

УДК 532.542.4; 53.05
PACS 47.27.-i, 47.27.De

Анализ мод крупномасштабной циркуляции жидкого натрия в эксперименте по турбулентной конвекции Релея–Бенара

А. Д. Мамыкин, Г. Л. Лосев, С. Д. Мандрыкин

Институт механики сплошных сред УрО РАН

614013, Пермь, ул. Академика Королёва, 1

email: mad@icmm.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования турбулентной конвекции жидкого натрия в вертикальном цилиндре с единичным аспектным отношением, нагреваемом с одного торца и охлаждаемом с другого. Проведён подробный спектральный анализ температурных сигналов для экспериментов длительностью от 1 до 7 ч. Показано, что во всём диапазоне чисел Релея $(0.6 \div 2.2) \cdot 10^7$ турбулентное течение самоорганизуется в крупномасштабную циркуляцию (КМЦ), занимающую всю полость и имеющую сложную пространственно-временную структуру. Помимо основной моды в структуре течения присутствуют дополнительные, такие как слошинг и торсионные колебания. Разработанный алгоритм обработки экспериментальных данных позволил выделить данные моды и провести независимый анализ их характеристик. Долговременные замеры позволили обнаружить блуждание плоскости основной моды КМЦ с помощью разработанного алгоритма фильтрации экспериментальных данных. Процесс блуждания имеет непериодический характер и заключается в нерегулярных поворотах плоскости КМЦ преимущественно на углы порядка $40 - 50^\circ$ на временных масштабах от единиц до десятков минут и, редко, на углы порядка 90° и даже на 180° на больших временных масштабах. Такие редкие события удалось зафиксировать на вейвлет-диаграммах в виде всплесков спектральной плотности энергии.

Ключевые слова: конвекция Релея–Бенара; турбулентность; крупномасштабная циркуляция

Поступила в редакцию 22.01.2020; принята к опубликованию 07.03.2020

Mode analysis of large-scale liquid sodium circulation in a Rayleigh-Benard turbulent convection experiment

A. D. Mamykin, G. L. Losev, S. D. Mandrykin

Institute of Continuous Media Mechanic UB RAS

614013, Perm, Akademika Koroleva st, 1

The paper presents the results of an experimental study of a turbulent convection of liquid sodium in a vertical cylinder with aspect ratio one, heated from one end and cooled from the other. A detailed spectral analysis of temperature signals was carried out for experiments lasting from 1 to 7 hours. It is shown that in the entire range of Rayleigh numbers $(0.6 \div 2.2) \cdot 10^7$, the turbulent flow self-organizes into a large-scale circulation (LSC), occupying the entire cavity and having a complex spatio-temporal structure. In addition to the main mode, there are additional modes in the flow

structure, such as sloshing and torsion oscillations. The developed experimental data processing algorithm made it possible to isolate these modes and conduct an independent analysis of their characteristics. Long-term measurements made it possible to detect the wandering of the plane of the main LSC mode using the developed algorithm for filtering experimental data. The wandering process is non-periodic in nature and consists in irregular rotation of the LSC plane mainly at angles of the order of $40 - 50^\circ$ at time scales from units to tens of minutes, and, rarely, at angles of about 90° and even 180° at large time scales. Such rare events were recorded on wavelet diagrams in the form of bursts of spectral energy density.

Keywords: Rayleigh-Bénard convection; turbulence; large-scale circulation

Received 22.01.2020; accepted 07.03.2020

doi: 10.17072/1994-3598-2020-2-65-73

1. Введение

Конвекция Релея-Бенара является классической фундаментальной задачей гидродинамики, пользующейся неизменной популярностью начиная с 60-х гг. по настоящее время. Интерес к этой задаче вызван многообразием течений, возникающих в конвективной ячейке, конкретный вид которых зависит от геометрии полости, а также от свойств изучаемой жидкости, в частности, числа Прандтля $Pr = \nu/\chi$, где ν – кинематическая вязкость, χ – коэффициент температуропроводности. По сравнению с огромным количеством исследований при $Pr \geq 1$ [1] случай очень низкого Pr остаётся наименее изученным, несмотря на множество применений. Турбулентная конвекция на Солнце происходит при числах Прандтля $Pr < 10^{-3}$ [2]. Число Прандтля в жидкометаллическом ядре Земли – $Pr \sim 10^{-2}$ [3]. Конвекция в задачах обработки материалов [4], в ядерной отрасли [5] или в жидкометаллических батареях [6] характеризуется числами Прандтля от $3 \cdot 10^{-2}$ до 10^{-3} . Жидкий натрий ($Pr \sim 10^{-2}$), в частности, применяется в качестве теплоносителя в реакторах на быстрых нейтронах. При большом числе Рэлея

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\chi} > 10^6,$$

где β – изобарический коэффициент теплового расширения, g – ускорение силы тяжести, L – высота слоя, а ΔT – перепад температуры между теплой и холодной изотермическими границами), конвекция Релея-Бенара становится полностью турбулентной и демонстрирует различную динамику течений [7].

Одним из основных и наиболее изучаемых в последнее время вопросов при исследовании турбулентной конвекции является вопрос о динамике крупномасштабной циркуляции, возникающей на фоне мелкомасштабной турбулентности. КМЦ является результатом самоорганизации отдельных плюмов в подъёмно-опускное течение, занимающее весь объём полости. Среди многообразия течений можно выделить характерные режимы, такие как прецессия и переориентация КМЦ, песса-

ции (полное прерывание вращения КМЦ с последующим возникновением циркуляции в той же либо другой плоскости), а также отдельные моды течения: слошинг (периодическое смещение всей КМЦ от оси цилиндра), торсионные колебания и др. [8]. Конкретный набор реализуемых режимов и мод течения зависит от геометрии полости, свойств жидкости и величины перепада температур. В настоящей работе изучается турбулентная конвекция жидкого натрия в вертикальном цилиндре, диаметр D которого примерно равен высоте L . Основной упор сделан на разработку методов анализа экспериментальных данных, позволяющих максимально подробно изучить возникающие режимы течения, а также выделить их моды.

2. Методы

2.1. Экспериментальная установка

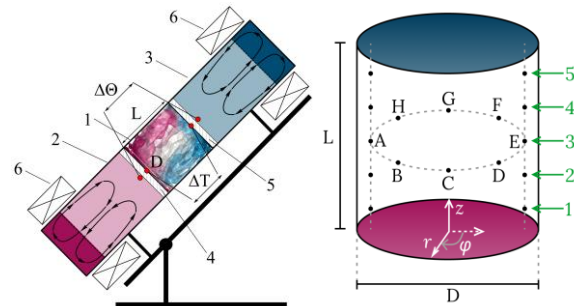


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (слева), схема расположения термопар в конвективной ячейке (справа)

Все экспериментальные данные, представленные в этой статье, получены на лабораторной установке, подробно описанной в [9]. Конвективная ячейка 1 представляет собой отрезок трубы из нержавеющей стали со стенкой толщиной 3.5 мм, внутренней длиной $L = 216$ мм, внутренним диаметром $D = 212$ мм и заполнена жидким натрием (рис. 1 слева). Оба торца конвективной ячейки отделены от камер теплообменников 2 и 3 медными дисками 4 и 5 толщиной 1 мм. Камеры теплообменника также заполнены жидким натрием, тем-

пература которого поддерживается постоянной. Это достигается за счёт принудительного магнитогидродинамического перемешивания катушками 6, благодаря которому тонкие торцевые медные пластины интенсивно омываются жидким натрием со стороны камер теплообменников, обеспечивая равномерное распределение температуры на их поверхностях [10]. Нагрев горячего теплообменника осуществляется электрически; охлаждение холодного – с помощью специальной системы, нагнетающей воздух с требуемым расходом. Вся установка размещена на поворотной раме, позволяющей изменять угол наклона конвективной ячейки от 0° (вертикальное положение) до 90° (горизонтальное положение).

Для подробного анализа конвективных потоков жидкого натрия ячейка оснащена 28 малоинерционными термопарами (диаметр термоспая 1 мм). Термопары расположены на 8 прямых линиях, коллинеарных оси цилиндра (см. рис. 1 справа). Эти линии распределены с равным азимутальным шагом в 45° и отмечены на рисунке заглавными буквами от А до Н (против часовой стрелки, если смотреть с холодного торца). На каждой из 8 линий (от А до Н) размещены 3 или 5 термопар. Таким образом, все термопары расположены в пяти поперечных сечениях конвективной ячейки, параллельных торцам. Термопары заглублены в натрий на одинаковом расстоянии в 17 мм на 5 окружностях, как показано на рис. 1 справа цифрами 1...5. Окружности 1, 3 и 5 содержат по восемь термопар, а 2 и 4 – только две термопары (А и Е). Такое расположение термопар удобно для анализа динамики КМЦ [11-14] и, как будет показано далее, позволяет выделить дополнительные моды крупномасштабного течения. Под дополнительными модами понимаются мода слошинга и торсионные колебания. Слошингом называется периодическое плоскопараллельное смещение плоскости вращения КМЦ от оси цилиндра со временем. Как показано, например, в [12], мода слошинга обязательно сопровождается торсионными колебаниями – колебаниями температуры в двух плоскостях сечения цилиндра вблизи горячего и холодного теплообменников, происходящих в противофазе между собой. Такие моды также воспроизводятся при прямом численном моделировании [15].

2.2. Интерполяция температурных сигналов

На основании данных термопарных измерений возможно восстановление поля температуры на цилиндрической поверхности, проходящей через термоспай всех 28 термопар, путём интерполяции данных как по вертикальной z , так и по угловой φ координатам соответственно. В последнем случае накладывается дополнительное условие «сшивания» интерполирующих функций в точке $\varphi = 2\pi$.

Подробный анализ отдельных мод КМЦ может производиться с помощью двух формальных параметров – положения и ориентации плоскости КМЦ относительно выбранной системы координат в каждый момент времени. Для определения положения плоскости КМЦ в центральном сечении цилиндра (ортогонально оси) по высоте выбирается отрезок, соединяющий точки с максимальным и минимальным значениями температуры. Плоскость, проходящая через этот отрезок и параллельная оси цилиндра, считается плоскостью КМЦ. В качестве численных характеристик положения и ориентации КМЦ удобно взять расстояние от центра цилиндра до найденного отрезка и угол ориентации такого радиус-вектора в цилиндрической системе координат. Ось Oz введённой системы координат совпадает с осью цилиндра.

Весьма важной проблемой обработки экспериментальных данных является корректное нахождение положений максимума и минимума температуры в выбранном поперечном сечении цилиндра [16]. В силу достаточно грубой дискретизации данных по угловой координате возникает потребность в интерполяции экспериментальных точек на углы, лежащие между термопарами. В литературе описаны несколько методов, имеющих свои преимущества и обоснования. Наибольшее распространение получили варианты интерполяции полиномами 2-го порядка (в дальнейшем будем именовать такой тип интерполяции квадратичным) и гармонической функцией (будем именовать данный тип синусоидальным). Под прямым методом будем понимать нахождение максимума и минимума температуры непосредственно по линейке термопар (выбор из 8 экспериментальных точек). Для понимания применимости каждого из методов приведём их краткое описание.

Метод квадратичной интерполяции подразумевает нахождение положения максимума и минимума температуры по угловой координате в два этапа. На первом этапе производится поиск экстремумов среди 8-ми значений температуры в выбранном кольце термопар. Затем по значениям температур в точках экстремумов и двух соседних с ними производится однозначное построение парабол. На втором этапе положения экстремальных точек вычисляются исходя из условия максимума/минимума параболических кривых. В основе метода лежит сглаживание экспериментальных данных самой простой гладкой аналитической функцией. Как и во всех случаях интерполяции требование гладкости функции объясняется отсутствием физических механизмов, способных приводить к разрывам поля температуры.

Синусоидальный метод подразумевает аппроксимацию экспериментальных данных гармонической функцией (для определённости будем считать эту функцию синусом). В число варьируемых параметров входят как амплитуда, так и фаза функ-

ции. Основной идеей метода является сглаживание экспериментальных данных функцией, имеющей ту же топологию, что и область определения экспериментальных данных. То есть значения функции должны естественным образом сшиваться при достижении угловой координатой величины 2π (полный оборот вдоль окружности). На этом интервале тригонометрическая функция имеет строго заданные положения максимума и минимума, определяемые начальной фазой. Таким образом, появляется возможность охарактеризовать положение плоскости КМЦ одной переменной – фазой аппроксимирующей функции. Это упрощает спектральный анализ и его интерпретацию.

В настоящей работе мы проводим сравнение перечисленных методов как по ресурсозатратам на обработку данных, так и по корректности восстановления плоскости КМЦ с физической точки зрения. На рис. 2 приведено сравнение результатов восстановления положения максимума и минимума температуры в горизонтальном сечении цилиндра

разными методами. Для наглядного пояснения различий методов дан пример углового распределения температуры и интерполирующих функций (парабола, синус, сплайны).

Отдельно следует описать предложенный нами метод. Он основывается на сплайн-интерполяции экспериментальных данных. Основное отличие от традиционно применяемых сплайнов заключается в сшивании значений интерполирующих функций угловой координаты, их первых и вторых производных в точках $\varphi = 0$ и $\varphi = 2\pi$.

Для наглядности сравнения результатов различных методов интерполяции на рис. 2 также показаны положения плоскости КМЦ, построенные на основании найденных экстремальных точек. Дополнительно на рис. 2 приводятся временные развёртки положения плоскости КМЦ, с целью демонстрации качественного изменения спектрального состава анализируемых данных при использовании различных методов восстановления плоскости КМЦ.

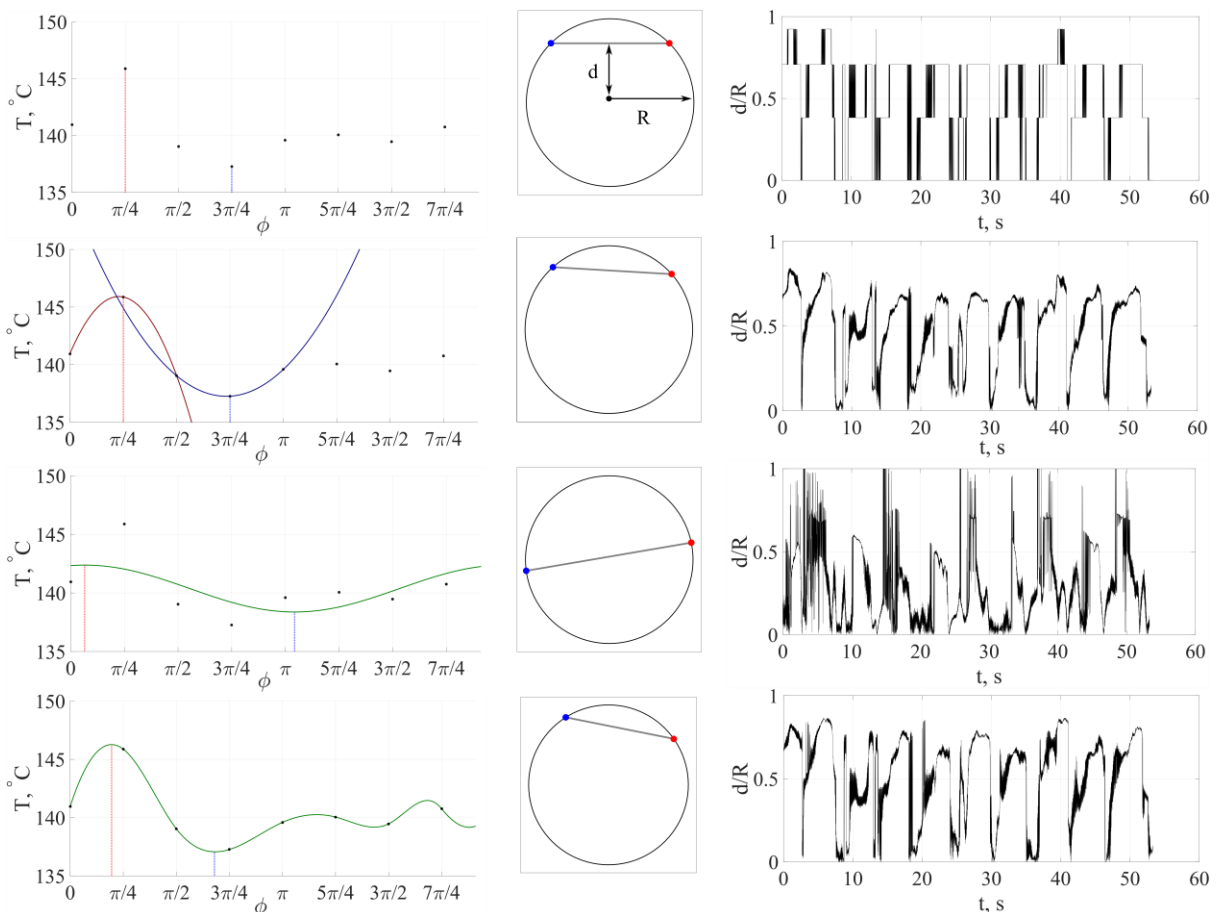


Рис. 2. Сравнение различных методов интерполяции экспериментальных данных для определения положения плоскости КМЦ. Первый столбец — пример мгновенного распределения температуры по 8 термометрам и интерполирующих функций (вертикальные отрезки отмечают точки экстремума температуры). Второй столбец — пример восстановления положения плоскости КМЦ представленными методами. Третий столбец — эволюция положения плоскости КМЦ

Сравнительный анализ локализации экстремумов температурного ряда показывает, что наиболее близкие результаты к случаю прямого анализа дают квадратичный и сплайн методы. Оба варианта обеспечивают сглаживание и показывают весьма близкие значения временных рядов эволюции положения плоскости КМЦ. Очевидным недостатком метода синусоидальной аппроксимации данных является навязывание формы распределения температуры, вообще говоря, развитому турбулентному процессу. Отклонение распределения температуры от строго периодического (по углу) приводит к появлению существенных ошибок при анализе. Это хорошо видно из сравнения мгновенного положения плоскости КМЦ – синусоидальный метод даёт расположение плоскости КМЦ в центральной части цилиндра близко к диаметру, в то время как остальные методы регистрируют расположение плоскости КМЦ в виде хорды в «верхней» части кругового сечения. Кроме того, по построению аппроксимирующей функции видно, что максимум и минимум тригонометрической функции смещены от соответствующих экспериментальных точек в силу несимметричного распределения температуры по угловой координате. Вносимая искусственно заданной симметрией погрешность хорошо видна на графике эволюции положения плоскости КМЦ.

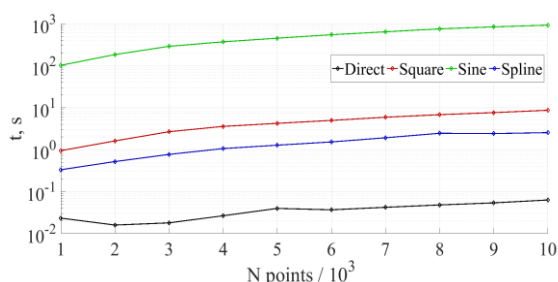


Рис. 3. Зависимость времени расчета положения плоскости КМЦ от длины исходного сигнала

Наиболее близкие результаты расчета эволюции плоскости КМЦ дают квадратичный и сплайн методы интерполяции экспериментальных данных. Оба метода предоставляют сглаженную версию временного ряда, получаемого при прямом восстановлении положения плоскости КМЦ, хотя сплайн-интерполяция обеспечивает несколько меньшую степень сглаживания в силу более точной связи экспериментальных точек, чем квадратичный метод.

Важной проблемой анализа экспериментальных данных также является скорость обработки сигналов. Вследствие существования многих временных масштабов физических процессов, протекающих в рассматриваемой системе, возникает необходимость в высокочастотной записи длинных временных рядов. В нашем случае частота опроса термопар составляла 75 Гц при продолжительности экс-

перимента от 1 до 7 ч. Большие объемы данных для обработки приводят к значительным затратам времени вычислений при восстановлении положения плоскости КМЦ. На рис. 3 приведены зависимости времени расчета положения плоскости КМЦ в зависимости от длины временного ряда экспериментальных данных. Ожидаемо, что прямой тип анализа требует наименьших ресурсозатрат. В то же время аппроксимация экспериментальных точек периодической функцией обладает наибольшим, среди представленных методов, временем вычислений. Вкупе с погрешностью восстановления положения плоскости КМЦ значительное время вычислений делает данный метод наименее привлекательным.

Квадратичный метод и сплайн-интерполяция близки по времени вычислений. При этом квадратичная аппроксимация данных более ресурсозатратна в силу дополнительных условий циклического сшивания данных в точках $\varphi = 0$ и $\varphi = 2\pi$. Алгоритм сплайн-интерполяции сводится к решению СЛАУ из 24 уравнений на каждом шаге. Поскольку в нём условие сшивания данных заложено в уравнения, то применение логических операторов для учета цилиндрической геометрии задачи не требуется.

2.3. Определение мод КМЦ

В качестве характеристик мод КМЦ, а именно торсионной моды и слошинга можно использовать расстояние d от оси цилиндра до плоскости КМЦ (середины отрезка, соединяющего максимум и минимум температуры на кольце) и угол между плоскостями КМЦ в верхнем и нижнем сечениях цилиндра. Первая величина позволяет охарактеризовать слошинг, поскольку данная мода связана с поступательным смещением максимума и минимума температуры. При анализе данных слошинг будет наблюдаться в виде периодических колебаний расстояния d со временем. В свою очередь, торсионная мода проявляется в виде крутильных колебаний крупномасштабного когерентного вала. Эти колебания характеризуются изменением ориентации максимумов и минимумов температуры в разных по высоте цилиндра сечениях (верхнем и нижнем) в противофазе.

Разработанный нами метод восстановления положения плоскости КМЦ был применён для анализа течения. Был произведён помодовый анализ эволюции положения КМЦ (рис. 4). Рассматривались торсионная мода и слошинг. В качестве численных характеристик мод были выбраны расстояние от оси цилиндра до плоскости КМЦ d , нормированное на радиус цилиндра R – для слошинга, и разность углов ориентации плоскости КМЦ $d\varphi$ в верхнем и нижнем кольцах термопар – для торсионной моды. Временные ряды соответствующих зависимостей приведены на рис. 4. Анализ моды

слошинга проводился в среднем сечении цилиндра. Кроме того, с целью сглаживания экспериментальных данных относительно расстояние до плоскости КМЦ умножалось на косинус разности среднего угла ориентации плоскости КМЦ и мгновенного значения угла ориентации.

Хорошо виден периодический характер зависимостей представленных величин. С целью выяснения спектрального состава сигналов был применён вейвлет-анализ. В качестве анализирующего вейвлета был использован комплексный вейвлет Морле. Установлено, что колебания обеих мод происходят с характерными частотами 0.082 Гц и 0.19 Гц. При этом меньшая частота наблюдается

на всём времени измерений, в то время как высокая частота проявляется в виде отдельных всплесков продолжительностью от одного до нескольких периодов колебаний. Стоит отметить полное совпадение значений выделенных частот для обеих рассматриваемых мод. Это однозначно говорит о том, что данные моды согласованы по времени и являются составляющими одного течения сложной топологии. Найденный период в 12.2 с (для доминирующей частоты) для данного числа Релея соответствует также и периоду обращения КМЦ. Подробнее о частотах обращения КМЦ и её модах, а также об их зависимости от числа Релея см. работу [17].

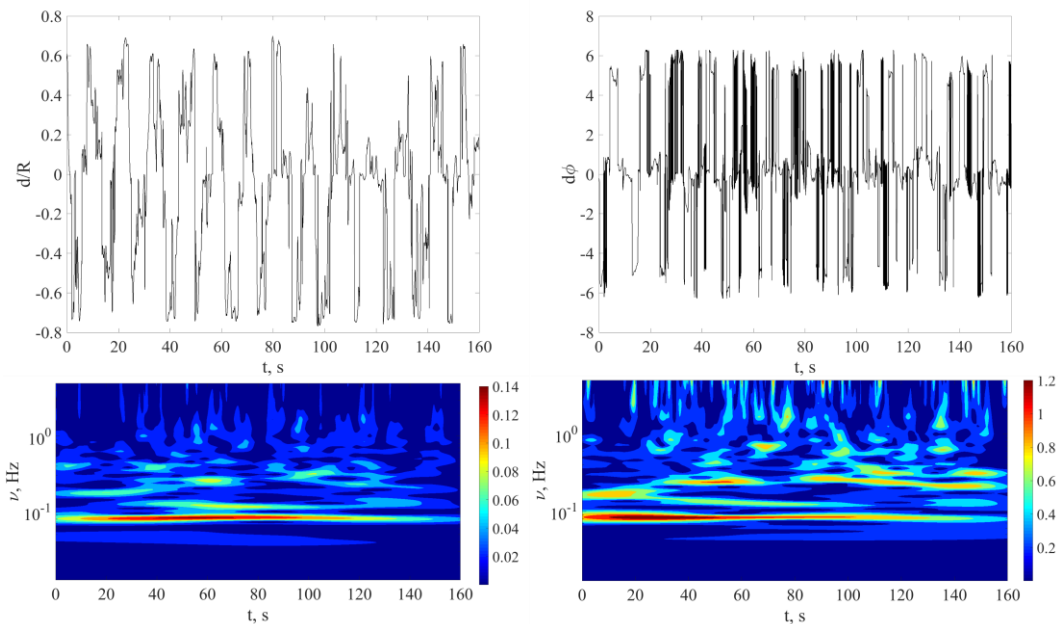


Рис. 4. Временные развёртки эволюции положения (слева сверху) и ориентации (справа сверху) плоскости КМЦ, иллюстрирующие слошинг и торсионную моду колебаний соответственно, и вейвлет-диаграммы соответствующих сигналов

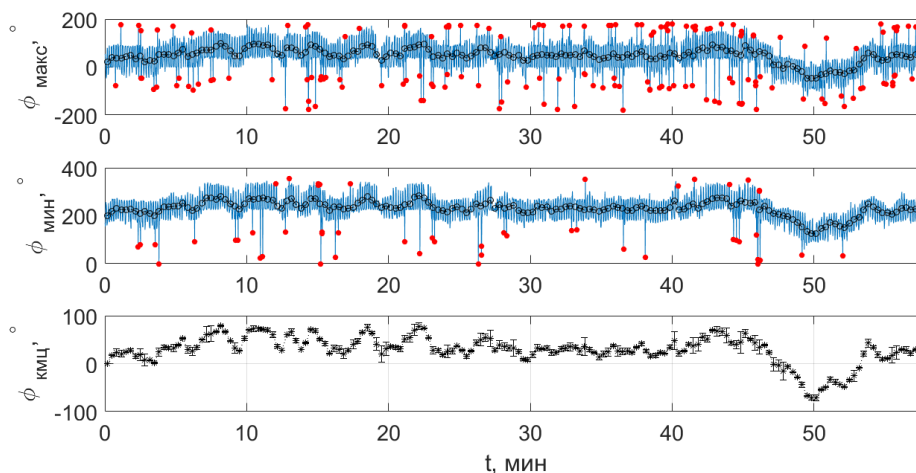


Рис. 5. Применение алгоритма восстановления угла ориентации плоскости основной моды КМЦ (нижний график). На верхнем и среднем графиках сплошной линией показаны эволюции положений максимума и минимума соответственно до усреднения и выколотыми точками после усреднения по двум периодам слошинга. Красными точками показаны отдельные нерегулярные всплески температуры, исключаемые из анализа

2.4. Анализ поведения основной моды

Как уже было отмечено, крупномасштабная циркуляция обладает сложной пространственно-временной структурой и может рассматриваться как совокупность основной и дополнительных мод, имеющих одинаковые временные масштабы. Описанные выше торсионная мода и слошинг являются более высокими модами КМЦ и существуют на фоне основной моды во всём диапазоне чисел Релея, практически не прерываясь в течение экспериментов. Однако эволюция КМЦ имеет более сложную временную структуру: она как целое поворачивается вокруг главной оси цилиндра на различные углы. При этом данный процесс нельзя назвать прецессией, поскольку, как будет показано далее, он носит неперIODический характер. В зарубежной литературе такое поведение КМЦ называется «блужданием». Для изучения блуждания крупномасштабной циркуляции был разработан алгоритм обработки данных, позволяющий исключить из рассмотрения высокие моды и наблюдать только за основной. Основная мода КМЦ представляет собой вихрь, занимающий всю полость и образованный из горячих восходящих и холодных нисходящих течений. Для определения его ориентации достаточно определить положение максимума φ_{\max} и/или минимума φ_{\min} температуры на кольце термодатчиков в среднем сечении цилиндра. Для этого применялся описанный выше алгоритм замкнутой циклической сплайн-интерполяции температурных рядов на долговременных замерах. На рис. 5 на верхнем и среднем графиках синим цветом обозначены эволюции положений максимума и минимума соответственно. Высокочастотные колебания – это мода слошинга. Красными точками отмечены отдельные нерегулярные всплески температуры, имеющие физическую природу, но мешающие анализу. Такие точки исключались из рассмотрения с помощью фильтра (текущее значение отличается от соседних более чем на 40%). На следующем этапе отфильтрованные данные сглаживались по времени, равному двум периодам высокочастотных колебаний (рис. 5, черные выколотые точки), тем самым мода слошинга из рассмотрения исключалась. Угол ориентации плоскости основной моды КМЦ $\varphi_{\text{КМЦ}}$ (нижний график на рис. 5) вычислялся как среднее между углами ориентации максимума и минимума температуры φ_{\max} и φ_{\min} соответственно за вычетом постоянной разницы в 180° (максимум температуры у основной моды всегда расположен строго напротив минимума). Вертикальными отрезками здесь показана разница между φ_{\max} и φ_{\min} , за вычетом 180° в каждый момент времени. На нижнем графике рис. 5 приведена эволюция угла плоскости основной моды (из всего ряда значений вычтено первое), как пример блуждания КМЦ в течение долговременного замера (один час из семи) при $Ra = 2.18 \cdot 10^7$. Видно,

что зависимость угла плоскости основной моды от времени имеет неперIODический характер, при этом угол лишь отклоняется от некоторого среднего значения, что свидетельствует о наличии предпочтительного положения основной моды. Это может быть связано с неидеальной вертикальностью экспериментальной установки либо, что менее вероятно, с неравномерными тепловыми потерями через боковую поверхность цилиндра. В эксперименте с данным числом Релея основная мода КМЦ поворачивалась преимущественно на углы порядка $40\text{--}50^\circ$ на временных масштабах от единицы до десятков минут, однако случались редкие события поворотов на углы до 90° . И лишь один раз за весь семичасовой эксперимент КМЦ повернулась на величину около 180° , фактически изменив направление своего вращения на противоположное (рис. 5, $t = 50$ мин.). Однако, как уже было отмечено в [17], это событие нельзя назвать реверсией из-за того, что изменение направления вращения происходило путём плавного разворота вихря в течение 7 мин и не сопровождалось его остановкой (цессацией). Кроме того, после разворота на 180° плоскость основной моды крупномасштабной циркуляции не осталась в этом положении, а плавно вернулась в положение вблизи выделенного. Важно отметить, что слошинг в течение всего рассматриваемого события не прекращался (см. средний и верхний графики на рис. 5). Однако нельзя не отметить редкие случаи кратковременного прекращения слошинга, происходящие в момент изменения направления поворота плоскости основной моды КМЦ (см., например, $t = 19$ мин).

Для частотного анализа долговременных блужданий основной моды КМЦ был применён вейвлет анализ (рис. 6). Как и прежде, в качестве анализирующего вейвлета был выбран вейвлет Морле. Во всех рассмотренных режимах выраженные долгоживущие частоты не наблюдаются, что ещё раз свидетельствует о неперIODическом характере колебаний плоскости основной моды КМЦ. Пики на вейвлет диаграммах позволяют локализовать во времени повороты КМЦ на большие углы ($\geq 80^\circ$), например, на нижнем графике рис. 6 пик на 50-й мин соответствует рассмотренному выше повороту КМЦ на 180° . Помимо сильно выраженных пиков на вейвлет диаграммах также присутствуют области повышенной спектральной плотности энергии, свидетельствующие о наличии короткоживущих квазиперIODических процессов (с плавающей частотой). С осторожностью можно назвать такие процессы прецессией плоскости основной моды КМЦ, и для их анализа требуется большая статистика, а значит, более длительные замеры. Можно также отметить, что с ростом числа Релея спектральная энергия падает.

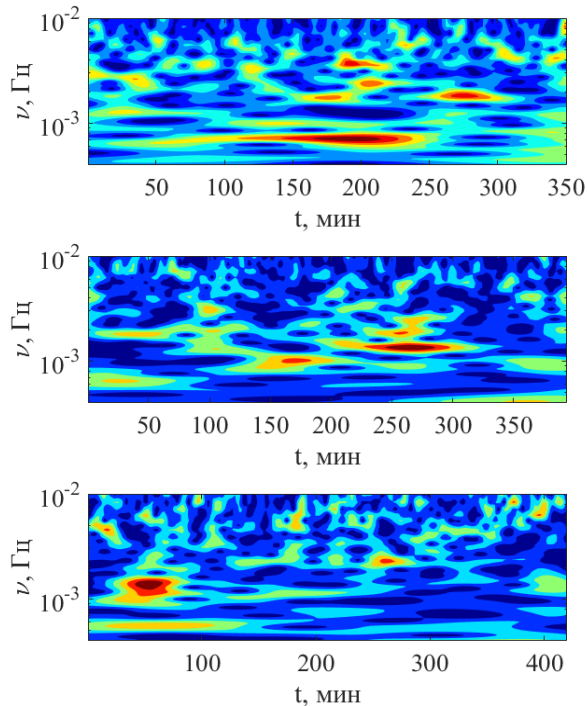


Рис. 6. Вейвлет диаграммы угла поворота плоскости основной моды КМЦ для трёх долговременных замеров: $Ra = 6.43 \cdot 10^6$ (верхний график), $Ra = 1.18 \cdot 10^7$ (средний график), $Ra = 2.18 \cdot 10^7$ (нижний график)

3. Заключение

Выполнено экспериментальное исследование турбулентной конвекции жидкого натрия в вертикальном цилиндре с единичным аспектным отношением, нагреваемом с одного торца и охлаждаемом с другого. Проведён подробный спектральный анализ температурных сигналов для долговременных экспериментов длительностью от 1 до 7 ч. Показано, что во всём диапазоне чисел Релея турбулентное течение самоорганизуется в крупномасштабную циркуляцию, занимающую всю полость и имеющую сложную пространственно-временную структуру. Помимо основной моды в структуре течения присутствуют дополнительные моды, такие как слошинг и торсионные колебания.

Разработан алгоритм обработки экспериментальных данных, позволивший выделить данные моды и провести независимый анализ их характеристик. Для этого был произведён сравнительный анализ уже существующих и предложенного нами методов интерполяции температурных данных. Показано, что новый метод сплайн-интерполяции позволяет наиболее точно восстановить мгновенное положение плоскости крупномасштабной циркуляции, не являясь при этом чрезмерно ресурсозатратным. Обнаружено точное совпадение значений выделенных частот для обеих рассматриваемых мод. Это однозначно говорит о том, что данные моды согласованы по времени и являются

составляющими одного течения сложной топологии.

Долговременные замеры позволили обнаружить блуждание плоскости основной моды КМЦ с помощью разработанного алгоритма фильтрации экспериментальных данных. Процесс блуждания имеет неперриодический характер и заключается в нерегулярных поворотах плоскости КМЦ преимущественно на углы порядка $40\text{--}50^\circ$ на временных масштабах от единиц до десятков минут и, редко, на углы порядка 90° и даже на 180° на больших временных масштабах. Такие редкие события удалось зафиксировать на вейвлет-диаграммах в виде всплесков спектральной плотности энергии температурных колебаний.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-31-00339. Ресурсозатратные расчеты выполнены на суперкомпьютере «Тритон» (ИМСС УрО РАН, г. Пермь).

Список литературы

1. *Chillà F., Schumacher J.* New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Eur. J. Phys. E*, 2012, vol. 35, 58.
2. *Hanasoge S. M., Duvall T. L. Jr., Sreenivasan K. R.* Anomalously weak solar convection // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2012, vol. 109(30), pp. 11928–11932.
3. *King E. M., Aurnou J. M.* Turbulent convection in liquid metal with and without rotation // *Proc Natl. Acad. Sci. USA*, 2013, vol. 110(17), pp. 6688–6693.
4. *Asai S.* *Electromagnetic Processing of Materials: Materials Processing by Using Electric and Magnetic Functions* (Springer, Heidelberg), 2012.
5. *Grötzbach G.* Challenges in low-Prandtl number heat transfer simulation and modeling // *Nucl. Eng. Des.*, 2013, vol. 264, pp. 41–55.
6. *Kelley D. H., Sadoway D. R.* Mixing in a liquid metal electrode // *Phys. Fluids*, 2014, vol. 26, 057102.
7. *Ahlers G., Grossmann S., Lohse D.* Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection // *Rev. Mod. Phys.* 2009, vol. 81, pp. 503–537.
8. *Xi H.-D., Xia K.-Q.* Azimuthal motion, reorientation, cessation, and reversal of the large-scale circulation in turbulent thermal convection: A comparative study in aspect ratio one and one-half geometries // *Phys. Rev. E*, 2008, vol. 78, 036326.
9. *Khalilov R., Kolesnichenko I., Pavlinov A., Mamykin A., et al.* Thermal convection of liquid sodium in inclined cylinders // *Phys. Rev. Fluids*, 2018, vol. 3, 043503.
10. *Kolesnichenko I., Khalilov R., Teimurazov A., Frick P.* On boundary conditions in liquid sodium convective experiments // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2017, vol. 891, 012075.
11. *Cioni S., Ciliberto S., Sommeria J.* Strongly turbulent Rayleigh-Bénard convection in mercury: com-

- parison with results at moderate Prandtl number // *J. Fluid Mech.*, 1997, vol. 335, pp. 111–140.
12. Xi H.-D., Zhou S.-Q., Zhou Q., Chan T.-S., et al. Origin of the temperature oscillation in turbulent thermal convection // *Phys. Rev. Letters*, 2009, vol. 102, 044503.
 13. Brown E., Ahlers G. The origin of oscillations of the large-scale circulation of turbulent Rayleigh-Bénard convection // *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 638, pp. 383–400.
 14. Zürner T., Schindl F., Vogt T., Eckert S., et al. Combined measurement of velocity and temperature in liquid metal convection // *J. Fluid Mech.*, 2019, vol. 876, pp. 1108–1128.
 15. Zwirner L., Khalilov R., Kolesnichenko I., Mamykin A., et al. The influence of the cell inclination on the heat transport and large-scale circulation in liquid metal convection // *J. Fluid Mech.*, 2020, vol. 884, A18.
 16. Zhou Q., Xi H.-D., Zhou S.-Q., Sun C., et al. Oscillations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection: the sloshing mode and its relationship with the torsional mode // *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 630, pp. 367–390.
 17. Mamykin A. D., Kolesnichenko I. V., Pavlinov A. M., Khalilov R. I. Large scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection of liquid sodium in cylindrical cell // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2018, vol. 1128, 012019.
 7. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Rev. Mod. Phys.* 2009, vol. 81, pp. 503–537.
 8. Xi H.-D., Xia K.-Q. Azimuthal motion, reorientation, cessation, and reversal of the large-scale circulation in turbulent thermal convection: A comparative study in aspect ratio one and one-half geometries. *Phys. Rev. E*, 2008, vol. 78, 036326.
 9. Khalilov R., Kolesnichenko I., Pavlinov A., Mamykin A., et al. Thermal convection of liquid sodium in inclined cylinders. *Phys. Rev. Fluids*, 2018, vol. 3, 043503.
 10. Kolesnichenko I., Khalilov R., Teimurazov A., Frick P. On boundary conditions in liquid sodium convective experiments. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2017, vol. 891, 012075.
 11. Cioni S., Ciliberto S., Sommeria J. Strongly turbulent Rayleigh-Bénard convection in mercury: comparison with results at moderate Prandtl number. *J. Fluid Mech.*, 1997, vol. 335, pp. 111–140.
 12. Xi H.-D., Zhou S.-Q., Zhou Q., Chan T.-S., et al. Origin of the temperature oscillation in turbulent thermal convection. *Phys. Rev. Letters*, 2009, vol. 102, 044503.
 13. Brown E., Ahlers G. The origin of oscillations of the large-scale circulation of turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 638, pp. 383–400.
 14. Zürner T., Schindl F., Vogt T., Eckert S., et al. Combined measurement of velocity and temperature in liquid metal convection. *J. Fluid Mech.*, 2019, vol. 876, pp. 1108–1128.
 15. Zwirner L., Khalilov R., Kolesnichenko I., Mamykin A., et al. The influence of the cell inclination on the heat transport and large-scale circulation in liquid metal convection. *J. Fluid Mech.*, 2020, vol. 884, A18.
 16. Zhou Q., Xi H.-D., Zhou S.-Q., Sun C., et al. Oscillations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection: the sloshing mode and its relationship with the torsional mode. *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 630, pp. 367–390.
 17. Mamykin A. D., Kolesnichenko I. V., Pavlinov A. M., Khalilov R. I. Large scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection of liquid sodium in cylindrical cell. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2018, vol. 1128, 012019.

References

1. Chillà F., Schumacher J. New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Eur. J. Phys. E*, 2012, vol. 35, 58.
2. Hanasoge S. M., Duvall T. L. Jr., Sreenivasan K. R. 2012 Anomalously weak solar convection. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2012, vol. 109(30), pp. 11928–11932.
3. King E. M., Aurnou J. M. Turbulent convection in liquid metal with and without rotation. *Proc Natl. Acad. Sci. USA*, 2013, vol. 110(17), pp. 6688–6693.
4. Asai S. *Electromagnetic Processing of Materials: Materials Processing by Using Electric and Magnetic Functions* (Springer, Heidelberg), 2012.
5. Grötzbach G. Challenges in low-Prandtl number heat transfer simulation and modeling. *Nucl. Eng. Des.*, 2013, vol. 264, pp. 41–55.
6. Kelley D. H., Sadoway D. R. Mixing in a liquid metal electrode. *Phys. Fluids*, 2014, vol. 26, 057102.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Мамыкин А. Д., Лосев Г. Л., Мандрыкин С. Д. Анализ мод крупномасштабной циркуляции жидкого натрия в эксперименте по турбулентной конвекции Релея–Бенара // Вестник Пермского университета. Физика. 2020. № 2. С. 65–73. doi: 10.17072/1994-3598-2020-2-65-73

Please cite this article in English as:

Mamykin A. D., Losev G. L., Mandrykin S. D. Mode analysis of large-scale liquid sodium circulation in a Rayleigh-Bénard turbulent convection experiment. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2020, no. 2, pp. 65–73. doi: 10.17072/1994-3598-2020-2-65-73