

УДК 532.516: 532.526

## **СТРУКТУРА ВИХРЕЙ ЗА НАГРЕТЫМ ЦИЛИНДРОМ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ**

**А.Б. ЕЗЕРСКИЙ, П.Л. СОУСТОВ, В.В. ЧЕРНОВ**

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Для нестационарного вихревого следа за нагретым цилиндром, обтекаемым потоком воздуха, проведен сравнительный анализ взаимных спектров пульсаций скорости и температуры при возникновении дорожки Кармана в результате развития неустойчивости сдвигового течения в следе ( $Re = 60$ ) и при образовании вихрей непосредственно из оторвавшегося пограничного слоя цилиндра ( $Re = 110$ ).

### **ВВЕДЕНИЕ**

Вопрос о структуре вихрей, возникающих при обтекании нагретых тел, представляется важным для изучения и оптимизации теплообмена. Между тем до недавнего времени этому вопросу не уделялось достаточного внимания. Первоначально усилия исследователей были направлены в основном на определение осредненных характеристик теплообмена — зависимости числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Прандтля [1]. В последнее время возник интерес к проблеме воздействия нагрева тел на характеристики вихрей, образующихся в следе. Было выяснено, например, что нагрев обтекаемых тел может приводить к изменению такой важной характеристики обтекания, как частота срыва вихрей. В воде происходит увеличение частоты следования вихрей [2], а при обтекании нагретых тел потоком воздуха наблюдается противоположный эффект — уменьшение частоты следования вихрей [3, 4]. Достаточно интенсивный нагрев может вызвать деформацию среднего профиля скорости течения в следе [4] и подавление вихреобразования [3, 4]. Было обнаружено [5], что при нагреве обтекаемого тела возможно возникновение изгибных колебаний вихрей в вихревой дорожке.

Подчеркнем, что вихревая дорожка за круглым цилиндром в однородном по температуре потоке является классическим объектом, исследуемым в механике жидкости и газа. Для этого течения разработаны подробные теоретические модели, позволяющие описать поля скорости и завихренности [6]. Что будет представлять из себя такая дорожка, если происходит обтекание нагретого тела: какие изменения произойдут с полями скорости при нагреве и каково будет поле температуры? Именно эти вопросы исследуются в данной работе. Следует отметить, что диагностика вихрей в следе за нагретым цилиндром проводилась недавно с использованием ультразвука [8]. При этом по параметрам рассеянных акустических волн рассчитывались циркуляция вихрей в дорожке и количество тепла, переносимого ими. В расчетах использовалось предположение, что в центрах вихрей концентрируется нагретый газ (такое же предположение использовалось и для объяснения возникновения изгибных колебаний вихрей в дорожке за нагретым цилиндром [8]). Это предположение, однако, не было подтверждено ни прямыми измерениями, ни численными расчетами. В данной работе детально

изучается структура вихрей в следе за нагретым цилиндром.

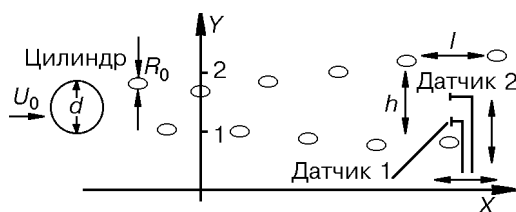
Для исследования был выбран диапазон чисел Рейнольдса  $50 < Re < 110$ , ( $Re = \frac{U_0 d}{\nu}$ ,  $U_0$  — скорость потока,  $d$  — диаметр обтекаемого цилиндра,  $\nu$  —

кинематическая вязкость). В этом диапазоне чисел  $Re$  течение ламинарное и, как указывается в [9], есть два различных механизма формирования вихревой дорожки: при  $Re < Re_{cr}$  вихревая дорожка возникает в результате развития неустойчивости сдвигового слоя в следе за цилиндром, при  $Re > Re_{cr}$  (по данным [9],  $Re_{cr} \approx 80$ ) возникновение вихрей, образующих вихревую дорожку, происходит непосредственно из оторвавшихся пограничных слоев. Отметим, что второй механизм работает до  $Re \sim 2 \cdot 10^5$  [9]. Сравнивая поля температуры и скорости при  $Re < 80$  и  $Re > 80$ , можно выяснить особенности формирования вихревой дорожки за нагретыми телами в широком интервале чисел Рейнольдса, важном для различных практических приложений.

В первой части работы представлены результаты эксперимента по одновременному измерению пульсаций скорости и температуры за нагретым цилиндром в аэродинамической трубе. Особое внимание при этом уделено определению спектров пульсаций и разности фаз между полями скорости и температуры. Во второй части развита теоретическая модель, позволившая рассчитать поля скорости в следе за цилиндром и смоделировать сигналы с датчиков. В заключение обсуждаются пределы применимости предложенной модели и факторы, которые необходимо учесть для более полного описания динамики температурно-неоднородных вихрей.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе с открытой рабочей частью размером  $0,3 \times 0,3 \times 1,2$  м. Обтекаемый цилиндр диаметром 2 мм устанавливался вертикально в центре потока. Для нагрева внутри цилиндра размещалась нихромовая проволока, на которую подавалось постоянное напряжение. Температура цилиндра измерялась с помощью электронного термометра типа ЭТП-М. Параметры пульсаций скорости и температуры потока измерялись с помощью термоанемометров. Датчики размещались на подвижной штанге, управление перемещением осуществлялось с помощью координатного устройства Н307. Перемещение датчиков производилось как вниз по потоку, так и поперек следа с заданной скоростью. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Для измерения пульсаций температуры использовалось термосопротивление — перегрев датчика относительно набегающего потока воздуха мал. Для измерения пульсаций скорости применялся термоанемометр DISA 55M. Строго говоря, при этом сигнал с датчика является суперпозицией компоненты, пропорциональной пульсационной скорости, и компоненты, которая пропорциональна пульсациям температуры набегающего потока. Поэтому в эксперименте перегрев выбирался настолько большим (температура нити термоанемометра по нашим оценкам составляла  $\sim 350$  °C), чтобы при имеющихся в потоке пульсациях температуры



погрешность измерения пульсаций скорости составляла не более нескольких процентов. Сигналы с термоанемометров обрабатывались на двухканальном анализаторе 2034 фирмы Брюль и Кьер. Кроме спектров пульсаций скорости и температуры этот прибор позволял изучать взаимные спектры,

Рис. 1. Схема эксперимента.

что являлось ключевым моментом для установления структуры вихрей. Под взаимным спектром  $S_{AB}(f)$  понимается величина, полученная усреднением по отдельным реализациям:

$$S_{AB}(f)_k = \hat{A}_k^*(f) \hat{B}_k(f) \left| \hat{A}_k(f) \right| \left| \hat{B}_k(f) \right| e^{i(\Phi_B(f) - \Phi_A(f))}, \quad (1)$$

здесь  $\hat{A}_k(f)$  — комплексный фурье-спектр пульсаций скорости,  $\hat{B}_k(f)$  — комплексный фурье-спектр пульсаций температуры, \* означает комплексное сопряжение,  $||$  и  $\Phi_{A,B}$  — соответственно модуль и фазы комплексных чисел.

В экспериментах исследовались последовательности длительностью  $\Delta T = 0,5$  с (1024 точки) и проводилось усреднение по 50 реализациям. Следовательно, фазы отдельных компонентов взаимного спектра — осредненная разность фаз гармоник ширины  $\Delta f = 1/\Delta T = 2$  Гц. Для исключения взаимного влияния датчиков они располагались друг над другом на одной линии, параллельной оси обтекаемого цилиндра. Датчики были удалены от боковых стенок, и течение в этой области было однородно вдоль вертикальной оси.

В эксперименте прежде всего была изучена пространственная эволюция пульсаций скорости вниз по течению. При этом измерялись среднеквадратичные пульсации  $U(X) = \sqrt{\langle U^2(X, t) \rangle}$ , где знак  $\langle \rangle$  означает усреднение по времени, причем для каждого значения  $x$  находился максимум сигнала по поперечной координате  $Y$ . Данные о пульсациях скорости в следе за цилиндром вниз по потоку при разных температурах цилиндра и  $Re = 55$  приведены на рис. 2. При температуре цилиндра, равной температуре потока ( $T_c = T_\infty = 18^\circ C$ ), на расстоянии в диапазоне от 0 до 6 мм происходит формирование вихря, что соответствует увеличению амплитуды пульсаций скорости (кривая 1). На больших расстояниях амплитуда пульсаций начинает уменьшаться. Расстояние, на котором амплитуда пульсаций скорости достигает максимума, может быть использовано в качестве оценки размеров области формирования вихревой дорожки. Увеличение температуры цилиндра, как следует из рис. 2, приводит к увеличению размера этой области.

В однородном по температуре потоке длина области формирования дорожки зависит от числа Рейнольдса. Амплитуда пульсаций скорости для различных значений  $Re$  в этом случае показана на рис. 3. Сравнивая рис. 2 и 3, можно заключить, что нагрев цилиндра, с точки зрения формирования вихревой дорожки, эквивалентен уменьшению числа Рейнольдса. Этот вывод согласуется с тем, что при нагреве увеличивается кинематическая вязкость обтекающего цилиндра воздуха и можно ввести эквивалентное число Рейнольдса, которое снижается с уве-

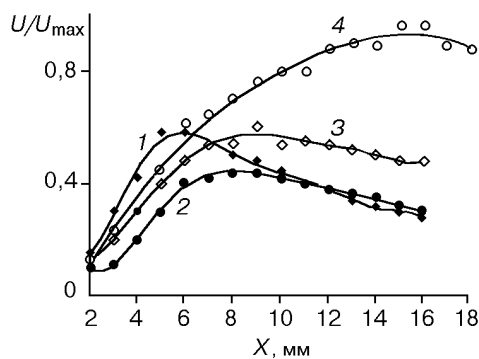


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичных пульсаций скорости от расстояния при  $Re = 55$  и  $T = 18^\circ C$  (1),  $29^\circ C$  (2),  $37^\circ C$  (3),  $80^\circ C$  (4).

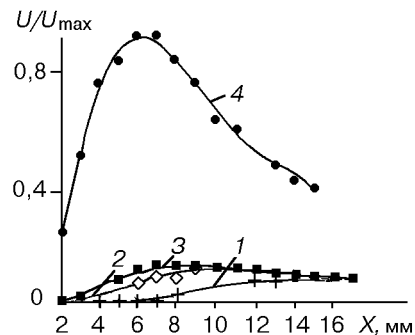


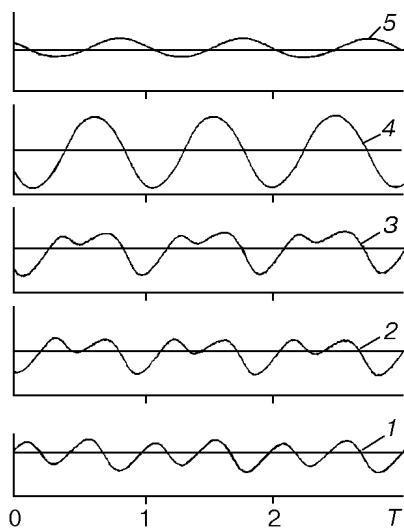
Рис. 3. Зависимость среднеквадратичных пульсаций скорости от расстояния при  $Re = 45$  (1),  $50$  (2),  $55$  (3),  $75$  (4).

личением температуры цилиндра [3, 4]. Поэтому при анализе длины формирования вихревой дорожки нагрев цилиндра эквивалентен уменьшению числа  $Re$ , однако для амплитуды пульсаций скорости такой вывод не справедлив. Так, при увеличении температуры цилиндра примерно на  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  (кривая 2 на рис. 2) происходит уменьшение амплитуды пульсаций скорости примерно на  $30\%$  (максимум пульсаций смещается вниз по течению), однако при дальнейшем нагревании цилиндра до температур  $37$  и  $80\text{ }^{\circ}\text{C}$  (кривые 3 и 4 на рис. 2) амплитуда пульсаций скорости существенно возрастает.

Для измерения пульсаций температуры в следе за цилиндром были проведены измерения термоанемометром с малым перегревом. Как и в случае пульсаций скорости, для каждого значения  $X$  выбиралась поперечная координата  $Y$ , где достигался максимум пульсаций температуры. Амплитуда пульсаций температуры увеличивается при удалении от цилиндра до некоторого максимального значения, соответствующего температуре цилиндра, а затем плавно уменьшается. Расстояние, на котором происходит увеличение интенсивности пульсаций, хорошо совпадает с длиной области формирования вихря. Такая корреляция объясняется тем, что вовлечение ненагретого воздуха в след и формирование перемежающихся горячих и холодных областей усиливается с увеличением интенсивности вихрей. "Осциллограммы" пульсаций скорости при различных расстояниях от центра дорожки представлены на рис. 4. Измерения проведены в области, где вихри сформировались при температуре цилиндра, равной температуре потока. Отметим, что при нагреве цилиндра такие же "осциллограммы" получались на большем расстоянии из-за увеличившейся вследствие нагрева области формирования вихрей.

Кроме изучения пульсаций было исследовано влияние нагрева цилиндра на геометрию вихревой дорожки. Выяснено, что ширина дорожки  $h$  (под которой понимается расстояние между максимумами среднеквадратичной амплитуды пульсаций) в диапазоне чисел  $Re = 60 - 80$  при нагреве цилиндра ведет себя следующим образом: при удалении от цилиндра она вначале уменьшается на  $12 - 25\%$  в зависимости от степени нагрева и числа Рейнольдса, а затем нарастает. Область, где происходит уменьшение ширины дорожки, сокращается при увеличении числа Рейнольдса и практически исчезает при  $Re = 110$ . При таких числах Рейнольдса, начиная с расстояний  $\sim 5d$ , ширина дорожки практически остается постоянной и нагрев цилиндра приводит к увеличению  $h$ .

Наглядное представление о характере следа за цилиндром дают двумерные распределения амплитуды первой гармоники пульсаций скорости и температуры. На рис. 5, I приведены данные измерений при  $Re = 60$  и температуре цилиндра  $T = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а на 5, II — при  $Re = 110$ ,  $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Как видно, распределения пульсаций



температуры повторяют распределения пульсаций скорости. Различия заключаются в том, что при  $Re = 60$  при одном и том же удалении от цилиндра максимальные пульсации скорости и температуры наблюдаются на одинаковом удалении от оси вихревой дорожки, а при  $Re = 110$  области с максимальными пульсациями температуры расположены ближе к оси дорожки, чем области с максимальными пульсациями скорости. Измерение взаимного спектра сигналов, регистрируемых датчиками с

Рис. 4. Осциллограммы пульсаций с датчика скорости на расстоянии  $Y = 5d$  при  $Re = 70$ .

1 - 5 —  $y/h = 1,5; 1,1; 0,9; 0,5$  и  $-0,5$ .

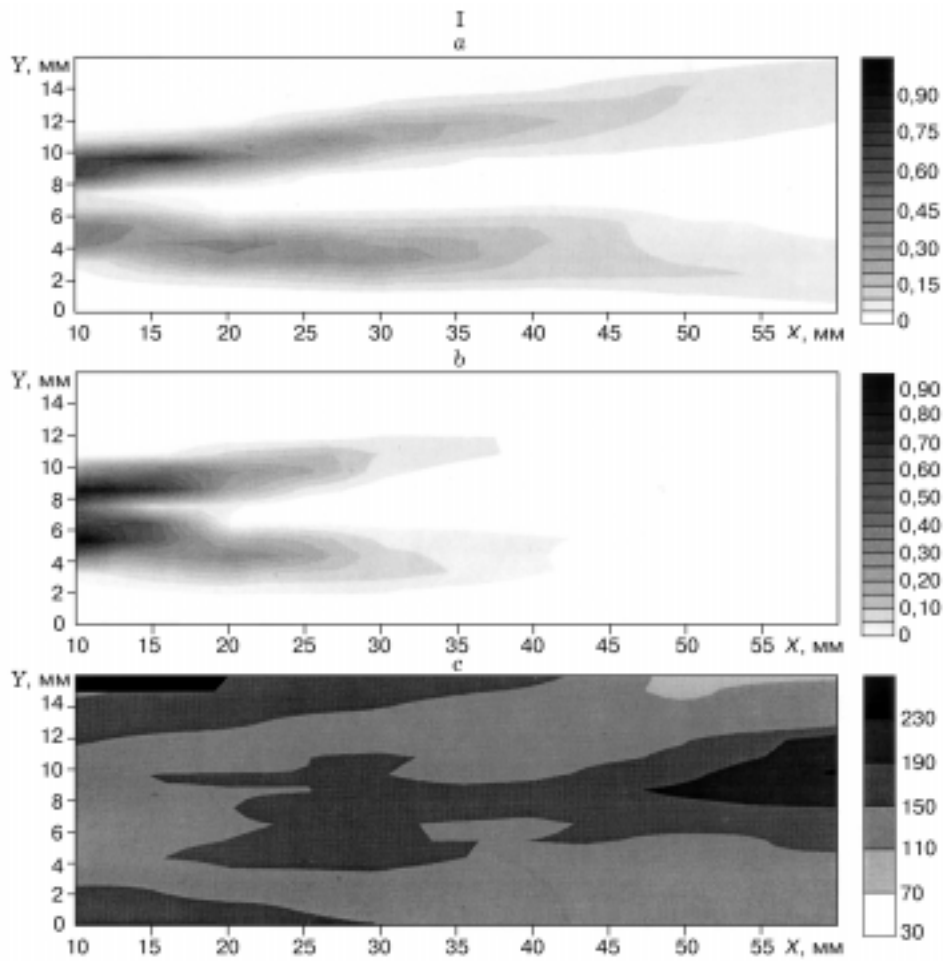


Рис. 5. Амплитуды первой гармоники пульсаций температуры (a) и скорости (b) и сдвиг фазы между этими гармониками (c) при  $Re = 60$  (I),  $Re = 110$  (II).

холодной и горячей нитями, расположенных друг над другом, дает представление о фазовых соотношениях сигналов, пропорциональных амплитудам пульсаций температуры и скорости. Двумерные распределения разности фаз пульсаций скорости и температуры на частоте Струхала (частота срыва вихрей) показаны на рис. 5, I, II, с. Существенное отличие приведенных здесь данных состоит в том, что вдоль линий, соответствующих максимумам пульсаций скорости и температуры, фазовый сдвиг при  $Re = 110$  достаточно мал ( $30 - 40^\circ$ ), при  $Re = 60$  этот фазовый сдвиг составляет у цилиндра  $100 - 120^\circ$  и медленно уменьшается вниз по течению до  $70 - 80^\circ$ .

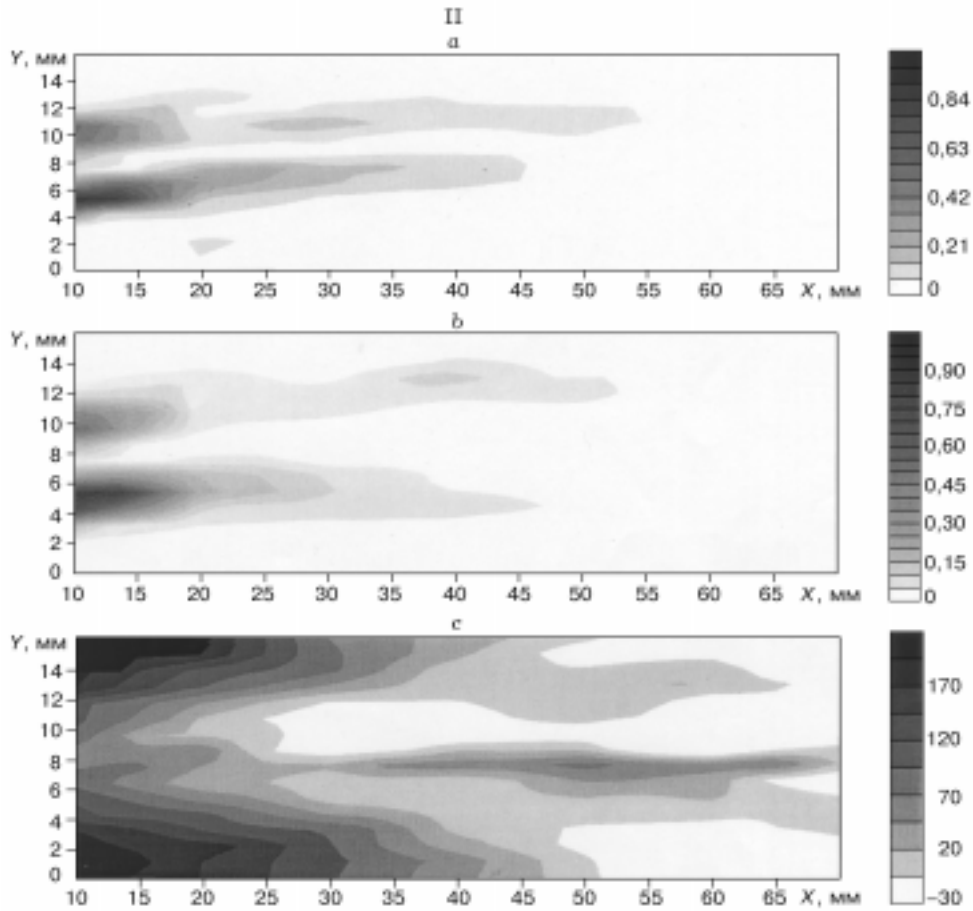


Рис. 5. Окончание.

### МОДЕЛЬ ДОРОЖКИ КАРМАНА ИЗ НЕТОЧЕЧНЫХ ВИХРЕЙ

Построим модель поля скорости в дорожке Кармана, представив ее как суперпозицию неточечных вихрей. Будем считать, что дорожка состоит из вихрей, завихренность которых сосредоточена в конечной области радиуса  $r_0$ . При этом поле вне этой области будет таким же, как и поле, создаваемое точечными вихрями. Как известно [6], для дорожки Кармана, состоящей из бесконечного числа точечных вихрей, комплексный потенциал имеет вид

$$\omega = \frac{G}{2\pi i} \ln \sin \frac{\pi}{l} (Z - Z_1) - \frac{G}{2\pi i} \ln \sin \frac{\pi}{l} (Z - Z_2), \quad (2)$$

где  $G$  — циркуляция вихря,  $Z_1 = X_1 + iY_1$ ,  $Z_2 = X_2 + iY_2$  — комплексные координаты двух произвольных вихрей из нижнего и верхнего рядов соответственно,  $Z$  — координата произвольной точки пространства. Отсюда комплексная скорость  $v$  в точке  $Z$

$$v_x - iv_y = \frac{d\omega}{dZ} = \frac{G}{2li} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{l} (Z - Z_2). \quad (3)$$

Очевидно, модель полей завихренности и скорости (формулы (2), (3)) имеет ограниченную область применимости: здесь не учитывается, например, расширение дорожки, происходящее при увеличении расстояния от цилиндра; последова-

тельность вихрей бесконечна, а в эксперименте вихри формируются у цилиндра и т. д.

Из (2) и (3) нетрудно получить выражения для компонент скорости  $v_x$  и  $v_y$ :

$$\frac{v_x}{U_0} = 1 - \tilde{G} \left( \frac{\operatorname{sh} 2\pi\alpha(\eta - \eta_1)}{\operatorname{ch} 2\pi\alpha(\eta - \eta_1) - \cos 2\pi\alpha(\zeta - \zeta_1)} - \frac{\operatorname{sh} 2\pi\alpha(\eta - \eta_2)}{\operatorname{ch} 2\pi\alpha(\eta - \eta_2) - \cos 2\pi\alpha(\zeta - \zeta_2)} \right),$$

$$\frac{v_y}{U_0} = \tilde{G} \left( \frac{\sin 2\pi\alpha(\zeta - \zeta_1)}{\operatorname{ch} 2\pi\alpha(\eta - \eta_1) - \cos 2\pi\alpha(\zeta - \zeta_1)} - \frac{\sin 2\pi\alpha(\zeta - \zeta_2)}{\operatorname{ch} 2\pi\alpha(\eta - \eta_2) - \cos 2\pi\alpha(\zeta - \zeta_2)} \right). \quad (4)$$

Здесь компоненты поля скорости отнормированы на скорость набегающего потока  $U_0$  и введены следующие обозначения: безразмерная циркуляция

$$\tilde{G} = \frac{G}{2lU_0}, \quad \alpha = \frac{h}{l}, \quad \eta = \frac{y}{h}, \quad \zeta = \frac{x}{h}, \quad \zeta_1, \eta_1 \text{ и } \zeta_2, \eta_2 \text{ — безразмерные координаты}$$

первого и второго вихря соответственно,  $\zeta, \eta$  — координаты произвольной точки пространства. Как известно, скорость перемещения дорожки Кармана с шахматным расположением вихрей в безразмерных координатах имеет вид

$$v^* = v^0/U_0 = 1 - \tilde{G} \operatorname{th} \pi\alpha. \quad (5)$$

Учитывая скорость сноса дорожки  $v^0$ , нетрудно записать координату текущего вихря:

$$\zeta_1 = \zeta_0 + \tilde{t}, \quad (6)$$

где  $\zeta_0$  — начальная координата вихря,  $\tilde{t}$  — безразмерное время, измеренное в периодах срыва вихрей:

$$\tilde{t} = t f_{\text{St}}, \quad (7)$$

где  $f_{\text{St}} = \frac{u_0(1 - \tilde{G} \operatorname{th} \pi\alpha)}{l}$  — частота Струхалия. При применении формулы (4)

возникают сложности, связанные с тем, что при  $Z = Z_i$  ( $Z_i$  — комплексная координата  $i$ -го вихря) поле скорости обращается в бесконечность. Это связано с заданием поля завихренности вихря в виде  $\delta$ -функции, т. е. с предположением о точечности вихря. Для описания поля скорости внутри вихря используем модель, в которой предполагается, что поле завихренности отдельного вихря имеет вид

$$\Omega = \Omega_0 \frac{\cos\left(\pi \frac{r}{r_0}\right) + 1}{2}, \quad (8)$$

здесь  $r_0$  — характерный радиус вихря,  $\Omega_0$  — некоторая постоянная завихренность, определяемая из граничных условий. Отсюда легко получить безразмерное поле скорости такого вихря  $\tilde{v}_\varphi^{\text{H.B.}}(r)$ :

$$\tilde{v}_\varphi^{\text{H.B.}}(r) = \frac{\tilde{G}}{\alpha \tilde{\pi} r_0^2 \left( \frac{1}{4} - \frac{2}{\pi^2} \right)} \left\{ \frac{\tilde{r}_0^2}{\tilde{r} \pi^2} \cos\left(\pi \frac{\tilde{r}}{\tilde{r}_0}\right) + \frac{\tilde{r}_0}{2\pi} \sin \frac{\pi \tilde{r}}{\tilde{r}_0} + \frac{\tilde{r}}{4} - \frac{\tilde{r}_0^2}{\tilde{r} \pi^2} \right\}, \quad (9)$$

где  $\tilde{r}_0 = r_0/h$  — безразмерный радиус вихря,  $\tilde{r} = r/h$  — безразмерный радиус-вектор произвольной точки,  $\tilde{v}_\varphi^{\text{H.B.}} = v_\varphi/U_0$  — безразмерное собственное поле скорости неточечного вихря. При выводе формулы (9) предполагалось, что поле скорости удовлетворяет граничным условиям

$$v_{\varphi}(0) = 0, v_{\varphi}(r)|_{r=r_0} = \frac{G}{2\pi r_0}. \quad (10)$$

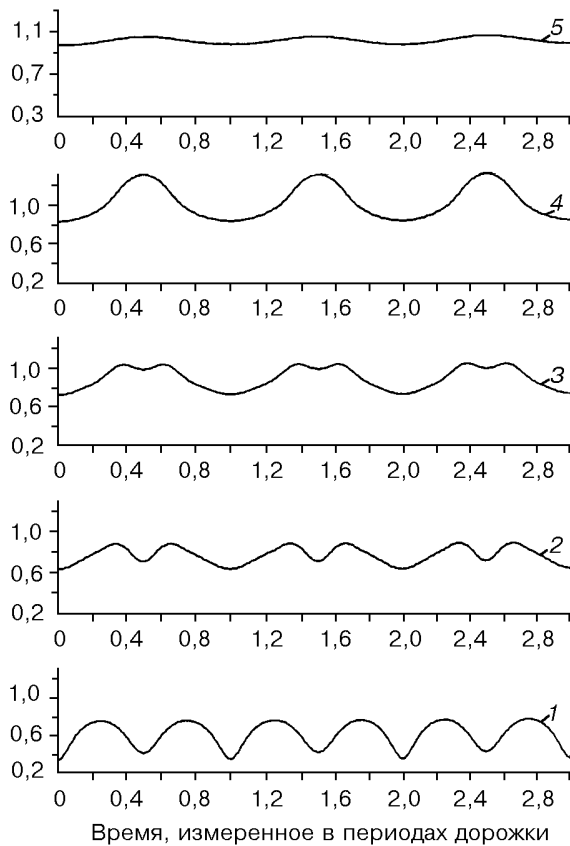
Первое из этих условий следует из того, что радиальная компонента скорости вихря в его центре равна нулю, второе соответствует предположению о том, что поле вне вихря (при  $r \geq r_0$ ) совпадает с полем скорости, создаваемым точечным вихрем. Таким образом, в нашей модели поле внутри каждого из вихрей (при  $r < r_0$ ) есть суперпозиция собственного поля неточечного вихря  $v_{\varphi}^{\text{H.B.}}(r)$  (9), поля, создаваемого дорожкой из точечных вихрей (4), и поля точечного вихря с противоположной циркуляцией  $v_{\varphi}^{\text{T.B.}}(r)$ :

$$v_{\varphi}^{\text{T.B.}}(r) = -\frac{G}{2\pi r}. \quad (11)$$

Для проверки модели был проведен численный эксперимент, в котором моделировался сигнал с датчика скорости, помещенного в дорожку Кармана. Для моделирования этого сигнала использовали формулу Кинга [10], устанавливающую связь сигнала с датчика скорости с ее модулем:

$$U = A_1(T) + B_1 V^{-0,45}. \quad (12)$$

При этом поле скорости описывалось используемой здесь моделью. Результаты компьютерного эксперимента приведены на рис. 6. Здесь показаны зависимости сигнала датчика скорости от времени для различных координат датчика, перемещаемого поперек следа,



для  $Re = 70$ . Верхняя "осциллограмма" соответствует положению датчика вне дорожки (см. рис. 1). Видно, что при приближении датчика к линии, соответствующей ядрам вихрей в ряду  $y/h = 0,9$ , на осциллограмме появляется провал в максимуме скорости. Глубина провала продолжает увеличиваться, и если датчик совпадает с центром дорожки ( $y/h = 1,5$ ), появляется вторая гармоника. Результаты компьютерного эксперимента хорошо согласуются с реальным экспериментом (см. рис. 4). На рис. 7 приведен график зависимости амплитуды пульсаций поля скорости от координаты

Рис. 6. Результаты компьютерного моделирования сигнала датчика скорости в однородном по температуре потоке.

1 - 5 —  $y/h = 1,5; 1,1; 0,9; 0,5$  и  $-0,5$ .



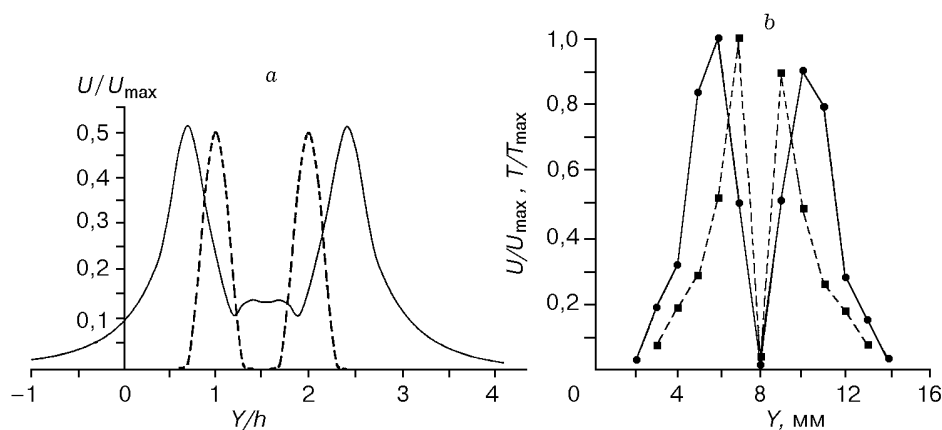


Рис. 7. Зависимость амплитуды пульсаций скорости (сплошная линия) и завихренности (пунктирная линия) от поперечной координаты  $Y$  при численном моделировании (а); зависимость амплитуды пульсаций скорости (сплошная линия) и температуры (пунктирная линия) на удалении  $X = 5d$  при  $Re = 110$  в эксперименте (б).

поперек следа, полученный в численном эксперименте. Здесь же для наглядности показано распределение поля завихренности вихревой дорожки (8) первого и второго рядов, которое мы использовали при построении модели. Видно, что максимум амплитуды пульсаций поля скорости в дорожке находится несколько дальше от середины дорожки, чем сами цепочки вихрей.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные результаты, полученные при различных числах Рейнольдса, показывают, что поля температуры (по крайней мере в окрестности цилиндра) существенно различны в случае образования вихрей непосредственно из пограничного слоя цилиндра и при возникновении их из-за неустойчивости сдвигового течения за цилиндром. Это связано, по-видимому, с тем, что при  $Re = 60$  в следе за нагретым цилиндром возникают абсолютно неустойчивые колебания, для которых существенна неоднородность плотности газа [11] (в следе появляется мода, в которой связаны поля температуры и скорости). При числах  $Re = 110$  в силу того, что вихри образуются непосредственно из пограничного слоя нагретого цилиндра, в их ядрах оказывается газ с высокой температурой. Зависимость амплитуды пульсаций скорости и температуры от поперечной координаты хорошо коррелирует с таким выводом. Как следует из рис. 7, б, максимумы пульсаций температуры находятся ближе к оси вихревой дорожки, чем максимумы пульсаций скорости. Численное моделирование показало, что ядра вихрей (области отличной от нуля завихренности, где концентрируется нагретый газ) также находятся ближе к оси вихревой дорожки, чем максимумы пульсаций скорости (см. рис. 7, а). Следует отметить, что с увеличением расстояния от цилиндра при  $Re = 60$  разность фаз пульсаций скорости и температуры уменьшается и становится близкой к величине, зафиксированной при  $Re = 110$ . Это говорит о том, что в сформировавшихся вихрях поля температуры и скорости достаточно универсальны и не зависят от чисел Рейнольдса.

Весьма интересным для дальнейшего исследования нам представляется вопрос о том, насколько существенны могут быть возникающие в вихрях распределения плотности для динамики самих вихрей и, в частности, при каких условиях во вращающейся неоднородной по плотности жидкости может происходить концентрация завихренности из-за центростремительных сил.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант № 96-02-16834).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Чжен П.** Отрывные течения. — М.: Мир, 1973.
2. **Paranthoen P., Lecoder J.C.** Control of the wake instability at low Reynolds numbers by thermal effect. Bluff-body wakes, dynamics and instabilities. — Göttingen et al.: Springer-Verlag, 1993. — P. 245 – 248.
3. **Езерский А.Б.** Отрывное течение за нагретым цилиндром при малых числах Маха // Прикладная механика и техническая физика. — 1990. — № 5. — С. 56 – 62.
4. **Lecorder J.C., Hamma C., Paranthoen P.** The control of vortex shedding behind heated circular cylinders at low Reynolds numbers // Experiments in Fluids. — 1991. — No. 10. — P. 224 – 229.
5. **Езерский А.Б., Гариб М., Хаммаши М.** Пространственно-временная структура следа за нагретым цилиндром // Прикладная механика и техническая физика. — 1994. — № 1. — С. 74 – 83.
6. **Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В.** Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. — Л.: ОГИЗ (Государственное издательство технико-теоретической литературы), 1948.
7. **Езерский А.Б., Зобнин А.Б., Соустов П.Л.** Дистанционная акустическая диагностика следа за нагретым цилиндром // Изв. вузов. Радиофизика. — 1995. — Т. XXXVIII, № 8. — С. 832 – 839.
8. **Ezersky A.B., Ermoshin D.A.** The instability of density stratified vortices // Eur. J. Mech. B/Fluid. — 1995. — Vol. 14, No. 5. — P. 617 – 628.
9. **Chen Y.N.** Jahre der Forschung über die Karmanchen Winbel-strassen: Ein Rückblick Schweiz // Bunzeitung. — 1973. — Bd 91, No. 44. — P. 1079 – 1096.
10. **Брэдшоу П.** Введение в турбулентность и ее измерение. — М.: Мир, 1974.
11. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Гидродинамика. — М.: Наука, 1986.

*Статья поступила в редакцию 4 сентября 1997 г.,  
в доработанном виде — 29 мая 1998 г.*