

При помощи зависимостей (9) можно определить по критериальным уравнениям (6) и (7) значения  $Nu$  и  $Eu$  для любого промежуточного  $x = e/S_2'$ . Согласно табл. 1, значения  $n$  и  $m$  принимали постоянными:  $n = 0,65$ ,  $m = 0,40$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Гухман А.А., Кирпиков В.А. Интенсификация теплообмена посредством создания в потоке неоднородностей давления // Тепло- и массоперенос. - Минск: ИТМО АН БССР, 1972. - Т.1, Ч.2. - С.128 - 137. [2]. Исследование теплообмена и гидродинамического сопротивления при турбулентном течении газа в поле продольного знакопеременного градиента давления / А.А. Гухман, В.А. Кирпиков, В.В. Гутарев, Н.М. Цирельман // Инженерно-физический журнал. - 1969. - Т.ХVI. - № 4. - С. 581 - 591; № 6. - С. 984 - 988. [3]. Кунтыш В.Б., Кузнецов Н.М. Тепловой и аэродинамический расчеты оребренных теплообменников воздушного охлаждения. - СПб.: Энергоатомиздат, 1992. - 277 с. [4]. Кунтыш В.Б., Стенин Н.Н., Краснощеков Л.Ф. Исследование теплоаэродинамических характеристик шахматных пучков с нетрадиционной компоновкой оребренных труб // Холодильная техника. - 1991. - № 6. - С.11-13. [5]. Шахматный пучок с зигзагообразным расположением оребренных труб / В.Б. Кунтыш, Н.Н. Стенин, В.И. Мелехов, Л.Ф. Краснощеков. - Архангельск, 1990. - (Информ. листок / Архангельский ЦНТИ; № 237 -90). - 3 с.

УДК 532.526

*С.И. ОСТАШЕВ, Э.Н. САБУРОВ, Н.В. СМОЛИНА*

Архангельский государственный технический университет



Осташев Сергей Иванович родился в 1947 г., окончил в 1971 г. Архангельский лесотехнический институт, кандидат технических наук, доцент кафедры теплотехники Архангельского государственного технического университета. Имеет более 70 печатных трудов в области исследования аэродинамики и конвективного теплообмена в циклонных устройствах различного технологического назначения.

Сабуров Эдуард Николаевич родился в 1939 г., окончил в 1961 г. Архангельский лесотехнический институт, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой теплотехники, проректор по научной работе Архангельского государственного технического университета, заслуженный деятель науки и техники РФ, академик Российской и Международной инженерных академий, Международной академии наук экологии и безопасности жизнедеятельности. Имеет более 260 публикации в области аэродинамики и конвективного теплообмена в сильно закрученных потоках, их использования для интенсификации процессов теплообмена в аппаратах различного технологического назначения.



Смолина Наталья Владимировна родилась в 1969 г., окончила в 1991 г. Архангельский лесотехнический институт, аспирантка Архангельского государственного технического университета.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛОННОГО ПОТОКА В ОКРЕСТНОСТИ КРУГЛОЙ СООСНОЙ С НИМ ТРУБЫ

Приведены результаты экспериментального исследования циклонного потока в окрестности круглой трубы, соосной с его аэродинамической осью.

The results of the experimental studies of the cyclone flow in the vicinity of the round tube coaxial with its aerodynamic axle have been given.

Высокотемпературные циклонные теплообменники находят все большее применение в различных отраслях промышленности, в том числе связанных с химической переработкой древесины [9]. Наибольший интерес представляет их использование при технологической необходимости совмещения процессов теплопередачи и горения жидкого или газообразного топлива (для поддержания высокого температурного уровня греющего теплоносителя), рекуперации теплоты двухфазного потока и одновременно его центробежной очистки и т. д. В этих условиях в большинстве случаев интенсивность теплопередачи определяется теплоотдачей на внешней поверхности теплопередающей стенки, которая в свою очередь зависит от условий ее обтекания греющим циклонным потоком.

Рассмотрим одну из наиболее простых и в то же время наиболее распространенных схем циклонного высокотемпературного теплообменника, когда теплопередача осуществляется через круглую трубу, проходящую через рабочий объем и выходное отверстие циклонной камеры (рис. 1). Труба и рабочий объем камеры соосны. Буквами  $d_T = 2r_T$ ,  $d_{\text{вых}}$ ,  $D_K$  на рис. 1 обозначены соответственно диаметры трубы, выходного отверстия и камеры;  $L_K$  – длина камеры. Входные шлицы имеют смещение к выходному торцу камеры и расположены в одной поперечной плоскости с координатой  $z = 0,76$ . (Координату  $z$  отсчитывают от глухого торца рабочего объема, ее безразмерное значение  $z = z/L_K$ .) Место тангенциального ввода газа в камеру показано условно светлыми стрелками на ее образующей. Черными стрелками изображены траектории движения потока на поверхности трубы и схемы осевых потоков в рабочем объеме циклонного теплообменника, построенные по полученным в опытах распределениям аксиальной компоненты полной скорости потока. На рис. 1 также приведены распределения безразмерных тангенциальной  $w_\varphi = w_\varphi / v_{\text{вх}}$  и аксиальной  $w_z = w_z / v_{\text{вх}}$  компонент полной скорости потока ( $v_{\text{вх}}$  – средняя скорость потока в шлицах). Характер распределений  $w_\varphi$  и  $w_z$  при рассмотренных значениях параметра  $d_{\text{вых}} = d_{\text{вых}}/D_K$  соответствует общепринятым представлениям об их изменении по радиусу в циклонных камерах [3, 7–9].

При исследовании теплоотдачи на поверхности теплопередающей трубы наибольший интерес представляют особенности движения циклонного потока в ее окрестности. Из представленных на рис. 1 данных видно, что при  $d_{\text{вых}} = 0,4$  трубу по всей длине обтекает интенсивный

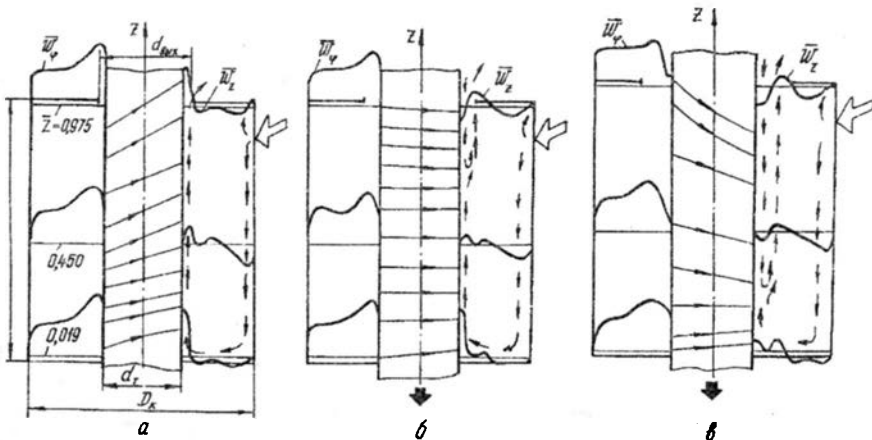


Рис. 1. Схема циклонного теплообменника и распределения тангенциальной и аксиальной компонент скорости в его рабочем объеме при различных значениях относительного диаметра выходного отверстия: а – 0,4; б – 0,5; в – 0,6

выходной вихрь (рис. 1, а). При  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,5$  и  $0,6$  (рис. 1, б и в) часть поверхности трубы обтекает зарождающийся вне камеры обратный ток, интенсивность  $\bar{d}_{\text{вых}}$  и глубина проникновения которого внутрь камеры больше при  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,6$ . Поток в камере при  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,4$  относится к сосредоточенному, при  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,6$  – свободному, при  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,5$  – переходному от первого ко второму [7]. Интересно, что при  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,5$ , если судить по траекториям движения частичек чернил на поверхности трубы, поток в её окрестности можно отнести, в первом приближении, к круговому. Осевой обратный ток вносит в окрестности трубы охлажденный за пределами рабочего объема теплообменника теплоноситель, поэтому при решении рассматриваемой технической задачи наибольший интерес представляет вариант теплообменного устройства при  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,4$  (рис. 1, а).

Анализируемые ниже опыты выполнены в циклонной камере с  $D_k = 310$  мм,  $\bar{L}_k = L_k/D_k = 1,16$ ,  $\bar{f}_{\text{вх}} = 4f_{\text{вх}}/\pi D_k^2 = 0,0477$  ( $f_{\text{вх}}$  – площадь входа потока) и технически гладкой поверхностью рабочего объема теплообменника. Скорости и давления в рабочем объеме камеры измеряли трехканальным цилиндрическим зондом с диаметром насадка 2,6 мм. Для этих же целей в окрестности трубы применяли плоскую трехканальную микротрубку. Наружные и внутренние размеры прямоугольного отверстия центрального канала микротрубки составляли соответственно 0,39 и 0,20 мм по высоте, 1,30 и 1,23 мм по ширине. Боковые каналы трубки скошены под углом  $60^\circ$ . Профиль хоботка трубки, выгнутый по специальному шаблону, плотно прилегал приемной частью к поверхности трубы. Форма державки микротрубки выполнена таким образом, что ось вращения трубки и центра ее приемного отверстия совпадали. Крепление зонда обеспечивало его электрическую изоляцию от общей массы установки. Отсчет радиального расстояния центра приемного отверстия зонда от поверхности трубы производили с момента размыкания контакта (носик зонда – поверхность трубы) электрической цепи, фиксируемого прибором Ц-4326, включенного на максимальную чувствительность. Перемещение зондов осуществляли координатниками системы ЛПИ. Координатники, применявшиеся в основных опытах, давали точность определения угла вектора полной скорости по отношению к горизонтали, равную  $0,5^\circ$ , и точность перемещения в радиальном направлении – 0,025 мм.

Трение на поверхности трубы  $\tau_w$  измеряли по методу Престона [6]. В работе использовали трубки Пито с наружным диаметром 0,812 мм и отношением внутреннего диаметра к наружному, близким 0,6. Трубки Пито изготавливали из медицинских инъекционных игл и тщательно отбирали с помощью микроскопа МБС-2 при 88-кратном увеличении. При изготовлении трубок особое внимание уделяли постоянству толщины стенки и наличию заусениц у приемного отверстия, соблюдению отношения внутреннего диаметра к наружному, перпендикулярности плоскости сечения отверстия и оси трубки. С помощью

шаблонов трубкам придавали форму, обеспечивающую плотное прилегание к поверхности теплопередающей трубы. Длина носика трубки Пито составляла 20 мм. На расстоянии 15 мм от ее приемного отверстия на поверхности трубы по радиусу сверлили дренажные отверстия диаметром 0,5 мм для отбора статического давления  $p_c$ . В качестве прибора, регистрирующего разность полного и статического давлений, как и для измерения показаний зондов, использовали жидкостный компенсационный микроманометр МКВ-250. Все импульсные трубки, соединявшие датчики со вторичными приборами, располагали внутри трубы. Специальное координатное устройство при необходимости давало возможность перемещать трубу в продольном направлении и вращать ее вокруг оси, что позволяло измерять  $\tau_w$  и  $p_c$  в продольном направлении через 1...5 мм, а по периметру трубы – через 30°. Поверхность трубы технически гладкая. Ее диаметр  $d_T = 106$  мм.

Исследование выполнено в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_{вх} = v_{вх} D_k / \nu_{вх}$  ( $\nu_{вх}$  – коэффициент кинематической вязкости воздуха при входных условиях) от  $1,35 \cdot 10^5$  до  $7,58 \cdot 10^5$ . Предельные относительные погрешности не превышали при измерениях расхода воздуха 2,0 %, полной скорости цилиндрическим зондом и микротрубкой – 4,0 %, давления – 4,5 %, касательного напряжения на поверхности трубы – 8,7 %. Опыты ставили своей целью дальнейшее развитие ранее выполненных исследований [8].

Схема анализируемой задачи и основные обозначения характеристик потока приведены на рис. 2. Толщины пристенного пограничного слоя на поверхности трубы, определенные по полной скорости потока, ее тангенциальной и аксиальной компонентам, обозначены соответственно  $\delta_v$ ,  $\delta_\phi$ ,  $\delta_z$ . Скорости на границе пристенных пограничных слоев отмечены нижним индексом  $\delta$  ( $v_\delta$ ,  $w_{\phi\delta}$ ,  $w_{z\delta}$ ), их максимальные значения – индексом  $m$ . Положения максимальных значений  $v$  и  $w_\phi$

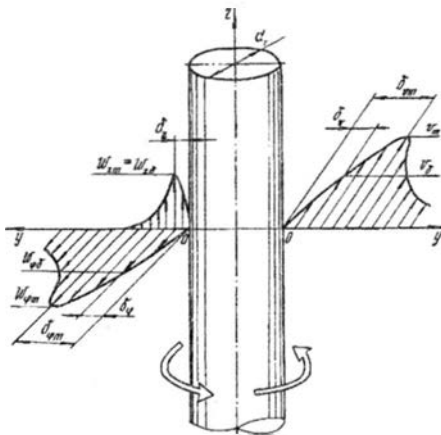


Рис. 2. Схема обтекания круглой трубы соосным с ней циклонным потоком

определяли радиальными расстояниями от поверхности трубы до максимума ( $\delta_{v_m}$ ,  $\delta_{\varphi_m}$ ). Участок течения, ограниченный радиальным расстоянием ( $\delta_{v_m} - \delta_v$ ) и примерно равным ему ( $\delta_{\varphi_m} - \delta_\varphi$ ), является в общем случае деформированной квазитвердой зоной и частью переходной зоны [7] профилей  $v(r)$  и  $w_\varphi(r)$  ( $r$  – текущий радиус). Значения  $\delta_{v_m}$ ,  $\delta_{\varphi_m}$ ,  $\delta_v$ ,  $v_m$ ,  $w_{\varphi_m}$ ,  $w_{z\delta} = w_{z_m}$  определяли непосредственно по полученным в опытах распределениям  $v$ ,  $w_\varphi$  и  $w_z$  соответственно. Нахождение  $\delta_v$ ,  $\delta_\varphi$ ,  $v_\delta$  и  $w_{\varphi\delta}$  потребовало специального анализа, в основу которого положено предположение о том, что в пределах пристенного пограничного слоя распределения скоростей потока  $v$  и  $w_\varphi$  носят степенной характер, а в пределах  $r$  от  $\delta_{v_m}$  до  $\delta_v$  описываются известными аппроксимациями [8, 9]

$$\bar{v}(\eta) \approx \bar{w}(\eta) = \frac{w}{w_{\varphi_m}} \approx \frac{v}{v_m} = \left( \frac{2\eta}{1+\eta^2} \right)^k; \quad (1)$$

$$\bar{v}(t) = \bar{w}(t) = \frac{2t}{1+t}, \quad (2)$$

где  $\eta = y/\delta_{\varphi_m} \approx y/\delta_{v_m}$ ;  
 $y = r - r_i$ ;  
 $t = r/r_{\varphi_m}$ .

Заметим, что при анализе важным фактором определения  $\delta_v$  (или практически равной ей  $\delta_\varphi$ ) являлось условие сопряжения профилей скорости в пристенном пограничном слое и внешней зоне, ограниченной  $\delta_{v_m}$  и  $\delta_v$  – равенство  $v$  и  $dv/dy$  в точке  $y = \delta_v$ .

На рис. 3 приведено сопоставление опытных распределений  $\bar{v}$  с формулами (1) и (2). Из представленных на рис. 3 данных видно, что аппроксимация (1) вполне удовлетворительно описывает распределения  $v$  практически во всей рассматриваемой области циклонного потока. Несколько хуже соответствие опытных данных аппроксимации (2) в зоне, примыкающей к пристенному пограничному слою.

Полученные данные сопоставлены также с известной аппроксимацией Абрамовича – Шлихтинга [1, 18]

$$\bar{v}(\bar{\xi}) = \frac{v}{v_m} = [1 - \bar{\xi}^{3/2}]^2 \quad (3)$$

и формулой Гиневского [14]

$$\bar{v}(\bar{x}) = \frac{v_m - v}{v_m - v_\delta} = 1 - 6\bar{x}^2 + 8\bar{x}^3 - 3\bar{x}^4, \quad (4)$$

где  $\bar{\xi} = 0,441(y - \delta_m)/(v_{0,5m} - \delta_m)$ ;  
 $v_{0,5m}$  – значение  $v$ , на котором  $v = 0,5v_m$ ;  
 $\bar{x} = (y - \delta_v)/(\delta_m - \delta_v)$ .

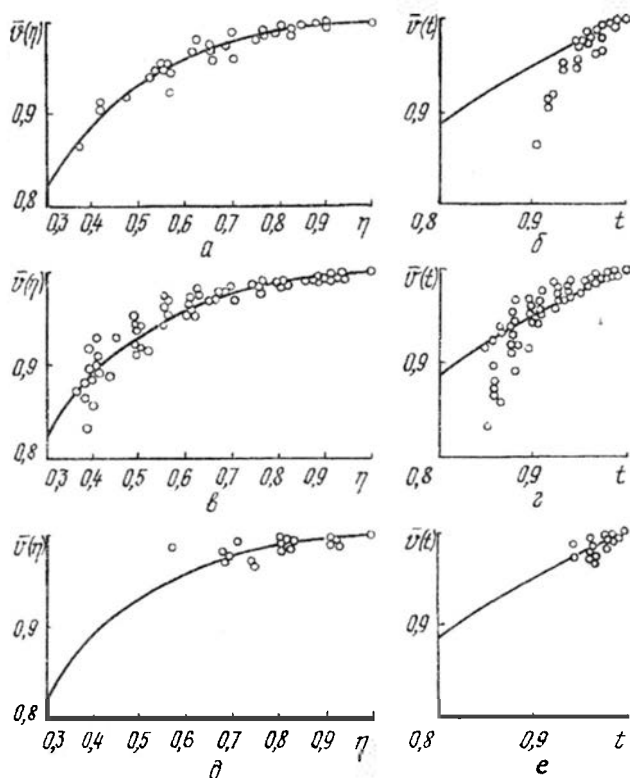


Рис. 3. Сопоставление аппроксимационных зависимостей (1) и (2) с опытными значениями полной скорости: а, б, д – уравнение (1); б, з, е – (2); а, б –  $\bar{z} = 0,019$ ; в, з –  $\bar{z} = 0,450$ ; д, е –  $\bar{z} = 0,975$ ; а, в, д –  $n = 0,33$  (точки – опытные данные, линии получены по зависимостям (1), (2))

Аппроксимации (3) и (4) в целом лишь качественно соответствуют опытным распределениям полной скорости потока в пределах рассматриваемой зоны. Лучшее соответствие профиля Гиневского наблюдается в ее части, смещенной к глухому торцу камеры, а худшее – к выходному. Профиль Абрамовича – Шлихтинга дает более крутое распределение скоростей, чем опытный.

Интересно заметить, что аппроксимация Абрамовича – Шлихтинга вполне удовлетворительно описывает опытные распределения  $w_z/w_{z_m} \approx w_z/w_{z\delta}$  в струйном пограничном слое внешней части турбулентной аксиальной полуограниченной струи – осевой составляющей выходного вихря.

Основные аэродинамические характеристики циклонного потока в окрестности трубы, полученные в опытах, приведены в табл. 1.

Таблица 1

$\bar{z}$	$\bar{v}_m$	$\bar{\delta}_{vm}$	$\bar{w}_{zm}$	$\bar{\delta}_{zm}$	$\alpha^\circ$	$\bar{\tau}_w$	$\bar{p}_c$
0,02	1,89	0,12	0,74	0,017	28,0	0,87	1,12
0,10	1,67	0,20	0,37	0,030	10,0	0,37	1,41
0,20	1,67	0,23	0,28	0,030	9,0	0,28	1,41
0,30	1,67	0,23	0,26	0,030	10,0	0,24	1,41
0,40	1,68	0,23	0,25	0,030	11,0	0,22	1,41
0,50	1,68	0,23	0,25	0,030	12,0	0,20	1,41
0,60	1,67	0,23	0,26	0,031	12,5	0,19	1,41
0,70	1,66	0,23	0,28	0,032	15,0	0,19	1,41
0,80	1,66	0,23	0,31	0,035	19,0	0,18	1,41
0,90	1,60	0,19	0,35	0,038	28,0	0,19	1,20
0,98	1,99	0,11	0,54	0,039	49,0	0,14	0,59

Из представленных данных видно, что по особенностям изменения параметров потока вдоль трубы следует выделить три характерных зоны (как это делалось при анализе аэродинамики циклонных камер [7, 8, 9]): зона течения у глухого торца, где оно в значительной степени определяется интенсивным приторцевым потоком [2, 4, 9, 15–17, 19–22] и особенностями формирования выходного вихря; зона в области стока газа у выходного отверстия, где происходит перестройка потока, связанная с преобразованием запаса потенциальной энергии в скоростной напор, и возможен отрыв потока от поверхности трубы при возникновении положительного градиента давления; зона ядра, где течение у поверхности трубы носит малоизменяющийся вдоль оси  $z$  характер. Каждая из зон представляет большой самостоятельный интерес ввиду ярко выраженной специфики условий формирования циклонного потока. Эти особенности проявляются не только в изменении гидродинамических характеристик, таких как безразмерное избыточное статическое давление  $p_c = 2 p_c / (\rho_{вх} v_{вх}^2)$  ( $\rho_{вх}$  – плотность потока на входе в циклонную камеру); безразмерное касательное напряжение на поверхности трубы  $\tau_w = \tau_w / (\rho_{вх} v_{вх}^2)$ ; угол  $\alpha^\circ$  между вектором  $\bar{v}$  и его проекцией на плоскость, перпендикулярную оси  $z$ ; относительная максимальная полная скорость  $v_m = v_m / v_{вх}$ ; безразмерное расстояние положения максимума  $\bar{v}$  относительно поверхности трубы  $\bar{\delta}_{vm} = (r_{vm} - r_T) / r_T$  и т.д., но и в тепловых, таких как плотность теплового потока и коэффициент теплоотдачи на поверхности трубы [7, 8, 9]. Приблизительно продольную протяженность приторцевой и выходной зон (до проведения специальных опытов) можно считать примерно равной  $(0,15 \dots 0,20) L_K$ .

Основные характеристики пристенных пограничных слоев на поверхности трубы в характерных сечениях для рассмотренных зон при  $Re_{вх} = 6 \cdot 10^5$  приведены в табл. 2.



Таблица 2

$\bar{z}$	$\bar{\delta}_v$	$\bar{\delta}_\varphi$	$\bar{\delta}_z$	$\bar{v}_\delta$	$\bar{w}_{\varphi\delta}$	$\bar{w}_{z\delta}$	$n_v$	$n_\varphi$	$n_z$
0,019	0,075	0,075	0,0047	1,89	1,89	0,74	1/10	1/7	1/7
0,450	0,100	0,100	0,0170	1,57	1,57	0,26	1/3	1/3	1/7
0,975	0,066	0,066	0,0260	1,91	1,91	0,50	10/25	10/25	1/4

Полученные в работе распределения полной скорости  $v$  и ее константы  $w_z$  в пристенных пограничных слоях обработаны в виде следующих формул:

$$\bar{v} = \bar{y}^n; \quad \bar{w}_z = \bar{y}_z^n; \quad (5)$$

$$v^+ = B(y^+)^n; \quad w_z^+ = B_z(y^+)^n; \quad (6)$$

$$v^+ = A \ln y^+ + G, \quad (7)$$

где

$$\bar{v} = v/v_\delta$$

$$\bar{y} = y/\delta;$$

$$\bar{y}_z = y/\delta_z;$$

$n$  – постоянный для данного распределения  $v$  показатель степени;

$$v^+ = v/v_*;$$

$$v_* - \text{динамическая скорость, } v_* = \sqrt{\tau_w/\rho};$$

$B, B_z$  – постоянные коэффициенты, зависящие от  $n$ ;

$$y^+ = y v_* / \nu;$$

$$w_z^+ = w_z v_* / \nu;$$

$A, G$  – постоянные коэффициенты.

Формулу (7) использовали для корректировки значений  $\delta$  при трехслойной схеме представления пограничного слоя.

На рис. 4 в качестве примера приведены результаты обработки опытных распределений  $v$  и  $w_z$  по формулам (5) и (6).

Анализом опытных данных установлены значения толщин пограничного слоя полной скорости, ее тангенциальной и осевой составляющих  $\delta_v, \delta_\varphi, \delta_z$  и показателя  $n$  аппроксимационных зависимостей (5) и (6). В табл. 2 значения  $\delta$  представлены в безразмерном виде. В качестве масштабной величины для всех безразмерных толщин  $\bar{\delta}_v, \bar{\delta}_\varphi, \bar{\delta}_z$  принят радиус трубы. Для значений  $\bar{z} = 0,019; 0,450; 0,975$  размерные  $\delta_v, \delta_\varphi$  равны соответственно 4,0; 5,3; 3,5 мм, а  $\delta_z - 0,25; 0,9$  и 1,4 мм. Здесь же, в табл. 2, с соответствующими индексами приведены значения  $n$ , а также безразмерные значения полной скорости потока на границе пограничного слоя  $\bar{v}_\delta$  и ее компонент  $\bar{w}_{\varphi\delta}$  и  $\bar{w}_{z\delta}$ . Представленные данные, полученные при том же числе  $Re_{вх}$ , что и приведенные в табл. 1, позволяют качественно оценить особенности формирования

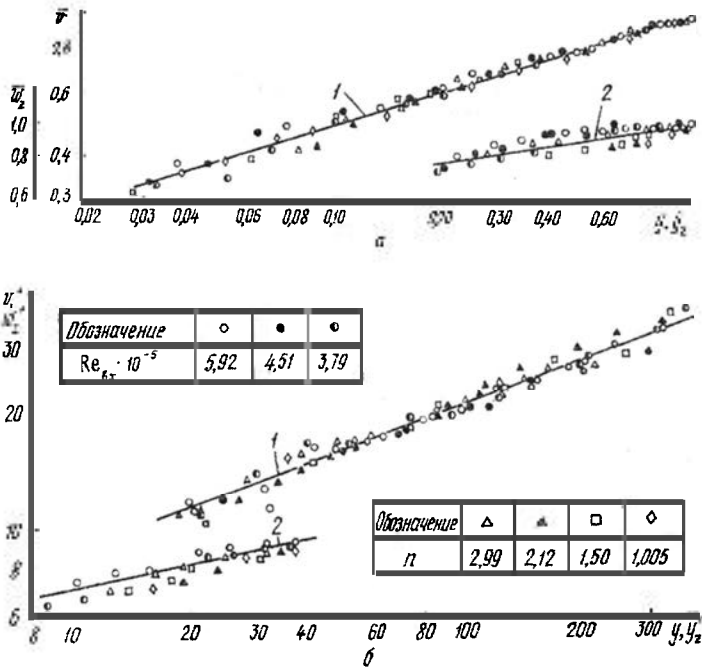


Рис. 4. Распределения полной скорости (1) и ее аксиальной составляющей (2) в пристенном пограничном слое на боковой поверхности трубы при  $z = 0,45$ : а – уравнение (5); б – (6)

циклонного потока в окрестности трубы. Особо следует отметить большие значения  $n_v$ ,  $n_\phi$ ,  $n_z$  в выходной зоне течения и  $n_v$  и  $n_\phi$  в пределах ядра потока. Последнее, вероятно, связано со стабилизирующим (понижающим интенсивность турбулентного переноса) влиянием центробежных сил.

Несмотря на ряд особенностей формирования пограничного слоя на поверхности трубы в рассматриваемой задаче, наблюдается соответствие полученных экспериментальных данных известным аналитическим соотношениям, выведенным для степенной и логарифмической аппроксимации профилей скоростей на пластине [5]. Так, например, при степенной аппроксимации профиля скорости вида (6) коэффициент  $B$  (в общем случае индекс опущен) определенным образом связан с величиной  $n$ . Если использовать данные [5, 24], то в интервале  $n=1/7...1/10$  графическая зависимость  $B(n)$  может быть аппроксимирована формулой

$$B = \frac{n}{0,96n^{2,31} + 0,04n} \quad (8)$$

На рис. 5 зависимость (8) представлена в виде сплошной линии. Ее экстраполяция для значений  $n$ , выходящих за пределы исходного интервала, показана штриховой линией. Из представленных на рис. 5

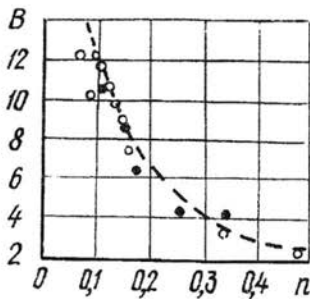


Рис. 5. Сопоставление значений коэффициента  $B$  с опытными данными авторов (сплошная линия – интерполяция данных [24]; штриховая линия – экстраполяция уравнения (8); ● – опытные данные авторов; ○ – данные работ [5, 8, 10, 11, 23])

данных видно, что связь  $B(n)$  в принятой приближенной постановке вполне удовлетворительно отражает эту зависимость и в рассматриваемой задаче.

В удовлетворительном соответствии находятся полученные в работе опытные данные со следующими зависимостями [5]:

$$\tilde{\delta}^* = \frac{n}{1+n}; \quad (9)$$

$$c_{\delta} = 2B^{-\frac{2}{1+n}} \left[ \frac{(1+n)(1+2n)}{n} \right]^{\frac{2n}{1+n}} (\text{Re}^{**})^{-\frac{2n}{1+n}}; \quad (10)$$

$$1/\sqrt{c_{\delta}/2} = A \ln \frac{\text{Re}^{**}}{A - 2A^2 \sqrt{c_{\delta}/2}} + G_v, \quad (11)$$

где  $\tilde{\delta}^* = \delta^*/\delta$ ;

$$\delta^* = \int_0^{\delta} (1 - v/v_{\delta}) dy - \text{толщина вытеснения};$$

$$c_{\delta} = 2\tau_w/\rho v_{\delta}^2 - \text{коэффициент сопротивления трения};$$

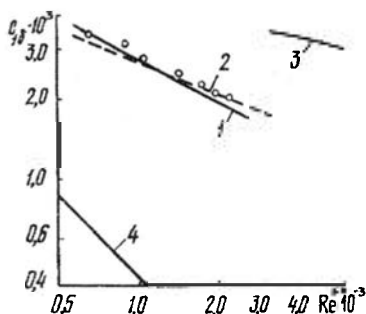
$\text{Re}^{**} = v_{\delta} \delta^{**}/\nu$  – число Рейнольдса, построенное по толщине пограничного слоя  $\delta^{**}$ ;

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} (v/v_{\delta})(1 - v/v_{\delta}) dy.$$

На рис. 6 приведено сопоставление уравнений (10) (кривая 1) и (11) (кривая 2) с опытными данными ( $A = 6,38$ ;  $G_v = -9,30$ ). Здесь же для сравнения приведены зависимости  $c_{\delta}(\text{Re}^{**})$  для ламинарного (кривая 4) и турбулентного (кривая 3) пограничных слоев на пластине [5].

Из рис. 6 видно, что трение на поверхности теплопередающей трубы в циклонном теплообменнике значительно больше, чем в ламинарном потоке на пластине, но ниже, чем в турбулентном. Последнее также можно объяснить стабилизирующим влиянием центробежных сил на течение в окрестности трубы. Расчетные уравнения (10) и (11) вполне

Рис. 6. Сопоставление уравнений (10) и (11) с опытными данными: 1 – уравнение (10); 2 – уравнение (11); 3 – турбулентный пограничный слой; 4 – ламинарный пограничный слой



удовлетворительно описывают полученные в работе опытные данные и могут быть использованы в расчетах трения и теплоотдачи на поверхности трубы в соосном с ней циклонном потоке.

### Выводы

1. Установлены общие особенности движения циклонного потока в окрестности круглой соосной с ним трубы.

2. Профили полной скорости и ее компонент в пристенном пограничном слое на поверхности трубы могут быть описаны степенными аппроксимациями, что создает определенные удобства в расчетах с использованием интегральных соотношений.

3. Для ориентировочных расчетов толщины пограничного слоя и напряжения трения на поверхности трубы в соосном с ним циклонном потоке могут быть использованы известные соотношения для определения основных параметров пограничного слоя на пластине при степенном или логарифмическом профиле скорости потока.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. - М.: Физматгиз, 1960. - 715 с. [2]. Волчков Э.П., Семенов С.В., Терехов В.И. О торцевом пограничном слое в вихревой камере // Структура вынужденных и термогравитационных течений. - Новосибирск, 1983. - С. 51 - 87. [3]. Волчков Э.П., Сериков Л.В., Терехов В.И. О радиальной компоненте скорости в вихревой камере // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. - 1985. - № 10, вып. 2. - С. 17 - 21. [4]. Деветерикова М.И., Михайлов П.М. К вопросу о влиянии торцевых перетечек на аэродинамику вихревой камеры // Энергомашиностроение: Сб. тр. / ЛПИ. - Л., 1968. - Вып. 297. - С. 52 - 55. [5]. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 320 с. [6]. Престон Дж. Г. Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубок Пито // Механика. - 1955. - № 6. - С. 64 - 83. [7]. Сабуров Э.Н. Аэродинамика, конвективный теплообмен и методы его интенсификации в циклонных нагревательных устройствах: Рекомендации по проектированию и расчету. - Архан-

гельск: РИО АЛТИ, 1990. - 43 с. [8]. Сабуров Э.Н., Карпов С.В., Осташев С.И. Теплообмен и аэродинамика закрученного потока в циклонных устройствах / Под ред. Э.Н. Сабурова. - Л.: ЛГУ, 1989. - 276 с. [9]. Сабуров Э.Н., Карпов С.В. Циклонные устройства в деревообрабатывающем и целлюлозно-бумажном производстве / Под ред. Э.Н. Сабурова. - М: Экология, 1993. - 368 с. [10]. Сабуров Э.Н., Леухин Ю.Л. Аэродинамика и конвективный теплообмен закрученного потока в цилиндрической камере // Инж. - физ. журн. - 1985. - Т.48, № 3. - С. 369 - 375. [11]. Сакипов З.Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настильных факелов. - Алма-Ата: Наука, 1978. - 204 с. [12]. Сухович Е.П. Аэродинамика вихревой камеры // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. - техн. наук. - 1969. - № 4. - С.78, - 88. [13]. Сухович Е.П., Блум Э.Я. Конвективный тепло- и массообмен на торцевых стенках вихревых камер // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. - техн. наук. - 1970. - № 5. - С. 65 - 73. [14]. Федяевский К.К., Гиневский А.С., Колесников А.В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. - Л.: Судостроение, 1973. - 256 с. [15]. Халатов А.А., Загуменнов И.М. Аэродинамика и теплообмен закрученного потока на торцевой поверхности вихревой камеры // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. - 1988. - № 21(471), вып. 6. - С.134 - 140. [16]. Халатов А.А., Загуменнов И.М. Теплообмен и гидродинамика на торцевой поверхности вихревой камеры // Международный форум «Тепломассообмен ММФ», Минск, 24 - 27 мая 1988 г. Секц. 1, ч. 2: Тез. докл. - Минск, 1988. - С. 115 - 117. [17]. Циклонные топки / Под общ.ред. Г.Ф. Кнорре и М. А. Наджарова. - М.; Л.: Госэнергоиздат, 1958. - 216 с. [18]. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - М.: Наука, 1969. - 744 с. [19]. Kotas T.J. An experimental study of a confined vortex flow // Arch. bud. masz. - 1977. - Т. XXIV, N 3. - P. 375 - 388. [20]. Kotas T.J. An experimental study of the three dimensional boundary layers on the end wall of a vortex chamber // Proc. Roy. Soc. (London). - 1976. - A 352, N 1669. - P. 169 - 187. [21]. Kotas T.J. A solution for the turbulent boundary layer on the end wall of a vortex chamber // Arch. bud. masz. - 1977. - Т. XXIV, N 4. - P. 575 - 592. [22]. Kotas T.J. Turbulent boundary layer flow on the end wall of a cylindrical vortex chamber // Heat and Fluid Flow. - 1975. - Vol. 5, N 2. - P.77 - 87. [23]. Wattendorf E.L. A study of the effect of curvature on fully developed turbulent flow // Proc. Roy. Soc. (London). Ser.A. - 1935. - Vol. 148. - P. 565 - 598. [24]. Wieghardt K. Turbulente Grenzschichten // Gottinger Monographie. - 1946. - B 5.