



ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ДЕФЕКТЫ В ДОРОЖКЕ КАРМАНА ЗА НАГРЕТЫМ ЦИЛИНДРОМ

А.Б. Езерский, П.Парантуан

Экспериментально обнаружено, что нагрев цилиндра, обтекаемого потоком воздуха, вызывает возникновение фазовой и амплитудной модуляции в ламинарной дорожке Кармана за круглым цилиндром. Показано, что увеличение фазовой модуляции вниз по потоку приводит к появлению топологических дефектов в вихревой дорожке. Исследованы статистические свойства таких дефектов.

Введение

Если в бесконечно протяженной роликовой структуре в одной из полуплоскостей на один пространственный период больше, чем в другой, то говорят, что в такой системе существует топологический дефект. Такой дефект - нарушение совершенного порядка - является двумерным аналогом краевой дислокации кристаллических решеток, которая была постулирована Бюргерсом в 20-х годах прошлого века для объяснения пластической деформации твердых тел. В твердых телах, в отличие от структур, роль дополнительного периода играет слой атомов.

Динамика топологических дефектов в пространственно-периодических структурах, возникающих при термоконвекции [1,2], параметрическом возбуждении волн [3], в системах с двойной диффузией [4], в лазерных пучках [5] и т.д., интенсивно исследуется как экспериментально, так и теоретически. Выяснено, что топологические дефекты ответственны за отбор волновых чисел структур, возникающих в неравновесных системах; их можно рассматривать как элементарные частицы, взаимодействие которых приводит к возникновению связанных состояний типа пента-гептадефектов, доменных стенок и т.д., ансамбль взаимодействующих дефектов может быть образом пространственно-временного хаоса (см. [6] и цитируемую там литературу). Исследование топологических дефектов проводилось, в основном, для структур, возникающих в неравновесных системах, которые обладают азимутальной симметрией (слой жидкости, равномерно подогреваемый снизу [1], жидкий кристалл, находящийся в осциллирующем по времени электрическом поле, амплитуда которого однородна в пространстве [7] и т.д.). Между тем, впервые дефекты как нарушения порядка в периодических структурах были описаны для потоковой системы - вихревой

дорожки Кармана за круглым цилиндром - в работе Блур [8]. Переход от регулярной вихревой дорожки к турбулентной при числах Рейнольдса $160 < Re < 260$ ($Re = Ud/\nu$, U - скорость потока, d - диаметр цилиндра, ν - кинематическая вязкость газа) описывался как процесс возникновения дефектов. В дальнейшем структура отдельного дефекта, искусственно создаваемого в дорожке, исследовалась в работах [9] при $Re = 140$. При таких числах Рейнольдса вихревая дорожка устойчива и самопроизвольно дефекты не возникают. Поэтому в [9] дефекты образовались за счет того, что обтекаемый потоком цилиндр имел кольцевое утолщение.

В данной работе мы проводим исследование нарушений порядка в вихревой дорожке при числах Рейнольдса порядка 60. При этом в однородном по температуре потоке срыв вихрей происходит регулярно, а образующаяся вихревая структура обладает большим запасом устойчивости и дефекты не возникают. Если обтекаемый потоком цилиндр нагревать, то характеристики дорожки меняются. Как показано в [10, 11], нагрев может приводить к изменению частоты следования вихрей. Кроме этого может возникать изгибная неустойчивость вихрей, приводящая, как мы покажем в данной работе, к нарушениям порядка в периодической структуре дорожки в виде топологических дефектов. Если изменение частоты срыва вихрей под действием нагрева исследовано достаточно подробно [10-14], то изучение эффектов, которые возникают в результате возбуждения изгибных колебаний вихрей и увеличения амплитуды этих колебаний вниз по потоку, не проводилось. Именно такая задача изучается в данной работе.

1. Экспериментальные установки и аппаратура

Эксперименты были выполнены в воздушном потоке на двух экспериментальных установках. Первая серия экспериментов была проведена в аэродинамической трубе закрытого типа. Нагретый цилиндр помещался в рабочую часть трубы с поперечным сечением 1.00×0.8 м×м. Во второй серии экспериментов цилиндр помещался в потенциальное ядро воздушной струи, имевшей поперечное сечение 0.15×0.015 м×м. Турбулентные пульсации скорости потока в аэродинамической трубе и в потенциальном ядре струи составляли приблизительно 0.5 % от скорости потока U . Средняя скорость потока в трубе была фиксирована $U = 3.90$ м/с, а скорость истечения струи можно было менять в диапазоне 0...6 м/с. Цилиндр представлял собой нихромовую проволоку диаметром $d = 0.025$ см. В

обоих случаях проволока была натянута горизонтально. Натяжение проволоки $|F| = 10 \dots 15$ Н. В аэродинамической трубе длина проволоки L составляла $L = 0.97$ м, а для струи $L = 0.14$ м. Для нагрева использовался постоянный электрический ток. Чтобы устранить изменение натяжения проволоки вследствие температурного расширения, использовался блок, как показано на рис. 1.

Специально сконструированный высокочувствительный мост [15] использовался для изучения температурных пульсаций в следе за цилиндром. В отсутствие нагрева измерения пульсаций скорости проводились стандартной термоанемометрической аппаратурой фир-

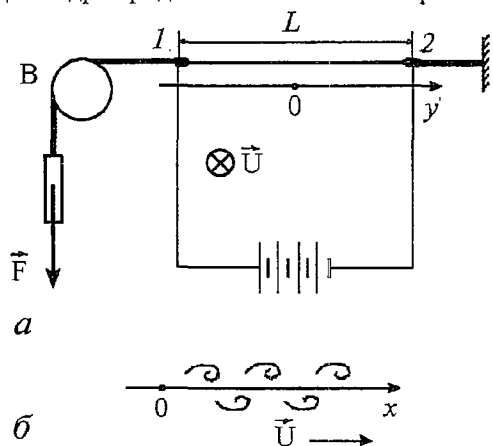


Рис. 1. Схема эксперимента. а - вид вдоль потока, б - вид поперек потока. Обтекаемый потоком цилиндр располагается в точке $x = 0$

мы DISA. Для датчиков скорости и для датчиков температуры использовалась проволока (сплав платины и иридия) диаметром 1.2 мкм. Подчеркнем, что с помощью используемой в эксперименте аппаратуры нельзя было корректно проводить одновременное измерение пульсаций температуры и пульсаций скорости. Датчик термоанемометра фиксировал бы «смесь», вызванную воздействием на нагретую проволочку полей скорости и температуры.

Обработка данных проводилась с помощью двухканального анализатора спектра FFT 1201, который позволял получать корреляционные функции двух сигналов, их спектры и взаимные спектры в реальном времени. Кроме этого, использовался аналого-цифровой преобразователь сигналов, VUKO MC-CP, соединенный с PC Macintosh II, который позволял записывать сигнал в память компьютера для последующей обработки.

2. Результаты экспериментов

Увеличение температуры обтекаемого цилиндра, как это уже было продемонстрировано ранее [10, 11], приводило к уменьшению частоты следования вихрей f и, в конечном итоге, к подавлению образования вихревой дорожки Кармана. То же самое наблюдается, если уменьшать число Рейнольдса: безразмерная частота срыва вихрей - число Струхала $Sh=fd/U$ уменьшается. В эксперименте для этого можно, например, уменьшать скорость набегающего потока. Для того чтобы характеризовать воздействие температуры на срыв вихрей, было введено так называемое эффективное число Рейнольдса [10, 11]. Так как кинематическая вязкость газа возрастает с увеличением температуры, то нагрев среды на ΔT должен приводить к уменьшению числа Рейнольдса $Re=Re(v(\Delta T))$. В эксперименте нагревался только пограничный слой цилиндра, поэтому воздействие нагрева было меньше, чем при нагреве всего газа $Re_{eff}=Re(v(\Delta T_{eff}))$, $\Delta T_{eff} = \eta\Delta T$, $\eta=0.22...0.26$. Введение эффективного числа Рейнольдса фактически предполагает, что никаких качественных изменений вихревая дорожка не претерпевает. Это, однако, наблюдается лишь при малых температурах нагрева цилиндра. Для демонстрации этого утверждения мы представили на рис. 2 спектры пульсаций скорости и температуры для различных чисел Рейнольдса и мощностей нагрева. Для выявления отличий мы нормировали спектры пульсаций так, чтобы пики на частоте Струхала имели одинаковую высоту. Эффективное число Рейнольдса для случая нагретого цилиндра было рассчитано по результатам работ [10, 11]. Сравнивая спектры, приведенные на рис. 2, можно заключить, что ширина спектра пульсаций температуры (нижний ряд) увеличивается с мощностью нагрева - уменьшением эффективного числа Рейнольдса, а спектр пульсаций скорости в отсутствие нагрева (верхний ряд) имеет приблизительно одинаковую ширину при уменьшении числа Рейнольдса вплоть до подавления вихреобразования. В определенном интервале мощностей нагрева спектр пульсаций температуры существенно несимметричен относительно частоты, соответствующей максимальной спектральной мощности. Отметим, что при мощностях нагрева, несколько меньших, чем те, которые соответствуют подавлению вихревой дорожки, спектр пульсаций температуры симметричен. Чтобы понять причины, по которым происходит изменение формы спектральной линии, мы провели детальный анализ временных рядов пульсаций температуры. Для этого мы выделили амплитуду и фазу сигнала при помощи преобразования Гильберта. Сигнал (рис. 3) с датчика температуры может быть представлен как сумма

$$T(t) - T_0 = T_{if}(t) + (A(t)\exp[i(\Omega t + \Phi(t))] + c.c.) + h.o.h.,$$

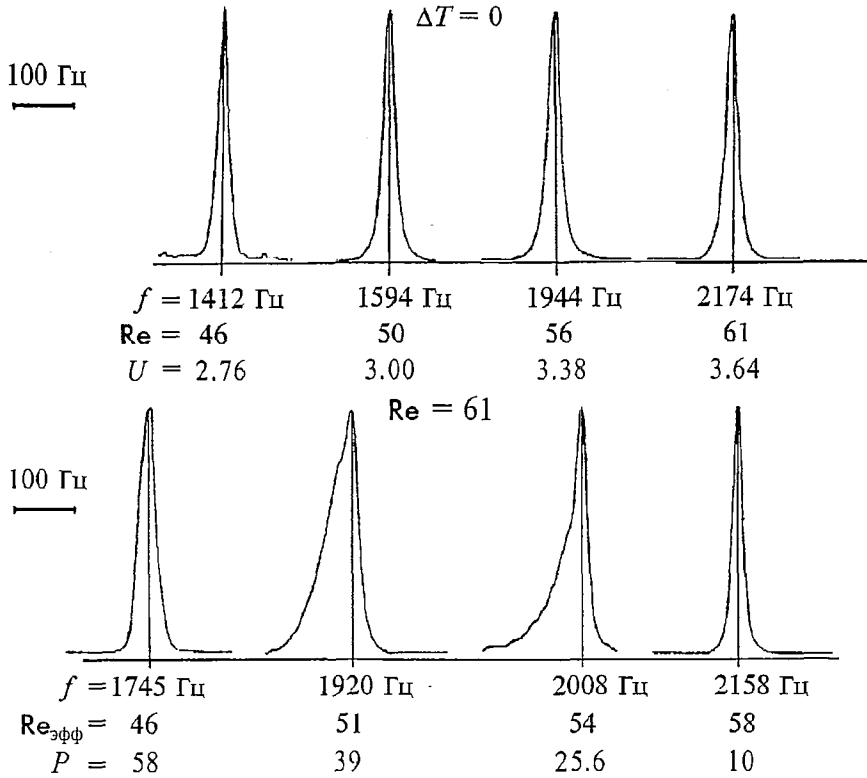


Рис. 2. Изменение спектра пульсаций скорости в отсутствие нагрева - верхний ряд ($P=0, x/d=20$) при уменьшении скорости потока $U, \text{ м/с}$; подавление образования вихревой дорожки происходит при $U=2.73 \text{ м/с}$. Изменение спектра температурных пульсаций - нижний ряд (скорость потока $U=3.64 \text{ м/с}, x/d=20$) при увеличении мощности нагрева $P, \text{ Вт/м}$; подавление образования вихревой дорожки происходит при $P=63 \text{ Вт/м}$

где $T_{lf}(t)$ - низкочастотные пульсации температуры; T_0 - опорный уровень, который не определялся в эксперименте; $h.o.h.$ - гармоники, кратные частоте срыва вихрей - частоте Струхала. После фильтрации низкочастотных и высокочастотных компонент рассчитывалось преобразование Гильберта $b(t)$ от $a(t)=T(t)-T_0-(T_{lf}(t)+h.o.h.)$

$$b(t) = 1/\pi \int [a(\tau)/(t-\tau)]d\tau$$

и выделялась амплитуда $A(t)$ и фаза сигнала $\Phi(t)$

$$A(t) = [a^2(t) + b^2(t)]^{1/2}, \quad \Omega t + \Phi(t) = \arg(a(t)/b(t)).$$

Результаты вычисления амплитуды и фазы для различной мощности нагрева представлены на рис. 4. Временной интервал на этом рисунке соответствует времени приблизительно в 10^4 периодов следования вихрей. Плавные изменения фазы сигнала, которые наблюдаются во всех случаях, обусловлены случайным изменением средней скорости потока. Это медленный процесс с характерной частотой $3...5 \text{ Гц}$ (рис. 4, а). При увеличении мощности нагрева возникает амплитудная и фазовая модуляция с характерным временем, существенно меньшим, чем время изменения среднего течения (рис. 4, б, в). Подчеркнем, что амплитудная модуляция представляет собой импульсы затемнения, которые характеризуются тем, что на некотором временном интервале амплитуда уменьшается до нуля. Фазовая модуляция - уменьшение фазы сигнала на масштабе импульсов затемнения. Медленное изменение фазы может приводить и к ее

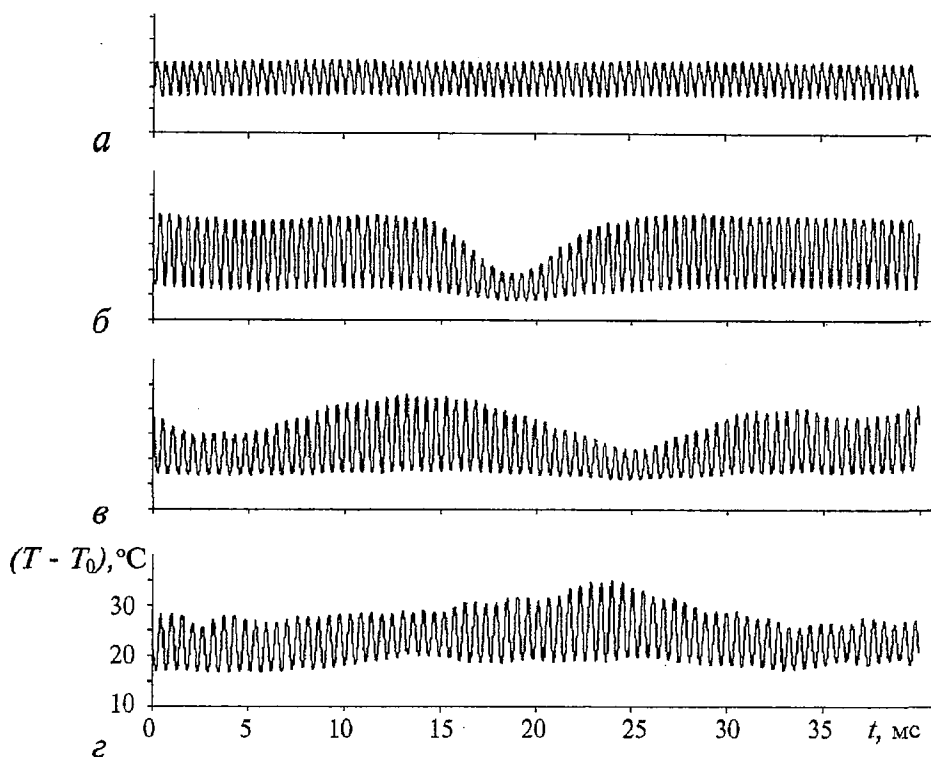


Рис. 3. Временные ряды температурных пульсаций при $U=3.90$ м/с, $x/d=20$ для P , Вт/м: а - 38; б - 57; в - 67; г - 80

увеличению и к уменьшению, тогда как на масштабе импульса затемнения фаза уменьшается. Для больших мощностей нагрева такая фазовая модуляция подавлялась и наблюдалась только амплитудная модуляция пульсаций температуры (рис.4, г). Мы подробно изучили характеристики импульсов затемнения, в которых индекс модуляции составлял порядка 100 % (рис.5, а). Фаза и амплитуда огибающей такого импульса показана на рис. 5, б, в. Импульс затемнения сопровождается низкочастотными полем, показанным на рис. 5, г. Изменение фазы на временном интервале, соответствующем длительности импульса, зависит от индекса модуляции (рис. 6). Для случая большой амплитудной модуляции, когда амплитуда пульсаций температуры внутри импульса близка к нулю, изменение фазы близко к 2π . Дисперсия фазового сдвига обусловлена, по-видимому, воздействием пульсаций скорости потока. Приблизительно один период теряется в каждом импульсе, если модуляция достаточно большая, и чем меньше модуляция, тем меньше изменение фазы.

Представленные здесь форма сигнала пульсаций температуры и зависимость сдвига фазы от индекса модуляции наблюдались в том случае, если амплитуда основной гармоники, соответствующей частоте схода вихрей, была больше, чем амплитуда кратных ей гармоник (второй, третьей и т.д.). Такое соотношение между амплитудами гармоник имело место, когда датчики помещались на удалении от оси вихревой дорожки, например в области, соответствующей ядрам вихрей. В окрестности оси вихревой дорожки, где амплитуда всех нечетных гармоник близка к нулю, сигнал в режиме амплитудной и фазовой модуляции имел более сложный вид и детально не исследовался. Для выяснения пространственной структуры импульсов затемнения были проделаны измерения двумя датчиками температуры. С помощью двух датчиков, разнесенных на $\Delta y=4$ мм вдоль оси цилиндра, мы установили, что в условиях эксперимента оси вихрей в дорожке почти параллельны оси обтекаемого цилиндра. При этих измерениях сигналы с датчиков

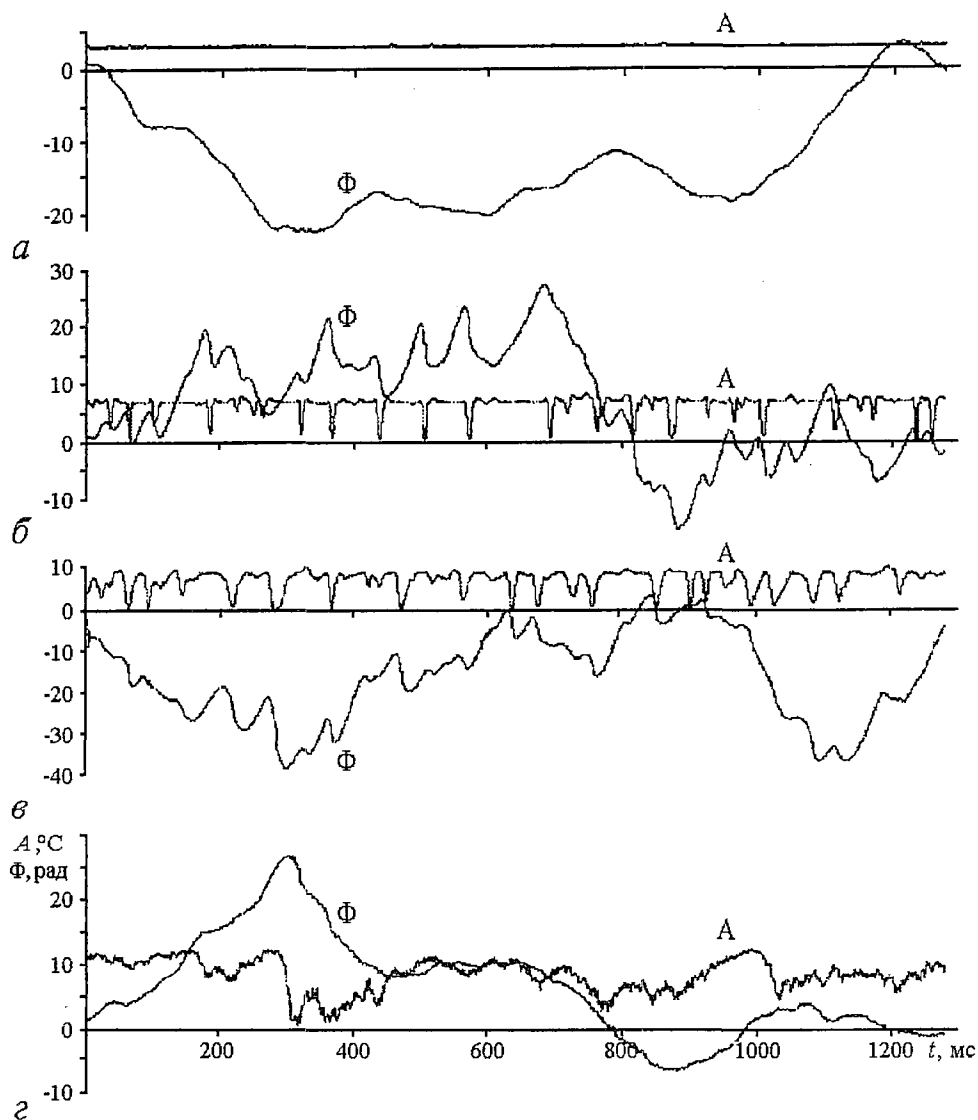


Рис. 4. Фазовые и амплитудные функции температурных пульсаций при $U=3.90$ м/с, $x/d=20$ для P , Вт/м: а - 38; б - 57; в - 67; г - 80

подавались на двухканальный анализатор спектра и определялся взаимный спектр колебаний. По фазе взаимного спектра ϕ_{mut} рассчитывался угол наклона вихрей γ , $\gamma = \text{arctg}(\phi_{mut} \lambda / \Delta y)$. Измерения показали, что максимальный наклон вихрей при мощности нагрева $P=20..40$ Вт/м составляет $\gamma=2..3$ градуса. При меньших мощностях $P=0.5..2.5$ Вт/м наклон осей вихрей может быть больше, γ порядка 5 градусов. Анализ огибающих сигналов с этих датчиков показал, что в вихрях, оси которых параллельны обтекаемому цилиндру, корреляция в появлении импульсов затемнения отсутствует - они возникают случайным образом в различных точках, разнесенных вдоль оси цилиндра.

Если датчики температуры были разнесены на некоторое расстояние в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, то можно было определить как проявляются импульсы затемнения в разных рядах вихрей, формирующих дорожку. Мы анализировали сигналы от двух датчиков, установленных на одинаковом удалении от оси дорожки ($\Delta h=0.5$ мм= $2d$). Было обнаружено, что импульсы затемнения наблюдаются синхронно в обоих рядах вихрей и в обоих случаях низкочастотная составляющая импульса соответствовала уменьшению

температуры. Измерения взаимного спектра показали, что температурные пульсации в разных рядах находятся в противофазе, что совпадает с результатами предыдущих работ (см. [16]).

Была изучена эволюция амплитудной и фазовой модуляции вдоль потока. На малых расстояниях ($x=8d$) наблюдалась только фазовая модуляция (рис. 7). На больших расстояниях от цилиндра ($x=12d$, $x=20d$), появлялась и амплитудная модуляция, а сигнал становился нерегулярным. Следует подчеркнуть, что в отсутствие нагрева ширина спектрального пика пульсаций скорости на расстоянии $x=20d$ была достаточно узкой (см. рис. 2, верхний ряд), и не наблюдалось ни амплитудной, ни фазовой модуляции. На больших расстояниях от цилиндра, где модуляция достаточно развита, можно ввести количественное описание импульсов затемнения. Простейшая характеристика - это количество импульсов, фиксируемое датчиком в единицу времени. Пример такой характеристики представлен на рис. 8. Используя временные ряды, содержащие порядка 10^4 периодов вихревой дорожки, мы подсчитывали усредненное количество импульсов затемнения в 20-секундном интервале. При подсчетах мы принимали во внимание только импульсы с амплитудой, большей $1/2$ максимальной амплитуды, наблюдавшейся в течение интервала, по которому проводилось усреднение. Как видно из рисунка, число импульсов возрастает достаточно быстро при $P > P_1$. При мощности нагрева $P > P_2$ невозможно разделить огибающую сигнала на отдельные импульсы. Импульсы сливаются из-за того, что увеличивается их количество и

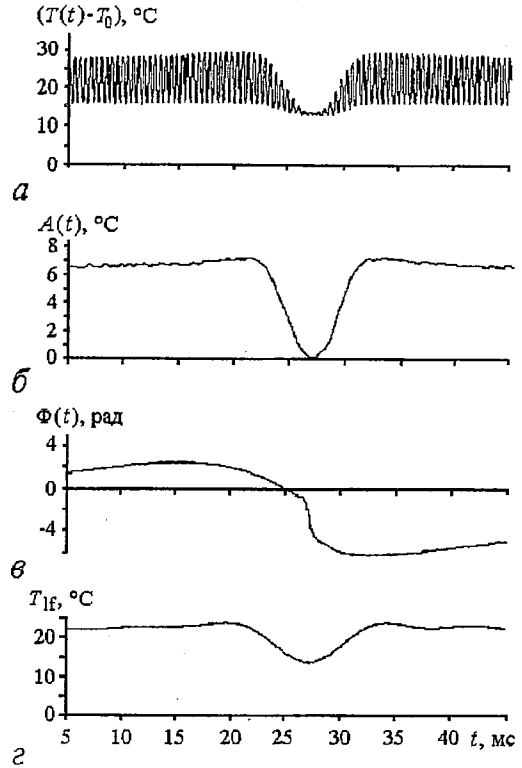


Рис. 5. Уединенный импульс затемнения температурных пульсаций при $U=3.90$ м/с, $x/d=20$ и $P=57$ Вт/м (а); его амплитуда $A(t)$ (б); фаза $\Phi(t)$ (в); и низкочастотная компонента T_{lf} (г)

Используя временные ряды, содержащие порядка 10^4 периодов вихревой дорожки, мы подсчитывали усредненное количество импульсов затемнения в 20-секундном интервале. При подсчетах мы принимали во внимание только импульсы с амплитудой, большей $1/2$ максимальной амплитуды, наблюдавшейся в течение интервала, по которому проводилось усреднение. Как видно из рисунка, число импульсов возрастает достаточно быстро при $P > P_1$. При мощности нагрева $P > P_2$ невозможно разделить огибающую сигнала на отдельные импульсы. Импульсы сливаются из-за того, что увеличивается их количество и

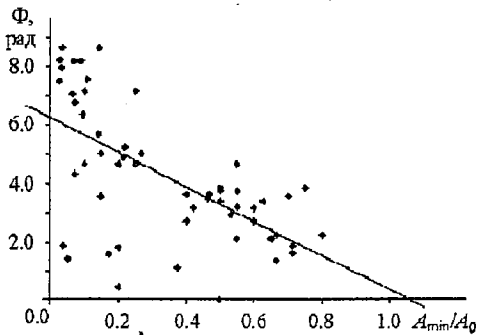


Рис. 6. Зависимость сдвига фазы на импульсе затемнения от его амплитуды и наилучшая линейная аппроксимация этой зависимости при $x=20d$, $U=3.64$ м/с и $P=62$ Вт/м. A_{\min} - минимальная амплитуда температурных пульсаций в импульсе затемнения, A_0 - амплитуда температурных пульсаций

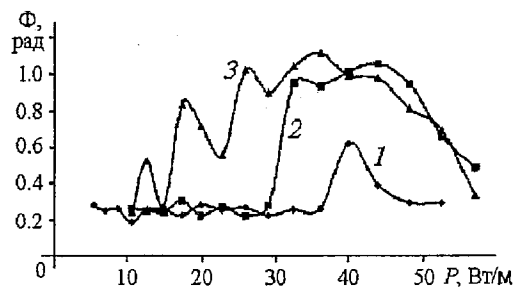


Рис. 7. Зависимость среднеквадратичных пульсаций фазы от мощности нагрева для $x/d = 8, 12$ и 20 при $U=3.64$ м/с

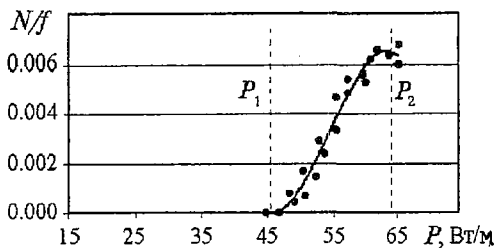


Рис. 8. Зависимость средней частоты появления импульсов затемнения N от мощности нагрева P при $x=25d$, $U=3.90$ м/с. N нормировано на частоту Струхаля f

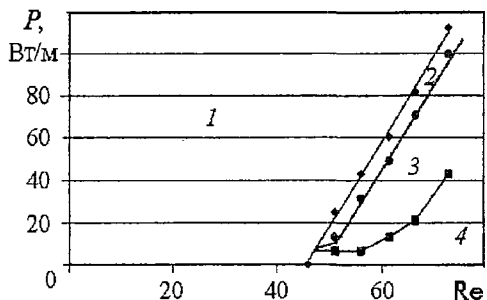


Рис. 9. Разбиение плоскости (Re, P) на области с существенно различным поведением модуляции в дорожке Кармана при $x/d=20$: 1 - стационарный след; 2 - дорожка с амплитудной модуляцией; 3 - дорожка с амплитудной и фазовой модуляцией; 4 - регулярная дорожка без модуляции

увеличивается их длительность. Отметим, что фазовая модуляция наблюдается в том случае, когда превышен некоторый порог по мощности нагрева; она подавляется при большем нагреве. Для $P \sim P_2$ некоторые из импульсов затемнения не имеют фазовой модуляции. По мере приближения мощности нагрева к той, которая соответствует подавлению вихреобразования, фазовая модуляция уменьшается и непосредственно перед переходом к стационарному режиму обтекания существует только амплитудная модуляция.

Разбиение плоскости параметров (Re, P) на области существования модуляции различного типа показано на рис. 9. Так как модуляция развивается вниз по потоку, точное положение границ между областями с амплитудной и фазовой модуляцией зависит от того, на каком расстоянии от цилиндра проводятся измерения. Представленное на рисунке разбиение плоскости параметров (Re, P) получено на расстоянии $x=20d$. Возникновение фазовой модуляции, ее развитие вниз по потоку и формирование импульсов затемнения было обнаружено в экспериментах, проведенных как в струе, так и в аэродинамической трубе, где длина нагретого цилиндра была существенно больше. Обнаруженное нами различие в режимах состояло в том, что в аэродинамической трубе при определенных условиях можно было наблюдать возбуждение изгибных колебаний цилиндра. Характеристики изгибных колебаний существенно зависели от натяжения $|F|$ (см. рис. 1) и скорости потока $|U|$. В спектре пульсаций температуры изгибные колебания регистрировались как острые пики на частотах, кратных основной гармонике изгибных колебаний струны длиной L . Эти колебания можно было подавить, изменяя, например, натяжение $|F|$. Детальный анализ взаимодействия изгибных колебаний с вихревой дорожкой в отсутствие нагрева цилиндра был проведен в [17]. Как показали наши измерения характеристик пульсаций температуры за нагретыми цилиндрами, помещенными в струю и в аэродинамическую трубу, возбуждение изгибных колебаний практически не оказывало влияния на генерацию импульсов затемнения. Между тем, количественные измерения характеристик импульсов затемнения проводились в случае, когда подстройкой натяжения $|F|$ мы добивались подавления изгибных колебаний.

3. Обсуждение результатов

Режимы фазовой и амплитудной модуляции обнаружены в эксперименте при большом нагреве цилиндра и, следовательно, при большой температуре газа, переносимого вихрями. Как можно интерпретировать возникновение модуляции и

импульсов затемнения? В данной работе исследовались лишь временные ряды и не проводилась визуализация структуры течения, поэтому мы имеем лишь косвенные данные о том, что происходит с вихрями. Визуализация вихревой дорожки за нагретым цилиндром при тех же числах Рейнольдса и мощностях нагрева, что и в данной работе, была проведена в [18], где регистрировались также спектры пульсаций в следе, однако детальный анализ временных рядов не проводился. Режиму модуляции вихревой дорожки, как показано в [18], соответствовало возникновение изгибных колебаний вихрей (рис. 10, а). При достаточно большой амплитуде изгибных колебаний возникали области с нарушениями порядка. Схематически такая область вихревой дорожки представлена на рис. 10, б. Очевидно, что поля температуры и концентрации частиц дыма (см. рис. 10, а), которые переносятся вихрями, в определенном смысле подобны, то есть обладают одинаковыми топологическими особенностями. Вообще говоря, расчет движения примеси в вихревой дорожке является достаточно сложной задачей. Использование в расчетах простейшей модели (см., например [16]) показало, что наиболее нагретый газ в следе за цилиндром концентрируется в ядрах вихрей. Принимая во внимание этот факт, мы можем восстановить структуру вихревой дорожки по реализациям температуры. Понятно, что такое восстановление касается лишь топологических свойств дорожки, целиком поле вихревой дорожки восстановить нельзя.

Мы ограничимся обсуждением импульсов затемнения, в которых теряется один период. Для того чтобы получить такое поле, поместим в периодическую двумерную роликовую структуру два топологических дефекта разного знака. Если

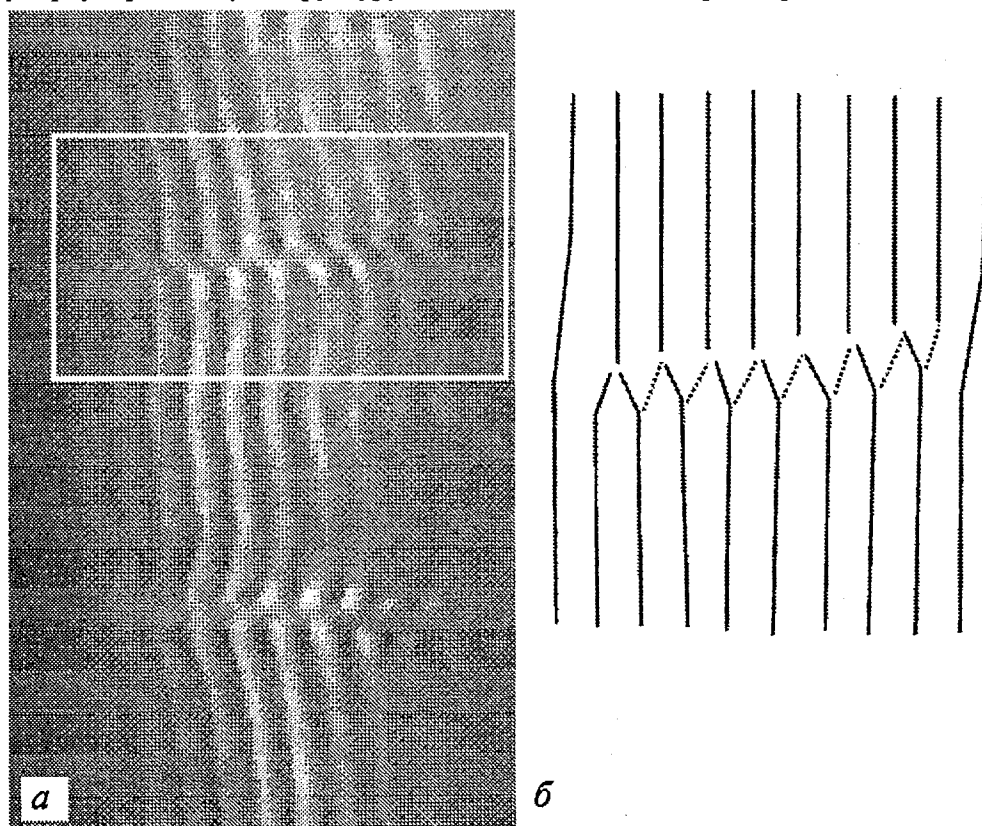


Рис. 10. Дымовая визуализация дорожки Кармана позади нагретого цилиндра при $Re=61.5, P=41$ Вт/м, $x/d=50$ и разности температур между цилиндром и набегающим потоком $\Delta T \sim 150$ °С (взято из [18]); схематическое изображение распределения дыма при визуализации дорожки (область внутри белого прямоугольника на рис. а)

в периодической структуре есть топологический дефект, то поле параметра порядка, в данном случае поле температуры, может быть представлено в виде:

$$T = A(x-x_0, y-y_0) \sin(kx + \Phi(x-x_0, y-y_0)),$$

где k - это волновой вектор пространственно-периодической структуры; A и Φ - амплитудная и фазовая функции; (x_0, y_0) - точки, где располагается дефект. Функции A и Φ могут быть представлены как $A = \tanh[x^2 + (\alpha y)^2]^{1/2}$ и $\Phi = \text{arctg}(x/(\alpha y))$ (α - коэффициент, отражающий тот факт, что направления вдоль и поперек потока не эквивалентны). Эти функции удовлетворяют условиям: $A(0,0)=0$, и $\oint \nabla \Phi dl = 2\pi$, если интегрирование охватывает точку $(0,0)$. В такой структуре количество пространственных периодов в верхней $y > 0$ и нижней $y < 0$ полуплоскостях отличается на 1. Очевидно, что изменение фазы сигнала, регистрируемое неподвижным датчиком, расположенным в точке $y=0$, в случае, если периодическая структура с топологическим дефектом, расположенным в точке $y=0$, сносится потоком, будет π , а не 2π , как в эксперименте. Для того чтобы получить изменение фазы в 2π , поместим в периодическую структуру два топологических дефекта с противоположными зарядами. Чтобы смоделировать такое поле, необходимо перемножить амплитудные поля дефектов и сложить фазовые поля. Тогда поле параметра порядка можно записать в виде:

$$T = A(x-x_1, y-y_1)A(x-x_2, y-y_2) \sin(kx + \Phi(x-x_1, y-y_1) - \Phi(x-x_2, y-y_2)).$$

Здесь $(x_{1,2}, y_{1,2})$ - координаты точек, где располагаются дефекты. Поле параметра T показано на рис. 11. Положение дефектов ясно видно на вставке 3, где представлено отконтрастированное изображение внутри области, ограниченной белым прямоугольником. Представим, что вся структура движется слева направо и мы регистрируем температурные пульсации. Тогда, если датчик находится в точке (2), то он регистрирует гармонику постоянной амплитуды (см. соответствующую вставку (2-2)). Если датчик помещен в точку (1), то регистрируется импульс затемнения, а фаза сигнала уменьшается на 2π , потому что один пространственный период в области, расположенной между топологическими зарядами, утерян (см. рис. 11 и вставки (1-1) и (2-2)). Амплитуда импульса затемнения и изменение фазы зависят от расположения датчика. Наша модель предсказывает, что в случае, когда датчик располагается на линии между топологическими зарядами $y_1 < y < y_2$,

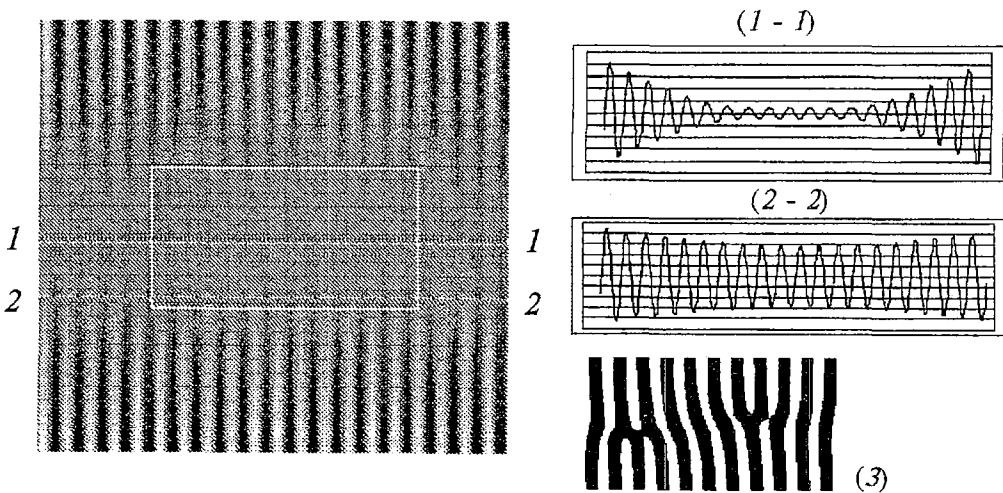


Рис. 11. Поле параметра порядка, соответствующее двум дефектам, помещенным в периодическую структуру

фазовый сдвиг близок к (-2π) . Изменяя расстояние между топологическими зарядами, можно существенно изменить амплитудную и фазовую модуляцию. Если, например, заряды расположены в одной точке, $x_1=x_2$, $y_1=y_2$, есть только амплитудная модуляция, а фазовая модуляция отсутствует. По-видимому, такое изменение структуры соответствует переходу от режима генерации импульсов затемнения при $P_1 < P < P_2$ к режиму амплитудной модуляции при $P > P_2$, когда количество и длительность импульсов увеличивается (см. рис. 4).

Наши эксперименты показали, что дефекты могут возникать в результате развития неустойчивости вихрей, переносящих тепло. Каков механизм возникновения такой неустойчивости?

Согласно нашим оценкам, максимальная разница температур цилиндра T_c и набегающего потока T_f была $(T_c - T_f)_{\max} = T_m = 250$ °С. Для такой разницы температур отношение вкладов эффектов, связанных с воздействием сил плавучести и инерционных сил (число Ричардсона Ri), составляет

$$Ri = \beta g d T_m / U^2 \sim 10^{-4}.$$

Здесь β - температурный коэффициент расширения воздуха, g - ускорение свободного падения. Малая величина числа Ричардсона означает, что можно пренебречь воздействием сил плавучести, то есть, по-видимому, в возникновении модуляции дорожки важную роль играют инерционные силы, связанные с вращением стратифицированного по температуре и, следовательно, по плотности газа.

Теоретическому исследованию динамики вихрей в следе за нагретым цилиндром в настоящее время уделяется мало внимания. Проведено, тем не менее, теоретическое изучение неустойчивости уединенного вихря с ядром, имеющим меньшую плотность, чем периферия. Расчет показал [19], что такой вихрь в определенном диапазоне разности плотностей неустойчив относительно возбуждения изгибных колебаний. Такие колебания можно сопоставить с модами, наблюдающимися в дорожке при определенной мощности нагрева цилиндра. Увеличение амплитуды моды, нарастающей вниз по течению, проявляется в виде амплитудной и фазовой модуляции и может приводить к формированию дефектов.

Заключение

В данной работе мы показали, что нагрев обтекаемого потоком воздуха цилиндра при $45 < Re < 65$ вызывает амплитудную и фазовую модуляции в вихревой дорожке, которые нарастают вниз по течению и приводят к формированию импульсов затемнения. Мы представили теоретическую модель, которая описывает импульсы затемнения как композицию двух топологических дефектов с противоположными зарядами, помещенными в пространственно-периодическую структуру. Очевидно, что развитие модуляции вихрей, связанной с их температурной стратификацией, разрушает так называемую глобальную модуль [20], возникающую в результате абсолютной неустойчивости и ответственную за формирование пространственно-периодического следа за цилиндром при небольших надкритичностях.

Подчеркнем, что воздействие нагрева проявляется, в первую очередь, в изменении частоты следования вихрей и подавлении вихреобразования. Эти эффекты могут быть описаны с помощью эффективного числа Рейнольдса [10, 11]. Однако при определенной мощности нагрева возникает новый тип мод, связанный с температурной стратификацией вихрей. Динамика этих мод и возникновение дефектов уже не могут быть описаны в рамках эффективного числа Рейнольдса.

Отметим, что зависимость среднего количества дефектов от мощности нагрева имеет много общего с зависимостями числа дефектов от надкритичности, полученными для гексагональных структур, возникающих при термокапиллярной конвекции [21], и для тетрагональных структур при параметрическом возбуждении капиллярных волн на поверхности осциллирующего слоя жидкости [22]. При малых надкритичностях число дефектов нарастает, а затем, при увеличении надкритичности, происходит ограничение скорости роста. По-видимому, на стадии, когда периодическая структура уже сформировалась, процессы в системе определяются динамикой отдельных ячеек или вихрей, а не динамикой линейных мод, неустойчивость которых привела к возникновению структуры. Поэтому число дефектов в совершенно различных по физической природе пространственно-периодических структурах одинаковым образом зависит от надкритичности.

Авторы благодарны Ж.-К. Лекордиеру за обсуждение результатов и помощь в экспериментах и Я. Малькову за помощь при написании программ по обработке результатов с использованием преобразования Гильберта. А.Б.Езерский благодарен CNRS за предоставленную возможность исследовать динамику вихрей в лаборатории CORIA-UMR 6614.

Библиографический список

1. *Whitehead J.A.* Dislocations in convection and onset of chaos // *Phys. Fluids*. 1983. Vol. 26, № 10. P. 2899.
2. *Rabinovich M.I., Tsimring L.S.* Dynamics of dislocations in hexagonal patterns // *Phys. Rev. E*. 1994. Vol. 49, № 1, R35.
3. *Ezersky A.B., Kiyashko S.V., Nazarovskiy A.V.* Bound states of topological defects in parametrically excited capillary ripples // *Physica D*. 2001. Vol. 152-153. P. 310.
4. *La Porta A., Surko C.M.* Phase defects as a measure of disorder in travelling wave convection // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77. P. 2678.
5. *Weiss O., Tamm Chr., Staliunas K.* Dislocations in laser fields // *Springer proceedings in Physics*, Vol. 69. Evolution of dynamical structures in complex systems / Ed R.Friedrich, A.Wanderlin. Springer - Verlag Berlin, Heidelberg, 1992.
6. *Cross M.C., Hohenberg P.C.* Pattern formation outside of equilibrium // *Review of Modern Physics*. 1993. Vol. 65. P. 854 .
7. *Rasent S., Steinberg V., Rehberg I.* Experimental studies of defect dynamics and interaction in electrohydrodynamic convection // *Phys. Rev. A*. 1990. Vol. 42. P. 5998.
8. *Bloor M.S.* The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder // *J. Fluid Mech.* 1964. Vol. 19. P. 290.
9. *Williamson C.H.K.* The natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition of a wake // *J. Fluid Mech.* 1992. Vol. 242. P. 393.
10. *Lecordier J.C., Hamma L., Paranthoen P.* The control of vortex shedding behind heated cylinder at low Reynolds number // *Exp. Fluids*. 1991. Vol. 10. P. 224.
11. *Езерский А.Б.* Отрывное течение за нагретым цилиндром при малых числах Маха // ПИМТФ. 1990, № 5. С. 56.
12. *Lecordier J.C., Dumouchel F., Paranthoen P.* Heat transfer in a Benard - Karman vortex street in air and in water // *Int. Heat Mass Transfer*. 1999. Vol. 42. P. 3131.
13. *Dumouchel F., Lecordier C.J., Paranthoen P.* The effective Reynolds number of a heated cylinder // *Int. Heat Mass Transfer*. 1998. Vol. 41. P. 1787.
14. *Wang A.B., Travniczek Z., Chia K.C.* On the relationship of the effective Reynolds number and Strouhal number for the laminar vortex shedding of a heated circular cylinder // *Phys. Fluids*. 2000. Vol. 12. P. 1401.
15. *Lecordier J.C., Petit C., Paranthoen P.* Mesure de la fonction de transfert d'un

fil utilise comme capteur de temperature // Influence de la conduction Letters in Heat and Mass Transfer. 1980. Vol. 7. P. 311.

16. *Ezersky A.B., Lecordier J.C., Soustov P.L., Paranthoen P.* The structure of vortices in a Karman street behind a heated cylinder // Phys.Rev.E. 2000. Vol. 60. P. 2107.

17. *Van Atta C., Gharib M.* Ordered and chaotic vortex streets behind circular cylinders at low Reynolds numbers // J.Fluid Mech. 1987. Vol. 174. P. 113.

18. *Езерский А.Б., Гариб М., Хаммаши М.* Пространственно-временная структура следа за нагретым цилиндром // ПИМТФ. 1994. № 5. С. 74.

19. *Ezersky A.B., Ermoshin D.A.* The instability of density stratified vortices // Eur. J. Mech. B/Fluids. 1995. Vol. 14. P. 617.

20. *Monkewitz P.A.* The absolute and convective nature of instability in two-dimensional wake at low Reynolds numbers // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. P. 999.

21. *Perez-Carcia C., Cerisier P., Occelli R.* Pattern selection in the Benard-Marangoni instability. Propagation in systems far from equilibrium / Ed. J.E. Wesfreid, H.R.Brand, P.Manneville, N.Boccacia Springer-Verlag, Berlin 1988, p.232.

22. *Ezersky A.B., Kiyashko S.V., Nazarovsky A.V.* Chaotic dynamics of topological defects in parametrically excited waves. Nonlinearity and disorder: theory and applications /Ed. F. Abdullaev, et al. Kluwer Academic Publishers, 2001.

*Институт прикладной физики РАН
Университет Руана, Франция*

*Поступила в редакцию 14.05.02
после доработки 19.09.02*

TOPOLOGICAL DEFECTS IN KARMAN STREET BEHIND HEATED CYLINDER

A.B. Ezersky, P. Paranthoen

In experiments it was found that heating of a cylinder streamlined by an air flow cause appearance of phase and amplitude modulations in a laminar Karman street. It was shown that an increase of phase modulation downstream results in appearance of topological defects in a spatially periodic structure of a vortex street. Statistical properties of such defects were studied.



Езерский Александр Борисович - доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Института прикладной физики РАН. Окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (1976). Область научных интересов - гидродинамические неустойчивости, взаимодействие вихрей с акустическими волнами, формирование структур. Имеет более 100 публикаций. В соавторстве с М.И. Рабиновичем опубликована книга «Динамическая теория формообразования» (1998), в соавторстве с М.И. Рабиновичем и П. Уэйдманом - английский вариант этой книги - «The dynamics of patterns», World Scientific, 2000.



Доктор Пьер Парантуан - главный научный сотрудник лаборатории Термодинамики 6614, входящей в Национальный центр научных исследований (Академию наук Франции) и университет города Руана. В течение последних 25 лет занимался экспериментальным исследованием тепло- и массопереноса в периодических и турбулентных течениях. Под его руководством защитилось 15 аспирантов. Автор 120 статей, сообщений и докладов.