

17. Лэмб Г. Гидродинамика. — М.: Гостехиздат, 1932.
 18. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: ФМ, 1962.
 19. Grigoriev Yu. N., Levinski V. B., Yanenko N. N. Modeling of turbulence by ensembles of vortices with inviscid interaction. — Arch. Mech., 1984, v. 36, N 2.
 20. Browand F. K., Weidman P. D. Large scales in the developing mixing layer. — J. Fluid Mech., 1976, v. 76, pt 1.

Поступила 10/VII 1985 г.

УДК 532.516 + 532.52

О СТРУКТУРЕ И ЭВОЛЮЦИИ ВИХРЕВЫХ ЯДЕР

Д. Г. Ахметов, В. Ф. Тарасов

(Новосибирск)

Исследования течений с концентрированной завихренностью играют важную роль в понимании динамики вихревых образований в природе (циклонов, ураганов, смерчей) и в различных технических устройствах (в центробежных форсунках, вихревых аппаратах и т. д.).

В последнее время некоторые вихревые течения (кольцевые и торнадоподобные вихри, вихревые шнуры в вихревой камере) изучены весьма подробно. В частности, измерены поля средних скоростей, найдены распределения завихренности (см., например, [1—4]).

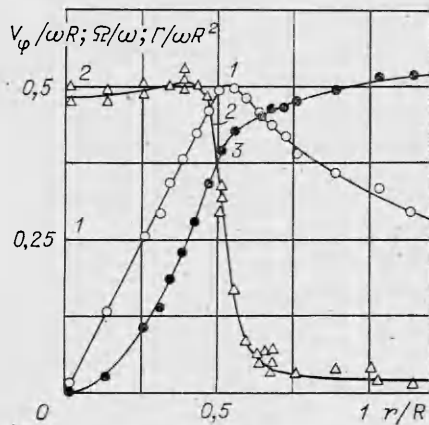
В настоящей работе представлены новые данные о внутренней структуре и эволюции вихревых ядер. Рассмотрено течение между двумя соосными дисками одинакового радиуса, вращающимися с постоянной угловой скоростью в одном направлении. Измерениями поля средней скорости показано, что это течение можно рассматривать как вихрь с твердотельно вращающимся ядром. Путем визуализации картины течения установлено, что поперечное сечение вихревого ядра при превышении некоторого критического числа Рейнольдса теряет круговую симметрию и приобретает форму овала, треугольника, четырехугольника и т. д. При достаточно больших числах Рейнольдса ядро состоит из системы более мелких вторичных вихрей, при этом ядро вихря непрерывно деформируется и регулярно обменивается жидкостью с окружающим его потоком. Обмен осуществляется путем выброса из ядра спиральных рукавов, распространяющихся во внешний поток, и захвата внешней жидкости в ядро в виде отдельных струй. Обнаружена аналогия структур исследуемого течения и других вихревых течений.

1. Эксперименты по изучению течения между вращающимися дисками проводились в воздухе, воде, водных растворах глицерина и в растворе тетрахлорэтилена в бензине. При проведении опытов в жидкости диски находились в цилиндрическом сосуде, соосном с ними.

Основные параметры, при изменении которых наблюдалась качественная перестройка структуры течения, следующие: число Рейнольдса $Re = \omega R^2/\nu$ и величина относительного зазора h/R (R — радиус диска, h — зазор между дисками, ω — угловая скорость дисков, ν — кинематическая вязкость жидкости). В проведенных опытах Re изменялось от 10 до $6,4 \cdot 10^5$, h/R — от $0,08$ до $1,28$. Размерные параметры варьировались в диапазонах: $R = 0,035—0,1$ м, $\omega = 0,74—314$ с⁻¹, $\nu = 6 \cdot 10^{-7}—1,2 \cdot 10^{-3}$ м²·с⁻¹. Радиус цилиндрического сосуда изменялся от $0,05$ до $0,085$ м.

Поле средней скорости течения между вращающимися дисками исследовалось с помощью лазерного доплеровского анемометра. Опыты проводились в растворе тетрахлорэтилена в бензине. В качестве центров, рассеивающих свет, в жидкость вводились мелкие частицы эбонита. Плотность раствора подбиралась равной плотности частиц.

Измерения показали, что во всей области течения, за исключением тонких пограничных слоев на дисках, окружная компонента скорости не зависит от осевой координаты, т. е. азимутальное движение жидкости между дисками плоское. Типичный график распределения окружной компоненты скорости v_φ вдоль радиальной координаты r представлен на рис. 1 ($Re = 6,4 \cdot 10^5$, $h/R = 0,5$, $R = 0,035$ м, $\omega = 314$ с⁻¹, линия 1), где также приведены вычисленные по экспериментальным значениям v_φ распределения завихренности $\Omega = v_\varphi/r + \partial v_\varphi/\partial r$ и циркуляции скорости $\Gamma = 2\pi r v_\varphi$



Р и с. 1

(линии 2, 3). Видно, что поле течения состоит из центрального твердотельно вращающегося ядра и внешней области, в которой завихренность близка к нулю. Радиус ядра меньше радиуса дисков, а угловая скорость его вращения практически совпадает с угловой скоростью дисков.

Наряду с основным (азимутальным) потоком между дисками имеется также вторичное течение. Жидкость поступает в пространство между дисками по центральной части зазора, распространяется вплоть до вихревого ядра и выбрасывается наружу вдоль пограничных слоев на дисках. Составляющие скорости вторичного течения всюду, за исключением пограничных слоев на дисках, на один — два порядка меньше максимума окружной скорости потока. Более подробные данные о вторичном течении вне ядра содержатся в [5].

Из результатов измерений осредненной скорости течения между вращающимися дисками следует, что это течение можно рассматривать как вихрь: профили v_φ , Ω , Γ , представленные на рис. 1, характерны и для других вихрей — кольцевых вихрей, ураганов и т. д. [4—4, б, 7].

2. С целью изучения внутренней структуры и эволюции вихревого ядра течение между вращающимися дисками визуализировалось, для чего в воздухе использовался дым, в жидкости — алюминиевая пудра, растворы красителей и флуоресцеина. Визуализированная картина течения регистрировалась путем киносъемки в двух направлениях: вдоль оси вращения дисков и перпендикулярно к ней. Киносъемка вдоль оси дисков проводилась через один из дисков, изготовленный из прозрачного материала. Поле течения при этом освещалось плоским световым лучом, параллельным дискам.

При подкрашивании потока наблюдается общая для течений с концентрированной завихренностью картина — введенная в вихревое ядро краска удерживается в нем достаточно долго даже при турбулентном режиме течения. Это видно на рис. 2, где течение воздуха между вращающимися дисками визуализировано дымом ($Re = 2 \cdot 10^5$, $h/R = 0,4$, $R = 0,1$ м, $\omega = 314$ с⁻¹). Такое поведение окрашивающей примеси связано с подавлением турбулентности в ядре вращением и подробно рассмотрено в [8, 9].

Проведенные эксперименты показали, что вихревое течение, образующееся в осесимметричной экспериментальной установке, не обладает в общем случае осевой симметрией. Нарушение симметрии течения проявляется, в частности, в сильной деформации поперечного сечения ядра и в образовании спиральных структур, распространяющихся из ядра во внешний поток.



Р и с. 2

На рис. 3 приведена серия фотографий, демонстрирующих структуру поля течения в плоскости, параллельной дискам, при $h/R = 0,16$ ($R = 0,0625$ м) и фиксированных Re . Течение при малых числах Рейнольдса ($Re < 400$) осесимметричное. При больших значениях Re течение теряет круговую симметрию и поперечное сечение вихревого ядра принимает последовательно форму правильного пятиугольника, четырехугольника, треугольника, овала (рис. 3, *a — г* соответственно для $Re = 10^3; 1,5 \cdot 10^3; 2 \cdot 10^3; 2,6 \cdot 10^3$, $\omega = 3,7; 4,8; 6; 10,5$ с⁻¹). Каждая из форм ядра существует в некотором диапазоне Re . Переходы от одной конфигурации ядра к другой при постепенном увеличении Re происходят при больших значениях Re , чем обратные переходы при уменьшении Re , т. е. наблюдается явление гистерезиса.

При $Re < 2,4 \cdot 10^3$ течение ламинарное. При $2,4 \cdot 10^3 < Re < 3 \cdot 10^3$ реализуется переходный режим, характеризующийся тем, что при фиксированном Re указанные выше фигуры перемежаются, плавно переходя одна в другую. При $Re > 3 \cdot 10^3$ течение становится турбулентным.

В ламинарном режиме количество образующихся при изменении Re фигур тем меньше, чем больше величина зазора h/R между дисками. Так, для $h/R = 0,32$ круговая форма поперечного сечения ядра (рис. 4, *a*, $Re = 2,6 \cdot 10^3$, $R = 0,0625$ м, $\omega = 0,74$ с⁻¹) переходит сразу в треугольную (рис. 4, *б*, $Re = 1,1 \cdot 10^3$, $\omega = 3,5$ с⁻¹), а затем при $Re = 1,3 \cdot 10^3$ — в овальную. При $h/R = 1,28$ круговое ядро сразу превращается в овальное (рис. 4, *в*, $Re = 9 \cdot 10^2$, $\omega = 4,5$ с⁻¹). Многоугольный контур, ограничивающий вихревое ядро, вращается с постоянной угловой скоростью n , меньшей, чем угловая скорость дисков. Известно [10, 11], что для плоского течения идеальной жидкости с эллиптической и многоугольной областями постоянной завихренности Ω

$$n = \Omega ab / (a + b)^2, \quad n \approx \Omega(k - 1) / 2k,$$

где a, b — полуоси эллипса; k — число вершин многоугольника. Измеренные значения n всегда меньше, чем определяемые по приведенным формулам при $\Omega = 2\omega$, причем относительная разность этих величин в отдельных случаях достигает 30%.

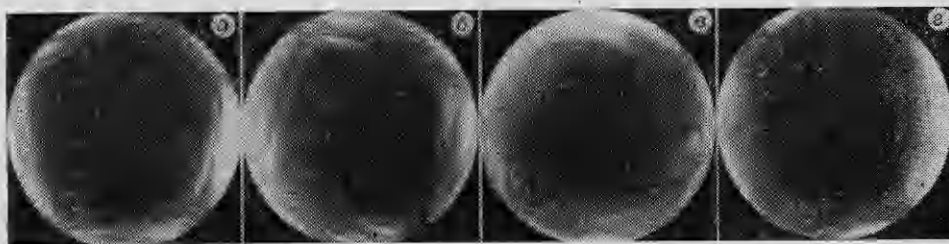
При турбулентном режиме течение имеет следующие характерные особенности.

1. Вихревое ядро, как и в переходном режиме течения, непрерывно деформируется. В разные моменты времени наблюдаются различные формы поперечного сечения ядра (овал, треугольник, четырехугольник и т. д.), причем набор этих фигур существенно больше, чем в ламинарном и переходном режимах при тех же значениях h/R .

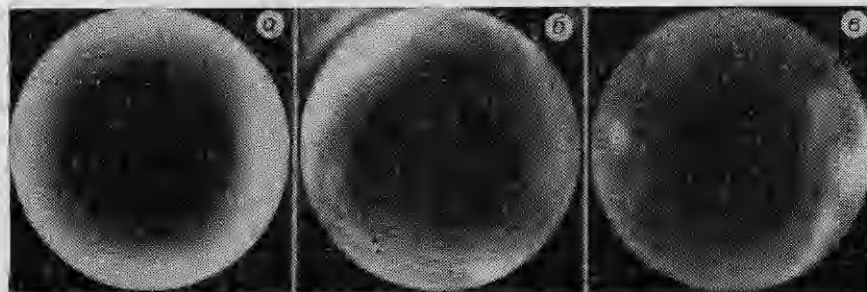
2. Вихревое ядро состоит из системы более мелких (вторичных) вихрей, вращающихся в том же направлении, что и основной вихрь. Расположение вторичных вихрей наиболее симметрично, когда форма поперечного сечения ядра близка к кругу. При деформации ядра деформируются, разрушаются и возникают новые вторичные вихри. При восстановлении круговой формы поперечного сечения ядра его структура восстанавливается. На рис. 5 приведено вихревое ядро, состоящее в различные моменты времени из двух (*a*), трех (*б*) и четырех (*в*) вторичных вихрей ($Re = 4,9 \cdot 10^4$, $h/R = 0,48$, $R = 0,0625$ м, $\omega = 12,5$ с⁻¹). Центры вторичных вихрей вращаются вокруг оси дисков с той же угловой скоростью, что и диски. Величина завихренности внутри вторичных вихрей, показанных на рис. 5, в $\sim 1,2$ раза больше удвоенной угловой скорости дисков.

С уменьшением h/R количество вторичных вихрей в ядре возрастает, а их расположение и структура становятся неупорядоченными.

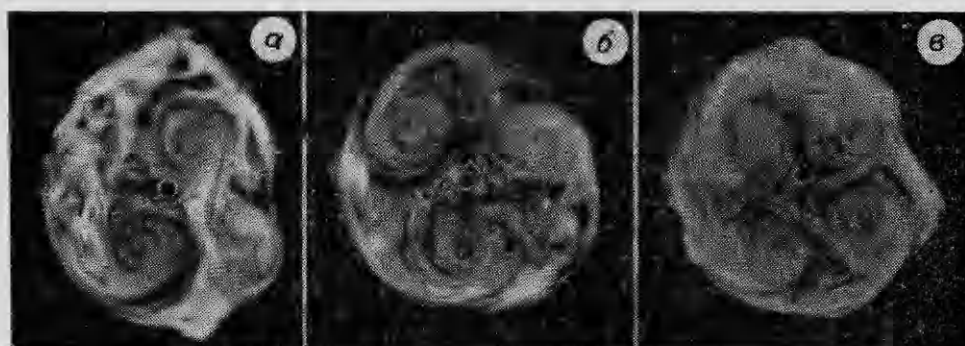
3. Ядро вихря регулярно обменивается жидкостью с окружающим его потоком. Обмен осуществляется путем выброса из ядра спиральных рукавов и захвата внешней жидкости в ядро в виде отдельных струй.



Р и с. 3



Р и с. 4

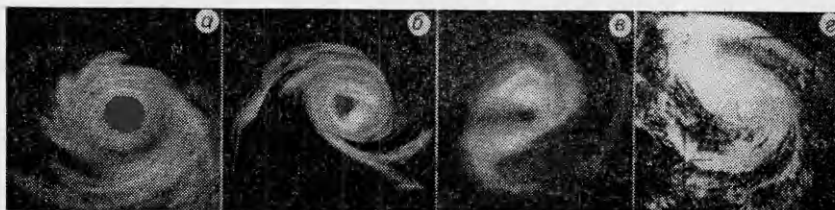


Р и с. 5



Р и с. 6

Выбросы жидкости из ядра происходят, как правило, при переходе поперечного сечения ядра от некруговой формы к круговой. Процесс выброса отдельного рукава продолжается в течение нескольких оборотов дисков. Частота и интенсивность выбросов увеличиваются при умень-



Р и с. 7

шении h/R . При интенсивных выбросах жидкости рукава распространяются за пределы дисков. Спиральные рукава, срывающиеся с вершин треугольного ($Re = 4,9 \cdot 10^4$, $h/R = 0,32$, $R = 0,0625$ м, $\omega = 12,5$ с $^{-1}$) и овального ($Re = 4,9 \cdot 10^4$, $h/R = 0,48$, $R = 0,0625$ м, $\omega = 12,5$ с $^{-1}$) вихревых ядер, показаны на рис. 6, а, б.

Захват жидкости в ядро из внешнего потока осуществляется путем «наматывания» жидкости на вторичные вихри. Этот процесс виден на рис. 6, в, где прослеживаются три темные струи неокрашенной жидкости, входящие в вихревое ядро ($Re = 4,9 \cdot 10^4$, $h/R = 0,48$, $R = 0,0625$ м, $\omega = 12,5$ с $^{-1}$). Интенсивность захватов увеличивается при деформациях ядра.

Следует отметить, что картины течения, приведенные на рис. 3—6, не зависят от осевой координаты.

3. Обнаруженные особенности структуры и эволюции вихревого ядра в течении между вращающимися дисками наблюдаются также и в других вихревых течениях. Был проведен ряд опытов, в которых изучались вихревые ядра, образующиеся в иных физических условиях. На рис. 7, а — в представлены поперечные сечения ядер различных вихрей: воздушного кольцевого вихря; вихря, образующегося при всплывании в воздухе вращающегося водяного пара; вихревого шнура в вихревой камере. На рис. 7, г дана фотография атмосферного урагана, полученная с искусственного спутника Земли «Тайрос III» (1961 г.). На снимках отчетливо видны спиральные рукава и неосесимметричная овальная форма вихревых ядер. В ряде случаев в кольцевых вихрях, вихрях в вихревой камере наблюдаются треугольные, четырехугольные и пятиугольные формы поперечных сечений ядер. Спиральную структуру имеют также крупномасштабные атмосферные вихри-циклоны. Возможно, что к приведенным выше примерам относятся и вращающиеся спиральные галактики.

Можно предполагать, что обнаруженная общность структур вихревых ядер не случайна, а вызвана некоторыми общими причинами. Выяснение этих причин и условий образования и существования неосесимметричных вихревых структур требует дальнейшего исследования.

Авторы выражают благодарность Сенницкому В. Л. за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахметов Д. Г., Кисаров О. П. Гидродинамическая структура кольцевого вихря. — ПМТФ, 1966, № 4.
2. Никулин В. В. Исследование взаимодействия торнадоподобного вихря с твердыми границами. — ПМТФ, 1980, № 1.
3. Анисимова Е. П., Белов Ю. П., Сперанская А. Л. Модель атмосферного вихря. — ФАО, 1981, т. 17, № 7.
4. Багрянцев В. И., Волчков Э. П., Терехов В. И., Титков В. И., Томсон Я. Я. Исследование течения в вихревой камере лазерным доплеровским измерителем скорости. Препринт 55—80 ИТФ СО АН СССР, 1980.
5. Welsh W. E., Hartnett J. J. Velocity measurements in the boundary layer and in the main flow between two coaxial disks rotating with equal velocities in air. — In: Proc. 3rd U. S. Nat. Cong. Applied Mechanics, 1958.
6. Shea D. J., Crey W. M. The hurricanes inner core region. — J. Atmos. Sci., 1973, v. 30, N 8.
7. Hoecker W. H. Wind speed and air flow patterns in the Dallas tornado of 2 April 1957. — Mon. Weather Rev., 1960, v. 88, N 5.

8. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Структура турбулентности вблизи ядра кольцевого вихря.— ДАН СССР, 1979, т. 245, № 6.
9. Владимиров В. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф. Подавление турбулентности в ядрах концентрированных вихрей.— ПМТФ, 1980, № 5,
10. Ламб Г. Гидродинамика.— М.— Л.: Гостехиздат, 1947.
11. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости.— М.: Мир, 1973.

Поступила 1/VIII 1985 г.

УДК 536.25

ВЛИЯНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ НА ТЕРМОДИФФУЗИЮ В ЖИДКОЙ СМЕСИ, ЗАПОЛНЯЮЩЕЙ НАКЛОННУЮ ПРЯМОУГОЛЬНУЮ ПОЛОСТЬ

К. Г. Костарев, А. Ф. Пшеничников

(Пермь)

Конвективное движение, возникающее в наклонной полости при подогреве сверху, в значительной степени определяет вид концентрационного поля, сформированного термодиффузией. Взаимодействие конвективных и термодиффузионных потоков при малых тепловых числах Грасгофа G_r вызывает появление продольных перепадов концентрации. Увеличение разности температур усиливает конвекцию и способствует уменьшению концентрационных градиентов. Преобладающая роль конвекции при фиксированном G_r определяется углом наклона жидкого слоя [1, 2]. Существенная особенность жидких растворов — очень малый коэффициент диффузии и, следовательно, большие числа Шмидта. Это обстоятельство не позволяет использовать результаты, полученные на газовых смесях, и сильно затрудняет численное моделирование. В отличие от [2], в настоящей работе исследовалось термодиффузионное разделение в полости с непроницаемыми границами.

В качестве прямоугольной полости (рис. 1, $T_2 > T_1$) использовался зазор между плоскими латунными теплообменниками, образованный с помощью двух плексигласовых вкладышей толщиной $a = 2,0$ мм. Расстояние между вкладышами 30,0 мм. С торцов зазор ограничивался двумя плоскими полупрозрачными зеркалами. С помощью юстировочных винтов зеркала устанавливались параллельно друг другу и образовывали рабочее пространство двухзеркального автоколлимационного интерферометра, что позволяло исследовать концентрационные поля [3, 4]. Расстояние между зеркалами 30,3 мм. Интерферограммы, полученные в изотермических условиях, представляли собой линии равной концентрации. Переход от одной интерференционной полосы к другой соответствовал изменению концентрации рабочего раствора (раствора сульфата натрия в воде) на $3,4 \cdot 10^{-3}\%$. Модель имела устройство, позволявшее изменять угол ее наклона к горизонтали от -15 до 60° . Ось вращения перпендикулярна плоскости зеркал. Величина наклона определялась по оптическому квадрату с ценой деления $30''$.

Температура теплообменников задавалась двумя струйными ультра-термостатами, снабженными системами дополнительной стабилизации температуры. Перепад температуры измерялся дифференциальной медь-константановой термопарой, подключенной к цифровому вольтметру типа ЦЦ-300. Для измерения температуры окружающей среды использовался ртутный термометр с ценой деления 0,1 К.

В качестве рабочих жидкостей выбраны 6,62%-ные и 15,7%-ные водные растворы сульфата натрия, отличающиеся от растворов других солей большим значением коэффициента Sc_r и малым коэффициентом диффузии [5]. Последнее обстоятельство позволило применить для изучения концентрационных полей следующую методику. В начале опыта модель устанавливалась под углом к горизонтали. Теплообменники подключались к термостатам. Под действием разности температур в полости возникла конвекция, и по истечении некоторого времени (около 1,5 ч) устанавливалось стационарное поле концентрации. Время формирования стационарного поля температур не превышало 6 мин.