

висимость для расчета теплоотдачи от наружной стенки канала длиной $l^* = 30$ записывается следующим образом:

$$Nu = 0,046 Re^{0,8} \left(\frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2} \right)^{0,32} A_{Ko}^{0,5}$$

Л и т е р а т у р а

1. Щ у к и н В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. - М.: Машиностроение, 1970.
2. К а л и н и н Э.К., Д р е й ц е р Г.А., Я р х о С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. - М.: Машиностроение, 1972.

УДК 621.43.038:534.232

А.Н.Белоусов

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАКРУЧЕННОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В КОРОТКИХ ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ

П р и н я т ы е о б о з н а ч е н и я

L_k, R_k - длина и радиус вихревой камеры; $\bar{L}_k = L_k / 2R_k$ - относительная длина вихревой камеры; $R_{\beta\tau}$ - радиус втулки завихрителя; $z = R_{\beta\tau} / R_k$ - относительный радиус втулки завихрителя; β - угол установки лопаток завихрителя относительно оси вихревой камеры; S - степень закрутки потока; P_I - амплитуда звукового давления акустических колебаний дискретного тона; $\bar{U}, \sqrt{U'^2}$ - соответственно осредненная скорость и среднеквадратичная величина пульсаций скорости в данной точке; $U'_x, U'_\varphi, U'_r, U'_{cp}$ - соответственно осевая, тангенциальная, радиальная составляющие пульсационной скорости и среднерасходная скорость в выходном сечении вихревой камеры.

В данной работе анализируются результаты экспериментального исследования турбулентных и акустических характеристик закручен-

ного воздушного потока при устойчивых и неустойчивых режимах течения.

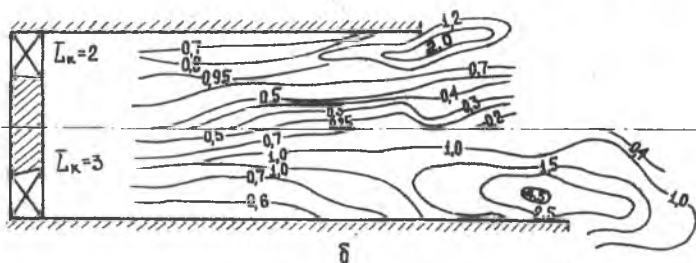
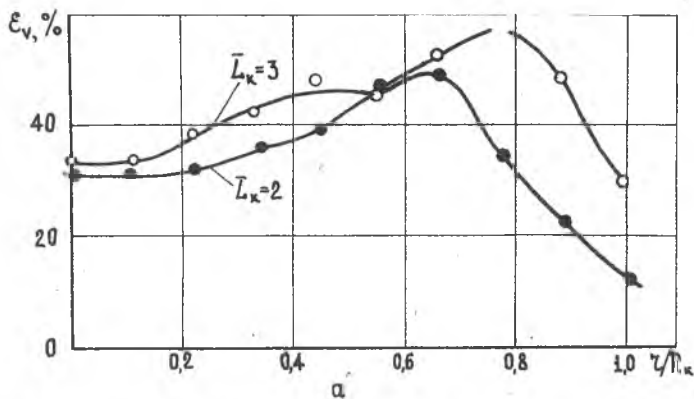
Эксперименты проводились на модели, представляющей собой цилиндрическую вихревую камеру диаметром $D_k = 0,096$ м и переменной длиной \bar{L}_k , величина которой изменялась от 1 до 3 калибров. Для закрутки потока использовались плосколопаточные завихрители с центральной втулкой, отличающиеся между собой углами β и имеющие постоянное значение $z = 0,4$. В опытах величина угла β изменялась от 15° до 75° через 15° , что соответствовало значениям $S = 0,2; 0,58; 0,8; 1,31; 2,82$, рассчитанным по формуле [1]

$$S = \frac{2(1-z^3)}{3(1-z^2)} \operatorname{tg} \beta.$$

Измерение турбулентных характеристик потока осуществлялось по методике [2] с помощью X-образного датчика с двумя вольфрамовыми нитями длиной 0,003 м и диаметром 10^{-5} м и двух термоанемометров Т7-М. Для акустических измерений использовался комплект аппаратуры фирмы RFT, в состав которого входили: измерительный микрофон МК-201, прецизионный шумсмер PSJ-202, частотный анализатор О1003 и самописец PSG-101. Микрофон устанавливался в плоскости выходного сечения вихревой камеры на расстоянии 1 м от ее оси, что позволяло проводить измерения в дальнем акустическом поле.

Проведенные в изотермических условиях эксперименты показывают, что неустойчивый режим течения закрученного потока воздуха, при котором возникает регулярное прецессионное движение центрального вихревого ядра (такой механизм неустойчивого течения описан в [3]), возможен лишь при определенном сочетании параметров S , \bar{L}_k и режима работы, характеризуемого среднерасходным числом Рейнольдса в выходном сечении камеры. Так, в случае $S = 2,82$; $\bar{L}_k = 2$; $Re = 1,2 \cdot 10^5$ течение устойчивое осесимметричное, регулярные автоколебания в потоке отсутствуют. При прочих равных условиях увеличение \bar{L}_k с двух калибров до трех способствует интенсификации энергообмена между основным (периферийным) и центральным потоками, в результате чего формируется мощная зона обратных течений (ЗОТ), и уже при небольших числах $Re < 5000$ течение становится неустойчивым.

Измерения турбулентности показывают (рис. 1,а), что в этом случае наблюдается значительный рост относительной среднеквадратичной величины пульсаций вектора скорости:



Р и с. 1. Турбулентные характеристики закрученного потока ($S = 2,82$; $Re = 1,2 \cdot 10^5$): а - изменение пульсаций скорости по радиусу вихревой камеры; б - распределение кинетической энергии турбулентности внутри вихревой камеры

$$\epsilon_v = \sqrt{\overline{v'^2}} / \bar{v}$$

Пульсации скорости становятся регулярными, по форме близкими к синусоидальным, а в частотном спектре турбулентности на характерной частоте появляется четко выраженная дискретная составляющая.

Изображенное на рис. 1, б в виде изолиний постоянных значений распределение кинетической энергии турбулентности

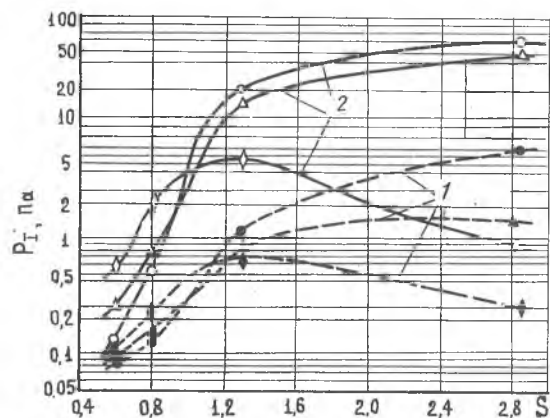
$$E_{кин} = \frac{0,5\rho(\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_r'^2})}{0,5\rho v_{ср}^2}$$

соответствует характеру изменения пульсационной скорости. На неустойчивом режиме течения ($S = 2,82$; $L_k = 3$; $Re = 1,2 \cdot 10^5$) величина $E_{кин}$ возрастает более чем в два раза, причем область ее максимальных значений в радиальном направлении располагается на границе взаимодействия основного потока с ядром (ЗОТ), а в осевом направлении - вблизи выходного сечения камеры закручивания, т.е. там, где максимальный радиус прецессии вихревого ядра.

На основании полученных экспериментальных данных о микроструктуре воздушного потока внутри камеры закручивания можно предположить, что при регулярной прецессии центрального вихревого ядра уменьшение зазора между ядром и стенкой камеры приводит к локальному увеличению радиального градиента скорости. В результате этого в области перехода от квазипотенциального вращения к квазитвердому возникают крупномасштабные периодические вихреобразования, вызывающие рост уровня турбулентности.

Значительный интерес представляет изучение параметров акустических колебаний, генерируемых закрученным потоком на неустойчивых режимах течения. Являясь как бы побочным выходом гидродинамического процесса, акустические колебания в определенной степени отражают его свойства.

Проведенные измерения показывают, что воздушный поток, формируемый описанной выше вихревой моделью ($S = 2,82$ и $L_k = 3$), излучает акустические колебания дискретного тона, частота которых совпадает с характерной частотой пульсаций скорости и с увеличением числа



Р и с. 2. Зависимость амплитуды звукового давления от геометрических параметров вихревой модели: 1- $Re=1,2 \cdot 10^5$; 2- $Re=2,6 \cdot 10^5$;
 \diamond - \diamond - $L_k=1$; Δ - Δ - $L_k=2$; \circ - \circ - $L_k=3$

Re возрастает по линейному закону. Так, значению $Re = 1,2 \cdot 10^5$ соответствует частота 330 Гц, а для $Re = 2,6 \cdot 10^5$ ее величина составляет 630 Гц. При сохранении $Re = const$ рост степени закрутки потока также приводит

к увеличению частоты генерируемого звука. Оба отмеченных экспериментальных факта объясняются увеличением скорости вращения вихревого ядра, а, следовательно, и угловой скорости прецессии его вокруг геометрической оси камеры закручивания.

Анализ зависимостей амплитуды звукового давления акустических колебаний от геометрических параметров S и \bar{L}_k показывает (рис. 2), что при возрастании степени закрутки потока для получения наибольших значений уровня излучаемого звука требуется увеличение длины камеры закручивания. Сочетание высокой степени закрутки потока с большой длиной камеры закручивания одновременно является необходимым условием для интенсивного энергообмена между периферийным и центральным потоками, величина которого, по-видимому, и определяет амплитуду генерируемых колебаний.

Л и т е р а т у р а

1. Beer J.M., Chigier N.A. *Combustion aerodynamics Applied Science Publishers, London, 1972.*
2. Крашенинников С.Ю. Исследование затопленной воздушной струи при высокой интенсивности закрутки. - Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1971, № 6, с. 23-28.
3. Кныш Ю.А., Лукачев С.В. О механизме неустойчивого течения закрученных потоков жидкости и газа в элементах ГТД. - Труды КуАИ, Куйбышев, 1974, вып. 67, с.205-208.

УДК 536.244+532.517.4

Ю.И.Осипенко

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАСЧЕТА ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА
ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ
В ТРУБАХ СО ШНЕКОВЫМИ ЗАВИХРИТЕЛЯМИ

Цель настоящей работы - разработка инженерного метода расчета гидравлического сопротивления и теплообмена для шнека с пере-