

ВОЗДУШНОЕ ТЕЧЕНИЕ В КРИВОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ

О.О. Буров, О.І. Буров, А.В. Карамушко. Повітряна течія у криволінійному каналі. Розглянуто результати математичного моделювання течії повітря в криволінійному каналі з кутом повороту $\varphi=\pi$. Отримано обернену залежність температури від окружної швидкості повітря і підтверджено правдивість припущень континуальної моделі запыленного газового потоку.

А.А. Буров, А.И. Буров, А.В. Карамушко. Воздушное течение в криволинейном канале. Рассмотрены результаты математического моделирования течения воздуха в криволинейном канале с углом поворота $\varphi=\pi$. Получена обратная зависимость температуры от окружной скорости воздуха и подтверждена справедливость допущений континуальной модели запыленного газового потока.

A.A. Burov, A.I. Burov, A.V. Karamushko. Air flow in the curvilinear channel. The results of mathematical modeling of air flow in the curvilinear channel with a rotation angle $\varphi=\pi$ are considered. The inverse dependence of temperature on circular velocity of air is obtained. Validity of assumptions of a dust-laden gas flow continual model is confirmed.

Анализ континуальной модели криволинейного течения запыленного газа, содержащего тонкодисперсную пыль, выявил обратную зависимость ее локальной концентрации от окружной скорости газа [1]. В этом случае наличие пыли вблизи криволинейных стенок канала с поперечным прямоугольным сечением и углом поворота $\varphi=\pi$ должно свидетельствовать о малых окружных скоростях в указанных областях течения [2]. Задача турбулентного течения вязкого газа в криволинейном канале не решена аналитическими методами, и происходящие при повороте явления и процессы анализируются на основе решений, полученных для идеального газа с учетом опытных данных. Радиальное распределение локальных окружных скоростей идеального газа на повороте описывается гиперболическим законом с максимумом на центральной границе потока [3].

Криволинейное течение вязкого газа сопровождается двумя основными процессами преобразования энергии. Первый — переход механической энергии потока из одной ее формы в другую: из потенциальной (давления) в кинетическую и обратно. Второй — переход механической энергии от макроскопического движения газового потока в тепловую энергию хаотического движения молекул. Он осуществляется молекулярным переносом импульса (вязким трением), определяет необратимые потери механической энергии и называется диссипацией [4].

Компьютерный эксперимент выявил аналогию между полем диссипации механической энергии воздушного потока в криволинейном канале с постоянным прямоугольным сечением и общей картиной траекторий в нем 300 твердых частиц диаметром $\delta = 1$ мкм (рис.1). Эта аналогия подтверждает допустимость замены в континуальной модели криволинейного течения запыленного газа массовой концентрации тонкодисперсной пыли тождественно равной ей плотностью абстрактной сплошной среды. Максимальные значения диссипации энергии и запыленности воздушного потока соответствуют минимальным величинам его окружной скорости.

Радиальные и угловые распределения относительных окружных скоростей V и температур T воздуха в вертикальной плоскости симметрии криволинейного канала с прямоугольным поперечным сечением свидетельствуют об обратной зависимости температуры от окружной скорости (рис. 2), максимум которой перемещается от центральной к периферийной стенке канала с увеличением потерь напора воздушного потока ΔP от 100 до 300 Па. При $\Delta P=200$ Па в центральной области канала наблюдается вихревое течение, в периферийной области — потенциальное. Изменение температуры свидетельствует о радиальном переносе тепловой энергии — основе эффекта Ранка, впервые обнаруженного в циклоне и широко используемого в вихревых трубах для нагревания и охлаждения газов.

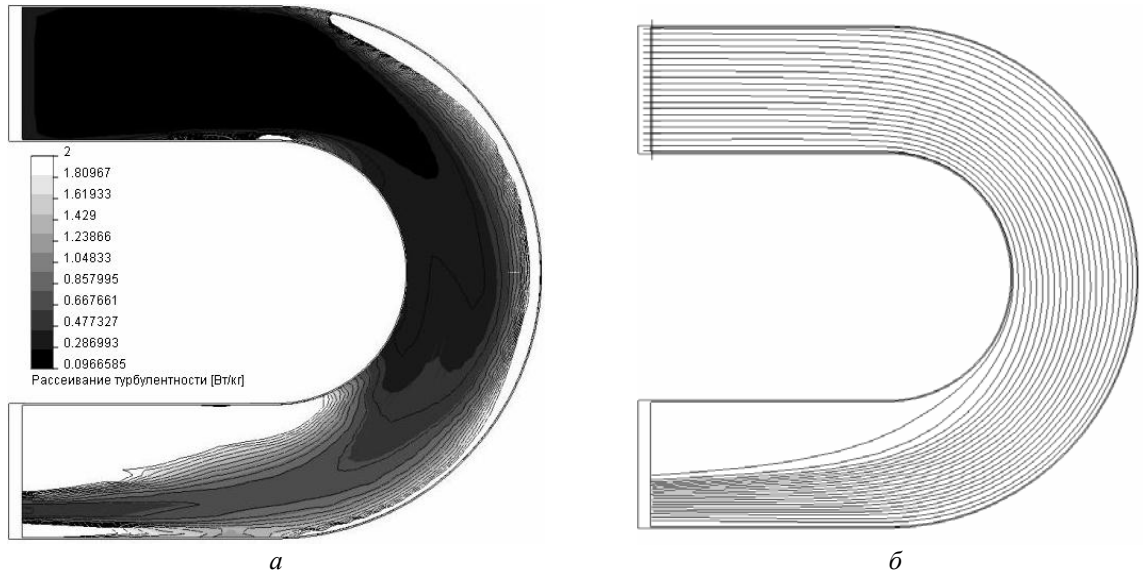


Рис. 1. Диссипация энергии (а) и траектории частиц пыли (б) в воздушном потоке при $\Delta P = 300$ Па

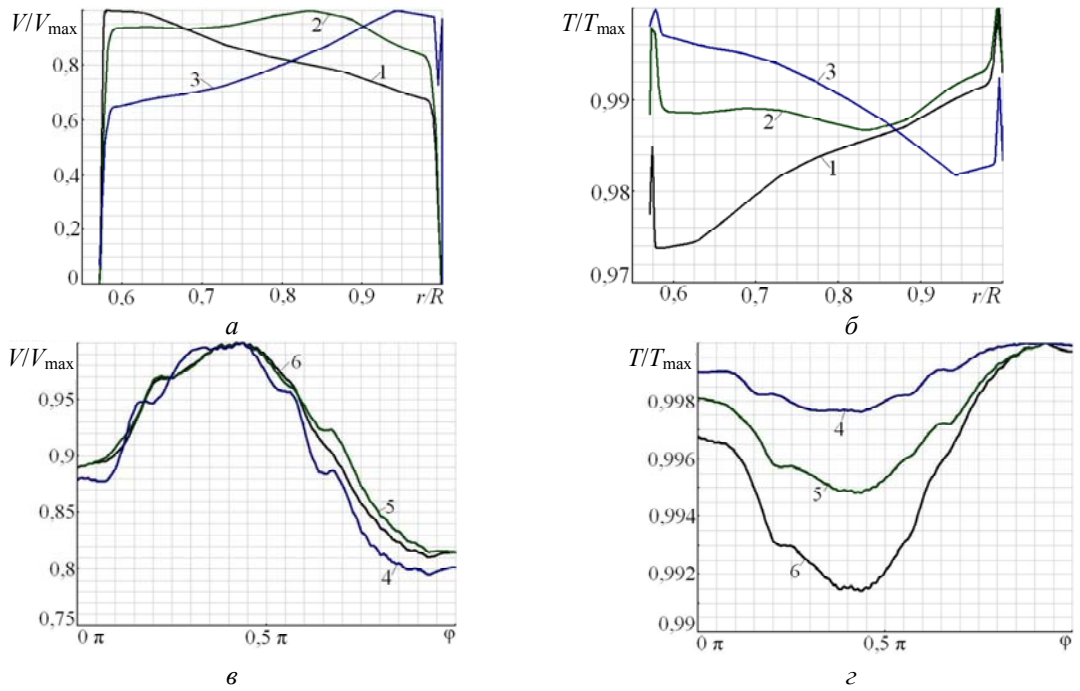


Рис. 2. Радиальные (а, б) и угловые (в, з) распределения относительных окружных скоростей (а, в) и температур (б, з) воздуха при $\varphi=0$ (1), $\pi/2$ (2), π (3), $\Delta P=100$ (4), 200 (5), 300 Па (6), $R=100$ мм, $V_{max}=32$ м/с, $T_{max}=20$ °С

Обратная зависимость температуры воздуха от его окружной скорости подтверждается рассчитанными при $\Delta P = 300$ Па полями этих показателей (рис. 3).

Соответствующие радиальные и угловые распределения давления и плотности воздуха (рис. 4) коррелируют между собой. Положительный радиальный градиент давления на входе в канал ($\varphi = 0$) усиливается в середине поворота ($\varphi=\pi/2$) и исчезает на выходе из канала ($\varphi=\pi$). Плотность ρ на выходе имеет наибольший радиальный градиент при достаточно близких общих картинах распределения этих параметров. Волновой характер изменений по ходу потока в его осевой зоне является общим для всех пяти рассмотренных параметров криволинейного течения воздуха практически при всех сопротивлениях канала.

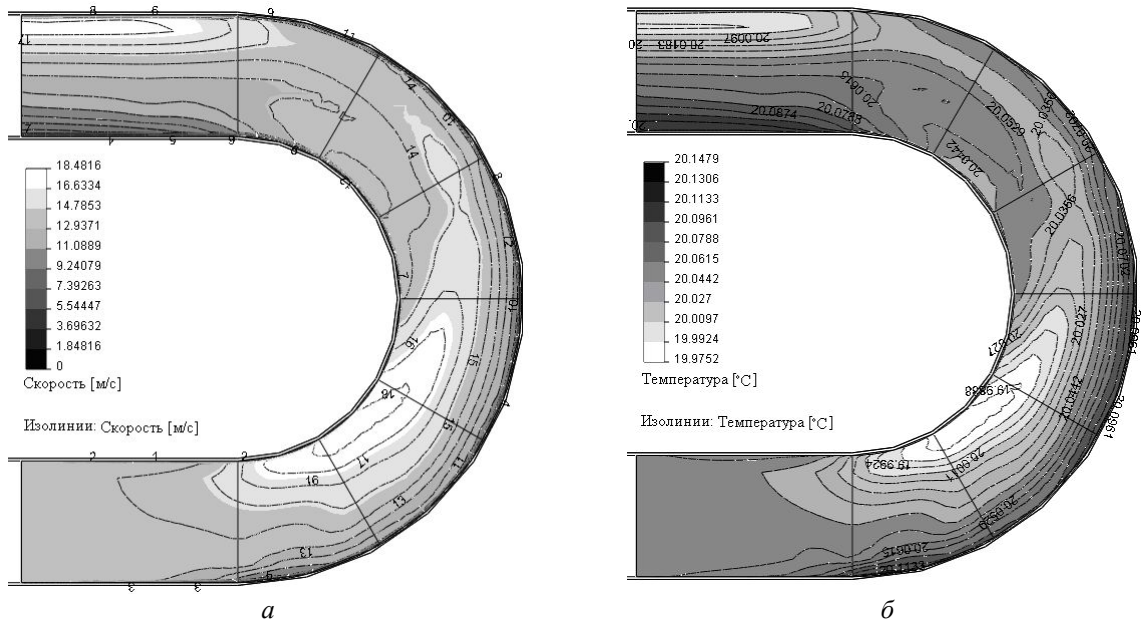


Рис. 3 Поля окружных скоростей (а) и температур (б) воздуха

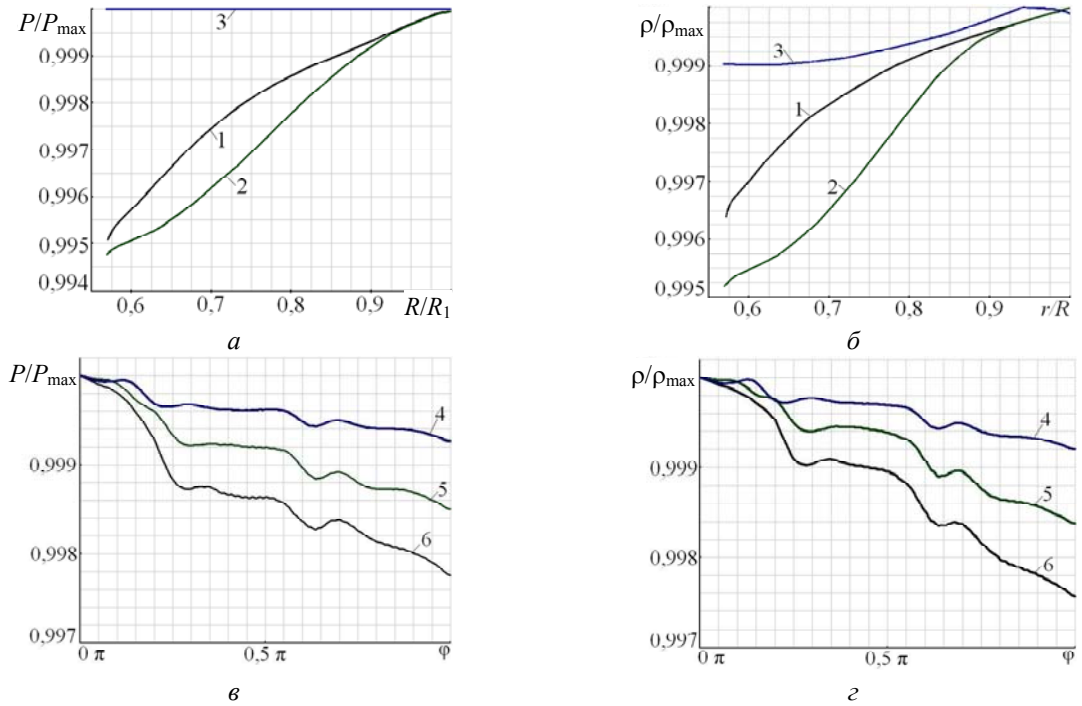


Рис. 4. Радиальные (а, б) и угловые распределения давления (а, в) и плотности (б, г) воздуха в канале при $\varphi=0$ (1), $\pi/2$ (2), π (3), $\Delta P=100$ (4), 200 (5), 300 Па (6), $R=100$ мм, $P_{max}=101315$ Па, $\rho_{max}=1,2036$ кг/м³

Свободное движение стоксовской частицы в криволинейном потоке вязкого газа описывается системой уравнений [5]

$$\left. \begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \tau \frac{v_\varphi^2}{r} \\ \frac{d\varphi}{dt} &= r \frac{v_\varphi}{r} \end{aligned} \right\}, \tag{1}$$

где t — время;
 r и φ — полярные координаты центра частицы;
 $\tau = \rho \delta^2 / 18\mu$ — время релаксации частицы;

δ и ρ — диаметр и плотность частицы;

v_ϕ и μ — окружная скорость и вязкость газа.

Если $v_\phi = v_0 = \text{const}$, $\phi(0) = 0$ и $r(0) = r_2$ — радиус центральной границы течения, то $\phi = \frac{r - r_2}{\tau v_0}$ или $\Delta r = \phi \tau v_0$, и радиальный дрейф частицы не будет зависеть от кривизны потока.

Представленная система уравнений (1) — простейшая детерминированная модель криволинейного движения в вязком газе одиночной частицы учитывает действующую на нее центробежную силу инерции и подчиняющееся закону Стокса сопротивление вязкой среды. Она игнорирует множество иных факторов, влияющих на движение частицы. Их воздействие учитывается интегрально стохастической моделью [1]

$$\frac{dr}{dt} = \tau \frac{v_\phi^2}{r} + B\xi(t),$$

где $B = 1/3\pi\mu\delta$ — подвижность частицы;

$\xi(t)$ — дельтакоррелированная случайная величина.

Модель описывает стесненный радиальный дрейф частицы к периферии криволинейного газового течения. Сравнительный анализ свободного и стесненного движений частицы свидетельствует об ускорении ее радиального дрейфа при усилении случайных воздействий вследствие интенсификации коагуляции полидисперсной пыли.

Выявленный радиальный перенос различных субстанций многократно усиливается в системе последовательно соединенных криволинейных каналов с замкнутыми контурами, обеспечивая сравнимую с фильтрами очистку запыленных газов и их охлаждение.

Литература

1. Буров, А.А. Континуальная модель запыленного криволинейного течения газа / А.А. Буров, А.И. Буров, В.Я. Гамолич // Тр. Одес. политехн. ун-та. — Одесса, 2007. — Вып. 1 (27). — С. 235 — 237.
2. Певнев, А.О. Экспериментальное исследование распределения угольной пыли в криволинейных воздушно-пылевых потоках / А.О. Певнев // Обогащение неметаллических полез. ископаемых. — Свердловск, 1976. — Вып. 1. — С. 150 — 154.
3. Повх, И.Л. Техническая гидромеханика / И.Л. Повх — Л.: Машиностроение, 1976. — 502 с.
4. Тананаев, А.В. Течения в каналах МГД-устройств / А.В. Тананаев. — М.: Атомиздат, 1979. — 364 с.
5. Центробежная очистка промышленных выбросов в атмосферу / Буров А.А., Буров А.И., Силин А.В., Цабиев О.Н. // Екологія довкілля та безпека життєдіяльності. — 2005. — № 6. — С. 44 — 51.

Рецензент д-р техн. наук, проф. Одес. нац. политехн. ун-та Никульшин В.Р.

Поступила в редакцию 2 сентября 2009 г.