

01;03

Чередование право- и левовинтовых вихревых структур при увеличении интенсивности закрутки потока в цилиндрической каверне с вращающимися торцами

© В.Л. Окулов, Ж.Н. Соренсен, Л.К. Войгт

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

E-mail: okulov@itp.nsc.ru

Машиностроительный факультет Датского технического университета, ДК-2800, Люнгби, Дания

E-mail: jns@mek.dtu.dk

Поступило в Редакцию 7 августа 2001 г.

Изучен процесс изменения симметрии в винтообразных вихрях, образующихся в потоке, индуцированном вращающимися торцами в цилиндрической полости. Впервые обнаружено чередование право- и левовинтовых вихрей при увеличении закрутки потока и установлена связь образования рециркуляционных зон с появлением левовинтовой вихревой структуры в потоке. Полученные результаты имеют значение как для объяснения явления распада вихря, так и для дальнейшего развития вихревой концепции теории турбулентности и механических аналогий для описания физических полей и частиц.

Адекватное описание широко распространенных в технических приложениях закрученных потоков сталкивается с многочисленными трудностями. Одна из них — существование спонтанного изменения режимов течения, отмеченного в многочисленных исследованиях как явление распада вихря (см., например, [1,2]). Подходящим объяснением этого феномена является возможность возникновения в потоке крупномасштабных винтовых вихрей с различной винтовой симметрией (их классификация дана в [3]). Этот факт был установлен при теоретическом анализе распада вихря в [4], где для закрученных течений с винтовой симметрией поля завихренности показана возможность существования как правовинтового, так и левовинтового вихря в потоке при одних и тех же интегральных параметрах основного течения. Различие вихревых

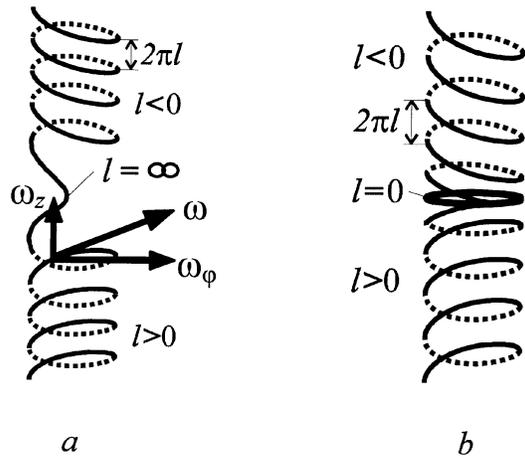


Рис. 1. Возможные типы перехода от право- к левовинтовой вихревой структуре.

структур с правой и левой винтовой симметрией характеризуется разным знаком кручения — κ или шага винта — l у составляющих их вихревых линий. Положительный знак определяет правый винтообразный вихрь, а отрицательный — левый. Однако предложенная в [4,5] теория только описывает течения до и после распада и не позволяет определить, каким образом происходит изменение винтовой симметрии поля завихренности в потоке. Как показано на рис. 1, непрерывное изменение правого вихря в левый может произойти двумя различными способами: шаг вихревых линий может меняться от положительного значения до отрицательного либо через бесконечное значение (рис. 1, *a*), либо через ноль (рис. 1, *b*). Первый случай будем называть *L*-переходом, а второй — *R*-переходом. Причем образование вихревого кольца при распаде вихря — *R*-переход неоднократно предлагался как подходящая модель для описания этого феномена. Однако следует отметить, что пока в эксперименте [3] был обнаружен только *L*-переход для винтовой вихревой нити, генерированной в модели вихревой топки квадратного сечения.

Дополнительный повод к проведению наших исследований по изучению характера изменения симметрии в винтообразных вихревых струк-

турах связан с развитием вихревой концепции теории турбулентности. Существование внезапных переходов между зеркально-симметричными когерентными структурами с разным знаком у кручения их вихревых линий может стать подходящим описанием источника хаотических пульсаций в открытых турбулентных потоках. Еще одним неожиданным приложением данных исследований является дальнейшее развитие механических аналогий для описания физических полей и частиц [6]. Пока достигнутые здесь результаты фиксируют только факт использования уравнения Шредингера для описания винтообразных возмущений вихревых нитей (солитонов Хосимото). Отсутствие прогресса как в подтверждение, так и в отрицание предложенной аналогии связано, прежде всего, с недостаточным развитием теории винтовых вихрей в механике жидкостей. В частности, важный вопрос о характере изменения их симметрии рассматривается в данной работе впервые.

Для его исследования рассмотрим вязкое несжимаемое осесимметричное течение в цилиндре высотой $2H$ и радиусом R (рис. 2, *a*). Верхняя и нижняя крышка цилиндра вращаются с постоянными угловыми скоростями Ω_1 и Ω_2 соответственно. Три безразмерных параметра характеризуют задачу: $Re = \Omega_1 R^2 / \nu$, $h = H/R$, $\gamma = \Omega_2 / \Omega_1$, где ν — кинематическая вязкость жидкости. Течение исследовалось в цилиндрических координатах, а в качестве искомым величин рассматривались тангенциальная компонента скорости u_φ , осевая компонента завихренности ω_z и функция тока ψ , изолинии которой дают сечение физических поверхностей тока в меридиональном сечении [7]. В этих терминах задача сводится к решению уравнения Пуассона для ψ и двух уравнений переноса для u_φ и ω_z . Для получения решения использовался конечно-разностный метод [8]. Уравнения переноса аппроксимировались центральными разностными схемами второго порядка точности, а уравнение Пуассона с помощью трехточечного эрмитова представления производных от функции тока с четвертым порядком точности. Тестирование метода, проведенное ранее для хорошо изученного случая неподвижного дна ($\gamma = 0$), хорошо воспроизводило режимы течения, полученные в эксперименте. Для ненулевых значений параметра γ в ряде исследований (см. [7] и ссылки в ней) была изучена топология течения и обнаружено возникновение различного числа, размера и положения замкнутых рециркуляционных зон с противоположным движением жидкости — ”баблов”.

В частном случае одинаковых угловых скоростей вращения крышки и дна ($\gamma = \pm 1$) возникают симметричные течения в верхней и нижней

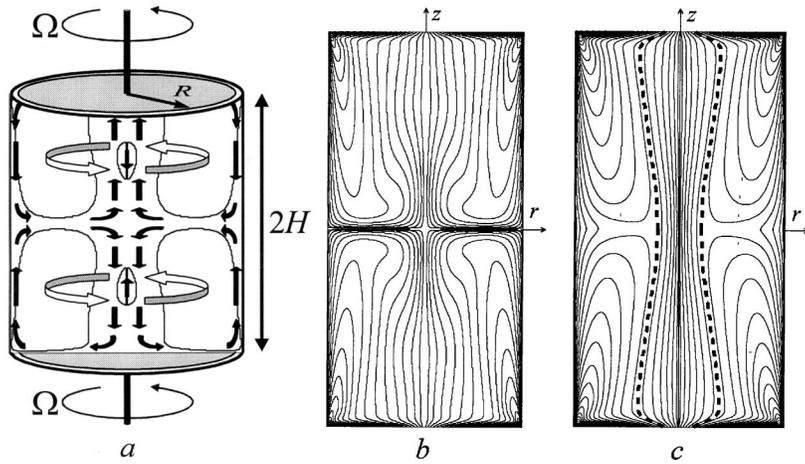


Рис. 2. Схема течения (а) и сечения вихревых трубок для $Re = 2000$ и $\gamma = 2$ при противоположном вращении дисков (б) и при их вращении в одном направлении (с).

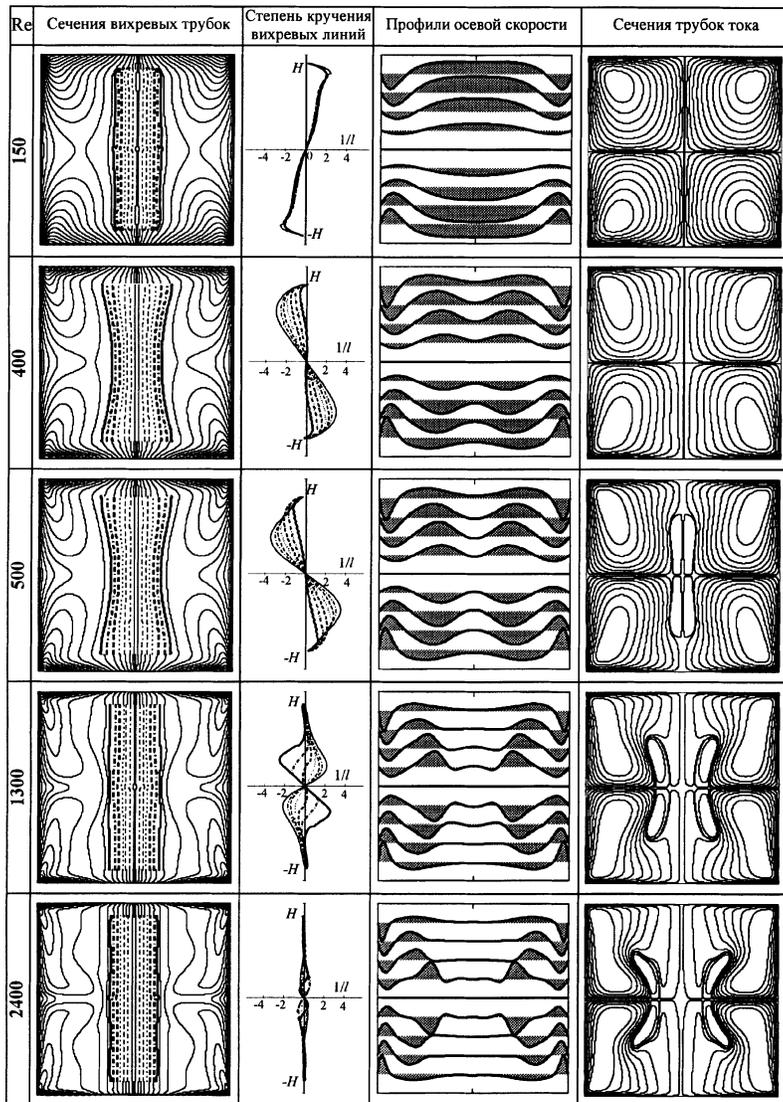
части цилиндра с плоскостью симметрии в среднем горизонтальном сечении ($z = 0$). Физический механизм возникновения движения жидкости в таких системах неоднократно обсуждался ранее (рис. 2, а). Он имеет двойное происхождение, с одной стороны вращательное движение от дисков передается к жидкости за счет сил трения, а с другой стороны разрежение на оси вращения приводит к появлению осевого движения жидкости к центрам дисков вдоль оси цилиндра и от дисков на его периферии. Но эта простая схема нарушается возникновением рециркуляционных зон. Вопрос об их образовании не объяснен до сих пор. Было только установлено, что их возникновение не связано с неустойчивостью течения [9]. Для объяснения механизма образования рециркуляционных зон проанализируем структуру вихрей, образующихся в течении, так как исследования задачи с этой точки зрения еще не проводилось.

В случае противоположного вращения дисков ($\gamma = -1$) образуются два зеркально отраженных семейства вихревых трубок в виде вложенных друг в друга деформированных торов, замкнутых на поверхности вращающихся дисков (рис. 2, б). Распределение завихренности в виде

тора хорошо известно в механике жидкости как вихревое кольцо, оно индуцирует на оси тора чисто поступательное движение, которое реализуется в данном случае из середины цилиндра к вращающимся торцам. Конечно, деформация вихревых трубок от чисто тороидальной формы и винтообразный характер составляющих их вихревых нитей искажают картину течения по сравнению с полем течения, индуцированным вихревым кольцом, но в данном случае не так сильно, чтобы изменить поступательный характер течения к торцам вдоль оси. Видимо, по этой причине возникновения рециркуляционных зон здесь обнаружено не было [7].

В противоположном случае вращения дисков в одну сторону картина распределения завихренности существенно меняется (рис. 2, *c*). В средней части течения образуется система практически цилиндрических вихревых трубок, замкнутых на вращающихся дисках. Симметричные тороидальные семейства вихревых трубок оттесняются к периферии цилиндра (на рисунке граница выделена пунктиром). Поле скоростей в этом случае индуцируется уже тремя вихревыми структурами. Если влияние двух тороидальных вихрей, по-видимому, аналогично описанному выше примеру дает осевую компоненту скорости, направленную к вращающимся торцам, то влияние центральной вихревой структуры на поведение скорости на оси может быть неоднозначным. Это связано с индуцированием разных типов профилей осевой скорости (выпуклого и вогнутого) при разном знаке кручения вихревых нитей, составляющих колоннообразные вихревые трубки [3–5]. Исследуем этот вопрос для случая $\gamma = 1$ и $h = 1$. В качестве меры интенсивности кручения вихревых линий, навитых на почти цилиндрические поверхности центральных вихревых трубок (влиянием радиальной компонентой завихренности в силу ее малости пренебрегается), используем величину, обратную локальному шагу винтовой линии, $1/l = r \operatorname{tg} \beta = r \omega_\varphi / \omega_z$, где β — угол наклона вектора завихренности к вертикали (рис. 1). Для возрастающих чисел Рейнольдса (Re) результаты исследования представлены в таблице. В первом столбце выделены вихревые трубки, вдоль которых рассчитывалась величина $1/l$. Ее изменение представлено во втором столбце тем же типом линий, которым выделена соответствующая вихревая трубка. При малых числах Рейнольдса ($Re = 150$) в верхней части течения реализуется вихревая структура с правой винтовой симметрией ($l > 0$), а в нижней части — с левой ($l < 0$). Они индуцируют выпуклый и вогнутый профили соответственно или выпуклые в направлении вращающихся дисков профили осевой скорости,

Таблица



так же как и периферийные тороидальные вихри (третий столбец в таблице). При увеличении скорости вращения дисков ($Re = 400$) винтовая симметрия вихрей спонтанно изменяется — сверху левый, снизу правый. Такие вихревые структуры индуцируют осевой поток, уже направленный в другом направлении (от вращающихся дисков к центру) [3–5]. В суперпозиции с течением, индуцированным тороидальными вихрями, получаем профиль осевой скорости с провалом на оси. Дальнейшее увеличение Re до 500 увеличивает степень кручения вихревых нитей (уменьшает шаг), что дает усиление индуцированного ими противотока и приводит к образованию ”баблов” — зон с обратным направлением движения жидкости (четвертый столбец таблицы). Еще одно изменение винтовой симметрии зафиксировано при $Re = 1300$. Оно происходит для внутренних вихревых трубок рассматриваемой структуры. Для внешних вихревых трубок колоннообразной структуры, напротив, наблюдается увеличение степени кручения вихревых линий по левому винту сверху и по правому — снизу. Как результат зона противотока смещается от оси цилиндра в эту область, вместо ”бабла” рециркуляционная зона преобразуется в кольцо. При еще большем увеличении Re до 2400 рециркуляционное кольцо еще больше сместилось к периферии и находится вне рассматриваемой центральной вихревой структуры, в которой практически полностью исчезло кручение винтовых нитей. Теперь подобно вихрю Рэнкина [3] она состоит из почти прямых вихревых нитей и не индуцирует осевую компоненту скорости, значение которой практически равно нулю в приосевой зоне. Следует дополнительно отметить, что среднее горизонтальное сечение является границей изменения винтовой симметрии вихревых нитей и во всех случаях был зафиксирован только L -переход (рис. 1, a), как и в эксперименте [3].

Таким образом, в данной работе для закрученных течений в цилиндрической полости установлена связь образования рециркуляционных зон с существованием левовинтовой вихревой структуры в потоке, что дает тот же сценарий образования распада вихря, как и для закрученных потоков в трубах [4–5]. Обнаруженное чередование право- и левовинтовых вихрей при увеличении числа Рейнольдса дает основание предлагать спонтанное изменение кручения в когерентных вихревых структурах как возможный источник пульсаций в свободных турбулентных потоках. Кроме того, полученные результаты по возможности образования замкнутых объемов с рециркуляционным движением и по существованию предельного значения у степени кручения вихревых

нитей, после достижения которого изменяется винтовая симметрия вихря, говорят скорее в пользу дальнейшего развития механических аналогий [6], чем отрицают их.

Работа финансировалась в рамках проектов ИНТАС 00–00232 и РФФИ 01–01–00899.

Список литературы

- [1] *Leibovich S.* // Ann. Rev. of Fluid Mech. 1978. V. 10. P. 221–246.
- [2] *Lucca-Negro O., O'Doherty T.* // Prog. Energ. Combust. Sci. 2001. V. 27 (4). P. 431–481.
- [3] *Alekseenko S.V.* et al. // J. Fluid Mech. 1999. V. 382. P. 195–243.
- [4] *Окулов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 19. С. 47–54.
- [5] *Мурахтина Т.О., Окулов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 10. С. 66–72.
- [6] *Dmitriyev V.P.* // Nuovo Cimento A-Nucl. Part F. V. 111(5). P. 501–511.
- [7] *Brons M., Voigt L.K., Sorensen J.N.* // J. Fluid Mech. 1999. V. 401. P. 275–292.
- [8] *Sorensen J.N., Loc T.P.* // Int. J. Numer. Math. in Fluids. 1989. V. 9. P. 1517–1537.
- [9] *Gelfgt A.Y., BarYoseph P.Z., Solan A.* // J. Fluid Mech. 1996. V. 311. P. 1–36.