

УДК 533.601

Ю.Л. Леухин, Э.Н. Сабуров, В. Гарен

Леухин Юрий Леонидович родился в 1953 г., окончил в 1975 г. Архангельский лесотехнический институт, кандидат технических наук, доцент кафедры теплотехники Архангельского государственного технического университета. Имеет более 90 печатных работ в области 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, академик Российской и Международной инженерных академий, Российской академии естественных наук, заслуженный деятель науки и техники РФ. Имеет более 300 публикаций в области аэродинамики и конвективного теплообмена в сильно закрученных потоках, их использования для интенсификации процессов теплообмена в аппаратах различного технологического назначения.

Вальтер Гарен, Dr. rer. nat. родился в 1940 г., профессор Института прикладной лазерной техники Университета прикладных наук (г. Эмден, Германия) в области оптики, лазерной техники, испытания материалов. Имеет около 30 научных работ. Научные интересы: физика потоков (газодинамика, ударные волны в газовой и жидкой средах), оптические методы измерения потоков, лазерная анемометрия LDA, метод PIV, лазерная дифференциальная интерферометрия LDA, численные методы моделирования.

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА АЭРОДИНАМИКУ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА С ЗАКРУЧЕННЫМ ПОТОКОМ

Приведены и проанализированы результаты экспериментального исследования осредненных турбулентных характеристик закрученного потока в кольцевом канале; предложены удобные для практического использования расчетные уравнения, учитывающие влияние числа Рейнольдса.

Ключевые слова: кольцевой канал, закрученный поток, осредненные и турбулентные характеристики, число Рейнольдса.

Закрутка теплоносителя применяется для интенсификации теплоотдачи и повышения азимутальной равномерности распределения потока в узких кольцевых каналах теплообменных устройств, используемых на предприятиях лесохимического комплекса [3, 4, 6]. Интенсивность вращательного движения в значительной степени определяется геометрическими размерами как генератора закрутки, так и самого кольцевого канала. В тоже время установлено, что все кинематические и динамические характеристики потока при небольших числах Рейнольдса начинают существенно зависеть и от расхода газа через канал.

Цель работы – установить особенности влияния числа Рейнольдса на аэродинамику кольцевого канала с закрученным потоком.

Исследование аэродинамики кольцевого канала выполнено на стенде, схема которого представлена на рис. 1. Основными элементами стенда являются кольцевой канал, образованный стеклянными трубами 1 и 2, и генератор закрутки потока – циклонная камера 3. Канал имеет следующие размеры: длина $l = 1840$ мм; внутренний диаметр $d_1 = 2r_1 = 105$ мм; наружный диаметр $d_2 = 2r_2 = 140$ мм; безразмерная длина $\bar{l} = l/d_3 = 52,6$ (где $d_3 = d_2 - d_1$ – эквивалентный диаметр). Циклонная камера – полый гладкостенный цилиндр с внутренним диаметром $D = 179$ мм и длиной $L = 118$ мм,

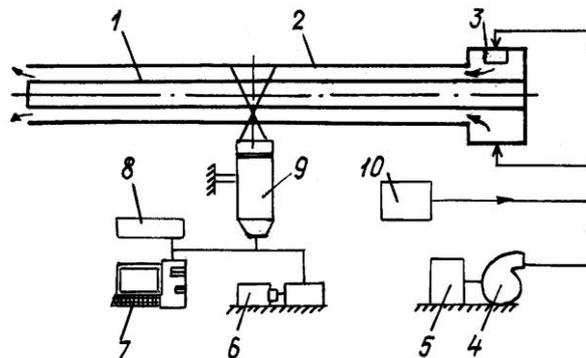


Рис. 1. Принципиальная схема аэродинамического стенда

выполненный из оргстекла. Воздух в камеру подвели тангенциально ее внутренней поверхности с двух диаметрально противоположных сторон через входные каналы высотой $h_{вх} = 13$ мм и длиной $l_{вх} = 40$ мм. Безразмерная суммарная площадь входа потока $\bar{f}_{вх} = 4f_{вх}/\pi D^2 = 4,13 \cdot 10^{-2}$. Расход воздуха варьировали за счет изменения числа оборотов воздушодувки 4 через электронный блок управления 5.

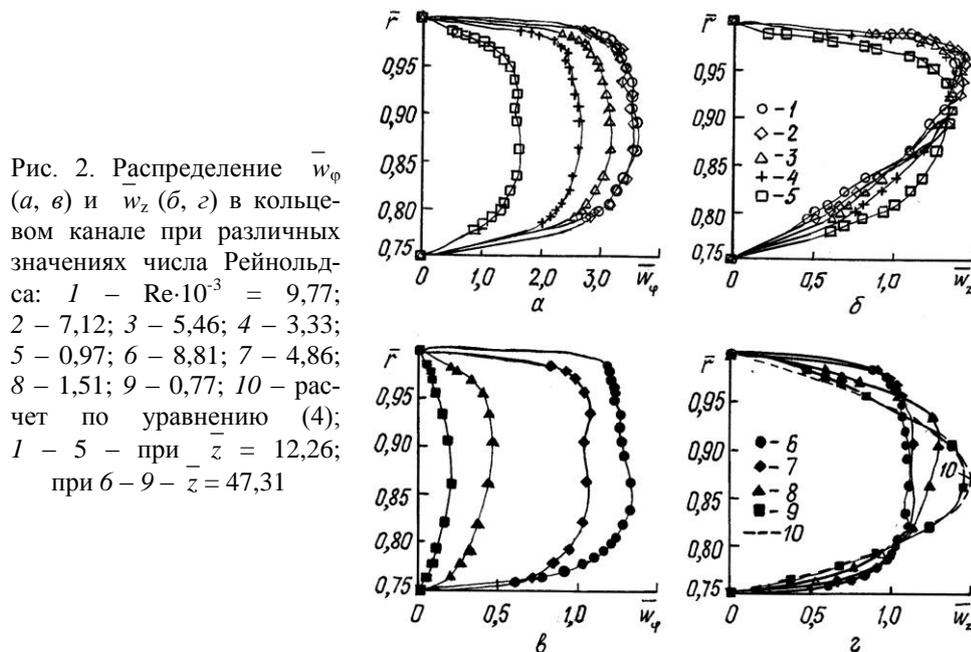
Поля осредненных и пульсационных скоростей в кольцевом канале изучали с помощью двухлучевого лазерного доплеровского анемометра (ЛДА) фирмы «Dantec Measurement Technology A/S». Источником лазерного излучения служил Ag-лазер 6 с длиной волны $\lambda = 457,0 \dots 514,5$ нм. Геометрические размеры точки измерений в направлении оси канала составляли 0,047 мм, радиуса – 0,580 мм. Первоначально сигнал ЛДА обрабатывали контроллером-счетчиком BSA 8 фирмы «Dantec Measurement Technology A/S». Результаты измерений окончательно представляли на персональном компьютере 7 с помощью прикладной программы Burst Ware, которая позволяет вести контроль за перемещением оптического зонда 9, устанавливать и изменять основные рабочие настройки контроллера 8, производить измерения вектора скорости потока в данной точке и его пульсационную составляющую. При измерениях в воздушный поток вводили микроскопические частицы, движущиеся со скоростью потока и по плотности близкие к плотности воздуха. Частицы диаметром порядка 1 мкм генерировались ус-

тановкой искусственного тумана (Safex Fog Generator 2001) фирмы «Dantec» 10.

При проведении опытов числа Рейнольдса Re изменялись в диапазоне $(0,77 \dots 10,90) \cdot 10^3$ (где $Re = V_{cp} d_3 / \nu$; V_{cp} – средняя в кольцевом канале скорость воздуха; ν – кинематический коэффициент вязкости).

На рис. 2 представлены распределения безразмерных тангенциальной $\bar{w}_\varphi = w_\varphi / V_{cp}$ и осевой $\bar{w}_z = w_z / V_{cp}$ составляющих вектора скорости по относительному радиусу $\bar{r} = r / r_2$ кольцевого канала при различных значениях Re в сечениях $\bar{z} = 12,26$ и $47,31$ ($\bar{z} = z / d_3$ – безразмерная продольная координата, отсчитываемая от начала кольцевого канала вдоль его оси по направлению движения потока).

Анализ опытных данных показал, что снижение интенсивности вращательного движения потока, уменьшение локальных значений относительной максимальной тангенциальной скорости $\bar{w}_{\varphi m} = w_{\varphi m} / V_{cp}$ происходит не только вдоль канала, но и с уменьшением значения числа Re . При низких значениях Re изменяются распределения безразмерных тангенциальной и осевой составляющих скорости. Причем наиболее существенно первые из них. Для каждого сечения кольцевого канала можно определить число Рейнольдса автомодельной области $Re_{авт.}$, больше которого распределения \bar{w}_φ и \bar{w}_z практически не зависят от его величины и определяются только геометрическими характеристиками генератора закрутки, кольцевого канала и значением продольной координаты \bar{z} . При $Re < Re_{авт.}$ они существенно зависят еще и от числа Рейнольдса. По мере затухания вращательного движения



в канале граница автомодельной области распределений \bar{w}_φ и \bar{w}_z смещается в сторону больших значений Re.

Граница автомодельного режима для распределений тангенциальной и осевой составляющих скорости в любом сечении канала может быть определена по уравнению

$$\text{Re}_{\text{аао}} = (\bar{w}_{\varphi m}^{\text{аао}})^{-0,35} \cdot 10^4, \quad (1)$$

где $\bar{w}_{\varphi m}^{\text{аао}}$ – максимальная тангенциальная скорость для автомодельного распределения составляющих скорости в кольцевом канале [4].

Максимальная тангенциальная составляющая скорости в рассматриваемых диапазонах изменения чисел Re и геометрических характеристик кольцевого канала, как и в циклонных камерах [3, 6], является важнейшей динамической характеристикой потока.

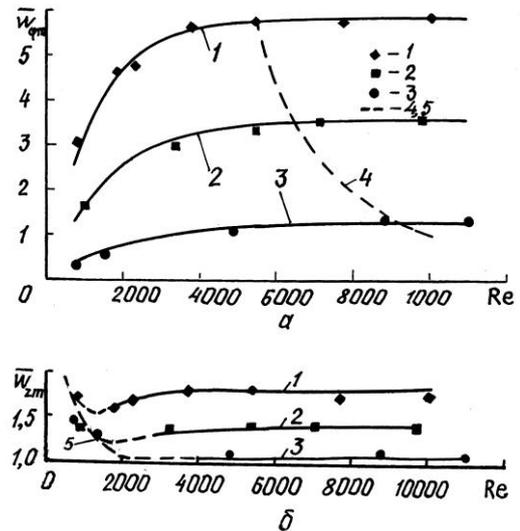
Изменение $\bar{w}_{\varphi m}$ в зависимости от числа Рейнольдса в различных сечениях кольцевого канала представлено на рис. 3, а. Линия 4 определяет границу автомодельной области течения и построена по уравнению (1).

При $\text{Re} < \text{Re}_{\text{авт}}$ для нахождения $\bar{w}_{\varphi m}$ значение $\bar{w}_{\varphi m}^{\text{аао}}$ должно быть умножено на поправочный коэффициент, учитывающий влияние числа Рейнольдса:

$$k_{\text{Re}} = 1 - \exp\left(-4,2 \frac{\text{Re}}{\text{Re}_{\text{аао}}}\right). \quad (2)$$

На рис.3, б показано изменение максимальной осевой скорости $\bar{w}_{zm} = w_{zm}/V_{\text{ср}}$ от числа Re в различных сечениях кольцевого канала. Сплошные

Рис. 3. Зависимость $\bar{w}_{\varphi m}$ (а) и \bar{w}_{zm} (б) от числа Re в различных сечениях кольцевого канала: 1 – $\bar{z} = 2,26$; 2 – 12,26; 3 – 47,31; 4 – расчет по уравнению (1); 5 – (3) и (5)



линии соответствуют расчетным значениям $\bar{w}_{\varphi m}$ и \bar{w}_{zm} по уравнениям (1)–(3):

$$\bar{w}_{zm} = 1 + 0,056 \bar{w}_{\varphi m}^{1,62}. \quad (3)$$

Следует отметить, что, начиная с определенного для каждого сечения числа Re , профиль осевой скорости становится менее заполненным в результате постепенного перехода к ламинарному режиму течения. Так, при $Re = 770$ в сечении $\bar{z} = 47,31$ распределение w_z практически совпадает с профилем скорости при осевом ламинарном течении потока в кольцевом канале (см. рис. 2, линия 10) и определяется уравнением [5]

$$\bar{w}_z = 2 \frac{(1 - \bar{r}^2) \ln \bar{r}_1 - (1 - \bar{r}_1^2) \ln \bar{r}}{(1 + \bar{r}_1^2) \ln \bar{r}_1 + (1 - \bar{r}_1^2)}, \quad (4)$$

где $\bar{r}_1 = r_1/r_2$.

Полученные результаты подтверждают вывод о том, что в закрученных потоках граница между ламинарным и турбулентным режимами течения характеризуется критическим числом Рейнольдса, которое смещается в область его меньших значений [9]. С ростом $\bar{w}_{\varphi m}$ область существования турбулентного режима в кольцевом канале увеличивается за счет уменьшения $Re_{кр}$.

Для приближенного определения верхней границы $Re_{кр}$ можно использовать уравнение

$$Re_{\delta\delta} = \left[5 + 0,07 (\bar{w}_{\varphi m}^{\delta\delta})^{2,5} \right]^{-1} \cdot 10^4. \quad (5)$$

На рис. 3, б линия 5 соответствует уравнениям (3) и (5).

Сопоставление (1) и (5) показывает, что $Re_{авт}$ и $Re_{кр}$ можно связать соотношением

$$Re_{кр} = \left[5 + 0,07 (Re_{\delta\delta} \cdot 10^{-4})^{-7,14} \right] \cdot 10^4. \quad (6)$$

Расчет радиусов $r_{\varphi m}$ и r_{zm} , характеризующих положение соответственно $w_{\varphi m}$ и w_{zm} при $Re \geq Re_{кр}$ с удовлетворительной точностью можно выполнять по уравнениям, рекомендуемым для автомодельного распределения тангенциальной и осевой составляющих полной скорости:

$$\frac{\eta_{\varphi m}}{\eta_{zm}^0} = 2,82 - 2,65 (\bar{w}_{\varphi m})^{-0,5}; \quad (7)$$

$$\frac{\eta_{\varphi m}}{\eta_{zm}^0} = 2,4 - 1,23 (\bar{w}_{\varphi m})^{-0,5}, \quad (8)$$

где $\eta_{\varphi m} = (r_{\varphi m} - r_1) / (r_2 - r_1)$;
 $\eta_{zm} = (r_{zm} - r_1) / (r_2 - r_1)$;
 $\eta_{zm}^0 = (r_{zm}^0 - r_1) / (r_2 - r_1)$;

η_{zm}^0 è r_{zm}^0 – безразмерный и размерный радиусы, характеризующие положение максимума скорости при осевом течении в кольцевом канале [2, 10, 12].

С затуханием вращательного движения, при увеличении \bar{z} и уменьшении Re , происходит изменение предельных углов закрутки потока β_1 и β_2

на стенках канала. Взаимосвязь между тангенсами этих углов и $\bar{w}_{\varphi m}$, определенная для условий автомодельного течения [4], справедлива также и для неавтомодельного и соответствует уравнениям

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \bar{w}_{\varphi m}(1,53 - 0,26 \bar{w}_{\varphi m})^{-1}; \quad (9)$$

$$\operatorname{tg}\beta_2 = 5,23[1 + \exp(0,27 - 0,71 \bar{w}_{\varphi m})]^{-1} - 2,27. \quad (10)$$

На рис. 4 приведены распределения по безразмерному радиусу $(r - r_1) / (r_2 - r_1)$ интенсивности турбулентности тангенциальной $\varepsilon_{\varphi} = \sqrt{\bar{w}_{\varphi}'^2} / V$ и осевой $\varepsilon_z = \sqrt{\bar{w}_z'^2} / V$ (V – осредненное значение полной скорости в данной точке) составляющих скорости в сечении $\bar{z} = 12,26$. В этом же сечении показаны распределения осредненных безразмерных тангенциальной \bar{w}_{φ} и осевой \bar{w}_z составляющих вектора скорости, циркуляции тангенциальной скорости $\bar{\Gamma} = \Gamma / \Gamma_{\varphi m}$, угловой скорости $\bar{\omega} = \omega / \omega_{\varphi m}$ и центростремительного ускорения $\bar{j} = j / j_{\varphi m}$, ($\Gamma = w_{\varphi} r$; $\omega = w_{\varphi} / r$; $j = w_{\varphi}^2 / r$; $\Gamma_{\varphi m} = w_{\varphi m} r_{\varphi m}$; $\omega_{\varphi m} = w_{\varphi m} / r_{\varphi m}$; $j_{\varphi m} = w_{\varphi m}^2 / r_{\varphi m}$).

Сопоставление ε_{φ} и ε_z по величине в этом и других сечениях показывает, что они близки и равны примерно 5 ... 7 % в средней части канала и возрастают до 10 ... 20 % вблизи стенок. Здесь наблюдается анизотропия турбулентности. Полученные данные хорошо согласуются с результатами исследований турбулентности закрученных потоков в кольцевых каналах, циклонных камерах и трубах [1, 7, 8, 11, 13]. Для сравнения на рис. 4, а линиями показаны опытные данные по изменению ε_z в трубах ($r_1 = 0$) при осе-

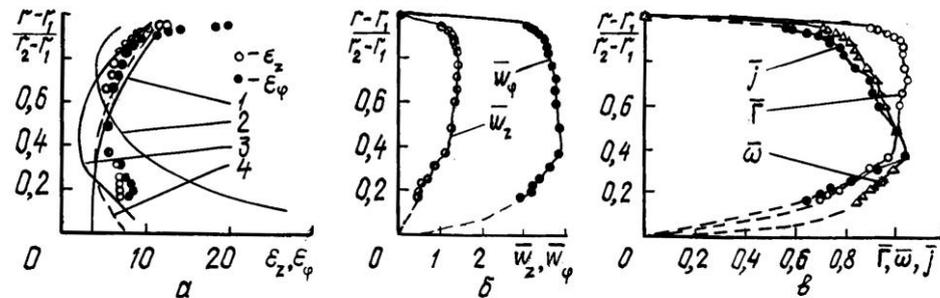


Рис. 4. Распределение ε_{φ} и ε_z (а), \bar{w}_{φ} и \bar{w}_z (б), $\bar{\Gamma}$, $\bar{\omega}$ и \bar{j} (в) по радиусу кольцевого канала (линии на рис. а соответствуют распределению ε_z при осевом (1) [1] и закрученном (2) [9] течении потока в трубе и кольцевых каналах (3) [10] и (4) [1])

вом (линия 1) и закрученном (линия 2) течениях [1, 9], а также в кольцевых каналах (линии 3 и 4) [1, 10].

Следует отметить, что радиус, соответствующий минимальным значениям интенсивности турбулентности, примерно совпадает с радиусами расположения максимальных значений центростремительного ускорения r_{jm} и угловой скорости $r_{\omega m}$ (в рассматриваемом сечении $r_{jm} \approx r_{\omega m}$). Распреде-

ния ε_φ и ε_z по ширине кольцевого канала определяются сложным совокупным влиянием на турбулентность массовых сил, пограничного слоя на внешней стенке и потери устойчивости закрученного потока у внутренней поверхности из-за положительного продольного градиента давления. При консервативном воздействии массовых сил на турбулентность происходит снижение ε_φ и ε_z от внутренней стенки до r_{jm} . При активном влиянии массовых сил наблюдается постепенное увеличение интенсивности турбулентности при $r > r_{jm}$ в направлении внешней стенки. Резкое возрастание ε_φ и ε_z вблизи самой поверхности объясняется генерацией турбулентности в пристенном пограничном слое.

На рис. 5 показаны линии постоянных значений ε_z и ε_φ в кольцевом канале при $Re = 8,81 \cdot 10^3$. При истечении закрученного потока из генератора закрутки в канал в связи с его разгоном происходит снижение интенсивности турбулентности обеих составляющих скорости до 5 % в средней части. С перемещением потока в направлении выходного отверстия радиусы, соответствующие минимальным значениям ε_φ и ε_z , несколько уменьшаются, и наблюдается увеличение интенсивности турбулентных пульсаций у внешней поверхности. Наиболее интенсивная генерация турбулентности начинается у внутренней поверхности от точки, где происходит потеря устойчивости потока и образуется возвратное течение ($\bar{z} = 3 \dots 4$), вниз по потоку. Следует отметить существенную анизотропию турбулентности потока вблизи внутренней стенки в пределах входного участка кольцевого канала, длина которого $\bar{z}_{вх}$, определенная по рекомендациям [4], равняется 21,6. На основном участке потока ($\bar{z} > \bar{z}_{вх}$) при $Re = 8,81 \cdot 10^3$ ее практически нет.

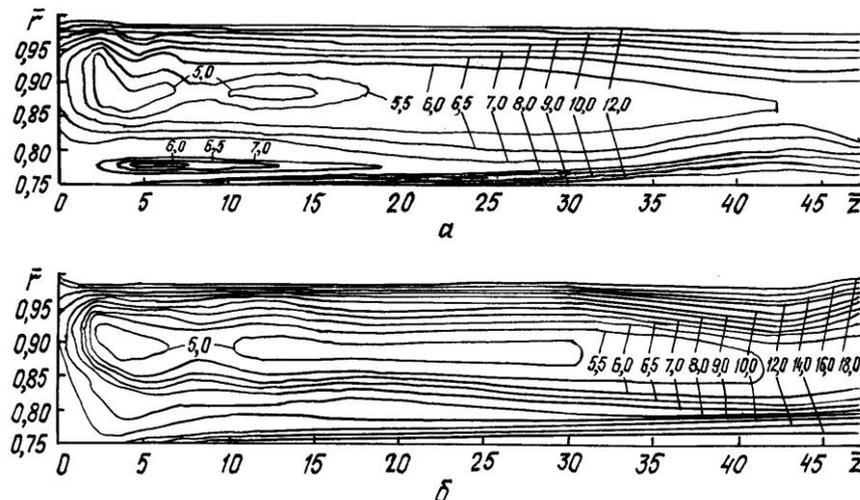


Рис. 5. Распределения в кольцевом канале линий постоянных значений:

$a - \varepsilon_z$, $b - \varepsilon_\varphi$

На рис. 6 представлены распределения ε_φ и ε_z в сечениях, расположенных вблизи генератора закрутки (а) и выходного отверстия (б, в, г), при различных числах Рейнольдса. Приведенные данные показывают, что при $Re < Re_{авт}$ анизотропия турбулентности проявляется и на основном участке течения вплоть до выходного сечения (рис. б, в, г).

На рис. 7 показаны зависимости ε_φ и ε_z от числа Re на различных радиусах для двух поперечных сечений кольцевого канала. При автомодельном распределении скорости ($Re > Re_{авт}$), ε_φ и ε_z практически не зависят от Re . С уменьшением $Re < Re_{авт}$ сначала происходит увеличение интенсивности турбулентности, вероятно, за счет возникновения более крупномасштабных вихрей, главным образом, у стенок канала. (Аналогичный характер зависимости ε_z от Re наблюдался в кольцевых каналах с внутренней витой трубой [1]). Максимальные значения ε_φ и ε_z имеют место при $Re = Re_{кр}$.

С уменьшением Re ниже $Re_{кр}$ интенсивность турбулентности для обеих составляющих скорости снижается, причем ε_φ в большей степени.

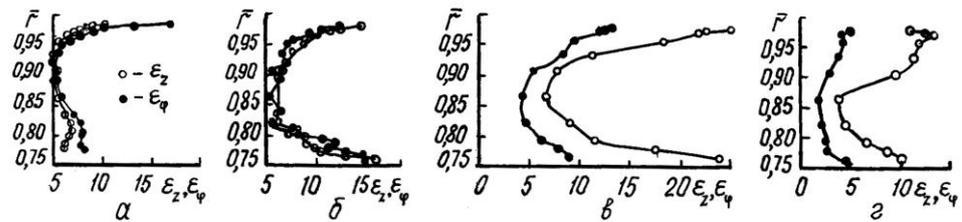


Рис. 6. Распределение интенсивности турбулентности в кольцевом канале при $z = 2,26$ (а); $47,31$ (б, в, г) и различных значениях числа Re : а, б – $8,81 \cdot 10^3$; в – $1,51 \cdot 10^3$; г – $0,77 \cdot 10^3$

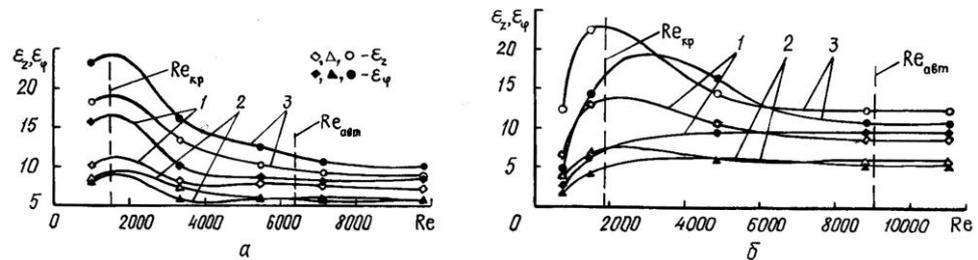


Рис. 7. Зависимость ε_z и ε_φ от числа Re на различных радиусах кольцевого канала: 1 – $r = 0,793$; 2 – $0,864$; 3 – $0,975$; а – $\bar{z} = 12,26$; б – $47,31$

Измерения ε_φ и ε_z , выполненные при $Re = 770$, указывают на наличие в пристенных областях еще достаточно интенсивных пульсаций скорости. Вероятно, минимальные достигнутые в опытах значения Re соответствуют переходной области течения. Полученные результаты позволяют предположить, что переход к ламинарному режиму будет происходить начиная от средней, менее турбулизированной части поперечного сечения кольцевого канала.

Выводы

1. Установлены особенности влияния числа Рейнольдса на аэродинамику кольцевого канала с закрученным потоком.

2. Приведенные в статье уравнения и рекомендации могут быть использованы в аэродинамических расчетах кольцевых каналов теплообменных устройств с закрученным течением теплоносителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дзюбенко Б.В. и др.* Турбулентное течение и теплообмен в каналах энергетических установок / Б.В. Дзюбенко, А. Сакалаускас, Л. Ашмантас, М.Д. Сегаль. – Вильнюс: Pradai, 1995. – 300 с.

2. *Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А.* Интенсификация теплообмена в каналах. – М.: Машиностроение, 1990. – 208 с.

3. *Карпов С.В., Сабуров Э.Н.* Высокоэффективные циклонные устройства для очистки и теплового использования газовых выбросов / Под ред. Э.Н. Сабурова. – Архангельск: Изд-во АГТУ, 2002. – 504 с.

4. *Леухин Ю.Л. и др.* Экспериментальное исследование гидродинамики кольцевого канала с закрученным течением теплоносителя / Ю.Л. Леухин, А.С. Скачков, Э.Н. Сабуров и др. // Физические основы экспериментального и математического моделирования процессов газодинамики и теплообмена в энергетических установках: Тр. XIII Школы – семинара молод. ученых и спец. Т. 2. – М.: Изд-во МЭИ, 2001. – С. 345–348.

5. *Петухов Б.С.* Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. – М.: Энергия, 1967. – 411 с.

6. *Сабуров Э.Н., Карпов С.В.* Теория и практика циклонных сепараторов, топок и печей / Под ред. Э.Н. Сабурова. – Архангельск: Изд-во АГТУ, 2000. – 568 с.

7. *Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н.* Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: УНПЦ «Энергомаш», 2000. – 412 с.

8. *Устименко Б.П.* Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. – Алма-Ата: Наука КазССР, 1977. – 228 с.

9. *Шукин В.К., Халатов А.А.* Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. – 200 с.

10. *Brington J.A., Jones J.B.* Fully developed turbulent flow in annuli // Trans. of the ASME, ser. D, Journal of Basis Engineering. – 1964. – Vol. 86, N 4. – P. 835–844.

11. *Clayton B.R., Morsi Y.S.M.* Determination of principal characteristics of turbulent swirling flow along annuli. Part 2: Measurement of turbulence components // Int. J. Heat and Fluid Flow. – 1985. – Vol. 6, N 1. – P. 31–41.

12. *Rothfus R.R., Sartory W.K., Kermode R.J.* Flow in concentric annul at high Reynolds numbers // AIChE Journal. – 1966. – Vol. 12, N 6. – P. 1086–1091.

13. *Yowakim F.M., Kind R.J.* Mean flow and turbulence measurements of annular swirling flows // Trans. of the ASME. J. Fluid Eng. – 1988. – Vol. 110. – P. 257–263.

Архангельский государственный
технический университет

Университет прикладных наук
г. Эмден (Германия)

Поступила 27. 03. 2003

Yu.L. Leukhin, E.N. Saburov, W. Garen

Influence of Reynolds Number on Aerodynamics of Annular Channel with Swirling Flow

The results of experimental research of averaged and turbulent characteristics of a swirling flow in the annular channel have been provided and analyzed. Easy-to-use design equations taking into account the Reynolds number are offered.

