

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛОКАЛЬНОГО ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА

А. Н. Шарифулин, А. Н. Полудницин, А. С. Кравчук*

*Пермский государственный технический университет
614600, Пермь, Россия*

Поступила в редакцию 8 июня 2008 г.

На основе экспериментальных результатов описывается механизм зарождения нестационарного, крупномасштабного интенсивного циклонического вихря, не требующий для возникновения вихря вращения полости и наличия на дне локального источника тепла.

PACS: 47.55.P-, 47.32.C-, 92.05.Bc, 92.60.-e

Неоднократно предпринимались попытки лабораторного моделирования физического механизма образования и движения крупномасштабных вихревых структур в атмосфере, таких как тропические циклоны или тайфуны. Моделирование процесса зарождения этих структур как в лабораторных, так и в численных экспериментах проводилось в предположении определяющей роли вращения и наличия локального источника тепла на нижней границе лабораторной модели [1, 2] или расчетной области [3].

Ниже описывается физический механизм зарождения интенсивного нестационарного циклонического вихря, не требующий для возникновения вихря наличия внешнего вращения и локального источника тепла. Для исследования этого механизма используется лабораторная модель.

Ось вращения тайфуна или циклона расположена вертикально, поэтому их называют вертикальными вихрями. Основным видом крупномасштабного движения в атмосфере является адвективное движение, вызванное неравномерным нагревом на нижней границе атмосферы. Адвективное течение является вихрем, как циклон или тайфун. Ось этого вихря расположена горизонтально, и он сильно вытянут в горизонтальном направлении, перпендикулярном оси вихря. В лабораторном моделировании этой горизонтальной вытянутостью будем пренебрегать и адвективное движение в атмосфере будем моделировать одноячейстой конвекцией воздуха в кубиче-

ской полости. Направление слабого адвективного течения в нижние части атмосферы совпадает с направлением градиента температуры на земной поверхности. Аналогично этому, направление слабого одноячейстого движения в нижней части замкнутой полости, например, имеющей форму кругового бесконечного цилиндра [4], совпадает с направлением горизонтальной составляющей равновесного градиента температуры. Однако при интенсивных нелинейных режимах в замкнутой полости для широкого интервала отклонений направления подогрева от направленного вертикально вниз возможно существование стабильного режима, тоже одноячейстого, но такого, что направление движения воздуха в нижней части полости противоположно направлению градиента температуры на прилегающей стенке полости. Из этого можно сделать вывод, что и в атмосфере возможно стабильное адвективное течение в направлении, противоположном направлению градиента температуры на границе, которое далее будем называть аномальным адвективным течением. Возникновение адвективного течения обусловлено отклонением направления фонового (такого, который бы установился в отсутствие движения воздуха [5]) градиента температуры от направления силы тяжести. В лабораторной модели такое отклонение мы моделируем наклоном всей полости, так что в системе отсчета, связанной с полостью, направление равновесного подогрева всегда направлено по оси z в сторону отрицательных значений, а направление вектора ускорения свободного падения будет откло-

*E-mail: sharifulin@pst.u.ru

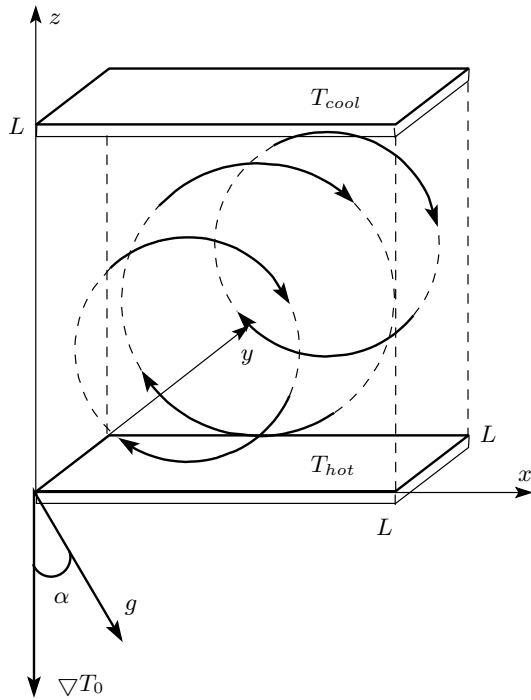


Рис. 1. Ориентация полости и условия подогрева

няться на угол α от градиента фонового распределения температуры ∇T_0 (см. рис. 1).

Лабораторная модель имеет форму куба с длиной ребра L , заполненного воздухом. Все грани куба изготовлены из меди. Две противоположные (горизонтальные на рисунке) грани соединены с теплообменниками и поддерживаются при постоянных температурах $T_{cool} = T_{room} - \Delta T/2$ и $T_{hot} = T_{room} + \Delta T/2$, где T_{room} — комнатная температура, а ΔT — перепад температур между теплообменниками. Полость может поворачиваться с малой постоянной угловой скоростью вокруг оси, параллельной оси координат y и проходящей через центры противоположных граней. Угол наклона полости α определен так, что $\alpha = 0$ соответствует подогреву снизу, а $\alpha = \pi$ — подогреву сверху. При этих углах наклона в полости осуществляется условие механического равновесия и возможно состояние покоя жидкости. Это состояние при $\alpha = \pi$ устойчиво при любых значениях числа Рэлея

$$Ra = \frac{g\beta L^3 \Delta T}{\nu\chi},$$

а при $\alpha = 0$, т.е. при подогреве снизу, механическое равновесие теряет устойчивость при превышении числом Рэлея критического значения $Ra_c = 6796$ [6]. Отметим, что при длине ребра

куба, равной $L = 4.0$ см, выбранной для эксперимента, это критическое значение достигается для воздуха при комнатной температуре $T_{room} = 20^\circ\text{C}$ и перепаде температур между теплообменниками $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ с точностью не менее процента, поэтому в условиях настоящего эксперимента выполняется эмпирическое соотношение

$$\Delta T [^\circ\text{C}] \approx r, \tag{1}$$

где $r = Ra/Ra_c$ — нормированное число Рэлея (надкритичность). Надкритическое движение имеет форму вала с осью, параллельной либо оси y , либо оси x , оно схематически представлено на рис. 1. Структура температурного поля $T(x, y, z, t)$ в полости распознавалась путем обработки показаний четырех термопар: $\vartheta_x^1, \vartheta_x^2, \vartheta_y^1$ и ϑ_y^2 . Все термопары расположены в сечении куба, соответствующем $z = L/2$. Показания термопар, получаемые в режиме реального времени, связаны с полем температур соотношениями

$$\begin{aligned} \vartheta_x^1(t) &= T\left(\frac{1}{4}L, \frac{1}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right) - \\ &\quad - T\left(\frac{3}{4}L, \frac{1}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right), \\ \vartheta_x^2(t) &= T\left(\frac{1}{4}L, \frac{3}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right) - \\ &\quad - T\left(\frac{3}{4}L, \frac{3}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right), \\ \vartheta_y^1(t) &= T\left(\frac{1}{4}L, \frac{1}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right) - \\ &\quad - T\left(\frac{1}{4}L, \frac{3}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right), \\ \vartheta_y^2(t) &= T\left(\frac{3}{4}L, \frac{1}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right) - \\ &\quad - T\left(\frac{3}{4}L, \frac{3}{4}L, \frac{1}{2}L, t\right). \end{aligned} \tag{2}$$

Для стационарных режимов конвекции при $\alpha = 0$, т.е. при подогреве снизу и небольших значениях надкритичности $r < 8$, показания параллельных термопар всегда совпадали. При этом если показания первой пары были отличны от нуля, показания второй были равны нулю, т.е. выполнялось одно из соотношений

$$\vartheta_x^1(t) = \vartheta_x^2(t) = \vartheta_x(t), \quad \vartheta_y^1(t) = \vartheta_y^2(t) = 0$$

или

$$\vartheta_y^1(t) = \vartheta_y^2(t) = \vartheta_y(t), \quad \vartheta_x^1(t) = \vartheta_x^2(t) = 0.$$

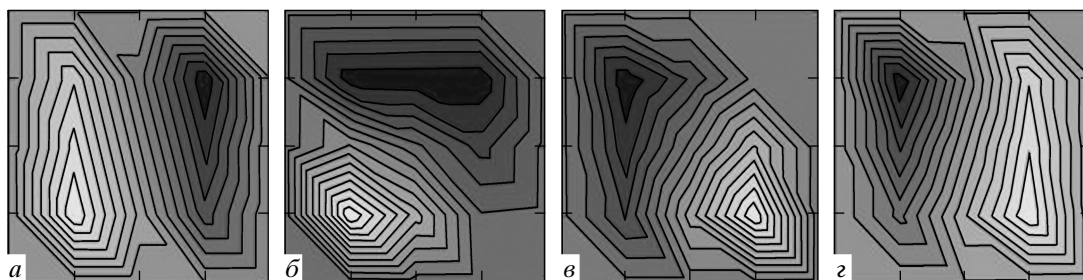


Рис. 2. Поля температур в среднем сечении куба при $z = L/2$. Изотермы *a, z* соответствуют стационарному одновалковому течению, ось которого параллельна оси *y*. Изотермы *б, в* соответствуют промежуточным нестационарным режимам с осью вала, направленной вдоль диагонали

Это свидетельствует о симметричном, валиковом, характере движения газа. По совокупным показаниям термопар, с учетом равенства температуры на границах заданным значениям, расчетным путем получали поля температур, самые типичные из которых представлены на рис. 2.

Целью эксперимента было получение в полости аномального конвективного течения и определение границ его существования. Эксперимент осуществлялся следующим образом. Задав наклон $\alpha = 0.5^\circ$ и фиксированный перепад температуры на теплообменниках, получали одновалковое течение с осью вала, параллельной оси *y*, с направлением вращения, схематически показанном на рис. 1. Затем осуществляли медленный наклон полости как в сторону положительных углов, так и в сторону отрицательных с заданной малой угловой скоростью. При числах Рэлея, меньших критического, направление вращения конвективного вала совпадает с направлением наклона модели, т. е. вектор угловой скорости частиц воздуха при $\alpha > 0$ направлен вдоль положительного направления оси *y*. Смена наклона полости, т. е. задание $\alpha < 0$, приводит к плавной смене направления вращения конвективного вала. Но если увеличить число Рэлея до значения, большего критического, можно добиться того, что положительная циркуляция воздуха будет существовать и при наклоне камеры, противоположном направлению вращения вихря. Это состояние будет существовать вплоть до некоторого критического значения угла наклона полости, при превышении которого происходит поворот конвективного вала на 180° . Поворот происходит вокруг оси, параллельной оси *z* и проходящей через центры изотермических граней куба, за достаточно короткое время от одной до нескольких секунд в зависимости от скорости изменения наклона полости. Поскольку поворот кон-

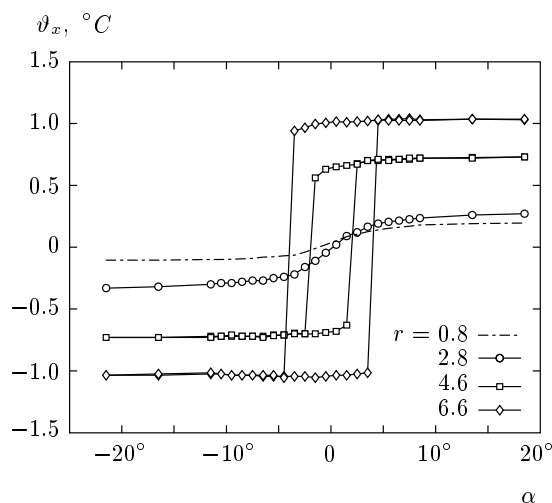


Рис. 3. Зависимости показаний дифференциальных термопар $v_x^1(t) = v_x^2(t) = v_x(t)$, расположенных параллельно оси *x*, от угла наклона полости для различных значений перепадов температур на теплообменниках. Угловая скорость наклона полости $\omega \leq 0.01$ рад/с. Перепад температур связан с нормированным числом Рэлея *r* соотношением (1)

вективного вала осуществляется за короткое время, есть основания полагать, что он осуществляется в режиме твердотельного вращения. Характерные поля температур в среднем сечении куба представлены на рис. 2.

Из рис. 3 видно, что показания термопар в режиме стационарного течения как нормального, так и аномального для $r = 6.6$, слабо зависят от угла наклона полости, что приводит к Z-образной форме гистерезисных кривых при $\alpha \leq 5\alpha_c$. Применительно к атмосфере это означает, что величина горизонтальной составляющей градиента температуры в приземном слое в условиях возможного возникнове-

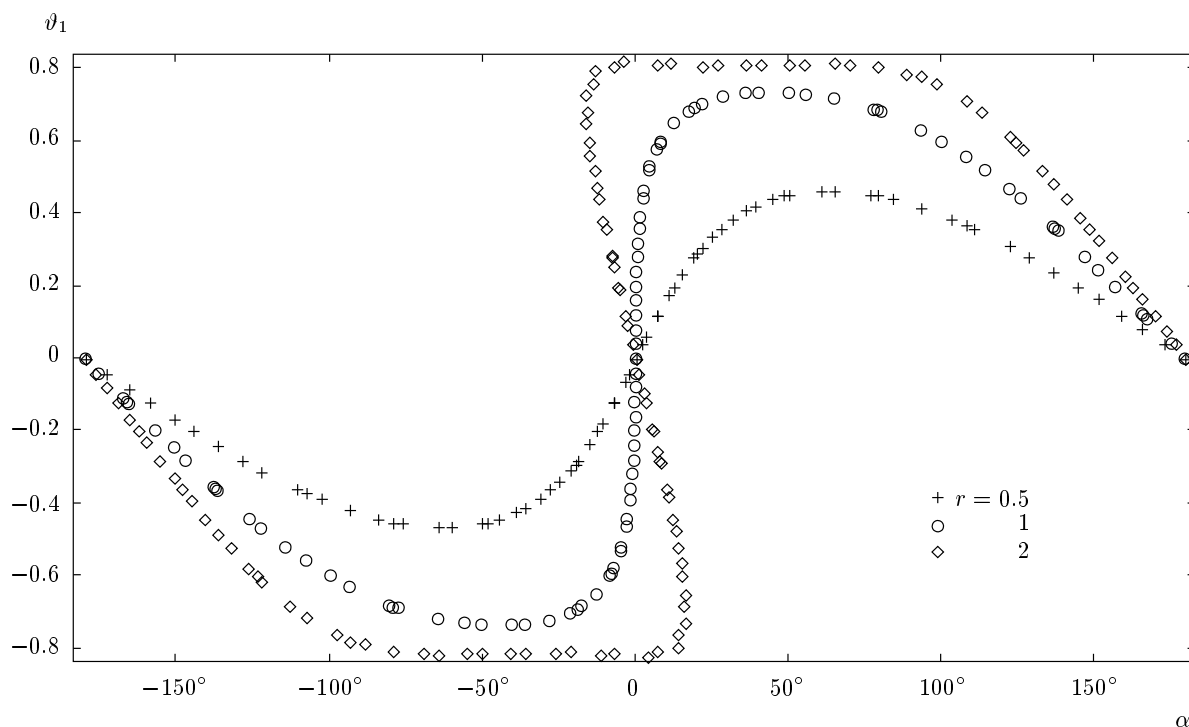


Рис. 4. Зависимости величины ϑ_1 от угла наклона полости в обобщенной модели Лоренца для трех значений надкритичности r

ния тропического циклона не зависит от изменения градиента температуры на поверхности.

Такая форма экспериментальных гистерезисных кривых может быть объяснена теоретически. Если пренебречь прилипанием на твердых стенках полости и считать движение плоским, не зависящим от координаты y , то для качественного описания одноваликовой конвекции в кубе может быть использована обобщенная модель Лоренца [4]:

$$\begin{aligned} \dot{\psi} &= -\psi + r(\sin \alpha + \vartheta_1 \cos \alpha - \vartheta_2 \sin \alpha), \\ P\dot{\vartheta}_1 &= \psi - \vartheta_1 - \psi\vartheta_2, \\ P\dot{\vartheta}_2 &= -b\vartheta_2 + \psi\vartheta_1. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь ψ , ϑ_1 и ϑ_2 — зависящие от времени амплитуды лоренцевских разложений функции тока:

$$\psi = \psi(t) \sin \frac{\pi x}{L} \sin \frac{\pi z}{L}$$

и отклонения температуры от реализуемого в теплопроводном режиме:

$$\vartheta(x, y, z, t) = \vartheta_1(t) \cos \frac{\pi x}{L} \sin \frac{\pi z}{L} - \vartheta_2(t) \sin \frac{2\pi z}{L}. \tag{4}$$

Модель, описываемая уравнениями (3), при $\alpha = 0$, т. е. при подогреве снизу, переходит в классическую модель Лоренца [7]. Однако уравнения

(3) описывают конвекцию в качественно других условиях, не в бесконечном слое, как в работе [7], а в замкнутой полости. Подставив выражение (4) в формулу (2), получаем, что показания термомпар совпадают с точностью до постоянного коэффициента с переменной ϑ_1 модели:

$$\vartheta_x(t) = \vartheta_x^1(t) = \vartheta_x^2(t) = \sqrt{2} \vartheta_1(t).$$

На рис. 4 представлены зависимости ϑ_1 от угла наклона полости, полученные путем численного интегрирования системы (3), при значении геометрического параметра $b = 8/3$ и трех значениях r . Как видно из рис. 4, при $r = 2$ в области углов наклона, близких к нулю, ϑ_1 слабо зависит от угла наклона α .

В заключение отметим, что обнаруженный механизм образования крупномасштабного циклонического вихря позволяет предположить, что после его возникновения ввиду его симметрии в центральной придонной части области появляются условия для неоднородности подогрева в области вертикальной оси вращения. Это может запустить известный механизм локального возбуждения циклонического вихря [1, 2], что может привести к процессу самоподдержания и увеличить время его жизни.

Авторы благодарны В. В. Пухначеву, Ф. В. Должанскому за полезное обсуждение. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-01-96070).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. П. Богатырев, Письма в ЖЭТФ **51**, 557 (1990).
2. Г. П. Богатырев, Б. Л. Смородин, Письма в ЖЭТФ **63**, 25 (1996).
3. М. Ф. Иванов, М. Е. Поварницын, Изв. РАН, МЖГ № 3, 69 (2003).
4. A. I. Nikitin and A. N. Sharifulin, Heat Transfer — Soviet Research **21**, 213 (1989).
5. Ф. В. Должанский, УФН **175**, 1257 (2005).
6. J. Mizushima and O. Matsuda, J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 2337 (1997).
7. E. Lorenz, J. Atmosph. Sci. **20**, 130 (1963).