by γ-ray and neutron diffractometry.— Phys. Rev. Lett., 1978, 40, р. 337-340. [10] Yamashita H., Todo I., Tatsuzaki I. Anomaly of the sound velocity near the ferroelectric phase transition of TGSe at high pressure.— J. Phys. Soc. Jap., 1978, 44, р. 1261-1265. [11] Черненко В. А., Поландов И. Н., Новик В. К. Установка для неследования теплоемкости сегнетоэлектриков динамическим методом при высоких гидростатических давлениях.— ПТЭ, 1979, № 1, с. 222-225. [12] Струков Б. А., Тараскин С. А., Варикаш В. М. Тепловые и электрические свойства сегнетоэлектрического триглицинселената в окрестностях точки Кюри.— ФТТ, 1968, 10, с. 1836—1842. [13] Ета К., Натапо К., Китіhava К., Наtta I. A.c. calorimetric investigation of specific heat anomaly in ferroelectric TGSe.— J. Phys. Soc. Jap., 1977, 43, р. 1954—1964. [14] Александров К. С., Фаеров К. H. Области применимости термодинамической теории для структурных фазовых переходов, близких к трикритической точке.— Препринт ИФСО-82 Ф. Красноярск, 1978. [15] Наtапо J., Suda F., Futama H. Orientation of the ferroelectric domain walls in triglycine sulfate crystals.— J. Phys. Soc. Jap., 1976, 41, р. 188—193. [16] Коротких А. М., Набутовский В. М. Критическая точка фазовых переходов первого рода, близких ко второму. — Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с. 208—211. [17] Дейген М. Ф., Глинчук М. Д. Параэлектрический резонанс нецентральных ионов.— УФН, 1974, 114, с. 185—210. [18] Леванюк А. П., Осипов В. В., Сигов А. С., Собянин А. А. Изменение структуры дефектов и обусловленные ими аномалии свойств веществ вблизи точек фазовых переходов.— ЖЭТФ, 1979, 76, с. 345—368. [19] Garland С. W., Baloga J. D. Неаt сарасity of NH4Cl and ND4Sl single crystals at high pressure.— Phys. Rev., 1977, B16, р. 331—339. [20] Гарбер С. Р., Смоленко Л. А. Дилатометрическое исследование сегнетоэлектрического перехода в КН₂РО4.— ЖЭТФ, 1968, 55, с. 2031—2046.

Поступила в редакцию 18.06.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. З. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 551.511.6:532.516

О СТРУКТУРЕ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ПЛОХО ОБТЕКАЕМЫМ ТЕЛОМ

Е. П. Анисимова, А. А. Сперанская, С. Г. Шапхаев

(кафедра физики моря и вод суши)

Работа проводилась в аэродинамической трубе А-6, представляющей собой одноканальную аэродинамическую трубу замкнутого типа с открытой рабочей частью эллиптического сечения. Длина рабочей части трубы 4 м. Модель в виде единичной шероховатости в форме полуцилиндра устанавливалась в рабочей части трубы на горизонтальной поверхности стола таким образом, чтобы ось полуцилиндра была ориентирована перпендикулярно набегающему потоку. Степень входной турбулентности потока в рабочей части трубы составляла $\varepsilon = 0.2\%$. Число Рейнольдса $Re = Ud/v = 2,1 \cdot 10^5$, где U — скорость невозмущенного потока, d = 0.24 м — днаметр полуцилиндра, $v = 1.51 \cdot 10^{-5}$ м²/с — кинематическая вязкость воздуха при температуре 20°С.

Измерения поля скорости потока, обтекавшего гладкий полуцилиндр, выполнялись с помощью специально сконструированного анемометра на механотронах*. Измерение скорости воздушного потока этим прибором основано на регистрации силового воздействия потока воздуха на чувствительный элемент механотрона, в качестве которого использовался тонкий круглый диск диаметром 1 см.

В применявшемся анемометре два механотрона устанавливались во взаимно перпендикулярных плоскостях так, что центры чувствительных пластин их располагались на одном уровне. Это позволило одно-

Механотроны для измерения скорости водных и воздушных потоков, по-видимому, впервые применил Ю. С. Анохин [1].

временно определять горизонтальную и вертикальную составляющие скорости потока. Собственная частота датчика на механотронах составляла 40 Гц. Таким образом, двухкомпонентный анемометр на механотронах позволил провести синхронную регистрацию как средних величин, так и пульсаций продольной и вертикальной составляющих скорости потока. В качестве регистрирующей аппаратуры использовался шлейфовый осциллограф H-115. Измерения осуществлялись в центральном сечении модели. Были получены вертикальные профили поля скорости на различных расстояниях перед и за исследованной моделью, а именно в сечениях потока: —6 h, —1,25 h, —h, —0,5 h, 0 h, 2h, 4h, 5h, где h — радиус полуцилиндра. Регистрация пульсаций скорости воздушного потока проводилась в диапазоне частот 0,5 — 10 Гц.

На основании полученных экспериментальных данных были построены вертикальные профили горизонтальной компоненты скорости (рис. 1) и диаграмма векторного поля скорости воздушного потока (рис. 2), обтекавшего модель.



Рис. 1. Вертикальные профили продольной составляющей средней скорости



Рис. 2. Векторное поле средней скорости

На рис. 2 можно выделить две зоны отрыва пограничного слоя от подстилающей поверхности: небольшую переднюю зону перед полуцилиндром и обширную зону отрыва за ним. Измерения пульсаций скорости перед полуцилиндром позволили обнаружить увеличение уровня пульсаций скорости в окрестности передней зоны отрыва примерно в 10 раз по сравнению с уровнем входной турбулентности в аэродинамической трубе. Таким образом, влияние передней зоны отрыва потока на характер обтекания модели сводится, по-видимому, к порождению флуктуаций скорости, определяющих начальные условия развития возмущений в отрывном течении за полуцилиндром.

Зона отрыва потока за полуцилиндром, в отличие от передней, имест значительные размеры, ее протяженность составляет более двух диаметров полуцилиндра. Из рис. 1 и 2 видно, что течение в зоне отрыва за полуцилиндром имеет циркуляционный характер, причем скорость возвратного течения достигает значений 0,43 U. Между вертикалями 4h и 5h происходит присоединение пограничного слоя к подстилающей поверхности. В целом картина обтекания качественно согласуется с известными данными для продольной составляющей скорости в отрывных течениях за волновыми профилями [2, 4] и за цилиндром с разделительной хвостовой пластиной [5].

В отрывном течении за полуцилиндром так же, как это наблюдалось за гребнем волновых профилей [2, 3, 4], формируется своеобразный слой смешения с профилем средней скорости, имеющим точку перегиба, что характерно и для профилей скорости в плоских турбулентных слоях смешения. Сравнение данных измерений вертикальных профилей продольной компоненты средней скорости в слое смешения отрывного течения за полуцилиндром в сечениях 1,5h, 2h, 3h и 4h с результатами работ [6, 7], посвященных исследованию профилей скорости в плоских турбулентных слоях смешения, показало, что профиль продольной составляющей средней скорости в слое смешения отрывного течения вплоть до зоны присоединения подобен профилю средней скорости в плоском турбулентном слое смешения.



Рис. 3. Распределение дисперсий и смешанного момента корреляции пульсаций скорости: $a - \langle u'^2 \rangle$ (O); $\delta - \langle v'^2 \rangle$ (O), $\langle -u'v' \rangle$ (\bigcirc)

На рис. З изображены вертикальные профили дисперсий горизонтальной и вертикальной составляющих пульсаций скорости $\langle u'^2 \rangle$ и $\langle v'^2 \rangle$, а также момента корреляции $\langle -u'v' \rangle$ в разных сечениях отрывного течения за полуцилиндром. Распределение величин $\langle u'^2 \rangle$ и $\langle v'^2 \rangle$ по вертикали потока характеризуется наличием четко выраженного максимума, расположенного в центре слоя смешения.

Максимумы дисперсий продольной компоненты пульсаций скорости $\langle u'^2 \rangle$ и момента корреляции $\langle -u'v' \rangle$ расположены в окрестности линии нулевых скоростей (обозначена пунктиром на рис. 3), причем величины $\langle u'^2 \rangle$ и $\langle v'^2 \rangle$ растут вниз по потоку, достигая наибольшего значения на вертикали 4 h, за которой происходит присоединение свободного пограничного слоя к подстилающей поверхности. Максимальные значения интенсивности продольной и вертикальной компонент пульсаций скорости $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ и $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ составляют 21 и 12% от U соответственно.

Из рис. З следует значительная пространственная неоднородность распределения интегральных характеристик турбулентности в продольном направлении в области отрывного течения. Эта характерная черта отрывного течения особенно ярко проявляется вблизи точки отрыва и точки присоединения пограничного слоя к подстилающей поверхности, где дисперсии $\langle u'^2 \rangle$ и $\langle v'^2 \rangle$, а также величина $\langle -u'v' \rangle$ изменяются на два порядка (на вертикалях 0h и 6h рис. З масштаб кривых $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$ и $\langle -u'v' \rangle$ увеличен).

Приведенное в [7] распределение среднеквадратичных значений пульсаций продольной составляющей скорости поперек плоского тур-

булентного слоя смешения удовлетворительно согласуется с нашими данными по изучению турбулентной структуры отрывных течений за полуцилиндром.

На рис. 4 представлены статистические оценки нормированных функций спектральной плотности продольной компоненты пульсаций скорости G(f) в отдельных точках, расположенных над гребнем полу-



Рис. 4. Статистические оценки нормированных функций спектральной плотности продольной компоненты пульсаций скорости в слое смешения

цилиндра и вдоль слоя смешения в области максимальных значений интенсивности пульсаций. При вычислении оценок функций спектральной плотности использовалось временное окно Бартлетта, число степеней свободы равнялось 27. Для наглядности графики на рис. 4 сдвинуты по вертикали друг относительно друга на величину, указанную стрелками в правой части рисун-У каждой стрелки приведено ка. расстояние г точки, в которой проводились измерения пульсаций скорости воздушного потока от полстилающей поверхности.

Как следует из рис. 4, в исследованном диапазоне частот на спектральных кривых можно выделить два статистически значимых максимума, прослеживающихся в зоне отрыва за полуцилиндром. Первый частотах 1.5 расположен на 2.0 Гц и соответствует числам Струхаля Sh=∫h/U от 0,013 до 0,018 (h радиус полуцилиндра, f — характерная частота, И-скорость невозмущенного потока), второй максимум заметен на частотах 3,5-4,0 Гц и отвечает числам Струхаля 0,031-0.036. Над гребнем полуцилиндра 0h). (вертикаль где пульсации

начальных возмущений скорости играют роль по отношению к развивающемуся слою смешения, спектр пульсаций скорости также содержит два максимума на кратных частотах, отвечающих выделенным интервалам чисел Струхаля. Однако на начальном участке развития слоя смешения (вертикаль h) максимум около частоты 4 Гц отсутствует, на последующих вертикалях в развитом слое смешения (вертикали 2h, 4h) и в зоне присоединения (вертикаль 4,6h) максимум достигает статистически значимых величин. Характерной особенностью спектрального состава возмущений скорости в зоне присоединения является отсутствие максимума на частотах, соответствующих Sh=0,013-0,018, и появление дополнительных максимумов на более высоких частотах.

Такой вид спектров свидетельствует о квазирегулярном характере поля скорости в отрывном течении. Причем основной максимум, проявляющийся на всех исследованных сечениях (за исключением зоны присоединения) как в передней зоне отрыва, так и в зоне отрыва за нолуцилиндром, характеризуется числом Струхаля, изменяющимся в

74

узком диапазоне от 0,013 до 0,018. Максимум на спектрах, приходящийся на более высокую частоту, приближенно кратную основной, возрастает вдоль слоя смешения с удалением от препятствия.

Максимумы на двух кратных частотах были также выявлены по автоспектрам пульсаций скорости в фиксированных точках плоского турбулентного слоя смешения в работе [7]. Значительный максимум, отвечающий числу Струхаля, равному 0,02, был обнаружен на автоспектрах пульсаций скорости при исследовании отрывных течений за твердыми волновыми профилями в гидроканале [3] и песчаными волнами на дне реки [2]. Число Струхаля определялось по величинам f (характерная частота на спектрах), h (высота препятствия) и U (средняя скорость набегающего потока). Полученный результат позволяет предположить, что в отрывных течениях за препятствиями исследованных типов (полуцилиндр, волновой профиль) возникают квазирегулярные колебания, для которых выполняется условие подобия по числу Струхаля.

Известно, что при докризисных режимах обтекания цилиндров двумерным потоком жидкости или газа в зоне отрыва потока за цилиндром в фиксированной точке пространства наблюдаются периодические колебания скорости, вызванные вихревой дорожкой Кармана. В работе [8] показано, что эти регулярные колебания могут наблюдаться до чисел Рейнольдса $\sim 10^5$. При переходе к кризисному режиму обтекания периодичность нарушается. Измерения, проведенные в работе [8], не выходили за пределы неустановившейся турбулентности, однако авторы [8] не исключали возможности существования более крупномасштабных колебаний при вполне развитой турбулентности.

По-видимому, возмущения скорости в диапазоне частот, отвечающих числам Струхаля 0,013—0,018, имевшие место в нашем эксперименте и отмеченные также в работах [2, 3], связаны с образованием в слое смешения отрывного течения крупных полуупорядоченных образований, а появление вторичного, более высокочастотного интервала по числу Струхаля, приближенно кратного первому, можно объяснить неустойчивостью первоначально образовавшихся структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

operations the states of paper sys-

化甲基乙酰氨酸乙酸原氨乙酸医乙酸乙酯 化合金

[1] Анохин Ю. С. Электронно-механический способ измерения скорости воздушных потоков.— Метеорология и гидрология, 1966, № 8, с. 3—10. [2] Анисимова Е. П., Сперанская А. А., Тугеева М. С. О структуре пограничного слоя над поверхностью с грубой шероховатостью.— Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1975, т. ХІ, № 5, с. 537—541. [3] Агровский Б. С., Анисимова Е. П., Ивлев И. И., Сперанская А. А., Тугеева М. С. Структура потока над утрированной шероховатостью.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1976, 17, № 1, с. 44—47. [4] Анисимова Е. П., Сперанская А. А., Лихачева О. Н. Деформация профиля скорости ветра над развивающейся ветровой волной.— Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1976, т. XII, № 7, с. 748—754. [5] Ар1еt С. J., West G. S. The effects of wake splitter plates on bluif-body flow in the range $10^4 < R < 5 \cdot 10^4 - J$. Fluid Mech., 1975, 71, part 1, p. 145—160. [6] Liepman H. W., Laufer J. Investigation of free turbulent mixing.— NACA Tech. Note, 1947, N 1257, p. 55—58. [7] Win ant C. D., Browand F. K. The mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynold's number.— J. Fluid Mech., 1974, 63, part 4, p. 237—255. [8] Петров Г. И., Штейнберг Р. И. Исследование потока за плохо обтекаемыми телами.— Тр. ЦАГИ, 1940, вып. 482, с. 32—41.

> Поступила в редакцию 19.06.79

> > 28