

## Научная статья

## Численное моделирование суточных колебаний инсоляции в идеализированной модели общей циркуляции атмосферы

А.А. Гаврилов<sup>1</sup>, А.Н. Сухановский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup> Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

Проведено численное исследование влияния суточных колебаний инсоляции на формирование и характеристики крупномасштабных течений при помощи численного аналога лабораторной модели общей циркуляции атмосферы. Показано, что переход от стационарного зонально однородного нагрева к движущемуся источнику тепла, моделирующего суточные осцилляции инсоляции, не приводит к качественным изменениям в структуре среднего течения и распределении пульсаций и характеризуется только количественными изменениями, величина которых не превышает 15%. Предположение о том, что движущийся источник тепла приведет к дополнительным возмущениям и как следствие к росту энергии пульсаций не подтвердилось. Напротив, энергия пульсаций меридиональной скорости, которая характеризует энергию бароклинических волн, в случае движущегося источника тепла уменьшается. Относительно слабое влияние смены режима нагрева от стационарного зонально однородного к нестационарному локализованному объясняется тем, что возмущения обусловленные движением источника тепла, локализованы как по пространству, так и по частоте.

**Ключевые слова:** вращающаяся конвекция, локализованный нагрев, общая циркуляция атмосферы, бароклинические волны

Получение: / Публикация онлайн: 30.07.2025

УДК 532.5; 536.252

### 1. Введение

Общая циркуляция атмосферы (ОЦА) определяет перенос тепла между низкими и высокими широтами, оказывая тем самым ключевое влияние на погоду и региональный климат [1]. Характеристики и временная эволюция ОЦА зависят от целого ряда факторов, таких как, вращение Земли, солнечное излучение, рельеф поверхности и многих других. Учет этих факторов необходим для прогноза погоды, вследствие чего математические модели, используемые для прогноза погоды чрезвычайно сложны [2–4]. Большое количество параметров и настроек моделей, описывающих различные гидродинамические и термодинамические процессы, сильно затрудняет использование этих моделей (в полной постановке) для выявления механизмов формирования крупномасштабных зональных и меридиональных течений, волн различной природы [5, 6]. Для этого применяются более простые модели различной степени идеализации [7, 8]. Очевидное подобие средней структуры ОЦА, и распределения волновой активности на данных реанализа [9], идеализированных полномасштабных моделей [10–12] и лабораторной модели [13–15] позволяет, по крайней мере, в первом приближении применять для моделирования ОЦА вращающийся конвективный слой с меридиональным перепадом температуры, в определенной области управляющих параметров. В качестве примера успешного использования идеализированной лабораторной модели можно отметить моделирование арктического потепления. Изменения в распределении температуры, интенсивности зональных течений и бароклинических волн в экспериментах и численных расчетах, реализованных в рамках лабораторной модели ОЦА [15] хорошо качественно согласуются с результатами полученных при помощи климатических моделей [16, 17] и реанализа [18]. При этом относительная простота и небольшое количество параметров лабораторной модели ОЦА позволили выделить один из возможных механизмов ответственных за усиление потепления в Арктике, основанный на ослаблении и смещении полярной меридиональной ячейки. В работе [19] была изучена трансформация ОЦА, средней и пульсационной частей меридионального теплопереноса при варьировании вращения. Ключевые результаты [19], такие как зависимость числа меридиональных ячеек от скорости вращения, также хорошо согласуются с полномасштабным моделированием в приближении аквапланеты [10].

Сезонные осцилляции инсоляции могут оказывать существенное влияние на характеристики ОЦА и бароклинических волн [11, 12]. Помимо относительно медленных сезонных осцилляций инсоляция характеризуется быстрыми, суточными осцилляциями. Источник тепла (освещенная Солнцем область) движется по поверхности Земли в направлении противоположном вращению Земли. Известно, что суточные колебания оказывают сильное влияние на фазовые переходы, содержание влаги [20, 21], интенсивность ветра [22], конвекцию [23]. Также предполагается влияние суточных осцилляций на модуляцию амплитуды волн Россби в низких широтах [24]. Обзор литературы показывает, что важный вопрос о том как суточные осцилляции влияют на формирование и динамику крупномасштабных атмосферных течений не получил должного внимания и является открытым. Надо отметить, что формирование конвективных течений при наличии движущегося в зональном направлении источника тепла исследовалось в целом ряде работ, в том числе и в последнее время, но только для неподвижного слоя. Изначально решался вопрос о самой возможности развития зональной циркуляции в неподвижном цилиндрическом слое в случае вращающегося в лабораторной системе источника тепла. В экспериментах [25, 26] было показано, что зональные течения действительно формируются, причем в противоположном направлении по отношению к вращению источника тепла. Численные расчеты [27] показали, что в зависимости от параметров

(угловой скорости вращения источника тепла и интенсивности нагрева) возможно формирование зональных течений, как отстающих, так и опережающих источник тепла.

В настоящей работе исследуется влияние суточных колебаний инсоляции на формирование и характеристики крупномасштабных течений при помощи численного аналога лабораторной модели ОЦА.

## 2. Методы

Серия численных расчетов выполнена с использованием цифрового аналога лабораторной модели общей циркуляции атмосферы. Подробное описание лабораторной модели, а также сравнение лабораторных и численных результатов можно найти в [13, 15, 19]. Общая схема расчетной области представлена на рисунке 1a. Рабочий объем представляет собой цилиндрический слой жидкости со свободной поверхностью радиусом  $R = 345$  мм и высотой  $h = 30$  мм. Нагреватель представляет собой круглую полосу шириной 25 мм. Расстояние от цилиндрической боковой стенки до внешней границы нагревателя составляет 40 мм. В качестве рабочей жидкости используется силиконовое масло PMS-5.

Нестационарное течение несжимаемой жидкости моделируется в приближении Буссинеска во вращающейся системе отсчета и включает в себя следующую систему равнений:

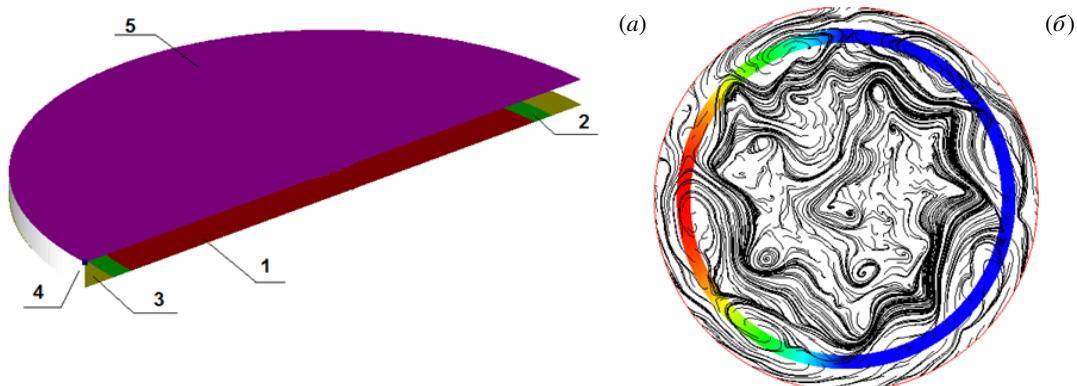
$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + (2\Omega \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \beta(T - T_0) \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \chi \nabla^2 T,$$

где  $\mathbf{u}$  – вектор относительной скорости (далее просто скорость),  $\rho$  – плотность,  $T$  – температура,  $T_0$  – характерная температура,  $p$  – давление,  $\mathbf{g}$  – ускорение свободного падения,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\boldsymbol{\Omega}$  – вектор угловой скорости вращения системы вокруг центральной оси,  $\mathbf{r}$  - локальный радиус-вектор,  $\beta$  – коэффициент термического расширения и  $\chi$  – коэффициент температуропроводности.

На всех твердых стенах ставятся условия прилипания. На свободной границе ставится условие проскальзывания. Тепловой режим задаётся мощностью нагревателя и холодильника. Для базового варианта теплопереноса значения мощности нагревателя и холодильника (свободной поверхности) равны  $Q_h = 123$  Вт. На нагревателе и холодильнике задаётся тепловой поток, определяемый по заданной тепловой мощности и площади поверхности. Остальные твердые поверхности адиабатические.



**Рис. 1.** (а) Схема расчетной области: 1, 3, 4 – вращающиеся адиабатические стенки, условие прилипания; 2 – кольцевой нагреватель; 5 – свободная граница (теплообмен с воздухом), условие проскальзывания (б) Распределение температуры в области движущегося кольцевого нагревателя (показано цветом), пример мгновенных течений вблизи свободной границы (линии тока).

В серии расчётов моделируется локальный источник тепла на периферии в области кольцевого нагревателя, движущийся во вращающейся системе отсчёта против вращения слоя с угловой скоростью вращения слоя (рисунок 1б). Вращающийся в системе отсчёта слой локальный источник нагрева имитирует солнечное освещение. Для этого плотность теплового потока локального источника рассчитывается следующим образом:

$$q(\phi, t) = \frac{\pi Q_{local}}{A_h} \max[0, \sin(\phi + \Omega t)],$$

где  $Q_{local}$  – тепловая мощность локального источника,  $A_h$  - площадь кольцевого нагревателя,  $\Omega$  - скорость вращения,  $\phi$  - локальный азимутальный угол и  $t$  - время.

В данной работе рассмотрены два режима, с регулярными и нерегулярными бароклиническими волнами. Соответствующие периоды вращения равны 27 и 17 секунд. Для каждого периода вращения рассмотрены три конфигурации: азимутально однородный нагрев, движущийся локальный источник тепла и комбинированный нагрев, сочетающий азимутально однородный нагрев и движущийся локальный источник тепла. Суммарная мощность нагрева для всех конфигураций фиксирована и равна 123 Вт. Нагрев и охлаждение сбалансированы, таким образом полный поток тепла через все границы равен нулю и средняя по объёму температура не меняется.

В качестве начального приближения для скорости жидкости ставится условие твердотельного вращения с соответствующей скоростью вращения. Начальная однородная температура жидкости равна 20 градусам Цельсия.

**Дискретизация.** Неструктурированная расчётная сетка построена из нескольких блоков со структурированной сеткой из шестиугольных ячеек. Блоки выделяют области нагревателя и локализованного холодильника. В области холодильника используется пяти-блочная структурированная сетка с центральным квадратом. Квадрат покрыт однородной структурированной сеткой. В вертикальном направлении используется сетка со сгущением к верхней и нижней поверхностям и количеством узлов  $N_z$ . Приблизительно можно сказать, что базовая расчётная сетка имеет следующую детализацию: 192 узла в радиальном направлении со сгущением к нагревателю и холодильнику, 260 узлов в тангенциальном направлении и 40 узлов в вертикальном направлении с коэффициентом сгущения к границам 1.05. Общее количество контрольных объёмов равно 2,0 млн.

Шаг интегрирования по времени оставался постоянным в течении расчёта и выбран равным 0.1 с. Для базового режима с периодом вращения 17 с максимальное число Куранта–Фридрихса–Леви (CFL), посчитанное по относительной скорости, не превосходит 3.0, а в среднем по объёму  $CFL = 0.2 \pm 0.2$ . Статистика получается осреднением по времени и по однородному азимутальному направлению после выхода на статистический режим занимающий 2000 с. Время осреднения составляет не менее 7200 с.

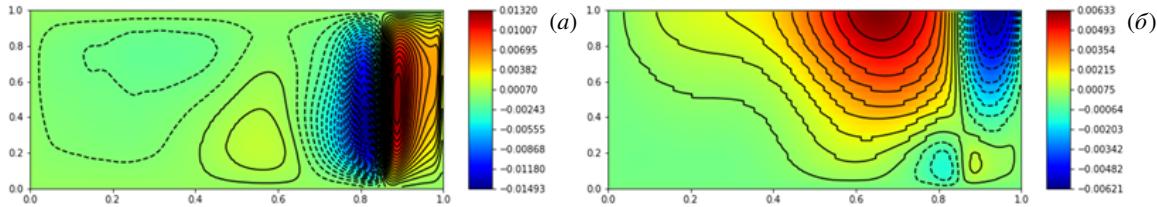
**Численный алгоритм.** Численные расчёты выполнялись с использованием программы  $\sigma$ Flow, численный алгоритм которой базируется на методе конечного объёма для пространственных уравнений гидродинамики на неструктурированной сетке. Аппроксимация конвективных и диффузионных членов уравнения количества движения осуществляется центрально-разностными схемами второго порядка. Связь между полями скорости и давления, обеспечивающая выполнение уравнения неразрывности, реализуется при помощи SIMPLE подобной процедуры расщепления. Значения полей скорости и давления определены в центрах контрольных объемов. Для устранения осцилляций поля давления используется подход Рхи–Чоу, заключающийся в специальной интерполяции вектора скорости на гранях контрольных объёмов. Для интегрирования по времени уравнения движения используется метод Кранка–Николсона второго порядка точности. При этом неявно трактуются, как вязкие, так и конвективные члены уравнения движения. Конвективные члены уравнения переноса энергии аппроксимируются противопоточной TVD схемой, нестационарное слагаемое уравнения на температуру – трёхслойной схемой второго порядка. Для решения разностного уравнения на поправку давления применяется алгебраический многосеточный метод. Для ускорения расчётов применяется технология параллельных вычислений, основанная на декомпозиции расчетной области на несколько соприкасающихся подобластей.

**Верификация и валидация.** Результаты верификации численной модели представлены в работе [15].

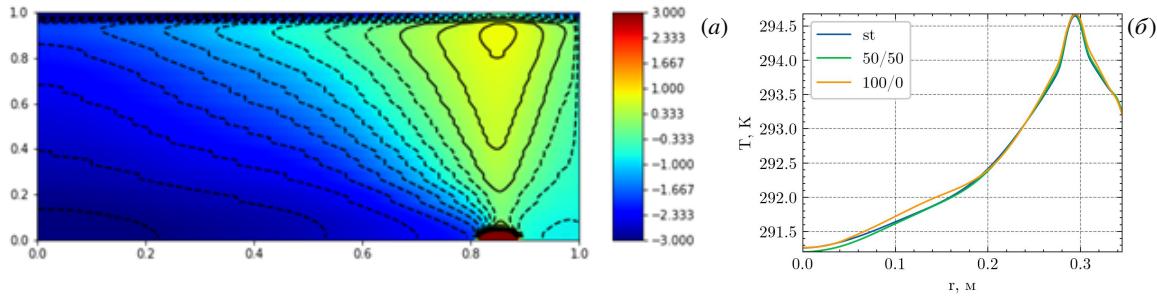
### 3. Результаты

Влияние движущегося протяженного источника тепла на характеристики течений в лабораторной модели ОЦА было изучено для двух режимов, с квазирегулярными и нерегулярными бароклиническими волнами. Структура средних и мгновенных течений во втором режиме наиболее близка к наблюдаемыми в реальной атмосфере, поэтому для краткости мы будем называть его атмосферным. Таким образом, появляется возможность оценить влияние суточных колебаний температуры для различных волновых режимов. В качестве базового режима рассматривается случай со стационарным нагревом, подробно описанный в работе [15], поэтому в данной работе мы ограничимся кратким описанием основных особенностей, которые потребуются для сравнительного анализа. Средние и пульсационные характеристики течений для базового состояния, то есть стационарного нагрева, представлены на рисунках 2, 3а, 4а. Средняя меридиональная циркуляция состоит из аналогов трех основных атмосферных ячеек (рис.2а). Наиболее интенсивной является аналог ячейки Хэдли, расположенной вблизи области нагрева, затем на меньших радиусах расположен аналог среднеширотной ячейки (Ферреля) и вблизи оси вращения формируется аналог полярной ячейки. В силу того, что область нагрева смешена от боковой стенки, вблизи нее формируется еще одна, дополнительная ячейка, которая не представляет для нас особого интереса. Структура зональных течений (во вращающейся системе отсчета) также качественно подобна наблюдаемым в атмосфере (рис.2б). На периферии формируется течение, направленное против вращения слоя (антициклоническое), являющееся аналогом восточных ветров, а на меньших радиусах формируется аналог западных ветров, течение сонаправленное с вращением слоя (циклоническое). Скорость зональных течений в модели ОЦА, также как и в реальной атмосфере, растет с высотой.

Среднее распределение температуры показано на рисунке 3а. Особенностью конвекции во вращающемся слое является наклонное расположение изотерм температуры. При этом как хорошо видно практически везде, за исключением примыкающей к нагревателю области, температура растет с высотой, то есть формируется устойчивая стратификация. Пульсации меридиональной скорости обусловлены в первую очередь бароклиническими волнами и обычно используются в качестве индикатора волновой активности (рис.4а). Формирование бароклинических волн происходит в области с наибольшим горизонтальным градиентом температуры, который смещен от области нагрева в сторону меньших радиусов (рис.3а). Максимум волновой активности расположен в верхней

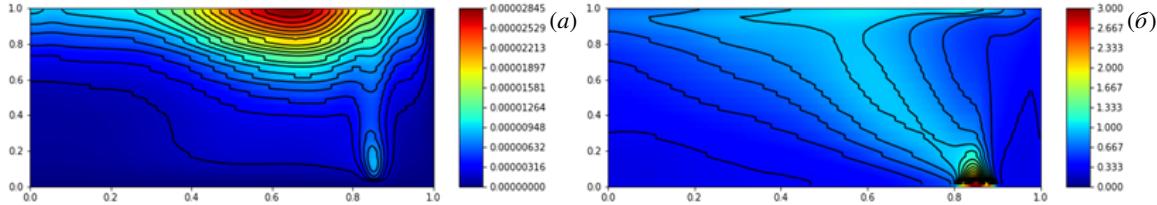


**Рис. 2.** (а) Средняя меридиональная циркуляция (распределение функции тока) (б) Распределение средних зональных течений. Атмосферный режим.



**Рис. 3.** (а) Среднее (по времени и зональной координате) распределение температуры при стационарном нагреве, (б) Средние (по времени, зональной координате и высоте) радиальные профили температуры для различных конфигураций (st – стационарный нагрев, 50/50 – комбинация стационарного нагрева и движущегося источника, 100/0 – движущийся источник). Атмосферный режим.

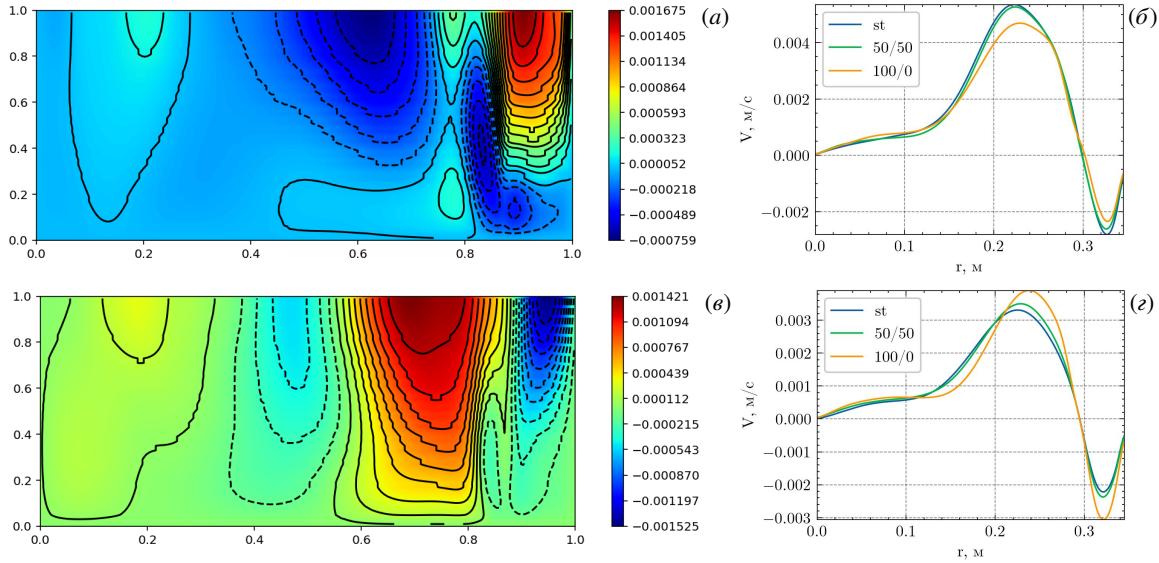
части слоя, также как и в реальной атмосфере, где наибольший уровень пульсаций меридиональной скорости наблюдается в верхних слоях тропосферы. Пульсации температуры, показанные на рисунке 4б также обусловлены бароклиническими волнами. Область с высоким уровнем пульсаций температуры показывает место формирования бароклинических волн и область с наибольшим потоком тепла.



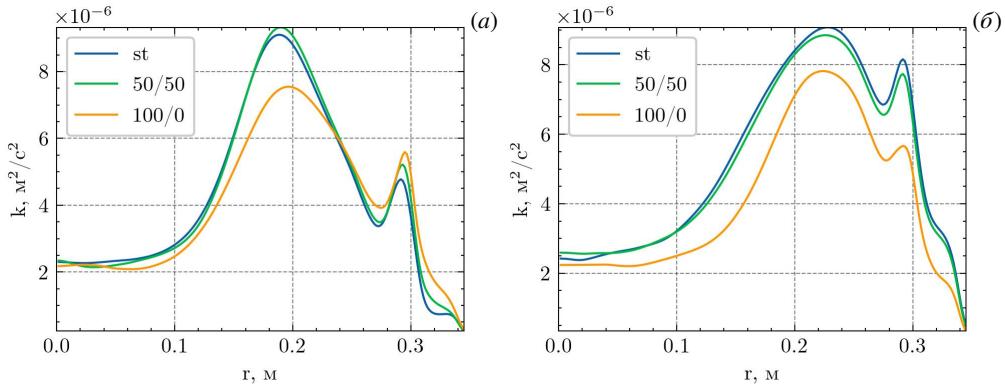
**Рис. 4.** (а) Распределение энергии пульсаций скорости (б) Распределение энергии пульсаций температуры. Атмосферный режим, стационарный нагрев.

Перейдем к рассмотрению изменений средних и пульсационных характеристик течений при наличии движущегося, против направления вращения, источника тепла. Рисунок 3б показывает, что среднее распределение температуры слабо зависит от типа нагрева. Радиальные профили температуры (осредненные по времени, зональной координате и высоте) для стационарного, зонально симметричного нагревателя и движущегося локализованного нагревателя практически совпадают. В отличие от профилей температуры изменение типа нагрева приводит к количественным изменениям в распределении средних зональных течений, сохраняя при этом их общую структуру. Причем эти изменения существенно зависят от режима (скорости вращения системы). Переход от зонально однородного стационарного нагрева к движущемуся источнику в режиме квазирегулярных бароклинических волн сопровождается ослаблением зонального течения (аналога западных ветров) (рис.5а,б), а в атмосферном режиме наоборот наблюдается усилением основного зонального течения и его смещение к периферии (рис.5в,г). Подчеркнем, что описанные изменения относительно небольшие и не влияют на структуру течения в целом.

Результаты, касающиеся пульсационных характеристик, оказались неожиданными. Движущийся, локализованный нагреватель, сам по себе является источником возмущений, поэтому можно было предположить, что его наличие приведет к существенному росту уровня пульсаций скорости. Однако, как показывают результаты расчетов, это не так. Средние (по высоте и зональной координате) профили энергии пульсаций скорости для трех конфигураций и для двух различных режимов показаны на рисунке 6. Хорошо видно, что уровень пульсаций в области бароклинических волн, на средних радиусах, в случае локализованного источника тепла, уменьшается, для обоих режимов. При этом, также как и для среднего течения, качественных изменений в распределении пульсаций не происходит. Однако, описанные изменения для среднего распределения энергии пульсаций не означают, что изменение конфигурации нагрева не приводит к существенным изменениям мгновенных характеристик бароклинических волн.



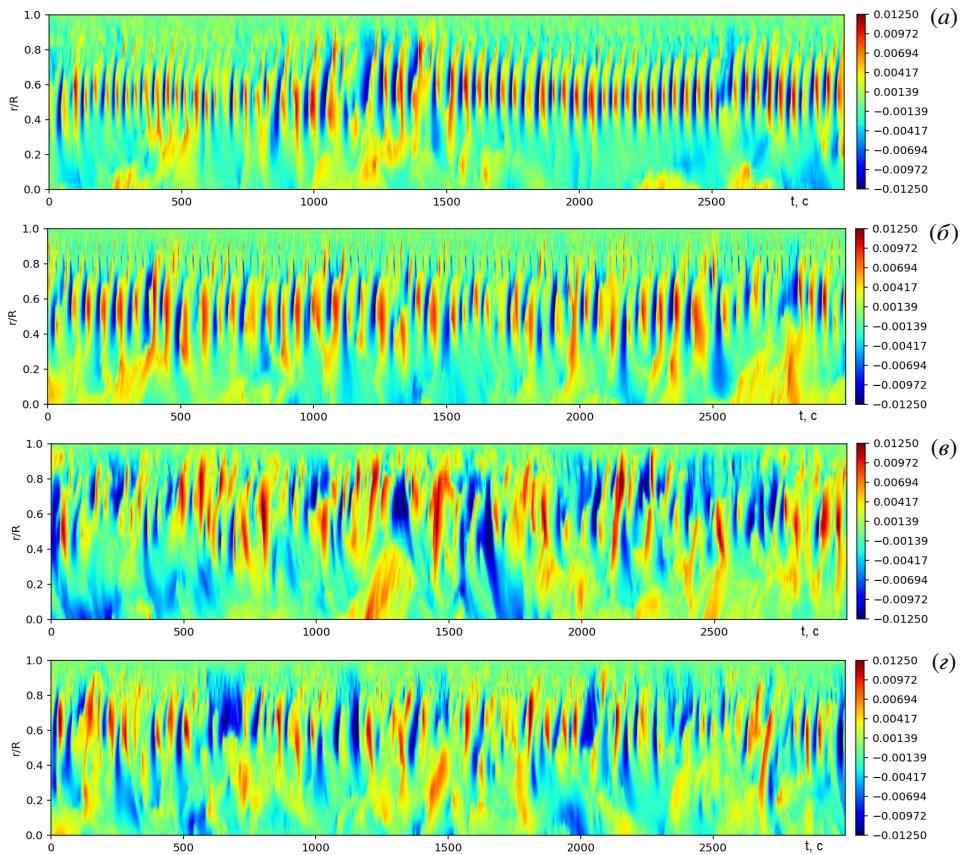
**Рис. 5.** (а,в) изменение в распределении зональных течений в случае движущегося источника тепла, (б,г) средние (по высоте, зональной координате и времени) профили зональной скорости для трех конфигураций. (а,б) режим квазирегулярных бароклинических волн, (в,г) атмосферный режим.



**Рис. 6.** Средние (по высоте, зональной координате) профили энергии пульсаций скорости для трех конфигураций (а) режим квазирегулярных бароклинических волн (б) атмосферный режим.

Общепринятым подходом для демонстрации эволюции бароклинических волн является использование временных зависимостей профилей пульсаций меридиональной скорости (диаграмм Ховмеллера). На рисунке 7 представлены профили пульсаций меридиональной скорости на верхней границе слоя, вдоль фиксированного радиального направления в плоскости время-радиус для двух рассмотренных режимов, и двух типов нагрева на периферии. Хорошо видны качественные изменения в характеристиках бароклинических волн при переходе от квазирегулярного (рис. 7a, б) к атмосферному режиму (рис. 7в, г), чего нельзя сказать о влиянии типа нагрева. Здесь, как и ранее для средних характеристик, видны некоторые заметные, но не принципиальные изменения. Так, для квазирегулярных волн, переход к движущемуся источнику тепла приводит к уменьшению фазовой скорости волн и увеличению их меридионального размера. Также заметны высокочастотные пульсации на периферии, вызванные движением источника тепла (рис. 7б). Изменения в характере бароклинических волн в атмосферном режиме еще менее заметны. Диаграммы Ховмеллера для азимутальных профилей (рис. 8) показывают изменение фазовой скорости (наклона линий) в случае движущегося источника тепла. Она убывает в режиме квазирегулярных волн и растет в атмосферном режиме, что коррелирует с изменением средней зональной скорости течения в этих режимах.

Спектры энергии пульсаций меридиональной скорости, которые характеризуют энергию бароклинических волн, представлены на рисунке 9 для различных режимов и типов нагрева. Для построения спектров используется разложение пульсаций меридиональной скорости на азимутальные фурье-моды [11–13]. Спектры для обоих режимов показывают снижение уровня пульсаций при переходе к движущемуся источнику тепла. Максимум энергии в квазирегулярном режиме смещается в область более низких (крупных) пространственных мод, а в атмосферном режиме, наоборот, в сторону более высоких мод. Действительно, на рисунках 7 и 8 можно отметить укрупнение размера структур, характеризующих бароклинические волны в квазирегулярном режиме и их уменьшение в атмосферном режиме, в случае с движущимся источником тепла. Относительно слабое влияние смены режима нагрева от стационарного зонально однородного к нестационарному локализованному объясняется тем, что

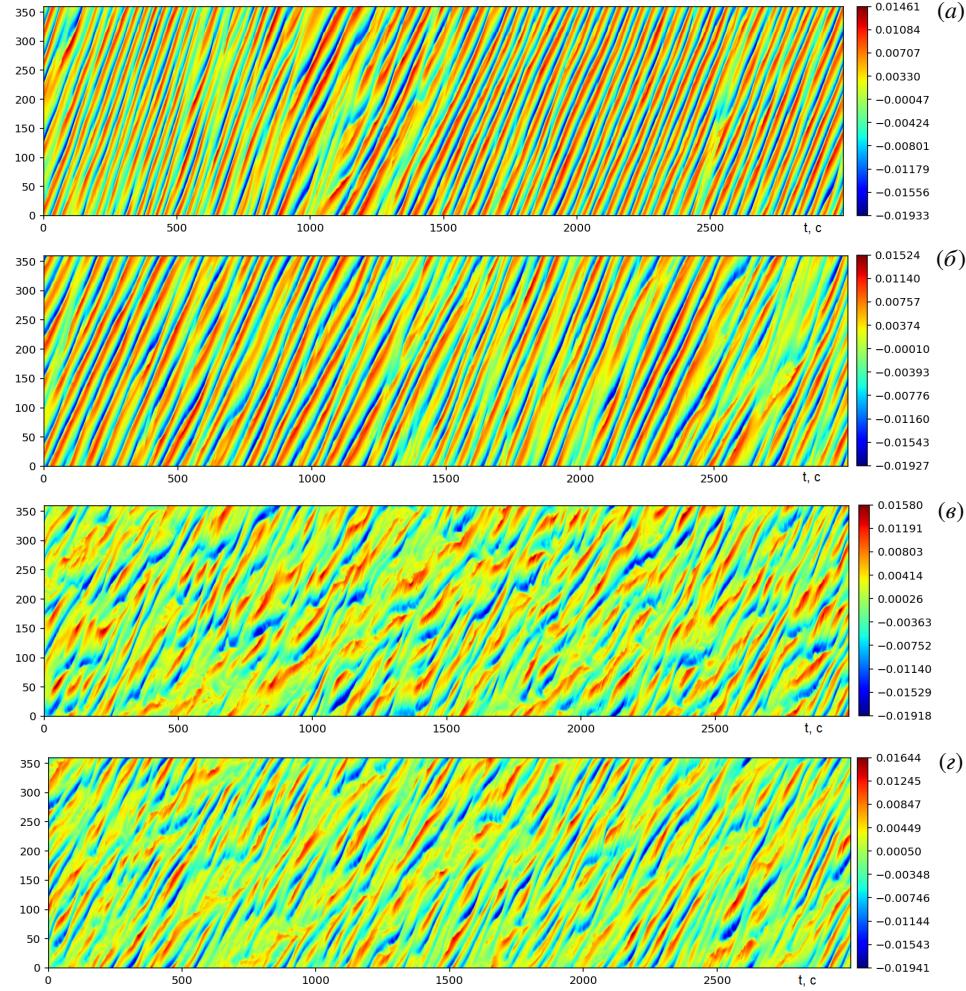


**Рис. 7.** Диаграммы Ховмэллера для пульсаций меридиональной скорости на верхней границе слоя, для фиксированного азимутального положения, в плоскости время-радиус, (а,б) режим квазирегулярных бароклинических волн (в,г) атмосферный режим, (а,в) стационарный нагрев, (б,г) движущийся локализованный источник.

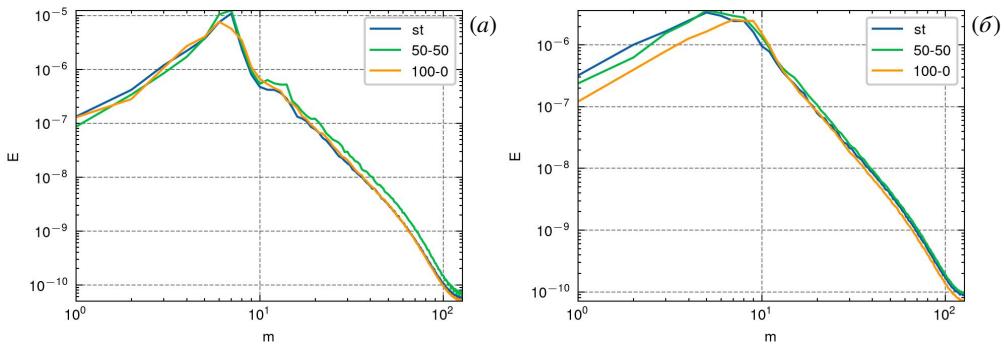
возмущения обусловленные движением источника тепла локализованы как по пространству, так и по частоте. Это хорошо видно на распределениях энергии пульсаций в различных плоскостях: радиус-волновая мода (рис.10) и радиус-частота (рис.11). Распределение локализованного нагрева характеризуется низшей модой  $m=1$ , поэтому можно ожидать, что при движении источника тепла будут генерироваться крупномасштабные моды. Действительно, как хорошо видно на рисунке 10 пульсации скорости, вызванные движением источника тепла, описываются низшими пространственными модами ( $m=1$  и  $m=2$ ), которые расположены на периферии и практически не проникают в область бароклинических волн. Распределение пульсаций по частоте (рис.11) показывает, что частота воздействия вследствие движения источника нагрева значительно выше частот характерных для бароклинических волн, особенно в атмосферном режиме.

#### 4. Заключение

Проведено численное исследование влияния суточных колебаний инсоляции на формирование и характеристики крупномасштабных течений при помощи численного аналога лабораторной модели общей циркуляции атмосферы. Результаты оказались неожиданными. Переход от стационарного зонально однородного нагрева к движущемуся источнику тепла, моделирующему суточные осцилляции инсоляции, не привел к качественным изменениям в характеристиках среднего течения и распределении пульсаций и характеризуется только количественными изменениями скорости основного зонального течения (аналога западных ветров) и пульсаций меридиональной скорости. Среднее распределение температуры практически не зависит от типа нагрева. В квазирегулярном режиме зональное течение ослабевает, а в атмосферном режиме наоборот усиливается. Величина описанных изменений не превышает 15%. Изменения в зональной скорости приводят к соответствующим изменениям в фазовой скорости бароклинических волн. Предположение о том, что движущийся источник тепла приведет к дополнительным возмущениям и как следствие к росту энергии пульсаций не подтвердилось. Напротив, энергия пульсаций меридиональной скорости, которая характеризует энергию бароклинических волн, в случае движущегося источника тепла уменьшается. Относительно слабое влияние смены режима нагрева от стационарного зонально однородного к нестационарному локализованному объясняется тем, что возмущения обусловленные движением источника тепла, локализованы как по пространству, так и по частоте. Низшие пространственные моды расположены на периферии и практически не проникают в область формирования бароклинических волн, а частота воздействия в результате движения источника тепла значительно



**Рис. 8.** Диаграммы Ховмэллера для пульсаций меридиональной скорости на верхней границе слоя, для  $r/R \approx 0.53$  в плоскости время-радиус, (а,б) режим квазирегулярных бароклиновых волн (в,г) атмосферный режим, (а,в) стационарный нагрев, (б,г) движущийся локализованный источник.



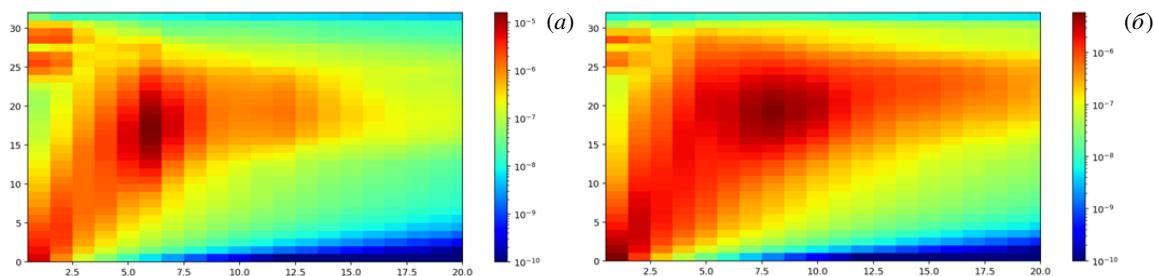
**Рис. 9.** Спектры энергии пульсаций меридиональной скорости для различных режимов и типов нагрева, (а) квазирегулярный режим, (б) атмосферный режим.

выше частот характеризующих бароклиновые волны.

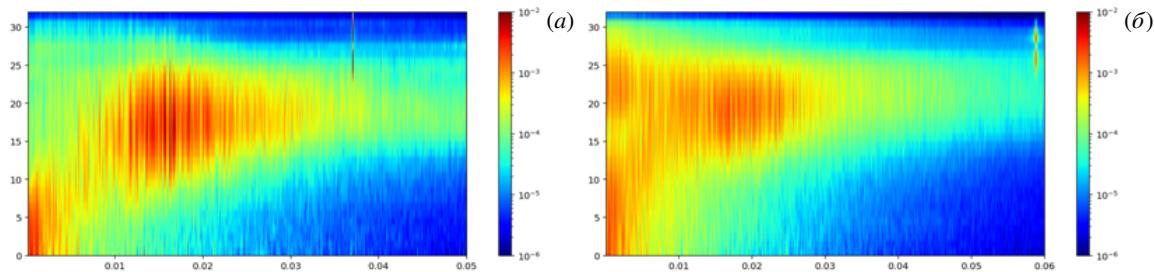
Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-61-00098), <https://rscf.ru/project/22-61-00098/>.

## Литература

1. Vallis G.K. Atmospheric and oceanic fluid dynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 2017
2. Володин Е.М., Мортиков Е.В., Кострыкин С.В., Галин В.Я., Лыкосов В.Н., Грицун А.С., Дианский Н.А., Гусев А.В., Яковлев Н.Г. Воспроизведение современного климата в новой версии модели климатической системы ИВМ РАН //



**Рис. 10.** Распределение энергии пульсаций в плоскости радиус-волновая мода, (а) квазирегулярный режим, (б) атмосферный режим.



**Рис. 11.** Распределение энергии пульсаций в плоскости радиус-частота, (а) квазирегулярный режим, (б) атмосферный режим.

Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53, № 2. С. 164–178.

3. Majumdar S.J., Sun J., Golding B., Joe P., Dudhia J., Caumont O., Chandra Gouda K., Steinle P., Vincendon B., Wang J., et al. Multiscale forecasting of high-impact weather: current status and future challenges // Bulletin of the American Meteorological Society. 2021. Vol. 102, no. 3. P. E635–E659.
4. Brotzge J.A., Berchoff D., Carlis D.L., Carr F.H., Carr R.H., Gerth J.J., Gross B.D., Hamill T.M., Haupt S.E., Jacobs N., et al. Challenges and opportunities in numerical weather prediction // Bulletin of the American Meteorological Society. 2023. Vol. 104, no. 3. P. E698–E705.
5. Vallis G.K. Geophysical fluid dynamics: whence, whither and why? // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2016. Vol. 472, no. 2192. P. 20160140.
6. Claussen M., Mysak L., Weaver A., Crucifix M., Fichefet T., Loutre M.-F., Weber S., Alcamo J., Alexeev V., Berger A., et al. Earth system models of intermediate complexity: closing the gap in the spectrum of climate system models // Climate dynamics. 2002. Vol. 18. P. 579–586.
7. Jeevanjee N., Hassanzadeh P., Hill S., Sheshadri A. A perspective on climate model hierarchies // Journal of Advances in Modeling Earth Systems. 2017. Vol. 9, no. 4. P. 1760–1771.
8. Maher P., Gerber E.P., Medeiros B., Merlis T.M., Sherwood S., Sheshadri A., Sobel A.H., Vallis G.K., Voigt A., Zurita-Gotor P. Model hierarchies for understanding atmospheric circulation // Reviews of Geophysics. 2019. Vol. 57, no. 2. P. 250–280.
9. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., Collins W., Deaven D., Gandin L., Iredell M., Saha S., White G., Woollen J., et al. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // Renewable energy. Routledge, 2018. P. Vol1\_146–Vol1\_194.
10. Kaspi Y., Showman A.P. Atmospheric dynamics of terrestrial exoplanets over a wide range of orbital and atmospheric parameters // The Astrophysical Journal. 2015. Vol. 804, no. 1. P. 60.
11. Sukhanovskii A., Stepanov R., Bykov A., Vetrov A., Kalinin N., Frick P. Mid-latitude baroclinic waves in a zonally homogeneous Earth-like planet // Climate Dynamics. 2025. Vol. 63, no. 1. P. 1–21.
12. Frick P., Stepanov R., Sukhanovskii A., Kalinin N., Vetrov A., Bykov A. Mid-latitude baroclinic waves in a zonally homogeneous Earth-like planet // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2025. Vol. 61, no. 6. P. 670–681.
13. Sukhanovskii A., Popova E., Vasiliev A. A shallow layer laboratory model of large-scale atmospheric circulation // Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. 2023. P. 1–22.
14. Vasiliev A., Popova E., Sukhanovskii A. The flow structure in a laboratory model of general atmosphere circulation // Computational Continuum Mechanics. 2023. Vol. 16, no. 3. P. 321–331.
15. Sukhanovskii A., Gavrilov A., Popova E., Vasiliev A. The study of the impact of polar warming on global atmospheric circulation and mid-latitude baroclinic waves using a laboratory analog // Weather and Climate Dynamics. 2024. Vol. 5, no. 2. P. 863–880.
16. Smith D.M., Screen J.A., Deser C., Cohen J., Fyfe J.C., García-Serrano J., Jung T., Kattsov V., Matei D., Msadek R., et al. The Polar Amplification Model Intercomparison Project (PAMIP) contribution to CMIP6: investigating the causes and consequences of polar amplification // Geoscientific Model Development. 2019. Vol. 12, no. 3. P. 1139–1164.
17. Ye K., Woollings T., Sparrow S.N., Watson P.A., Screen J.A. Response of winter climate and extreme weather to projected Arctic sea-ice loss in very large-ensemble climate model simulations // npj Climate and Atmospheric Science. 2024. Vol. 7, no. 1. P. 20.

18. *Blackport R., Screen J.A.* Insignificant effect of Arctic amplification on the amplitude of midlatitude atmospheric waves // Science advances. 2020. Vol. 6, no. 8. P. eaay2880.
19. *Gavrilov A., Sukhanovskii A., Vasiliev A., Popova E.* Numerical study of structural changes in the laboratory model of the atmospheric general circulation under variation of the rotation rate // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2025. Vol. 241. P. 126676.
20. *Soden B.J.* The diurnal cycle of convection, clouds, and water vapor in the tropical upper troposphere // Geophysical research letters. 2000. Vol. 27, no. 15. P. 2173–2176.
21. *Lee M.-I., Schubert S.D., Suarez M.J., Schemm J.-K.E., Pan H.-L., Han J., Yoo S.-H.* Role of convection triggers in the simulation of the diurnal cycle of precipitation over the United States Great Plains in a general circulation model // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2008. Vol. 113, no. D2
22. *Dai A., Deser C.* Diurnal and semidiurnal variations in global surface wind and divergence fields // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 1999. Vol. 104, no. D24. P. 31109–31125.
23. *Yang G.-Y., Slingo J.* The diurnal cycle in the tropics // Monthly Weather Review. 2001. Vol. 129, no. 4. P. 784–801.
24. *Raupp C.F., Dias P.L.S.* Interaction of equatorial waves through resonance with the diurnal cycle of tropical heating // Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography. 2010. Vol. 62, no. 5. P. 706–718.
25. *Stern M.E.* The moving flame experiment // Tellus. 1959. Vol. 11, no. 2. P. 175–179.
26. *Schubert G., Whitehead J.* Moving flame experiment with liquid mercury: Possible implications for the Venus atmosphere // Science. 1969. Vol. 163, no. 3862. P. 71–72.
27. *Reiter P., Zhang X., Stepanov R., Shishkina O.* Generation of zonal flows in convective systems by travelling thermal waves // Journal of Fluid Mechanics. 2021. Vol. 913. P. A13.

**Сведения об авторах:**

Гаврилов Андрей Анатольевич, кфмн, снс, ИТ СО РАН; e-mail: gavand@yandex.ru; ORCID: 0009-0004-8061-0040

Сухановский Андрей Николаевич, дфмн, зав.лаб., ИМСС УрО РАН; e-mail: san@icmm.ru; ORCID: 0000-0003-3178-0217

Research article

## Numerical modeling of diurnal oscillation of insolation in idealized model of general atmospheric circulation

A.A. Gavrilov<sup>1</sup>, A.N. Sukhanovskii<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Novosibirsk, Russian Federation

<sup>2</sup> Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation

A numerical study of the effect of diurnal fluctuations of insolation on the formation and characteristics of large-scale flows has been carried out using a numerical analogue of a laboratory model of the general circulation of the atmosphere. It is shown that the transition from stationary zonally homogeneous heating to a moving heat source simulating diurnal oscillations of insolation does not lead to qualitative changes in the characteristics of the mean flows and the distribution of pulsations and is characterized only by quantitative changes, the magnitude of which does not exceed 15%. The assumption that a moving heat source will lead to additional disturbances and, as a result, to an increase in the energy of pulsations has not been confirmed. On the contrary, the energy of pulsations of the meridional velocity, which characterizes the energy of baroclinic waves, decreases in the case of a moving heat source. The relatively weak effect of changing the heating type from a stationary zonally homogeneous to a non-stationary localized one is explained by the fact that disturbances caused by the movement of the heat source are localized both in space and frequency.

**Keywords:** rotating convection, localized heating, general atmospheric circulation, baroclinic waves

Received: / Published online: 30.07.2025

---

### Authors' Details:

Andrei Gavrilov, PhD; e-mail: [gavand@yandex.ru](mailto:gavand@yandex.ru); ORCID: 0009-0004-8061-0040

Andrei Sukhanovskii, D.Sc., head of Dep., Institute of Continuous Media Mechanics, Perm; e-mail: [san@icmm.ru](mailto:san@icmm.ru); ORCID: 0000-0003-3178-0217