

УДК 533.6.011.8

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ В ПОТОКАХ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

ГУСЕВ В. Н., НИКОЛЬСКИЙ Ю. В.

При медленных, так называемых ползущих течениях вязкой жидкости достаточно много сведений по взаимодействию отдельных частиц или групп частиц было получено теоретически с помощью уравнений Стокса [1]. Значительно меньше исследований проведено на режимах, когда необходим учет инерционности, сжимаемости и разреженности среды (см., например, [2]). Особенно малочисленны здесь экспериментальные исследования. Ранее они, как правило, проводились со свободно падающими частицами в вязкой жидкости. Экспериментальные возможности определения сил и моментов, действующих на частицу со стороны жидкости или газа при малых числах Рейнольдса, могут быть существенно расширены при проведении исследований в дозвуковых потоках разреженного газа, полученных с помощью пористых сред. Результаты таких исследований по обтеканию сферической частицы и ее взаимодействию с другой частицей приведены ниже.

1. Задача определения в эксперименте аэродинамических сил и моментов, действующих на частицу при малых числах Рейнольдса, может быть существенно упрощена при соответствующем увеличении масштаба течения, например за счет уменьшения плотности потока ρ . В этом случае увеличение характерного размера обтекаемого тела позволит в эксперименте использовать аэродинамические весы, с помощью которых возможно измерение сил и моментов, действующих на частицу при малых числах Рейнольдса [3].

При производительностях существующих вакуумных станций характерный размер дозвуковых течений разреженного газа может быть достаточно большим. Однако использование сопла на этих режимах становится невозможным из-за тормозящего действия его стенок, в результате которого влияние вязкости распространяется на все поле течения и распределение скоростей в поперечном сечении будет всегда близко к параболическому.

Устранить эту трудность можно при замене сопла пористой вставкой. В этом случае на непроницаемых участках границы скорость фильтрации U не обращается в нуль (граничное условие на них $\partial U / \partial n = 0$) и при постоянной проницаемости сила сопротивления будет равномерно распределена по всему пористому объему. Поток на выходе из такой вставки при постоянной ее толщине будет равномерным.

Экспериментальные исследования [4], проведенные с различными пористыми материалами, подтвердили высказанные выше соображения. Они показали, что поток на выходе из пористой вставки постоянной толщины соответствует хорошо изученному течению на начальном участке свободной струи. Передача импульса окружающему газу происходит в зонах смещения, течение в ядре струи остается практически неизменным. Использование пористых вставок переменной толщины позволяет получать дозвуковые потоки разреженного газа с заданным распределением скорости. В частности, экспериментально было показано, что линейный профиль скорости в потоке реализуется на выходе из пористой вставки с гиперболической образующей.

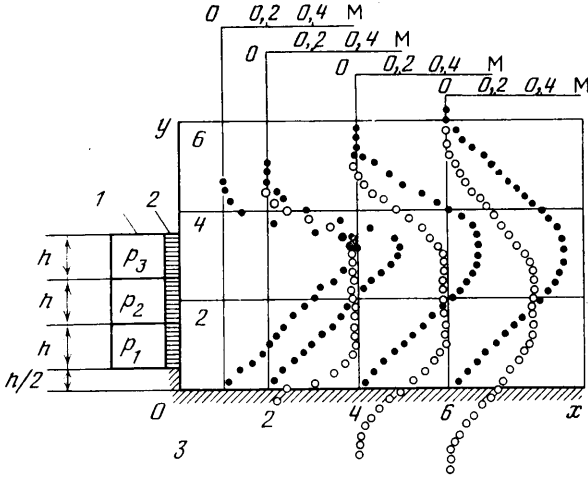
В последующих экспериментах использовались перфорированные вставки, составленные из длинных цилиндрических каналов. Расчет течения в этом случае может быть проведен на основании приближенных [3] или численных [5] решений уравнений Навье — Стокса для круглых цилиндрических каналов, радиус поперечного сечения которых существенно меньше длины. Определенные на основании этих решений параметры потока и условия, определяющие режим дозвукового течения газа в длинном канале при больших перепадах давления, были подтверждены экспериментальными исследованиями [6].

В дальнейшем все экспериментальные исследования проводились в дозвуковом потоке воздуха на выходе из перфорированной вставки 2 (фиг. 1) шириной 120 мм и высотой $3h = 150$ мм, набранной из медных трубочек постоянной длины $l = 50$ мм, внешний диаметр которых 1 мм, внутренний 0,6 мм. Воздух в перфорированную вставку подавался через камеру 1, которая была разделена на три секции. Высота

каждой секции $h=50$ мм, температура торможения воздуха $T_0=295$ К. Скорость потока определялась по перепаду давления Δp , измеренному насадками полного и статического давления дифференциальным методом [7]. Статическое давление p измерялось предварительно протарированными лампами ПМИ-10.

При малых числах Рейнольдса к показаниям насадков давления необходимо вводить соответствующие поправки, обусловленные влиянием вязкости [8]. В равномерных потоках эти поправки можно исключить за счет увеличения характерного размера насадков. Таким путем были измерены параметры равномерного потока в ядре струи, истекающей из перфорированной вставки. На основании этих же исследований было показано, что статическое давление во всем поле течения за перфорированной вставкой постоянно и равно давлению p в окружающем пространстве.

В неравномерных течениях размеры насадков при измерении параметров потока должны быть достаточно малыми. В этом случае, как уже отмечалось, необхо-



Фиг. 1

димо вводить поправки, учитывающие влияние вязкости. Для трубок Пито, представляющих собой геометрически подобные насадки с постоянным отношением внутреннего диаметра к внешнему, равному 0,5, они были определены экспериментально. Форма носовых частей у насадков была эллиптической с отношением малой оси эллипса к большой 0,5. Испытания проводились в ядре струи, истекающей из перфорированной вставки, при различных значениях давления p в окружающем пространстве.

В соответствии с законом подобия для геометрически подобных насадков

$$p_* = pF(M, Re, T_w/T, \gamma, n), \quad M = U/a, \quad Re = \rho U d / \mu, \quad \mu \sim T^n \quad (1.1)$$

где p_* — давление, измеренное трубкой Пито, M — число Маха, Re — число Рейнольдса, a , ρ , T — скорость звука, плотность и температура газа, d — диаметр насадка, T_w — его температура, γ — отношение удельных теплоемкостей.

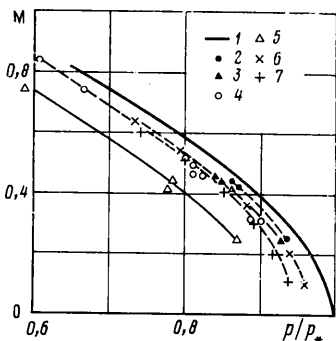
При малых числах Маха и постоянных значениях T_0 , T_w/T , n выражение (1.1) преобразуется к виду, удобному для непосредственного определения скорости потока по измеренной величине давления p_*

$$M = \Phi(p/p_*, pd, \gamma) \quad (1.2)$$

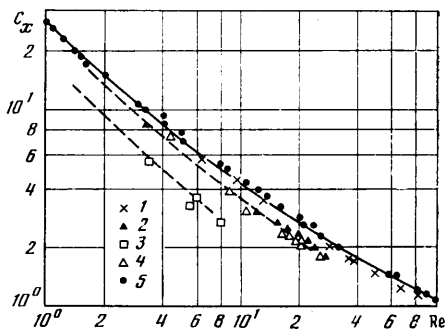
При $pd = \infty$ давление p_* равно давлению торможения, при конечных значениях pd [тор·мм] зависимость (1.2) для выбранных насадков была определена экспериментально. Результаты этих исследований приведены на фиг. 2 (1 — $pd = \infty$; 2 — $pd = 3$; 3 — $pd = 1,6$; 4 — $pd = 0,9$; 5 — $pd = 0,4$; 6 — $pd = 1,6$ [8]; 7 — $pd = 0,9$ тор·мм [8]).

При $p=0,1$ тор измеренные с помощью этих насадков распределения чисел M на выходе из перфорированной вставки в зависимости от координаты $y = y_1/h$ в сечениях $x = x_1/h = 1, 2, 4, 6$ приведены на фиг. 1.

При равенстве давлений в секциях камеры 1 ($p_1 = p_2 = p_3$) течение в ядре струи на выходе из перфорированной вставки было однородным. При $p_1 : p_2 : p_3 = 1 : 2 : 3$ на выходе из перфорированной вставки формируется сдвиговое течение у поверхности пластины 3, расположенной ниже перфорированной вставки 2 на расстоянии $h/2$. При $x \approx 2$ профиль скорости отчетливо отражает ступенчатый характер задания давлений в секциях камеры. На больших расстояниях от выходного сечения камеры профиль скорости у пластины становится практически линейным.



Фиг. 2



Фиг. 3

2. Рассмотрим возможности использования полученных с помощью пористых сред дозвуковых потоков разреженного газа для экспериментального определения аэродинамических сил и моментов, действующих на частицы при малых числах Рейнольдса.

Сопротивление сферы в предельном случае течения несжимаемой жидкости, когда число Кнудсена $Kn \sim M/Re \rightarrow 0$, определяется соотношением

$$C_{x1}^+ = \frac{8X_1}{\pi \rho U^2 d^2} = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (2.1)$$

Эта эмпирическая зависимость учитывает инерционную поправку к известному закону Стокса $C_x^+ = 24 Re^{-1}$, где число Re определено по диаметру сферы d . Вместе с опытными данными (точки 5), полученными ранее в многочисленных экспериментах со свободно падающими шариками в вязкой жидкости, она показана на фиг. 3 сплошной линией.

На фиг. 3 даны также экспериментальные значения сопротивления сферы, измеренные в дозвуковом потоке разреженного газа на выходе из перфорированной вставки (1 — $M/Re < 0,01$; 2 — 0,02; 3 — 0,1). Модели сфер устанавливались в сечении однородного потока с координатой $x=4$ при $y=2$ (фиг. 1). Максимальный диаметр сферических моделей $d=15$ мм, температура $T_w = T_0 = 295$ К. Диапазон изменения чисел Рейнольдса составлял $3 \leq Re \leq 80$ и охватывал область существенного влияния на обтекание мелких частиц сил инерции. Силы и моменты в этих и последующих экспериментах измерялись магнитоэлектрическими весами, чувствительность которых составляла $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ Н. Относительная погрешность измерения силы сопротивления сфер в данном эксперименте не превышала $\pm 5\%$.

При $M/Re < 0,01$ полученные экспериментальные значения коэффициента сопротивления сферы C_x совпадают с эмпирической зависимостью (2.1), подтверждая тем самым справедливость предложенного способа моделирования обтекания мелких частиц в потоках разреженного газа.

При $M/Re > 0,01$ существенным на обтекание мелких частиц становится влияние разреженности среды. При медленных течениях ($Re \ll 1$) это влияние изучалось в классических опытах Милликена [9]. Полученные им экспериментальные значения сопротивления шаровой частицы достаточно хорошо согласуются с интерполяционной формулой Шермана [10], связывающей любую величину, зависящую от числа Кнудсена, с ее значениями для свободномолекулярного и континуального режимов течения. При $Re > 1$ аналогичные исследования были проведены благодаря предложенному здесь способу моделирования обтекания мелких частиц в потоках разреженного газа. При двух значениях $M/Re = 0,02$ и 0,1 экспериментальные значения коэффициента сопротивления сферы приведены на фиг. 3. Так же как и для медленных течений, полученные экспериментальные значения C_x хорошо аппроксимируются формулой Шермана

$$\frac{1}{C_x} = \frac{1}{C_{x1}^+} + \frac{1}{C^-} \quad (2.2)$$

где C_x — коэффициент сопротивления сферы в свободномолекулярном потоке. Зависимость (2.2) при двух исследованных значениях M/Re дана на фиг. 3 штриховыми линиями.

Предложенный метод моделирования газодинамического обтекания мелких частиц в потоках разреженного газа был использован для определения сопротивления шаровых частиц, движущихся вблизи поверхности. Эксперименты проводились в сдвиговом течении у поверхности пластины в сечении $x=4$ (фиг. 1). В этом случае обтекание сферы определяется следующими параметрами:

$$Re, M/Re, d/y = \Delta U/U$$

где U — скорость потока в сечении, проходящем через центр сферы и отстоящем от поверхности пластины на расстоянии y . При $M/Re=0,02$ и $d/y < 1/3$ экспериментальные значения C_x приведены на фиг. 3 (точки 4). Их сопоставление с соответствующими значениями сопротивления сферы в равномерном потоке показывает, что при $d/y < 1/3$ влияние стенки на сопротивление сферы в диапазоне чисел Рейнольдса $4 < Re < 25$ несущественно. Для медленных течений вязкой жидкости ($Re \ll 1$) это влияние распространяется на большие расстояния от поверхности пластины [1]. В случае шаровой частицы, например, ее сопротивление равно

$$X = 3\pi\mu U d \left[1 - 0,326 \left(\frac{d}{y} \right) + 0,05 \left(\frac{d}{y} \right)^3 + \dots \right]^{-1}$$

3. Эксперименты по обтеканию взаимодействующих друг с другом двух частиц сферической формы проводились в равномерном дозвуковом потоке разреженного газа при числе $M=0,45$ на выходе из перфорированной вставки. В поток помещались две сферические модели с диаметрами d и D , одна из которых (диаметра d) находилась на аэродинамических весах. Измерялись аэродинамические силы X и Y , действующие на сферу вдоль и поперек потока, а также момент M_z при различных отношениях D_*/d . Число Рейнольдса, определенное по диаметру d , равнялось $Re=13$, параметр $M/Re=0,035$.

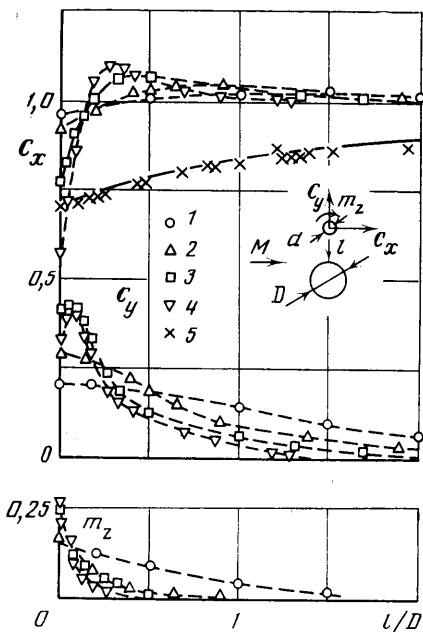
В случае, когда вектор скорости потока был перпендикулярен линии, соединяющей центры двух сфер, экспериментально полученные значения коэффициентов аэродинамических сил C_x , C_y и момента m_z , где

$$C_x = \frac{8X}{\pi\rho U^2 d^2}, \quad C_y = \frac{8Y}{\pi\rho U^2 d^2}, \quad m_z = \frac{8M_z}{\pi\rho U^2 d^3}$$

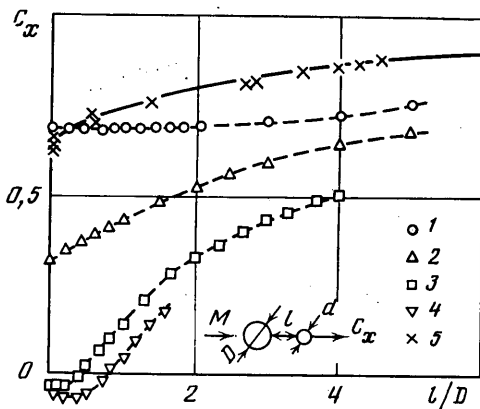
в зависимости от расстояния l между сферами приведены на фиг. 4 ($1 - D_*=0,5$; $2 - D_*=1$; $3 - D_*=3$; $4 - D_*=5,8$). Величина C_x отнесена к коэффициенту сопротивления одиночной сферы в однородном потоке.

Здесь измерения сил, действующих на сферу при ее взаимодействии с другой сферой и одиночную сферу, проводились в одном и том же потоке. Это позволило исключить погрешность, связанную с параметрами потока, что и обусловило столь малую величину дисперсии аэродинамических коэффициентов. На фиг. 4 даны заимствованные из [1] теоретические (сплошная линия) и экспериментальные (точки 5) значения C_x при аналогичном взаимодействии двух сферических частиц одного и того же диаметра при медленном течении вязкой жидкости ($Re \ll 1$).

По мере увеличения числа Рейнольдса инерционные силы существенным образом изменяют характер взаимодействия частиц друг с другом. Сокращается область взаимного влияния между частицами, расположенными поперек потока. В исследованном режиме обтекания размер этой области составляет несколько калибров D . В области взаимодействия зависимость $C_x(l/D)$ носит немонотонный характер и, за исключением близких



Фиг. 4



Фиг. 5

расстояний между сферами, лежит выше своего предельного значения, соответствующего обтеканию одиночной сферы однородным потоком. При $D_* = 5,8$ максимальное значение $C_x = 1,1$. Вблизи поверхности сферической частицы величина $C_x < 1$ и с ростом параметра D_* ее сопротивление уменьшается.

При наличии инерционных сил между взаимодействующими частицами, движущимися перпендикулярно линии центров, возникает сила отталкивания C_y . Теоретически она предсказывалась Озееном при $(l/d)Re \ll 1$ [1]. В нелинейной постановке задачи обтекания асимптотические формулы для этой силы при больших расстояниях между частицами даны в [11]. В исследованном режиме обтекания, охватывающем весь диапазон изменения l/D , экспериментальные значения C_y даны на фиг. 4. Как показывает эксперимент, сила отталкивания на порядок величины меньше силы сопротивления сферической частицы и при $D_* > 2$ и малых расстояниях между частицами изменяется немонотонно. Так же как и при медленных течениях вязкой жидкости, при умеренных числах Re на взаимодействующие друг с другом частицы действует крутящий момент M_z , стремящийся катить одну частицу по другой в направлении по потоку (фиг. 4).

Остановимся на случае обтекания двух сферических частиц, движущихся друг за другом. При числах $M = 0,45$ и $Re = 13$ полученные в эксперименте относительные значения сопротивления C_x сферы, находящейся в следе за другой, даны на фиг. 5 (1 — $D_* = 0,5$; 2 — $D_* = 1$; 3 — $D_* = 3$; 4 — $D_* = 5,8$). Здесь, так же как в случае с обтеканием сфер при перпендикулярном расположении линии их центров к направлению потока, измерения силы сопротивления на взаимодействующей и одиночной сфере проводилось в одном и том же потоке. На фиг. 5 также даны заимствованные из [1] теоретические (сплошная линия) и экспериментальные (точки 5) значения C_x для аналогичного взаимодействия двух сферических частиц одного и того же диаметра при медленном течении вязкой жидкости ($Re \ll 1$).

В отличие от поперечного при продольном обтекании двух сферических частиц область их взаимного влияния увеличивается с ростом числа Рейнольдса. Увеличивается эта область и с ростом параметра D_* , причем при

$D_* > 2$ зависимость $C_x(l/D)$ становится знакопеременной. Качественные изменения в поведении аэродинамических характеристиках при $D_* > 2$ были обнаружены и при поперечном обтекании двух частиц (фиг. 4).

Природа этих явлений при больших D_* связана здесь с появлением за передней сферой замкнутой области со стационарным кольцевым вихрем. Согласно опытным данным, приведенным в [12], при обтекании одиночной сферы эта область образуется при $Re=24$, т. е. при $D_* Re=24$. В данном случае при $Re=13$ это соответствует $D_*=2$. При $D_* > 2$ влияние разреженности на обтекание передней сферы становится несущественным ($M/(D_* Re) < 0,017$) и за ней образуется замкнутая область с возвратным течением на оси. На частицу при попадании ее в эту область будет действовать сила притяжения. С ростом D_* область действия этой силы растет, а ее протяженность l/D , определенная из условия $C_x=0$, при значениях $D_*=3$ и $5,8$ достаточно хорошо согласуется с наблюдаемыми в эксперименте размерами замкнутой области при обтекании одиночной сферы [12]. Следует отметить, что, согласно приведенным в [12] опытным данным, стационарное течение в замкнутой области за одиночной сферой сохраняется лишь до некоторого критического значения числа Рейнольдса $D_* Re=130$. При больших значениях течение за сферой становится нестационарным. В проведенных экспериментах эти режимы не исследовались.

В заключение отметим, что приведенные выше экспериментальные данные по взаимодействию сферических частиц были получены при конечном значении параметра $M/Re=0,035$. При $M/Re=0$ аналогичное исследование стационарного обтекания двух сферических частиц, движущихся друг за другом в потоке вязкой несжимаемой жидкости при умеренных числах Рейнольдса, было проведено численно в [13]. При приблизительно одинаковых значениях числа Рейнольдса ($Re \approx 10$) полученные расчетными методами сведения о характерных особенностях взаимодействия между частицами и количественные данные по их сопротивлению отличаются от аналогичных, полученных в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ханпель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976. 630 с.
2. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1986. 159 с.
3. Гусев В. Н., Никольский Ю. В. Об одной экспериментальной возможности исследования гидродинамического взаимодействия частиц при малых числах Рейнольдса. — Уч. зап. ЦАГИ, 1982, т. 13, № 4, с. 50–60.
4. Никольский Ю. В. Получение дозвукового потока разреженного газа с помощью пористых сред. — Тр. ЦАГИ, 1981, вып. 2111, с. 208–214.
5. Биркин А. П., Межиров И. И. О расчете течения вязкого газа в канале. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6, с. 156–162.
6. Никольский Ю. В. Экспериментальное исследование течения вязкого сжимаемого газа через цилиндрический канал и через пористую вставку. — Уч. зап. ЦАГИ, 1982, т. 13, № 1, с. 108–111.
7. Никифоров А. П., Омелик А. И. Дифференциальный измеритель удельного расхода для свободномолекулярных потоков. — Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1853, с. 52–58.
8. Chue S. H. Pressure probes for fluid measurement. — Progr. Aerospace Sci., 1975, v. 16, № 2, p. 147–223.
9. Millikan R. A. The general law of fall of a small spherical body through a gas and its bearing upon the nature of molecular reflection from surfaces. — Phys. Rev., 1923, v. 22, № 1, p. 1–23.
10. Sherman F. S. A survey of experimental results and methods for the transition regime of rarefied gas dynamics. — In: Rarefied Gas Dynam. New York – London: Acad. Press, 1963, p. 2, p. 228–260.
11. Булах Б. М. О взаимодействии двух сферических частиц в стационарном потоке вязкой жидкости при не малых числах Рейнольдса. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 3, с. 142–144.
12. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
13. Иванов К. П., Ривкинд В. Я. Стационарное обтекание вязкой несжимаемой жидкостью двух частиц разных размеров. — Изв. АН СССР, МЖГ, 1985, № 1, с. 181–183.