

03

Два сценария развития неустойчивости в интенсивно закрученном течении

© И.В. Наумов, В.Л. Окулов, Ж.Н. Соренсен

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

E-mail: naumov@itp.nsc.ru

Датский технический университет, ДК-2800, Люнбги, Дания

Поступило в Редакцию 20 февраля 2007 г.

Экспериментально исследовалось развитие неустойчивости течения, генерируемого в цилиндрической полости вращающимся торцом. Впервые для этого класса течений обнаружены оба возможных сценария развития неустойчивости: рост или затухание амплитуды пульсаций скорости при увеличении закрутки потока — и установлена связь этих процессов с возникновением вторичных возмущений и значением их относительной частоты.

PACS: 47.32.-y, 47.50.Ef

Все закрученные течения, независимо от способа их получения (вращение установок и их элементов, применение разных типов вихрителей и т.п.), при достижении некоторого критического значения крутки самопроизвольно теряют осевую симметрию, становятся пульсирующими [1]. Поэтому для развития вихревых индустриальных технологий, которые используют интенсивно закрученный поток, вопросы возникновения и развития неустойчивости при увеличении крутки являются принципиальными.

В качестве примера в данной работе исследовано развитие неустойчивости в хорошо известном закрученном течении, генерируемом в закрытом неподвижном цилиндре вращающейся крышкой. Основное движение жидкости — торообразное вращение с осью вдоль оси цилиндра с осевым перемещением жидкости к крышке и с противоположным ее движением у стенок. Изменение структуры потока в этой простейшей конфигурации зависит от двух режимных параметров: отношения высоты цилиндра к радиусу вращающегося диска $h = H/R$ и числа Рейнольдса $Re = \Omega R^2/\nu$, где Ω — угловая скорость вращения крышки и ν — кинематическая вязкость рабочей жидкости.

В связи с изучением явления распада приосевого вихря, которое характеризуется образованием на оси цилиндра пузыревидной области с обратным током (пузыря), данное течение интенсивно исследовалось как численно, так и экспериментально. Из множества экспериментальных исследований выделим работу Эскуды [2], где с помощью визуализации была систематизирована структура этого течения и найдена граница перехода к нестационарным режимам с осцилляциями приосевого пузыря. Наиболее полное численное изучение возникновения неустойчивых режимов в данном течении было проведено в [3], где были определены критические числа Рейнольдса и частоты возмущений для разных азимутальных волновых мод. Отметим, что расчетные границы перехода к нестационарным режимам течения по числу Рейнольдса оказались в хорошем согласии с недавним экспериментальным исследованием неустойчивости этого течения [4], проведенным при одновременном использовании сразу двух бесконтактных измерительных методик — LDA и PIV [5]. Именно при отработке этого комплексного метода диагностики, при анализе LDA-спектрограмм для проведения кратно-периодического осреднения PIV образов течения [5], для отдельных режимов было обнаружено некоторое понижение амплитуды нестационарных пульсаций при дальнейшем увеличении скорости вращения крышки и соответственно закрутки потока и числа Рейнольдса. Однако этих предварительных данных, конечно, оказалось совершенно недостаточно для квалификации этого факта как нового очень важного для приложений явления — снижения уровня амплитуды пульсаций при увеличении интенсивности закрутки потока. Действительно, LDA-измерения проводились хоть и в шести, но в фиксированных точках области течения, поэтому вероятным объяснением изменения амплитуд пульсаций могло стать простое изменение формы колебаний со смещением положения пучностей в сторону от точек тестирования. Поэтому для получения корректного ответа на вопрос о возможности снижения максимальной амплитуды пульсаций при интенсификации закрутки нужно было, по крайней мере, исследовать полностью диаметрально сечение тестируемого течения потому, что из-за вращения все изменения в потоке проходят через фиксированный диаметр за полный период вращения как минимум дважды.

Экспериментальные исследования нестационарных режимов проводились в вертикальном цилиндрическом контейнере из прозрачного оргстекла оптического качества с внутренним диаметром 288 mm с вра-

Режимные параметры и амплитудно-частотные характеристики тестируемых течений

h	2.4		2.6		2.8		3.2	
Re	3600	3700	3000	3100	2900	3000	3100	3200
$\max V$ (m/s)	0.052	0.056	0.042	0.044	0.042	0.043	0.050	0.051
f_1/Ω	0.18	0.18	0.16	0.16	0.48	0.48	0.27	0.27
f_2/Ω	—	0.85	—	0.67	—	0.15	—	0.08
$A_r/\max V$	0.70	0.40	0.54	0.37	0.40	0.60	0.19	0.47
$A_z/\max V$	0.58	0.27	0.53	0.28	0.22	0.45	0.15	0.54

шающейся верхней крышкой для разных значений высоты цилиндра h . Водно-глицериновая смесь использовалась как рабочая жидкость, а в качестве светорассеивающих частиц — полиамидные сферы нейтральной плавучести со средним диаметром $10 \mu\text{m}$. Для диагностики течения одновременно применялось двумерное LDA- и PIV-оборудование фирмы Dantec. Более детальное описание экспериментальной установки и измерительной методики можно найти, например, в [5]. В соответствии со сказанным выше изучение течения проводилось в меридиональной плоскости с установкой лазерного ножа во фронтальном к фотокамере диаметральном сечении цилиндра, а для выделения возмущений из мгновенного PIV-образца поля скорости вычиталось основное течение, поле скорости V которого определялось осреднением 100 PIV-образов, измеренных в случайные моменты времени.

Для указанных в таблице высот цилиндра h были сначала исследованы нестационарные режимы течения для чисел Рейнольдса, на которых в соответствии с картой режимов из [4] доминировали пульсации потока с одной ярко выраженной частотой колебаний f_1 (см. данные таблицы). На следующем шаге изучались режимы течения после появления в нем дополнительных пульсаций со второй частотой f_2 . Для перехода к этим новым нестационарным режимам для всех четырех тестируемых высот цилиндра была увеличена частота вращения крышки так, чтобы числа Рейнольдса незначительно и одинаково увеличились на 100, но и так, чтобы новым значениям соответствовали уже режимы с двумя частотами колебаний f_1 и f_2 . Фактически были исследованы режимы течения с близкими по значению режимными параметрами, в которых структура среднего течения и значения максимальной скорости V практически

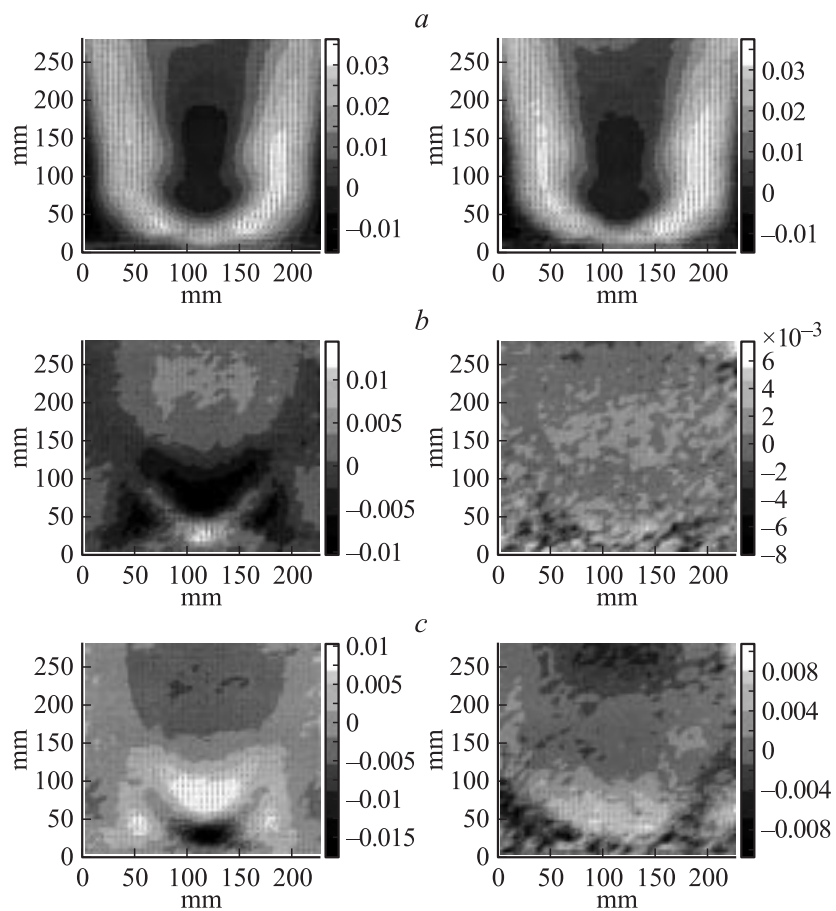


Рис. 1. Линии уровня осевой компоненты скорости, наложенные на поля скорости в диаметральном сечении цилиндра высотой $h = 2.6$ для режимов течения при $Re = 3000$ (левый столбец) и $Re = 3100$ (правый столбец): *a* — осредненное течение; *b* и *c* — пульсации в противофазе основной гармоники.

не изменялись. Действительно, анализируя представленные на рис. 1, *a* и 2, *a* контуры осредненных значений осевой компоненты скорости, можно найти небольшие различия при увеличении высоты цилиндра

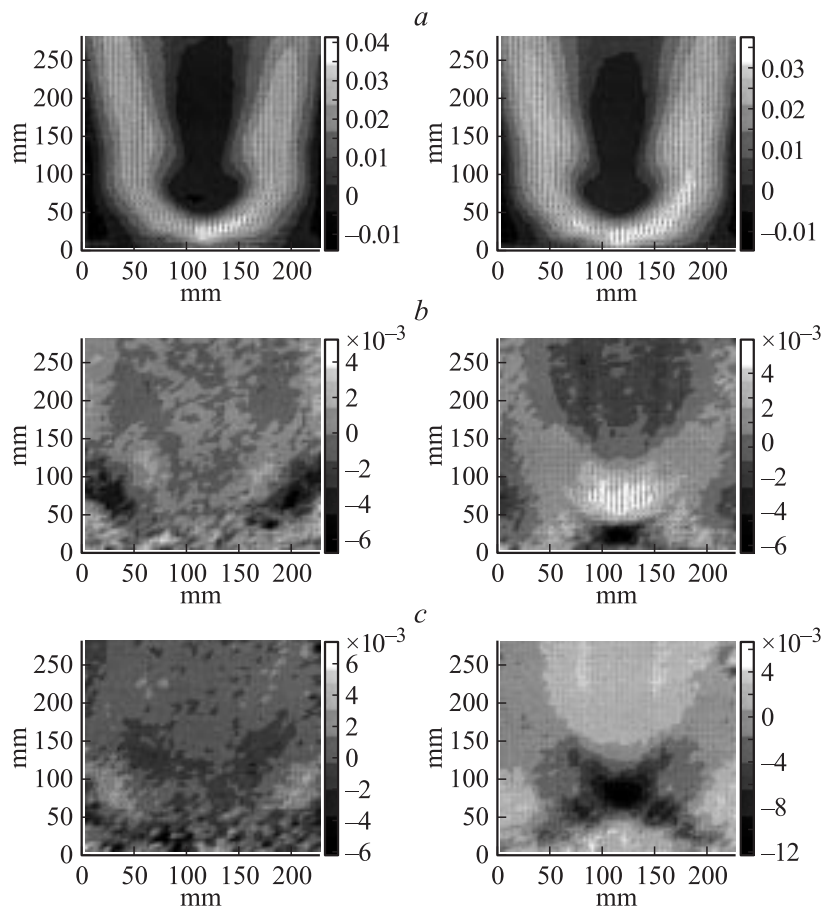


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, при $h = 2.8$; $Re = 2900$ (левый столбец) и $Re = 3000$ (правый столбец).

с 2.6 до 2.8, связанные в основном с растяжением пузыря — области обратных токов (отрицательных значений осевой скорости) вдоль оси. Увеличение же числа Re — другого режимного параметра на 100 для каждой фиксированной высоты (сравнение левого и правого столбцов каждого из рис. 1, *a* или 2, *a*) приводит к еще меньшим изменениям

в среднем течении. Однако совершенно иная картина наблюдается при рассмотрении пульсационных характеристик течения. На рис. 1, *b* и 2, *b* или 1, *c* и 2, *c* приведены мгновенные линии уровня возмущений среднего течения для осевой компоненты скорости. Моменты времени при получении *b* и *c*-образов рис. 1 и 2 выбраны так, чтобы они соответствовали колебаниям примерно с противоположной фазой и максимальной амплитудой отклонения от среднего значения для основной гармоники. Приблизительность определения данных моментов времени и точных значений максимальных отклонений, прежде всего, связаны с тем, что существует описанная в [5] проблема определения начальной фазы при совместной PIV- и LDA-диагностике течения для построения мгновенных PIV-образов течения внутри полного периода колебаний. Кроме того, как уже упоминалось выше, использовать LDA-реализации для определения моментов времени с максимальными уровнями пульсаций представляется недостаточным, так как они измерялись и анализировались только в нескольких произвольно выбранных фиксированных точках течения, а такой подход при сложной форме колебаний не гарантирует обязательного совпадения пучностей с точками тестирования. Поэтому дополнительно для каждого тестируемого режима течения был проведен поиск абсолютного максимума амплитуды пульсаций A для обеих радиальной (r) и осевой (z) компонент скорости среди всех мгновенных реализаций и по всему диаметральному сечению цилиндра.

В последних двух строчках таблицы приведены значения A_r и A_z абсолютных максимумов амплитуды пульсаций для радиальной и осевой скорости, нормированных на соответствующее значение максимальной скорости среднего движения V . Из данных видно, что при увеличении закрутки потока (росте числа Рейнольдса Re) в тестируемом течении реализуются обе возможности развития неустойчивости: для высот цилиндра $h = 2.4$ и 2.6 максимальная амплитуда пульсаций неожиданно падает, а для $h = 2.8$ и 3.2 она ожидаемо растет. Дополнительно можно заметить, что в первом случае первыми появляются колебания более низкой частоты, чем частота добавочных вторичных колебаний, которые проявляются с ростом числа Рейнольдса, а во втором случае, наоборот, вторичная частота имеет меньшее значение, чем первая. Если вернуться к анализу рисунков, то в первом случае (рис. 1, *b* и *c* для $Re = 3000$) начальные колебания имеют хорошо выраженную сохраняющуюся для разных фаз форму, которая для колебаний в противофазе с большой степенью точности просто меняет положительные значения амплитуды

(светлая палитра) на отрицательные значения (темная палитра). В этом случае при увеличении числа Рейнольдса до значения $Re = 3100$ (рис. 1, *b* и *c* — правый столбец) форма колебаний разрушается, а их максимальная амплитуда уменьшается примерно в два раза. Кажется, что возникновение вторичных колебаний более высокой частоты послужило демпфирующим фактором для первичной моды колебаний. Однако во втором случае, когда с ростом числа Рейнольдса частота максимальных колебаний уже не падает, а увеличивается примерно в два раза, картина развития возмущений совершенно противоположная. Действительно, здесь начальные колебания размыты и не имеют выраженной структуры (рис. 2, *b* и *c* для $Re = 2900$), и только возникновение вторичных колебаний приводит к появлению хорошо выраженной для разных фаз форме. Интересно отметить, что эта форма с точностью до выбора начальной фазы повторяет форму начальных колебаний для первого случая (рис. 1, *b* и *c* для $Re = 3000$). Получается, что низкочастотные колебания в меридиональной плоскости течения обычно имеют хорошо выраженную форму, амплитуда которой фактически и определяет максимальную амплитуду пульсаций. Однако существование этой низкочастотной формы полностью определяется моментом возникновения колебаний более высокой частоты. Если низкочастотные колебания возникли раньше, то возникновение более высокочастотной моды разрушает низкочастотную гармонику, делает пульсации менее интенсивными. Наоборот, если высокочастотные колебания меньшей интенсивности возникли в течении раньше, то появление более сильной низкочастотной моды полностью их поглощает, максимальная амплитуда колебаний растет.

Таким образом, в интенсивном закрученном потоке впервые экспериментально обнаружены два возможных сценария развития неустойчивости: рост или затухание амплитуды пульсаций скорости при увеличении закрутки потока. Причем было установлено, что в меридиональном сечении течения максимальная амплитуда пульсаций радиальной и осевой компонент скорости ожидаемо растет вместе с ростом закрутки потока или определенного через нее числа Рейнольдса, если частота вторичных возмущений оказывается меньше первичных, или, наоборот, неожиданно убывает, если частота вторичных возмущений оказывается большей, чем первичная.

Работа частично финансировалась в рамках проекта РФФИ № 07-01-00223.

Список литературы

- [1] Гунта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. С. 588.
- [2] Escudier M.P. // Exp. Fluid. 1984. V. 2. P. 189–196.
- [3] Gelfgat A.Y., Bar-Yoseph P.Z., Solan A. // J. Fluid Mech. 2001. V. 438. P. 363–377.
- [4] Sorensen J.N., Naumov I., Mikkelsen R. // Exp. Fluid. 2006. V. 41 (3). P. 425–440.
- [5] Окулов В.Л., Наумов И.В., Соренсен Ж.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 5. С. 47–57.