



УДК 621.867.82: 532

В. М. Гуцин, канд. техн. наук, доцент, Донбасская государственная машиностроительная академия

АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ АЭРОСМЕСЕЙ В ПНЕВМОТРАНСПОРТНОМ ТРУБОПРОВОДЕ

Движение аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе осуществляется: "в полете" одиночных частиц во взвешенном состоянии; макробросками без отложений и с отложениями; дюнообразное, волнообразное и порционное перемещение, движение сдвигом сплошной массы [1]. В пределах одного трубопровода одновременно могут существовать два и более режимов течения аэросмесей в сочетании с их взаимными переходами. Для трубопроводов круглого сечения наиболее изученным является режим движения одиночных частиц "в полете" во взвешенном состоянии [2,3]. Частицы перемещаются в устойчивом турбулентном потоке. Общее движение "вперед-вдоль" в этом случае сопровождается ударами частиц о верхнюю, нижнюю и боковые стенки трубопровода. Перемещение частиц сыпучего материала осуществляется при высоких скоростях движения несущей среды (20...50 м/с) и малых концентрациях смеси ($\mu = 5...30$). Высокая скорость движения несущей и несомой фаз, существенное отставание скорости несомой фазы от несущей ($V_v - V_n > 0$) приводят к высокой энергоемкости процесса транспортирования.

Волновой и порционный режимы движения аэросмесей [4, 5] отличаются сложностью протекающих процессов, характеризующихся постоянными переходами ламинарного течения в турбулентное и наоборот, по постоянно повторяющейся синергетической схеме $\Pi \leftrightarrow X$ (порядок \leftrightarrow хаос) [6]. Процессы перехода вызваны возмущениями: воздействием набегающего воздушного потока, формой и шероховатостью транспортируемых частиц сыпучего материала, шероховатостью стенок материалопровода, изменениями энтропии и осцилляционными процессами. Наблюдающаяся внутриволновая, внутриволновая турбулентность сопровождается диссипацией энергии в масштабных вихревых образованиях. Энергетическая подпитка для поддержания внутриволновой и внутриволновой турбулентности осуществляется воздействием дополнительных воздушных струй.

Воздействие воздушной струи на сыпучий материал, размещенный на нижней поверхности материалопровода, рассматривается для случая, когда струя в начальный момент времени соударяется с плоской поверхностью сыпучего материала, а далее, по мере развития процесса, с жестким экраном круговой формы (нижней поверхностью трубы) [7]. Воздушная струя воздействует на сыпучий материал под углом атаки $\alpha > 0$. Давление на поверхность экрана при натекании на него воздушной струи имеет области положительных и отрицательных значений. Воздействие воздушной струи, неравномерность распределения давлений способствует общей турбулизации движения. При этом идет процесс формирования устойчивых когерентных (упорядоченных) крупномасштабных вихревых образований. Общая структура движения определяется влиянием конечного числа когерентных мелко- и крупномасштабных образований, наблюдающихся в пневмотранспортном трубопроводе.

С точки зрения снижения энергетических затрат на процесс транспортирования представляется перспективным использование пневмотранспортных установок, работающих в волновом и порционном режимах движения аэросмесей. Анализ выполненных теоретических и экспериментальных исследований показал малоизученность процессов течения аэросмесей в трубопроводе, что существенно сдерживает разработку и широкое промышленное внедрение данных типов пневмотранспортных установок для сыпучих материалов.

Целью данной работы является более детальное и углубленное изучение процессов течения аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе при перемещении сыпучих материалов в различных режимах движения аэросмесей, и, прежде всего, волновом и порционном, выявление их особенностей с целью создания новых высокоэффективных энергосберегающих способов пневматического транспортирования сыпучих материалов с разными физико-механическими свойствами для предприятий строительной промышленности.

Визуализация на макроуровне волнового и порционного режимов движения аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе показала их особенности. Упорядоченные структуры простираются по всей длине трубопровода. Структуры повторяются как в направлении стелющейся струи так и в общем направлении потока. Наблюдается их подобие. Перемещения крупномасштабных вихрей характеризуются локальной периодичностью. В стелющейся струе и в области взаимодействия двух стелющихся струй возникают зоны неустойчивости направлений движения вихрей. На пороге неустойчивости направлений движения вихрей имеют место бифуркационные явления. Направление вихрей в рассматриваемых областях является равновероятностным.

Крупные структуры играют важную роль в динамике переноса энергии через развитую область автомодельного течения струи. Данное условие выполняется, когда характерные масштабы изменения направления потока длины, скорости и частоты наибольших вихревых структур соизмеримы с суммарными масштабами осредненного потока. Предполагается, что геометрия границы раздела определяется структурой турбулентности, содержащейся внутри нее. Подобие структуры турбулентности отражается в характеристиках границы раздела, таких как перемежаемость и нормированная частота прохождения границы раздела.

Поперечные распределения коэффициента перемежаемости и нормированной частоты прохождения границы раздела в сечениях $x/D = 5...49$ описываются соотношениями [8]:

$$\gamma = 0,5 - \exp\left[\frac{1}{0,41}\left(\frac{y - y_m}{b} - 0,11\right)\right];$$

$$\frac{f_v}{f_{vm}} = \exp\left[-0,5\left(\frac{y - y_m}{0,41b}\right)^2\right],$$

где γ – коэффициент перемежаемости; y – поперечная координата; y_m – поперечная координата области с максимальной частотой прохождения границы раздела; b – ширина струи; f_v – частота прохождения границы раздела; f_{vm} – максимальная частота прохождения границы раздела.

Конвективная скорость крупных вихревых структур определяется путем комбинации визуализации течения и расчетов с использованием соотношений подобия характерных масштабов течения.

При рассмотрении крупномасштабных вихрей в рамках модели вихревой дорожки, конвективная скорость (U_s), длина волны (l_s) и частота (f_s) вихревых структур связаны между собой соотношением $U_s = l_s f_s$, или

$$\frac{U_s}{U_0} = C_l \left(\frac{x}{d}\right) C_f \left(\frac{x}{d}\right)^{-1,5},$$

где U_0 – скорость истечения струи; (x/d) – параметр рассматриваемого сечения; C_l – структурный коэффициент длины волны; C_f – структурный коэффициент частоты

Для постоянных C_l и C_f структурный коэффициент конвективной скорости $C_u = C_l C_f$ должен сохраняться постоянным в автомодельной области течения струи. По данным [8] величина коэффициента C_f может быть принята равной 2,36 ($C_f = 2,36$).

Характер коэффициента C_l определяется для известных мгновенных выбранных вихрей в области полностью развитого течения струи. Представив безразмерную длину



волны для системы вихрей в виде $l_s / d = C_1 (x/d)$, соответствующая плотность вихрей определяется как

$$n_s d = \frac{2}{C_1 \left(\frac{x}{d} \right)},$$

где n_s – плотность вихрей.

При переходе вихря из начального сечения x_0 в текущее сечение x_1 выполняется условие

$$\int_{x_0}^{x_1} n_s dx = 1$$

или

$$\frac{2}{C_1} l_n \left(\frac{x_1}{x_0} \right) = 1.$$

Для двух смежных вихрей, координаты которых определены методом визуализации потока, коэффициент длины волны определяется из последнего уравнения

$$C_1 = 2l_n \left(\frac{x_1}{x_0} \right).$$

Из условия $k = \int_{x_0}^{x_1} n_s dx$, можно найти $(N - 1)$ оценок

$$C_1 = \frac{2}{k} l_n \left(\frac{x_k}{x_0} \right), \quad k = 1, 2, \dots (N - 1).$$

Из графика (рис. 1), построенного по результатам расчетов видно, что коэффициент длины волны $C_1 = f(x)$ стремится асимптотически к своему автомодельному значению $C_1^N = 5$.

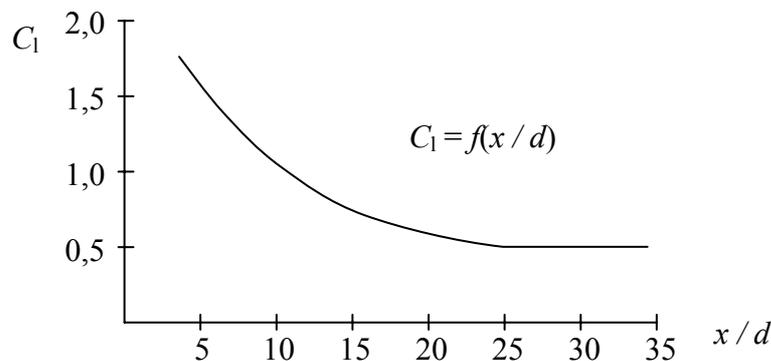


Рис. 1. График изменения $C_1 = f(x/d)$ по результатам визуализации течения аэросмеси

Определив C_1 и C_f , находится конвективная скорость крупных вихрей

$$\frac{U_s}{U_0} = 1,2 \left(\frac{x}{d} \right)^{-0,5}.$$

Суммарные изменения масштабов длины, скорости и подобия согласуются с условиями подобия.

Пространственная когерентность и периодичность вихрей в полностью развитом струйном течении имеет характерную форму мгновенного поля скоростей. Проверка пространственной взаимосвязи осуществляется путем изменения взаимных корреляций

между продольными пульсациями скорости в различных точках потока. Коэффициенты корреляции определяются для точек А и В, удаленных на расстоянии $\delta_x, \delta_y, \delta_z$,

$$R_u(\delta_x, \delta_y, \delta_z) = U_A U_B / U_A' U_B',$$

где $U_A U_B$ – уровни пульсации скорости.

В структуре вихревой дорожки в полностью развитом струйном течении проявляется двумерность турбулентного поля течения и геометрии границы раздела. Оценка степени двумерности осуществляется путем сравнения характеристик интегральных масштабов длин в продольном и поперечном направлениях. Эти интегральные масштабы определяются корреляциями скорости и перемежаемости

$$A_x = \int_0^{\infty} R(\delta_x, 0, 0) d\delta_x,$$

$$A_z = \int_0^{\infty} R(0, 0, \delta_z) d\delta_z.$$

Подобие структур, пространственная когерентность и периодичность вихрей, двумерность и трехмерность деформирования вихревых жгутов, стремление к формированию классических подковообразных вихрей являются отличительными особенностями движения аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе.

Движение аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе сопровождается колебательными процессами. Происходит диссипация энергии. Предполагается, что вязкостные эффекты сосредоточены в однослойном пограничном слое, толщина которого определяется диссипацией при установившемся режиме течения. Все остальные эффекты сосредоточены в ядре потока, где имеет место течение с относительно равномерным распределением скорости. При турбулентном течении, имеющем место практически во всех режимах движения аэросмесей, изменения скорости и градиента давления в ядре потока существенно влияют на процесс диссипации.

Анализ частотной характеристики транспортного трубопровода рассматривается для однослойной модели пограничного слоя при наличии возмущений малой амплитуды. Принимается жесткий трубопровод постоянного сечения (рис. 2). По трубопроводу диаметром d течет квазинесжимаемая жидкость. На установившееся давление в точке 1 наложено синусоидальное давление. Частотная характеристика представляется в виде [9]:

$$\frac{\delta p_2(j\omega)}{\delta p_1(j\omega)} = \exp[(-\gamma(j\omega))]L,$$

где $\delta p_2, \delta p_1$ - возмущение давления в рассматриваемых сечениях; $(j\omega)$ – частотная характеристика; L – длина рассматриваемого участка; γ – коэффициент перемежаемости.

Принимая во внимание, что фазовая скорость не зависит от частоты, коэффициент затухания α определяется

$$\alpha = k[\gamma(j\omega)],$$

где k – действительная часть.

Затухания синусоидального возмущения давления описываются в виде

$$\left| \frac{\delta p_2(j\omega)}{\delta p_1(j\omega)} \right| = e^{-2L} \approx 1 - 2L,$$

где α - коэффициент затухания; L – длина участка диссипации.

Принимается допущение, что вязкостная диссипация имеет место в ламинарном пограничном слое Δ (рис. 2). Коэффициент диссипации непосредственно связан с диссипацией энергии на длине L .

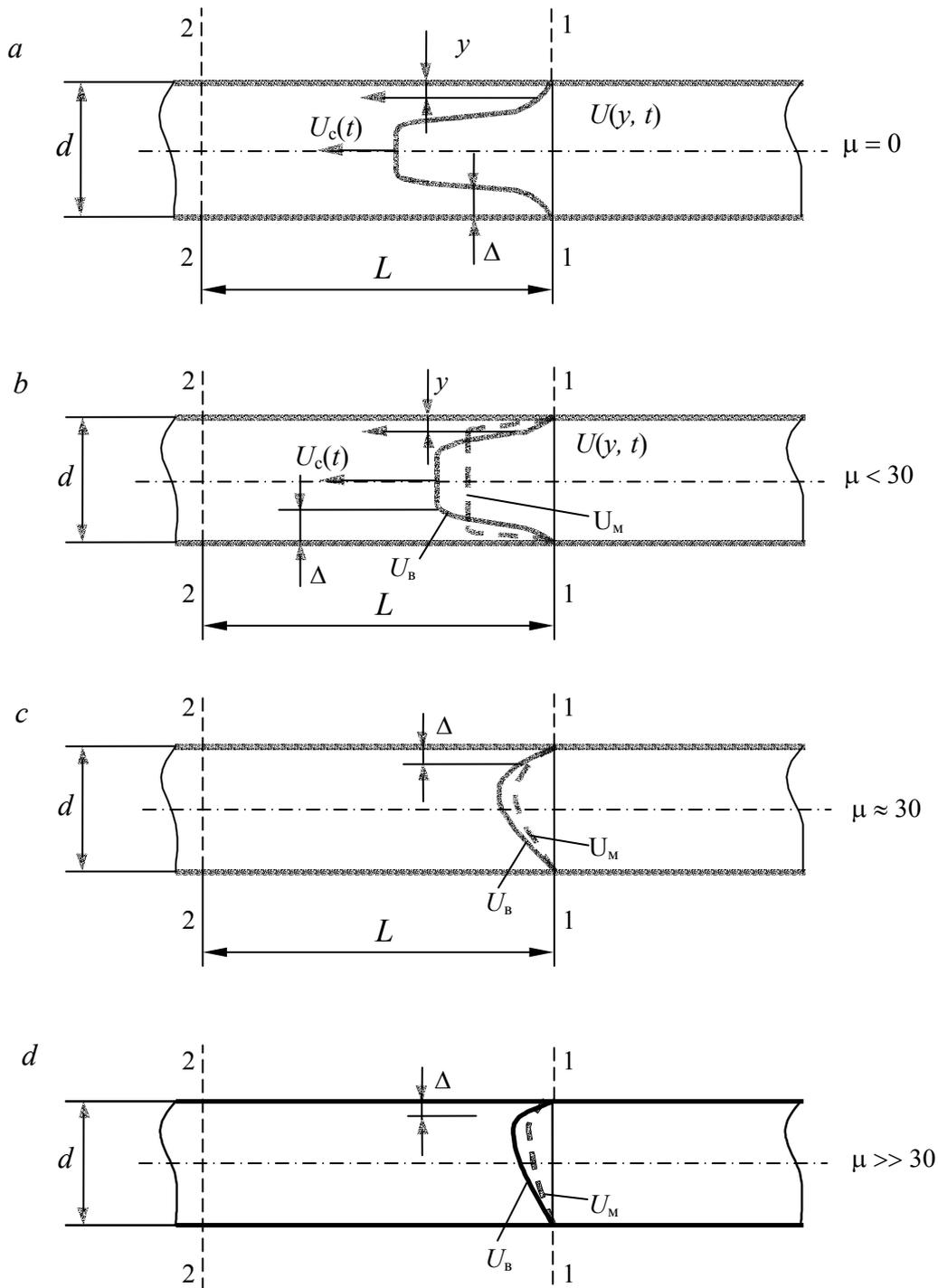


Рис. 2. Распределение скоростей в пограничном слое и ядре течения:
 а – при продувании чистого воздуха; б – в полете одиночных частиц; с – макробросками;
 д – в порционном и волновом режимах движения аэросмеси

Процедура решения состоит в интегрировании нестационарного уравнения энергии по площади поперечного сечения трубопровода и на длине выделенного участка трубопровода L и в пределах одного периода $2\pi/\omega$. Уравнение имеет вид

$$\left[\int_0^{2\pi/\omega} \left(\frac{a\rho\rho_c^3}{2g} + P_2 u_c a \right) dt \right]_2 = \left[\int_0^{2\pi/\omega} \left(\frac{a\rho\rho_c^3}{2g} + P_1 u_c a \right) dt \right]_1 - \left[\int_0^{2\pi/\omega} \int_0^L \frac{\pi\mu d}{g} \int_0^4 \frac{\partial u}{\partial y} dy dx dz \right],$$

где a – площадь поперечного сечения; ρ – плотность потока; u_c – скорость в ядре сечения трубопровода; p_1 и p_2 – давления в рассматриваемом сечении; 1 и 2 – параметры в

сечениях 1-1 и 2-2; μ - динамический коэффициент вязкости; d – диаметр трубопровода; z – осевая координата; y – радиальная координата.

Последний член в данном уравнении представляет полную вязкостную диссипацию наблюдающуюся на длине участка L в пределах промежутка $2\pi/\omega$. Диссипативный член последнего уравнения вычисляется путем построения передаточной функции, связывающей градиент локальной скорости в пограничном слое со скоростью в ядре течения.

Возмущения скорости течения и давления определяются соотношениями

$$\begin{aligned} U_{c1} &= U_c^* + \delta u_{c1} \sin(\omega t); \\ P_1 &= P_1^* + \delta P_1 \sin(\omega t); \\ U_{c2} &= U_c^* + \delta u_{c2} \sin(\omega t + \varphi); \\ P_2 &= P_2^* + \delta P_2 \sin(\omega t + \varphi), \end{aligned}$$

где φ – фазовый угол; звездочкой обозначены установившиеся значения скорости и давления; δu_1 , δp_1 и т. д. – амплитуды возмущения.

Параметр диссипации записывается в виде

$$\Phi = \int_0^1 \lambda^2 d\eta \eta,$$

где $\lambda = |J(j\omega)|$ – абсолютная величина частотной характеристики; $\eta = y/\Delta$ – безразмерная координата для пограничного слоя; Δ – толщина пограничного слоя.

Поскольку $\delta p = \frac{\rho c}{g} \delta u$, соотношение принимает вид

$$\left(\frac{\delta p_2(j\omega)}{\delta p_1(j\omega)} \right)^2 = 1 - \frac{4\nu L \Phi}{cd\Delta},$$

где ν – кинематическая вязкость; c – скорость распространения волны.

Полагая, что последний член в нестационарном уравнении энергии мал по сравнению с единицей и коэффициент затухания определяется

$$\alpha = \frac{2\nu\Phi}{cd\Delta}.$$

Выразив его через число Рейнольдса ($Re = U_c \cdot d/\nu$), коэффициент затухания примет вид

$$\alpha = \frac{2\Phi U_c^*}{c Re \Delta}.$$

Затухание возмущения давления при турбулентном течении определяется параметром диссипации, который связан с абсолютным значением частотной характеристики, т.е. соответствующей передаточной функции, связывающей градиент локальной скорости в пограничном слое, со скоростью течения ядра.

Выводы

Течение аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе отличается сложностью протекающих процессов и сопровождается формированием структур, зависящих от режимов движения. Перемещения крупномасштабных вихрей при волновом и порционном режимах движения аэросмесей характеризуются локальной периодичностью во времени. Когерентные структуры простираются в пределах всего транспортного трубопровода. Процессы традиционно считавшиеся случайными могут быть описаны с позиции детерминированного подхода. Уровень турбулентности течений в пневмотранспортном трубопроводе определяется влиянием конечного числа когерентных крупномасштабных вихревых образований. В пневмотранспортном трубопроводе наблюдаются постоянные переходы по синергетической схеме «порядок ↔ хаос».



Когерентные структуры и повторяющиеся переходы по синергетической схеме позволяют поддерживать заданный режим движения аэросмесей и, в целом обеспечить стабильную работоспособность пневмотранспортного трубопровода.

Литература

1. *Гуцин В.М.* Режимы движения двухкомпонентной среды в транспортном трубопроводе // Геотехнічна механіка: Міжвід. зб. наук. праць/ Ін-т геотехнічної механіки НАН України. – Дн-ськ, 1999. – Вип. 13. – С. 71-76.
2. *Смолдырев А.Е.* Трубопроводный транспорт. – М.: Недра, 1980. – 292 с.
3. *Волошин А.И., Пономарев Б.В.* Механика пневмотранспортирования сыпучих материалов. – К.: Наук. думка, 2001. – 519 с.
4. *Гуцин В.М.* Пневмотранспортная установка с порционным движением песка // Литейное производство. – 1979. – №6. – С.25-26.
5. *Гуцин О.В.* Пневмотранспорт сыпучих материалов в порционном режиме движения // Гірничі, будівельні, дорожні та меліоративні машини. – 2001. – С.14-17.
6. *Гуцин В.М.* Синергетический подход к процессам движения аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе // Техніка будівництва. – 2001. – №10. – С.90-94.
7. *Гуцин В.М.* Восстановление структуры движения аэросмесей в пневмотранспортном трубопроводе // Вестник НТУУ «КПИ». – К.: Машиностроение. – 2000. – вып.38. – т.2. – С.158-162.
8. *Олер Дж., Голдсмит В.* Когерентные структуры в автомодельной области двухмерных турбулентных струй // Труды американского общества инженеров-механиков. Пер. с англ. Теоретические основы инженерных расчетов. – М.: Мир. – 1984. – Т.106. – №2. – С.154-160.
9. *Фанк Дж., Вуд Д.* Частотная характеристика гидравлических трубопроводов при турбулентном течении // Труды американского общества инженеров-механиков. Пер. с англ. Теоретические основы инженерных расчетов. – М.: Мир. – 1975. – Т.96. – №4, – С.158-162.
10. *Wood D.H., Bradshaw P.* A Turbulent Mixing Layer Constrained by a Solid Surface // Journal of Fluid Mechanics. – 1984. – Vol. 139. – P.347-360.