

*На правах рукописи*



ЧЕРНОВ Владимир Викторович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
ПРОСТРАНСТВЕННО ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР  
ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ  
В НИЗКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ**

01.02.05 - механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород - 2004

Работа выполнена в Институте прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук  
А.Б. Езерский;

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
В.Ф. Копьёв (ЦАГИ, г. Москва),

доктор физико-математических наук  
Ю.Ф. Орлов (Нижегородский государственный технический университет).

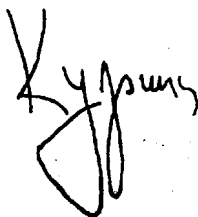
Ведущая организация - Институт теоретической и прикладной механики СО РАН.

Защита состоится «29» декабря 2004 г. в 19 часов на заседании диссертационного совета Д 212.165.10 по механике жидкости, газа и плазмы при Нижегородском государственном техническом университете по адресу: 603950 Нижний Новгород, ГСП-120, ул. Минина, д. 24, корп. 1, ауд. 1258.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке НГТУ.

Автореферат разослан «22» // 2004 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
к. ф.-м. н.



А.А. Куркин

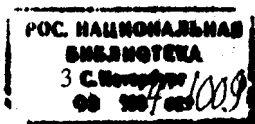
## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Экспериментальное исследование пространственных периодических структур в низкоскоростных гидродинамических течениях является крайне важным в связи с тем, что такие структуры во многих прикладных задачах определяют тепло- и массоперенос, сопротивление обтекания, генерацию звука. Как известно, гидродинамическая неустойчивость может приводить к возникновению пространственно периодических структур, которые предшествуют возникновению развитой турбулентности и реализуются в большом диапазоне управляющих параметров. Исследование структур, возникающих при вынужденной конвекции, представляет значительный интерес для задач интенсификации теплопереноса. В технических условиях теплообмен часто организуется при обтекании потоком круглых цилиндров или решеток из таких цилиндров. Поэтому важное практическое значение имеет изучение структуры вихрей, переноса ими тепла и того, как на них воздействует температурное поле. При естественной конвекции потоки могут оказывать существенное воздействие на структуру конвективных ячеек. Исследование такого воздействия особенно актуально для ячеек, возникающих в приповерхностном температурном пограничном слое моря (в «холодной пленке»). Изучение таких структур имеет важное значение как для понимания процессов теплообмена океана и атмосферы, так и для интерпретации данных радиолокационных и визуальных наблюдений поверхности океана.

Целью данной диссертационной работы является изучение образования структур в двух системах: 1) в следе за плохо обтекаемыми нагретыми телами, где поток является причиной возникновения периодичности, 2) в слое, где воздушный поток, воздействуя на свободную поверхность слоя, модифицирует структуру конвекции, возникающую из-за испарения или подогрева слоя снизу.

При этом решаются следующие основные задачи:

- Изучается след за нагретым цилиндром.
- Исследуются характеристики вихревого следа за решеткой в отсутствие подогрева цилиндра.
- Исследуются характеристики вихревого следа за решеткой при нагреве одного из цилиндров.
- Проводится экспериментальное исследование воздействия сдвиговых напряжений, обусловленных ветром, на параметры структур при термоконвекции, в подогреваемом снизу горизонтальном слое жидкости.
- Проводится экспериментальное исследование воздействия ветра на параметры термоконвекции, возникающей при испарении со свободной поверхности.



### **Научная новизна результатов работы:**

- Изучена зависимость параметров вихревого следа за нагретым цилиндром от разности температур цилиндра и набегающего потока.
- Метод дистанционной акустической диагностики применен к изучению вихревой структуры, образующейся в воздушном потоке за решеткой цилиндров, разнесенных в направлении, перпендикулярном скорости потока. Показано, что взаимодействие вихрей приводит к тому, что в близкорасположенных дорожках Кармана происходит уменьшение циркуляции индивидуальных вихрей.
- Проведено комплексное исследование вихревых структур за решеткой цилиндров методом визуализации, дистанционной акустической диагностики и прямых измерений при помощи термоанемометров, что позволило получить количественную характеристику корреляции вихревых дорожек, образовавшихся за разными цилиндрами в зависимости от параметров решетки и числа Рейнольдса набегающего потока.
- Впервые выполнены эксперименты по рассеянию звука вихревым следом за решеткой цилиндров, когда один из обтекаемых цилиндров нагрет. Получено, что в этом случае нагретый воздух из вихрей в центральной дорожке диффундирует в ближайшие вихревые цепочки.
- Показано, что при воздействии ветровых напряжений на структуру вынужденной конвекции в слое жидкости, подогреваемой снизу, при превышении критического значения скорости ветра происходит бифуркация, и вместо ячейистой конвекции возникают конвективные валы, оси которых ориентированы вдоль течения. Выяснено, что при дальнейшем увеличении сдвиговых напряжений возникает пространственно-временной хаос, связанный с рождением дислокаций на конвективных валах.
- Исследованы зависимости характеристик конвективных ячеек в испаряющейся жидкости от времени обдува свободной поверхности. С помощью визуализации конвективных структур в слое испаряющейся жидкости показано, что в отсутствие ветровых напряжений в слое реализуется многомасштабная ячейистая конвекция. Воздействие ветровых сдвиговых напряжений приводит к дрейфу конвективных ячеек и увеличению их продольных размеров во времени.

**Научная и практическая ценность работы.** Представленные в работе исследования углубляют понимание механизмов формирования пространственных структур в гидродинамических системах и расширяют представления о сценариях переноса тепла. Используемый метод дистанционной акустической диагностики даёт возможность исследовать процессы теплообмена в температурно-стратифицированных вихревых потоках.

Особенности трансформации ячейистой структуры термоконвекции, обнаруженные в данной работе представляют интерес для решения различных

прикладных задач, возникающих как при разработке технологий, связанных с перемешиванием вещества так и для оценок переноса тепла и примеси в задачах океанологии и биофизики.

Результаты исследований, представленные в диссертации, в настоящее время используются в учебном процессе в Нижегородском государственном университете им. Лобачевского.

**Автором представляются к защите:**

- Результаты моделирования и экспериментального исследования структуры вихрей за нагретым цилиндром, обтекаемым потоком воздуха.
- Результаты экспериментального исследования характеристик крупномасштабной вихревой структуры, возникающей при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров.
- Результаты экспериментального исследования влияния нагрева цилиндра на характеристики крупномасштабной вихревой структуры, возникающей при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров.
- Результаты исследования характеристик ячеистой структуры, образующейся при термоконвекции в слое жидкости, подогреваемой снизу, под действием ветровых сдвиговых напряжений.
- Результаты исследования характеристик ячеистой структуры, образующейся при термоконвекции в слое жидкости при испарении, под действием ветровых сдвиговых напряжений.

Достоверность научных положений и выводов, сформулированных в диссертации, обеспечивается высокой точностью методов, применяемых для обработки экспериментальных данных, а также подтверждается комплексным применением различных методов диагностики: методом визуализации, методом акустического рассеяния и методом измерения термоанемометрами. Результаты, полученные в диссертации, согласуются с результатами других авторов. Используемые приближенные математические модели имеют наглядную физическую интерпретацию.

**Апробация результатов и публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в работах (1-23) и докладывались на международном симпозиуме ШТАМ Symposium "Variable Density Low Speed Turbulent Flows", Париж, 1996; на V, VI, VIII, XI Всероссийской школе-семинаре "Волновые явления в неоднородных средах", Москва, 1996, 1998, 2000, 2002, 2004; на 11 Всероссийской научно-технической конференции «Методы и средства измерений физических величин», Нижний Новгород, 1997; на международной конференции Euromech 3<sup>rd</sup> European Fluid Mechanics Conference 1997, на VI, XI, XV сессиях Российского акустического общества, Москва, 1997, 2001, Нижний Новгород 2004; на 5-й нижегородской конференции молодых ученых, 2000г; на VI Нижегородской акустической науч-

ной сессии, Нижний Новгород, 2002; на 5 международном конгрессе: 5-th World Congress on Ultrasonics WCU2003, France, Paris, 2003; на II International conference "Frontiers Of Nonlinear Physics", Nizhny Novgorod-St. - Petersburg, Russia, 2004.

Публикации, личный вклад автора и взаимодействие с руководителем диссертации. По теме диссертации опубликовано 23 печатных работы и 2 работы приняты к печати, включая тезисы конференций.

В перечисленных работах автор принимал участие совместно с руководителем и соавторами в постановке задачи и выборе методов исследования. Автор непосредственно создавал экспериментальные установки, проводил эксперименты, применял компьютерные программы при проведении обработки экспериментальных данных.

Руководитель диссертации определял направления исследований и пути сопоставления экспериментальных результатов с теоретическими моделями.

Структура и объем диссертации. Настоящая диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы (153 наименования). Общий объем диссертации 119 страниц, включая 48 рисунков и 2 таблицы.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обосновывается актуальность темы, обсуждается современное состояние проблемы, формулируется цель работы и кратко излагается ее содержание, приводятся сведения об апробации работы.

Первая глава посвящена исследованию нестационарного вихревого следа за нагретым цилиндром, обтекаемым потоком воздуха. В главе проведен сравнительный анализ взаимных спектров пульсаций скорости и температуры при возникновении дорожки Кармана в результате развития неустойчивости сдвигового течения в следе при  $Re=60$  и при образовании вихрей непосредственно из образовавшегося пограничного слоя на поверхности цилиндра при  $Re=110$ . Глава начинается с введения и обзора экспериментов по визуализации вихревых течений (1.1).

В (1.2) описаны эксперименты по визуализации структур, возникающих при обтекании воздушным потоком цилиндра. 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 проволочка, на которую подавалось постоянное напряжение. Температура цилиндра измерялась с помощью электронного термометра типа ЭТП-М. В экспериментах получено, что нагрев цилиндра приводит к появлению наклонного срыва вихрей (рис. 12, рис. 13). Далее представлены результаты эксперимента по одновременному измерению pulsa-

ций 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. 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 использовался датчик с малым перегревом нити относительно набегающего потока воздуха. 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  $\sim 350^\circ\text{C}$ ), чтобы при имеющихся в потоке пульсациях температуры погрешность измерения пульсаций скорости составляла не более нескольких процентов. Сигналы обрабатывались на двухканальном анализаторе 2034 фирмы Брюль и Кьер. Кроме спектров пульсаций скорости и температуры этот прибор позволял изучать взаимные спектры, что являлось ключевым моментом для установления структуры вихрей. В экспериментах исследовались последовательности длительностью  $\Delta T = 0,5$  с (1024 точки) и проводилось усреднение по 50 реализациям. В этом случае фазы отдельных компонентов взаимного спектра — усредненная 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 ( $T_c = T_\infty = 18^\circ\text{C}$ ), на расстоянии в пределах от 0 до 6 мм происходит формирование вихря, что соответствует увеличению амплитуды пульсаций скорости (кривая 7). 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,

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 увеличением температуры цилиндра. 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  $10^\circ\text{C}$  (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  $80^\circ\text{C}$  (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. 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. Этот вывод согласуется с тем, что при нагреве увеличивается кинематическая вязкость обтекающего цилиндра воздуха и можно ввести эквивалентное число Рейнольдса, которое снижается с увеличением температуры цилиндра. 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  $10^\circ\text{C}$  (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  $80^\circ\text{C}$  (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. 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, начиная с расстояний  $\sim 5d$ , ширина дорожки практически остается постоянной и нагрев цилиндра приводит к увеличению  $h$ .

В (1.3) представлена модель поля скорости в дорожке Кармана в виде суперпозиции неточечных вихрей. Предполагается, что дорожка состоит из вихрей, завихренность которых сосредоточена в конечной области радиуса  $r\theta$ . При этом поле вне этой области будет таким же, как и поле, создаваемое точечными вихрями. Известно, что для дорожки Кармана, состоящей из бесконечного числа точечных вихрей, комплексный потенциал имеет вид:

$$\omega = \frac{G}{2\pi i} \ln \sin \frac{\pi}{l} (Z - Z_1) - \frac{G}{2\pi i} \ln \sin \frac{\pi}{l} (Z - Z_2) \quad (1)$$

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  $Z$ :

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

Очевидно, модель полей завихренности и скорости (формулы (1), (2)) имеет ограниченную область применимости: здесь не учитывается, например, расширение дорожки, происходящее при увеличении расстояния от цилиндра; последовательность вихрей бесконечна, а в эксперименте вихри формируются у цилиндра и т. д. Для описания поля скорости внутри вихря используется модель, в которой предполагается, что поле завихренности от-

дельного вихря имеет вид:

$$\Omega = \Omega_0 \frac{\cos(\pi \frac{r}{r_0}) + 1}{2} \quad (3)$$

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

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

где  $\tilde{r}_0 = r_0/h$  - безразмерный радиус вихря,  $\tilde{r} = r/h$  - безразмерный радиус-вектор произвольной точки,  $\tilde{v}_\varphi^{H.B.} = v_\varphi/U_0$  - безразмерное собственное поле скорости неточечного вихря. При выводе формулы (4) предполагалось, что поле скорости удовлетворяет граничным условиям:

$$v_\varphi(0) = 0, v_\varphi(r)|_{r=r_0} = \frac{G}{2\pi r_0}. \quad (5)$$

Для проверки модели был проведен численный эксперимент, в котором моделировался сигнал с датчика скорости, помещенного в дорожку Кармана. При этом поле скорости описывалось используемой здесь моделью. На рис. 4 приведен график зависимости амплитуды пульсаций поля скорости от координаты поперек следа, полученный в численном эксперименте. Здесь же для наглядности показано распределение поля завихренности, 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.

В (1.4) сформулированы результаты главы 1.

**Во второй главе** приводятся результаты по исследованию вихревой структуры, образующейся в воздушном потоке за решеткой из 3...10 цилиндров, разнесенных в направлении, перпендикулярном потоку. Глава начинается с введения и обзора экспериментов по визуализации течений за решеткой цилиндров для ламинарного и турбулентного течения (2.1).

В (2.2) описаны собственные эксперименты по подробной визуализации структур, возникающих при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров при различных расстояниях между цилиндрами и различных числах  $Re$  (70 - 90). В качестве источника дыма нами использовалась тонкая проволока, которая покрывалась маслом и нагревалась постоянным током. В ходе этого эксперимента нами исследовалась как вертикальная структура вихрей (при этом проволока располагалась параллельно образующей ци-

линдров), так и горизонтальное сечение вихревого следа. В процессе визуализации нами апробировались различные способы создания одинаковых граничных условий на концах цилиндров для создания параллельного срыва вихрей. Показано, что традиционный метод исследования течений - визуализация позволяет установить некоторые количественные параметры вихрей (пространственный период, размер, угол наклона вертикальной структуры и качественные изменения структуры вихрей при их взаимодействии). Установлено, что при уменьшении расстояния между цилиндрами (например, от  $r = 9d$  до  $r = 4d$ ) при фиксированном  $Re(90)$  независимые вихревые дорожки от соседних цилиндров начинают взаимодействовать, образуя, в конечном итоге, объединенные вихревые следы. Установлено также, что при фиксированном расстоянии между цилиндрами ( $r = 4d$ ) вихревые следы начинают взаимодействовать при уменьшении  $Re$ .

Для более полного анализа поведения вихревых структур в работе применен метод акустического рассеяния звука на вихрях и прямые измерения полей скорости и температуры с помощью термоанемометров на оборудовании фирмы DISA. В (2.3) описана экспериментальная установка. Схема эксперимента представлена на рис. 5. Изучалось рассеяние ультразвука с частотой  $f_0 = 122.1$  кГц ( $\lambda_0 = 2.7$  мм) на вихревой дорожке за цилиндрами диаметром ( $d \sim 2$  мм), установленными эквидистантно в ряд через  $L = 8 - 50$  мм (данное расстояние варьировалось в зависимости от условий эксперимента) в открытой рабочей части трубы. Скорость набегающего потока изменялась так, чтобы исследовать рассеяние как для ламинарного  $Re = 75$ , так и для и турбулентного  $Re = 500$  течения. Число цилиндров варьировалось от одного до десяти. В качестве источника звука использовался пьезо-керамический излучатель, помещенный за экраном с квадратным отверстием со стороной  $a = 2$  см. Излучатель был расположен на расстоянии 65 см от центра дорожки таким образом, что бы было выполнено приближение зоны Фраунгофера ( $D_\phi \sim \Lambda^2/\lambda_0 \sim 30$  см, где  $\Lambda$  - размер излучателя). Периодическая вихревая дорожка возникала за цилиндрами вниз по потоку. Для измерения параметров ультразвука в эксперименте применялся высокочастотный микрофон типа 4135 V&K, сигнал с которого при помощи гетеродинамирования переносился в диапазон  $(0 * 20)$  кГц. Микрофон располагался на расстоянии 1.6 м от вихревой дорожки и его положение менялось в диапазоне углов от 45 градусов до -45 градусов относительно направления на источник ультразвука. Измерения спектральных характеристик рассеянного сигнала выполнялись при помощи компьютера. В частности, были измерены диаграммы направленности рассеянного излучения при различных числах Рейнольдса (75 и 500) для различного числа цилиндров.

Как известно, амплитуда звука, рассеянного на бесконечно длинной вихревой дорожке Кармана в первом (Борновском) приближении теории рас-

сеяния ( $M \ll 1$ , где  $M = V/c$  - число Маха), представляет собой набор гармоник, распространяющихся симметрично к направлению падающего звука. Амплитуда каждой гармоники пропорциональна циркуляции вихрей в дорожке  $\Gamma$  ( $\Gamma = \oint \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l}$ ). Частота каждой гармоники сдвинута относительно частоты падающего звука  $f_0$  на частоту  $\Delta f_n = n \cdot f_{sh}$ ,  $n = \pm 1, 2, \dots$ , кратную частоте срыва вихрей (частоте Струхала  $f_{sh}$ ). В силу того, что каждый вихрь в отдельности рассеивает звук преимущественно вперед, в эксперименте обычно наблюдают лишь +1 и -1 гармоники. На рис. 6 приведены характерные диаграммы направленности гармоник, наблюдаемых при рассеянии на дорожке Кармана за 1-м, 3-мя и 10-ю цилиндрами при  $Re = 75$ . Как видно из рисунка, отмечается некоторая несимметрия в амплитудах и углах рассеяния в +1 и -1 гармоники вне зависимости от числа цилиндров. Как показали прямые измерения поля скорости в дорожке, выполненные при помощи термоанемометров, в нашем эксперименте мы имеем дело с дорожкой, которая несколько развернута ( $< 3^\circ$ ) относительно направления потока. Поэтому угол между направлением падающего звука  $\vec{k}_0$  и направлением движения вихрей отличен от  $\pi/2$ . Это и должно приводить к несимметрии, обнаруженной в эксперименте. Каждая гармоника имеет характерную ширину диаграммы направленности, которая определяется тем, что рассеивающий объем имеет конечный размер, и характерную спектральную ширину, так как поле скорости в дорожке кроме когерентной составляющей имеет, вообще говоря, и турбулентную компоненту. В эксперименте с тремя цилиндрами расстояние  $L$  выбиралось максимально большим ( $L = 4.5$  см), так что бы свести к минимуму взаимодействие дорожек, образовавшихся за разными цилиндрами, между собой. В случае же 10-ти цилиндров расстояние между ними  $L$  выбиралось равным 1 см. Из сравнения диаграмм направленности гармоник, приведенных на рис. 6, а также общего вида спектров рассеянного сигнала, можно сделать несколько выводов. Как и следовало ожидать, увеличение числа цилиндров приводит к увеличению амплитуды рассеянного сигнала. Если сравнивать амплитуды сигнала рассеянного на одном и трёх цилиндрах, то это увеличение пропорционально  $\sqrt{3}$ . Это, очевидно, свидетельствует о том, что срыв вихрей с разных цилиндров происходит некогерентно и мы имеем сложение интенсивностей, а не амплитуд. Однако, если сравнивать амплитуды при рассеянии на 10-ти цилиндрах и на одном цилиндре, увеличение уже гораздо меньше, чем  $\sqrt{10}$ . Сравнение амплитуд рассеянных гармоник для числа  $Re = 80$  приведено в таблице 1.

Таблица 1

Кол-во цилиндров	+1-я гармоника в мВ	-1-я гармоника в мВ	Коренная зависимость $\sim \sqrt{n}$
1	$3.9 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	—
3	$5.6 \cdot 10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^{-2}$	$5.32 \cdot 10^{-2}$
10	$6.4 \cdot 10^{-2}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$	$12 \cdot 10^{-2}$

Более медленное, чем  $\sqrt{n}$  увеличение амплитуды гармоник связано с тем, что в экспериментах с десятью цилиндрами соседние дорожки начинают взаимодействовать друг с другом. Это приводит к уменьшению циркуляции вихрей в дорожках и как следствие, к уменьшению амплитуды рассеянного сигнала. Так, при расположении цилиндров на расстоянии  $5d$  (1 см) характерная циркуляция вихрей в дорожках  $\Gamma$  уменьшается примерно на 40 % из-за взаимодействия дорожек между собой.

Обратимся теперь к результатам аналогичных экспериментов, выполненных для  $Re = 500$  (турбулентное обтекание). Сравнивая экспериментальные данные, видим, что переход к турбулентному обтеканию приводит, во-первых, к увеличению амплитуды рассеяния для того же числа цилиндров (это увеличение просто  $\sim \Gamma$ ), и, во-вторых, к уширению диаграммы направленности каждой гармоники в силу увеличения турбулентной составляющей. Ниже приведена таблица, аналогичная табл. 1, но для случая турбулентного обтекания. Как видно из табл. 2, эффект, связанный с взаимодействием дорожек между собой и как следствие, уменьшение циркуляции вихрей, сохраняется и для случая  $Re = 500$ .

Таблица 2

Кол-во цилиндров	+1-я гармоника в мВ	-1-я гармоника в мВ	Коренная зависимость $\sim \sqrt{n}$
1	$4.3 \cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	—
3	$5.7 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$	$5.95 \cdot 10^{-2}$
10	$9 \cdot 10^{-2}$	$8.2 \cdot 10^{-2}$	$13.43 \cdot 10^{-2}$

Таким образом, дистанционная акустическая диагностика вихревой структуры, образующихся в воздушном потоке за решеткой цилиндров, разнесенных в направлении, перпендикулярном скорости потока, позволила обнаружить эффект взаимодействия вихрей, приводящий к тому, что в близкорасположенных дорожках Кармана происходит уменьшение цирку-

ляции индивидуальных вихрей. Чтобы определить, какова степень синхронизации вихревых дорожек, были проведены измерения функции когерентности (2.4) сигналов, полученных с двух различных термоанемометров. Данный эксперимент выполнялся в следе за 1-м, 3-м и 10-ю цилиндрами для двух чисел Рейнольдса  $Re = 75$  и  $Re = 500$ . Сначала находился максимум пульсаций поля скорости, который в нашем случае достигался в тот момент, когда положение датчика в точности совпадало с одной из двух вихревых цепочек дорожки Кармана за любым из цилиндров. Затем один из датчиков помещался в этот максимум и оставался неподвижным, а второй помещался прямо над первым датчиком (расстояние вдоль оси цилиндров между двумя датчиками составляло менее 2 мм) и затем перемещался поперек следа. В зависимости от расстояния между двумя датчиками измерялись функции когерентности и фаза кросс-спектра. Такие измерения проводились в следе за одним, тремя и десятью цилиндрами; при этом положение неподвижного датчика во всех трех экспериментах оставалось неизменным.

Квадрат функции когерентности  $\gamma_{xy}^2$  двух сигналов  $x(t)$  и  $y(t)$  определяется как:  $\gamma_{xy}^2 = |S_{xy}(f)|^2 / S_x(f)S_y(f)$ , где  $S_x(f)$  и  $S_y(f)$  это плотности спектра мощности соответствующего сигнала, а  $S_{xy}(f)$  это функция плотности кросс-спектра двух сигналов  $x(t)$  и  $y(t)$ , под которой понимается следующая величина:

$$S_{xy}(f) = \hat{x}(f)\hat{y}^*(f) = |\hat{x}(f)||\hat{y}(f)| \cdot e^{i(\hat{F}_x(f) - \hat{F}_y(f))},$$

где  $\hat{x}(f)$  и  $\hat{y}(f)$  это преобразования Фурье соответствующего сигнала, а  $*$  означает комплексное сопряжение. Как и следовало ожидать, для одного цилиндра функция когерентности имеет два максимума, в которых она равна 1. Эти два максимума в точности соответствуют двум вихревым цепочкам, из которых и состоит дорожка Кармана (рис.7). Разность фаз между двумя сигналами равна в точности 180 градусам, когда датчики находятся в двух разных вихревых цепочках. В случае, когда решетка состоит из 3 цилиндров, функция когерентности (рис.8) уширяется и имеет один ярко выраженный максимум с  $\gamma_{xy}^2 = 1$  и два локальных максимума с  $\gamma_{xy}^2 = 0.85$  и  $\gamma_{xy}^2 = 0.45$ , расположенных по обе стороны от  $\gamma_{xy}^2 = 1$ , в каждом из которых разность фаз между сигналами с двух датчиков имеет постоянное значение. Уширение функции когерентности связано с эффектом слияния-синхронизации. В случае, когда решетка состоит из 10 цилиндров, функция когерентности имеет симметричный характер относительно своего максимума  $\gamma_{xy}^2 = 1$  (рис. 9). Кроме центрального максимума, функция имеет еще 4 локальных максимума с  $\gamma_{xy}^2 = 0.65$  и  $\gamma_{xy}^2 = 0.4$ , расположенных симметрично относи-

тельно  $\gamma_{xy}^2 = 1$ . Каждому из этих локальных максимумов соответствует плато в зависимости фазы кросс спектра от поперечной координаты. Данные измерения позволяют нам оценить характерную длину корреляции поля скорости в направлении, перпендикулярном набегающему потоку при  $Re = 75$ . В частности, в следе за решеткой из 10 цилиндров эта ширина составляет примерно  $10 - 5 \cdot 11d$ . Отсюда следует, что при общей ширине следа  $50d$  мы имеем дело примерно с 5 некоррелированными между собой рассеивателями («укрупненными» дорожками Кармана), что полностью соответствует результату, полученному при помощи дистанционной акустической диагностики при  $Re = 75$ .

В (2.5) сформулированы результаты главы 2.

В третьей главе исследуется влияние нагрева цилиндра на структуру вихревого следа за решеткой цилиндров. Измерения были проведены для случая, когда один из цилиндров в решетке имел температуру, большую температуры набегающего потока. В ходе этого эксперимента количество цилиндров в решетке менялось от 1 -го до 5-ти, скорость набегающего потока не изменялась, а расстояние между цилиндрами изменялось от  $2d$  до  $5d$ .

В (3.1) описаны эксперименты по визуализации структур, возникающих при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров при различных расстояниях между цилиндрами и различных числах  $Re$ . В экспериментах получено, что нагрев центрального цилиндра приводит к взаимодействию вихревых дорожек (рис. 10 без нагрева и рис. 11, нагрев). Однако, как и прежде, визуализация показала, в основном, лишь качественные изменения структуры вихрей. Поэтому для получения количественных характеристик влияния нагрева цилиндра на структуру вихрей применен метод акустического рассеяния звука на вихрях и прямые измерения полей скорости и температуры с помощью термоанемометров на оборудовании фирмы DISA.

В (3.2) показаны результаты экспериментов. Число цилиндров в решетке варьировалось от одного до пяти. Исследовано рассеяние как для случая, когда все цилиндры имели температуру набегающего цилиндра, так и для случая, когда центральный цилиндр нагревался по сравнению с температурой набегающего потока на  $\Delta T = 60^\circ \text{C}$  (остальные цилиндры не нагревались). Как известно, в случае с вихревым следом за одним цилиндром, нагрев цилиндра приводит к тому, что в рассеянном звуке появляется сильная вторая гармоника, тогда как амплитуда первой гармонии практически не меняется. Это связано с тем, что поле температуры, в отличие от поля завихренности, является скаляром и соответственно рассеивающая решетка на неоднородностях поля температуры имеет вдвое меньший период чем аналогичная решетка на поле неоднородностях поля завихренности. В экспериментах обнаружено, что спектр рассеянного звука сильно зависит от расстояния между цилиндрами в поперечном направлении. В частности, для расстояния  $4d$  нагрев центрального цилиндра приводил к росту второй

гармоники и почти не влиял на первую, при этом амплитуда второй гармоники увеличивалась с увеличением количества цилиндров в решетке. Однако, когда расстояние между цилиндрами уменьшалось до  $2d$ , нагрев центрального цилиндра влиял уже не на вторую, а на первую гармонику рассеянного звука. Т.е. при нагреве центрального цилиндра сильно увеличивалась амплитуда первой гармоники (соотношение амплитуд  $1$ -х гармоник в следе за  $3$  и  $1$  цилиндром при расстоянии между цилиндрами  $4d$  и нагреве центрального цилиндра до  $\Delta T = 60^\circ \text{C}$  было  $1.3$ , а при расстоянии между цилиндрами  $2d$  и таком же нагреве стало  $2.7$ ). Таким образом, при расположении цилиндров достаточно близко нагрев одного из цилиндров ведет к сильному увеличению  $1$ -й, а не  $2$ -й гармоники. Как показали последующие измерения функции когерентности для данной конфигурации вихревого следа при помощи термоанемометров, в этом случае так же имеет место эффект «синхронизации», но уже поля температуры. Нагретый воздух из вихрей в центральной дорожке диффундирует в соседние вихревые дорожки, но лишь в ближайшие вихревые цепочки, и таким образом образует поле температуры начинает рассеивать так же как и поле завихренности - в первую гармонику.

В (3.3) для проверки этой гипотезы, были проведены детальные измерения функции когерентности и фазы сигналов с двух датчиков скорости, помещенных в вихревой след за решеткой цилиндров при двух разных периодах решетки  $g = 3d$  и  $g = 5d$ . Оба датчика располагались на одинаковом расстоянии  $25d$  вниз по потоку от решетки цилиндров при  $g = 3d$ . Измерения проводились для случая, когда все  $5$  цилиндров имеют одинаковую комнатную температуру (рис. 14), и когда центральный цилиндр в решетке из  $5$ -ти цилиндров нагрет (рис. 15). На обоих рисунках схематически показано положение цилиндров. Как видно из рис. 14, в отсутствие нагрева функция когерентности имеет два максимума: при  $y = 18.5$  и при  $y = 14.5$ , в одном из которых ( $y = 18.5$ ) она почти точно равна  $1$  (в данной точке датчики находятся один над другим), а в другом ( $y = 14.5$ ) величина максимума составила  $\gamma_{xy}^2 = 0.75$ . Эти два максимума в точности соответствуют двум вихревым цепочкам, из которых и состоит дорожка Кармана. Видно, что при удалении датчиков друг от друга величина функции когерентности не превышает  $\gamma_{xy}^2 = 0.5$ , т. е. в этом случае дорожки за разными цилиндрами между собой некоррелированы, и, как следствие, в рассеянном звуке амплитуда пропорциональна корню квадратному из числа цилиндров. При включении нагрева (см. рис. 15) у функции когерентности появляется еще один максимум при  $y = 23.5$  с величиной  $\gamma_{xy}^2 = 0.85$ . В этом случае также происходит увеличение максимума при  $y = 14.5$  до величины  $\gamma_{xy}^2 = 0.93$ .



Каждому из этих максимумов соответствует плато на характеристике разности фаз между сигналами с двух датчиков. Это указывает на синхронизацию дорожек за разными цилиндрами, что, по-видимому, и является причиной аномального увеличения рассеяния в первую гармонику при включении нагрева. Проведенные измерения функции когерентности исследуемого вихревого следа за решеткой цилиндров, подтверждают выводы, сделанные нами на основе данных дистанционной акустической диагностики: нагрев одного из цилиндров в решетке ведет к синхронизации вихревых дорожек за разными цилиндрами и диффузии тепла в поперечном направлении.

В (3.4) сформулированы результаты главы 3.

**В четвертой главе** представлены результаты экспериментального исследования воздействия ветровых напряжений на термоконвекцию. Глава начинается с введения и обзора данных по термоконвекции (4.1). В (4.2) описывается проведение экспериментов по визуализации конвекции в слое жидкости, однородно подогреваемой снизу, при обдувании ее свободной поверхности воздушным потоком. Визуализация проводилась в малотурбулентной аэродинамической трубе ИПФ РАН. Рабочая часть трубы имеет размеры 30 x 30 см и длину 120 см. Рабочая кювета с исследуемой жидкостью была смонтирована в плоскую пластину. Для создания течения в кювете приблизительно половина свободной поверхности жидкости отгораживалась от ветровых напряжений стеклянными экранами. Благодаря этому в центральной части кюветы возникало течение, направленное по воздушному потоку, а по краям - в противоположную сторону. Для создания однородности течения кювета разгораживается в продольном направлении вертикальными стенками (рис. 16). Дно кюветы поддерживалось при постоянной температуре благодаря прокачке термостатированной жидкости, поступающей от ультратермостата. В качестве рабочих жидкостей использовались силиконовые масла (ПМС-5, ПМС-100, ПМС-300) с различной вязкостью. Выбор силиконовых масел обусловлен тем, что, работая с ними, можно надежно контролировать условия эксперимента. Все параметры жидкостей, необходимые для расчетов критических чисел, измерялись. Структуры в жидкости визуализировались с помощью алюминиевой пудры, а также каллироскопа (основным компонентом которого является порошок окиси титана). Изображение регистрировалось на видео и цифровую камеру для последующей обработки. Для измерения скорости воздушного потока применялись термоанемометры фирмы DISA, анемометр АСО-3. В отсутствие ветровых напряжений в слое жидкости при превышении критического значения разности температур возникала конвекция. Картина конвекционных ячеек при температуре дна кюветы 50С и глубине слоя 0,4 см представлена на рис. 17а. При увеличении скорости воздушного потока происходят изменения структуры конвекции. Наличие ветровых напряжений на свободной границе и сдвигового течения в жидкости приводило, прежде всего, к увеличению размеров конвективных ячеек (рис. 17б).

и их дрейфу в направлении воздушного потока. При этом характерный пространственный период ячеек в направлении дрейфа увеличивался. При превышении критического значения скорости потока вместо ячеистой конвекции в слое жидкости возникают конвективные валы, оси которых направлены вдоль воздушного потока (рис. 17в). При больших скоростях в конвективных валах возникают многочисленные дефекты (рис. 17г). Как показали наблюдения, частицы в жидкости совершают винтовые движения, являющиеся суперпозицией вращения и сноса. Как показала реконструкция поля скорости, контрастные темные полосы на рис. 17в соответствуют зонам конвергенции (к) и частицы, находящиеся на поверхности, собираются вдоль этих линий. Темные размытые полосы соответствуют зонам дивергенции (д). Переходом от одних структур, представленных на рис. 17, к другим можно управлять, изменяя скорость воздушного потока и интенсивность нагрева. На рис. 18 приводится разбиение плоскости параметров  $(U_\infty, \Delta T_{b,a})$ , на области, отвечающие различным конвективным структурам для жидкости ПМС-100, где  $U_\infty$  - скорость воздушного потока,  $\Delta T_{b,a} = T_b - T_a$  - разность температур дна кюветы и набегающего потока. Обращает на себя внимание тот факт, что периодическая роликовая структура существует в достаточно узкой области параметров. Обнаружено также, что в областях, где свободная поверхность была экранирована от ветровых напряжений, характер конвекции менялся аналогично центральной области. Это доказало, что для возникновения роликовой структуры важны не сами по себе сдвиговые напряжения на границе раздела воздух - жидкость, а то, что они приводят к возникновению в жидком слое сдвигового течения. На рис.19 приведена величина скорости жидкости  $U$  на свободной поверхности  $y = h$ , рассчитанная для условий эксперимента как функция скорости набегающего потока  $U_\infty$ ,  $U_h = U(U_\infty)$  (линия 2). Как видно из рисунка, скорость дрейфа конвективных структур  $U_l$  меньше, чем скорость движения частиц у свободной поверхности. Физически это объясняется тем, что конвективная мода занимает всю глубину слоя, а скорость течения линейно нарастает с удалением от дна. Поэтому снос структуры может происходить с некоторой средней скоростью. Это подтверждается сравнением результатов измерений и расчетов. Таким образом, наблюдавшееся ранее появление полос в мелких заливах, прудах и в открытом море можно интерпретировать как роликовая конвекция в температурном пограничном слое океана.

В (4.3) описаны эксперименты по визуализации конвекции в слое жидкости при обдувании ее свободной поверхности воздушным потоком. В данном случае инверсное распределение температуры создавалось путем охлаждения поверхности жидкости при ее испарении. В природных условиях испарение приводит к образованию вблизи поверхности водоемов так называемой «холодной пленки» (толщиной порядка 1мм и меньше). В каче-

стве рабочей жидкости использовался этанол, позволяющий получить более низкие температуры поверхности при испарении, чем вода. На рис. 20 показано изменение температуры поверхности воды и спирта при одинаковой скорости ветра, измеренной бесконтактным радиометром типа ST-8811. Визуализация конвективных структур подтвердила, что в отсутствие ветровых напряжений в слое реализуется ячеистая конвекция (рис. 21а). Наличие же сдвиговых напряжений приводит к дрейфу конвективных ячеек и увеличению их размеров в продольном направлении (рис. 21б). Выяснено, что при превышении критического значения скорости ветра также происходит бифуркация - рождение конвективных валов, оси которых ориентированы вдоль течения (рис. 21 в). При дальнейшем увеличении сдвиговых напряжений возникает пространственно-временной хаос, связанный с рождением дислокаций на конвективных валах (рис. 21 г). Обнаружено, что в отличие от подогреваемой жидкости, при охлаждении могут образовываться неоднородные по размерам ячейки, не имеющие четко выраженной гексагональной формы. Роликовые структуры, аналогичные полученным в лабораторных условиях, наблюдались на поверхности Горьковского водохранилища. Визуализирующим фактором послужил фитопланктон, бурно развивающийся при определенных температурных условиях в пресной воде. Наблюдения проводились при отсутствии волнения при слабом ветре (скорость ветра  $\sim 0,2-0,5$  м/с). Температура воздуха была  $24$  °С, температура воды  $22$  °С. Фитопланктон, равномерно распределенный в водной толще, на поверхности воды образовывал периодические полосы, которые выстраивались вдоль направления ветра (рис. 22).

В (4.4) сформулированы результаты главы 4.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ РАБОТЫ

- На основе изучения пульсационных параметров вихревого следа за нагретым цилиндром установлено, что нагретый газ концентрируется в ядрах вихрей.
- Методом дистанционной акустической диагностики вихревой структуры, образующейся в воздушном потоке за решеткой цилиндров, разнесенных в направлении, перпендикулярном скорости потока дана количественная оценка эффекта взаимодействия вихрей, приводящего к тому, что в близкорасположенных дорожках Кармана происходит уменьшение циркуляции индивидуальных вихрей.
- С помощью метода дистанционной акустической диагностики исследовано влияние нагрева цилиндра на структуру вихревого следа за решеткой цилиндров, при расположении цилиндров достаточно близко. Показано, что нагретый воздух из вихрей в центральной дорожке диффундирует в соседние вихревые дорожки. Получено, что поле температуры рассеивает аналогично полю завихренности.

- Исследованием конвекции в слое жидкости, однородно подогреваемой снизу, при обдувании ее свободной поверхности воздушным потоком показано, что наличие сдвиговых напряжений приводит к дрейфу гексагональных конвективных ячеек и увеличению их размеров в продольном направлении. Выяснено, что при превышении критического значения скорости ветра происходит бифуркация, и вместо ячеистой конвекции возникают конвективные валы, оси которых ориентированы вдоль течения. При дальнейшем увеличении сдвиговых напряжений возникает пространственно-временной хаос, связанный с рождением дислокаций на конвективных валах.
- Изучение конвективных структур в слое испаряющейся жидкости при обдувании ее свободной поверхности воздушным потоком показало, что при увеличении скорости ветра развитие конвективных структур происходит по тому же сценарию, что при подогреве слоя не испаряющейся жидкости снизу - дрейф ячеек, их укрупнение и удлинение в направлении потока и рождение роликовых структур с топологическими дефектами. Зарегистрировано наличие подобных структур в природных условиях.

#### ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Езерский А.Б., Чернов В.В., Соустов П.Л. Структура вихрей за нагретым цилиндром: эксперимент и теоретические модели // Теплофизика и Аэромеханика. 1999. Т. 6. № 2. С. 259-268.
2. Езерский А.Б., Соустов П.Л., Чернов В.В. Рассеяние звука дорожкой Кармана, состоящей из крупномасштабных вихрей // Акуст. Журн. 2000. Т. 46. № 6. С. 764-769.
3. Ezersky A.B., Gromov P.R., Soustov P.L., Chernov V.V. Sound Scattering by Vortical Structure Formed in Air Flow Behind Array of Cilinders // Physics of Vibrations. 2002. V. 10. № 2. P. 87-92.
4. Езерский А.Б., Чернов В.В. Воздействие ветровых напряжений на структуру конвекции в подогреваемом снизу слое жидкости // Изв. Академии Наук, Физика Атмосферы и Океана. 1999. Т.35. № 5. С. 656-659.
5. Езерский А.Б., Назаровский А.В., Чернов В.В. Воздействие ветровых напряжений на структуру конвекции в подогреваемом снизу слое жидкости // Изв. Академии Наук, сер. Физ. 2000. Т. 64. № 12. С. 2397-2404.
6. Ezersky A.B., Zobnin A.B., Soustov P.L., Chernov V.V. A wake behind a heated cylinder at small Mach numbers: Bifurcations of the vortex street and potentialities of acoustic diagnostics. IUTAM Symposium "Variable Density Low Speed Turbulent Flows". A Kluwer Academic Publishers. 1996. P. 33-41.
7. Езерский А.Б., Чернов В.В., Соустов П.Л. Дистанционная акустическая диагностика следа за нагретым цилиндром. // Сб. тр. VI сессии Российского акустического общества. Акустика на пороге XXI века. 14-16 октября 1997. С. 462-465.

8. Езерский А.Б., Чернов В.В., Соустов П.Л. Вихревая дорожка за нагретым цилиндром // Вестник Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, сер. Радиофизика. 1998. С. 3-18.
9. Езерский А.Б., Зобнин А.Б., Соустов П.Л., Чернов В.В. "Акустическая диагностика вихрей, переносящих тепло" // Тр. V Всерос. школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах", Москва, 1996. С. 80-81.
10. Езерский А.Б., Чернов В.В., Соустов П.Л. Ультразвуковая диагностика следа за нагретым цилиндром. // Тез. докл. 11 Всерос. научно-технической конф. Методы и средства измерений физических величин. 18-19 июня 1997. С. 12-13.
11. Езерский А.Б., Чернов В.В., Соустов П.Л. Измерение полей скорости и температуры в вихревых потоках и их компьютерное моделирование // Тез. докл. II Всерос. научно-технической конф. 18-19 июня 1997. С. 70-71.
12. Ezersky A.B., Soustov P.L., Chernov V.V., Ermoshin D.A. A Vortex street behind a heated cylinder: the effects that are not reduced to renormalization of the Reynolds number // Euromech 3<sup>rd</sup> European Fluid Mechanics Conference 1997. Book of Abstracts. September 1997. P. 15-18.
13. Езерский А.Б., Чернов В.В., Соустов П.Л. Рассеяние звука турбулентными вихрями // Тр. VI Всерос. школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». 1998. С. 97-98.
14. Езерский А.Б., Назаровский А.В., Чернов В.В., Воздействие ветровых напряжений на структуру конвекции в подогреваемом снизу слое жидкости // Тр. VII Всерос. школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах", 2000. Красновидово. С. 13-14.
15. Езерский А.Б., Громов П.Р., Соустов П.Л., Чернов В.В. Рассеяние звука вихревой структурой, возникающей при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров // Сб. тр. XI сессии Российского акустического общества 19-23 ноября 2001. С. 179-182.
16. Езерский А.Б., Громов П.Р., Соустов П.Л., Чернов В.В. Рассеяние звука вихревой структурой, возникающей при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров. // Тр. Нижегородской акустической научной сессии. Н. Новгород, 2002. С. 170-172.
17. Езерский А.Б., Громов П.Р., Соустов П.Л., Чернов В.В. Рассеяние звука вихревой структурой, возникающей при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров. // Тр. VIII Всерос. школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах". 26-31 мая 2002. Ч. 2. С. 16-17.
18. Soustov P., Ezersky A., Chernov V., Gromov P. Distant Acoustic Sensing of a Vortical Wake Formed Behind a Grate of Cylinders Placed in Air Flow // 5-th World Congress on Ultrasonics WCU2003. France. Paris. Sep. 7-10. 2003. P. 158.
19. Soustov P., Ezersky A., Chernov V., Gromov P. Distant Acoustic Sensing of a Vortical Wake Formed Behind a Grate of Cylinders Placed in Air Flow

// 5-th World Congress on Ultrasonics WCU2003. France. Paris, September 7-10.2003. P. 1295-1298.

20. Езерский А. Б., Громов П. Р., Соустов П. Л., Чернов В. В. Рассеяние звука вихревой структурой, возникающей при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров, один из которых нагрет // Тр. IX Всерос. школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах". Пансионат «Университетский» 24-29 мая 2004. С. 6-7.
21. Езерский А.Б., Лазарева Т.Н., Реутов В.П., Чернов В.В. Воздействие ветровых напряжений на структуру конвекции в приповерхностном температурном пограничном слое жидкости типа «холодная пленка» // Тр. IX Всерос. школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах". Пансионат «Университетский» 24-29 мая 2004. С. 8-9.
22. Ezersky A.B., Reutov V.P., Rybushkina G.V. and Chernov V.V. Simulation of the convective structures in a thin liquid layer in the presence of a wind-driven flow // II International conference "Frontiers Of Nonlinear Physics", Nizhny Novgorod - St.-Petersburg. Russia July 5-12.2004. P. 53-54.
23. Reutov V.P., Ezersky A.B., Chernov V.V. Convective patterns on the liquid layer blown up by the air current // Experimental Chaos 2004. June 12-14. 2004. Florence. Italy. P. 103-104.

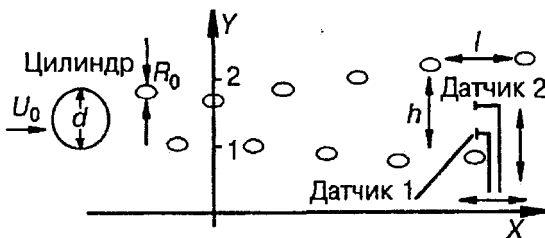


Рис. 1. Схема эксперимента

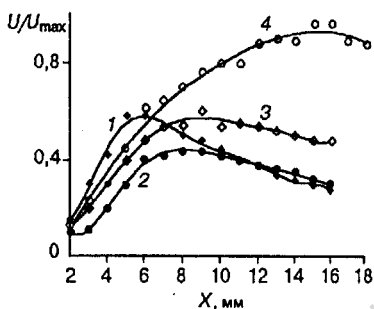


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичных пульсаций скорости от расстояния при  $Re = 55$  и  $T = 18$  °C (1), 29 °C (2), 37 °C (5), 80 °C (4).

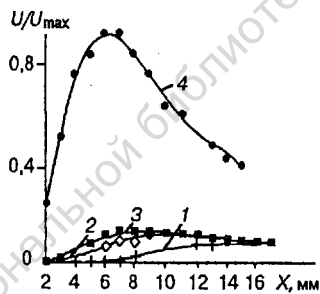


Рис. 3. Зависимость среднеквадратичных пульсаций скорости от расстояния при  $R_0 = 45$  (1), 50 (2), 55 (3), 75 (4).

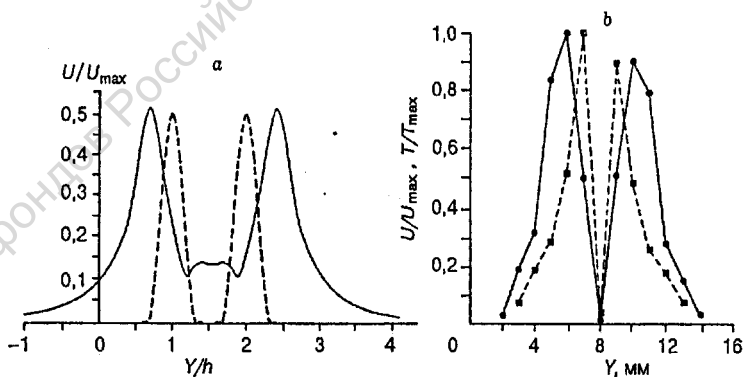


Рис. 4. Зависимость амплитуды пульсаций скорости (сплошная линия) и завихренности (пунктирная линия) от поперечной координаты  $Y$  при численном моделировании (a); зависимость амплитуды пульсаций скорости (сплошная линия) и температуры (пунктирная линия) на удалении  $X = 5d$  при  $Re = 110$  в эксперименте (b).

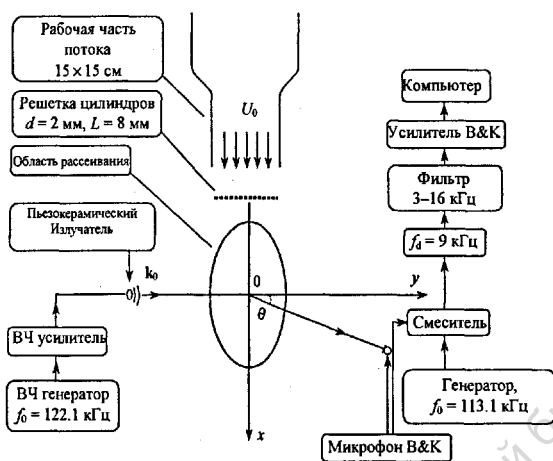


Рис. 5. Схема эксперимента

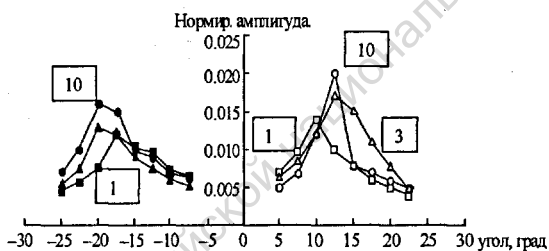


Рис. 6. Зависимость амплитуды 1 и -1 гармоник рассеянного звука для 1, 3, и 10 цилиндров при  $Re = 75$

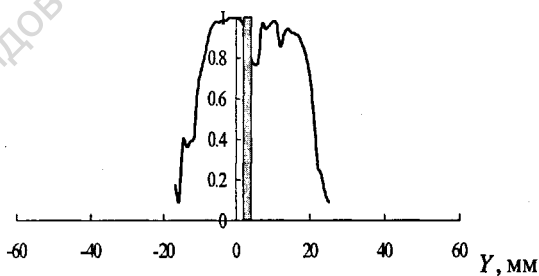


Рис. 7. Зависимость функции когерентности сигналов с двух датчиков скорости от расстояния (в мм) между датчиками поперек следа для случая: 1-го цилиндра и  $Re = 75$ .



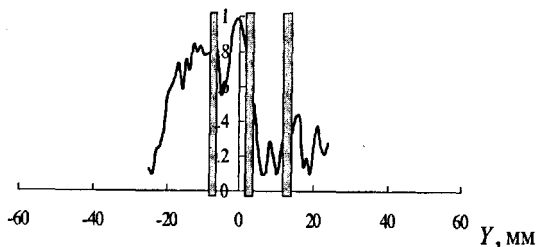


Рис. 8. Зависимость функции когерентности сигналов с двух датчиков скорости от расстояния (в мм) между датчиками поперек следа для случая 3-х цилиндров и  $Re = 75$ . Цилиндры на рисунках изображены в виде столбиков

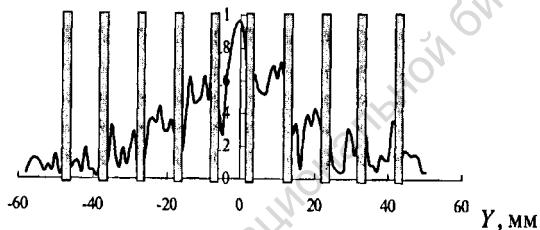


Рис. 9. Зависимость функции когерентности сигналов с двух датчиков скорости от расстояния (в мм) между датчиками поперек следа для случая: 10-ти цилиндров и  $Re = 75$ . Цилиндры на рисунках изображены в виде столбиков

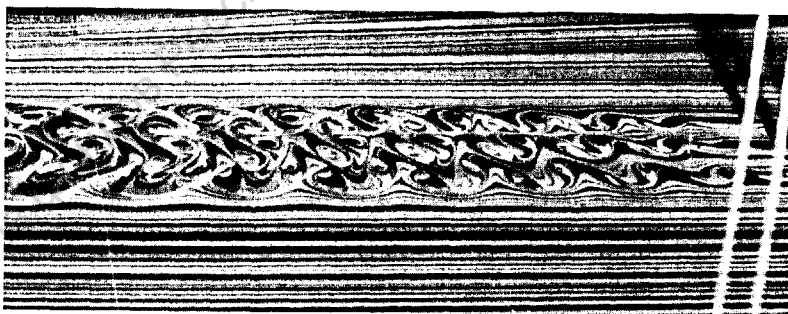


Рис. 10. Визуализация горизонтальной структуры вихрей за решеткой из трех цилиндров.  $Re = 70$ ,  $\gamma = 4d$ . Расстояние между маркерами 5 см. Температура цилиндра  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

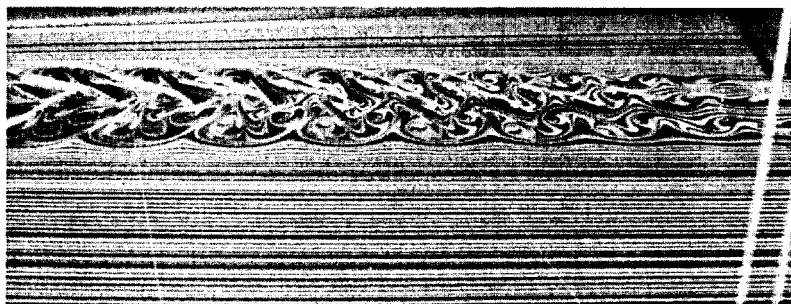


Рис. 11. Визуализация горизонтальной структуры вихрей за решеткой из трех цилиндров.  $Re = 60$ ,  $\Gamma = 4d$ . Расстояние между маркерами 5 см. Температура цилиндра  $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

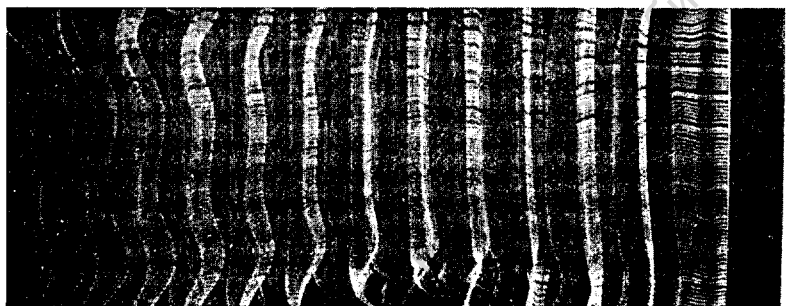


Рис. 12. Визуализация вертикальной структуры дорожки Кармана за цилиндром ( $Re = 53,5$ ),  $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$  "



Рис. 13. Визуализация вертикальной структуры дорожки Кармана за цилиндром ( $Re = 46,1$ ),  $T = 120\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Возникновение наклонного срыва вихрей

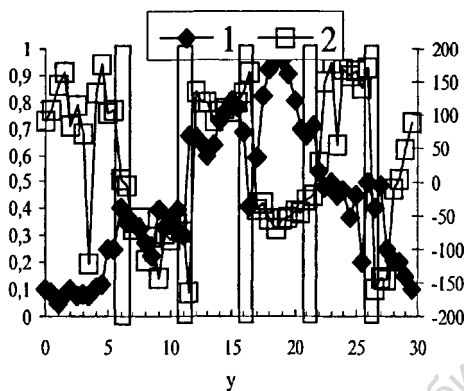


Рис. 14. Функция когерентности (зависимость-1, левая шкала) и разность фаз (зависимость-2, правая шкала в градусах) сигналов с двух датчиков в зависимости от расстояния между ними в перпендикулярном потоку направлении при  $g = 3d$ ,  $T_u/T_m = 1$  в следе за 5-ю цилиндрами.

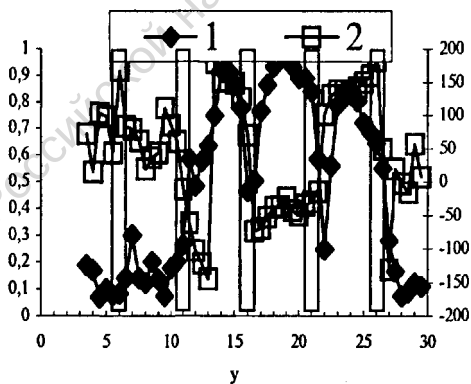


Рис. 15. Функция когерентности (зависимость-1, левая шкала) и разность фаз (зависимость-2, правая шкала в градусах) сигналов с двух датчиков в зависимости от расстояния между ними в перпендикулярном потоку направлении при  $g = 3d$ ,  $T_u/T_m = 1.25$  в следе за 5-ю цилиндрами.

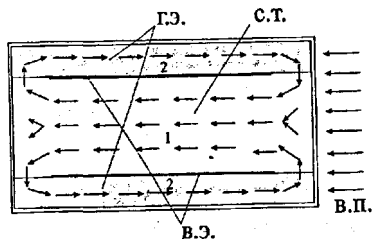


Рис. 16. Схема эксперимента. Г.Э. - горизонтальные экраны, В.Э. - вертикальные экраны, В.П. - воздушный поток, С.Т. - сдвиговое течение

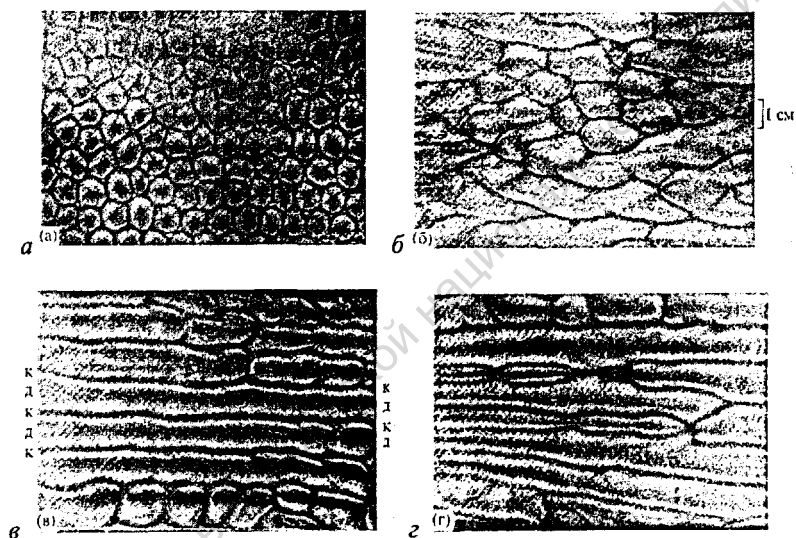


Рис. 17: а - вид ячеек при  $U_{\infty} = 0$ ; б - вид ячеек при малых скоростях потока; в - вид ячеек при  $U_{\infty} = U_{\infty \text{ крит}}$ ; г - вид ячеек при больших скоростях потока (направление потока справа налево)

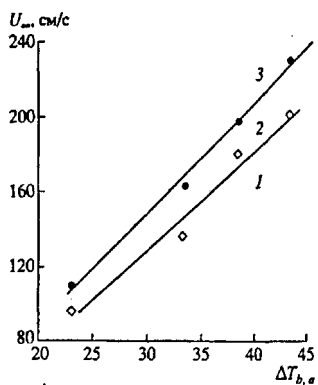


Рис. 18. Разбиение плоскости параметров  $U_{\infty}, \Delta T_{b,a}$ : 1 - конвективно вытянутые ячейки, 2 - конвективные валы, 3 - конвективные валы с дефектами.

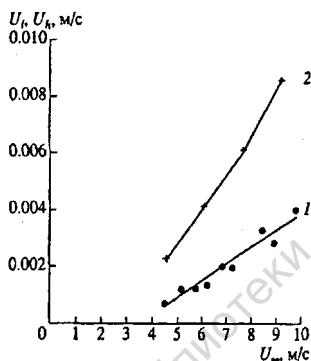


Рис. 19. Зависимость скорости сноса конвективных структур  $U_t$  от скорости набегающего потока - (1), теоретически рассчитанная скорость поверхности жидкости  $U_b$  - (2).

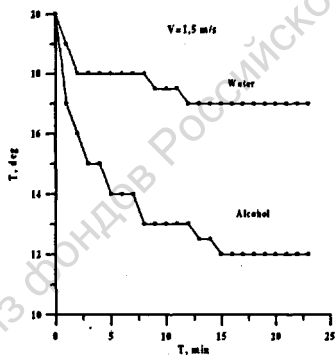


Рис. 20. Зависимость температуры поверхности обдуваемой воздушным потоком жидкости от времени.

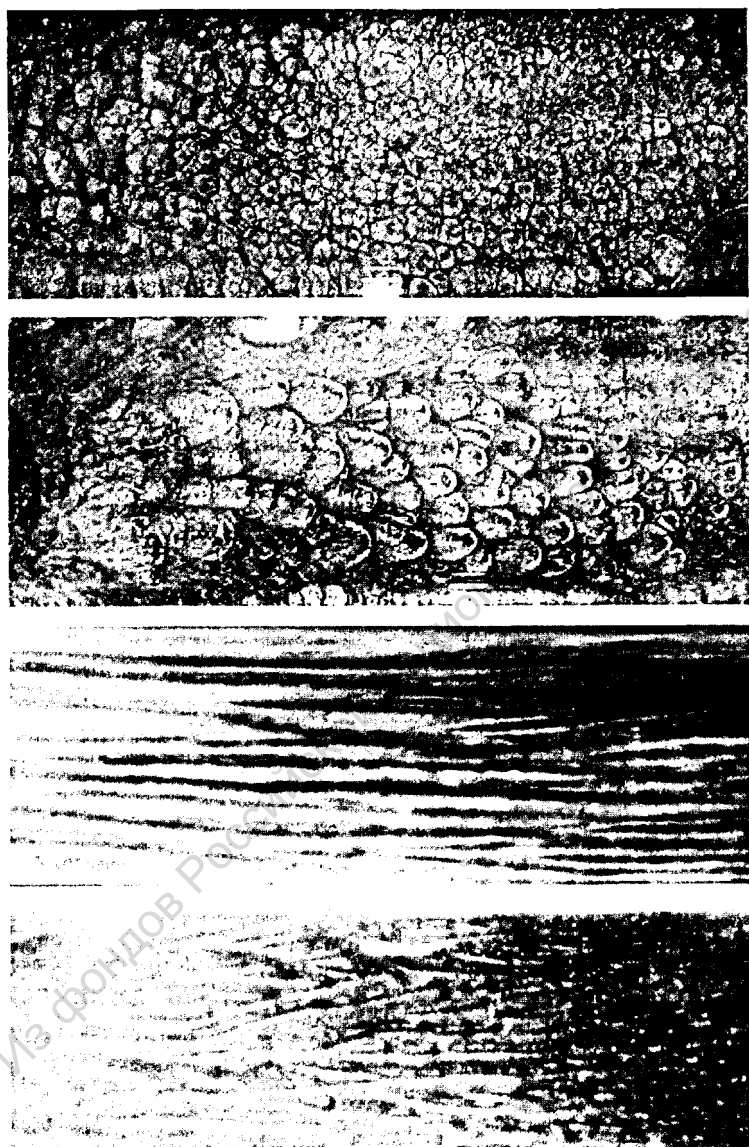
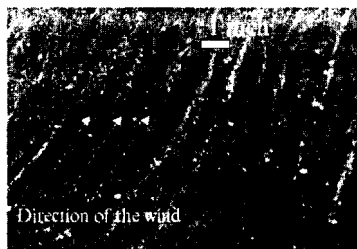


Рис. 21. Трансформация конвективных ячеек при обдувании этанола воздушным потоком:  $U = 0$ , (а);  $U = 0,7$  м/с, (б);  $U = 1,5$  м/с, (в);  $U > 1,5$  м/с, (г).

Направление скорости потока справа налево

Рис. 22. Наблюдение полос скопления фитопланктона на поверхности воды Горьковского водохранилища:  $U \sim 0/2-0/5$  м/с.



## ОГЛАВЛЕНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	<b>4</b>
<b>Глава 1. Исследование нестационарного вихревого следа за нагретым цилиндром, обтекаемым потоком воздуха</b> .....	<b>21</b>
1.1. Введение.....	21
1.2. Результаты экспериментов по визуализации следа за цилиндром, одновременному измерению пульсаций скорости и температуры за нагретым цилиндром.....	29
1.3. Модель поля скорости в дорожке Кармана в виде суперпозиции неточечных вихрей.....	38
1.4. Основные результаты главы 1.....	42
<b>Глава 2. Экспериментальное исследование вихревой структуры, образующейся в воздушном потоке за решеткой из 3...10 цилиндров, разнесенных в направлении, перпендикулярном потоку</b> .....	<b>44</b>
2.1. Введение.....	44
2.2. Эксперименты по визуализации структур, возникающих при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров при различных расстояниях между цилиндрами и различных числах Re.....	46
2.3. Экспериментальное исследование вихревых структур методом рассеяния звука.....	48
2.4. Измерение функции когерентности полей скорости в различных точках вихревой структуры.....	55
2.5. Основные результаты главы 2.....	64
<b>Глава 3. Исследование влияния нагрева цилиндра на структуру вихревого следа за решеткой цилиндров</b> .....	<b>66</b>
3.1. Эксперименты по визуализации структур, возникающих при обтекании воздушным потоком решетки цилиндров при нагреве цилиндра при различных расстояниях между цилиндрами и различных числах Re.....	66
3.2. Исследование влияния нагрева цилиндра на вихревую структуру методом акустического рассеяния.....	68
3.3. Измерение функции когерентности полей скорости и фазы в различных точках вихревой структуры.....	72
3.4. Основные результаты главы 3.....	75
<b>Глава 4. Экспериментальное исследование воздействия сдвиговых напряжений на структуру термоконвекции жидкостей</b> .....	<b>76</b>
4.1. Введение.....	76
4.2. Экспериментальное исследование влияния сдвиговых напряжений на конвективные структуры, возникающие в подогреваемом снизу слое жидкости.....	88
4.3. Экспериментальное исследование конвективных структур, возникающих в слое жидкости при испарении, под действием ветровых сдвиговых напряжений.....	100
4.4. Основные результаты главы 4.....	104
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	<b>105</b>
<b>Литература</b> .....	<b>107</b>

**Р25213**

Владимир Викторович Чернов

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
ПРОСТРАНСТВЕННО ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР  
ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ  
В НИЗКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ**

Автореферат

Формат 60 x 90  $\frac{1}{16}$ . Бумага офсетная № 1.

Усл. печ. л. 2,0.

Тираж 100 экз. Заказ №107(2004).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики РАН,  
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46