



Уменьшение турбулентных пульсаций скорости при модуляции скорости вращения¹

Жиленко Д.Ю.* , Кривоносова О.Э.* , Сороковых Д.Е.**

*НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва,

**Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

Введение

Основным свойством турбулентных течений является наличие инерционного интервала переноса энергии. Взаимное расположение участков энергетического спектра и их наклон в инерционном интервале определяют вид турбулентности. В трехмерной турбулентности наблюдается прямой каскад переноса энергии от больших к меньшим масштабам. Зависимость энергетического спектра $E(k)$ от волнового числа k в трехмерной турбулентности имеет вид $E(k) \sim k^{-5/3}$ для изотермических течений и $E(k) \sim k^{-11/5}$ для стратифицированных по температуре течений. В двумерной турбулентности принято выделять два инерционных интервала, разделенных интервалом волновых чисел, в котором к течению подводятся энергия и энтропия. При меньших частотах наблюдается обратный каскад передачи кинетической энергии от меньших масштабов к большим с зави-

симостью $E(k) \sim k^{-5/3}$, а при больших частотах — прямой каскад переноса энтропии с зависимостью $E(k) \sim k^{-3}$. Двумерная и трехмерная турбулентность могут наблюдаться в разных областях одного и того же течения (например, в слоях смешения и струях). Переход от трехмерной к двумерной турбулентности в течении может происходить при наличии внешней вынуждающей силы и вращения.

Сочетание вращения и сферической геометрии, характерное для крупномасштабных геофизических процессов, присуще и сферическому течению Куэтта (СТК) — течению вязкой несжимаемой жидкости, вызванному вращением концентрически расположенных сферических границ вокруг общей оси. Цель настоящей работы — экспериментальное и численное исследование влияния модуляции скорости вращения внутренней сферы на свойства развитых турбулентных течений во вращающемся сферическом слое.

Постановка задачи

Эксперименты проводились в сферическом слое, сформированном двумя оптически прозрачными коаксиальными сферами, с радиусами внутренней и внешней сфер $r_1 = 0.075$ и $r_2 = 0.15$ м соответственно. Слой наполнялся силиконовым мас-

¹Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-29-00051.

лом, с вязкостью $\nu \approx 510^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ при температуре 22°C . Измерения азимутальной компоненты скорости течения u_φ лазерным анемометром проводились вблизи внешней сферы: на расстоянии 0.078 m от плоскости экватора и 0.105 m от оси вращения.

Изотермические течения вязкой несжимаемой жидкости во вращающемся сферическом слое описываются уравнениями Навье–Стокса и неразрывности:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \mathbf{U} \times \text{rot } \mathbf{U} - \text{grad} \left(\frac{p}{\rho} + \frac{\mathbf{U}^2}{2} \right) - \nu \text{rot rot } \mathbf{U},$$

$$\text{div } \mathbf{U} = 0.$$

Здесь \mathbf{U} , p — поле скорости течения и давление соответственно, ρ , ν — плотность и кинематическая вязкость жидкости. Граничными условиями являются прилипание и непротекание, которые в сферической системе координат с радиальным (r), полярным (θ) и азимутальными направлениями (φ) могут быть представлены в следующем виде:

$$u_\varphi(r = r_k) = \Omega_k(t) r_k \sin \theta, \quad u_r(r = r_k) = 0,$$

$$u_\theta(r = r_k) = 0, \quad k = 1, 2,$$

здесь u_φ , u_r , u_θ — азимутальная, радиальная и полярная компонент скорости \mathbf{U} , индексы 1 и 2 относятся к внутренней ($k = 1$) и внешней ($k = 2$) твердым сферическим границам, Ω_1 и Ω_2 — угловые скорости вращения сфер. Расчеты проводились по алгоритму, разработанному в [1].

Как в расчете, так и в эксперименте скорость вращения внешней сферы была постоянна $\Omega_2 = \text{const}$, скорость вращения внутренней сферы изменялась во времени:

$$\Omega_1(t) = \Omega_{10}(1 + A \sin(2\pi f t + \varphi)).$$

Результаты

В отсутствие модуляции как в экспериментальном, так и расчетном спектрах можно выделить участок с постоянным углом наклона, близким к величине $-11/5$ (Рис. 1, а). Выше отмечалось, что зависимость вида $E(k) \sim k^{-11/5}$ была обнаружена в стратифицированных по температуре течениях. Необходимо отметить, что общим свойством рассматриваемого турбулентного течения и турбулентных конвективных течений является наличие крупномасштабной циркуляции и, возможно, именно это является причиной формирования подобных спектров. Под воздействием модуляции (Рис. 1, б) спектры изменяются, появляются спектры, характерные для двумерной турбулентности: с наклоном $-5/3$ на меньших частотах и наклоном -3 на больших частотах.

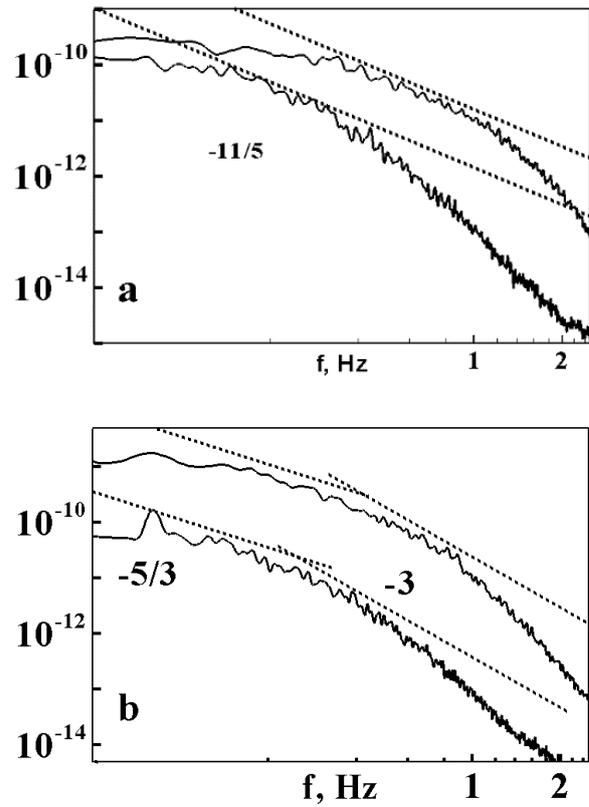


Рис. 1. Спектры $u_\varphi^2(a, b)$. а — $A = 0$, б — $A = 0.02$; верхние кривые — расчет, нижние — эксперимент, для удобства сравнения кривые сдвинуты по оси ординат

Изменение вида спектров является следствием изменения свойств турбулентных пульсаций скорости. Так, изображенные на Рис. 2, а зависимости среднеквадратичных отклонений

$$u_\varphi \text{ rms}(u_\varphi) = \sqrt{\frac{1}{N_t} \sum_{n=1}^{N_t} \left(u_\varphi(n, r) - \overline{u_\varphi(r)} \right)^2}$$

от A показывают наличие локальных минимумов при $A < 0.05$, и чем меньше величина f , тем более выражен этот минимум. Таким образом, при небольших амплитудах модуляции возможно уменьшение уровня турбулентных пульсаций по сравнению со случаем $A = 0$. В том диапазоне изменения A , где происходит переход от трехмерной турбулентности к двумерной в случае $f = 0.08 \text{ Hz}$, наблюдаются наибольшие отличия в уровне турбулентных пульсаций: для двумерной турбулентности они существенно ниже, чем для трехмерной.

Величины u_φ и $\text{rms}(u_\varphi)$, нормированные на эти же величины, но в отсутствие модуляции, $u_n =$

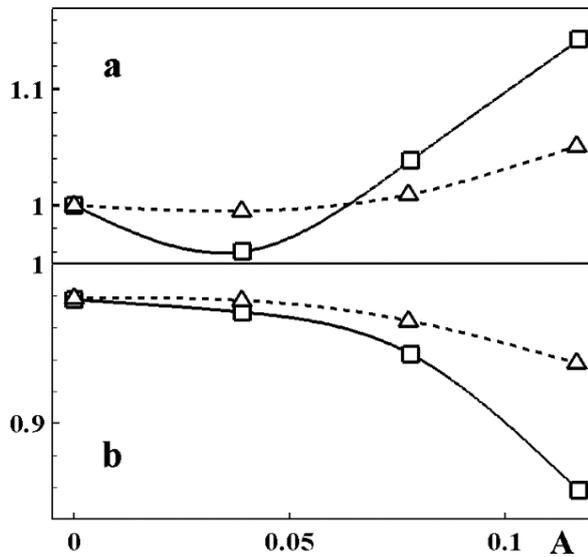


Рис. 2. Эксперимент: а — величины $\text{rms } u_\varphi / \text{rms } u_\varphi(A = 0)$; б — величины $\text{rms}(u_\varphi - u_{coh}) / \text{rms } u_\varphi$

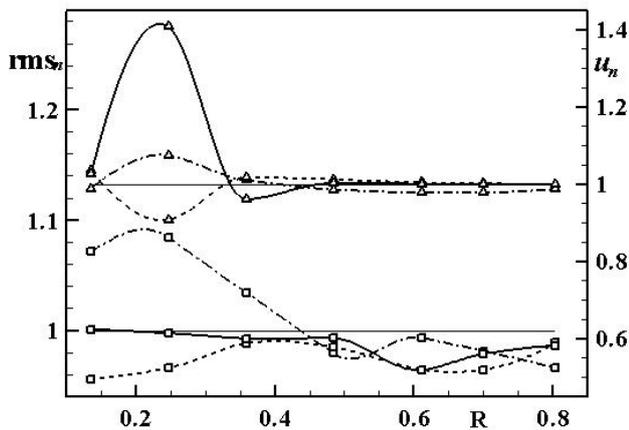


Рис. 3. Расчет: зависимости u_n , (треугольные символы) и rms_n , (прямоугольные символы) от нормированного расстояния между сферами R для $A = 0.007$ и трех значений меридионального угла. Прерывистые линии с точками — $\theta = 21.3^\circ$, прерывистые линии — $\theta = 52.9^\circ$, сплошные линии — $\theta = 89.8^\circ$. Горизонтальные линии соответствуют величинам, равным единице.

$u_\varphi / u_\varphi(A = 0)$ и $\text{rms}_n = \text{rms}(u_\varphi) / \text{rms}(u_\varphi)(A = 0)$, приведены на Рис. 3. При малых амплитудах модуляции $A = 0.007$ наиболее сильное изменение величин u_n наблюдается в области влияния внутренней сферы, вблизи $R = 0.247$ (Рис. 3, верхняя часть), в остальных областях течения отношение скоростей близко к единице. Величины rms_n повышаются только вблизи оси вращения ($\theta = 21.3^\circ$) при $R < 0.48$, тогда как на средних широтах и вблизи экватора во всем диапазоне изменения R наблюдается небольшое снижение (до 5%) этой величины (Рис. 3). Таким образом, при малых амплитудах модуляции во всем течении за исключением приосевой области возможно снижение уровня турбулентных пульсаций скорости по сравнению со случаем $A = 0$ [2], что согласуется с результатами экспериментов [3] (Рис. 2).

Список литературы

- [1] Nikitin N. Finite-difference method for incompressible Navier–Stokes equations in arbitrary orthogonal curvilinear coordinates // J. Comp. Phys. 2006. V. 217. P. 759–781.
- [2] Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Синхронизация в турбулентном сферическом течении Куэтта под действием неравномерного вращения // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 7. С. 998–1003.
- [3] Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. Изменение свойств турбулентных течений в сферическом слое под действием модуляции скорости вращения // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 10. С. 87–94.