УДК 628.512.621.928
М.Г. Зиганшин – кандидат технических наук, доцент
А.М. Зиганшин – кандидат технических наук, доцент
Р.М. Гильфанов – кандидат технических наук, доцент
Казанский государственный архитектурно-строительный университет

РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОСАЖДЕНИЯ ВЗВЕСИ В АППАРАТАХ С ВРАЩАТЕЛЬНЫМ ДВИЖЕНИЕМ МУЛЬТИФАЗНЫХ ПОТОКОВ. ЧАСТЬ 1. СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

АННОТАЦИЯ
Работа посвящена проблемам моделирования мультифазных потоков применительно к циклонной сепарации промышленных выбросов. Рассмотрены методы математического описания движения изотермических криволинейных дисперсных потоков с учетом двухстороннего сцепления твердой фазы и несущей среды.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: моделирование, мультифазные потоки, циклонная сепарация, двухстороннее сцепление.

M.G. Jihanshin – candidate of the technical sciences, associate professor
A.M. Ziganshin – candidate of the technical sciences, associate professor
R.M. Gilfanov – candidate of the technical sciences, associate professor
Kazan State University of Architecture and Engineering

SETTLEMENT PARAMETERS OF THE SUSPENSION SEDIMENTATION IN DEVICES WITH THE ROTARY MOTION OF MULTIPHASE FLOWS. A PART 1. MODERN METHODS OF MULTIPHASE FLOWS SIMULATION

ABSTRACT
Work is devoted problems of multiphase flows simulation with application to cyclonic separation of industrial emissions. The mathematical description of movement of isothermal curvilinear disperses streams taking into account two-way coupling of a solid and the carried flow is considered.
KEYWORDS: simulation, multiphase flows, cyclonic separation, two-way coupling.

Описание реального движения дисперсного потока в циклонах связано с рядом принципиальных затруднений. К одной из основных сложностей можно отнести учет влияния различия форм и размеров элементов дисперсной фазы на их взаимодействия между собой и с несущей фазой. Задача определения параметров, отвечающих за степень согласованности движения фаз от их совместного слаженного перемещения до полной сепарации, не поддается аналитическому решению. В последнее время наблюдается развитие способов упрощений, направленных на обеспечение математического моделирования процесса взаимодействия элементов дисперсной фазы и несущего потока. Процессы, рассматриваемые в данной работе, касаются очистки промышленных газовых выбросов с диспергированной твердой фазой, концентрация частиц в которых сравнительно невысока. При этом турбулентность газового потока может заметно влиять на перемещения частиц и стать основной проблемой моделирования.

Во многих численных моделях явно или неявно предполагается, что частицы значительно меньше всех линейных масштабов турбулентности. Движение таких точечных частиц и величину точечных сил, приложенных этими частицами к газовой фазе, рассчитывают по выражениям для сопротивления одиночной сферы в однородном потоке и определяют соответствующее изменение (модификацию) турбулентности. По [1] подобная расчетная техника может быть приемлема для частиц и вихрей, значительно различающихся в размерах. Но в практических задачах диаметр частицы d может иметь одинаковый порядок с линейным масштабом Колмогорова з для однофазного потока, ввиду чего развитие физически приемлемых моделей для случая d ~ з требует самого скрупулезного моделирования взаимодействий между частицами и турбулентностью.

Во многих работах, связанных с перемещениями частиц в турбулентных потоках, указывается на неоднозначную сложность процессов, происходящих в реальных системах. Частицы могут концентрироваться локально в областях потока с низкой интенсивностью турбулентности. Затем частицы, в зависимости от инерции (т.е. их размеров и масштаба вихрей) и величины образовавшейся локальной концентрации, могут погасить турбулентность, или же, наоборот, повысить ее интенсивность. В зонах с локальным завышением концентраций становится важным также учет столкновений частиц между собой и со стенками каналов. Поэтому выбор способа моделирования сцепления импульсов и сил между элементами дисперсной фазы и фазой носителя может стать ключевым условием правильного определения характеристик движения и сепарации реальных двухфазных потоков. В [1] в качестве основы моделирования движения обеих фаз приняты: нестационарное уравнение Навье-Стокса для несжимаемой среды, представляющее уравнение сохранения импульсов,

$$\partial\mathbf{u}/\partial t + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\,\mathbf{u} = \nabla\cdot у /с + g, \qquad (1.1)$$

второй закон Ньютона для поступательного движения i-той частицы

$$m_i dV_i / dt = m_i g - \int_{\partial Щ i(t)} у \cdot n\, dS \qquad (1.2)$$

и уравнение Эйлера для ее вращательного движения

$$\frac{d}{dt}\left(\mathbf{I}_i\,\omega_i\right) = -\int_{\partial\Omega_i(t)}\left(\mathbf{x}-\mathbf{X}_i\right)\times\left(\sigma\cdot\mathbf{n}\right)dS\ , \qquad (1.3)$$

где **u** – вектор скорости потока, с – плотность жидкости, g – ускорение силы тяжести, m_i – масса, $\mathbf{I}_i$ – матрица моментов инерции, V_i – линейная и $щ_i$–вращательная скорость i-той частицы, **n** – единичный нормальный вектор, у - тензор напряжений для ньютоновской жидкости:

$$у = -p\mathbf{I} + м[\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^{\mathbf{T}}], \qquad (1.4)$$

где p, м – давление и динамическая вязкость жидкости, индекс T означает транспонирование.

Интегралы в уравнениях (1.2) и (1.3) соответствуют полной силе и крутке для i-той частицы в несущей среде; $\partial Щ_i(t)$ – пределы интегрирования по объемам $Щ_i(t)$, занимаемым *i*-той частицей в момент времени *t*. Положение центра *i*-той частицы $\mathbf{X}_i$ и углы (Эйлера) $И_i$ определяются из решений уравнений

$$d\mathbf{X}_i/dt = V_i; \qquad (1.5)$$

$$dИ_i/dt = щ_i. \qquad (1.6)$$

Точное решение уравнений (1.1)-(1.6) с начальными и граничными условиями на поверхностях частиц требует больших вычислительных ресурсов вследствие необходимости расчетов сцепленных характеристик всех частиц с потоком. Подобные принципы заложены в технике произвольных функций Лагранжа-Эйлера (ALE) [2], которая моделирует полностью сцепленное движение частицы с использованием перемещающейся сетки конечных элементов. Чтобы сократить количество расчетов и повысить устойчивость решения, для жидкой и твердой фаз формулируется комбинированное уравнение импульса. Это позволяет избежать вычисления гидродинамических сил и моментов на каждой частице в явном виде. Так как частицы могут свободно перемещаться в пределах вычисляемой зоны в соответствии с силами, приложенными к ним окружающей жидкостью, в т.ч. – сближаться и сталкиваться. Чтобы программа их при этом замечала, возникает необходимость создания очень мелкой сетки, которая охватывала бы близко расположенные частицы. Для сокращения вычислительных затрат вводится дополнительная фиктивная сила, позволяющая частицам сближаться только до определенного расстояния друг с другом или с ограждениями. Однако для повышения точности расчетов это расстояние должно быть как можно меньшим. Недостатком техники ALE является также искажение сетки в процессе моделирования из-за движения частиц, после которого необходимо регенерировать сетку и переносить на нее решение, полученное на старой сетке. Это ведет к увеличению вычислительных затрат, а также служит источником ошибки из-за прогнозирований, которые выполняются после каждой регенерации.

Johnson и Tezduyar [3, 4, 5, 6] разработали технику DSD/SST «deformable-spatial-domain/stabilized space-time» (деформируемый пространственный домен/устойчивое пространство-время) для трехмерного моделирования взаимодействий системы «жидкость – частицы». Рассматривалось падение от 5 до 1000 сфер в трубе с жидкостью при числах Re_p от 100 до 8. Расчетная сетка перемещалась с центром масс падающих сфер. Частоту регенераций сеток уменьшали за счет определения внутренних смещений узла с помощью модифицированных уравнений линейной эластичности. В течение каждого шага по времени положения частицы и скорости обновлялись с использованием неявного вычисления приложенных к частице сил и импульсов. Скорости частиц, столкнувшихся в течение шага по времени, корректировались в соответствии с предположением об упругом соударении.

Авторами работ [7, 8, 9] использованы сверхкомплектные сетки (или сетки Химеры), для моделирования трехмерного потока вокруг одинарной неподвижной или вращающейся частицы в течении Couette между двумя движущимися стенами, а также движения группы капель и потока через трубу, заполненную неподвижными сферическими частицами. Система сверхкомплектных сеток составляется из вторичной сетки, пригнанной к границам области моделирования, и основной сетки, установленной на частице, по которой решаются уравнения для потока в области, окружающей неподвижное или движущееся тело. Узлы основной сетки размещают непосредственно на поверхности частицы, как и в ALE. Части вторичной сетки, которые попадают под основную сетку, маркируются как дырочные точки и игнорируются, а решение по этой области идет от основной сетки. Если какие-то точки на основной сетке оказываются вне границ зоны моделирования, они также отмечаются как дырочные. Для обмена информацией между сетками используется вставка на краю основной сетки и на краю области отверстий вторичной сетки. Техника сверхкомплектных сеток обеспечивает пространственное решение потока носителя на поверхности частицы. Однако она не применялась к сцепленной задаче для свободно перемещающихся частиц, т.к. нет эффективных алгоритмов, обеспечивающих устойчивость численных расчетов при вычислении сил и импульсов на поверхности частицы в явном виде.

Сетки с узлами, привязанными к частице, соответствуют граничным условиям без проскальзывания, что важно для области умеренных значений Re. В ряде способов используют расчетные сетки без размещения узлов на поверхности частицы, как бы рассматривая только однофазный поток. Затем моделируют присутствие в нем частицы, изменяя некоторым образом уравнение движения несущей среды.

В работе [10] представлен способ моделирования потока с движущимися границами (приближение фиктивного домена), использующий технику «распределенного множителя Лагранжа» (distributed Lagrange-multiplier DLM). При помощи техники DLM на регулярной сетке методом конечных элементов решается комбинированное уравнение импульса частиц и жидкости. Считается, что жидкость заполняет всю область решения. Чтобы движение каждого объема жидкости, который имитирует твердое тело (частицу), было жестким (не деформируемым), для него определяется множитель Лагранжа. Его рассматривают как дополнительную массовую силу, обеспечивающую «квазитвердое» движение объемов жидкости, которые были бы заняты частицами. Чтобы указанные объемы несущей среды не накладывались при моделировании, в уравнения Ньютона-Эйлера добавляют силы, взаимно отталкивающие «квазитвердые» области друг от друга на близких расстояниях. В [11] приводится новая формулировка DLM, позволяющая моделировать системы с приблизительно равной плотностью несущей среды и дисперсной фазы, например, эмульсии. Внутри «квазитвердой» области тензор степени деформации принимается равным нулю. При этом линейные и угловые скорости частицы не появляются в комбинированном уравнении импульса жидкости и частицы. Поэтому такая формулировка удобна для трехмерных моделей с частицами неправильной формы. Вместе с тем очевидно, что техника DLM пока вряд ли может быть применена для реальных промышленных выбросов и стоков, имеющих в наличии большое количество взвешенных частиц. Пока она была использована для двумерного и трехмерного моделирования осаждения нескольких сотен круглых и сферических элементов.

Близка к методу DLM по удобству моделирования движения с откликом частицы к потоку носителя техника «подводных границ» (the immersed boundary technique). Присутствие твердой границы моделируется добавлением силового слагаемого в уравнении импульса жидкости, которое решается по всей области, включая область твердой фазы (частиц). Силовое слагаемое определено таким образом, чтобы на границе твердой фазы было удовлетворено условие отсутствия проскальзывания. Метод «подводных границ» использует регулярную структурированную сетку, расположение границы твердой фазы в которой, как правило, не совпадает с расположением искомых параметров жидкости. Поэтому силы по месту расположения неизвестных величин определяются посредством итерации. Усилия прикладываются изнутри и снаружи к узлам, ближайшим к границе твердой фазы, таким образом, чтобы профиль скоростей, соответствующий скорости частицы, заканчивался по месту расположения «подводной границы». Этими усилиями создается и подстраивается обратный ток внутри твердофазной области.

Получивший в последнее время распространение метод решетки Больцмана (lattice Boltzmann method, LBM) основан на упрощенных моделях молекулярно-кинетической теории, с таким представлением молекулярного движения в несущей среде, чтобы ее макроскопические усредненные параметры подчинялись уравнениям неразрывности. Методом LBM находят на регулярной решетке функцию распределения скорости для дискретизированной системы «несущая среда – частицы». При этом несущая среда подвергается обработке непосредственно как ансамбль микроскопических частиц («молекул»). Плотность и скорость жидкости могут быть вычислены на основе мгновенных функций распределения скорости, а давление определяется из уравнения состояния.

Для рассмотрения в технике в LBM частиц и твердых границ используются граничные узловые элементы, в которых плотность системы «жидкость – частицы» изменяется от плотности фазы несущей среды до плотности твердой фазы. Граничные узлы расположены в центрах тех звеньев решетки несущей среды, которые пересекают границу твердой фазы. Поэтому решение по границе поверхности твердой фазы зависит от интервала решетки. LBM используется для моделирования несжимаемых потоков. В работе [12] отмечается, что LBM дает хорошие результаты в области умеренных чисел Рейнольдса, а при больших значениях Re его применение является ограниченным вследствие влияния сжимаемости потока несущей среды. Однако последнее обстоятельство не может существенно повлиять на точность расчетов циклонной сепарации промышленных выбросов, поскольку даже в скоростных вихревых сепараторах скорость потока не превышает 30-40 м/с. Подробное обсуждение преимуществ и недостатков техники LBM с точки зрения затраты вычислительных ресурсов приведено в [13].

Вычисления для реальных дисперсных потоков требуют на несколько порядков более мощных вычислительных ресурсов по сравнению с существующими сегодня. Возможности вычислительной техники обеспечивают трехмерное моделирование не более нескольких сотен частиц. Пока можно ставить задачу расчета потоков, приближенных к реальным, если только отказаться от непосредственного определения сил и вращающих моментов по поверхности каждой частицы. Необходимо использование дополнительных упрощений в моделировании потоков вокруг каждой частицы с целью определения параметров движения частиц, вызываемых их взаимодействием с фазой носителя. Для перемещения частицы через расчетную область течения без определения его параметров на каждой поверхности раздела фаз используется лагранжево уравнение движения частицы. Maxey и Riley [14] было представлено уравнение движения частицы от первых принципов с включением влияния пространственных изменений на скорости фазы носителя для условия неоднородной турбулентности:

$$m_p \frac{d\mathbf{V}}{dt} = 3\pi\mu d\left(\mathbf{u} - \mathbf{V} + \frac{d^2\nabla^2\mathbf{u}}{24}\right) + \frac{3}{2}d^2\sqrt{\pi\rho\mu}\int_0^t \left[\frac{d}{d\tau}\left(\mathbf{u} - \mathbf{V} + \frac{d^2\nabla^2\mathbf{u}}{24}\right)/\sqrt{t-\tau}\right]d\tau + \\ + \frac{1}{2}m_f\frac{d}{dt}\left(\mathbf{u} - \mathbf{V} + \frac{d^2\nabla^2\mathbf{u}}{40}\right) + m_f\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \left(m_p - m_f\right)\mathbf{g}, \tag{1.7}$$

где m_p, m_f – массы частицы и жидкости, перемещенной частицей; $\mathbf{V}$, $\mathbf{u}$ – скорости частицы и жидкости, не возмущенной присутствием частицы; $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}\cdot\nabla$; $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{V}\cdot\nabla$ есть полные производные последующего локального элемента жидкости и последующей частицы. Все члены уравнения (1.7) для не возмущенной жидкости вычисляются по положению центра частицы.

В правой части уравнения (1.7) первый член – вязкая (стоксовская) сила сопротивления; второй член – изменение силы Basset, которая представляет увеличение вязкого сопротивления в нестационарном режиме; третий член – добавленная массовая сила, которая требуется для ускорения объема жидкости, перемещаемого сферой; четвертый член – сила, возникающая за счет градиента давления и вязких напряжений в не возмущенной жидкости; пятый член – сила тяжести.

В уравнении (1.7) предполагается, что размер частицы пренебрежимо мал по сравнению с линейным масштабом Колмогорова з в невозмущенном потоке, степень деформации незначительна, и число Re_p невелико. Для турбулентного течения эти три ограничения могут быть выражены как d << з, d^2 << нф$_k$ и

$$d\,|\mathbf{u} - \mathbf{V}| << н. \tag{1.8}$$

Этими условиями ограничивается применимость уравнения движения частицы Maxey-Riley. Для областей течений, где число Re_p не соответствует стоксовскому режиму движения потока, как это требуется по условию (1.8), используются уравнения, подобные по своей структуре (1.7), с корректировкой тех или иных членов. Подобная форма уравнения движения частицы при умеренных числах $\mathrm{Re_p}$ дана в работе [15]. Пренебрегая корректировками Факсена из-за искривления невозмущенного поля скоростей и с учетом влияния силы тяжести для сопоставимости с уравнением (1.7), уравнение движения частицы в пределах умеренных чисел $\mathrm{Re_p}$ представляется в виде:

$$m_p \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F}_d + 3\pi\mu d \int_{-\infty}^{t} K(t-\tau,\tau)\left(\frac{d\mathbf{u}}{d\tau} - \frac{d\mathbf{V}}{d\tau}\right)d\tau + C_M m_f\left(\frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \frac{d\mathbf{V}}{dt}\right) + m_f\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \left(m_p - m_f\right)\mathbf{g} \quad (1.9)$$

В (1.9) каждое слагаемое имеет тот же физический смысл, как и в уравнении (1.7). Стационарная сила вязкого сопротивления F_d зависит от мгновенной скорости невозмущенной жидкости и скорости центра частицы. Для определения F_d при $\mathrm{Re_p}<800$ может быть использована общая корреляция Schiller и Nauman, основанная на данных опытного и численного моделирования:

$$\mathbf{F}_d = 3\pi\mu d\left(\mathbf{u} - \mathbf{V}\right)\left(1 + 0{,}15\mathrm{Re}_p^{0{,}687}\right) \quad (1.10)$$

Второе слагаемое учитывает предысторию процесса (влияние динамики потока до начала событий на исследуемый процесс). Оно отличается от соответствующего слагаемого в (1.7) нижним пределом интегрирования и формой подынтегрального выражения. В (1.7) предполагалось отсутствие создаваемого частицей в потоке возмущения до t = 0. В [16] показано, что при несоответствии между скоростью частицы и невозмущенного потока в момент времени t = 0, когда частица попадает в поток, на ней формируется вихревой слой, что ведет к большому начальному сопротивлению. Для учета начального различия скорости частицы и невозмущенной жидкости необходимо дополнительное условие. В [17] показано, что интеграл предыстории с нижним пределом $-\infty$ эквивалентен интегралу с нижним пределом 0 и дополнительным членом, учитывающим начальное различие скоростей.

Для потока с однородной турбулентностью и умеренными значениями Re_p к основному содержанию («ядру») предыстории процесса в работе [18] предложено дополнение в виде $K(t - ф, ф)$ в виде $(t - ф)^{-1/2}$ для коротких и $(t - ф)^{-2}$ для более длительных промежутков времени. Ввод времени ф до начала событий (попадания частицы в поток) делается для учета возрастания вязких напряжений в нестационарном, например, колеблющемся потоке. Вместе с тем при реальной неоднородной турбулентности течения определение формы функции для выражения предыстории частицы принципиально затруднительно. Отделить стационарные и нестационарные эффекты в турбулентном течении невозможно, и трудно составить зависимость, подходящую индивидуально для каждого случая. Согласно с расчетами [15, 17] предыстория не существенна при моделировании свободного переноса частицы в некоторый поток, протягиваемый снаружи, из-за того, что временное и конвективное ускорения малозаметны для частицы. Динамика предыстории также несущественна для плотной частицы, введенной в стационарную и колеблющуюся жидкость.

В слагаемых добавленной массовой силы по (1.7) и (1.9) производные скорости невозмущенной жидкости различаются по форме. По [19], необходимо использовать полную производную скорости жидкости *D/Dt* вместо *d/dt*, а по [14] при малых числах $\mathrm{Re_p}$ эти две производные неразличимы.

В потенциальном и ползущем режимах потока добавленный массовый коэффициент C_M равен 1/2. В работе [18] найдено, что добавленная массовая сила при конечном $\mathrm{Re_p}$ была той же, как в ползущих и потенциальных режимах обтекания неподвижной частицы в колеблющемся свободном потоке. Расчетами для неподвижной частицы в линейно ускоренных или замедленных потоках [20] также верифицировано соответствие дополнительного массового слагаемого в вязком режиме для частиц в потоках с временным ускорением.

Результаты работ [21, 15], посвященных моделированию частиц в потоках с конвективным ускорением, показывают возможность использования соответствующего слагаемого уравнения (1.9) для описания дополнительной массовой силы, существенной в вязких потоках с умеренным числом $\mathrm{Re_p}$.

В случаях, где диаметр частицы имеет порядок линейного масштаба флуктуаций в потоке, принципиально возможно использование коррекции Факсена из-за искривления невозмущенного поля скоростей с целью обеспечения точности расчетов сил на поверхности частиц. Однако математические формулировки коррекций получены аналитически только для небольших чисел $\mathrm{Re_p}$, как в уравнении (1.7). При моделировании обтекания частиц криволинейными потоками выражения вводящие поправки Факсена необходимы были бы для всех слагаемых уравнения (1.9): и стационарного вязкого сопротивления, и предыстории, и дополнительной массовой силы. При этом, в соответствии с [1], коррекции Факсена будут иметь сложную зависимость от искривления поля скоростей даже для простых потоков и пока в приемлемом для расчетов виде не существуют.

В уравнениях (1.7, 1.9) отсутствуют слагаемые, характеризующие подъемные силы, действующие на не вращающиеся частицы в поперечном направлении (силы Жуковского), и на вращающиеся частицы (силы Магнуса). Их математические выражения также получены аналитически в предположении о небольшом значении числа Re_p. Подъемные силы для частиц в потоках с умеренным Re_p из-за скоростных флуктуаций предполагаются ничтожно малыми в сравнении с силой сопротивления в том же направлении.

По (1.9) можно вычислить параметры движения частицы без решения потока на ее поверхности. При этом предполагается, что частицы намного меньше любых из включаемых в рассмотрение линейных масштабов турбулентности потока и могут считаться точечными. Уравнение (1.9) в представленном виде подходит для моделирования односторонне сцепленных потоков. Для двухстороннего сцепления необходимо смоделировать воздействие силы движущейся частицы на поток и вычислить соответствующие изменения параметров (модификацию) фазы носителя. С этой целью к правой части (1.9) требуется добавление дополнительного силового члена. Для нахождения такой зависимости можно предположить, что на фазу носителя каждой частицей прилагается точечная сила, равная по величине и противоположно направленная силе, действующей на частицу в несущей среде. Тогда сила, определяемая в процессе вычисления по каждому узлу сетки потока, представляется в виде взвешенной комбинации точечных сил от частиц внутри некоторой локальной области. Такую технику называют приближением точечной силы.

В работе [22] рассматриваются условия ее применимости для двухстороннего сцепления. Поскольку в уравнении (1.9) как математической модели точечно-силового приближения след частицы во внимание не принимается, оно может считаться приближенным к реальности, если след будет рассеиваться вязкими силами. Это имеет место при d<<з. Следовательно, это и одно из основных условий применимости точечно-силового приближения. Далее, для расчетов движения частицы по уравнению (1.9) требуются величины скорости невозмущенной жидкости в координатах, соответствующих центру частицы. Так как при двухстороннем сцеплении точечные силы движущихся частиц оказывают воздействие на несущую среду, то скорость невозмущенной жидкости не определяется. По [22], при использовании в (1.9) скорости возмущенной жидкости вместо невозмущенной величина ошибки д = d/Дх, где Дх – интервал сетки, используемой при решении. Поэтому появляется дополнительное ограничение на использование точечно-силового приближения: d << Дх.

При прямом численном моделировании (DNS) турбулентных течений теоретически рассматриваются пульсации во всем диапазоне масштабов, а в вычислительной практике – начиная с линейного масштаба Колмогорова. Для этого интервал сетки должен позволять «видеть» его: з ~ Дх. Если d имеет одинаковый порядок с з турбулентного дисперсного потока, то оба условия, ограничивающие применимость точечно-силового приближения, нарушаются. Авторы [1], основываясь на обзоре экспериментальных исследований последних десятилетий, приходят к выводу, что для многих видов запыленных турбулентных потоков d ~ з. В качестве примера они приводят результаты экспериментальных исследований Paris A. D. и Eaton J. K. (2001 г.) по двухсторонним сцеплениям с использованием стеклянных частиц с d = 150 мкм в турбулентном потоке с з = 170 мкм. Для выполнения условия d<<з диаметр частиц должен быть хотя бы на порядок меньше колмогоровского масштаба. Тогда, чтобы оказывать на пульсации, и, соответственно, на поток, такое же воздействие, как и частицы с d = 150 мкм, частицы с d = 15 мкм должны иметь плотность $с_p$ на 2 порядка выше, т.е. около $2 \cdot 10^5$ кг/м^3, что следует из равенства времени релаксации $ф_p = с_p d^2/(18м)$. Даже в этом случае эффекты двухстороннего сцепления должны различаться, потому что число Re_p для d = 15 мкм будет в 10 раз меньше, чем для d = 150 мкм. В соответствии с результатами Paris и Eaton, при загрузке в турбулентный поток частиц с меньшими числами Re_p турбулентность гасится слабее, чем при загрузке частиц с таким же временем релаксации (и числа Стокса), но с большими числами Re_p. Следовательно, условие d<<з, используемое в различных подходах моделирования дисперсных турбулентных течений с двухсторонним сцеплением, может приводить к результатам, не соответствующим реальным ситуациям.

Однако с позиции размеров частиц сложность численных исследований реальных потоков заключается не только и не столько в ограничении d<<з. Средний размер частиц запыленных промышленных выбросов может быть принят в пределах 20-40 мкм, что, в определенной степени, удовлетворяет указанному ограничению. Но в реальных запыленных потоках твердая фаза всегда полидисперсная, обычно с дисперсией у = 2-3,5. Поэтому необходимо учитывать присутствие широкого спектра размеров частиц от субмикронного диаметра до нескольких сот микрометров. Следовательно, даже при успешном развитии методов, подходящих для двухсторонне сцепленного моделирования потоков при условиях, где d~з, они подойдут только для потоков с характеристикой взвешенной части, близкой к монодисперсной. Принципиально возможно найти расчетным путем параметры потоков с монофракционными загрузками, охватив весь диапазон частиц рассматриваемого вида пыли, и затем по правилу аддитивности или вариационными методами оценить долю вклада каждой фракции. Однако на этом пути имеют место, по крайней мере, 2 принципиальных затруднения, которые могут в очередной раз свести точность теоретических результатов к удачному подбору эмпирических параметров. Во-первых, это проблема выбора интервала каждой монофракции, и, сообразно с этим, числа монофракций в рассматриваемом диапазоне размеров частиц. Во-вторых, основная часть дисперсной фазы перемещается в потоке не разделенной по размерам, и для оценки долей вкладов фракций линейные методы не подходят, что требует введения новых упрощений и эмпирической информации.

Многими исследователями отмечается, что никакие из существующих на настоящее время схем и подходов моделирования не могут обеспечить сопоставимой с экспериментом точности определения модификации турбулентности двухфазных потоков при изменении характеристик их дисперсной фазы. Анализ исследовательских работ показывает, что взаимодействие между частицами и турбулентностью неоднозначно, и понимание процесса модификации турбулентности весьма ограничено. Поэтому возникает необходимость нахождения универсальных характеристик сепарации частиц в аппаратах с вращательным движением потока, с целью их конструктивной и эксплуатационной оптимизации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fully resolved simulations of particle-turbulence interaction. T.M. Burton, and J.K. Eaton. Report No. TSD-151, Stanford University, Stanford, USA, 2003. – 187 p.
2. Hu H.H., Patankar N.A., Zhu M.Y. Direct numerical simulation of uid-solid systems using the arbitrary Lagrangian-Eulerian technique. J. Comput. Phys. (2001), 169 (2). – PP. 427-462.
3. Johnson A., Tezduyar T. Methods for 3D computation of fluid-object interactions in spatially periodic flows. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. (2001), 190. – PP. 3201-3221.
4. Johnson A.A., Tezduyar T.E. Simulation of multiple spheres falling in a liquid-filled tube. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. (1996), 134. – PP. 351-373.
5. Johnson A.A., Tezduyar T.E. 3D simulation of fluid-particle interactions with the number of particles reaching 100. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. (1997), 145. – PP. 301-321.
6. Johnson A.A., Tezduyar T.E. Advanced mesh generation and update methods for 3D flow simulations. Comput. Mech. (1999), 23. – PP. 130-143.
7. Nirschl H., Dwyer H.A., Denk V. (1995). Three-dimensional calculations of the simple shear flow around a single particle between two moving walls. J. Fluid Mech. (1995), 283. – PP. 273-285.
8. Dwyer H.A., DeBus K., Shahcheraghi N. The use of overset meshes in particle and porous media three-dimensional flows. Int. J. Numer. Methods Fluids (1999)31 (1). – PP. 393-406.
9. Shahcheraghi N., Dwyer H.A. Moving and rotating sphere in the thermal entrance region of a heated pipe. ASME J. Heat Transfer (2000), 122. – PP. 336-344.
10. Glowinski R., Pan T.W., Hesla T.I., Joseph D.D., Periaux J. A fictitious domain approach to the direct numerical simulation of incompressible viscous flow past moving rigid bodies: application to particulate flow. J. Comput. Phys. (2001), 169 (2). – PP. 363-426.
11. Patankar N.A., Singh P., Joseph D.D., Glowinski R., Pan T.-W. A new formulation of the distributed Lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows. Int. J. Multiphase Flow (2000), 26 (9). – PP. 1509-1524.
12. Hill R.J., Koch D.L. Moderate-Reynolds-number flow in a wall-bounded porous medium. J. Fluid Mech. (2002), 453. – PP. 315-344.
13. Nourgaliev R.R., Dinh T.N., Theofanous T.G., Joseph D. The lattice Boltzmann equation method: theoretical interpretation, numerics and implications. Int. J. Multiphase Flow (2003), 29 (1). – PP. 117-169.
14. Maxey M.R., Riley J.J. Equation of a small rigid sphere in a nonuniform flow. Phys. Fluids (1983), 26 (4). – PP. 883-889.
15. Bagchi P., Balachandar S. (2003). Inertial and viscous forces on a rigid sphere in straining flows at moderate Reynolds numbers. J. Fluid Mech. 481. – PP. 105-148
16. Maxey M.R. The equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow or unsteady flow. Gas-Solid Flows. ASME/FED, (1993), V. 166. – P. 57-62.

17. Kim I., Elghobashi S., Sirignano W.A. On the equation for spherical-particle motion: effect of Reynolds and acceleration numbers. J. Fluid Mech. (1998), 367. – PP. 221-253.
18. Mei R., Adrian R.J. Flow past a sphere with an oscillation in the free-stream velocity and unsteady drag at finite Reynolds number. J. Fluid Mech. (1992), 237. – PP. 323-341.
19. Auton T.R., Hunt J.C.R., Prud'homme M. The force exerted on a body in viscid unsteady non-uniform rotational flow. J. Fluid Mech. (1988), 197. – PP. 241-257.
20. Chang E.J., Maxey M.R. Unsteady flow about a sphere at low to moderate Reynolds number. Part 2. Accelerated motion. J. Fluid Mech. (1995), 303. – PP. 133-153.
21. Magnaudet J., Rivero M., Fabre J. Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. Part 1. Steady straining flow. J. Fluid Mech. (1995), 284. – PP. 97-135.
22. Boivin M., Simonin O., Squires K.D. (1998). Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence. J. Fluid Mech. (1998), 375. – PP. 235-263.