{\max}$, а на стенке канала $\rho = \rho_p$. Тогда среднее по сечению канала значение плотности

$$\langle \rho \rangle = \frac{2\rho_g}{\gamma^2} \left[\frac{(1 + \gamma)^{m+2} - 1}{(m+1)(m+2)} - \frac{\gamma}{m+1} \right] \quad (11)$$

Заметим, что в [5] подобное выражение приводится с ошибкой — упущен член $\gamma(m+1)^{-1}$. С другой стороны

$$\langle \rho \rangle = \rho_g (1 - \alpha) + \rho_p \alpha, \quad (12)$$

где α — средняя объемная доля частиц. При $w_g = u_p$

имеем $\alpha = \mu \rho_g \rho_p^{-1}$. Поскольку $\gamma \gg 1$, то из уравнений (11), (12) следует

$$\gamma = \left[\frac{(m+1)(m+2)}{2} \left(1 - \mu \frac{\rho_g}{\rho_p} + \mu \right) \right]^{1/m} \quad (13)$$

Профиль скорости $\frac{dw}{dy}$ в уравнениях (4), (6), среднее значение скорости потока по

сечению канала $\langle w \rangle$ и величину динамической скорости v^* , вычисляемой с использо-

ванием $\langle w \rangle$, будем моделировать в соответствии с [5]. Выражения для этих величин полностью совпадают с [5] и ввиду их громоздкости здесь не приводятся. В итоге зависимость для определения потерь давления в вертикальном потоке имеет вид

$$\frac{dP}{dx} = 2\rho_g Fr^2 g, \quad (14)$$

где Fr — число Фруда, $Fr = v^*/\sqrt{0,5gD}$.

Для горизонтального потока метод вычисления соответствующих величин не отличается от приведенного выше.

Определение характеристик потока по данной модели осуществляется итерационным методом. Вначале задаются конструктивные и технологические параметры потока (D , δ , ρ_g , ρ_p , G_g , G_p и др.). Затем по известным

G_p и G_g находится средняя скорость потока $\langle w_F \rangle$

$$\langle w_F \rangle = G_p F / \rho_p + G_g F / \rho_g, \quad (15)$$

где F — площадь поперечного сечения канала.

По уравнению (9) с учетом поправки к константе Кармана вычисляется значение y_0 . При этом на первой итерации $v^* = \langle w_F \rangle$. Далее по уравнению (10) определяем распределение плотности по сечению канала, а

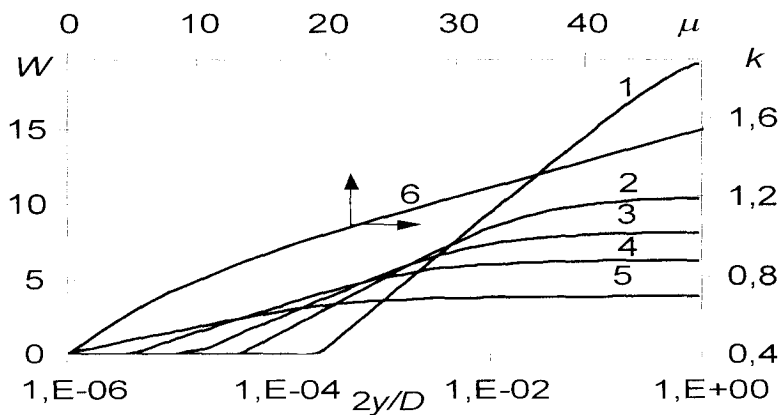


Рис. 2

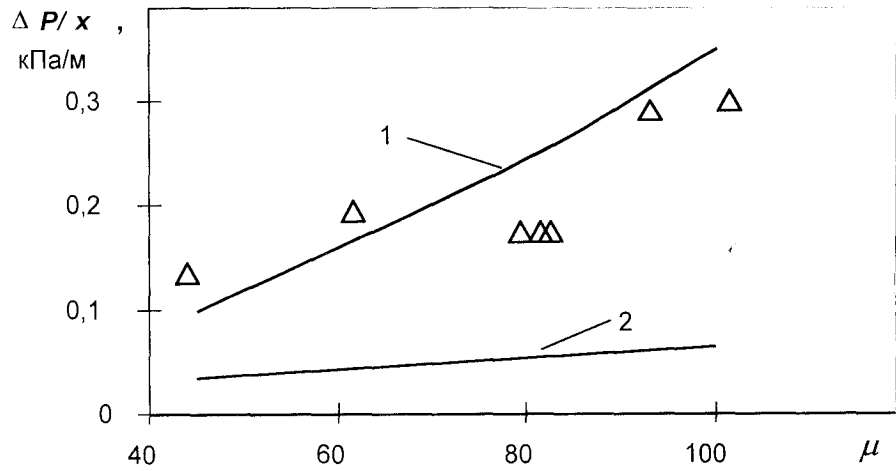


Рис. 1

по уравнению для профиля скорости находим dw/dy и $\langle w \rangle$. Если $|\langle w \rangle - \langle w_F \rangle| > \varepsilon$, где ε — малое, напе-

ред заданное число, то принимаем $\langle w_F \rangle = \langle w \rangle$, уточняем значение v^* и продолжаем расчет. Итерационный процесс заканчивается при $|\langle w \rangle - \langle w_F \rangle| < \varepsilon$. По най-

денным значениям $\langle w \rangle, v^*$ вычисляем необходимые гидравлические характеристики потока.

На рис. 1 приведены результаты расчетов потерь давления при движении высококонцентрированного пылеугольного потока в горизонтальном трубопроводе и сравнение их с экспериментальными данными [1]. Расчеты выполнены для диаметра трубопровода $D = 0,064$ м, $\delta = 1,1 \cdot 10^{-4}$ м, $\rho_p = 1400$ кг/м³, $T_g = 360$ К, при $A = 0,3$, $C = 200$, $\varphi = 0,065$ м. Из рисунка видно, что с ростом расходной концентрации удельные потери давления увеличиваются. Результаты расчета по предлагаемой модели с использованием формулы (7), (кривая 1) удовлетворительно совпадают с данными опытов [1]. Расчет по модели [5] при $k = k_0 = 0,4$ (кривая 2) дает существенно заниженные результаты.

Распределение скорости потока

$W = w/v^*$ по сечению канала, рассчитанное применительно к опытам [1] с учетом поправки (7) представлено на рис. 2. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям концентрации $\mu = 0, 2, 10, 20$ и 50. На этом же рисунке показано влияние концентрации на величину поправки к константе Кармана k (кривая 6).

Из рисунка видно, что увеличение концентрации приводит не только к выполаживанию профиля скорости пото-

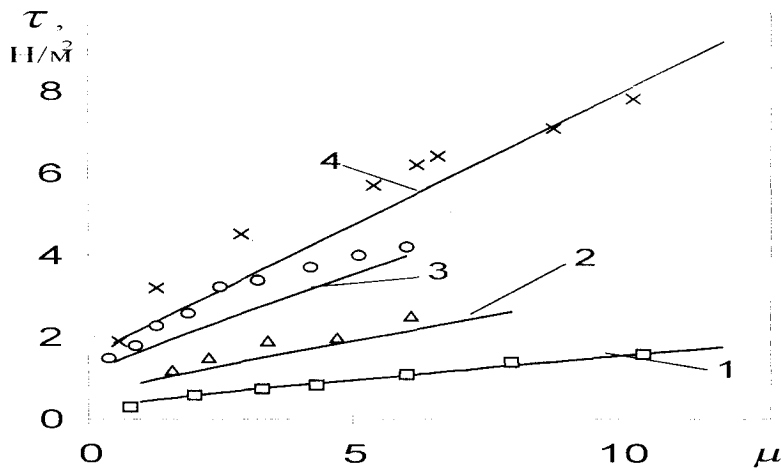


Рис. 4

ка, но и к росту k . Изменение k сказывается на величине толщины подслоя y_0 — с увеличением k y_0 снижается. При $\mu = 0$ расчеты по предлагаемой модели совпадают с результатами [5].

Удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных величин наблюдается также при сравнении результатов опытов [2] с расчетами по формуле (14) (рис. 3, кривая 1). В опытах [2] исследовался восходящий воздушнографитовый поток с частицами $\delta = 2,3 \cdot 10^{-4}$ м, плотностью $\rho_p = 2000$ кг/м³, в трубе $D = 0,0188$ м. Как видно из рис. 3 отклонение расчетных значений $\Delta P / \Delta P_0$ от опытных данных (обозначим его Δ) не превышает 20%. В то же время значения $\Delta P / \Delta P_0$, вычисленные по модели [5] (кривая 2) отличаются от опытных данных и это различие растет с увеличением μ , достигая уже при $\mu = 7$ величины $\Delta \approx 35\%$.

На рис. 4, в качестве примера, приведены некоторые результаты расчетов, выполненных применительно к условиям опытов [3].

В этих опытах измерялось напряжение трения τ на стенке трубы в зависимости от скорости потока w_g , ди-

аметра частиц и их концентрации. В расчетах, по данным [3] при

$\langle w_F \rangle = w_g$ вычислялись потери давления на транспорт частиц, а по ним на-

ходились значения $\tau = 0,25 \Delta P D / x$. На рис. 4 приняты следующие обозначения: 1,3 — песок, $\delta = 0,2$ мм; 2,4 — стеклянные шарики $\delta = 1,18$ мм; 1 — $w_g = 8$ м/с; 2 — $w_g = 12$ м/с; 3 — $w_g = 17$ м/с; 4 — $w_g = 20$ м/с. И в этом случае получено хорошее совпадение опытных и расчетных результатов, в особенности при малых скоростях газа.

Таким образом, выполненные по предлагаемой модели расчеты гидравлических характеристик вертикальных и горизонтальных двухфазных потоков как с низкой, так и с высокой концентрацией частиц, сопоставление их с известными экспериментальными данными свидетельствуют о том, что модель с приемлемой точностью предсказывает потери давления ΔP , напряжение трения τ и другие необходимые величины. Это позволяет рекомендовать данную модель для практического использования.

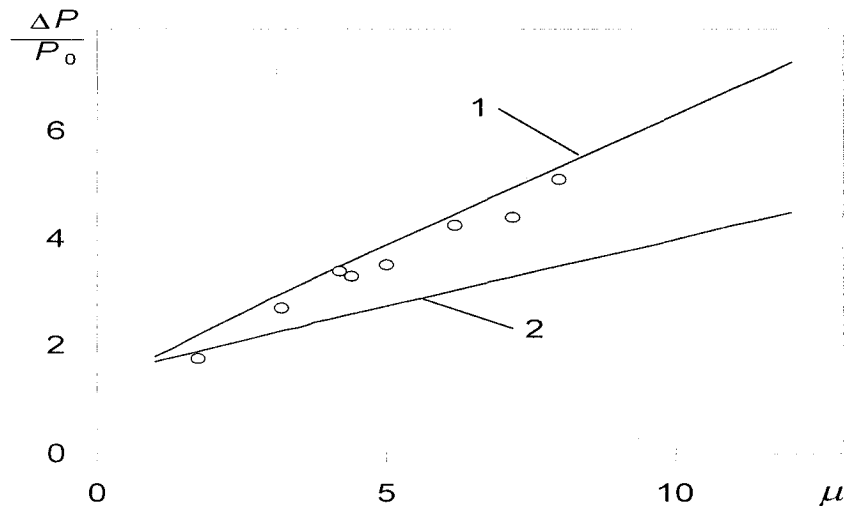


Рис. 3

1. Кесова Л.А., Красноштан Н.Н. Система пылеподдачи с высокой концентрацией котла ТПП-210А Трипольской ГРЭС.-Киев: Об-во "Знание", 1990. - 20 с.

2. Сукомел А.С., Цветков Ф.Ф., Керимов Р.В. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при движении газозвеси в трубах. - М.: Энергия, 1977. - 192с.

3. Овсиенко П.В., Крупник Л.И., Айнштейн В.Г. Измерение касательного трения в потоках газа с твердыми частицами //Инж. физич. журнал. -1997. - Т.70 - № 6. - С. 914-918.

4. Михаелидис Е. Движение частиц в газовом потоке. Средняя скорость и потери давления// Теорет. основы инж. расчетов. -1988. - № 1. - С. 276-288.

5. Michaelides E. E. A model for the flow of solid particles in gases// Int. J. Multiphase Flow. - 1984. -Vol. 10. - № 1. - P. 61-77.

6. Шрайбер А.А., Милютин В.Н., Яценко В.П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом. - Киев: Наук. думка, 1980. -250 с.