

*А. А. Клюкин, А. Тэсс**

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВОЗБУЖДАЕМОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ СИЛАМИ ПЛОСКОМ МГД ТЕЧЕНИИ

Using a program for correlation dimension calculation, numerical processing of experimental signal has been carried out for investigation of turbulence arising in a closed shear jet flow. Attractor dimension has been calculated for a regime sequence occurring at the initial stage of turbulence arising. A flow regime with a fractal attractor dimension value has been observed.

Введение. Изучение поведения нелинейных динамических систем — активная область исследований, имеющая в настоящее время широкий спектр применений. Особенностью поведения таких систем является то, что при изменении параметров системы они испытывают последовательные перестройки режимов движения и могут демонстрировать хаотическое, непредсказуемое поведение: они (системы) описываются при этом конечными системами детерминированных уравнений.

Практически любое техническое устройство является нелинейной динамической системой. Диффузия примесей, тепловой режим, устойчивость работы в таких технологических установках, как электромагнитные насосы, перемешиватели, МГД генераторы и т.п., определяются крупномасштабными движениями во внутренних потоках. Для оптимизации технологического процесса необходимо знать динамику ансамблей вихревых структур. Эта динамика описывается методами теории динамических систем, демонстрирует поведение, характерное не для развитой турбулентности, а для турбулентности, находящейся на ранней стадии развития, — конечномерной турбулентности. Для описания состояния таких систем в настоящее время применяется, помимо традиционных (таких, как частотные спектры, распределения скоростей и т.п.), целый ряд новых, измеряемых характеристик.

Цель предлагаемой работы — проверка современных теоретических представлений о процессе возникновения МГД турбулентности и обогащение МГД эксперимента новыми методами измерений и обработки экспериментальных данных.

1. Эксперимент. Экспериментальное оборудование подробно описано в [1]. Течение жидкого металла кольцевого типа (эвтектический сплав In—Ga—Sn) возбуждалось при взаимодействии однородного аксиального магнитного поля и электрического тока, подводимого к жидкости с помощью двух концентрических электродов, смонтированных в основании цилиндрического контейнера. Течение характеризуется двумя параметрами, числами Рейнольдса и Гартмана, описывающими диссипативный эффект трения о торцевые стенки в присутствии магнитного поля.

* A. A. Kljukin (Institute of Physics, Latvian Academy of Sciences, Salaspils-1, LV-2169, Riga, Latvia), A. Theas (Forschungszentrum Rossendorf, Postfach 19, 0 — 8051 Dresden, Germany). Investigation of Turbulence Arising Process in an Electrically Driven MHD Flow.

Как показано в предыдущих работах, возбуждаемое таким способом течение имеет вид замкнутой плоской кольцевой струи, имеющей одну азимутальную составляющую скорости. Распределение скорости в радиальном направлении имеет струйный профиль со свободными границами и сосредоточено в области между электродами. В осевом направлении течение достаточно однородно, за исключением тонких пограничных слоев на торцевых стенках. С ростом магнитного поля струйный профиль изменяется: в центре формируется потенциальное ядро, в котором скорость распределена по закону $1/r$, а свободные границы принимают форму тангенциальных сдвиговых слоев с поперечным масштабом $Ha^{-1/2}$.

Сдвиговая неустойчивость свободных слоев проявляется в виде вихревой дорожки, перемещающейся в азимутальном направлении. Изменение параметров приводит к изменению состояния вихревой дорожки, гистерезисным эффектам и последовательности бифуркаций.

Динамическое состояние вихревой дорожки определялось с помощью датчика, состоящего из двух тонких медных проводников, путем измерения разности потенциалов между ними. Измерения производились в характерной точке течения при возрастающих значениях числа Re и постоянном значении числа $Ha = 119$. Это значение числа Ha соответствовало критическому значению числа Рейнольдса $Re_{cr} = 516$, при котором происходило формирование круговой дорожки движущихся вихрей. Измеряемая датчиком разность потенциалов пропорциональна интенсивности пульсаций радиальной составляющей скорости.

На магнитной ленте регистрировалась последовательность 20...30-минутных записей аналогового сигнала с датчика анемометра. Записи производились для ряда возрастающих значений числа Рейнольдса Re с интервалом по параметру Re/Ha порядка 2,6. Отфильтрованный аналоговый сигнал преобразовывался в цифровую форму и с магнитной ленты переносился на гибкий магнитный диск в виде последовательности файлов данных по 4096 точек для каждого исследованного режима. Дальнейший анализ и обработка полученных данных выполнялись на компьютере.

2. Результаты исследования. Из последовательностей 4096 точек выбирались со сдвигом подпоследовательности по 1024 точки, и для каждой из них выполнялось быстрое преобразование Фурье. Распределения спектральной плотности сигнала для ряда режимов с возрастающими значениями параметра Re/Ha , полученные путем осреднения по подпоследовательностям, показаны на рис. 1. Осреднение спектров позволило значительно снизить уровень инструментального шума и обнаружить некоторые особенности, не замеченные ранее [1].

Спектр первого режима $Re/Re_{cr} = 1,2$ состоит из пика основной частоты f_1 и близкого по частоте второго пика f_2 . На фоне шума хорошо видны гармоники. Присутствие двух составляющих с частотами f_1 и f_2 в спектре этого слабо надкритического режима можно объяснить присутствием в течении двух сдвиговых слоев, каждый из которых имеет свою неустойчивую моду [2]. Вследствие того, что сдвиговые слои разделены в пространстве, при малой надкритичности моды не взаимодействуют. Неустойчивость при этом проявляется как двухчастотная генерация.

С ростом параметра Re/Ha моды начинают взаимодействовать. В результате взаимодействия происходит сдвиг частоты более слабой мо-

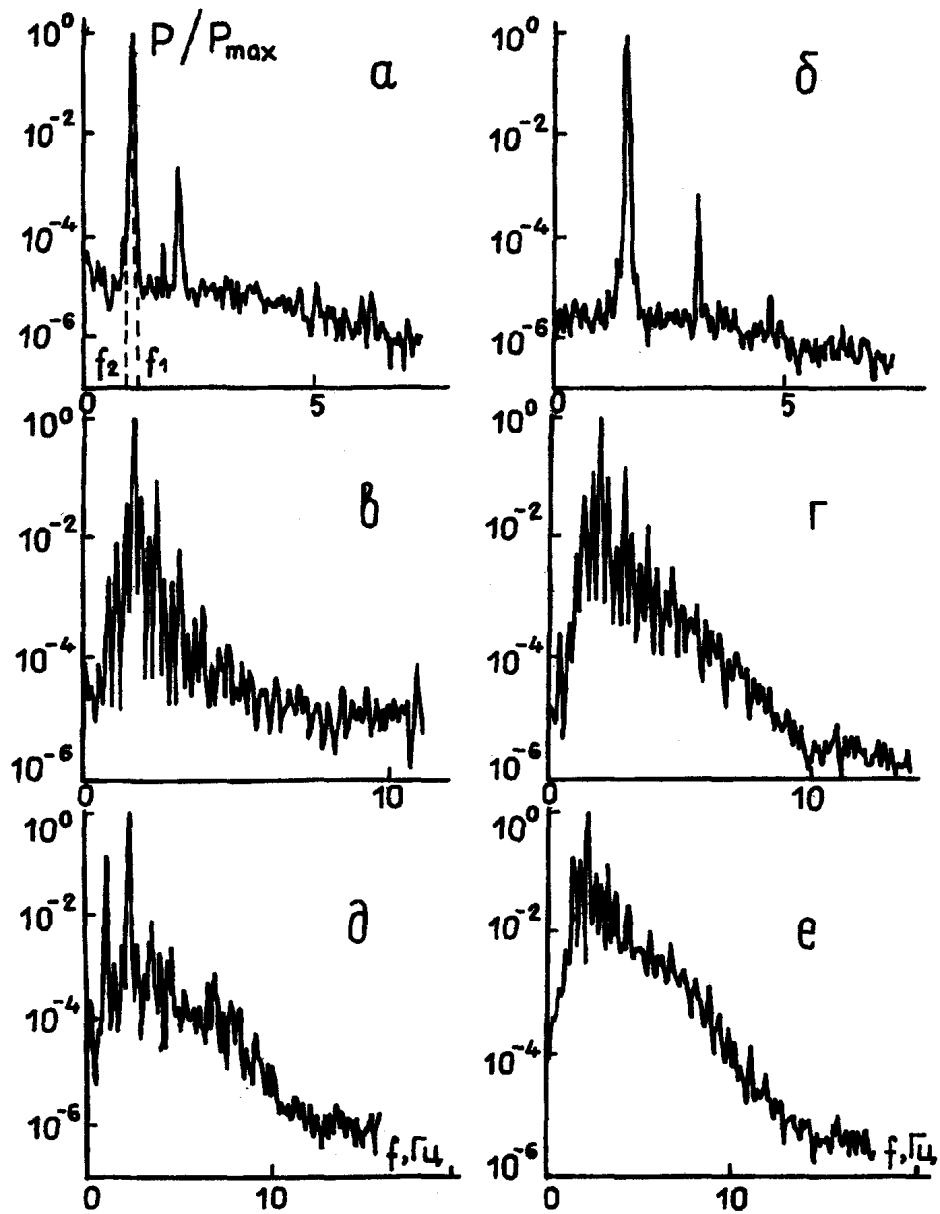


Рис. 1. Спектральная плотность мощности при $Re/Re_{cr} = 1,2$ (а), $1,8$ (б), $2,4$ (в), $3,0$ (г), $3,5$ (д) и $4,2$ (е).

Fig. 1. Power spectral density at $Re/Re_{cr} = 1.2$ (a), 1.8 (б), 2.4 (в), 3.0 (г), 3.5 (д), and 4.2 (e).

ды, и они синхронизируются, о чем свидетельствует спектр режима с $Re/Re_{cr} = 1,8$. В спектре остается только составляющая частоты f_1 и ее убывающие по амплитуде гармоники.

Увеличение параметра Re/Re_{cr} до значения $2,4$ приводит к множественной генерации связанных резонансных пиков, заключенных в узкой полосе $0...8$ Гц. Спектр состоит из множества (порядка 20) пиков, расположенных почти равномерно с интервалом $0,24$ Гц. Генерация сопровождается усложнением вида сигнала, который приобретает случайный характер.

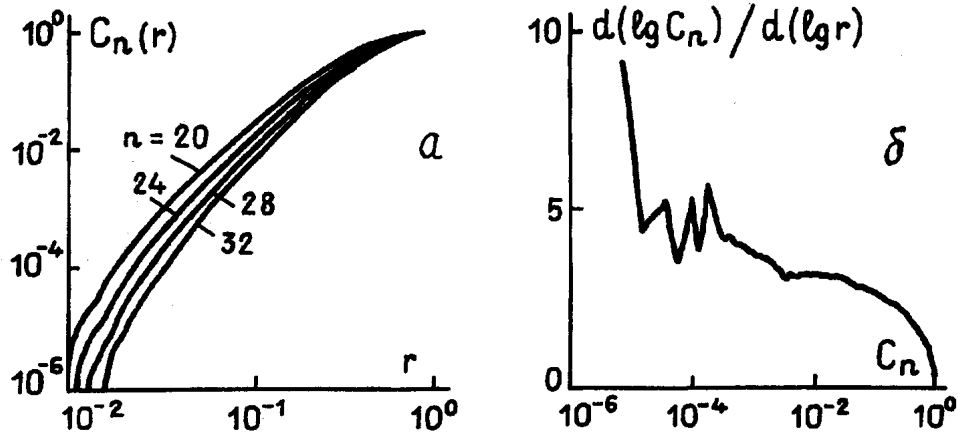


Рис. 2. Зависимости $C(r)$ при значениях размерности пространства вложения n , указанных у кривых (а), и зависимость наклона $C(r)$ при $n=32$ (б).

Fig. 2. Dependencies $C(r)$ at values of embedding dimension n indicated at the curves (a), and slope vs. $C(r)$ at $n=32$ (b).

Увеличение Re/Re_{cr} до 3,0 приводит к росту шумовой составляющей в спектре и перераспределению энергии между пиками.

При $Re/Re_{cr} = 3,5$ происходит вторая синхронизация. В спектре выделяются 2...3 основных пика, в которых заключена основная часть энергии пульсаций. На фоне синхронизации и подавления пиков в других участках более явным становится появление непрерывной, шумовой составляющей спектра.

Дальнейшее увеличение параметра Re/Re_{cr} до 4,2 приводит к нарушению режима синхронизации. Подавленные в предыдущем режиме спектральные составляющие вновь возрастают. При этом значительно увеличивается уровень динамического шума, особенно в низкочастотной области.

Пространство вложения динамической системы создавалось по алгоритму Тэкенса для одной наблюдаемой величины — радиальной скорости пульсаций. Из временных последовательностей значений скорости $\{x_i\}$ ($i = 1, 2, \dots, 4096$), измеренных с интервалом 10...30 мс, формировались n -мерные векторы $Y_k = (x_k, x_{k+1}, \dots, x_{k+n-1})$. Эти векторы использовались для вычисления корреляционной суммы

$$C_n(r) = (1/N_n) \sum_{i \neq k} \theta(r - |Y_i - Y_k|),$$

где $\theta(r - |Y_i - Y_k|)$ — функция Хевисайда, а N_n — число пар n -мерных векторов, используемых для вычисления. Для достаточно малых r и достаточно больших значений размерности пространства вложения n величина наклона логарифма корреляционной суммы от логарифма интервала определяет значение корреляционной размерности (информационной размерности второго порядка) D_2 фазовой траектории [3].

Вычисление корреляционной размерности для исследованных режимов показывает, что в системе существуют лишь несколько значащих степеней свободы.

В графиках функции $C_n(r)$, построенных в двойном логарифмическом масштабе, удается выделить небольшие участки, где значение

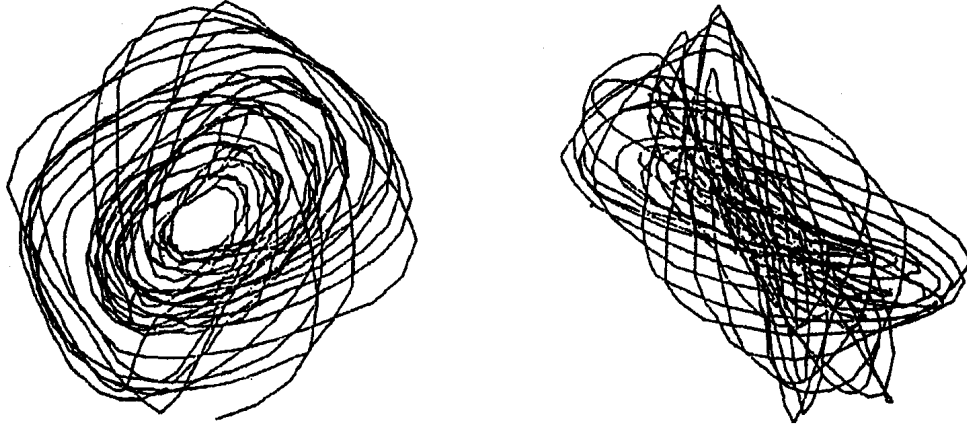


Рис. 3. Фазовые портреты аттрактора, построенные из временной последовательности для $Re/Re_{cr} = 3,0$ в проекциях $(Y(t_k), Y(t_k + mt))$; $t_k = kt_0$, $t = 6t_0$, $t_0 = 16,64$ мс, $k = 0,1,2,\dots$; $m = 1$ (слева) и 3 (справа).

Fig. 3. Phase portrait reconstructions from the time series at $Re/Re_{cr} = 3.0$ in $\{Y(t_k), Y(t_k + mt)\}$ projections; $t_k = kt_0$, $t = 6t_0$, $t_0 = 16.64$ msec, $k = 0,1,2,\dots$; $m = 1$ (left), and 3 (right).

производной $d(\log C_n(r))/d(\log r)$ сохраняется постоянным. Зависимость $C_n(r)$ и график зависимости наклона от $C_n(r)$ для режима $Re/Re_{cr} = 3,0$ показаны на рис. 2, а две проекции фазового портрета одного из аттракторов, полученные из измерений радиальной скорости, — на рис. 3. Значение размерности $D_2 = 3,08 \pm 0,05$, близкое к целому числу, свидетельствует о том, что динамическая система в этом режиме эволюционирует на трехмерном торе, и, следовательно, может быть описана системой трех нелинейных уравнений.

При $Re/Re_{cr} = 3,5$ дробное значение размерности $D_2 = 2,39 \pm 0,02$ свидетельствует о фрактальных свойствах системы в этом режиме. Повидимому, квазипериодический режим $Re/Re_{cr} = 3,0$ разрушается, и динамическая система размерности 3 начинает эволюционировать на странном аттракторе. Отображение Пуанкаре, полученное стробоскопированием аттрактора в этом режиме, показывает, что аттрактор близок к резонансному.

Вычисленное значение размерности в режиме $Re/Re_{cr} = 4,2$ составляет $D_2 = 4,64 \pm 0,31$. В системе появляются новые степени свободы. Вид спектра и фазовый портрет аттрактора также указывают на хаотический характер поведения системы.

3. Заключение. Результаты исследования позволяют сделать вывод, что квазидвухмерные МГД течения в начальной стадии развития турбулентности проявляют свойства, присущие конечномерным динамическим системам. С ростом параметра нелинейности Re/Na в исследованном течении происходит ряд бифуркаций, в результате которых движение выходит на режим низкочастотных хаотических колебаний. Возникновение хаоса происходит по сценарию Рюэля—Тэкенса—Ньюхауза, когда странный аттрактор возникает в результате развития квазипериодического режима — разрушения тора.

Появление квазипериодического режима размерности 3 есть довольно необычный результат, поскольку в большинстве случаев уже движение на двухмерном торе становится неустойчивым, и квазипе-

риодическое движение с двумя независимыми частотами разрушается с переходом на странный аттрактор [3]. Тем не менее, подобное нашему случаю поведение, т.е. разрушение трехмерного тора в странный аттрактор, наблюдалось ранее в работе [4], в эксперименте Бенара с ртутью в магнитном поле. Оба этих эксперимента, таким образом, подтверждают представление о том, что магнитным полем можно затянуть нелинейную стадию развития турбулентности. По-видимому, сильная диссипация возмущений сдерживает их рост и начало нелинейного взаимодействия между ними, что приводит к генерации новых мод и порождению квазипериодических движений с более высокими значениями размерностей.

Благодарность. Авторы выражают благодарность коллегам за помощь в выполнении этой работы: Алексею Флерову за помощь в написании быстрого варианта программы для компьютерных вычислений и Бернхарду Ютнеру за большой вклад в получение результатов вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kljukin A. A., Kolesnikov Yu. B., Kalis H.* MHD instabilities and turbulence in liquid metal shear flows//Liquid Metal Magnetohydrodynamics/Eds J.Lielpeteris, R.Moreau. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1989. — P. 449...454.
2. *Sergeev K. A., Shtern V. N.* Stability of closed azimuthal jet of liquid metal//Liquid Metal Magnetohydrodynamics/Eds J.Lielpeteris, R.Moreau. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1989. — P. 473...479.
3. *Schuster H. G.* Deterministic Chaos. An Introduction. Weinheim: Physic-Verlag, 1984.
4. *Libchaber A., Fauve S., Laroche C.* Two-parameter study of the routes to chaos//Physica D. — 1983. — Vol.7. — P. 73.

Поступила в редакцию 29.12.93 (14.12.92)