

проводных включений как самих стен, так и их стыков, сопряжений с плитами, откосов проемов. Используя приведенную методику расчета, можно отказаться от дополнительных надбавочных коэффициентов при расчете теплопотерь помещений, которые для современных конструкций наружных стен зданий не обеспечивают желаемой точности. При разработке конструкций наружных стен с повышенным уровнем теплозащиты необходимо детально рассматривать каждое теплопроводное включение, а также их сопряжения с плитами и оконными блоками, так как в ряде случаев увеличение толщины слоя теплоизоляции не приводит к ощутимому повышению сопротивления теплопередаче. При этом происходит значительный перерасход строительных материалов, что недопустимо.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ф о к и н, К. Ф. Строительная теплотехника ограждающих частей здания / К. Ф. Фокин. – М.: Стройиздат, 1973. – 287 с.
2. Б о г о с л о в с к и й, В. Н. Строительная теплофизика / В. Н. Богословский. – М.: Высш. шк., 1982. – 415 с.
3. С т р о и т е л ь н а я теплотехника: СНиП II-3-79\*. – М., 1998. – 50 с.
4. С а м а р с к и й, А. А. Введение в теорию разностных схем / А. А. Самарский. – М., 1971. – 522 с.
5. С а м а р с к и й, А. А. Устойчивость разностных схем / А. А. Самарский, А. В. Гулин. – М., 1973.
6. Б е р к о в с к и й, Б. М. Разностные методы исследования задач теплообмена / Б. М. Берковский, Е. Ф. Ноголов. – Минск: Наука и техника, 1976. – 144 с.
7. З е н к е в и ч, О. Конечные элементы и аппроксимация / О. Зенкевич, К. Морган; пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 318 с.
8. С е г е р л и н д, Л. Применение метода конечных элементов / Л. Сегерлинд; пер. с англ. – М.: Мир, 1979. – 392 с.

Представлена кафедрой  
теплогазоснабжения и вентиляции

Поступила 4.04.2007

УДК 533.6:621.65.01

### **НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ АЭРОДИНАМИКИ НЕДИАФРАГМИРОВАННОЙ ЦИКЛОННОЙ КАМЕРЫ**

**Канд. техн. наук, доц. ОРЕХОВ А. Н.,  
засл. деятель науки и техники РФ, докт. техн. наук, проф. САБУРОВ Э. Н.**

*Архангельский государственный технический университет*

Аэродинамика диафрагмированных циклонных камер, в том числе и большой относительной длины, исследована достаточно подробно [1, 2]. Значительно меньше исследований посвящено аэродинамике недиафрагмированных циклонных камер [3–5].

Рассматриваемые опыты выполнены на экспериментальном стенде, основным элементом которого являлась сборная циклонная камера, позво-

лявшая варьировать ее относительную длину  $\bar{L}_k = L_k/D_k$  в диапазоне от 3,25 до 18,25. Диаметр рабочего объема камеры  $D_k = 2R_k$  составлял 160 мм. Длина секций камеры равнялась  $(0,25-1,5)D_k$ , их внутренняя поверхность была технически гладкой. Секции соединялись друг с другом через кольцевые проточки и стягивались соединительными болтами. Подвод воздуха в камеру осуществляли с диаметрально противоположных сторон двумя шлицами с поперечным сечением 24×84 мм. Оси шлицев находились в одной поперечной плоскости на расстоянии от глухого торца камеры, равном  $0,5D_k$ . Относительную площадь входа потока  $\bar{f}_{вх} = 4f_{вх}/\pi D_k^2$  изменяли от 0,04 до 0,21 установкой в шлицах специально спрофилированных вкладышей. При этом относительная высота шлицев  $h_{вх} = h_{вх}/D_k$  составляла соответственно 0,075 и 0,15. Вывод воздуха из камеры производили через полностью открытый торец рабочего объема с противоположной от входных шлицев стороны. Камера имела необходимое количество штуцеров для крепления координатника пневматического зонда, а также дренажных отверстий диаметром 0,5 мм для отбора статического давления на боковой поверхности рабочего объема и в шлицах. Основные сечения замеров полей скоростей и давлений находились с диаметрально противоположных сторон в горизонтальной плоскости и имели следующие координаты  $\bar{z} = z/D_k$  ( $z$  – расстояние от глухого торца камеры): 0,5; 0,875; 1,5; 2,0; 3,5; 5,0 и далее через 1,5. Последнее сечение всегда находилось на расстоянии  $0,25D_k$  от выходного торца камеры. При замерах полей скоростей и давлений за пределами циклонной камеры координатник зонда крепился на специальном выносном приспособлении, что позволяло исследовать течение за выходным торцом на удалении до  $1,5D_k$ . Для камеры с  $\bar{L}_k = 3,25$  такие замеры выполнены в сечениях с  $z = 3,25; 3,5; 3,75$  и 4,0. Дренажные отверстия по длине рабочего объема располагались с шагом  $(0,1-1,0)D_k$ , а по периметру – с двух диаметрально противоположных сторон.

Воздух в камеру подавали воздуходувкой В10/1250 номинальной производительностью 10000 м<sup>3</sup>/ч и располагаемым напором 12,5 кПа. Изменение его расхода производили как регулировочной заслонкой, так и числом оборотов воздуходувки, измерение – по перепаду давления в сужающем устройстве с помощью дифференциального микроманометра ММН-250. В качестве сужающих устройств использовали нормальные диафрагмы, протарированные в мерных сечениях воздуховода по полю скоростей. Температуру воздуха перед диафрагмой и на входе в циклонную камеру определяли ртутными лабораторными термометрами ТЛ-4 с диапазоном шкалы 0–50 °С. Измерение статического давления во входных каналах и на боковой поверхности камеры производили микроманометрами ММН-250.

Исследование полей скоростей и давлений выполняли трехканальным цилиндрическим зондом с диаметром насадка 2,6 мм. Перемещение зонда осуществляли координатником, имеющим погрешность в определении угла вектора полной скорости  $\pm 0,5^\circ$  и радиального перемещения  $\pm 0,025$  мм.

На рис. 1 показаны распределения полученных в работе безразмерных вращательной  $\bar{W}_\varphi = W_\varphi/V_{вх}$  ( $V_{вх}$  – средняя скорость потока в шлицах) и осевой

$\bar{W}_z = w_z/v_{\text{вх}}$  составляющих полной скорости потока, по радиусу  $\bar{r} = r/R_k$  в циклонных камерах с  $\bar{L}_k = 18,25, 12,25, 9,25, 6,25$  и  $3,25$  при  $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,08$ .

Из представленных данных видно, что по направлению движения потока следует различать входной, промежуточный и выходной участки. Наибольшая величина максимального значения тангенциальной скорости  $\bar{W}_{\phi m}$  и радиус, характеризующий положение максимума тангенциальной скорости  $\bar{r}_{\phi m}$ , наблюдаются в сечении ввода потока (рис. 1, 2). По мере его продвижения к выходному торцу камеры  $\bar{W}_{\phi m}$  и  $\bar{r}_{\phi m}$  снижаются. На выходном участке течения  $\bar{W}_{\phi m}$  резко падает, а  $\bar{r}_{\phi m}$  возрастает. Промежуточный и выходной участки разделены небольшой  $(0,5-1,5)D_k$  по протяженности переходной зоной, в центре которой  $\bar{r}_{\phi m}$  имеет минимальное значение.

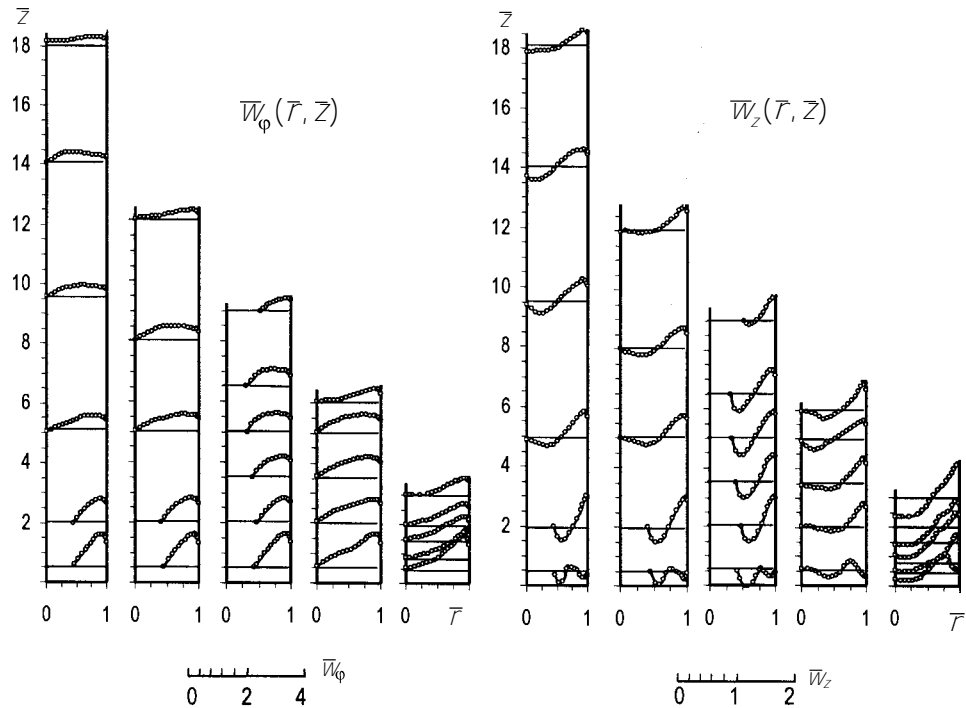


Рис. 1. Распределения  $\bar{W}_{\phi}$  и  $\bar{W}_z$  в циклонной камере при различных  $\bar{L}_k$

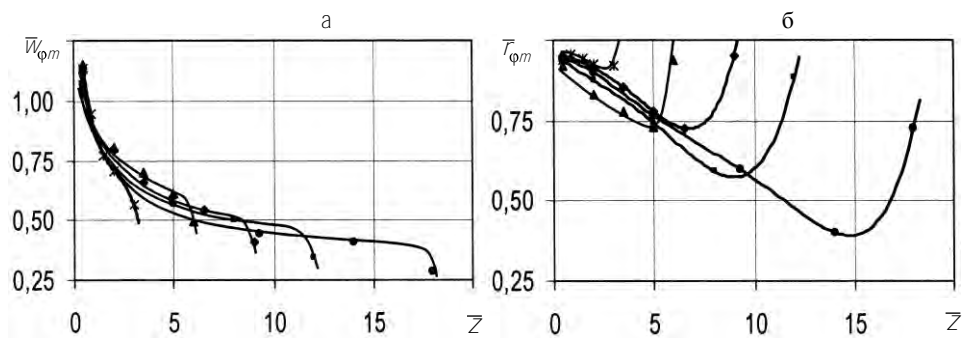


Рис. 2. Изменение  $\bar{W}_{\phi m}$  и  $\bar{r}_{\phi m}$  вдоль оси циклонной камеры при различных  $\bar{L}_k$  и  $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,08$

С увеличением  $\bar{f}_{\text{вх}}$  величина  $\bar{W}_{\phi m}$  возрастает. Осредненные значения  $W_{\phi m}$  и  $\bar{T}_{\phi m}$  в рабочем объеме циклонных камер (на промежуточном участке) могут быть определены по уравнениям:

при  $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,08$

$$\bar{W}_{\phi m} = 0,929\bar{z}^{-0,293}; \quad (1)$$

$$\bar{T}_{\phi m} = 0,974 - 0,0419\bar{z}; \quad (2)$$

при  $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,21$

$$\bar{W}_{\phi m} = 1,25\bar{z}^{-0,162}; \quad (3)$$

$$\bar{T}_{\phi m} = 0,797 - 0,0264\bar{z}. \quad (4)$$

Распределения осевых скоростей (рис. 1) отражают наличие в рабочем объеме двух противоположно направленных потоков – спиралевидных вихрей: пристеночного выходного и приосевого обратного. Поля осевых скоростей свидетельствуют о значительном преобладании пристеночного кольцевого выходного течения над приосевым обратным. Уровень скоростей в приосевом течении примерно в 2–3 раза ниже, чем в выходном. По сравнению с  $\bar{W}_{\phi}$  осевые скорости потока меньше в среднем примерно в четыре раза.

Установлено, что при  $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,08$ ;  $\bar{L}_{\text{к}} = 9,25-18,25$  и  $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,21$ ;  $\bar{L}_{\text{к}} = 6,25-12,25$  в циклонных недифрагмированных камерах образуется внутренняя непроточная область. Ее максимальная протяженность наблюдается при  $\bar{L}_{\text{к}} = 9,25$ . При этой длине она простирается от глухого до выходного торца камеры. Формирование непроточной области начинается в плоскости входного сечения камеры ( $z = 0,5$ ) на радиусах  $\bar{r} = 0,41-0,44$ .

Значения угла  $\phi$  между вектором полной скорости потока и ее тангенциальной компонентой у боковой поверхности камеры по мере раскрутки струи (от входного шлица до выходного торца камеры) возрастает с  $8^\circ$  до  $34^\circ$ . Относительное статическое давление на стенке камеры  $\rho_{\text{с.к}} = 2\rho_{\text{с.к}}/\rho_{\text{вх}}v_{\text{вх}}^2$  уменьшается от 0,82 до 0,22.

Если в качестве масштаба для  $\phi$  и  $\rho_{\text{с.к}}$  принять их значения в сечении с  $z = 1$  (на границе входного участка), то полученные безразмерные характеристики можно описать следующими уравнениями:

$$\frac{\phi}{\phi_{z=1}} = 0,587 \exp(0,535\bar{z}); \quad (5)$$

$$\frac{\bar{\rho}_{\text{с.к}}}{(\bar{\rho}_{\text{с.к}})_{z=1}} = -0,144\bar{z}^2 + 0,235\bar{z} + 0,937, \quad (6)$$

где  $\phi_{z=1}$  и  $(\bar{\rho}_{\text{с.к}})_{z=1}$  – значения  $\phi$  и  $\bar{\rho}_{\text{с.к}}$  в сечении  $z = 1$ .

На рис. 3 показано изменение максимальных значений безразмерных скоростей  $\bar{W}_{\varphi m}$  и  $\bar{W}_{zm}$  и соответствующих им радиусов  $r_{\varphi m}$  и  $r_{zm}$ , а также радиусов нулевых значений статического и полного давлений  $r_{pc0}$  и  $r_{pn0}$  по длине рабочего объема и за выходным сечением циклонной камеры. На рис. 3:  $\bar{z}_{вх}$  – координата входного сечения – сечения ввода потока в камеру ( $\bar{z}_{вх} = 0,5$ );  $\bar{z}_{вых}$  – координата среза выходного торца ( $\bar{z}_{вых} = 3,25$ ).

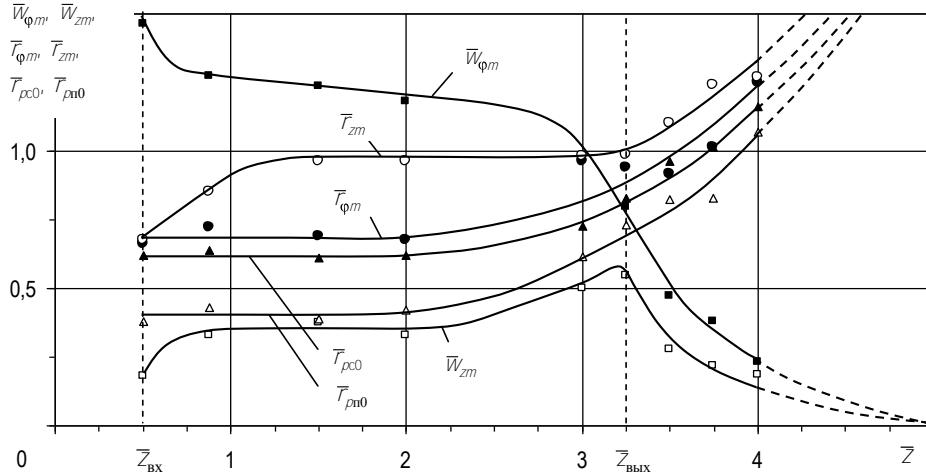


Рис. 3. Изменение основных характеристик потока вдоль оси  $z$

Из рис. 3 следует, что значения характерных радиусов  $r_{\varphi m}$ ,  $r_{pc0}$  и  $r_{pn0}$  возрастают вдоль оси рабочего объема, причем особенно интенсивно в области влияния выходных условий – условий истечения потока при  $2,25 < z \leq 3,25$  и за выходным сечением циклонной камеры. Изменение этих характеристик происходит практически эквидистантно. Радиус  $r_{zm}$  в пределах рабочего объема изменяется несколько иначе: на участке  $\bar{z} = 0,5-1,5$  он интенсивно возрастает, при  $\bar{z} = 1,5-3,25$  – не изменяется, а за выходным сечением – увеличивается аналогично рассмотренным выше характерным радиусам.

Изменение максимальных значений тангенциальной и осевой скоростей в рабочем объеме камеры происходит практически симметрично относительно прямой параллельной оси абсцисс при  $\bar{W}_{\varphi m} = \bar{W}_{zm} = 0,76$ .

Представленные данные подтверждают, что в рабочем объеме камеры можно выделить три характерных участка течения: входной при  $\bar{z}_{вх} \leq z \leq 1$  с определяющим влиянием на поток входных условий, выходной при  $2,25 < z \leq \bar{z}_{вых}$ , формирующийся под значительным влиянием условий истечения газа из камеры, и промежуточный при  $1 < z \leq 2,25$ .

За выходным сечением циклонной камеры  $\bar{W}_{\varphi m}$  и  $\bar{W}_{zm}$  плавно снижаются до нуля в сечении с координатой  $\bar{z} \approx 5$ . Выходная закрученная струя имеет вид полого конуса с углом между осью камеры и внутренней образующей конуса около  $15^\circ$  и наружной – около  $45^\circ$ .

Опытные значения  $\bar{W}_\varphi$  и  $\bar{W}_z$  в рабочем объеме камеры с  $\bar{L}_к = 3,25$  сопоставлены с расчетными\*. Расчет произведен по программе CFХ с исполь-

<sup>1</sup> Расчеты выполнены аспирантом И. А. Горяшиным.  
 зованием моделей турбулентности SST – Shear Stress Transport и  $k - \omega$ .  
 Опытные распределения осевых скоростей значительно лучше совпадают с  
 расчетными значениями, чем тангенциальных при обеих моделях турбу-  
 лентности, особенно в области высоких скоростей в пристенной зоне. Рас-  
 четная схема осевых потоков (проекции векторов полной скорости на диа-  
 метральную плоскость) в рабочем объеме циклонной камеры приведена на  
 рис. 4.

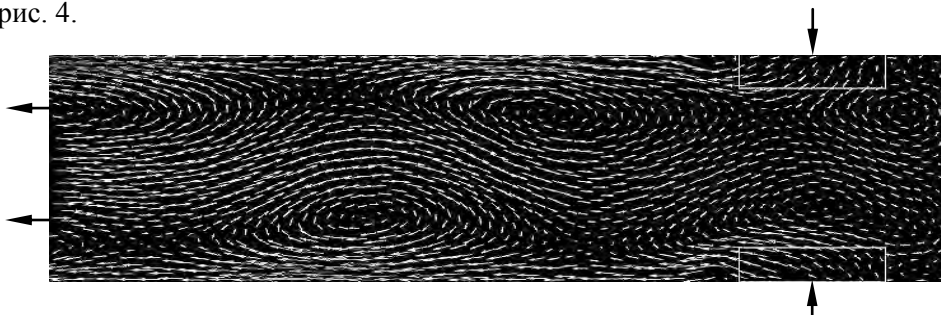


Рис. 4. Расчетная схема осевых потоков в циклонной камере (продольный разрез)

На рис. 4 хорошо видны пристенный и приосевой обратный токи. Ос-  
 новная масса газов осевого обратного тока проникает до сечения с  $\bar{z} \approx 2$ .  
 Особенностью картины течения являются пять распределенных по длине  
 камеры вихревых зон, нарушающих осесимметричность потока и искрив-  
 ляющих его ось.

Заметим, что процесс истечения воздуха из камеры сопровождается  
 низкочастотными хорошо различимыми на слух регулярными коле-  
 баниями.

На рис. 5 показаны распределения безразмерного статического да-  
 вления на боковой поверхности циклонной камеры и отношения  
 $\rho_{с.к}/\rho_{с.вх}$  ( $\rho_{с.вх}$  – избыточное статическое давление во входных каналах).  
 При  $\bar{z} \approx \bar{z}_{вх} \dots (\bar{z}_{вх} - 1)$  статическое давление на боковой поверхности ка-  
 меры вниз по потоку снижается по логарифмической зависимости. На  
 участке вблизи выходного торца ( $\bar{z} \geq \bar{z}_{вх} - 1$ )  $\rho_{с.к}$  резко падает до атмосфер-  
 ного.

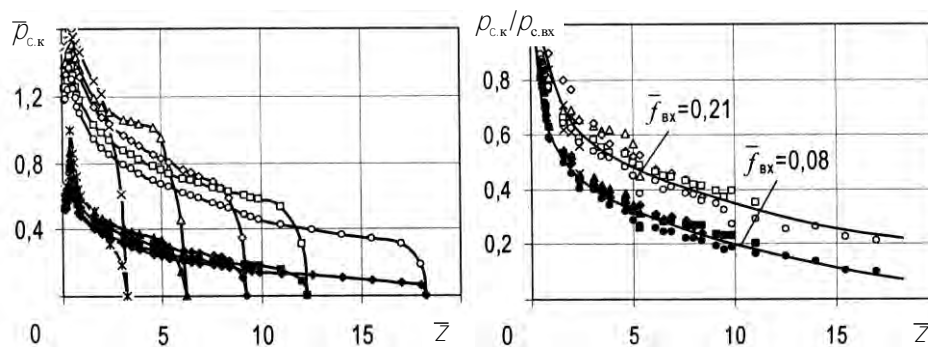


Рис. 5. Зависимость  $\bar{p}_{с.к}$  и  $\rho_{с.к}/\rho_{с.вх}$  от координаты  $\bar{z}$  и параметров  $\bar{L}_к$  и  $\bar{f}_{вх}$

Соотношение  $\rho_{с.к}/\rho_{с.вх}$  характеризует потери запаса потенциальной энергии потока на входе в камеру. Представленные на рис. 5 распределения  $\rho_{с.к}/\rho_{с.вх}$  на промежуточном участке аппроксимированы уравнениями:

при  $\bar{f}_{вх} = 0,08$

$$\rho_{с.к} / \rho_{с.вх} = 0,695 - 0,225 \ln \bar{z}; \quad (7)$$

при  $\bar{f}_{вх} = 0,21$

$$\rho_{с.к} / \rho_{с.вх} = 0,779 - 0,182 \ln \bar{z}. \quad (8)$$

Чем больше  $\bar{f}_{вх}$ , тем потери напора на входе в камеру меньше. Так, в сечении входа потока ( $\bar{z}_{вх} = 0,5$ ) при  $\bar{f}_{вх} = 0,08$  отношение  $\rho_{с.к}/\rho_{с.вх}$  равно 0,82, а при  $\bar{f}_{вх} = 0,21 - 0,87$ . От  $L_k$  в рассмотренном диапазоне оно практически не меняется.

Суммарный коэффициент сопротивления  $\zeta_{вх} = 2\Delta\rho_{п} / \rho_{вх} v_{вх}^2$  недиафрагмированной циклонной камеры в автомодельной области течения описывается уравнениями:

при  $\bar{f}_{вх} = 0,08$

$$\zeta_{вх} = -2,8 + 0,432 \bar{L}_k^{0,5} + 15,2 \bar{L}_k^{-0,5} - 15,342 \bar{L}_k^{-1}; \quad (9)$$

при  $\bar{f}_{вх} = 0,21$

$$\bar{f}_{вх} \zeta_{вх} = 4,448 - 1,419 \bar{L}_k^{0,117}. \quad (10)$$

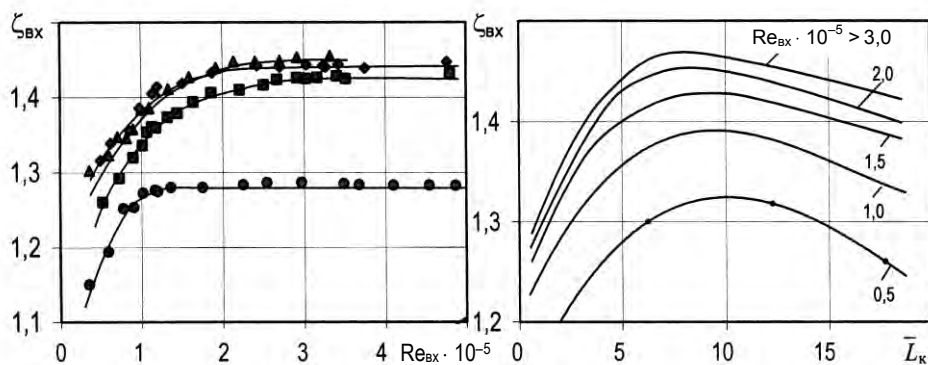


Рис. 6. Зависимости  $\zeta_{вх}$  от  $Re_{вх}$  и  $\bar{L}_k$  для недиафрагмированных камер при  $\bar{f}_{вх} = 0,04$ :

● -  $\bar{L}_k = 1,50$ ; ▲ - 6,25; ◆ - 12,25; ■ - 17,75

В качестве примера зависимости  $\zeta_{вх}$  от числа Рейнольдса  $Re_{вх} = v_{вх} D_k / \nu_{вх}$  ( $\nu_{вх}$  – кинематический коэффициент вязкости потока в щлицах) и  $\bar{L}_k$  для недиафрагмированных камер при  $\bar{f}_{вх} = 0,04$  приведены на рис. 6. При больших  $\bar{f}_{вх}$ , как и в диафрагмированных камерах,  $\zeta_{вх}$  в автомодельной области течения снижается с увеличением  $\bar{L}_k$ . При малых  $\bar{f}_{вх}$  и автомодельном режиме течения ( $Re_{вх} \cdot 10^{-5} > 3$ ) коэффициент сопротивления изменяется в зависимости от  $\bar{L}_k$  немонотонно и имеет максимальную величину при  $\bar{L}_k \approx 8$ . В неавтомодельной области течения каждому числу Рейнольдса соответствует своя отно-

сительная длина  $\bar{L}_k$ , при которой  $\zeta_{\text{вх}}$  максимален. Так, при  $Re_{\text{вх}} \cdot 10^5 = 2,0$  максимальное значение  $\zeta_{\text{вх}}$  наблюдается при  $\bar{L}_k \approx 8,5$ . С уменьшением  $Re_{\text{вх}}$  до  $0,5 \cdot 10^5$  эта длина увеличивается до  $\bar{L}_k \approx 10$ . Значения  $\zeta_{\text{вх}}$ , соответствующие этим максимумам, равны соответственно 1,45 и 1,23.

### ВЫВОДЫ

1. Особенности аэродинамики недифрагмированных циклонных камер определяются их вихревой структурой.

2. Предложенные в работе уравнения могут быть использованы для расчета аэродинамических характеристик недифрагмированных циклонных камер.

### ЛИТЕРАТУРА

1. С а б у р о в, Э. Н. Теория и практика циклонных сепараторов, топок и печей / Э. Н. Сабуров, С. В. Карпов; под ред. докт. техн. наук, проф. Э. Н. Сабурова. – Архангельск: Изд-во Арханг. гос. техн. ун-та, 2000. – 568 с.

2. С а б у р о в, Э. Н. Циклонные нагревательные устройства с интенсифицированным конвективным теплообменом / Э. Н. Сабуров. – Архангельск: Сев.-Зап. кн. изд-во, 1995. – 341 с.

3. Л я н э, Р. П. О развитии закрученного потока в цилиндрической камере с недифрагмированным выходным сечением / Р. П. Лянэ, Ю. В. Иванов // Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. – 1970. – Т. 19, № 4. – С. 456–462.

4. З а т у х а н е вращательного движения потока вдоль круглой трубы в условиях постоянной закрутки его на входе / О. Г. Мартыненко [и др.] // Исследования термогидродинамических световодов. – Минск, 1970. – С. 123–131.

5. N i s s a n, A. H. Swirling flow in cylinders / A. H. Nissan, V. P. Bresan // AIChE Journal. – 1961. – Vol. 7, № 4. – P. 543–547.

Представлена кафедрой  
теплотехники

Поступила 01. 09. 2006

УДК 697.1:536.2:692.53

## ФОРМИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ГРУНТОВ У ЗДАНИЯ

Докт. техн. наук, проф. ДЯЧЕК П. И., канд. техн. наук МАКАРЕВИЧ С. А.

*Белорусский национальный технический университет*

При расчете потерь теплоты через полы по грунту и заглубленные части зданий применяется методика, устанавливаемая требованиями обязательного приложения «Ж» СНБ 4.02.01–03 «Отопление, вентиляция и кондиционирование воздуха». Она проста в применении, однако не учитывает свойства грунтов, геометрию и характеристики полов и заглубленных частей зданий, динамики формирования температурного поля в грунтах в годовом цикле изменения режима погоды. Установлено, что фактические и расчетные значения потерь теплоты для полузаглубленных сооружений