

УДК 621.547

**Чальцев М.Н., к.т.н.**

**АДИ ДонНТУ, г. Горловка**

## **ОБ УТОЧНЕНИИ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ АЭРОДИСПЕРСНЫХ ПОТОКОВ ПЫЛЕВИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

*Рассмотрены особенности гидродинамических характеристик аэродисперсных потоков пылевидных материалов и вопросы уточнения методов их расчета по сравнению с потоками зернистых материалов.*

### ***Постановка проблемы в общем виде***

В условиях возрастающего применения пневматического транспорта в различных отраслях промышленности возникает необходимость в дополнительных исследованиях аэродисперсных потоков. Проблемы, возникающие при проектировании и использовании пневмотранспортных систем, большей частью разрешаются путем проведения трудоемких и дорогостоящих экспериментов. Получаемые при этом эмпирические зависимости пригодны, как правило, только для ограниченного круга систем, соответствующих условиям эксперимента. Обобщение результатов экспериментальных исследований, проведенных при других условиях, приводит к значительным погрешностям расчета. По этой причине расчеты ведутся с неоправданно большим запасом, что приводит к росту энергоемкости установок и возможному возникновению завалов транспортного трубопровода.

Важнейшей задачей гидравлического расчета пневмотранспорта является правильная оценка потерь давления вдоль трассы, которая обеспечивает наименьшие энергозатраты при устойчивом процессе транспортирования с заданной производительностью.

### ***Анализ последних достижений и публикаций***

Известные методы расчета гидравлических сопротивлений, используемые в гидромеханике для однофазных сред, основаны на применении уравнения Бернулли, выражающего энергетический баланс потока. Для условий двухфазных аэродисперсных потоков оно было преобразовано в 2004 г. [1]. На базе уравнения Бернулли была разработана обобщенная методика расчета гидравлических сопротивлений в потоке газозвеси [2], которая обеспечивает высокую точность расчетов для зернистых материалов. Однако выяснилось, что результаты расчетов газозвеси пылевидных материалов с размером частиц менее  $100\ \mu\text{m}$  дают существенные отклонения от опытных данных. Для выявления причин этого обстоятельства потребовалось проведение дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

### ***Цель работы***

Целью работы является уточнение методов гидравлического расчета пневмотранспортных потоков пылевидных материалов.

### ***Изложение основного материала исследования***

К категории пылевидных твердых материалов относятся измельченные твердые материалы, средняя крупность частиц которых не превышает  $100\ \mu\text{m}$ . К ним принадлежат, в частности, цемент, зола, угольная пыль, концентраты руд черных и цветных металлов и др.

Потоки газозвесей в трубах, как правило, турбулентны. Однако их турбулентная структура и связанные с ней интегральные параметры изучены к настоящему времени недостаточно. Поток запыленного газа рассматривают обычно как поток некоторой однофазной

однородной жидкости, плотность и вязкость которой равняется плотности и вязкости газозвеси. Но практика показывает, что для потока такой модельной жидкости расчетные значения удельных перепадов давления, полученные по формуле, аналогичной в трубопроводной гидравлике однородной жидкости, существенно завышены по сравнению с экспериментальными значениями. То есть фактические удельные перепады давления оказываются меньше расчетных, что является следствием влияния мелкой взвеси на статистический режим пульсационного движения несущей среды, а следовательно, и на среднюю удельную диссипацию кинетической энергии потока. Поэтому, пользуясь методом гидравлики, в расчетную зависимость для определения  $\Delta P/L$  необходимо ввести корректив, учитывающий влияние взвеси на удельный перепад давления.

Общее выражение для удельного перепада давления при движении газозвеси в трубе можно получить на основе уравнения Бернулли, составленного для потока газозвеси. При составлении этого уравнения газозвесь рассматривают как некую неоднородную сплошную среду, состоящую из двух взаимодействующих друг с другом континуумов, один из которых относится к газовой фазе, а другой – к твердой.

Рассматривается короткий участок трубопровода, где движение газозвеси принимается как низконапорное, характеризующееся относительно малыми перепадами давления между начальным и конечным сечениями потока. В этом случае газ можно рассматривать как несжимаемую среду, а его плотность – как постоянную величину. Режим теплообмена – изотермический. В этих условиях уравнение Бернулли приобретает вид [1]:

$$P_1 - P_2 = \Delta P_{TP} + \rho_p g(Z_2 - Z_1), \quad (1)$$

где  $P_1$  и  $P_2$  – давление в начальном и конечном сечениях потока;  $\Delta P_{TP}$  – потери давления на трение;  $\rho_p$  – расходная плотность газозвеси;  $g$  – ускорение свободного падения;  $Z_1$  и  $Z_2$  – высота расположения центров масс живых сечений потока относительно плоскости сравнения.

Разделив обе части уравнения (1) на  $L$  и обозначив  $(P_1 - P_2)/L$  и  $(z_2 - z_1)/L$ , соответственно, через  $\Delta P/L$  и  $\sin \alpha$ , где  $\alpha$  – угол наклона трубы к горизонтальной плоскости, будем иметь:

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\Delta P_{TP}}{L} + \rho_p g \sin \alpha. \quad (2)$$

Поскольку, пользуясь методом гидравлики, газозвесь рассматриваем как некоторую однофазную однородную жидкость плотностью  $\rho_{см}$  и эффективной вязкостью  $\gamma_{см}$ , то по аналогии с выражением удельных потерь давления в трубопроводной гидравлике для горизонтального трубопровода имеем:

$$\frac{\Delta P_{TP}}{L} = \lambda'_{см} \rho_{см} \frac{u_{см}^2}{2D}, \quad (3)$$

где  $\lambda'_{см}$  – расчетный коэффициент гидравлического трения для рассматриваемой модельной жидкости;  $D$  – внутренний диаметр трубы. В потоке мелкодисперсных частиц, когда средние скорости воздуха и материала могут быть приравнены друг к другу, величина  $u_{см}$  может быть выражена через скорость воздуха  $u$ :

$$u_{см} = u(1 + \mu_v), \quad (4)$$

где  $\mu_v$  – объемная расходная концентрация смеси.

Из выражений (3) и (4) получаем:

$$\frac{\Delta P_{TP}}{L} = \lambda'_{cm} \rho_{cm} (1 + \mu_v)^2 \frac{u^2}{2D}. \quad (5)$$

Входящий в (3) расчетный коэффициент гидравлического трения  $\lambda'_{cm}$  зависит от числа Рейнольдса  $Re_{cm} = uD/\nu_{cm}$ , где  $\nu_{cm} = \gamma_{cm}/\rho_{cm}$  - кинематическая вязкость газозвеси, и от относительной эквивалентной шероховатости внутренней стенки трубы  $K_3/D$ .

Для определения величины  $\lambda'_{cm}$  используем формулу, аналогичную формуле Альтшуля, полученной для потока однородной жидкости [3]:

$$\lambda'_{cm} = 0,11 \left( \frac{68}{Re_{cm}} + \frac{K_3}{D} \right)^{0,25}. \quad (6)$$

Таким образом, формула (5) позволяет определить с учетом (6) удельный перепад давления  $\Delta P_{TP}/L$  при движении однородной жидкости, моделирующей запыленный газ, в трубах.

Что касается динамической вязкости газозвеси  $\gamma_{cm}$ , то для малых значений объемной концентрации  $\mu_v$  величину  $\gamma_{cm}$  определяем по формуле, аналогичной для суспензий [4]:

$$\gamma_{cm} = \gamma(1 + 3,5\mu_v), \quad (7)$$

где  $\gamma$  - динамическая вязкость газа.

На практике фактический коэффициент гидравлического трения, который обозначим через  $\lambda_{cm}$ , в потоках пылевидных материалов оказывается существенно меньшим расчетного коэффициента гидравлического трения  $\lambda'_{cm}$ . В качестве примера, подтверждающего вышесказанное, на рис. 1 показана зависимость отношения  $\lambda_{cm}/\lambda'_{cm}$  от  $\mu_v$ , полученная в результате обработки опытных данных, заимствованных из [5], по измерению  $\Delta P_{TP}/L$  при пневмотранспортировании цемента крупностью  $d_s = 0,021$  мм и плотностью  $\rho_s = 3060$  кг/м<sup>3</sup> в горизонтальной трубе диаметром  $D = 0,05$  м. При определении  $\lambda_{cm}/\lambda'_{cm}$  для заданных средних скоростей движения газа величина  $\lambda_{cm}$  вычислялась по формуле:

$$\lambda_{cm} = \frac{\left( \frac{\Delta P_{TP}}{L} \right)_{on}}{\rho_{cm} (1 + \mu_v)^2 \frac{u^2}{2D}}, \quad (8)$$

где  $\left( \frac{\Delta P_{TP}}{L} \right)_{on}$  - экспериментальное значение удельного перепада давления в потоке газозвеси. Коэффициент  $\lambda'_{cm}$  определялся по формуле (6).

Как видно на рис.1, величина  $\lambda_{cm}/\lambda'_{cm}$  составляет около 0,2. Такое существенное уменьшение фактического коэффициента гидравлического трения  $\lambda_{cm}$  по сравнению с расчетным коэффициентом  $\lambda'_{cm}$  можно физически объяснить гашением турбулентности пылевидной взвесью. Следует отметить, что указанный выше эффект снижения удельного перепада давления присущ только газозвесям, содержащим пылевидные частицы. При гидравлическом трубопроводном транспорте таких частиц этот эффект не наблюдается, и в данном случае  $\lambda'_{cm} = \lambda_{cm}$ . Отсюда следует, что определяющую роль в подавлении турбулентности играет, по-видимому, сравнительно большая относительная плотность твер-

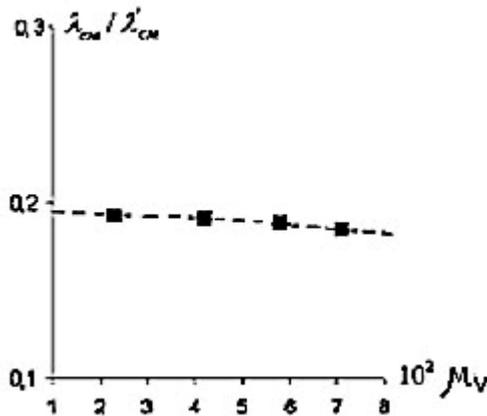


Рис. 1. Зависимость величины  $\frac{\lambda_{cm}}{\lambda'_{cm}}$  от  $\mu_v$  для критического режима пневмотранспорта цемента

дых частиц  $\rho_T/\rho$  и связанная с ней инерционность этих частиц в процессе их переноса пульсационным движением газа.

Сам физический механизм влияния мелкой взвеси на турбулентность газа можно объяснить следующим образом. Согласно [6], в любом турбулентном двухфазном потоке полный переток механической энергии от осредненного движения смеси к пульсационному происходит одновременно по двум „каналам”: из-за потери устойчивости и распада вихрей несущей среды, а также путем образования крупно- или мелкомасштабных возмущений или вихревых следов вследствие обтекания твердых частиц жидкостью или газом. Поскольку плотность твердых частиц обычно на три порядка больше плотности газа (воздуха), пылевидные частицы обладают большей инертностью, чем

газ, и поэтому не полностью воспринимают пульсационные движения газа, т.е. не следуют непрерывно за окружающими их пульсирующими объемами газа. В этом случае происходит дробление крупных вихрей в потоке, что приводит к ослаблению энергии пульсаций. Поэтому турбулентная энергия, генерируемая непрерывным каскадным процессом образования и последующего распада вихрей разных порядков, уменьшается по всему спектру частот пульсаций скоростей по сравнению с турбулентной энергией соответствующего потока однородной модельной жидкости. С другой стороны, мелкомасштабные возмущения, образованные из-за обтекания пылевидной взвеси газом, незначительно увеличивают турбулентную энергию в высокочастотной области спектра. Таким образом, в рассматриваемых потоках газозввесей процесс ослабления турбулентности за счет дробления вихрей преобладает над процессом дополнительной турбулизации потока, обусловленной обтеканием взвеси, что в конечном итоге и приводит к гашению турбулентности.

В случае же крупных частиц взвеси, обтекаемых в квадратичной области сопротивления, дополнительная генерация турбулентной энергии, связанная с этим обтеканием, может преобладать над гашением турбулентной энергии, обусловленным дроблением вихрей, и тогда турбулизация газа становится более интенсивной.

Чтобы учесть влияние пылевидной взвеси на удельный перепад давления, определяемый по формуле, аналогичной (5), коэффициент гидравлического трения  $\lambda'_{cm}$  в формуле (3) следует заменить на  $\lambda_{cm}$ . В результате этой замены и последующих элементарных преобразований получаем:

$$\frac{\Delta P_{TP}}{L} = \bar{\lambda} \bar{\rho} (1 + \mu_v)^2 \lambda \frac{\rho u^2}{2D} = \bar{\lambda} \bar{\rho} (1 + \mu_v)^2 \left( \frac{\Delta P_{TP}}{L} \right)_T; \quad (9)$$

$$\left( \frac{\Delta P_{TP}}{L} \right)_T = \lambda \frac{\rho u^2}{2D}; \quad (10)$$

$$\bar{\rho} = 1 + (\Delta_T - 1) \frac{\mu_v}{1 + \mu_v}, \quad (11)$$

где  $\lambda$  и  $(\Delta P_{TP}/L)_T$  — коэффициент гидравлического трения и удельный перепад давления в соответствующем потоке газа;  $\bar{\lambda} = \lambda_{cm} / \lambda$  — параметр, учитывающий влияние пылевидной взвеси на  $\Delta P_{TP}/L$ . Входящая в (11) величина  $\Delta_T = \frac{\rho_T}{\rho}$ .

Для вычисления коэффициента  $\lambda$  можно рекомендовать, в частности, формулу Альтшуля по аналогии с (6)

$$\lambda = 0,11 \left( \frac{68}{Re} + \frac{K_9}{D} \right)^{0,25} \quad (12)$$

Здесь число Рейнольдса  $Re = \frac{uD}{\nu}$ , где  $\nu$  - кинематическая вязкость газа;  $\nu = \mu / \rho$ .

Параметр  $\bar{\lambda}$  определяется на основе экспериментальных данных по измерению  $\Delta P_{TP}/L$ , поскольку зависимость для вычисления  $\lambda_{cm}$  для рассматриваемых потоков неизвестна. Для определения параметра  $\bar{\lambda}$  использованы экспериментальные данные по измерению удельных перепадов давления при пневмотранспортировании цемента, золы, измельченного угля [5], а также концентрата железной руды [7] при средних скоростях движения газа  $u \geq u_{кр}$ . При этом входящие в  $\bar{\lambda}$  коэффициенты гидравлического трения  $\lambda_{cm}$  и  $\lambda$  определяются по соответствующим формулам (8) и (12). На основании вышеупомянутых экспериментальных данных установлено, что величина  $\bar{\lambda}$  зависит в общем случае от  $\alpha_T$ ,  $Re_T$  и  $u/u_{кр}$ . Эмпирическая зависимость величины  $\bar{\lambda}$  от определяющих ее параметров имеет вид:

$$\bar{\lambda} = \left[ \bar{\lambda}_{кр} + 0,0082 \left( \frac{u}{u_{кр}} \right) \right]; \quad (13)$$

$$\bar{\lambda}_{кр} = 1 - (1 - \varphi) th(47,16\sqrt{\mu_\nu}); \quad (14)$$

$$\varphi = 0,127 + (1 + 1,016 Re_T) 0,022 Re_T. \quad (15)$$

В формулу (15) входит число Рейнольдса:

$$Re_T = \frac{d_T w_T}{\nu},$$

где  $w_T$  - скорость витания частицы.

Результаты обработки экспериментальных данных, относящиеся к критическому режиму пневмотранспортирования, показаны на рис. 2. Здесь точками обозначены экспериментальные значения  $\bar{\lambda}_{кр}$ , а сплошной линией – расчетные значения, полученные по формулам (14) и (15).

Как видно, формулы (14) и (15) вполне удовлетворительно аппроксимируют экспериментальные данные:

а —  $Re_T = 0,058$ ; б —  $Re_T = 0,4$ ; в —  $Re_T = 2,63$ .

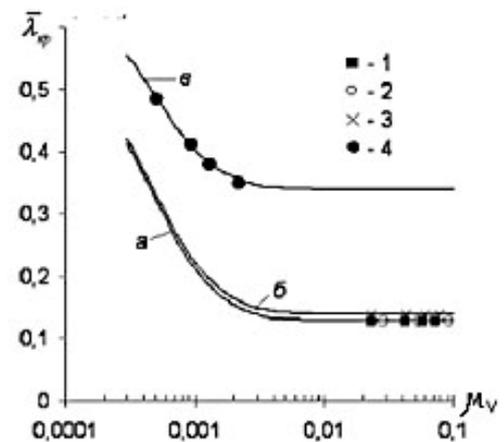


Рис. 2. Зависимость  $\bar{\lambda}_{кр}$  от  $\mu_\nu$  при

$$u = u_{кр} :$$

1 – цемент,  $Re_T = 0,05$ ; 2 – зола,  $Re_T = 0,059$ ; 3 – уголь,  $Re_T = 0,4$ ; 4 – концентрат железной руды,  $Re_T = 2,63$

Из формул (13) и (14) вытекает, в частности, что в предельном случае при  $\varphi = 1$  и  $u/u_{кр} = 1$  величина  $\bar{\lambda} = 1/(1 + \mu_v)^2 \approx 1$ , и в данном случае пылевидная взвесь уже не способствует подавлению турбулентности. Следовательно, положительный корень квадратного алгебраического уравнения

$$0,022352 \text{Re}_T^2 + 0,022 \text{Re}_T - 0,873 = 0, \quad (16)$$

вытекающего из (15) при  $\varphi = 1$ , соответствует предельному значению  $(\text{Re}_T)_{пр}$ , при котором уже не будет наблюдаться гашение турбулентности. Решив уравнение (16), будем иметь  $(\text{Re}_T)_{пр} \approx 5,78$ . Областями применения эмпирических формул (13) и (14) являются:

$$\left. \begin{array}{l} \mu_v < 0,1 \\ u \geq u_{кр} \\ \text{Re}_T < 5,78 \\ dT \leq 100 \text{ мкм} \end{array} \right\}.$$

### **Выводы**

Таким образом, формулы (9) – (11) позволяют определить с учетом (13) – (15) удельный перепад давления  $\Delta P_{TP}/L$  при скоростях пневмотранспортирования пылевидных твердых материалов  $u \geq u_{кр}$ . Проверочные расчеты показывают, что погрешность данной методики не превышает 15-20%.

### **Перспективы дальнейших разработок**

Для подтверждения результатов исследований в более широком диапазоне рабочих параметров пневмотранспортирования намечено проведение дополнительных экспериментальных исследований.

### **Список литературы**

1. Криль С.И., Чальцев М.Н. Уравнение Бернулли для потоков газозвеси // Прикладная гидромеханика. - 2004. - Т.6 (78).- №1. - С.3-8.
2. Чальцев М.Н. Аналитический метод гидравлического расчета пневмотранспортных трубопроводов //Сб. научных трудов Национального горного университета.-2004.- № 19.-Т.4. - С.140-144.
3. Альтшуль А.Д. Гидравлические сопротивления. - М.: Недра, 1970. -317 с.
4. Криль С.І. До питання про реологічне моделювання суспензій. //Прикладна гідромеханіка. – 2003. – Т.5 (77). – №2. – С.20-26.
5. Исследовать параметры пневмотранспортных потоков повышенной и средней концентрации: Отчет о НИР / АДИ Дон НТУ; № ГР 0100U001095. – 2002. – 128с.
6. Криль С.И. Напорные взвесенесущие потоки. – Киев: Наукова думка, 1990. -160 с.
7. Кузнецов Ю.М. Теоретические основы, принципы конструирования и внедрение устройств для интенсификации процесса производства чугуна и стали путем вдувания в металл порошкообразных материалов: Дис... докт. техн. наук: 05.16.08. – Свердловск, 1987. – 301 С.

© Чальцев М.Н, 2005