

О ПРОБЛЕМЕ ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ТЕЧЕНИИ КУЗТТА

*Е.А.Кузнецов, В.С.Львов, А.А.Предтеченский,
В.С.Соболев, Е.Н.Уткин*

Показано, что процесс перехода к турбулентности в течении Кузтта сочетает в себе черты как картины Ландау, так и представления о стохастическом аттракторе. С ростом числа Рейнольдса происходит как возбуждение новых мод, так и плавное уширение возникших ранее спектральных пиков.

1. Существуют две точки зрения на проблему перехода от ламинарного состояния к турбулентному. Согласно Ландау [1] этот переход представляет собой последовательность бифуркаций, приводящих к возбуждению новых типов движений с несоизмеримыми частотами, соответс-

твенно в спектре мощности последовательно возникают острые пики. При увеличении числа пиков спектр приближается к сплошному. В рамках этой теории стохастизация движения связана с возбуждением большого числа степеней свободы. Согласно другой точке зрения, основанной на представлении о стохастическом (странном) аттракторе [2, 3], хаотизация движения возможна при конечном числе взаимодействующих мод.

В данной работе представлены результаты о переходе к турбулентности в круговом течении Куэтта. Наблюдаемая нами картина зарождения турбулентности сочетает в себе черты как картины Ландау, так и представления о стохастическом аттракторе. С ростом числа Рейнольдса происходит как возбуждение новых мод, так и плавное уширение возникших ранее спектральных линий. Эти выводы существенно отличаются от результатов Голлуба и Суинни [4]; в этих экспериментах переход к сплошному спектру происходит скачком. Это прежде всего связано с тем, что наши эксперименты проводились в системе с более широким зазором между цилиндрами ($R_2/R_1 = 1,57$, $R_1 = 17,5$ мм, в [4] $R_2/R_1 = 1,14$). Достаточно высокая точность поддержания параметров системы (температура и частота вращения внутреннего цилиндра Ω поддерживались с точностью $0,02^\circ$ и 10^{-4} соответственно, радиальные биения цилиндров составляли 5 мкм) позволила нам достичь более высокого разрешения как по частотам, так и по числам Рейнольдса. Скорость жидкости (воды) регистрировалась с помощью лазерного доплеровского анемометра. В отличие от [4] измерялась азимутальная проекция скорости $V_\phi(t)$ в точке, близкой к центру зазора. Положение измерительного объема могло изменяться по вертикали на ± 16 мм. Результаты измерений заносились в ЭВМ и затем обрабатывались.

2. В нашей геометрии ламинарное течение теряет устойчивость при $Re = \Omega R_1(R_2 - R_1)/\nu = 76 \pm 1$ (ν — кинематическая вязкость). В зависимости от режима разгона при высоте цилиндров 300 мм образуется различное число вихрей (от 22 до 36). Ниже приводятся результаты, соответствующие режиму 30 вихрей.

При $Re = Re_1 = 995 \pm 1$ возникают изгибные колебания вихрей, а в спектре мощности $J_\omega = \langle |V_\phi(\omega)|^2 \rangle$ — острый пик на частоте $\omega_1 = 1,93 \Omega$ (рис. 1, а), относительная ширина пика на уровне 10^{-3} составляет 10^{-3} . С ростом Re в спектре становится существенна вторая гармоника. При надкритичностях $\epsilon = (Re - Re_1)/Re_1 = 0,025$ происходит бифуркация, приводящая к небольшому уширению линии ω_1 ($\Delta\omega/\omega_1 \sim 10^{-2}$ при $\epsilon = 0,05$). При этом возникают низкочастотное движение с характерным временем изменения $1/\Delta\omega$ (рис. 1, б). Далее в диапазоне $1200 < Re < 1300$ последовательно возникают движения на частотах $\omega_2 = 0,58 \Omega$, $\omega_3 = 0,36 \Omega$, $\omega_4 = 0,95 \Omega$ и комбинационные гармоники (рис. 1, в). С увеличением оборотов пики уширяются и постепенно их ширины становятся порядка расстояния между ними (рис. 1, г). При дальнейшем увеличении Re ($Re > 2600$) на фоне сплошного спектра появляются острые пики. Затем эта система вторичных пиков снова разрушается таким же образом, как первичная. Таким образом, в определенном диапазоне надкритичностей наблюдается последовательность бифуркаций, приводящих к возбуждению новых мод. Все это отчетливо проявляется на эволюции спектров. Между тем, в исходных реализациях $V(t)$

содержится гораздо более богатая информация о фазовом пространстве системы. Если спектр состоит из нескольких (N) острых пиков, а шумовой составляющей можно пренебречь, то $V(t)$ представимо в виде

$$V(t) = \sum_{n=1}^N \left(A_n(t) e^{-i\omega_n t} + A_n^*(t) e^{i\omega_n t} \right).$$

Определенные таким образом величины $\{A_n, A_n^*\}$ образуют $2N$ -мерное подпространство S фазового пространства. Зависимость $A_n(t)$ получается фильтрацией реализации $V(t)$ в частотном окне, большем $\Delta\omega_n$, но меньшем, чем расстояние между пиками. Траектория $A_n(t)$ в S для установившихся режимов является аттрактором.

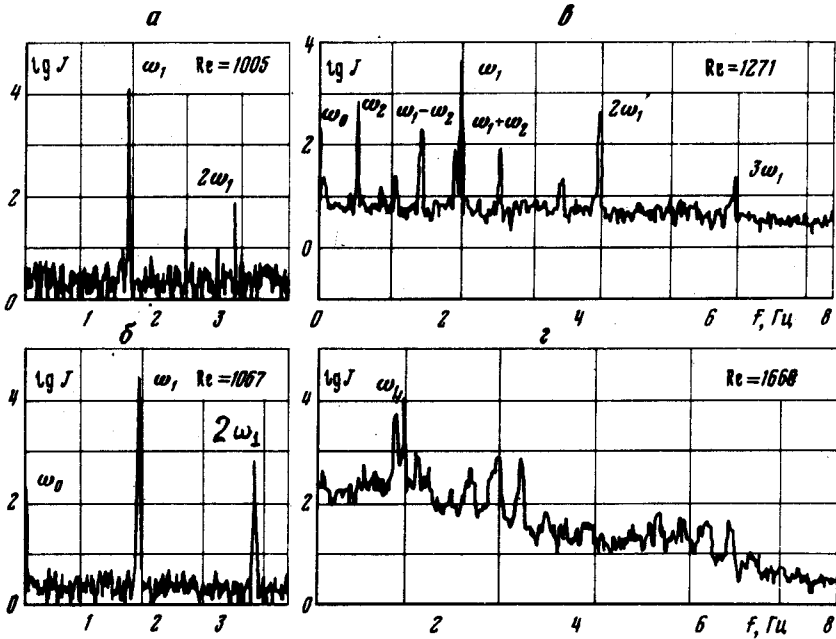


Рис. 1. Вертикальные линии соответствуют частотам $n\Omega$

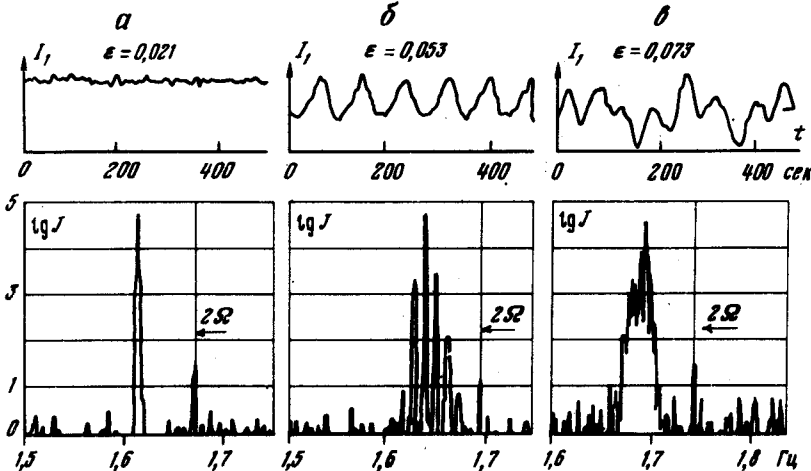


Рис. 2

При малой надкритичности $\epsilon < 0,01$ в спектре присутствует только один пик, размерность S равна двум. Эксперимент показывает, что $|A_1|^2 = \text{const}$ (рис.2, а) и, следовательно, аттрактор является предельным циклом. При этом $I = |A_1|^2 \sim \epsilon$ (рис.3) в полном соответствии с законом Ландау. При $\epsilon > 0,025$ этот предельный цикл разрушается. Вначале возникают периодические модуляции $I(t)$ и соответственно в тонкой структуре линии – сателлиты (рис. 2,б), затем при $\epsilon \approx 0,08$ наблюдается нерегулярная зависимость $I(t)$ от времени с глубиной модуляции порядка единицы, структура линии при этом становится шумовой (рис. 2, в). Любопытно, что относительная дисперсия мощности $D_\omega = (\langle |V_\omega|^4 \rangle / J_\omega^2 - 1)^{1/2}$, равная единице для гауссовой статистики и нулю для когерентного сигнала, на частоте ω_1 при $\epsilon < 0,025$ равна $0,01 - 0,02$, а при $\epsilon \approx 0,08$ оказывается порядка $0,5$. Все это дает основания считать, что образом такого движения при $\epsilon > 0,08$ является странный аттрактор. При этом размерность эффективного фазового пространства S равна пяти. При больших Re размерность S растет и структура траектории в нем усложняется, а величина D_ω во всем частотном диапазоне оказывается порядка единицы.

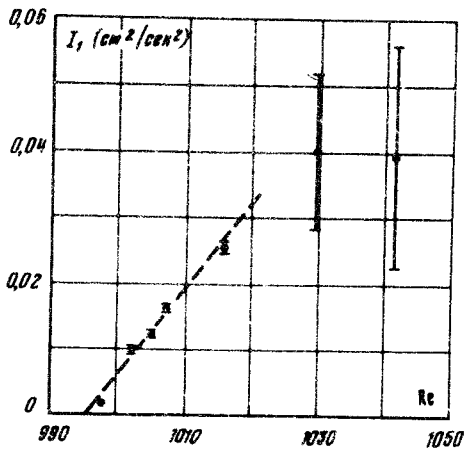


Рис. 3

В заключение авторы благодарят Ю.Е.Нестерихина за постоянное внимание к работе и полезные советы, а также Ф.А. Журавля и З.Б.Кругляка, принимавших активное участие в математическом и аппаратном обеспечении эксперимента.

Институт автоматики
и электрэметрии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
2 июля 1979 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау. Собрание трудов, т.1, М., изд. Наука, 1969.
- [2] D.Ruelle, F.Takens. Comm. Math. Phys., 20, 167, 1971.
- [3] М.И.Рабинович. УФН, 125, 123, 1978.
- [4] J.P.Gollub, H.L.Swinney. Phys. Rev. Lett., 35, 327, 1975.