Письма в ЖЭТФ, том 29, вып.6, стр. 329 – 333 *20 марта 1979 г.*

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЯХ

Ю.Н.Беляев, А.А.Монахов, С.А.Щербаков, И.М.Яворская

Показано, что процесс возникновения турбулентности во вращающихся сферических слоях жидкости гораздо ближе соответствует модели Рюэля и Тэкенса, чем модели Ландау и отличается от наблюдавшегося в цилиндрическом слое и в конвекции.

Новый подход к проблеме возникновения турбулентности, вызванный работами Лоренца [1] и Рюэля и Тэкенса [2], основан на исследовании поведения в фазовом пространстве траекторий нелинейных динамических систем общего положения. В [2] показано, что в таких системах стохастичность возникает после трех – четырех нормальных бифуркаций, в результате которых в фазовом пространстве появляется притягивающее множество – странный аттрактор, на котором все фазовые траектории неустойчивы. Эта гипотеза является альтернативой модели возникновения турбулентности Ландау [3]. Современное состояние проблемы изложено в [4, 5].

Экспериментальная проверка гипотезы [2] на течениях между цилиндрами [6, 7] и в плоском конвективном слое [7, 8] в какой-то мере подтвердила ее, но и выявила существенные отличия, которые можно было бы объяснить высокой степенью симметрии этих течений. Поэтому важно проверить гипотезу на течениях более общего типа.

Изучался переход к турбулентности в течении, возникающем в сферическом слое жидкости толщины $(r_2 - r_1)/r_1 = 1{,}006$ при вращении внутренней сферы в широком диапазоне чисел Рейнольдса $\mathrm{Re} = \Omega r_1^2/\nu$ (r_1, r_2 – радиусы сфер, Ω – угловая скорость, ν – вязкость). Угловая скорость поддерживалась с точностью $\pm 0{,}03\%$, жидкость термостатировалась в пределах $\pm 0{,}05\,^\circ$C, $r_1 = 74{,}86 \pm 0{,}02$ мм, радиальное биение на валу $\sim 0{,}05$ мм. В экваториальной плоскости слоя устанавливался пленочный датчик термоанемометра так, что максимум диаграммы чувствительности совпадал с направлением радиальной скорости. Сигнал термоанемометра автоматически вводился в оперативную память БЭСМ-6. Энергетический спектр пульсаций скорости вычислялся по 8192 точкам с помощью быстрого преобразования Фурье, автокорреляционная функция – по формуле $R(\tau) = \frac{1}{T-\tau}\int_0^{T-\tau} f(t)f(t+\tau)\,dt$, где $\tau = 0{,}1T$, $T \sim 500 - 1000$ периодов колебаний на основной частоте.

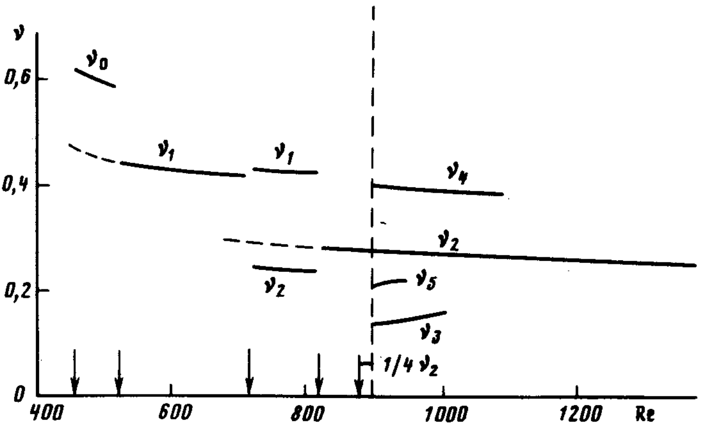

Рис.1.

Основное течение при $\mathrm{Re} < \mathrm{Re}_c^{(1)} = 460 \pm 10$ было стационарным и состояло из дифференциального вращения вокруг оси и циркуляции в меридиональной плоскости. Первая неустойчивость сопровождалась появлением в спектре частоты ν_0, соответствующей частоте визуально наблюдаемого режима с четырьмя азимутальными вихрями [9]. Инструментальный шум давал затухание $R(\tau) \sim 0{,}3\%$ (регистрируемые колебания на частоте вращения обусловлены неидеальностью изготовления сферы). Кроме описанного, с ростом Re наблюдалось еще четыре ламинарных режима, у которых $R(\tau)$ не затухает. Зависимость безразмерных основных частот ν/Ω от числа Re при различных режимах течения показана на рис.1; стрелками указаны критические числа Re, соответствующих последовательным бифуркациям. Последний ламинарный квазипериодический режим возникал при $\mathrm{Re} = 880$, когда в спектре кроме основной частоты ν_2 появилась субгармоника $1/4\,\nu_2$ со своими гармониками (рис. 2, *a*); $R(\tau)$ не затухает (рис.2, *b*). Таким образом, на первых пяти режимах при $\mathrm{Re} \lesssim 2\,\mathrm{Re}_c^{(1)}$ течение имеет не более двух частот, исключая частоту вращения сферы.

Первое заметное затухание автокорреляционной функции $\sim 2\%$ отмечено при $\mathrm{Re} = 895$; в спектре у субгармоники и ее нечетных гармоник появляются два сателлита, что физически эквивалентно амплитудной модуляции (рис.2, *c*). При $\mathrm{Re} = 902$ регистрируются три новые частоты: $\nu_3 = 0{,}1316$, $\nu_4 = 0{,}4022$ и $\nu_5 = 0{,}2078$, по-видимому ранее совпадавшие с сателлитами $1/2\,\nu_2$, $3/4\,\nu_2$ и $3/2\,\nu_2$. Поскольку зависимости ν_2, ν_3, ν_4 и ν_5 от Re различны, все эти частоты следует считать несоизмеримыми. Можно выделить два временны́х интервала затухания $R(\tau)$ (рис.3), соответствующих быстрому затуханию $\Delta R(\tau_0)$ за время τ_0 порядка периода основного колебания, и медленному – $\Delta R(\tau_\infty)$ за время τ_∞ порядка 50 – 60 периодов основной частоты.

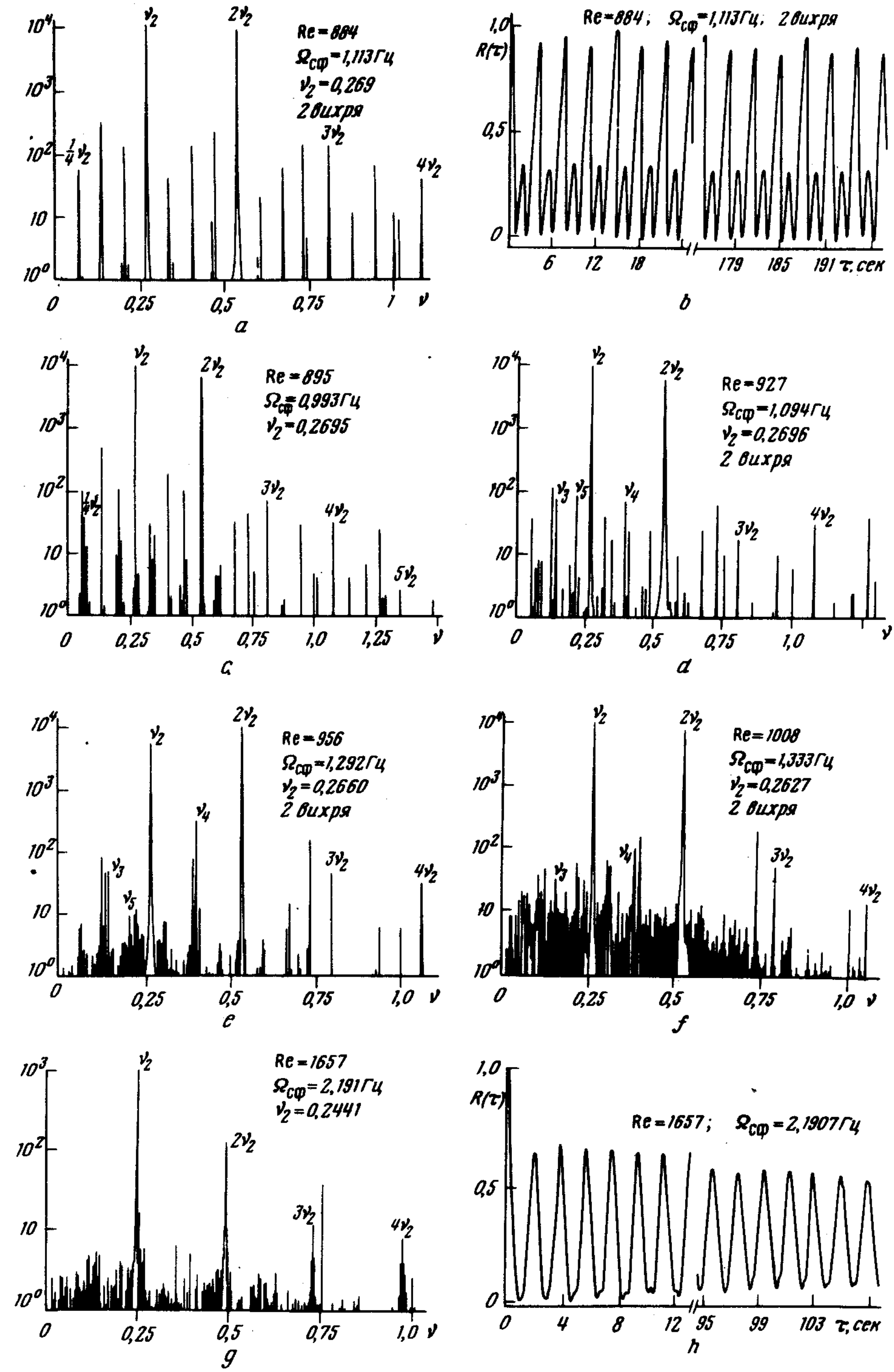

Рис. 2.

При дальнейшем росте числа Re (рис.2, *d*, Re = 927) в спектре возрастает вклад компонент ν_4 и ν_5, однако их амплитуды остаются примерно на два порядка меньше амплитуды ν_2. Спектр течения при Re=956 сильно усложнен, но сосредоточен на низких частотах рис.2, *e*. При Re = 956 частота ν_5 исчезает и резко возрастает затухание $R(\tau)$. Возможно, эти явления как-то связаны. Развитие спектра при Re = 1008 представлено на рис.2, *f*. В спектре колебаний при Re = 1657 виден значительный рост непрерывной компоненты (рис.2, *g*), но по-прежнему сохраняются пики на частоте ν_2, превосходящие шум на $\sim$2,5 порядка; затухание $R(\tau)\sim$50% (рис. 2,*h*). Исследования проведены до чисел Re $\sim$ 16000 $\approx$ 35 $\mathrm{Re}_c^{(1)}$. При Re $\approx$ 4000 на фоне непрерывного спектра пики на частоте ν_2 на 1,5 порядка превышают сплошную компоненту. Остаточные периодические колебания просматриваются даже при Re $\sim$ 16000, но в них содержится менее 2% энергии.

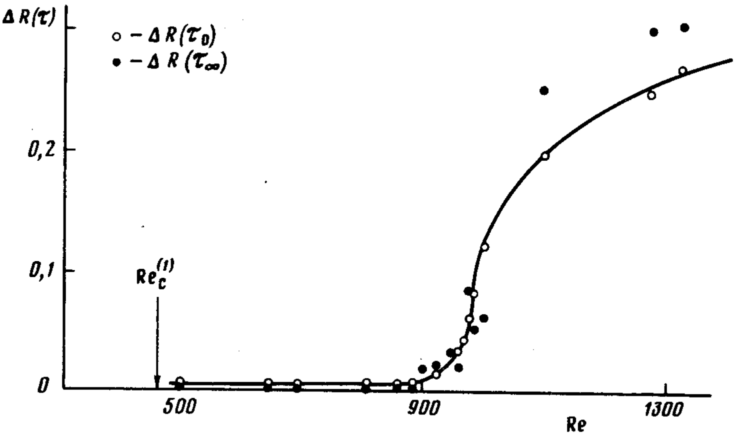

Рис.3.

Как следует из приведенных результатов, возникновение турбулентности в сферическом течении в толстых слоях происходит несколько иначе, чем в [6, 7] и [7, 8]. В целом процесс близок к модели Рюэля и Тэкенса, хотя можно указать на значительные отличия: наличие шести бифуркаций не обязательно нормальных перед появлением стохастичности, исчезновение некоторых частот с ростом Re, существование дискретных пиков на фоне непрерывного спектра. Похоже, что модель [2] идеализирует процесс перехода к турбулентности, но улавливает в нем самое главное – малое число бифуркаций.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Институт механики
МГУ

Поступила в редакцию
8 января 1979 г.

Литература

[1] E.N.Lorentz. J. Atm. Sci., **20**, 448, 1963.

[2] D.Ruelle, F.Takens. Comm. Math. Phys., **20**, 167, 1971.

[3] Л.Д.Ландау. ДАН СССР, **44**, 311, 1944.

[4] А.С.Монин. УФН, **125**, 97, 1978.

[5] М.И.Рабинович. УФН, **125**, 123, 1978.

[6] J.P.Gollub, H.L.Swinney. Phys. Rev. Lett., **35**, 927, 1975.

[7] P.R.Fenstermacher, H.L.Swinney et al. In "Bifurcation Theory and Application in Sci. Disciplins", N.-Y. Acad. Sci., 1978.

[8] G.Ahlers, R.P.Behringer. Phys. Rev. Lett., **40**, 712, 1978.

[9] И.М.Яворская, Ю.Н.Беляев, А.А.Монахов. ДАН СССР, **221**, 1059, 1975.