

**Задача обтекания кругового цилиндра в щелевом канале (высота канал  $H$  меньше диаметра цилиндра  $D$ ,  $H=0.4D$ ) при  $Re=1000, 2000, 3000, 3750, 4000, 10000$**

Проведено численное исследование потока воды, обтекающего цилиндр диаметра  $D$  в прямоугольном щелевом канале с высотой  $H=0.4D$  методом крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) с динамической подсеточной моделью Смагоринского [1-2] при числе Рейнольдса, построенному по среднерасходной скорости ламинарной натекающей жидкости  $U_b$ , диаметру цилиндра  $D$  и кинематической вязкости жидкости  $\nu$ ,  $Re_D=U_b D/\nu=1000, 2000, 3750$ . Цилиндр закреплён в щелевом канале на расстоянии  $x/D=14$  от входа и  $x/D=15$  от выхода, как показано на Рис. 1а. Начало декартовой системы координат расположено в центре цилиндра на нижней стенке канала. Нижняя подложка подогревалась, создавая линейное распределение температуры  $T(z)=\Delta T(1-z/H)$  в канале, где  $\Delta T$  — это перепад температуры между нижней и верхней стенкой канала. Число Прандтля было задано как  $Pr=6.13$ , соответствуя воде при  $25^\circ\text{C}$  и  $0.5$  атмосферного давления, а турбулентное число Прандтля было принято как  $Pr_T=0.9$ .

При числах  $Re_D=1000, 2000$  поток полностью стационарен. Уже при  $Re_D=3750$  поток демонстрирует квазипериодический срыв вихрей, соответствующий дорожке Кармана. Для всех трёх случаев перед цилиндром присутствует система подковообразных вихрей (см. Рис.1b-d), которая существенно влияет на тепломассоперенос в этой области. Помимо того, можно заметить, что в турбулентном случае (см. Рис.1а и Рис.1d) в дальнем поле на границе слоя смешения присутствуют продольные когерентные пары крупномасштабных вихрей, распространяющихся до конца расчётной области без видимых деформаций.

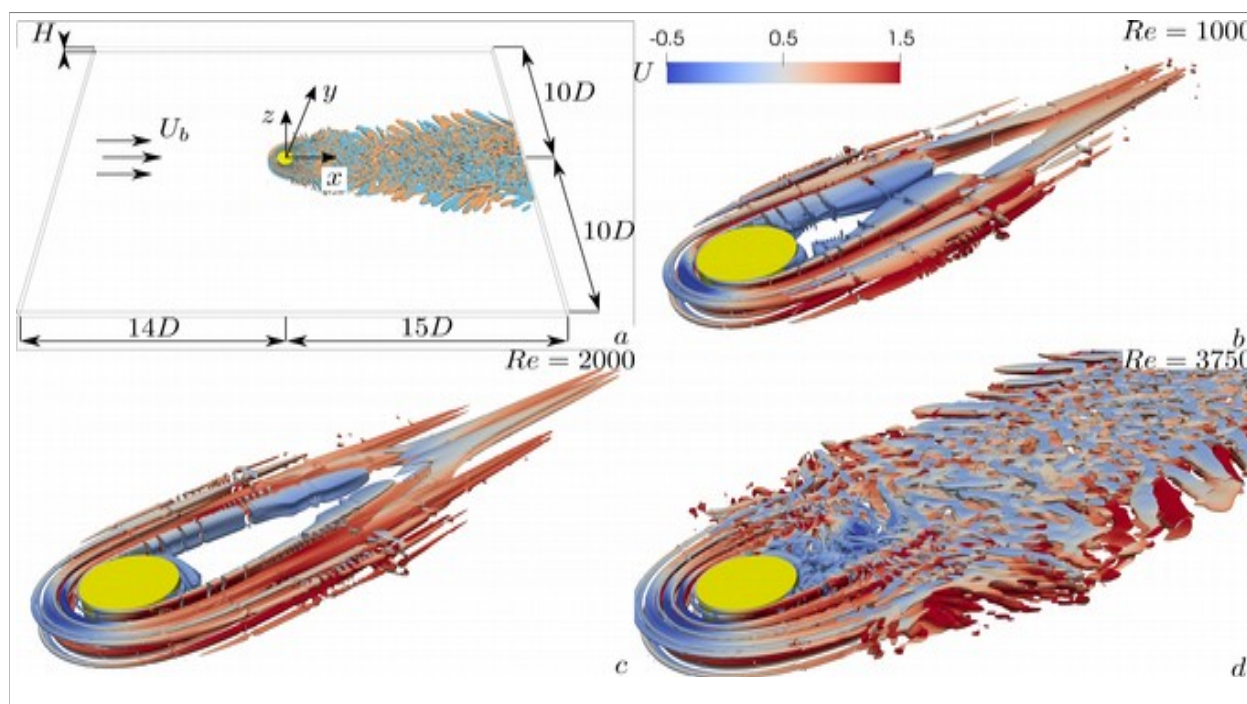


Рис. 1. Поверхности мгновенного  $Q$ -критерия равного 0.01. Расчетная область представляет собой параллелепипед размерами  $29D$  в продольном направлении,  $20D$  в поперечном направлении и  $0.4D$  в вертикальном направлении. Цветом показана мгновенная продольная завихренность (а) и скорость (b, c, d).

Пространственное разрешение удовлетворяет стандартным критериям LES-расчетов (см. Рис. 2). Положение первой ячейки в единицах стенки («плюсовые» координаты) составляет для нормального к стенке направления  $\Delta r^+ < 0.32$ , для продольного  $(D\Delta\varphi)^+ < 4.7$  и поперечного  $\Delta z^+ < 2.4$ , где  $r$ ,  $\varphi$  и  $z$  обозначают радиальное, азимутальное и продольное направление. Для расчета использовалась серия последовательно сгущающихся сеток (LESc и LESr на Рис. 2а), последняя из которых содержит 16.6 млн узлов.

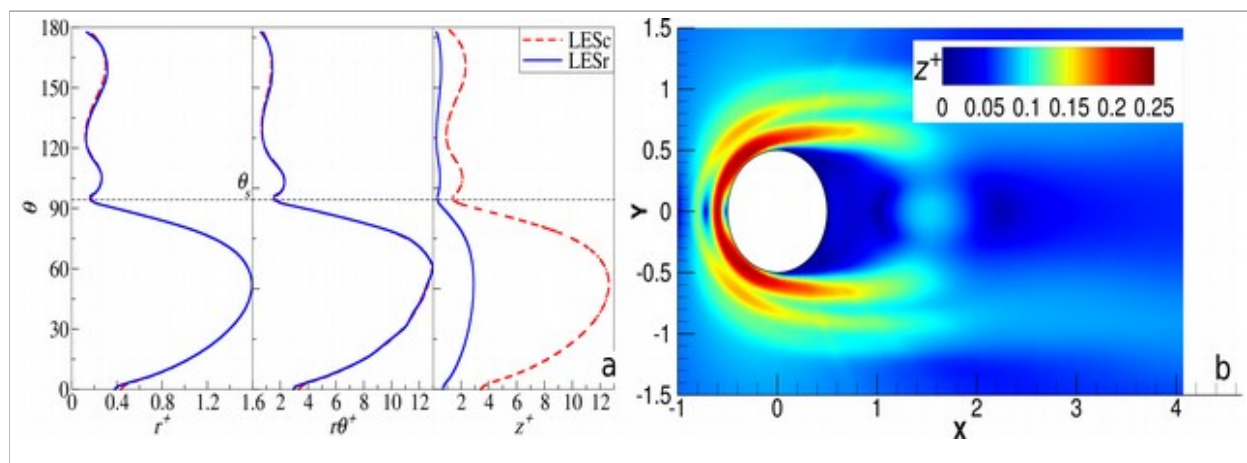


Рис. 2. Пристеночное разрешение на полувысоте канала непосредственно на поверхности цилиндра (а) и на стенке канала (b).

Полный цикл динамики системы подковообразных вихрей показан Рис. 3. После отрыва от подложки канала для  $Re_D=3750$  вихрь объединяется с квазистационарным около  $x/D=-0.9$ . Средний период колебания составляет  $\Delta t=1.7D/U_b$  по сравнению  $\Delta t=1.3D/U_b$  для схожих параметров из работы [3] при  $Re_D=2.5 \cdot 10^5$  и  $D/H=10$ .

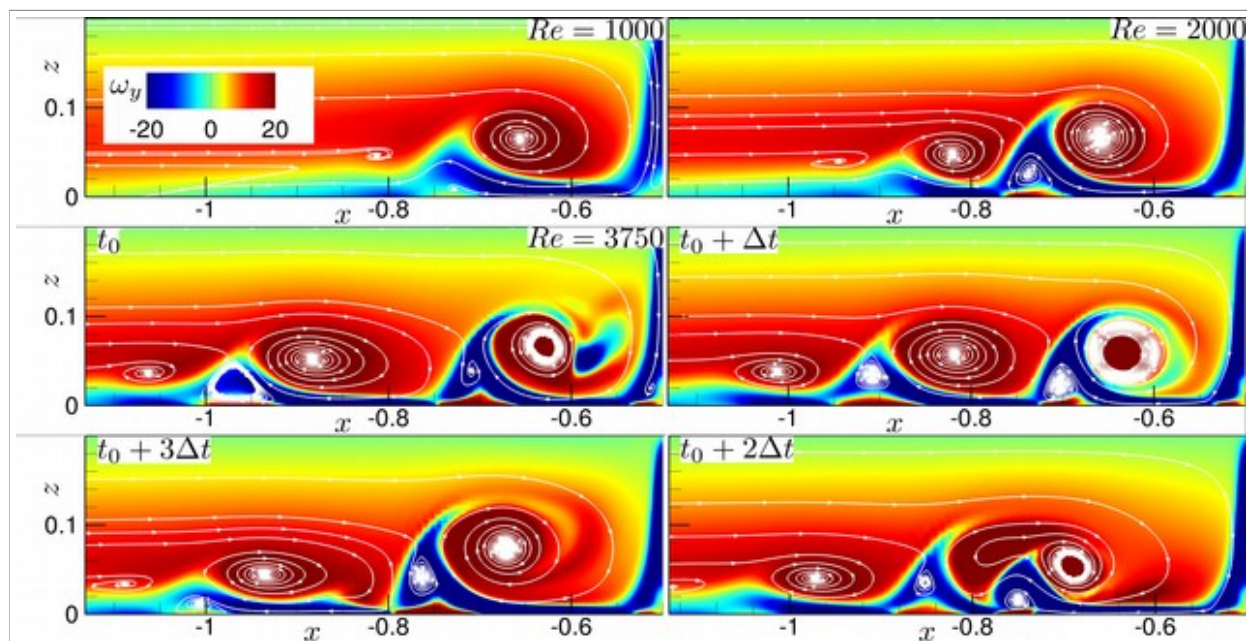


Рис. 3. Линии тока в плоскости  $y/D=0$  на мгновенных полях поперечной завихренности  $\omega_y$  для  $Re_D=1000, 2000, 3750$ .

Существенное отклонение от линейного распределения температуры или постоянного теплового потока  $q_z = -(\partial T / \partial z) / (Re Pr)$  до цилиндра, вследствие влияния подковообразных вихрей, наблюдается на расстоянии  $x/D = -0.8$  и при  $Re_D = 1000$  (см. Рис. 4а),  $x/D = -1.1$  при  $Re_D = 2000$  (см. Рис. 5а) и  $x/D = -1.3$  при  $Re_D = 3750$  (см. Рис. 6). Можно заметить, что максимум вертикальной компоненты теплового потока  $q_z$  на нижней стенке совпадает с положением центра основного подковообразного вихря, который находится на  $x/D = 0.65$  и при  $Re_D = 1000$  (см. Рис. 4а),  $x/D = -0.66$  при  $Re_D = 2000$  (см. Рис. 5а) и  $x/D = 0.64$  при  $Re_D = 3750$  (см. Рис. 6) и почти не меняет своего местоположения в диапазоне изученных параметров.

При росте числа Рейнольдса точка отрыва потока от стенки канала смещается вверх по течению и наблюдается при  $x/D = -1.07$  и при  $Re_D = 1000$  (см. Рис. 4а),  $x/D = -1.27$  при  $Re_D = 2000$  (см. Рис. 5а) и  $x/D = -1.45$  при  $Re_D = 3750$  (см. Рис. 6).

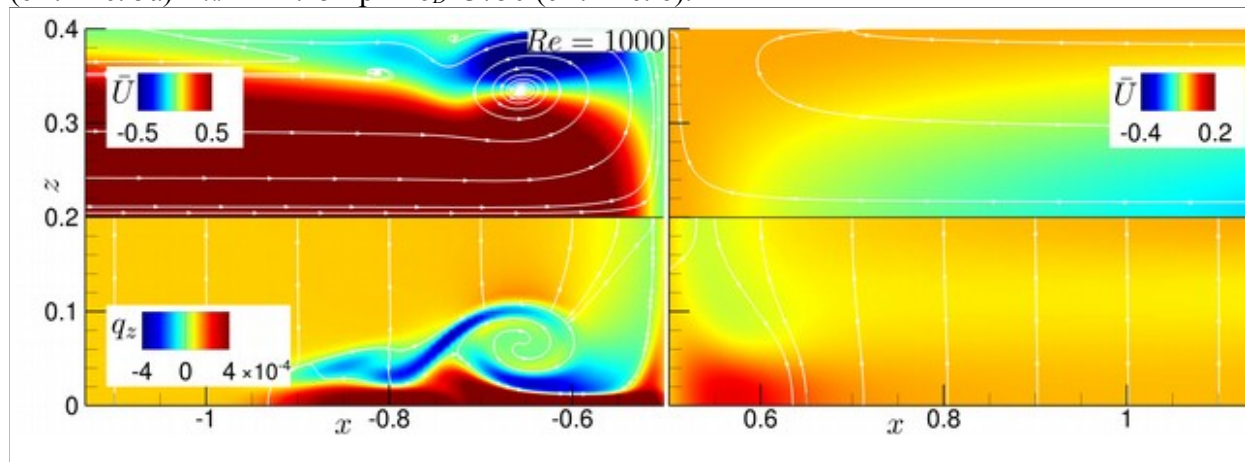


Рис. 4. Линии тока (сверху) и теплового потока (снизу) в плоскости  $y/D = 0$  на осредненных полях продольной скорости (сверху) и вертикального теплового потока (снизу) для  $Re_D = 1000$ .

За цилиндром амплитуда теплового потока с ростом числа Рейнольдса на  $z/H = 0.5$  увеличивается для стационарных режимов  $Re_D = 1000$  и  $Re_D = 2000$  (см. Рис. 4б, Рис. 5б) и существенно уменьшается для турбулентного случая (см. Рис. 7).

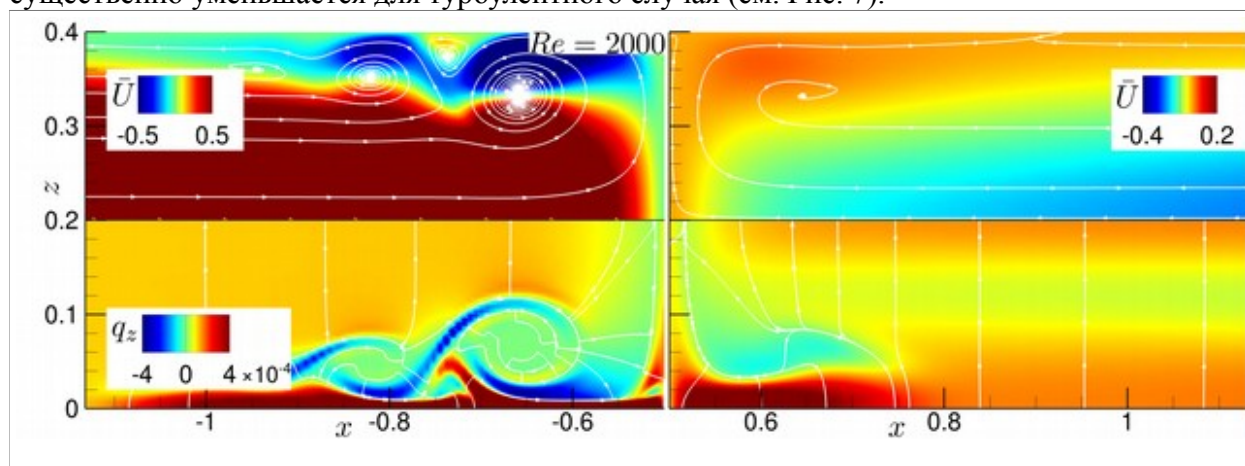


Рис. 5. Линии тока (сверху) и теплового потока (снизу) в плоскости  $y/D = 0$  на осредненных полях продольной скорости (сверху) и вертикального теплового потока (снизу) для  $Re_D = 1000$ .

На Рис. 6 и Рис. 7 представлены средние поля скорости и линии тока в сравнении с литературными экспериментальными данными из работы [4] для схожего числа Рейнольдса



$Re_D=4000$ . Положения отмеченных как F1, F2 основных подковообразных вихрей хорошо совпадает PIV данными.

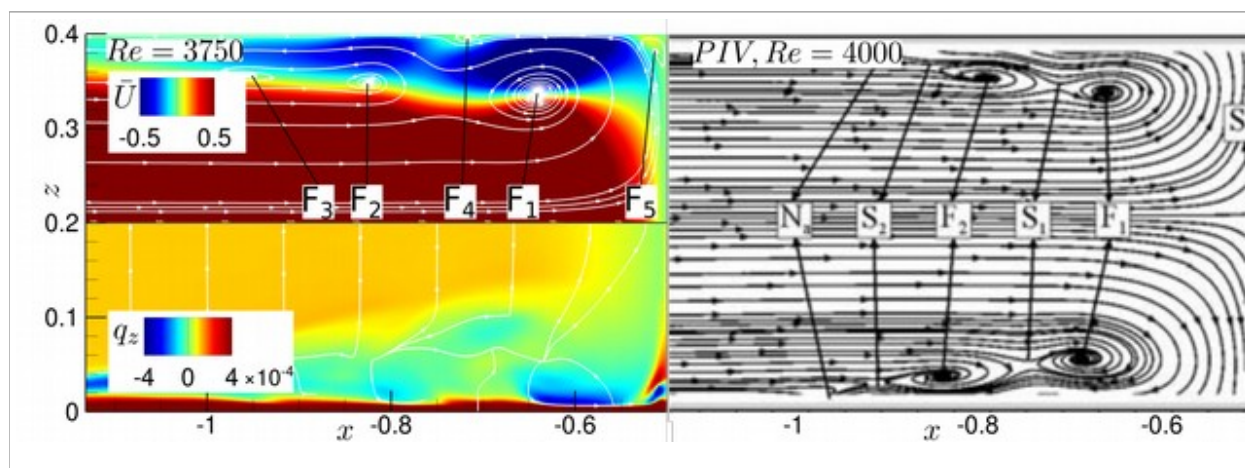


Рис. 6. Линии тока (сверху) и теплового потока (снизу) в плоскости  $y/D=0$  на осредненных полях продольной скорости (сверху) и вертикального теплового потока (снизу) для  $Re_D=1000$ . Экспериментальные данные из работы [4] представлены справа.

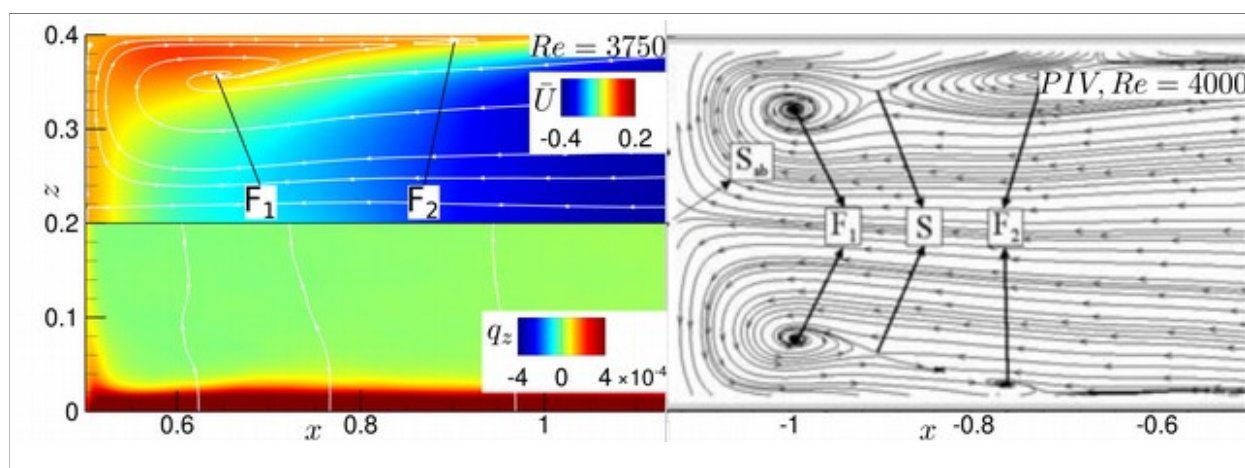


Рис. 6. Линии тока (сверху) и теплового потока (снизу) в плоскости  $y/D=0$  на осредненных полях продольной скорости (сверху) и вертикального теплового потока (снизу) для  $Re_D=1000$ . Экспериментальные данные из работы [4] представлены справа.

Известно, что в течении вокруг гладких тел обтекания встречаются низкочастотные пульсации. В данной геометрии такое низкочастотное движение ассоциировано с изменением длины и энергии рециркуляционной зоны за цилиндром, как в работе [5]. В таком потоке сосуществуют два состояния, которые сменяются с низкой частотой, примерно в 20-100 раз меньшей, чем основная частота срыва вихрей. Одно состояние в работе [5] было названо высокоэнергетическим с небольшой рециркуляционной зоной, а другое соответствует низкоэнергетическим пульсациям с длинной отрывной зоной. На Рис. 7. показан отрезок сигнала пульсации поперечной скорости  $v'/U_b$ . в сравнении с экспериментальными данными с PIV. Несмотря на то, что из-за различного разрешения и пространственной фильтрации PIV показывает меньшую амплитуду сигнала, его частота точно совпадает с расчётом LES и равна  $St = fD/U_b = 0.23$  в безразмерных единицах. Можно заметить, что сигнал с PIV не проявляет

явной низкочастотной модуляции, в то время как LES содержит медленную модуляцию с частотой в 11 раз меньше.

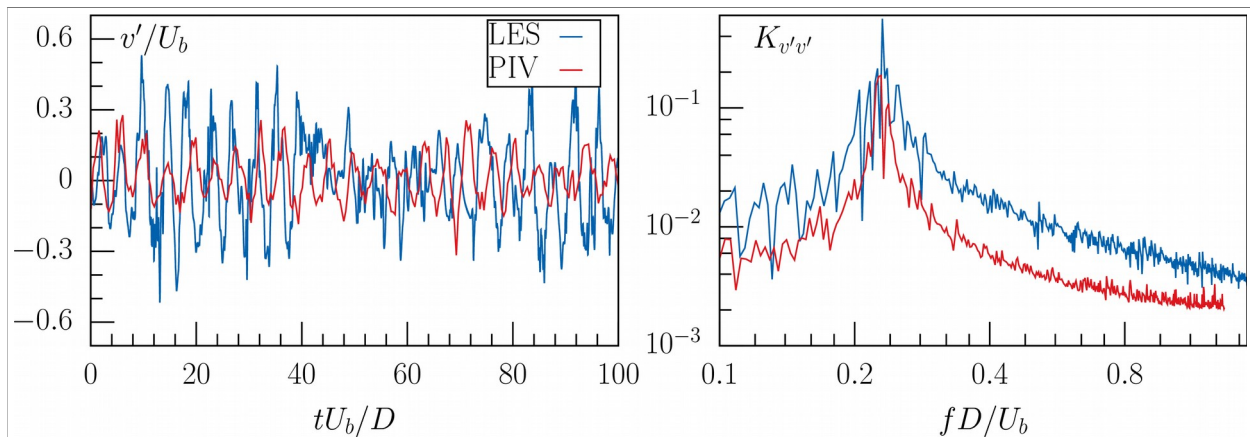


Рис. 7. Пульсации поперечной скорости  $v'/U_b$  (слева) и спектр этих пульсаций (справа) для LES и PIV.

На Рис. 8 изображены два условных низкочастотных состояния в рециркуляционной зоне за цилиндром. Детальное исследование этого сечения показывает, что поток в ближней области за цилиндром длительное время остаётся закручен преимущественно по часовой стрелке, начиная от момента, показанного на Рис. 8а. Частота между этими кадрами составляет  $St \approx 0.04$ . Это объясняется тем, что спектр на Рис. 7b содержит множество кратных низкочастотной моды. Влияние этого низкочастотного явления на тепловой поток с поверхности цилиндра оценивается как 40% увеличение в состоянии с высокоэнергетической рециркуляционной зоной в сравнении с противоположной модой.

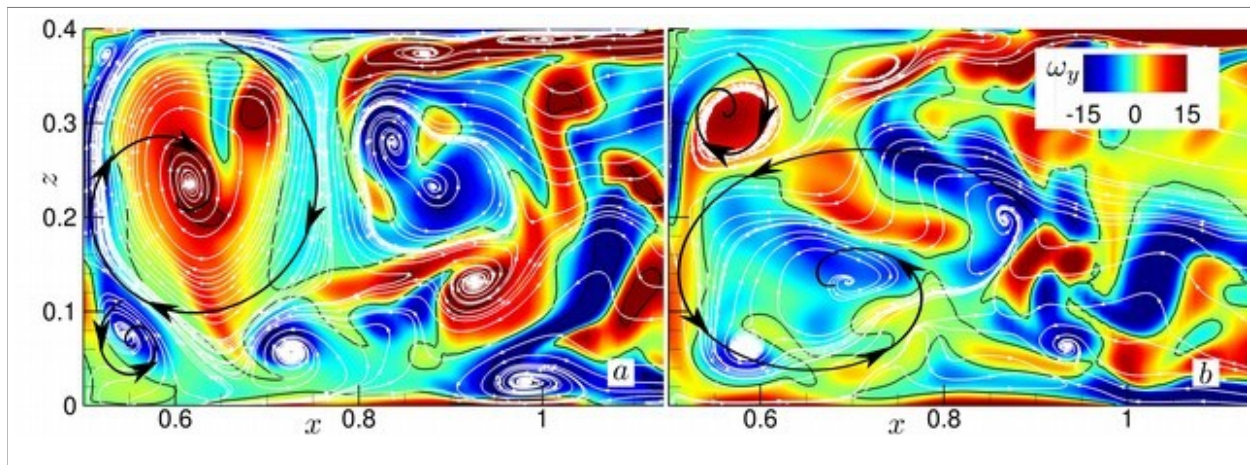


Рис. 8 Линии тока (белые) на поле поперечной завихренности  $\omega_y$  в два различных момента по времени в плоскости  $y/D=0$ . Чёрные спиральные линии обозначают примерное расположение и знак крупномасштабных низкочастотных вихрей.

На Рис. 9 видны эффекты, связанные с присутствием подковообразных вихрей для стационарных случаев от  $x > 0.5$ , увеличивающие локальный тепловой поток на Рис. 4-5. В то же время для турбулентного случая в среднем этот эффект значительно менее выражен. Длина



рециркуляционной зоны для LES составляет  $Lr/D=1.29$ , в то время как для PIV это значение немного выше — 1.48.

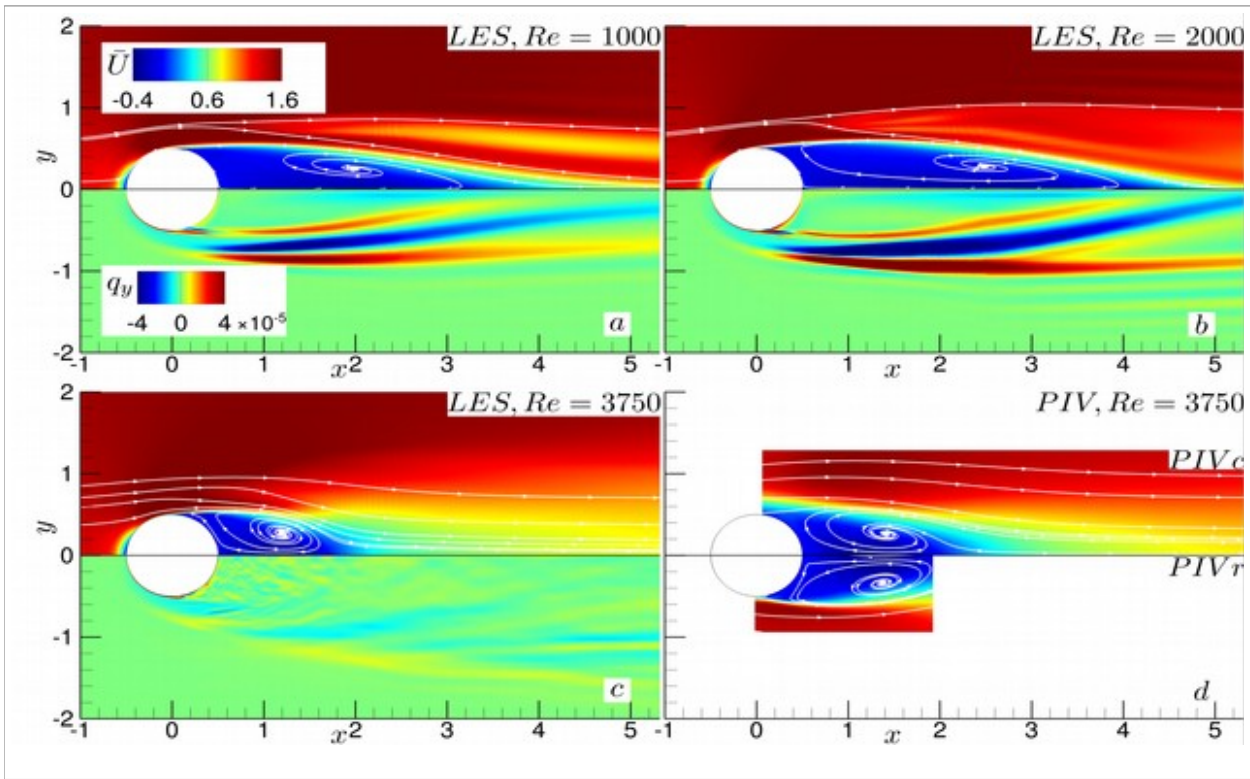


Рис. 9 Линии тока на поле осредненной продольной скорости (сверху) и поперечной компоненте теплового потока  $q_y$  (снизу) в плоскости  $z/H=0.5$ . PIV данные с различным разрешением представлены на d.

В дальнейшем поле были идентифицированы и исследованы когерентные вихревые структуры. На Рис. 10 показано, что основной вклад в теплоперенос дают продольные вихри, но в зоне  $|y|/D \approx 1.2$  на  $x/D=4$  и  $2 < |y|/D < 3$  на  $x/D=13$  присутствуют продольные вихри, замеченные в этой же области на середине канала. Их присутствие увеличивает локальный тепловой поток до 4-ех раз. На числах  $Re=1000, 2000$  никакого влияния на тепловой поток на этой высоте замечено не было.

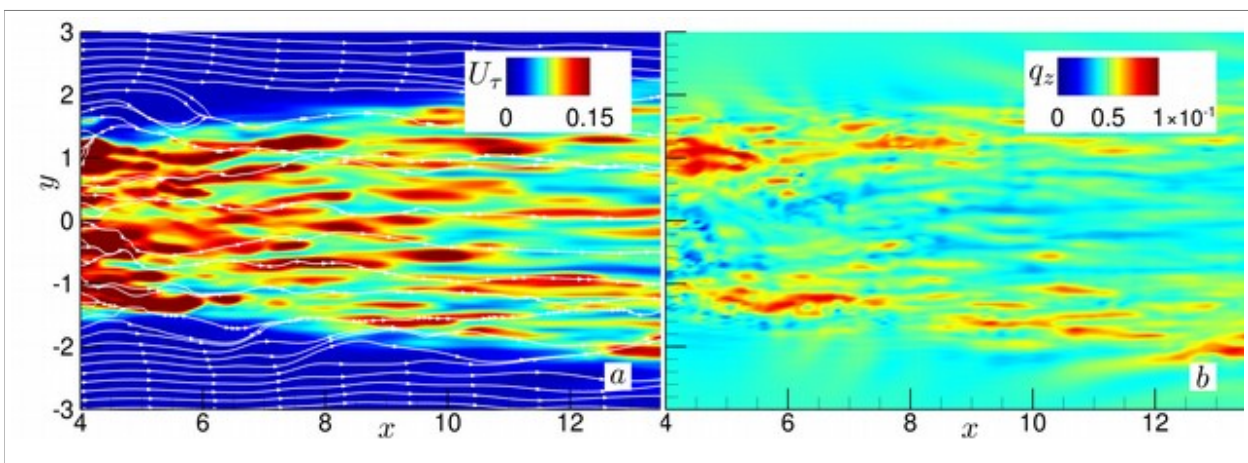


Рис. 10 Линии тока на поле мгновенной скорости трения (слева) и вертикальной компоненты теплового потока (справа) на стенке канала ( $z=0$ ).

### **Список литературы**

1. Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1991. № 7 (3). С. 1760–1765.
2. Lilly D.K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1992. № 3 (4). С. 633–635.
3. Zeng J., Constantinescu G. Flow and coherent structures around circular cylinders in shallow water // *Physics of Fluids*. 2017. № 6 (29). С. 066601.
4. Öztürk N.A., Akkoca A., Sahin B. PIV measurements of flow past a confined cylinder // *Experiments in Fluids*. 2008. № 6 (44). С. 1001–1014.
5. Lehmkuhl O., Rodríguez I., Borrell R., Oliva A. Low-frequency unsteadiness in the vortex formation region of a circular cylinder // *Physics of Fluids*. 2013. № 8 (25). С. 085109.

### **Публикации в зарубежных рецензируемых журналах**

1. Palkin E., Hadžiabdić M., Mullyadzhanov R., Hanjalić K. Control of flow around a cylinder by rotary oscillations at a high subcritical Reynolds number // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2018. – Vol. 855. – pp. 236-266. DOI: 10.1017/jfm.2018.639.
2. Palkin E., Shestakov M., Mullyadzhanov R., Markovich D., Hanjalić K. Flow around a confined cylinder: LES and PIV study // *MATEC Web of Conferences*. 2017. (115). С. 02010.

### **Публикации в отечественных журналах**

1. Палкин Е.В., Муллыджанов Р.И. Низкочастотные пульсации в задаче обтекания цилиндра потоком жидкости в узком зазоре при  $Re=3750$  // *Сибирский Физический Журнал*. 2017. № 1 (12). С. 43–49.

### **Публикации в трудах международных конференций**

1. Hadžiabdić M., Palkin E., Mullyadzhanov R., Hanjalić K. Computational study of heat and fluid flow around a rotary oscillating cylinder at a high Re number // *Proc. 9th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Rio de Janeiro, Brazil, 10-13 July 2018*, – 12 p.

### **Тезисы международных конференций**

1. Palkin E., Mullyadzhanov R., Shestakov M., Nićeno B., Markovich D., Hanjalić K. Secondary currents and heat transfer in flow around a cylinder mounted in a narrow channel: LES and PIV // *Abstracts 9th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Rio de Janeiro, Brazil, 10-13 July 2018*, – 4 p.