

УДК 532.5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОТБОРА ПРОБ АЭРОЗОЛЯ ВО ВХОДНУЮ ТРУБКУ ПРОБООТБОРНИКА ИЗ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

А. А. Медведев, Н. Н. Трусова, С. Г. Черный*, С. В. Шаров*

Научно-исследовательский институт аэриологии Государственного научного центра вирусологии и биотехнологии «Вектор», 633159 пос. Кольцово Новосибирской области

* Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

Численно исследуются процессы отбора проб (аспирации) во входную трубку пробоотборника из пространственного воздушного потока. Моделирование течения воздуха осуществляется на основе трехмерных уравнений Навье — Стокса несжимаемой жидкости. Предложенный метод позволил рассчитать эффективность аспирации в случаях достаточно сложных форм трубок предельных траекторий частиц. Получены зависимости эффективности аспирации от средней скорости отсоса воздуха в трубку и размера частиц при заданной скорости внешнего потока.

Введение. Для анализа атмосферных и промышленных аэрозолей проводится отбор проб (аспирация) частиц в пробоотборники, к выходу которых присоединено измеряющее устройство или фильтр. Некоторая фракция частиц из засасываемого воздуха не попадает на выходное измеряющее устройство вследствие инерции частиц (несовпадения их траекторий с линиями тока, особенно вблизи входа в пробоотборник, где градиенты скорости воздуха велики) и осаждения частиц во внутреннем тракте пробоотборника [1]. При определенных условиях в пробоотборник по инерции могут попасть «лишние» частицы из воздуха, обтекающего пробоотборник. Кроме того, существует эффект вторичной аспирации, когда в пробоотборник засасываются частицы, осевшие или отскочившие от внешней поверхности зонда [1]. Таким образом, концентрация частиц в измеряющем устройстве пробоотборника, как правило, отличается от концентрации в воздушном потоке. Мерой искажения дисперсного состава аэрозоля при пробоотборе является эффективность (коэффициент) аспирации

$$A = c/c_0, \quad (1)$$

где c , c_0 — средние поточные концентрации данной фракции аэрозоля на выходе пробоотборного устройства (измеренная) и в исследуемом объеме воздушного потока (истинная) соответственно. При этом различают эффективности внешней аспирации

$$A_e = c_e/c_0 \quad (2)$$

и внутренней

$$A_p = c/c_e, \quad (3)$$

где c_e — средняя поточная концентрация частиц данной фракции на входе в пробоотборник. Очевидно, что полная эффективность аспирации есть

$$A = A_p A_e.$$

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-01-01934, 98-01-00742).

Известно, что для простейшего и чаще всего используемого пробоотборника с цилиндрической входной трубкой величина A может значительно отличаться от единицы. Поэтому при конструировании и использовании таких пробоотборников обязательно требуются количественные данные об эффективности аспирации.

Определению ошибок аспирации в трубку посвящено большое количество работ (см., например, обзор в [2]), однако для многих случаев, в частности для пробоотбора в трубку, ориентированную под произвольным углом к потоку, до сих пор не получено надежных соотношений между эффективностью аспирации и определяющими параметрами, такими как размеры частицы d_p и трубки d , скорость воздуха в свободном потоке W и трубке V , угол между направлением потока и осью трубки α .

Полуэмпирические соотношения, полученные в работах [2–5] на основе экспериментальных данных, не описывают весь диапазон изменения определяющих параметров, а кроме того, плохо согласуются друг с другом. Экспериментальные исследования процесса аспирации в основном были выполнены методом сравнения, когда эффективность аспирации определялась как отношение поточных концентраций монодисперсного аэрозоля, измеренных исследуемым и эталонным зондами. При этом измеряется полная эффективность аспирации. Следует отметить, что указанный метод имеет довольно большую степень неопределенности из-за различных вариантов поведения частиц при контакте с внешними и внутренними поверхностями трубки: частицы могут прилипать, катиться, сдуваться, отскакивать, дробиться. Таким образом, измеренная концентрация частиц зависит от физико-химических свойств частиц и поверхностей трубки. Возможно, указанными факторами объясняется большой разброс, характерный для данных, полученных с помощью метода сравнения. Для эффективности внешней аспирации самые достоверные данные получены методом предельных траекторий, суть которого заключается в определении оптическими методами траекторий частиц, замыкающихся на торцевых кромках зонда и ограничивающих область частиц, входящих в него. Диаметр сечения, ограниченного этими траекториями вдали от зонда, т. е. диаметр трубки предельных траекторий, является объектом измерения в указанном методе [6, 7].

В случае, когда направление потока не параллельно оси трубки (особенно при больших значениях угла α), сечение трубки предельных траекторий имеет довольно сложную форму и экспериментально измерить его площадь очень трудно (насколько известно авторам, таких работ пока нет). При этом может иметь место прямое осаждение частиц на внутреннюю поверхность трубки. Поэтому важно не только знать эффективность полной аспирации, но и учитывать влияние отскока частиц и вторичной аспирации.

Исследование с помощью численных методов позволяет учитывать влияние различных факторов. В частности, можно рассчитать эффективность аспирации для следующих предельных случаев: все частицы, коснувшиеся твердой стенки, не попадают в пробу; частицы испытывают упругое отражение от стенки. Расчет эффективности аспирации в произвольно ориентированную к воздушному потоку трубку возможен только на основе решения трехмерных уравнений, описывающих течение воздуха. При этом для точного учета таких возникающих в потоке особенностей, как отрывы, вихри и их распады, рециркуляции необходимо использовать модель, учитывающую вязкие эффекты.

В настоящей работе на основе метода решения трехмерных уравнений Навье — Стокса [8], эффективного при расчете сложных пространственных течений, проведено численное моделирование ламинарного течения воздуха вблизи и внутри трубки, ориентированной под углом 90° к внешнему потоку. По известному полю скоростей рассчитаны траектории частиц путем интегрирования уравнений движения частиц. Определены трубки предельных траекторий, заключающие частицы, которые попадают во входное и выходное отверстия трубки. Найдены эффективности внешней и полной аспирации при условии, что

все частицы, коснувшиеся твердой стенки, не попадают в пробу. Получены зависимости эффективности аспирации от средней скорости отсоса воздуха в трубку и размера частиц при заданной скорости внешнего потока.

1. Численный метод. Будем предполагать, что концентрация частиц в потоке воздуха низкая и они не оказывают заметного влияния на поле скоростей течения, т. е. обратное влияние частиц на поток не учитывается. Также будем предполагать, что течение воздуха ламинарное, стационарное и несжимаемое. Тогда процесс аспирации моделируется в два этапа. На первом этапе с помощью численного решения трехмерных уравнений Навье — Стокса несжимаемой жидкости рассчитывается поле скоростей воздуха в окрестности трубки и внутри нее. На втором этапе путем интегрирования уравнений движения частиц рассчитываются траектории отдельных частиц. Рассмотрим более подробно каждый из этих этапов.

1.1. Метод расчета поля скоростей. Трехмерные уравнения неразрывности и движения несжимаемой жидкости, модифицированные введением в уравнение неразрывности члена с производной от давления по времени [9, 10], записываются в виде интегральных законов сохранения

$$\mathbf{R} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV = - \oint_{\partial V} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} + \int_V \mathbf{F} dV, \quad (4)$$

где ∂V — замкнутая поверхность произвольного фиксированного объема V ; $d\mathbf{S} = \mathbf{n} \cdot dS$ — элемент поверхности ∂V , умноженный на единичную внешнюю нормаль \mathbf{n} к ней; $\mathbf{Q} = (p, u, v, w)^T$; $\mathbf{R} = \text{diag}(1/\varepsilon^2, 1, 1, 1)$; $\mathbf{F} = (0, f_x, f_y, f_z)^T$; $\mathbf{H} = \mathbf{H}^{vis} + \mathbf{H}^{in}$; $\mathbf{H}^{vis} = -1/\text{Re} (0, \nabla u, \nabla v, \nabla w)^T$; $\mathbf{H}^{in} = (\mathbf{u}, \mathbf{u}\mathbf{u} + p\mathbf{e}_1, \mathbf{v}\mathbf{u} + p\mathbf{e}_2, \mathbf{w}\mathbf{u} + p\mathbf{e}_3)^T$; $\mathbf{u} = (u, v, w)$ — вектор скорости в декартовых координатах; p — давление; (f_x, f_y, f_z) — вектор массовых сил; $\mathbf{e}_1 = (1, 0, 0)$, $\mathbf{e}_2 = (0, 1, 0)$, $\mathbf{e}_3 = (0, 0, 1)$ — базис декартовой системы координат; ε^2 — коэффициент искусственной сжимаемости; Re — число Рейнольдса. Система уравнений (4) применяется для расчетов стационарных течений несжимаемой жидкости методом установления.

Аппроксимация уравнений (4) с помощью неявного метода конечных объемов приводит к следующим разностным уравнениям:

$$\mathbf{R} \frac{\mathbf{Q}_{ijk}^{n+1} - \mathbf{Q}_{ijk}^n}{\Delta t} V_{ijk} = \mathbf{RHS}_{ijk}^{n+1}, \quad (5)$$

$$\mathbf{RHS}_{ijk}^{n+1} = -[(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{i+1/2}^{n+1} - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{i-1/2}^{n+1} + (\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{j+1/2}^{n+1} - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{j-1/2}^{n+1} + (\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{k+1/2}^{n+1} - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{k-1/2}^{n+1}] + \mathbf{F}_{ijk}^n V_{ijk},$$

где \mathbf{Q}_{ijk} — среднее значение \mathbf{Q} в ячейке V_{ijk} ; Δt — шаг по времени; $(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{i+1/2}^{n+1}$, $(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{j+1/2}^{n+1}$, $(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{k+1/2}^{n+1}$ — разностные потоки через грани ячейки V_{ijk} . Векторы $\mathbf{S}_{i+1/2}$, $\mathbf{S}_{j+1/2}$, $\mathbf{S}_{k+1/2}$ представляют собой нормали к граням $i + 1/2, j, k$; $i, j + 1/2, k$; $i, j, k + 1/2$, равные по модулю их площадям.

Разностные потоки $(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{i+1/2}^{n+1}$, $(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{j+1/2}^{n+1}$, $(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{k+1/2}^{n+1}$ в (5) в соответствии с расщеплением \mathbf{H} в (4) представляются в виде сумм невязких и вязких разностных потоков

$$(\mathbf{H} \cdot \mathbf{S})_{m+1/2} = (\mathbf{H}^{in} \cdot \mathbf{S})_{m+1/2} + (\mathbf{H}^{vis} \cdot \mathbf{S})_{m+1/2}, \quad m = i, j, k.$$

Поскольку введение в уравнение неразрывности искусственной сжимаемости преобразует тип невязкой части уравнений Навье — Стокса в гиперболический, то невязкие разностные потоки вычисляются в соответствии с теорией квазимонотонных разностных

схем высокого порядка аппроксимации для нелинейных гиперболических систем уравнений (TVD-схемы) [11, 12]:

$$(\mathbf{H}^{in} \cdot \mathbf{S})_{m+1/2} = \frac{1}{2} [(\mathbf{H}_m^{in} + \mathbf{H}_{m+1}^{in}) \cdot \mathbf{S}_{m+1/2} - |\mathbf{A}|_{m+1/2} \Delta_{m+1/2} \mathbf{Q}] - \mathbf{W}_{m+1/2}, \quad (6)$$

где $|\mathbf{A}| = \mathbf{A}^+ - \mathbf{A}^-$; $\Delta_{m+1/2} \mathbf{Q} = \mathbf{Q}_{m+1} - \mathbf{Q}_m$. Член $\mathbf{W}_{m+1/2}$ в (6) добавляется к разностному потоку первого порядка (заключенному в квадратные скобки) для повышения порядка аппроксимации схемы до третьего. В $\mathbf{W}_{m+1/2}$ введены TVD-ограничители, обеспечивающие минимально необходимый уровень диссипации и позволяющие не вводить в исходные уравнения искусственные диссипативные члены.

Входящие в (6) матрицы \mathbf{A}^+ и \mathbf{A}^- являются составляющими матрицы Якоби невязкого потока

$$\mathbf{A} = \frac{\partial(\mathbf{H}^{in} \cdot \mathbf{S})}{\partial \mathbf{Q}} = \mathbf{A}^+ + \mathbf{A}^-, \quad (7)$$

обладающими соответственно неотрицательными и неположительными собственными значениями.

Расщепление матрицы Якоби \mathbf{A} на сумму знакопостоянных матриц (7) может осуществляться различными способами. Оптимальным по количеству арифметических операций в предлагаемом численном алгоритме и его запасу устойчивости является расщепление вида

$$\mathbf{A}^\pm = 0,5(\mathbf{A} \pm \rho \mathbf{I}),$$

где $\mathbf{I} = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$; $\rho = |U| + \sqrt{U^2 + \mathbf{S} \cdot \mathbf{S}}$ — спектральный радиус матрицы \mathbf{A} ; $U = \mathbf{u} \cdot \mathbf{S}$.

Компоненты тензора вязких напряжений в $(\mathbf{H}^{vis} \cdot \mathbf{S})_{m+1/2}$ вычисляются с использованием усредненных по значениям из соседних ячеек составляющих скорости и центрально-разностных формул второго порядка аппроксимации.

Линеаризуя (5), (6), а затем проводя приближенную факторизацию возникающего при этом неявного оператора, получаем систему линейных уравнений

$$(\mathbf{B} - \mathbf{C}_{i-1/2}^+ T_i^- - \mathbf{C}_{j-1/2}^+ T_j^- - \mathbf{C}_{k-1/2}^+ T_k^-) \cdot \mathbf{B}^{-1} \cdot (\mathbf{B} + \mathbf{C}_{i+1/2}^- T_i^+ + \mathbf{C}_{j+1/2}^- T_j^+ + \mathbf{C}_{k+1/2}^- T_k^+) \Delta \psi^{n+1} = \mathbf{RHS}_{ijk}^n,$$

где

$$\mathbf{C}_{m+1/2}^\pm = \mathbf{A}_{m+1/2}^\pm \pm \frac{1}{\text{Re}} \alpha_{m+1/2} \mathbf{D}, \quad \alpha_{m+1/2} = \frac{\mathbf{S}_{m+1/2} \cdot \mathbf{S}_{m+1/2}}{V_{m+1/2}},$$

$$\mathbf{D} = \text{diag}[0, 1, 1, 1], \quad V_{m+1/2} = 0,5(V_m + V_{m+1}), \quad \Delta \psi^{n+1} = \mathbf{Q}^{n+1} - \mathbf{Q}^n,$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{R} \frac{V_{ijk}^n}{\Delta t} + \frac{1}{\text{Re}} \sum_{m=i,j,k} (\alpha_{m-1/2} + \alpha_{m+1/2}) \mathbf{D} + 0,5 \sum_{m=i,j,k} (\rho_{m-1/2} + \rho_{m+1/2}) \mathbf{I},$$

T_m^\pm — операторы сдвига по узлам сетки на единицу вперед (знак «+») или назад (знак «-») по индексу m ($m = i, j, k$) от узла i, j, k .

Система решается с помощью двух дробных шагов. На первом шаге совершается разовый обход расчетной области в направлении возрастания всех индексов

$$\Delta \psi_{jk}^* = \mathbf{B}^{-1} (\mathbf{RHS}_{ijk}^n + \mathbf{C}_{i-1/2}^+ \Delta \psi_{i-1jk}^* + \mathbf{C}_{j-1/2}^+ \Delta \psi_{ij-1k}^* + \mathbf{C}_{k-1/2}^+ \Delta \psi_{ijk-1}^*),$$

а на втором — в обратном направлении:

$$\Delta \psi_{ijk}^{n+1} = \Delta \psi_{ijk}^* - \mathbf{B}^{-1} (\mathbf{C}_{i+1/2}^- \Delta \psi_{i+1jk}^{n+1} + \mathbf{C}_{j+1/2}^- \Delta \psi_{ij+1k}^{n+1} + \mathbf{C}_{k+1/2}^- \Delta \psi_{ijk+1}^{n+1}).$$

В силу диагональности матрицы **B** ее обращение осуществляется экономичной скалярной процедурой.

1.2. *Расчетная область.* В настоящей работе проводится численное моделирование течения воздуха только в окрестности и внутри цилиндрической тонкостенной входной трубки без учета влияния на поток всего пробоотборника. Поэтому в качестве расчетной взята цилиндрическая область, изображенная на рис. 1. Она имеет следующие параметры: d — диаметр трубки; r_b — радиус цилиндрической границы, представляющей собой внешнюю боковую границу; h_1 и h_2 — расстояния от входной кромки трубки до верхней и нижней внешних границ расчетной области соответственно. Значения r_b , h_1 и h_2 выбираются достаточно большими, чтобы возмущения от трубки не достигали внешних (дальних) границ.

1.3. *Граничные условия.* На дальних границах $z = h_1$, $z = h_2$ и $r = r_b$ реализуются так называемые неотражающие граничные условия, основанные на гиперболичности невязки части модифицированных уравнений (4) (влияние вязкости на течение вдали от твердых стенок предполагается незначительным). Такой подход позволяет избежать накопления паразитных возмущений в процессе итераций внутри расчетной области.

На твердых стенках задаются условия прилипания для скорости и полагается равной нулю проекция градиента давления на нормаль к стенке.

На нижнем торце трубки, через который воздух попадает на измеряющее устройство пробоотборника, задается давление, обеспечивающее нужный расход воздуха через пробоотборник. Компоненты скорости находятся экстраполяцией их значений из внутренней части расчетной области.

1.4. *Расчет траекторий отдельных частиц и эффективности аспирации.* Траектории частиц рассчитываются путем решения уравнения движения, записанного в предположении, что сопротивление воздуха частице удовлетворяет закону Стокса

$$m \frac{du}{dt} = \frac{3\pi\mu d_p}{C_K} (\mathbf{v} - \mathbf{u}),$$

где m , d_p — масса и диаметр частицы; \mathbf{v} — скорость воздуха; \mathbf{u} — скорость частицы; μ — вязкость воздуха; C_K — поправка Каннингхема на молекулярное скольжение. Используя диаметр отверстия трубки d и скорость внешнего потока W в качестве характерных длины и скорости, приведенное выше уравнение можно записать в безразмерном виде

$$\text{Stk} \frac{d\mathbf{u}'}{dt'} = \mathbf{v}' - \mathbf{u}', \tag{8}$$

где $\text{Stk} = \rho_p C_K d_p^2 W / (18\mu d) = \tau W / d$ — число Стокса; $\mathbf{v}' = \mathbf{v} / W$, $\mathbf{u}' = \mathbf{u} / W$, $t' = tW / d$ — безразмерные скорости воздуха, частицы и время; τ — время релаксации частицы.

Уравнение (8) интегрируется с помощью метода Рунге — Кутты четвертого порядка. Траектория начинается с некоторой выбранной стартовой позиции достаточно далеко от трубки, чтобы воздух можно было считать невозмущенным, и заканчивается, если частица залетела в трубку, коснулась стенки (размером частиц пренебрегаем) или пролетела мимо трубки.

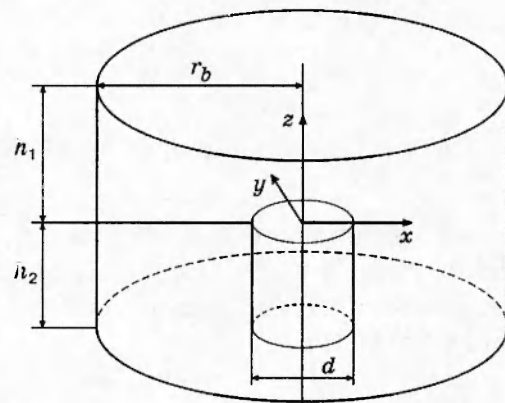


Рис. 1

Эффективности внешней и полной аспирации вычисляются как отношения концентраций c_e и c частиц, попадающих только во входное сечение трубки и долетающих внутри нее до выходного сечения соответственно, к концентрации частиц c_0 в невозмущенном потоке далеко вверх по потоку от трубки.

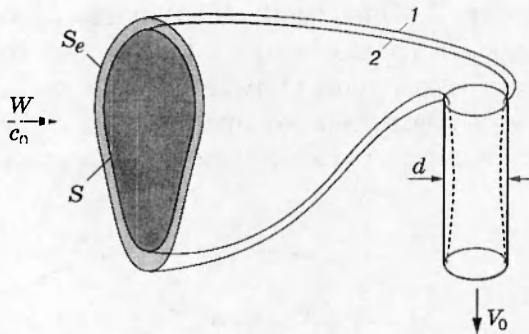


Рис. 2

На рис. 2, где схематично изображен процесс аспирации частиц, показаны две трубки их траекторий. Поверхность внешней трубки 1 представляет собой множество предельных траекторий частиц, которые все еще попадают во входную трубку. Частицы, находящиеся снаружи этой поверхности, внутрь трубки не попадают. Поверхность внутренней трубки 2 образуют предельные траектории частиц, долетающих внутри трубки до ее выходного сечения.

Пусть S_e и S — площади сечений внешней и внутренней трубок траекторий в плоскости, расположенной в невозмущенном потоке далеко вверх по течению от входной трубки пробоотборника перпендикулярно вектору скорости набегающего потока. Концентрация частиц в невозмущенном потоке равна c_0 . Приравнявая потоки частиц через сечения S_e и S к потокам через входное и выходное сечения трубки, получим

$$c_0 W S_e = c_e Q, \quad c_0 W S = c Q, \quad (9)$$

где $Q = 0,25\pi d^2 V_0$ — объемный расход воздуха в трубке. Из (9) согласно определениям эффективностей полной и внешней аспирации (1) и (2) имеем

$$A = \frac{c}{c_0} = \frac{4WS}{\pi d^2 V_0}, \quad A_e = \frac{c_e}{c_0} = \frac{4WS_e}{\pi d^2 V_0}.$$

Таким образом, расчет эффективностей полной и внешней аспирации после определения поля скоростей воздуха и множества траекторий частиц сводится к определению площадей S и S_e сечений трубок траекторий, попадающих на выходное и входное сечения трубки пробоотборника.

В случае, когда направление внешнего потока параллельно оси трубки (см., например, работы [13, 14], в которых проведено численное исследование соосного пробоотбора с помощью решения двумерных уравнений Навье — Стокса), вследствие симметрии задачи достаточно методом деления пополам найти одну предельную траекторию, ограничивающуюшую частицы, попадающие в трубку.

В исследуемом случае форма искомого сечения, как показано ниже, достаточно сложна, поэтому значение площади S определялось простым перебором стартовых точек рассчитываемых траекторий и суммированием окрестностей стартовых точек тех частиц, которые попадают в трубку.

2. Принятые допущения при расчетах эффективности аспирации. Эффективность аспирации в тонкостенную трубку зависит от следующих параметров: скорости внешнего потока W ; средней скорости отсоса воздуха в трубке V_0 ; диаметра трубки d ; диаметра частицы d_p ; плотности частицы ρ_p ; плотности воздуха ρ_a ; вязкости воздуха μ ; угла между направлением внешнего потока и осью трубки α . Согласно теореме размерностей [15] функция восьми переменных, которые включают три размерности (массу, длину и время), может быть преобразована в функцию $8 - 3 = 5$ безразмерных групп

$$A = f(\text{Stk}, R, \text{Re}, \text{Re}_p, \alpha),$$

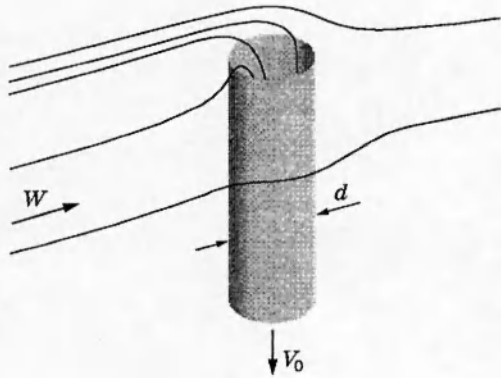


Рис. 3

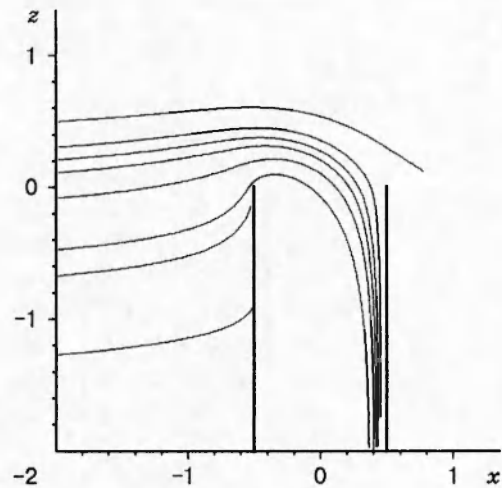


Рис. 4

где $R = W/V_0$; $Re = \rho_a W d / \mu$ — число Рейнольдса; $Re_p = \rho_a W d_p / \mu$ — число Рейнольдса частицы.

Если $Re_p \ll 1$, то сопротивление воздуха частице с достаточной точностью удовлетворяет закону Стокса. При этом движение частицы согласно уравнению (8) определяется числом Стокса и не зависит от числа Рейнольдса. Частице может быть приписан эквивалентный аэродинамический диаметр, который определяется как диаметр сферической частицы единичной плотности, имеющей ту же установившуюся скорость гравитационного оседания в спокойном воздухе. В ряде экспериментальных [7] и теоретических [13, 14] работ показано, что числа Рейнольдса трубки Re и частицы Re_p слабо влияют на значение эффективности аспирации (максимальная ошибка составляла 7%). Поэтому в данной работе эффективность аспирации определялась как зависимость вида

$$A = f(Stk, R, \alpha),$$

а число Рейнольдса трубки Re было фиксировано.

Зависимость эффективности аспирации от Re и Re_p , а также диапазоны значений скоростей воздуха, размеров трубки и частиц, для которых влиянием чисел Рейнольдса можно пренебречь, требуют дальнейшего исследования.

3. Результаты расчетов. Проведены расчеты эффективности аспирации в трубку с диаметром $d = 0,01$ м при скорости внешнего потока $W = 5$ м/с. Соответствующее этим параметрам число Рейнольдса имело значение $Re = 3450$. При этом средняя скорость отсоса воздуха в трубке V_0 изменялась в диапазоне от 1,7 до 20 м/с, а число Stk — от 0,01 до 0,40.

В процессе предварительных расчетов подобраны значения $r_b = 18d$, $h_1 = h_2 = 10d$, дальнейшее увеличение которых не влияло на получаемое решение. Расчеты на последовательности сеток позволили также выбрать оптимальное количество узлов общей сетки: 54 по радиальному направлению, 47 по высоте области (оси Oz) и 20 по окружному направлению. Дальнейшие результаты получены при указанных размерах области и сетки.

На рис. 3 показана картина течения воздуха (линии тока) вблизи и внутри входной трубки пробоотборника для $V_0 = 10$ м/с (что соответствует объемному расходу воздуха в трубке $Q = 0,785$ л/с).

На рис. 4 приведены отдельные траектории частиц для $V_0 = 10$ м/с и числа Стокса $Stk = 0,1$ в плоскости симметрии задачи $y = 0$. Внутри трубки наблюдается зона,

Stk	$V_0, \text{ м/с}$							
	1,7	3,0	5,0	7,0	10,0	14,0	17,0	20,0
A_e								
0,010	0,865	0,888	0,984	0,918	0,976	0,951	0,918	0,938
0,020	0,790	0,835	0,943	0,889	0,951	0,932	0,901	0,923
0,050	0,575	0,668	0,828	0,798	0,874	0,868	0,844	0,867
0,070	0,452	0,566	0,747	0,738	0,822	0,824	0,803	0,825
0,100	0,307	0,421	0,631	0,652	0,744	0,757	0,741	0,763
0,200	0,100	0,148	0,299	0,387	0,507	0,553	0,554	0,585
0,300	0,036	0,073	0,139	0,205	0,332	0,398	0,436	0,450
0,400	0,004	0,044	0,084	0,116	0,221	0,293	0,313	0,378
A								
0,010	0,849	0,876	0,981	0,918	0,976	0,951	0,918	0,938
0,020	0,771	0,819	0,936	0,888	0,951	0,932	0,901	0,923
0,050	0,535	0,631	0,806	0,791	0,874	0,868	0,844	0,867
0,070	0,387	0,495	0,702	0,723	0,822	0,824	0,783	0,825
0,100	0,206	0,274	0,497	0,602	0,742	0,757	0,726	0,763
0,200	0,016	0,020	0,021	0,017	0,019	0,135	0,176	0,269
0,300	0	0,003	0,003	0,001	0,003	0,006	0,039	0,082
0,400	0	0	0,001	0,001	0,001	0,002	0,009	0,049

прилегающая к ее наветренной поверхности, в которую частицы не попадают в силу их инерционности. Поэтому осаждение частиц на измеряющее устройство происходит крайне неравномерно с максимальным их скоплением у подветренной стороны трубки.

Рассчитанные значения эффективностей внешней A_e и полной A аспирации для различных значений V_0 и Stk приведены в таблице.

На рис. 5 представлены сечения предельных трубок траекторий частиц, попадающих на входное сечение трубки и полученные при различных значениях V_0 и Stk . Для сопоставления размеров на приведенные сечения спроецирован контур входной трубки пробоотборника. Под каждым сечением указано соответствующее ему значение внешней аспирации A_e . Следует обратить внимание на появляющиеся на фоне приведенных сечений при больших значениях скорости отсоса V_0 узкие полоски «просветов», соответствующих траекториям частиц, не попадающих в пробоотборник. В то же время определенное количество частиц снаружи этих «просветов» засасывается в трубку. Механизм данного явления состоит в следующем. При достаточно больших значениях V_0 над входным сечением заборной трубки появляются траектории частиц, разворачивающихся навстречу набегающему потоку вследствие засоса их пробоотборником. Частицы, пролетающие ближе к входному сечению, не успевают развернуться, чтобы попасть в пробоотборник, и натываются на подветренную сторону трубки около входной кромки. Их совокупность и составляет «просвет» на сечении предельной трубки траекторий. Частицы, летящие выше последних, подвергаются развороту по более удаленной траектории и поэтому успевают завершить разворот и попасть в трубку пробоотборника.

В работе [5] на основе экспериментальных данных авторы вывели полуэмпирическое соотношение для эффективности аспирации в цилиндрическую трубку, расположенную под углом α к набегающему потоку:

$$A = 1 + 3(R \cos \alpha - 1)Stk\sqrt{R}, \quad (10)$$

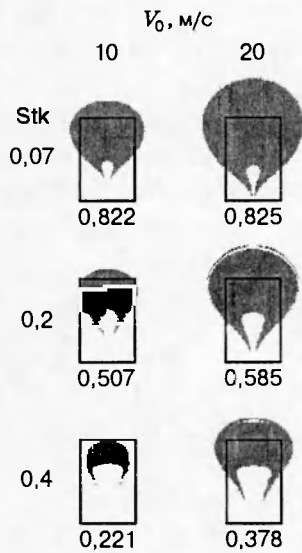


Рис. 5

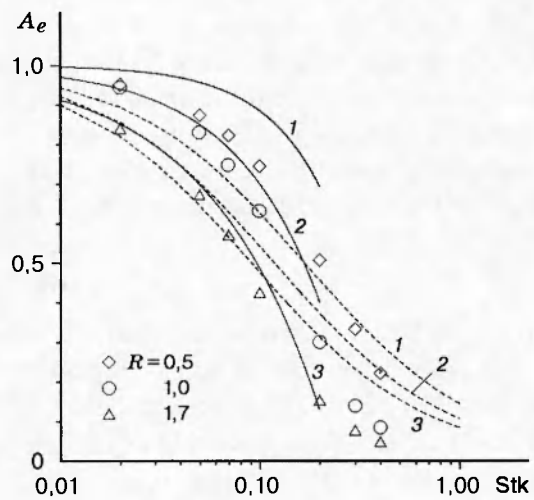


Рис. 6

которое аппроксимирует экспериментально полученные значения эффективности аспирации на следующих интервалах изменения входящих в него параметров: $0,02 \leq Stk \leq 0,20$; $0,5 \leq R \leq 2,0$; $45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$.

В свою очередь в [2] предложена формула

$$A = 1 + \left[1 - \frac{1}{1 + G(\alpha)Stk (\cos \alpha + 4\sqrt{R \sin \alpha})} \right] (R \cos \alpha - 1),$$

которая при $\alpha = 90^\circ$ упрощается и для значения коэффициента G , полученного автором в результате анализа экспериментальных данных, имеет вид

$$A = \frac{1}{1 + 8,4 Stk R^{0,5}}. \tag{11}$$

На рис. 6 представлены зависимости эффективности аспирации от числа Stk при различных значениях параметра R , полученные по формулам (10) (сплошные кривые) и (11) (штриховые кривые), символы соответствуют значениям внешней эффективности аспирации, рассчитанным предложенным в работе методом. Кривые 1–3 соответствуют значениям $R = 0,5; 1,0; 1,7$. Видно, что рассчитанные данные удовлетворительно согласуются с формулой (10) при $R = 1,7; 1$, т. е. при малых скоростях отсоса $V_0 = 3; 5$ м/с. Большие расхождения наблюдаются при $R = 0,5$ и $V_0 = 10$ м/с. Возможно, это связано с тем, что на экспериментальные данные, аппроксимированные формулой (10), повлияла вторичная аспирация, т. е. засос в трубку частиц, отскочивших от ее внешней поверхности. Этот эффект обычно проявляется при больших значениях скорости воздуха на входе в трубку и малых R , когда воздух в трубку засасывается из широкой пространственной области. При расчетах частицы, коснувшиеся поверхности трубки, считались потерянными. Полученные данные качественно согласуются и с формулой (11), которая, с одной стороны, выведена на основе теоретической модели, не учитывающей вторичную аспирацию, а с другой — включает коэффициент G , полученный из большой совокупности экспериментальных данных, на которые, возможно, повлияла вторичная аспирация. Таким образом, учитывая большой разброс экспериментальных данных и трудность их интерпретации,

полученные результаты являются вполне удовлетворительными. Возможно, экспериментальная проверка предложенной математической модели потребует более высокого уровня проведения экспериментов.

Заключение. Предложен универсальный метод расчета эффективности аспирации для реальных конфигураций пробоотборников. Проведенные расчеты показали его эффективность и надежность. В дальнейшем предполагается распространить его для исследования процессов аспирации в трубки, ориентированные под различными углами к потоку, пробоотборники других форм, а также из турбулентных потоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липатов Г. Н., Шингарев Г. Л., Гриншпун С. А., Сутугин А. Г. Аспирация аэрозоля из воздушного потока в щелевой пробоотборник // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23, № 3. С. 320–323.
2. Vincent J. H. Aerosol sampling: science and practice. N. Y.: Wiley, 1989.
3. Лактионов А. Г. Об аспирации аэрозоля в вертикальную трубку из поперечного к ней потока // Тр. Моск. ин-та прикл. геофизики. 1973. Вып. 7. С. 83–87.
4. Durham M. D., Lundgren D. A. Evaluation of aerosol aspiration efficiency as a function of Stokes number, velocity ratio and nozzle angle // J. Aerosol Sci. 1980. V. 11, N 2. P. 179–188.
5. Hangal S., Willeke K. Overall efficiency of tubular inlets sampling at 0–90 degrees from horizontal aerosol flows // Atmos. Environ. 1990. V. 24, N 9. P. 2379–2386.
6. Беляев С. П., Левин Л. М. Экспериментальное исследование аспирации аэрозолей // Тр. Обнинск. ин-та эксперим. метеорологии. 1971. Вып. 20. С. 3–33.
7. Lipatov G. N., Grinshpun S. A., Shingaryov G. L., Sutugin A. G. Aspiration of coarse aerosol by a thin-walled sampler // J. Aerosol Sci. 1986. V. 17, N 5. P. 763–769.
8. Грязин Ю. А., Черный С. Г., Шаров С. В., Шашкин П. А. Об одном методе численного решения трехмерных задач динамики несжимаемой жидкости // Докл. РАН. 1997. Т. 353, № 4. С. 478–483.
9. Владимирова Н. А., Кузнецов Б. Г., Яненко Н. Н. Численное моделирование вязкого несжимаемого течения около плоской пластины // Некоторые вопросы вычислительной и прикладной математики. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1966. С. 186–192.
10. Chorin A. J. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems // J. Comput. Phys. 1967. V. 2. P. 12–26.
11. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. 1983. V. 49. P. 357–393.
12. Chakravarthy S. R., Osher S. A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws // AIAA Pap. 1985. N 363. P. 1–11.
13. Rader D. J., Marple V. A. A study of the effects of anisokinetic sampling // Aerosol Sci. Technol. 1988. N 8. P. 283–299.
14. Liu B. Y. H., Zhang Z. Q., Kuehn T. H. A numerical study of inertial errors in anisokinetic sampling // J. Aerosol Sci. 1989. V. 20, N 3. P. 367–380.
15. Buckingham E. On physically similar systems: illustrations of the use of dimensional equations // Phys. Rev. 1914. V. 2, N 4. P. 345.

*Поступила в редакцию 10/XII 1997 г.,
в окончательном варианте — 2/III 1998 г.*