

## Отчет Палкина Е.В. за три года аспирантуры ФФ НГУ

### Часть 1. Классическая задача обтекания цилиндра при $Re=3,9 \times 10^3$ и $Re=1,4 \times 10^5$ . Моделирование турбулентных течений.

Была рассмотрена классическая задача обтекания цилиндра диаметром  $D$  однородным ламинарным потоком жидкости со скоростью  $U$ . Для широкого класса отрывных течений данный пример является модельным, демонстрируя множество режимов течения в зависимости от одного безразмерного критерия – числа Рейнольдса  $Re = U D/\nu$  ( $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости), которое в нашем случае равно 3900 и 140.000, что соответствует докритическому режиму обтекания, т. е. ламинарному отрыву потока от стенки цилиндра и последующей его турбулизации. Последнее число Рейнольдса выбрано как «достаточно большое», которое может реализовываться в практических приложениях.

Именно при больших числах Рейнольдса в докритическом режиме один из важнейших критериев с практической точки зрения – безразмерная продольная компонента силы сопротивления ( $C_D$ ) – имеет относительно большие значения (Рис. 1а). Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса приводит к перестройке режима течения (смещению точки отрыва вниз по потоку) и естественному уменьшению  $C_D$ . Эта смена режима называется кризисом сопротивления.

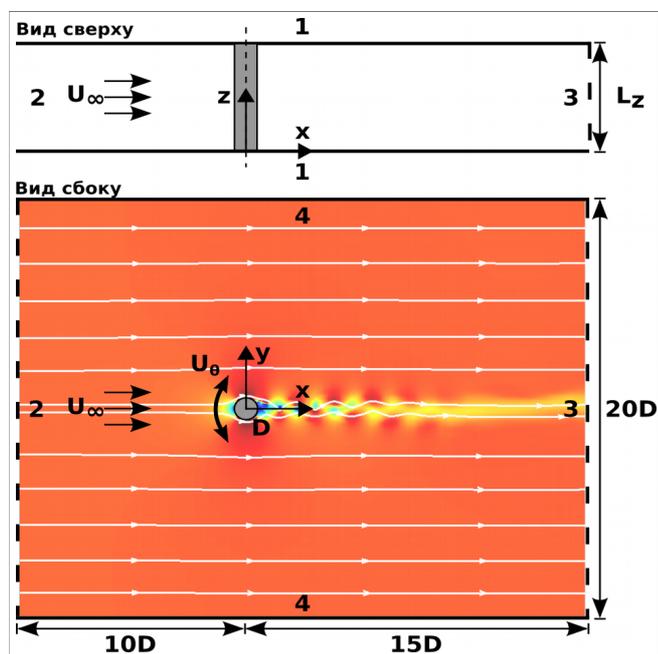
Моделирование отрывных турбулентных течений методом осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS) считается недостаточно аккуратным, в отличие от прямого численного моделирования (DNS) уравнений Навье-Стокса или метода крупных вихрей (LES). Согласно мнению множества специалистов URANS останется основным методом, используемым в промышленности, таким образом, необходимо дальнейшее изучение особенностей современных URANS моделей. В случаях, когда доступны только расчетные сетки с относительно малым количеством вычислительных узлов можно утверждать, что модели второго порядка замыкания (Reynolds Stress Model — RSM) являются одним из наиболее надежных методов моделирования, поскольку обладают достаточной чувствительностью и восприимчивостью к гидродинамическим неустойчивостям, которые необходимо воспроизводить для успешного описания характеристик потока.

Продемонстрированы возможности URANS модели второго порядка замыкания (RSM) в сравнении с моделью первого порядка (LEVM), а также LES. Нужно отметить, что URANS уравнения имеют такой же вид как и LES уравнения, записанные для пространственно-отфильтрованной компоненты скорости, однако операция фильтрации заменяется на осреднение по Рейнольдсу (аналог осреднения по ансамблю), а подсеточные напряжения заменяются на тензор напряжений Рейнольдса  $R_{ij}$ . Для обоих методов уравнения на импульс остаются незамкнутыми, необходимы дополнительные предположения. В этой работе для замыкания уравнений LES с динамической моделью Смагоринского и линейной модели URANS  $\zeta$ - $f$  [1] использовалась гипотеза турбулентной вязкости, которая вводит эффективную вязкость  $\nu_{eff} = \nu + \nu_t$  в уравнении импульса. Для RSM решалось транспортное уравнение на  $R_{ij}$ , в то время как третьи моменты и диссипация турбулентной кинетической энергии  $\epsilon$  моделировались в рамках подхода JH [2]. Последняя успешнее  $\zeta$ - $f$  предсказывает развитие турбулентности в сдвиговом слое, что, оказалось, необходимым для корректного описания развитого течения.

Расчеты проведены при помощи параллельного (MPI) вычислительного кода T-FlowS, основанного на методе конечных объемов и неструктурированных расчетных сетках. Диффузионное слагаемое в уравнении импульса дискретизировано центрально-разностной схемой второго порядка аппроксимации, тогда как конвективное TVD разностной схемой второго порядка аппроксимации для URANS, а для LES использовалась центрально-разностная схема. Поле скорости и давления связаны при помощи процедуры SIMPLE. Интегрирование по времени произведено с помощью трехшаговой неявной схемы.

Вычислительная область представляет собой параллелепипед длиной  $25D$  в продольном направлении (по потоку) и  $20D$  – в поперечном, в то время как вдоль цилиндрической оси

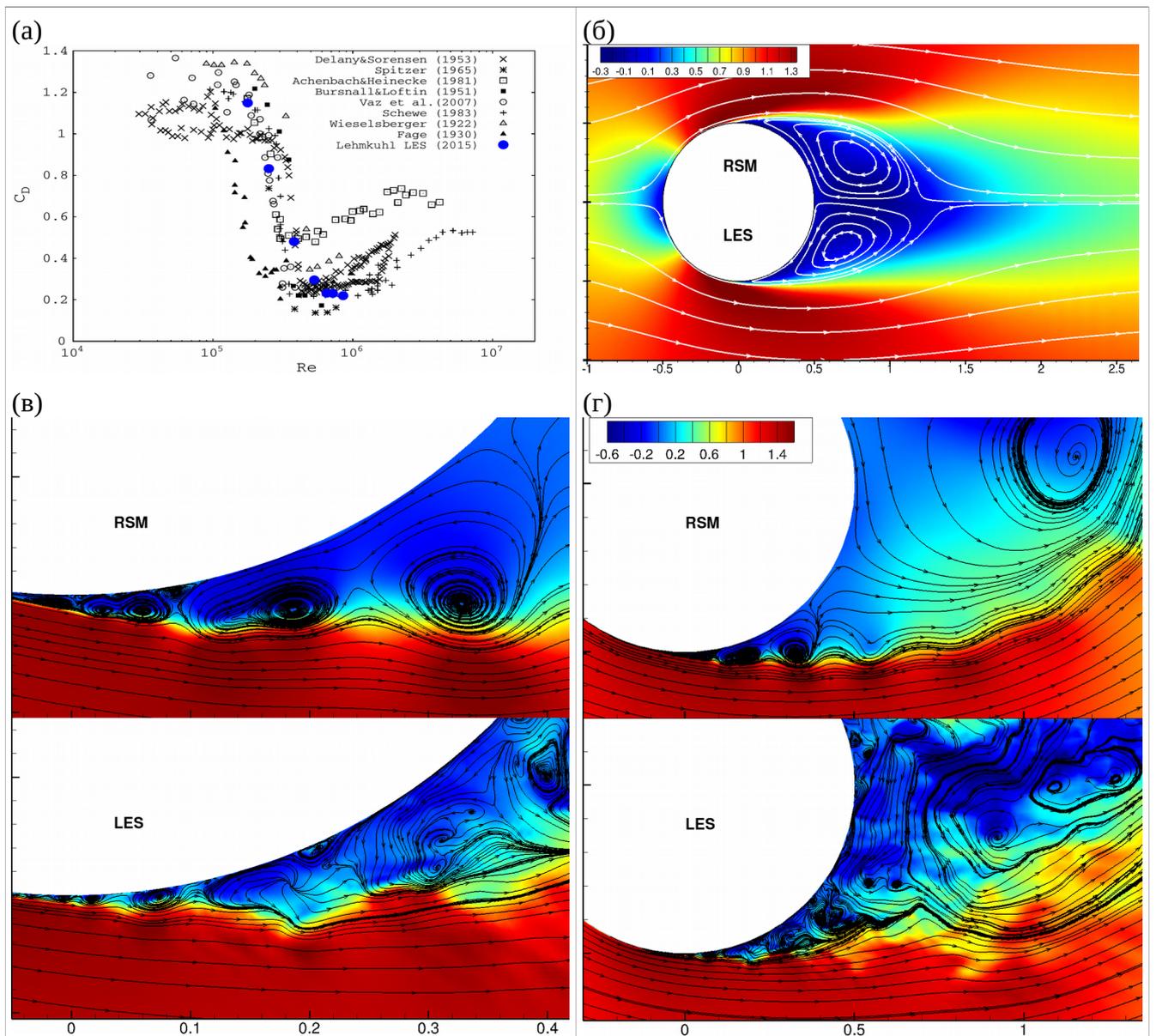
симметрии –  $2D$  (рис. 2). Центр цилиндра расположен на расстоянии  $10D$  от входной границы с заданной скоростью  $U_\infty$  и нулевым уровнем турбулентности. На верхней и нижней границах области поставлено условие проскальзывания, на выходе – конвективное граничное условие и условие прилипания на стенке цилиндра. Периодические граничные условия наложены вдоль оси цилиндра.



**Рис. 2.** Вычислительная область. Цифры от 1 до 4 соответствуют периодическому, входному, конвективному выходному граничному условию и условию проскальзывания, соответственно

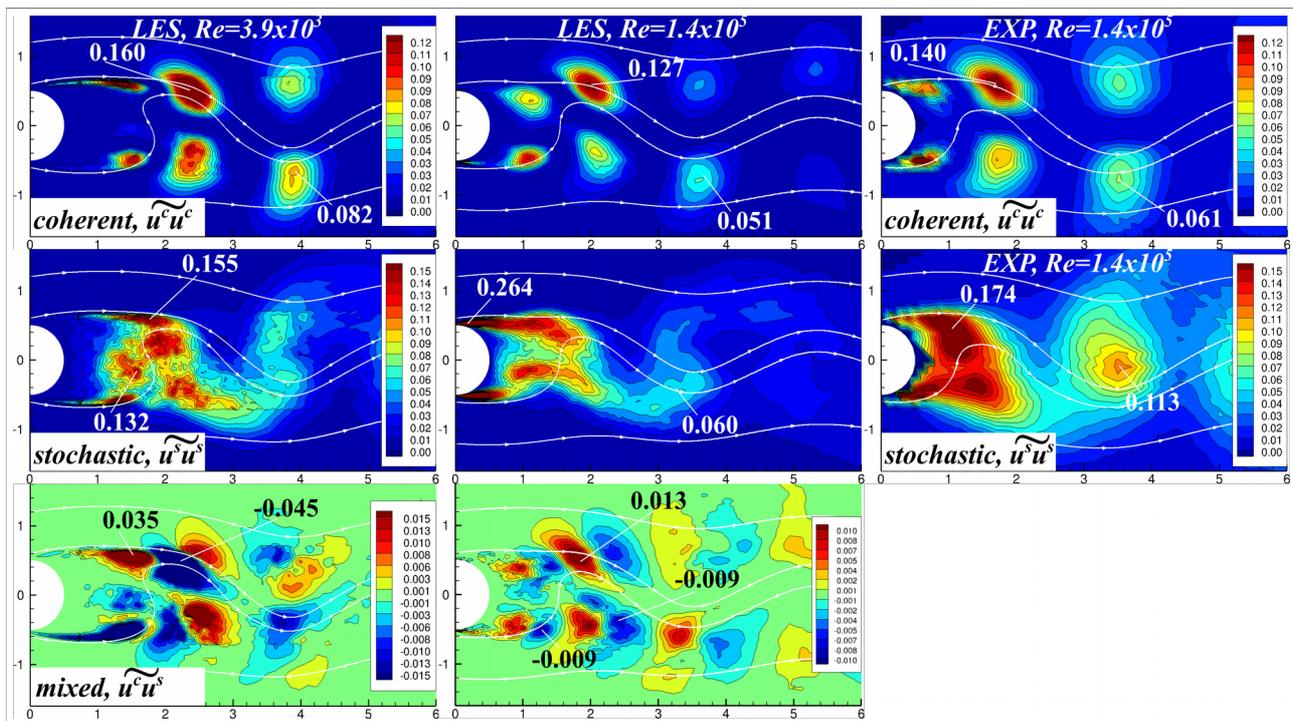
На рисунке 1б представлены линии тока осредненного поля скорости RSM JH (верхняя половина) и LES (нижняя половина), показано хорошее соответствие между методами, что видно и на других средних характеристиках потока, в том числе турбулентных пульсациях. В тоже время модель первого порядка замыкания LEVM показывает неудовлетворительное согласие с экспериментальными данными. (здесь не приведено сравнение).

На рисунках 1в и 1г продемонстрирована развивающаяся неустойчивость Кельвина-Гельмольца в слое смешения, *недоступная для  $\zeta$ -f*. Представлено сравнение мгновенных линий тока на полях скорости RSM и LES вблизи стенки и в большей перспективе. Можно увидеть, что у RSM метода поток в целом обладает более двумерными структурами, чем у LES. Однако, вблизи точки отрыва оба метода дают примерно одинаковое представление о сдвиговом слое. Также модель воспроизводит множество отрывов и пересоединений. Причем, после первого отрыва остальные являются уже турбулентными.



**Рис 1.** (а): обобщение литературных данных по зависимости коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса. (б) Сравнение линий тока средних полей продольной скорости методом RSM (сверху) и методом LES (снизу). (в): Цветом показано поле продольной скорости и мгновенные линии тока около нижней части цилиндра, полученное при помощи метода крупных вихрей (LES) и RSM при  $Re = 140.000$  около точки отрыва и (г) в большей перспективе.

Имея валидированную модель RSM на результатах более точного метода LES, согласующимся с литературными данными как вычислительными так и экспериментальными, также были проверены некоторые гипотезы, заложенные в осреднение по Рейнольдсу в URANS методе. На рис. 2 показаны поля пульсаций фазово-осредненной скорости по с использованием разложения Рейнольдса-Хуссейна. При выводе URANS уравнений делается предположение о нескоррелированном характере когерентных и стохастических возмущений. Как видно из рисунка, такое предположение справедливо только для высоких чисел Рейнольдса. В частности, это обстоятельство является одним из факторов, который не позволяет получать отличное согласие с другими методами при малых числах Рейнольдса в турбулентных течениях. Другим таким фактором является нарушение в области слоесмещения градиентной гипотезы Бусинесска, которая используется в моделях замыкания первого порядка.(здесь не показаны результаты)



**Рис 2.** Поля фазово-осредненных пульсаций скорости и линии тока для различных чисел Рейнольдса, LES метода и экспериментальных данных работы [3]. Использовано разложение Рейнольдса-Хуссейна квази-периодического турбулентного сигнала на составляющие:  $U$  — средняя,  $u^c$  — когерентная,  $u^s$  — стохастическая компонента поля скорости. Волной обозначено фазовое-осреднение.

В самой полной мере результаты этой главы отражены в [4], одобренной рецензентами буквально 2 недели назад и принятой к печати работе, насчитывающей примерно 35 страниц.

## **Часть 2. контроль турбулентного течения ротационными колебаниями при $Re=1,4 \times 10^5$ .**

Эффективность работы большинства гидро- и газодинамических систем может быть улучшена благодаря техникам контроля характеристик потока, которые делятся на пассивные и активные. Техники пассивного контроля модифицируют поток без нестационарного внешнего источника, примерами которых являются добавление в поток полимерных примесей, нанесение шероховатости на твердые поверхности, организация продольных канавок/бороздок и различные другие способы. Системы с активным контролем, в отличие от пассивных, вносят дополнительную кинетическую энергию в поток, как, например, модификация граничных условий на твердой поверхности через вдув или отсос пограничного слоя, использование электрического или магнитного поля и прочее. Данная работа в том числе направлена и на исследование эффективности некоторых способов контроля отрывных течений. Таким образом, цель данной главы — поиск способов уменьшения сил, действующих на поток при помощи техник активного и пассивного контроля для больших чисел Рейнольдса при докритическом режиме течения.

После литературного анализа был выбран перспективный способ контроля турбулентных течений — вращательное колебание. В данной главе исследуется эффект влияния такой техники контроля на характеристики процесса обтекания цилиндра диаметром  $D$  в однородном потоке несжимаемой жидкости скорости  $U_\infty$ . Рассматривается достаточно высокое число Рейнольдса:  $Re=U_\infty D/\nu=1,4 \times 10^5$ , представляющее практический интерес, где  $\nu$  — кинематическая вязкость, которая соответствует докритическому режиму обтекания с отрывом ламинарного пограничного слоя, вблизи к явлению кризиса сопротивления ( $Re \approx 2,0 \times 10^5$ ), где коэффициент сопротивления естественно понижается.

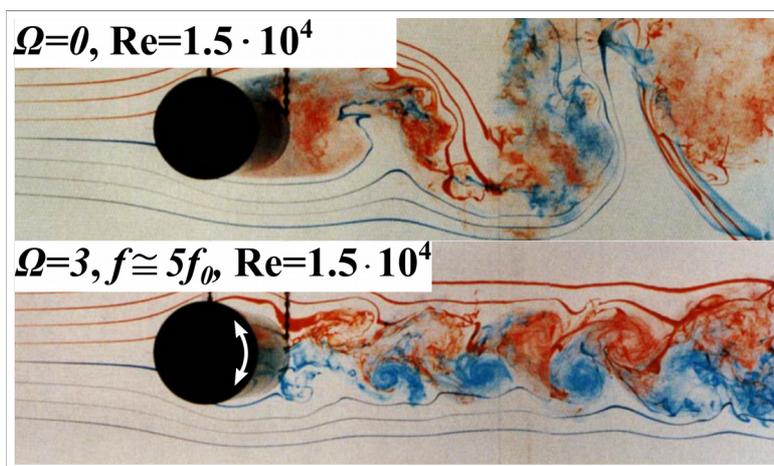
В работе [5] авторы изучали аналогичную задачу при более умеренном числе Рейнольдса:  $Re=1,5 \times 10^4$ , и показали, что коэффициент сопротивления может быть понижен

на 80 %, если стенка цилиндра осуществляет высокочастотное вращательное движение вокруг оси симметрии следующего вида:

$$U_{\theta} \Big|_{wall} = \frac{\Omega D}{2} \sin(2\pi ft),$$

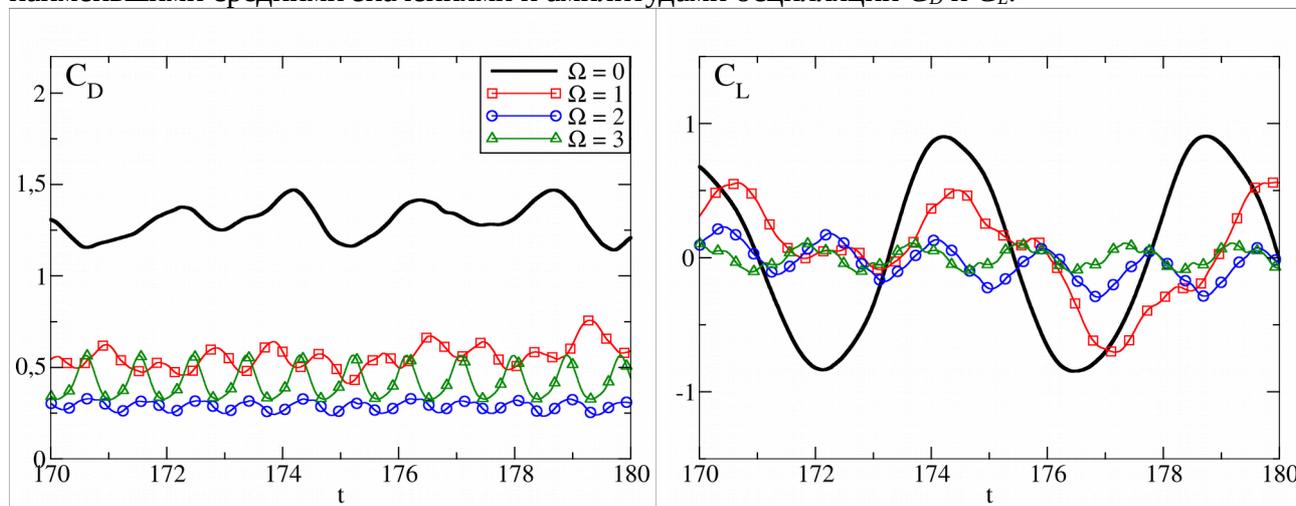
где  $U_{\theta}$  – тангенциальная скорость;  $\Omega$  – амплитуда колебаний;  $f$  – частота;  $t$  – время.

Физическая причина значительного снижения сопротивления состоит в изменении профиля скорости в следе, который реорганизуется и становится более узким (рис. 3). В работе [6] авторы качественно подтвердили результаты [5] с помощью двумерных нестационарных расчетов в интервале чисел Рейнольдса  $150 \leq Re \leq 1,5 \times 10^4$ , подчеркнув, что эффект снижения сопротивления увеличивается вместе с числом Рейнольдса. Относительно грубые трехмерные расчеты методом крупных вихрей (LES), выполненные в работе [7] при  $Re=1,5 \times 10^4$ , также подтверждают результаты из работы [5] хотя и со снижением сопротивления на 57 % вместо оптимистичных 80 %, полученных в эксперименте из-за неточного метода для определения коэффициента сопротивления.

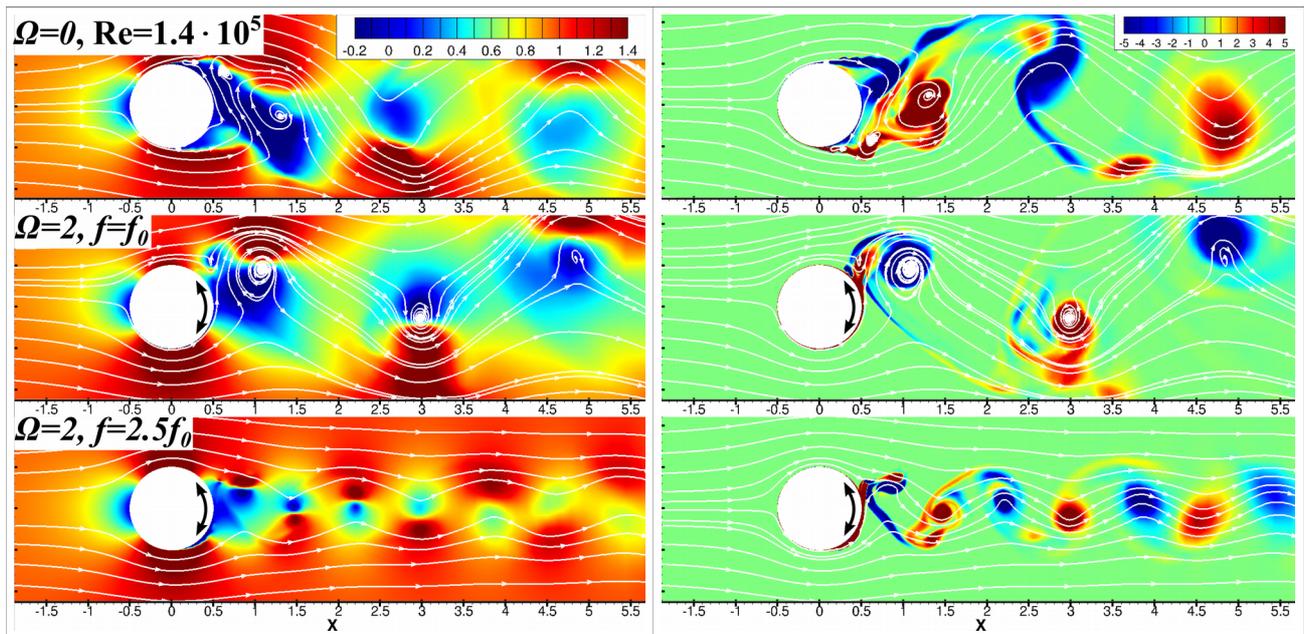


**Рис. 3.** Визуализация потока без и с вращательными колебаниями из эксперимента [10]. Частота  $f_0$  соответствует естественной (невозмущенной) частоте срыва

Пример поведения коэффициента сопротивления и подъемной силы во времени показан на рис. 4 для различных  $\Omega$  при  $f=2,5f_0$ . При относительно низком  $\Omega=1$  сигнал  $C_L$  имеет схожий вид со случаем  $\Omega=0$ . При более высоких  $\Omega$  сигнал становится  $2,5f_0$ -периодическим. Важным является не только среднее значение  $C_D$ , но также и амплитуда осцилляций. Оптимальный среди рассмотренных режимов с  $\Omega=2$  и  $f=2,5f_0$  обладает наименьшими средними значениями и амплитудами осцилляций  $C_D$  и  $C_L$ .



**Рис. 4.** Коэффициенты лобового сопротивления (слева) и подъемной силы (справа) для расчетов с  $f=2,5 f_0$  и различными  $\Omega$



**Рис. 5.** Продольная скорость (слева) и  $z$ -завихренность (справа) для расчетов с различными  $\Omega$  и  $f$

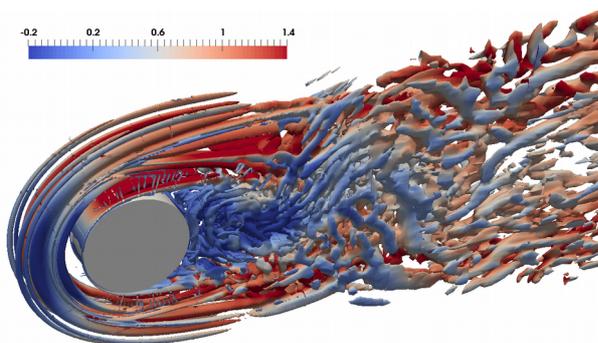
На рис. 5 отражены линии тока, продольное поле скорости и поле завихренности для различных режимов. Как было упомянуто ранее, высокочастотное воздействие реорганизует вихревую структуру следа, снижая толщину торможения импульса, что ведет к существенному уменьшению  $C_D$ . Дальнейшая работа по этой главе будет посвящена расширению карты параметров  $\Omega$ - $f$ .

### **Часть 3. влияние стенок на изученное течение при $Re=3,75 \times 10^3$ .**

В этой главе изучается влияние стенок на конечном удалении от цилиндра на изученное течение. На экспериментальном стенде ИТ СО РАН лаб 7.1 используется  $Re=3,75 \times 10^3$  и геометрия согласно рис. 2 - 1 и 4 теперь твердые стенки экспериментальной установки. Это течение относится к разряду т.н. щелевых (shallow в англ. литературе). Помимо нестационарной дорожки Кармана оно обладает еще несколькими режимами, которые определяются поведением подково-образной неустойчивости, проявляющейся при изменении длины цилиндра (расстояние между стенкам).

На рисунке 6 показана классическая дорожка Кармана для щелевой геометрии. До цилиндра видна развивающаяся подково-образная неустойчивость. В дальнейшем она оказывает сильное влияние на зону рециркуляции и взаимодействует с дорожкой Кармана, существенно сокращая общую длину следа, однако создавая за цилиндром длинные продольные структуры.

Работа по данной части ведется в данный момент и не имеет опубликованных мной работ (кроме тезисов).



**Рис. 6.** Изоповерхность безразмерного Q-критерия равного 0.5. Цветом показано продольное поле скорости, нормированное на среднерасходную скорость натекающего потока. Поток натекает на цилиндр слева направо.

## REFERENCES

1. Hanjalić K., Popovac M., Hadžiabdić M. A robust near-wall elliptic relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2004. Vol. 25, No. 6. P. 1047- 1051.
2. Jakirlić S, Hanjalić K. A new approach to modelling near-wall turbulence energy and stress dissipation. // *J Fluid Mech*. 2002. Vol. 459. P. 139–166.
3. Cantwell B., Coles D., An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder // *J Fluid Mech*, 1983, 136:321-374
4. Palkin E., Mullyadzhyanov R., Hadžiabdić M., Hanjalić K. Scrutinizing URANS models in shedding flows: the case of the cylinder in cross flow. *Flow, Turbulence and Combustion* (accepted for publication) – 2016.
5. Tokumaru P.T., Dimotakis P.E. Rotary oscillation control of a cylinder wake // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1991. – V. 224. – P. 77–90.
6. Shiels D., Leonard A. Investigation of a drag reduction on a circular cylinder in rotary oscillation. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, vol. 431, pp. 297–322.
7. Du L., Dalton C. LES calculation for uniform flow past a rotationally oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 2013, vol. 42, pp. 40–54.