

G, D) (см. рис. 2). Для этого при существовании режима II (более устойчивого во времени) проводилось быстрое сканирование по всему сечению вихря и измерение скорости при значениях радиальной координаты, соответствующей точкам E, F, G, D ($-30, -10, 10, 40$ мм). Во избежание ошибки этот процесс повторялся.

Интересно отметить, что в пределах погрешности эксперимента не удалось выявить различия в распределении тангенциальной компоненты скорости (рис. 3). Представленный на рисунке профиль характерен для сильно закрученной струи и относится к обоим режимам взаимодействия вихря с плоскостью.

Вследствие некоторой несимметрии течения точный расчет расходов по сечениям интегрированием профилей вертикальной компоненты скорости затруднителен. Приближенные же оценки показали, что в режиме I расход газа в восходящем потоке от возникновения в пограничном слое до входа в вихревую камеру практически не изменяется, т. е. восходящий поток не обменивается массой с периферийным нисходящим потоком. В этом случае вихревой генератор формирует все восходящее течение непосредственно с поверхности, точнее, из торцевого пограничного слоя над плоскостью. В режиме II в нижней части восходящего потока имеется радиальное течение от периферии к оси, поэтому только часть массы в восходящий поток поступает из пограничного слоя. Остальной расход пополняется за счет разворота части периферийной кольцевой струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдштик М. А. О закрученных струях // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1979.— № 1.
2. Рыжнев В. Ю., Ястребова Е. В. Исследование вихревого элемента с двумя устойчивыми состояниями // Тр. МЭИ.— 1972.— Вып. 105.
3. Дубинцев Ю. Н., Ринкевичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии.— М.: Наука, 1982.
4. Багрянцев В. И., Волчков Э. П. и др. Использование лазерного доплеровского анемометра для исследования течения в вихревой камере // Автометрия.— 1982.— № 3.

Поступила 26/II 1986 г.

УДК 536.24 : 532.526

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТРЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА В ТРУБЕ

Э. П. Волчков, Н. А. Дворников, С. Ю. Спотарь, В. И. Терехов

(Новосибирск)

Исследованию процессов турбулентного переноса тепла и импульса в закрученных потоках в трубах уделялось большое внимание. Можно назвать ряд экспериментальных [1—12] и теоретических [12—19] работ, где рассматривались эти явления. Однако детальное сопоставление имеющихся расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о значительном их расхождении.

Закрученные потоки отличаются большим разнообразием даже качественной картины течения, которая определяется в первую очередь геометрическими и расходными характеристиками. Многообразие способов закрутки потока — лопаточными завихрителями на входе в канал, тангенциальным подводом газа, ленточными и шнековыми завихрителями и т. п. — значительно осложняет анализ и обобщение экспериментов. Большое распространение получил метод обобщения опытных данных в зависимости от входных геометрических и расходных условий конкретно изучаемых устройств. Подробное освещение вопросов, связанных с теплообменом в каналах при различных способах закрутки потока, дается в [18].

Общий результат всех исследований — вывод об интенсифицирующем воздействии различных способов закрутки потока на тепломассоперенос и поверхностное трение. Но к настоящему времени отсутствует единая точка зрения на причины, вызывающие интенсификацию процессов переноса при закрутке потока. Так, в ряде работ [13, 16, 17, 19] увеличение теплоотдачи и трения объясняется только «геометрическими» факторами, т. е. за счет возрастания величины полной скорости и длины линии тока. В то же время, по данным [12, 14, 15, 18, 20], влияние массовых сил, обуслов-

ленных кривизной линий тока, на структуру турбулентности и процессы переноса может быть значительным. В настоящей работе решается задача о тепломассообмене и трении в начальном участке трубы при закрутке потока с учетом указанных выше явлений.

1. Тепломассообмен и трение в закрученном потоке без учета воздействия массовых сил на турбулентность. Интегральные соотношения для продольной компоненты импульса и тепла закрученного потока могут быть получены из соответствующей системы дифференциальных уравнений движения, энергии и неразрывности пограничного слоя в цилиндрической системе координат [21]. Для осесимметричного течения на начальном участке непроницаемой круглой трубы при достаточно тонком пограничном слое $\delta/R \ll 1$, когда поток можно считать безградиентным ($\partial u_{x0}/\partial x = 0$), интегральные соотношения имеют вид

$$(1.1) \quad \frac{d \operatorname{Re}_x^{**}}{d\bar{x}} = \frac{c_{fx}}{2} \operatorname{Re}_D = \Psi \frac{c_{fx0}}{2} \operatorname{Re}_D;$$

$$(1.2) \quad \frac{d \operatorname{Re}_T^{**}}{d\bar{x}} + \frac{\operatorname{Re}_T^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{d\bar{x}} = \operatorname{St} \operatorname{Re}_D = \Psi_T \operatorname{St}_0 \operatorname{Re}_D,$$

где $\operatorname{Re}_x^{**} = \rho_0 u_{x0} \delta_x^{**} / \mu_0$, $\operatorname{Re}_T^{**} = \rho_0 u_{x0} \delta_T^{**} / \mu_0$ — числа Рейнольдса, построенные по толщине потери импульса в продольном направлении и толщине потери энергии соответственно

$$(1.3) \quad \delta_x^{**} = \int_{R-\delta}^R \frac{\rho u_x}{\rho_0 u_{x0}} \left(1 - \frac{u}{u_{x0}}\right) \frac{r}{R} dr, \quad \delta_T^{**} = \int_{R-\delta}^R \frac{\rho u_x}{\rho_0 u_{x0}} \left(1 - \frac{T_w - T}{T_w - T_0}\right) \frac{r}{R} dr;$$

$\bar{x} = x/D$; $\operatorname{Re}_D = \rho_0 u_{x0} D / \mu$; $\Delta T = T_w - T_0$; R , δ , u_{x0} — радиус канала, толщина пограничного слоя и продольная скорость на его внешней границе.

Интегральные соотношения импульса (1.1) и энергии (1.2) имеют такой же вид, как и для незакрученного течения [22], а влияние закрутки потока на характеристики процессов переноса сказывается через относительные коэффициенты трения $\Psi = (c_{fx}/c_{f0})_{\operatorname{Re}^{**}}$ и теплообмена $\Psi_T = (\operatorname{St}/\operatorname{St}_0)_{\operatorname{Re}_T^{**}}$. Здесь $c_{fx}/2 = \tau_x / \rho_0 u_{x0}^2$, $\operatorname{St} = q_w / \rho_0 u_{x0} c_p \Delta T$ — коэффициенты трения и теплообмена в закрученном потоке, а $c_{f0}/2$ и St_0 — аналогичные параметры, но при отсутствии закрутки.

Для решения интегральных соотношений (1.1), (1.2) необходимо получить выражения для законов трения и теплообмена в закрученном потоке. С этой целью воспользуемся гипотезой Прандтля для турбулентного пространственного пограничного слоя; связь между касательными напряжениями и осредненными параметрами течения записывается в виде

$$(1.4) \quad \tau_z = \rho l^2 (\partial u_z / \partial r)^2,$$

где $\tau_z = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_\varphi^2}$, $u_z = \sqrt{u_x^2 + u_\varphi^2}$ — полные касательные напряжения и скорость. С использованием условия постоянства угла закрутки потока по толщине пограничного слоя $\varphi = \arctg(u_\varphi / u_x) = \text{const}$ [18] продольную компоненту касательного напряжения запишем как

$$(1.5) \quad \tau_x = \tau_z \cos \varphi = \rho l^2 (\partial u_x / \partial r)^2 / \cos \varphi.$$

Для турбулентного потока тепла может быть получено аналогичное по структуре выражение

$$(1.6) \quad q = c_p \rho l^2 T \frac{\partial u_z}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} = c_p \rho l^2 T \frac{\partial u_x}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} \frac{1}{\cos \varphi}.$$

Согласно асимптотической теории турбулентного пограничного слоя [22], получим предельный относительный закон трения из (1.5)

$$(1.7) \quad \Psi = \left(\frac{c_{fx}}{c_{f0}} \right)_{\operatorname{Re}_x^{**}} = \frac{1}{\cos \varphi} \left[\int_0^1 \sqrt{\frac{\rho \tilde{\tau}_0}{\rho_0 \tilde{\tau}}} \frac{l}{l_0} d\omega_x \right]^2.$$

Для пограничного слоя закрученного потока можно принять [18], что распределение относительных значений касательных напряжений имеет такой же характер, что и при отсутствии закрутки $\tilde{\tau}/\tilde{\tau}_0 = \frac{(\tau/\tau_w)}{(\tau/\tau_w)_0} = 1$. Распределение плотности будет также совпадать с зависимостью для течения на пластине [22]

$$\rho/\rho_0 = \psi + (1 - \psi)\omega_x.$$

Здесь ρ , ρ_0 — плотность в рассматриваемой точке и ядре течения; $\psi = T_w/T_0$ — фактор неизотермичности; $\omega_x = u_x/u_{x0}$.

В соотношении (1.7) влияние кривизны линий тока на турбулентные характеристики (см., например, [20]) учитывается через отношение длины пути смещения для закрученного и незакрученного течений l/l_0 .

Проведем вначале анализ влияния закрутки потока только через средние характеристики течения без учета воздействия массовых сил на турбулентность ($l = l_0$). При этом для простоты рассмотрим случай квазиизотермического течения ($\rho \approx \rho_0$). При этих условиях соотношение (1.7) примет вид

$$(1.8) \quad \Psi = \Psi_\varphi = (c_{fx}/c_{fx0})_{\text{Re}_\Sigma^{**}} = (\text{St}/\text{St}_0)_{\text{Re}_\Sigma^{**}} = \frac{1}{\cos \varphi}.$$

Сопоставление коэффициентов обмена в рассматриваемом закрученном потоке и в канале без закрутки в (1.8) производится при числе Рейнольдса, рассчитанном по полной скорости на внешней границе пограничного слоя: $\text{Re}_\Sigma^{**} = \frac{\rho_0 u_{\Sigma 0} \delta_\Sigma^{**}}{\mu}$. Величина $\delta_\Sigma^{**} = \int_{R-\delta}^R \frac{\rho u_\Sigma}{\rho_0 u_{\Sigma 0}} \left(1 - \frac{u_\Sigma}{u_{\Sigma 0}}\right) \frac{r}{R} dr$ есть

толщина потери импульса в направлении вектора полной скорости; при подобии профилей скорости в пограничном слое $u_x/u_{x0} = u_\varphi/u_{\varphi 0} = u_\Sigma/u_{\Sigma 0}$ ее значение равно толщине потери импульса в продольном направлении $\delta_\Sigma^{**} = \delta_x^{**}$. Тогда, используя закон трения в стандартных условиях [22] $c_{f0}/2 = (B/2) \text{Re}_\Sigma^{*-m}$ и учитывая, что $u_\Sigma = u_x/\cos \varphi$, из (1.8) получим выражения для коэффициента трения в продольном направлении

$$(1.9) \quad \frac{c_{fx}}{2} = \frac{B}{2} \left(\frac{\rho_0 u_{\Sigma 0} \delta_\Sigma^{**}}{\mu} \right)^{-m} \frac{1}{\cos \varphi} - \frac{B}{2} \left(\frac{\rho_0 u_{x0} \delta_x^{**}}{\mu_0} \right)^{-m} (\cos \varphi)^{m-1}$$

и коэффициента теплообмена

$$(1.10) \quad \text{St} = \frac{B}{2} \left(\frac{\rho_0 u_{x0} c_T^{**}}{\mu_0} \right)^{-m} \text{Pr}^{(m-1)} (\cos \varphi)^{m-1}.$$

При $\text{Re}^{**} < 10^4$ $B/2 = 0,0128$, $m = 0,25$. Если принять, что турбулентный пограничный слой нарастает сразу от входного сечения (при $x = 0$ $\delta^{**} = \delta_T^{**} = 0$), то решение интегральных соотношений пограничного слоя (1.1) и (1.2) совместно с (1.9) и (1.10) дает: для динамического слоя

$$(1.11) \quad \delta^{**} = 0,0366 \text{Re}_x^{-0,2} x (\cos \varphi)^{-0,6}, \quad \frac{c_{fx}}{2} = 0,029 \text{Re}_x^{-0,2} (\cos \varphi)^{-0,6};$$

для теплового слоя при $q = \text{const}$

$$(1.12) \quad \delta_T^{**} = 0,0306 \text{Re}_x^{-0,2} x \text{Pr}^{-0,6} (\cos \varphi)^{-0,6}, \\ \text{St} = 0,0306 \text{Re}_x^{-0,2} \text{Pr}^{-0,6} (\cos \varphi)^{-0,6}.$$

При $\varphi \rightarrow 0$ эти уравнения переходят в известные соотношения для незакрученного течения [22].

Таким образом, трение в осевом направлении и коэффициент тепло-массопередачи в закрученном потоке выше, чем в незакрученном. в $(\cos \varphi)^{-0,6}$ раз при одном и том же расстоянии от входа и одинаковой про-

дольной составляющей скорости на внешней границе пограничного слоя, если не учитывать при этом дополнительного воздействия массовых сил на турбулентный перенос.

Широкое распространение при анализе пограничных слоев в закрученных потоках получил так называемый метод спрямления линий тока [13, 16], который по сути дела заключается в решении уравнений пограничного слоя, составленных для направления вдоль линии тока. Однако некоторый произвол в трактовке этого метода приводит к отличию конечных расчетных формул, полученных различными исследователями.

Остановимся несколько подробнее на анализе принципа спрямления линий тока. Интегральные соотношения импульса и энергии в ортогональной системе координат, связанной с линией тока на поверхности тонкого пограничного слоя $\delta/R \ll 1$, при безградиентном течении представим как [21]

$$(1.13) \quad \frac{d\delta_{\Sigma}^{**}}{dL} = \frac{c_{f\Sigma}}{2} \quad \frac{d\delta_{T\Sigma}^{**}\Delta T}{\Delta T dL} = St,$$

где L — координата, отсчитываемая вдоль линии тока ($dL = dx/\cos \varphi$). Интегральные параметры в (1.13) имеют вид

$$\delta_{\Sigma}^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho u_{\Sigma}}{\rho_0 u_{\Sigma 0}} \left(1 - \frac{u_{\Sigma}}{u_{\Sigma 0}}\right) \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy, \quad \delta_{T\Sigma}^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{\rho u_{\Sigma}}{\rho_0 u_{\Sigma 0}} \left(1 - \frac{T - T_w}{T_0 - T_w}\right) \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy,$$

а коэффициенты трения и теплообмена соответственно

$$\frac{c_{f\Sigma}}{2} = \frac{\tau_{\Sigma}}{\rho_0 u_{\Sigma 0}^2}, \quad St_{\Sigma} = \frac{-q_w}{\rho_0 u_{\Sigma 0} c_p \Delta T}.$$

Как видно, соотношения (1.13) подобны интегральным уравнениям для течения без закрутки [22]. Следовательно, решения этих уравнений будут также подобны, если критерии, входящие в них, определять по полной скорости и длине линии тока, пренебрегая при этом влиянием центробежных сил на перенос

$$(1.14) \quad \frac{c_{f\Sigma}}{2} = \frac{B}{2} Re_{\Sigma}^{*-m}, \quad St_{\Sigma} = \frac{B}{2} Re_{T\Sigma}^{*-m} Pr^{m-1}.$$

Если уравнения (1.14) преобразовать, используя в качестве масштабов продольную составляющую скорости u_{x0} и координату x , то они переходят в выражения (1.9)–(1.12). Это означает, что метод спрямления линий тока дает результаты, аналогичные полученным с использованием гипотезы пространственного пограничного слоя.

2. Влияние массовых сил на турбулентный перенос импульса и тепла в закрученном потоке. При анализе влияния массовых сил на турбулентный теплообмен и трение при обтекании криволинейных поверхностей широкое распространение получил метод [20], основанный на аналогии между действием выталкивающих сил в стратифицированном потоке и центробежных сил на поверхности с продольной кривизной. Количественно влияние кривизны предложено учитывать в виде эмпирических зависимостей линейного масштаба турбулентности от числа Ричардсона:

$$(2.1) \quad l/l_0 = 1 - \beta Ri.$$

Здесь β — эмпирическая константа; Ri — число Ричардсона. Проблема подбора эмпирического коэффициента β , изменяющегося согласно данным различных авторов в широких пределах, осложняет использование метода.

Следуя [15], проанализируем влияние центробежных сил на турбулентные характеристики в пограничном слое закрученного потока. При этом полагается, что влияние центробежных сил в закрученном потоке проявляется через изменения величины радиальной пульсационной скорости. Турбулентные касательные напряжения в продольном направлении

нии и турбулентный поток тепла в пограничном слое при подобии полей циркуляции и продольных скоростей можно представить в виде [14, 15]:

$$(2.2) \quad \tau_x = \rho l_0^2 \frac{\partial u_x}{\partial r} \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right)^2 \right]^{1/2} f;$$

$$(2.3) \quad q = \rho c_p l_0 l_{T0} \frac{\partial T}{\partial r} \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right)^2 \right]^{1/2} f.$$

Функция f , учитывающая влияние кривизны линий тока, описывается зависимостями

$$(2.4) \quad f = (l/l_0)^2 = \sqrt{1 - (y/l_0)^2} \text{ Ri}$$

для течения у вогнутой и

$$(2.5) \quad f = (l/l_0)^2 = 1/\sqrt{1 + (y/l_0)^2} \text{ Ri}$$

у выпуклой поверхности соответственно. Число Ричардсона в (2.4), (2.5), характеризующее отношение производства турбулентной энергии массовыми силами к производству касательными напряжениями [20], есть

$$(2.6) \quad \text{Ri} = \left(\frac{2u_\varphi}{r^2} \frac{\partial(ru_\varphi)}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{u_\varphi^2}{r} \right) / \left[\left| \frac{\partial u_x}{\partial r} \right|^2 + \left| \frac{1}{r} \frac{\partial(ru_\varphi)}{\partial r} \right|^2 \right].$$

Как видно, в общем случае массовые силы могут быть вызваны не только градиентом циркуляции, но и градиентом плотности в пограничном слое. Для постоянного угла закрутки по толщине пограничного слоя и подобия профилей циркуляции, продольной и полной скорости

$$u_x/u_{x0} = u_\varphi r/u_{\varphi 0} R = u_\Sigma/u_{\Sigma 0} = \omega$$

соотношение (2.6) можно привести к виду

$$(2.7) \quad \text{Ri} = \mp \frac{\delta}{R} \sin^2 \varphi \left[2\omega \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \frac{\omega^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \right] / \left[\left(\frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right)^2 \right],$$

где $\xi = y/\delta$; R — радиус канала; знак минус соответствует обтеканию вогнутой поверхности, плюс — выпуклой поверхности. С учетом уравнения состояния для идеального газа $\rho/\rho_0 = T_0/T$ и подобия полей скоростей и температур $\omega = \Theta = \xi^n$ после несложных преобразований из (2.7) получим

$$(2.8) \quad \text{Ri} = \mp \frac{\delta}{R} \sin^2 \varphi \left[\frac{2\xi}{n} + \frac{\xi}{n} \frac{\psi - 1}{\psi/\Theta + 1 - \psi} \right].$$

Поскольку влияние массовых сил преимущественно сказывается через внешнюю часть пограничного слоя, то без внесения заметной погрешности величину Θ в правой части (2.8) можно осреднить по толщине слоя. Окончательное выражение для числа Ричардсона в неизотермическом пограничном слое запишем как

$$(2.9) \quad \text{Ri} = \mp \frac{\delta \xi}{Rn} \sin^2 \varphi \left[1 + \frac{\psi - 1}{2(\psi n + 1)} \right].$$

Для изотермического течения ($\psi = 1$) выражение (2.9) упрощается:

$$(2.10) \quad \text{Ri} = \mp \frac{2\delta \xi}{Rn} \sin^2 \varphi = \mp \frac{2\delta^{**} \xi (1+n)(1+2n)}{Rn^2}.$$

Здесь следует иметь в виду, что в общем случае показатель степени n в степенном профиле скорости зависит от кривизны течения и неизотермичности. Однако в первом приближении можно принять $n = 1/7$. Итак, интегральным параметром, характеризующим воздействие кривизны на трение и теплообмен, как об этом указывалось в ряде работ [20, 23], является отношение толщины пограничного слоя (или его интегрального масштаба δ^{**}) к радиусу кривизны. Выражения (2.2)—(2.5), (2.9) представляют собой систему уравнений, описывающих распределение тур-

булентных касательных напряжений и тепловых потоков, которые могут быть использованы для расчетов поверхностного трения и теплоотдачи. При этом не надо использовать дополнительные эмпирические константы, учитывающие влияние массовых сил на турбулентный обмен.

Из совместного решения указанной выше системы уравнений и предельного интеграла асимптотической теории пограничного слоя [22] методом последовательных приближений можно рассчитать влияние кривизны линий тока на трение и тепломассообмен. Результаты численного расчета хорошо аппроксимируются зависимостями для вогнутой стенки (течение в трубе)

$$(2.11) \quad \Psi_K = \left\{ 1 + 1,8 \cdot 10^3 \frac{\delta^{**} \sin^2 \varphi}{R} \left[1 + \frac{\psi - 1}{2(\psi_n + 1)} \right] \right\}^{0,162} \quad \text{при } \delta^{**}/R < 0,025$$

и для выпуклой (обтекание цилиндра)

$$(2.12) \quad \Psi_K = \left\{ 1 + 2,2 \cdot 10^3 \frac{\delta^{**} \sin^2 \varphi}{R} \left[1 + \frac{\psi - 1}{2(\psi_n + 1)} \right] \right\}^{-0,115} \quad \text{при } \delta^{**}/R < 0,01.$$

Эти формулы справедливы для расчетов турбулентного тепломассопереноса при $Pr \approx 1$. В случае $Pr > 1$ ($Sc > 1$) в (2.11) и (2.12) при δ^{**} появляется множитель $Pr^{-1,8}(Sc^{-1,8})$ [14].

3. Обсуждение результатов. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных различных авторов по теплообмену и трению полностью закрученного потока в трубе приводится на рис. 1. Работы, из которых взяты эти данные, а также расчетные формулы и условия проведения экспериментов указаны в таблице; светлые точки соответствуют опытам по тепломассообмену, темные — трению. Расчетные зависимости и экспериментальные результаты по трению приведены к продольной компоненте касательного напряжения. Данные рис. 1 обработаны в виде зависимости относительного коэффициента тепломассообмена и трения $\Psi = (c_{fx}/c_{f0})_{Re^{**}} = (St/St_0)_{Re^{**}}$ от угла закрутки при одинаковых Re^{**}

($Re_x^{**} = \rho u_{x0} \delta^{**}/\mu$ и $Re_T^{**} = \rho_0 u_{x0} \delta_T^{**}/\mu$) для закрученного и незакрученного течений. Отметим, что для стабилизированного участка течения в трубе относительные коэффициенты трения при $Re^{**} = idem$ и $Re_D = idem$ совпадают между собой, при этом обработка производилась с использованием последнего условия.

Кривая 7 — расчет по формулам (1.9), (1.10), описывающим интенсификацию трения и теплообмена ($Pr = 1$) при отсутствии влияния центробежных сил на турбулентный перенос. Линия 1 отображает совместное воздействие на процессы переноса увеличения полной скорости и массовых сил в закрученном потоке. Расчет проводился для $\delta/R = 1$. Естественно, что такой режим течения при закрутке потока на практике не реализуется. Однако эта расчетная оценка характеризует предельное влияние массовых сил на трение и теплообмен.

Как видно из рис. 1, ни одна из существующих теорий не описывает в полной мере эксперимент. Все опытные данные лежат в интервале между линиями максимального 7 и минимального 1 воздействия центробежных сил. Разброс экспериментальных результатов дает основание полагать, что угол закрутки однозначно не отражает интенсификацию трения и теплообмена.

В общем случае вследствие различных условий входа, а также специфических особенностей формирования закрученного потока различными способами (шпек, скрученная лента и т. п.) толщина пограничного слоя на стабилизированном участке не равна радиусу канала, как это имеет место в не-

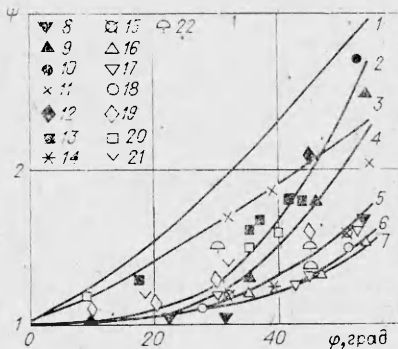
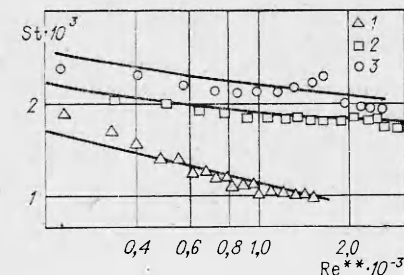
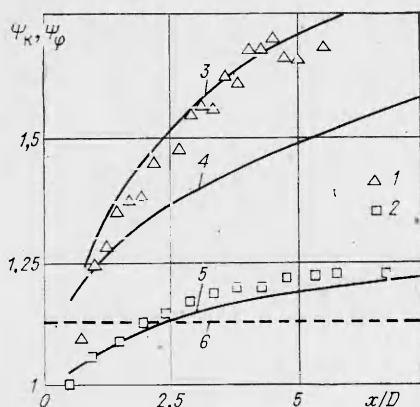


Рис. 1

Линии, точки рис. 1	Источник	Рассчитываемые или измеряемые параметры	Расчетная формула или условия эксперимента
1	Данная работа	Трение и теплообмен с учетом массовых сил	$\Psi = \Psi_{\varphi} \Psi_K$
2	[13]	Трение	$\Psi = (\cos \varphi)^{-1,75}$
3	[17]	Теплообмен	$\Psi = 1 + (\operatorname{tg} \varphi)^{-1,75}$
4	[16]	»	$\Psi = (\cos \varphi)^{-1,5} f(x)$
5	[18]	Трение и тепломассообмен	$\Psi = 1/\cos \varphi$
6	[13]	Тепломассообмен	$\Psi = (\cos \varphi)^{-0,8}$
7	Данная работа	Трение и теплообмен без учета массовых сил	$\Psi = (\cos \varphi)^{-0,75}$
8	[6]	Трение	Скрученная проволока или лента
9	[8]	»	Лопаточные завихрители
10	[10]	»	Спиральная вставка
11	[1]	»	Ленточный завихритель
12	[4]	»	Скрученная лента или шнек
13	[9]	»	Ленточный завихритель
14	[2]	»	»
15	[5]	Теплообмен	»
16	[8]	»	Лопаточный
17	[1]	»	Ленточный
18	[3]	Массообмен	Тангенциальный ввод
19	[4]	Теплообмен	Скрученная лента или шнек
20	[9]	»	Ленточный завихритель
21	[11]	»	»
22	[18]	»	Лопаточный

закрученном потоке. Следовательно, диаметр канала и среднерасходная скорость в нем не являются определяющими величинами в расчетах процессов переноса в закрученных потоках. В имеющихся в литературе сопоставлениях [13, 17, 18] все указанные факторы в полной мере не учитывались, а отмеченное в работах соответствие между теорией и экспериментом объясняется, вероятно, взаимными влияниями этих факторов на суммарный коэффициент трения и тепломассоотдачи. Не принималось во внимание и воздействие массовых сил на интенсификацию процессов переноса.

О величине вклада массовых сил на суммарный коэффициент тепломассоотдачи можно судить по рис. 2, где выделено влияние увеличения скорости на внешней границе пограничного слоя и центробежных сил. Сплошными линиями и точками представлены соответственно расчетные и экспериментальные функции, отражающие интенсификацию тепломассоотдачи за счет массовых сил. Экспериментальные данные взяты из [12], 1 и 3 отражают интенсификацию массообмена в сильно неизотермических условиях при нагреве стенки (выгорание графита, $\psi = 7$, $Sc = 0,7$) практически при постоянном угле закрутки по длине канала $\varphi = 32^\circ$, 4 для квазиизотермических условий ($\psi \approx 1$), а 2 и 5 соответствуют массообмену при сублимации нафталина ($\psi = 1$, $Sc = 2,6$) при том же угле закрутки. Расчетные кривые определялись по формуле (2.11) (с учетом $Sc > 1$). Линия 6 — относительный коэффициент тепломассообмена, учитывающий увеличение модуля скорости на внешней границе пограничного слоя $\tilde{\Psi}_{\varphi} = 1/(\cos \varphi)^{0,75}$ для $\varphi = 32^\circ$. Как видно, вклад массовых сил сопоставим с интенсификацией тепломассоотдачи за счет увеличения полной скорости для рассматриваемых условий только при $Sc = 2,6$ (точки 2 и линия 5); для изотермического течения (линия 4) и особенно при нагреве стенки (точки 1, линия 3) влияние массовых сил пре-



Р и с. 2

Р и с. 3

валирует; это обстоятельство необходимо учитывать в анализе трения и теплообмена закрученных потоков.

Отсутствие в литературе подробных сведений по аэродинамике закрученных потоков, а именно распределения по длине канала угла закрутки, толщины пограничного слоя и продольной скорости на его границе, не позволило провести детального сравнения экспериментальных данных различных исследователей с расчетом. Для сопоставления с результатами теории использованы данные [12] по изучению массообмена на начальном участке выгорающей графитовой трубы ($\psi \approx 7$). Результаты опытов для $\varphi = 0, 32, 45^\circ$ (точки 1—3) сопоставляются с расчетом на рис. 3. Расчет проводился по формуле

$$St = St_0 \Psi_T \Psi_\Phi \Psi_K = 0,0128 Re_T^{*-0,25} \left(\frac{\mu_w}{\mu_0} \right)^{0,25} Sc^{-0,75} (\cos \varphi)^{-0,75} \left(\frac{2}{V\psi + 1} \right)^2 \times \\ \times \left\{ 1 + 1,8 \cdot 10^3 \frac{\delta^{**}}{R} \sin^2 \varphi \left[1 + \frac{\psi - 1}{2(\psi_n + 1)} \right] \right\}^{0,162}.$$

Функция тепломассообмена в этом случае учитывает неизотермичность течения Ψ_T , увеличение полной скорости Ψ_Φ и интенсификацию за счет массовых сил Ψ_K . Значения δ^{**} и Re_T^{**} находились из решения интегральных соотношений движения, энергии или массообмена; эти решения могут быть получены таким же образом, как и зависимости (1.11) и (1.12):

$$\delta^{**} = 0,0306 Re_x^{-0,2} x (\Psi_T \Psi_\Phi \Psi_K)^{0,8}, \\ Re_T^{**} = 0,0366 Re_x^{0,8} (\Psi_T \Psi_\Phi \Psi_K)^{0,8} Pr^{-0,6} \left(\frac{\mu_w}{\mu_0} \right)^{0,2}.$$

Как видно, расчет дает хорошее соответствие с экспериментом для столь сложных условий, причем наибольший вклад в интенсификацию массообмена этого неизотермического течения вносят массовые силы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Evans S. I., Sarjant R. I. Heat transfer and turbulence in gases flowing inside tubes // J. Inst. Fuel.— 1951.— N 139.
2. Ибрагимов М. Х., Номофилов Е. В., Субботин В. И. Теплоотдача и гидродинамическое сопротивление при вихревом движении жидкости в трубе // Теплоэнергетика.— 1961.— № 7.
3. Алимов Р. З. Конвективный массоперенос при испарительном охлаждении сильно нагреваемой поверхности закрученным двухфазным потоком // ИФЖ.— 1967.— Т. 12, № 5.
4. Ермолин В. К. Интенсификация конвективного теплообмена в трубе в условиях закрученного потока с постоянным по длине шагом // ИФЖ.— 1960.— Т. 11, № 3.
5. Десягин Г. Н. Конвективный теплообмен в завихренном потоке под давлением // Тепло- и массообмен.— Минск, 1963.— Т. 3.

6. Kreith F., Margolis D. Heat transfer and friction in turbulent vortex flow // Appl. Scient. Res., sect. A.— 1959.— V. 8, N 6.
7. Гостинцев Ю. А., Зайцев М. В. и др. О теплоотдаче в трубе с разрушающимися стенками при течении вращающегося газа // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1967.— № 5.
8. Мигай В. К. Трение и теплообмен в закрученном потоке внутри трубы // Изв. АН СССР. Энергетика и трансп.— 1966.— № 5.
9. Smithberg E., Landis F. Friction and forced convection heat transfer characteristics in tubes with twisted tape swirl generators // Trans. ASME. Ser. C. J. Heat Transfer.— 1964.— V. 86, N 1. Рус. пер. // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Теплопередача.— 1964.— Т. 86, № 1.
10. Зозуля Н. В., Шкуратов Н. Я. Влияние спиральных вставок на теплоотдачу при движении вязкой жидкости внутри трубы // Теплофизика и теплотехника.— Киев: Наук. думка, 1964.
11. Koch R. Druckverlust und Wärmeübergang Strömung // VDI-Forschungsheft 469. Ser. B.— 1958.— V. 24.
12. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Турбулентный тепломассообмен в начальном участке трубы при закрутке потока // Материалы VI Всесоюз. конф. по тепломассообмену.— Минск: ИТМО АН БССР, 1980.— Т. 1, ч. 3.
13. Гостинцев Ю. А. Тепло- и массообмен и гидравлическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1968.— № 5.
14. Волчков Э. П., Дворников Н. А., Терехов В. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое закрученного потока.— Новосибирск, 1983.— (Препринт/ИТФ СО АН СССР; № 107—83).
15. Дворников Н. А., Терехов В. И. О переносе импульса и тепла в турбулентном пограничном слое на криволинейной поверхности // ПМТФ.— 1984.— № 3.
16. Мигай В. К., Голубев Л. К. Трение и теплообмен в турбулентном закрученном потоке с переменной круткой в трубе // Изв. АН СССР. Энергетика и трансп.— 1969.— № 6.
17. Холодкова О. Ю., Фафурин А. В. Экспериментальное исследование теплоотдачи в цилиндрическом канале при наличии начальной закрутки и вдуве различных газов // Тр. КИАИ.— 1974.— Вып. 178.
18. Щукин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах.— М.: Машиностроение, 1982.
19. Seban R. A., Hunsbedt A. Friction and heat transfer in the swirl flow of water an annulus // Intern. J. Heat and Mass Transfer.— 1973.— V. 16, N 2.
20. Bradshaw P. The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow // J. Fluid Mech.— 1969.— V. 36, pt 1.
21. Гинзбург И. П. Теория сопротивления и теплоотдача.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1970.
22. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое.— М.: Энергия, 1972.
23. Jonston J. P., Eide S. A. Turbulent boundary layer on centrifugal compressor blades: prediction on of the effects of surface curvature and rotation // Trans. ASME. Ser. B.— 1976.— V. 98, N 3. Рус. пер. // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов.— 1976.— № 3.

Поступила 27/1 1986 г.

УДК 532.517.4 + 536.242

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И МАССООБМЕНА В ОБЪЕМЕ ОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ С ИСКУССТВЕННО СОЗДАВАЕМОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

В. Д. Жак, М. С. Искаков, О. Н. Кашинский, В. Е. Накоряков
(Новосибирск)

Массообмен между твердыми частицами и жидкостью лежит в основе многих процессов химической технологии. Интенсификация массообмена возможна за счет создания организованного среднего движения жидкости либо за счет ее интенсивной турбулизации. Повышение уровня турбулентности — эффективное средство увеличения коэффициентов массоотдач. Задача обтекания частицы сильно турбулизированным потоком чрезвычайно сложна, и в настоящее время в литературе имеется весьма ограниченная информация о механизме турбулентного переноса и общем влиянии турбулентности на процессы переноса.

Один из наиболее просто реализуемых способов создания высокой интенсивности турбулентности — возбуждение жидкости в сосуде с помощью осциллирующей решетки. Исследованию гидродинамики такого течения посвящен ряд работ, в которых частота колебаний осциллирующей решетки изменялась в пределах $f=1-6$ Гц. В [1] показано, что после приведения решетки в движение в измерительном объеме, находящемся на некотором расстоянии от осциллирующей решетки, среднеквадратичные пульсации скорости жидкости вначале резко возрастают, затем медленно уменьша-