= МЕХАНИКА ===

УДК 532.527

О СТАБИЛИЗАЦИИ СЛЕДА ЗА КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРОМ, СОВЕРШАЮЩИМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

© 2010 г. С. В. Гувернюк, Г. Я. Дынникова, Я. А. Дынников, Т. В. Малахова

Представлено акадеамиком А.Г. Куликовским 30.12.2009 г.

Поступило 11.01.2010 г.

Численно воспроизведен наблюдавшийся в экспериментах Танеды эффект стабилизации следа за круговым цилиндром в ламинарном потоке вязкой несжимаемой жидкости при высокой частоте вращательных колебаний цилиндра. Рассмотрены механизмы поддержания стабилизированного режима течения. Использован новый бессеточный численный метод вязких вихревых доменов (ВВД).

Как известно, при обтекании неподвижного кругового цилиндра однородным потоком вязкой несжимаемой жидкости в диапазоне чисел Рей-

нольдса Re = $\frac{DV_{\infty}}{v}$ от 60 до 300 след имеет регу-

лярный вид дорожки Кармана с частотой колеба-

ний $f_0 = \frac{\operatorname{Sh} V_{\infty}}{D}$, где D = 2a – диаметр цилиндра,

Sh — число Струхаля, зависящее от Re. В экспериментах [1] изучалось влияние частоты *f* и амплитуды θ_0 вынужденных вращательных колебаний цилиндра на структуру обтекания при Re = 30–300, при этом амплитуда угловых отклонений $\theta(t) = \theta_0 \sin(2\pi ft)$ варьировалась в диапазоне $0 < \theta_0 < 90^\circ$, а относительная частота вынужденных ко-

лебаний $\frac{f}{f_0}$ достигала 20 и более единиц. Именно

при такой высокой частоте колебаний в экспериментах [1] наблюдалось прекращение колебаний следа, а картина течения приобретала вид безотрывного обтекания цилиндра идеальной жидкостью. В других экспериментальных [2–4] и в многочисленных расчетных работах, например [5–8],

параметр $n = \frac{f}{f_0}$ не превышал 5 единиц. В них ос-

новное внимание уделялось другому интересному эффекту, связанному с так называемым захватом частоты, когда в окрестности $f \sim F_0$ колебания следа синхронизируются с вынужденными колеба-

Addresss

ниями при сопутствующем резком росте среднего сопротивления цилиндра. В теоретической работе [9] рассмотрено влияние высокой частоты угловых колебаний цилиндра на структуру нестационарного пограничного слоя, однако при этом вне пограничного слоя на цилиндре априори постулировались стационарные распределения скорости и давления, соответствующие идеальному безотрывному обтеканию цилиндра. Таким образом, обнаруженный в экспериментах [1] эффект стабилизации следа за цилиндром при высокочастотных колебаниях долгое время не был воспроизведен и исследован численно (комментарии по этому поводу приводятся в [10]).

Отсутствие опубликованных сведений о численном моделировании эксперимента [1] может быть связано с трудностями расчета течений, требующих высокого разрешения пространственной и временной структуры пограничного слоя. В частности, причиной может быть неустойчивость численных схем, присущая многим методам при решении задач с достаточно высоким значением местного числа Re, а также представления о недостаточной практической значимости эффекта стабилизации при столь высокой, как в опытах [1], частоте вынужденных колебаний цилиндра. Тем не менее численное воспроизведение данного эффекта представляет интерес как для понимания физической причины явления, так и проверки возможностей численных методов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

До начального момента времени t = 0 круговой цилиндр покоится в неограниченном пространстве неподвижной вязкой несжимаемой жидкости. При t > 0 цилиндр движется таким образом, что его ось симметрии перемещается с постоянной скоростью (в перпендикулярном к оси направлении), а его поверхность совершает гармонические угловые колебания относительно оси симметрии с заданной частотой и амплитудой. Число Рейнольдса, вычисленное по скорости движения оси цилиндра и его диаметру, Re = 111.



Рис. 1. Обтекание неподвижного цилиндра (вверху) и цилиндра, совершающего вращательные колебания (внизу) при Re = 111, $\theta_0 = 45^\circ$, n = 20; слева – эксперимент [1].

Это значение выбрано как базовое для сравнения с результатами работы [1]. Возмущенное цилиндром течение жидкости описывается нестационарными двумерными уравнениями Навье– Стокса, граничные условия на поверхности цилиндра суть условия прилипания, в бесконечности ставятся условия вырождения возмущений.

МЕТОД РАСЧЕТА

Расчеты выполнены бессеточным численным методом ВВД [11-14]. Данному методу присущи следующие общие положительные качества вихревых лагранжевых методов: отсутствие проблем, связанных с постановкой граничных условий на бесконечности; устойчивость численной схемы; сохранение точности решений при произвольно меняющихся во времени особенностях поля течения и геометрии обтекаемых тел. Последнее обеспечивается тем, что подвижные расчетные вихревые элементы самоорганизуются, концентрируясь в высокоградиентных областях, автоматически обеспечивая высокую степень разрешения. Метод обладает низкой схемной вязкостью [13], что позволяет проводить расчеты для больших значений числа Рейнольдса.

При расчетах методом ВВД первичной искомой величиной является поле завихренности, эволюция которого управляется уравнениями Навье—Стокса. По нему с помощью соответствующих строгих интегральных процедур определяются поля скорости и давления [11]. Вихревые частицы генерируются в узлах контура тела и в дальнейшем движутся в пространстве, сохраняя неизменной свою циркуляцию, со скоростью, обеспечивающей удовлетворение законов конвективного переноса и диффузии поля завихренности согласно уравнениям Навье—Стокса. Разработана эффективная модификация высокопроизводительного алгоритма быстрого метода вычисления векторного поля скорости потока жидкости при наличии в пространстве большого числа дискретных вихревых элементов [14].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ Re =111, $\theta_0 = 45^\circ$.

При отсутствии вынужденных колебаний (f = 0) за цилиндром формируется нестационарный след с характерным числом Струхаля Sh ≈ 0.17 . С увеличением параметра $n = \frac{f}{f_0}$ от 0 до 10 гидродина-

мический след за цилиндром остается нестационарным. При этом средняя протяженность области рециркуляционного течения за цилиндром остается на уровне 4*a* вплоть до $n \approx 10$, однако скорость возвратного движения существенно снижается. Так что при n > 11 ближний след за цилиндром уже не содержит области возвратного движения и происходит его стабилизация.

По ходу увеличения параметра *n* в окрестности значений $n \approx 1$ наблюдался аномальный режим существенного роста амплитуды поперечных колебаний следа, сопровождающийся усложнением вихревой структуры течения в донной области непосредственно за цилиндром, а также значительным увеличением амплитуды колебаний и среднего значения коэффициента сопротивления цилиндра. Подобное явление связано с упомянутым выше эффектом захвата частоты; оно детально исследовалось во многих экспериментальных и расчетных работах [2–8] и др.

Визуализированные в эксперименте [1] и полученные в настоящих расчетах картины мгновенных линий тока около неподвижного и колеблющегося с высокой частотой цилиндра хорошо согласуются между собой, рис. 1^{*}. При n = 20 след выглядит стабильным, однако в узком слое вблизи поверхности цилиндра частицы жидкости увлекаются вращением поверхности, поэтому течение нестационарное. Для понимания механизма стабилизации следа необходимо рассмотреть процессы в этом слое.

На рисунке 2 представлены линии тока и соответствующие им распределения лагранжевых вихревых частиц в разных фазах на одном периоде высокочастотных колебаний цилиндра для режима стабилизации. Черными точками изображены вихревые частицы с отрицательной циркуляцией (с направлением вращения по часовой стрелке), светлыми — с положительной. Видно, что пристеночный слой на цилиндре имеет структуру чередующихся колец положительной и отрицательной завихренности.

Механизм стабилизации следа при высокочастотных осцилляциях цилиндра можно предста-

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК том 432 № 1 2010

^{*} Здесь и далее картины течения представлены в системе координат, связанной с осью цилиндра.



Рис. 2. Линии тока и распределения вихревых лагранжевых частиц вблизи цилиндра в разных фазах на периоде вынужденных вращательных колебаний цилиндра.



Рис. 3. Профили скорости за неподвижным (слева) и колеблющимся (справа) цилиндрами в начальный период формирования следа.

вить следующим образом. На полупериоде вращения цилиндра против часовой стрелки имеютфазы ускоряющегося и замедляющегося ся движения, соответственно, на всей поверхности цилиндра генерируется сначала отрицательная, затем положительная завихренность. Аналогично происходит генерация двух колец знакопеременной завихренности при вращении цилиндра в противоположную сторону. Диффузия и аннигиляция противоположных вихрей в окрестности границ между соседними кольцами приводит к их взаимному ослаблению. В результате из пограничного слоя на быстро осциллирующем цилиндре во внешний поток уносится существенно менее завихренная жидкость, чем в случае неподвижного цилиндра.

Сказанное подтверждается сравнением течений при n = 20 и n = 20 в момент времени $t = \frac{12a}{V_{\infty}}$

на начальном отрезке движения, когда течение за не осциллирующим цилиндром еще сохраняет начальную симметрию. На рис. 3 на фоне лагранжевых вихревых частиц построены соответствующие профили продольной скорости в поперечном сечении следа на расстоянии одного калибра за цилиндром. В случае n = 0 скорость на оси симметрии направлена в сторону, противоположную скорости набегающего потока, т.е. имеет место возвратное течение, тогда как при n = 20 возвратного течения нет. Разность скоростей на оси следа и вне его в том же сечении характеризует погонную плотность циркуляции. В случае неосциллирующего цилиндра она значительно выше.



Рис. 4. Эволюция следа после остановки (слева) и после возобновления (справа) вынужденных колебаний цилиндра.

Оба профиля продольной скорости в следе имеют перегибы (рис. 3), что должно приводить к неустойчивости течения. Но неустойчивость следа за осциллирующим цилиндром развивается медленнее из-за его меньшей интенсивности, поэтому он выглядит стабильным на значительном расстоянии от цилиндра, хотя с течением времени на больших расстояниях вниз по потоку поперечные длинноволновые колебания следа все-таки возникают (рис. 1).

В заключение приведем результаты вычислительного эксперимента, в ходе которого последовательно происходит "выключение" и повторное "включение" вынужденных высокочастотных колебаний цилиндра:

$$n(t) = \begin{cases} 20, & 0 < \frac{t}{t_0} < 35; \\ 0, & 35 < \frac{t}{t_0} < 66; \\ 20, & \frac{t}{t_0} > 66; \end{cases}$$

$$t_0 = \frac{a}{V_\infty}.$$

Некоторые из полученных картин течения в различные моменты времени представлены на рис. 4. После прекращения осцилляций с поверхности цилиндра начинают сходить интенсивные вихревые слои, которые, теряя устойчивость, постепенно приобретают вид вихревой дорожки Кармана. После возобновления высокочастотных осцилляций интенсивность сходящих в поток вихревых слоев резко снижается, и в результате все более протяженный начальный отрезок следа стабилизируется, а сформировавшаяся ранее вихревая дорожка постепенно сносится вниз по потоку.

Таким образом, обнаруженный экспериментально эффект стабилизации следа за быстро осциллирующим цилиндром [1] объясняется действием механизмов диффузии и аннигиляции вихрей в тонких концентрических слоях знакопеременной пристеночной завихренности. Для воспроизведения этих механизмов в вычислительном эксперименте необходимо обеспечить высокое разрешение поля завихренности в пристеночной обла-

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК том 432 № 1 2010

сти и устойчивость вычислительной схемы по отношению к резким градиентам напряженности этого поля. Примененный в данной работе новый численный метод вязких вихревых доменов [11–14] удовлетворяет перечисленным требованиям и с его помощью удалось воспроизвести эффект стабилизации следа за круговым цилиндром, совершающим высокочастотные вращательные колебания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 09–08–01190).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Taneda S.* // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 45. № 3. P. 1038–1043.
- 2. Thiria B. // J. Fluid Mech. 2007. V. 579. P. 137-161.
- Thiria B., Goujon-Durand S., Wesfreid J.E. // J. Fluid Mech. 2006. V. 560. P. 123–147.
- 4. Lee S.-J., Lee J.-Y. // Phys. Fluids. 2007. V. 19. 105104.
- 5. *Baek S.J., Sung H.J.* // Phys. Fluids. 1998. V. 10. № 4. P. 869–876.

- 6. Dennis S.C.R., Nguyen P., Kocabiyik S. // J. Fluid Mec. 2000. V. 407. P. 123–144.
- Xi-Yun Lu. // Intern. J. Comput. Fluid Dyn. 2002. V. 16. № 1. P. 65–82.
- Алексюк А.И. В сб.: Труды конференции-конкурса молодых ученых. 8–10 октября 2008 г. М.: Изд-во МГУ, 2009. С. 47–53.
- 9. *Кравцова М.А., Рубан А.И. //* Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 6. С. 99—102.
- Wu J.Z., Wu J.V. // Adv. Appl. Mech. 1996. V. 32. P. 120–224.
- 11. Андронов П.Р., Гувернюк С.В., Дынникова Г.Я. Вихревые методы расчета нестационарных гидродинамических нагрузок. М.: Изд-во МГУ, 2006. 184 с.
- 12. *Гувернюк С.В., Дынникова Г.Я. //* Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 1. С. 3–14.
- Дынников Я.А., Дынникова Г.Я. Труды XIV Международного симпозиума "Методы дискретных особенностей в задачах математической физики" (МДОЗМФ-2009). Харьков; Херсон, 2009. С. 291– 294.
- 14. Дынникова Г.Я. // ЖВМиМФ. 2009. Т. 49. № 8. С. 1458–1465.