

Метод моделирования отсоединенных вихрей для расчета отрывных турбулентных течений:

предпосылки, основная идея и примеры применения

М.Х. Стрелец, А.К. Травин, М.Л. Шур и Ф.Р. Спаларт

Введение

Турбулентные отрывные течения играют важную роль в современной аэродинамике, причем в последние годы интерес к ним неуклонно растет в связи с необходимостью анализа так называемых нестандартных условий полета, снижения аэродинамического шума и решения ряда других проблем, неразрывно связанных с явлением отрыва потока от обтекаемой поверхности. Несмотря на это, а также на характерное для последних десятилетий исключительно динамичное развитие вычислительной аэродинамики, надежный расчет характеристик таких течений при представляющих практический интерес высоких числах Рейнольдса (порядка 10^3 и выше) вплоть до недавнего времени оставался по существу невозможным. Это объясняется двумя основными причинами.

С одной стороны, применение для этих целей наиболее строгих и универсальных подходов к описанию турбулентности (метод Прямого Численного Моделирования (ПЧМ) и метод Моделирования Крупных Вихрей (МКВ)), требует огромных вычислительных ресурсов, которые, даже по самым оптимистичным прогнозам, станут доступными лишь по прошествии нескольких десятилетий. С другой стороны, как показывает опыт применения значительно менее трудоемких традиционных подходов к моделированию турбулентных течений, основанных на использовании осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, замкнутых с помощью так называемых статистических полуэмпирических моделей турбулентности, эти подходы не в состоянии обеспечить приемлемую для практики точность описания турбулентных течений при наличии в потоке

обширных отрывных зон. Более того, хотя возможности усовершенствования полуэмпирических моделей, в принципе, еще не исчерпаны, существенный прогресс в этой области едва ли возможен. Это объясняется специфическими физическими особенностями отрывных течений, в частности, наличием в них так называемых организованных (когерентных) вихревых нестационарных структур, параметры которых определяются конкретными геометрическими характеристиками рассматриваемого течения и граничными условиями. Ясно, что это делает построение *универсальной* полуэмпирической модели турбулентности для расчета отрывных течений исключительно сложной, если вообще разрешимой задачей.

Указанные обстоятельства стимулировали поиск альтернативных подходов к решению рассматриваемой проблемы. В результате в 1997г. в работе [1] был сформулирован новый подход к моделированию отрывных течений, получившего название метода Моделирования Отсоединенных Вихрей – МОВ (в англоязычной литературе - Detached Eddy Simulation или DES). Последовавшие вслед за этим работы авторов МОВ, а также независимые исследования других научных групп показали исключительную перспективность данного подхода, что в свою очередь, привело к его быстрому внедрению в практику аэродинамических расчетов.

В настоящей статье представлены предпосылки создания МОВ, его основная идея и наиболее интересные примеры, иллюстрирующие возможности этого подхода и его преимущества перед существующими традиционными методами моделированию турбулентных отрывных течений.

Предпосылки, основная идея и алгоритм реализации МОВ

Как уже отмечалось выше, идея создания МОВ возникла в результате анализа возможностей и ограничений двух традиционных подходов к

моделированию турбулентности: статистических моделей турбулентности (уравнений Рейнольдса) и метода МКВ. Этот анализ показал, что проблема расчета турбулентных отрывных течений с использованием доступной уже сегодня вычислительной техники может быть успешно решена путем создания “гибридного” подхода, сочетающего в себе сильные стороны этих двух методов, а именно, высокой точности существующих полуэмпирических статистических моделей в областях присоединенного пограничного слоя и универсальности и приемлемых вычислительных затрат МКВ в отрывных областях потока. Способ реализации этой идеи, предложенный в [1], в принципиальном плане очень прост и состоит в следующем.

Метод МКВ следует использовать только в тех областях потока, где размер вычислительной сетки Δ достаточен для разрешения турбулентных структур с линейными масштабами порядка характерного макромасштаба турбулентности, l_{turb} , то есть в областях, где $\Delta < l_{turb}$. В остальной области потока (т.е. там, где $\Delta > l_{turb}$) должны применяться уравнения Рейн. Иными словами, выбор того или иного подхода к описанию турбулентности должен автоматически производиться в процессе расчета в зависимости от соотношения локального размера вычислительной сетки и характерного линейного масштаба турбулентности в рассматриваемой точке потока.

Первая версия МОВ, сформулированная на основе описанной выше идеи в работе [1], базировалась на использовании дифференциальной модели турбулентности Спаларта - Аллмараса [2] (SA модель), в которой в качестве характерного линейного масштаба турбулентности используется расстояние до стенки d . Применительно к данной модели описанный выше общий принцип построения метода МОВ сводится к замене этого расстояния на “гибридный” линейный масштаб

$$\mathcal{L} = \min \{d, C_{DES} \Delta\}, \quad (1)$$

где C_{DES} – единственная дополнительная эмпирическая константа модели МОВ, а локальный размер сетки Δ определяется как максимальный из трех ее шагов Δ_x , Δ_y и Δ_z в рассматриваемой точке течения.

С учетом анизотропии сетки, характерной для области присоединенного пограничного слоя ($\Delta_x \approx \Delta_z \gg \Delta_y$), такое определение линейного масштаба турбулентности приводит к тому, что во всем или, по крайней мере, в основной части пограничного слоя, населенной мелкими относительно “универсальными” турбулентными вихрями, выполняется неравенство $d < C_{DES}\Delta$, и следовательно, в качестве линейного масштаба используется истинное расстояние до стенки d , то есть реализуется стандартная SA модель для уравнений Рейнольдса. В противоположность этому, вне пограничного слоя, в том числе в отрывной области потока и в следе за обтекаемым телом, населенных зависящими от конкретной геометрии течения сравнительно крупными “отсоединенными” вихрями, выполняется обратное неравенство: $d > C_{DES}\Delta$. В результате, согласно (1), в качестве масштаба турбулентности в уравнении переноса турбулентной вязкости SA модели используется величина $C_{DES}\Delta$. Как показано в [1], данная модель переходит при этом в дифференциальную модель турбулентности для метода МКВ или, иными словами, в подсеточную версию SA модели. Таким образом, использование (1) автоматически приводит к тому, что в области присоединенного пограничного слоя метод функционирует в режиме уравнений Рейнольдса, а в области отрыва потока (“отсоединенных” вихрей) – в режиме МКВ. Тем самым достигается органичное сочетание лучших качеств обоих подходов, о которых говорилось выше.

Следует подчеркнуть, что МОВ, как и МКВ, является принципиально трехмерным (даже в случае номинально двумерной геометрии) нестационарным подходом и, в этом смысле, он несомненно уступает по

экономичности традиционным стационарным уравнениям Рейнольдса. Однако, поскольку в рамках метода МОВ в пограничном слое используются уравнения Рейнольдса, он, в отличие от МКВ, не накладывает жестких ограничений на размеры ячеек сетки в пристенной области в направлениях параллельных стенке: эти размеры могут быть такими же, как при решении уравнений Рейнольдса, то есть на много порядков превышать соответствующие размеры, необходимые для разрешения мелких пристенных вихрей в рамках МКВ [1]. Именно это обстоятельство и определяет огромные вычислительные преимущества МОВ по сравнению с МКВ.

Из приведенного описания ясно, что в рамках МОВ вплоть до точки (линии) отрыва весь пограничный слой или, по крайней мере, его значительная часть описывается с помощью уравнений Рейнольдса. Это не означает, конечно, что решения, полученные в рамках уравнений Рейнольдса и методом МОВ должны совпадать вне отрывной области, поскольку в силу глобальной нестационарности решения и эллиптических эффектов течение вверх по потоку от точки отрыва существенным образом зависит от характера его эволюции вниз по потоку. Тем не менее ясно, что модель турбулентности, лежащая в основе МОВ может в заметной степени влиять на положение точки отрыва, а следовательно, и на точность решения в целом. В связи с этим, в работе [3] на основе описанного выше общего принципа были построены версии МОВ, базирующиеся на других полуэмпирических моделях турбулентности, в частности, на $k-\omega$ модели Ментера [4], которая считается в настоящее время одной из наиболее надежных полуэмпирических моделей для пристенных турбулентных течений.

Благодаря своим потенциальным преимуществам перед другими известными подходами и простоте реализации, МОВ достаточно быстро привлек внимание ряда ведущих научных групп Европы и США, которые

начали его интенсивные исследования. Это, в свою очередь, позволило в течение относительно короткого времени накопить значительный опыт по применению МОВ при решении широкого круга сложных прикладных задач. Важную роль в развитии МОВ играют также исследования, проводящиеся в настоящее время в рамках финансируемого ЕС международного проекта FLOMANIA, одной из основных целей которого является внедрение МОВ в CFD программы ведущих Европейских аэрокосмических компаний. В результате, несмотря на свою относительную молодость (с момента первой публикации метода прошло всего 6 лет) МОВ уже сегодня нашел достаточно широкое применение на практике и включен в качестве одной из “опций” для моделирования турбулентности в наиболее известные коммерческие CFD коды (CFX, COBALT, FLUENT, STAR CD). Ниже представлен краткий обзор наиболее важных и впечатляющих результатов, полученных в настоящее время с помощью этого метода.

Примеры применения МОВ

Обтекание крылового профиля НАСА 0012 под большими углами атаки. Эта исторически первая попытка применения МОВ оказалась исключительно успешной и сыграла значительную роль в дальнейшем развитии данного метода. Подробное обсуждение полученных результатов содержится в работах [5, 6]. Поэтому остановимся лишь на некоторых наиболее важных с точки зрения оценки возможностей МОВ данных, представленных на рис. 1-3.

Так, на рис.1а показан фрагмент расчетной области и сетки, на которой проводились расчеты (размер области в направлении нормали к плоскости рисунка был равен одной хорде профиля). Эта сетка содержит $142 \times 61 \times 26$ узлов, что по меркам МКВ, является весьма “скромным” для такого рода течений при рассматриваемом высоком числе Рейнольдса 10^5 . Тем не менее, отдельные расчеты, выполненные на более мелкой сетке с числом узлов

210×101×31 (рис.1b) не выявили сколько-нибудь существенного изменения результатов расчета характеристик осредненного течения, в первую очередь, сопротивления и подъемной силы профиля, что является подтверждением высокой экономичности МОВ по сравнению с классическим МКВ.

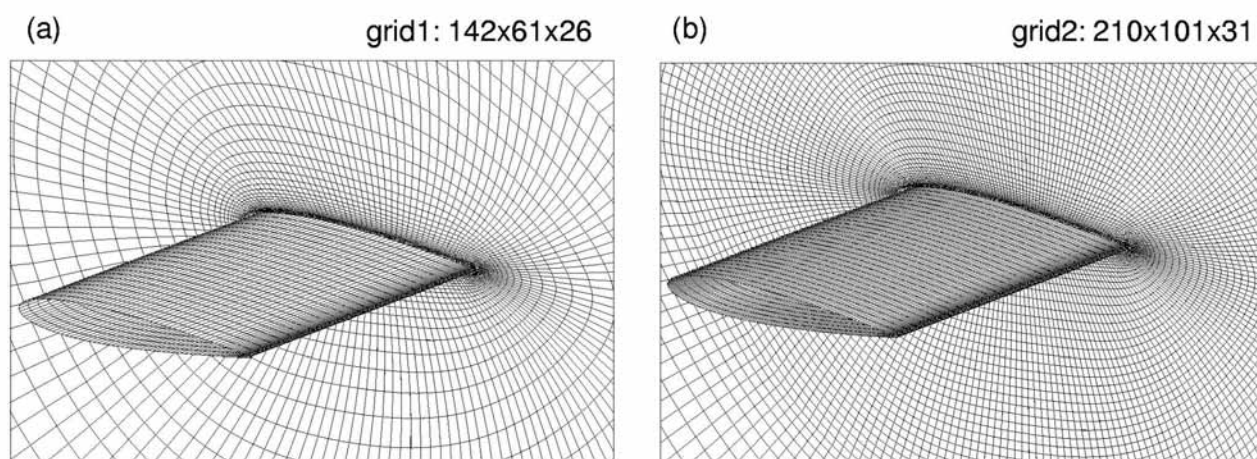


Рис. 1. Фрагменты "грубой" (a) и "мелкой" (b) сеток, использовавшихся для МОВ профиля NACA 0012

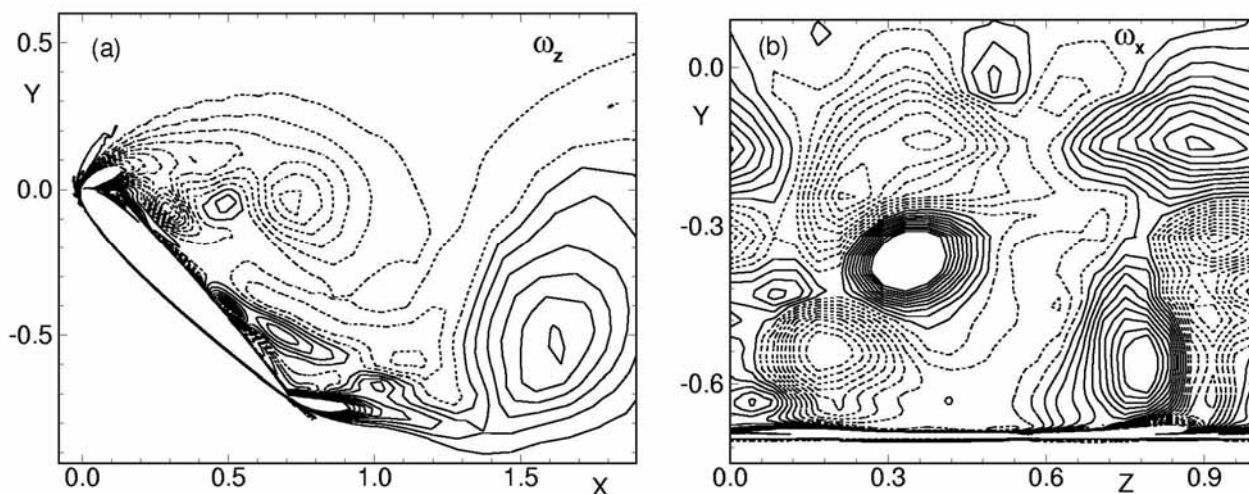


Рис. 2. Мгновенные картины поперечной (a) и продольной (b) составляющих завихренности при обтекании профиля NACA 0012 под углом атаки 45°

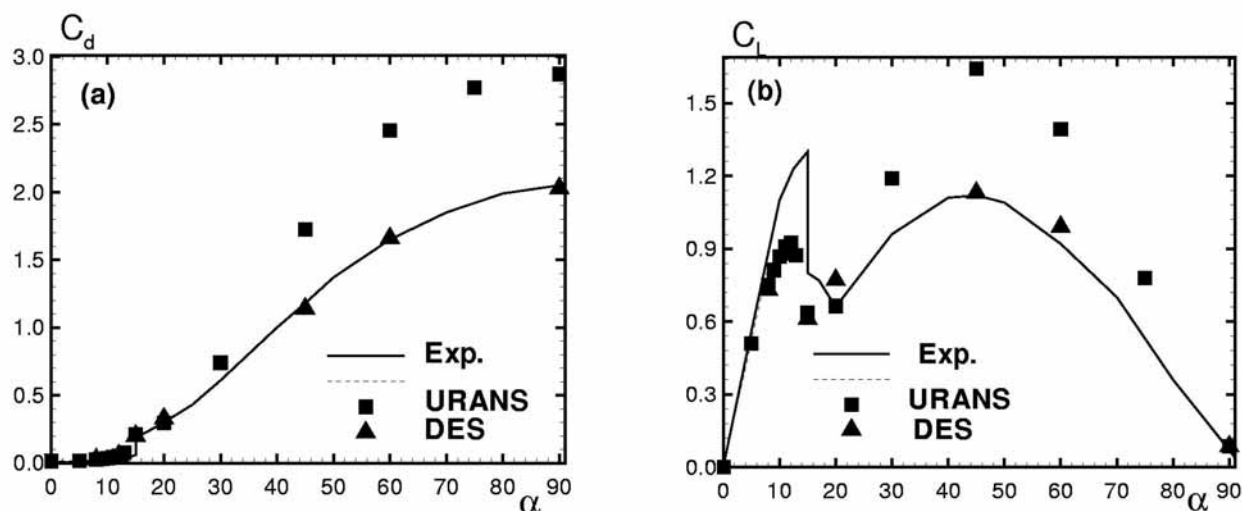


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по зависимости коэффициентов сопротивления (a) и подъемной силы (b) от угла атаки для профиля NACA 0012

Рисунок 2 иллюстрирует общую структуру потока при одном из рассмотренных углов атаки (45°). Она характеризуется наличием существенно трехмерной (с интенсивными продольными вихрями) обширной отрывной зоны над верхней поверхностью профиля и гладким безотрывным обтеканием его нижней поверхности. Следует также обратить внимание на наличие в отрывной зоне “хаотичных” мелких вихрей с размерами порядка размеров сетки, что является типичным для расчетов в рамках метода МКВ.

Наконец, рис.3 демонстрирует прекрасное согласование результатов МОВ с экспериментальными данными по подъемной силе и сопротивлению профиля в широком (от 0 до 90°) диапазоне изменения угла атаки (расчетные значения сил определены путем осреднения по координате z и по времени соответствующих локальных мгновенных значений, полученных методом МОВ). Отметим также, что использование для расчета обтекания профиля нестационарных уравнений Рейнольдса (соответствующие расчетные данные также представлены на рис.3) приводит к недопустимо большим ошибкам в определении подъемной силы

и сопротивления при углах атаки, превышающих примерно 20° , то есть для режимов течения с обширной отрывной зоной.

Обтекание кругового цилиндра. Изучению данного течения посвящено огромное число экспериментальных исследований (см., например, целиком посвященную этому вопросу монографию [7]). В связи с этим оно является идеальным и в то же время исключительно сложным тестом для оценки возможностей различных подходов, претендующих на расчет течений с обширным отрывом при высоких числах Рейнольдса. Ниже приводятся некоторые результаты, полученные при моделировании этого течения методом МОВ в работе [8] (см. также обзор [6]). В ней рассмотрены как докритические режимы обтекания, соответствующие отрыву ламинарного пограничного слоя и переходу к турбулентности в оторвавшемся слое смешения, так и закритические – соответствующие отрыву турбулентного пограничного слоя. В первом случае для описания перехода использовался подход, предложенный для описания аналогичных течений в рамках уравнений Рейнольдса [9]. Во втором случае во внешнем потоке задавался достаточно высокий уровень турбулентной вязкости (ν_t/ν порядка 1), гарантирующий быструю турбулизацию пограничного слоя и, следовательно, реализацию закритического режима обтекания независимо от рассматриваемого числа Рейнольдса. Такой подход основывается на том, что при обтекании цилиндра число Рейнольдса сказывается, главным образом, на типе течения и не оказывает существенного влияния на характеристики потока в пределах того или иного типа [7]. Очевидно, что при этом исключается из рассмотрения ряд промежуточных режимов обтекания цилиндра, характеризующихся весьма разнообразной и сложной структурой потока, например, устойчивыми асимметричными состояниями с ламинарным отрывом от одной и турбулентным – от другой стороны поверхности цилиндра [7]. Однако вплоть до настоящего времени в литературе отсутствуют примеры достаточно точного расчета не только

этих (промежуточных), но и двух определенных выше предельных режимов обтекания и, как отмечается в работе [10], посвященной МКВ докритического обтекания цилиндра при числе Рейнольдса 140000, успешное решение этой задачи может рассматриваться как “входной билет в мир реальных приложений МКВ”.

На рис.4 представлена геометрия расчетной области и структура сетки, использовавшиеся при проведении расчетов (размер области в направлении нормали к плоскости рисунка равен двум диаметрам цилиндра, и на соответствующих границах использовались условия периодичности). Некоторые результаты расчетов, иллюстрирующие возможности МОВ применительно к рассматриваемому течению представлены на рис.5-10.

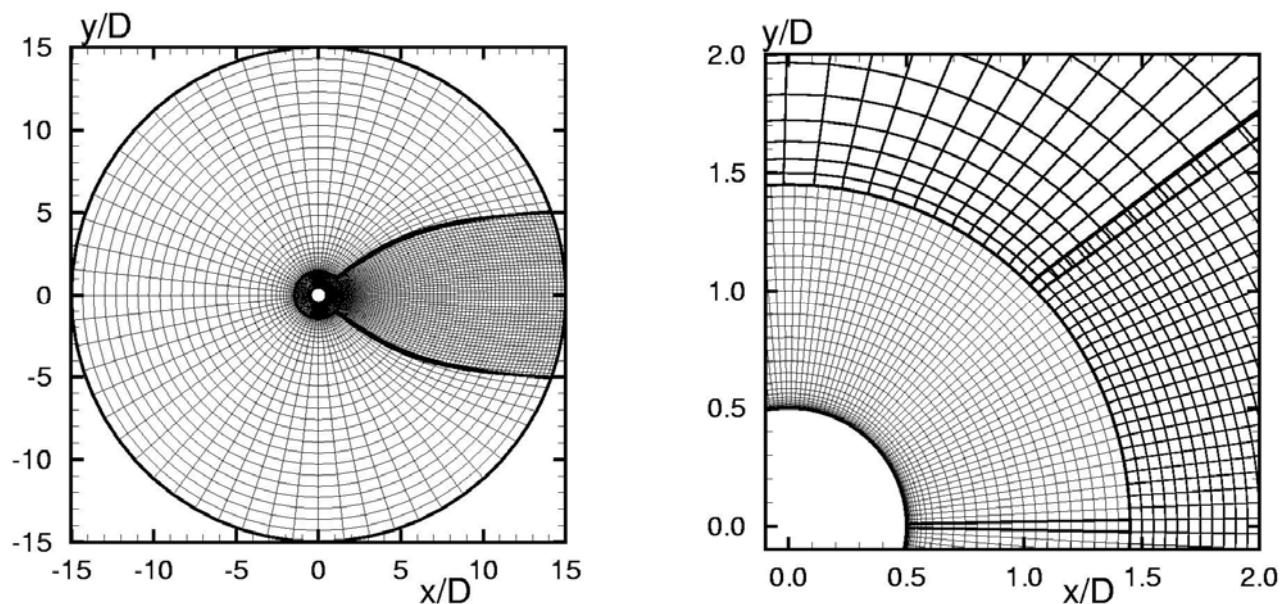


Рис. 4. Конфигурация расчетной области и структура трехблочной сетки, использовавшихся при МОВ цилиндра



Рис. 5. Мгновенная картина докритического обтекания цилиндра при числе Рейнольдса 50,000 (изоповерхность величины “закрутки” $\lambda=0.5$)

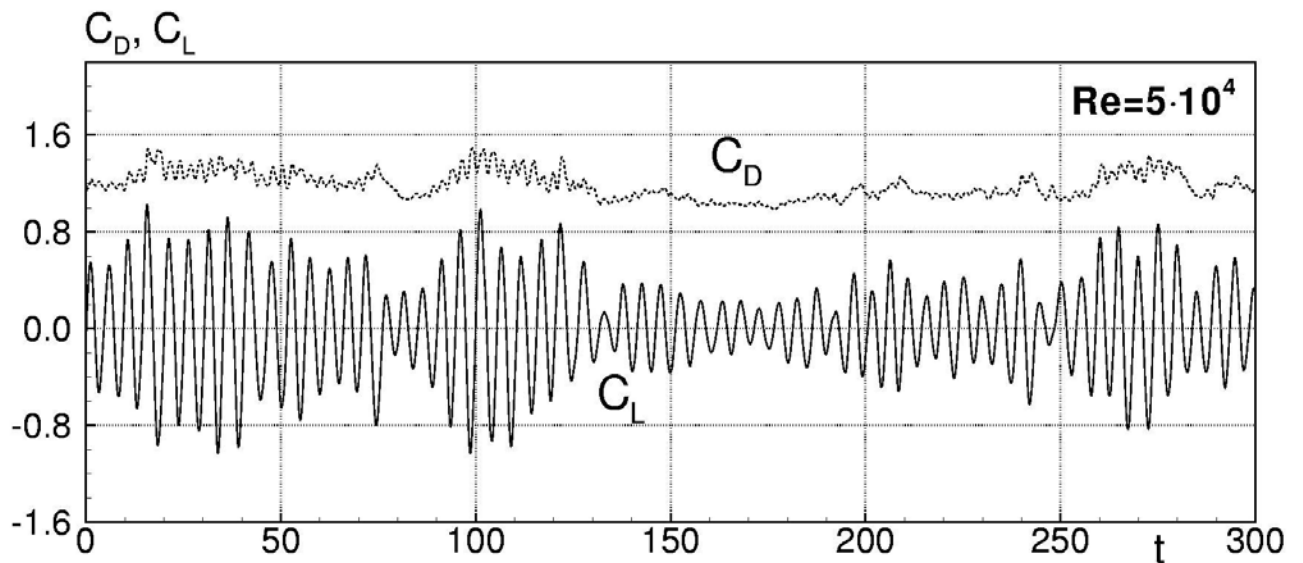


Рис. 6. Зависимость от времени коэффициентов сопротивления и подъемной силы цилиндра при докритическом режиме обтекания

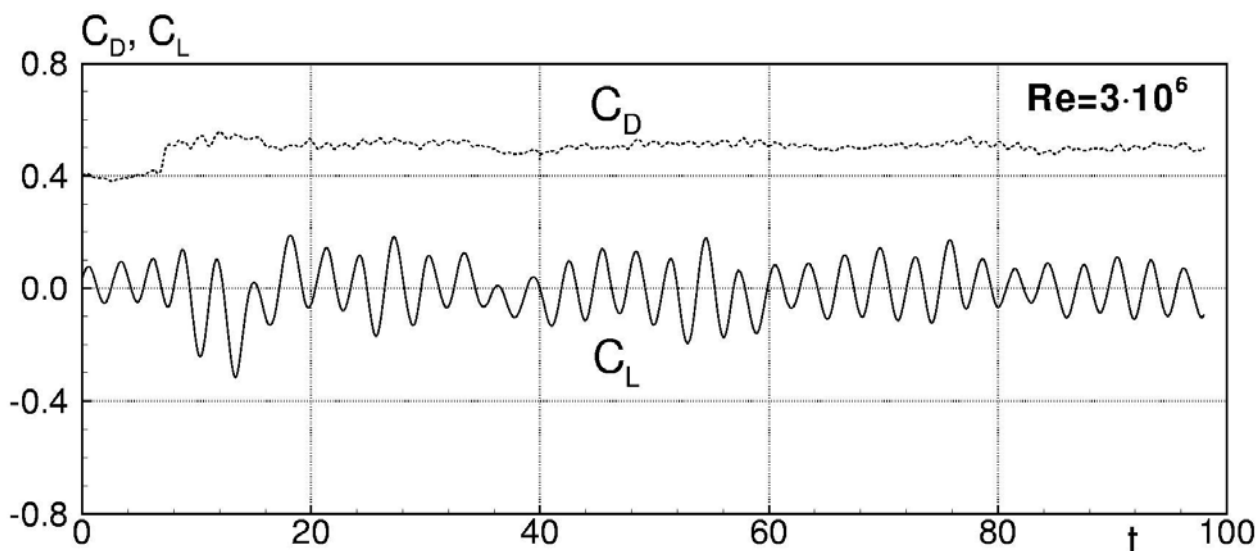


Рис. 7. Зависимость от времени коэффициентов сопротивления и подъемной силы цилиндра при закритическом режиме обтекания

В частности, рис.5 дает наглядное представление о вихревой структуре следа за цилиндром при докритическом режиме обтекания. Так же как и при рассмотренном выше обтекании профиля под большими углами атаки, характерной особенностью следа является наличие как поперечных (дорожка Кармана), так и достаточно интенсивных продольных вихрей, что находится в полном соответствии с известными из литературы экспериментальными данными [11,12], а также с результатами расчетов обтекания цилиндра методом МКВ. Следует также отметить, что в области присоединенного течения, где метода МОВ функционирует в режиме уравнений Рейнольдса, полученное решение является достаточно гладким и практически двумерным (лишь незначительно изменяется в направлении перпендикулярном набегающему потоку).

На рис.6, 7 представлены зависимости от времени осредненной по z силы сопротивления и подъемной силы цилиндра при до- и сверхкритическом режиме обтекания. Характерной особенностью этих зависимостей является хаотическая низкочастотная модуляция основного сигнала. Этот факт отмечается как в экспериментальных исследованиях

гидродинамики плохообтекаемых тел, вообще, и цилиндра, в частности, так и в работах, посвященных прямому численному моделированию течений такого типа. Следует отметить, что с вычислительной точки зрения данное обстоятельство является весьма неблагоприятным, так как вследствие хаотического характера решения для получения достаточно точной статистической информации о характеристиках осредненного течения расчет (с последующим осреднением) должен проводиться в течение длинных (порядка $200 \cdot (L/U_\infty)$) временных интервалов.

На рис.8 показан расчетный спектр разрешенной кинетической энергии турбулентности. Из него ясно видно, что этот спектр содержит достаточно протяженный инерционный диапазон (участок «закона $-5/3$ »). Это свидетельствует о том, что используемый при проведении расчетов численный метод (противопоточная разностная схема), вопреки достаточно широко распространенному мнению, обладает вполне приемлемой численной диссипацией. С методической точки зрения этот результат является весьма важным, поскольку применение для МОВ низко-диссипативных центрально-разностных схем, обычно используемых при проведении расчетов методом МКВ, невозможно из-за их неустойчивости при решении уравнений Рейнольдса.

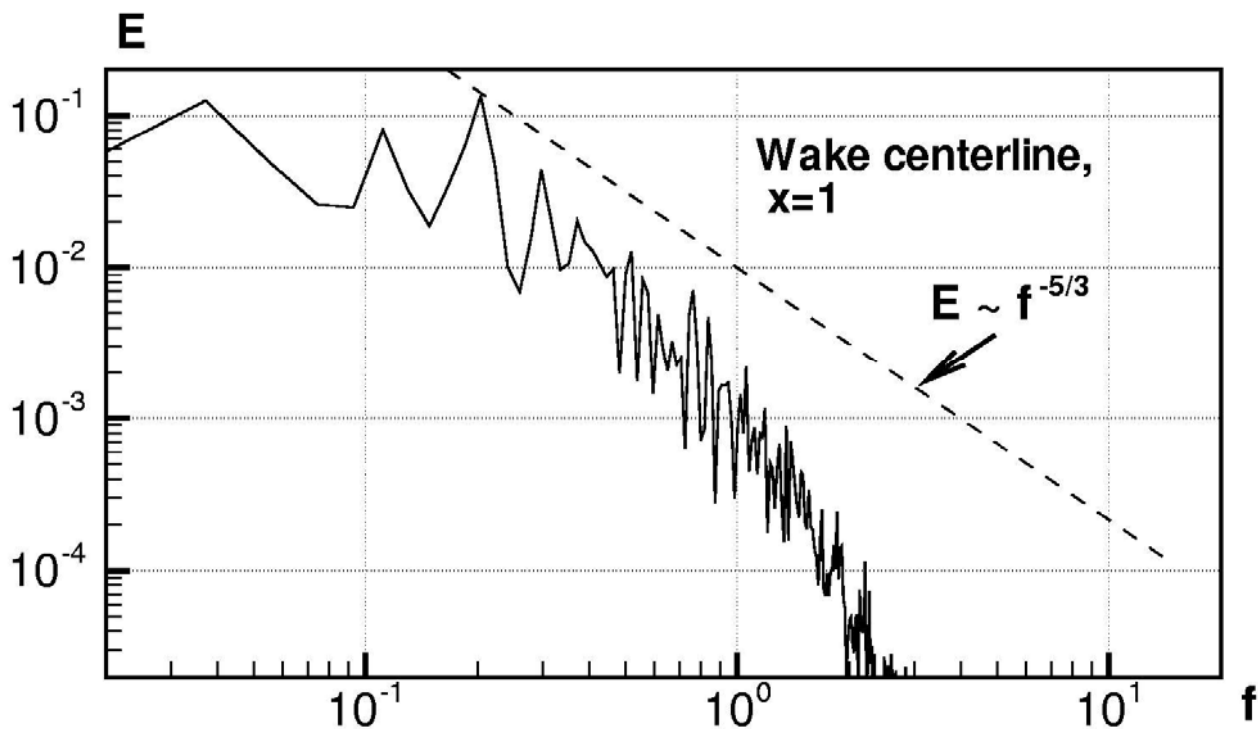


Рис. 8. Спектр "разрешенной" кинетической энергии турбулентности в точке $x/D=1$ на плоскости симметрии следа, полученный методом МОВ для докритического обтекания цилиндра при числе Рейнольдса 50,000

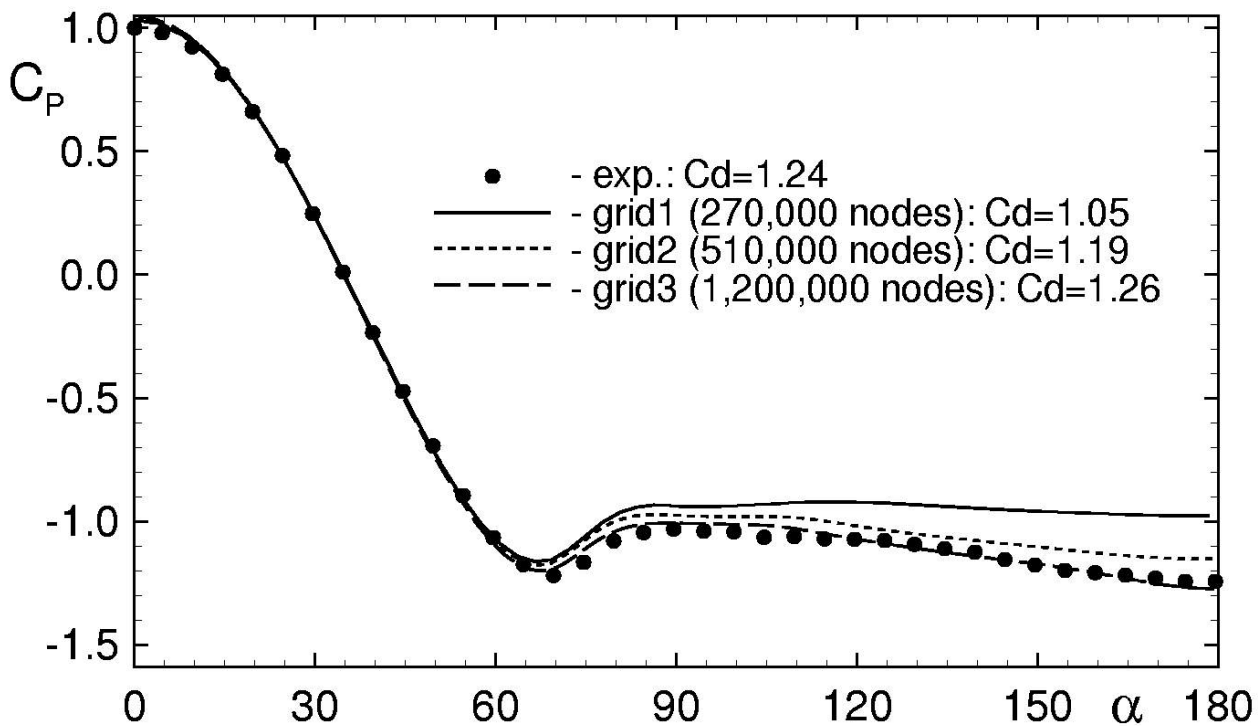


Рис. 9. Влияние размеров сетки на результаты МОВ при докритическом обтекании цилиндра (число Рейнольдса 50,000) и сравнение расчетных распределений давления с экспериментом

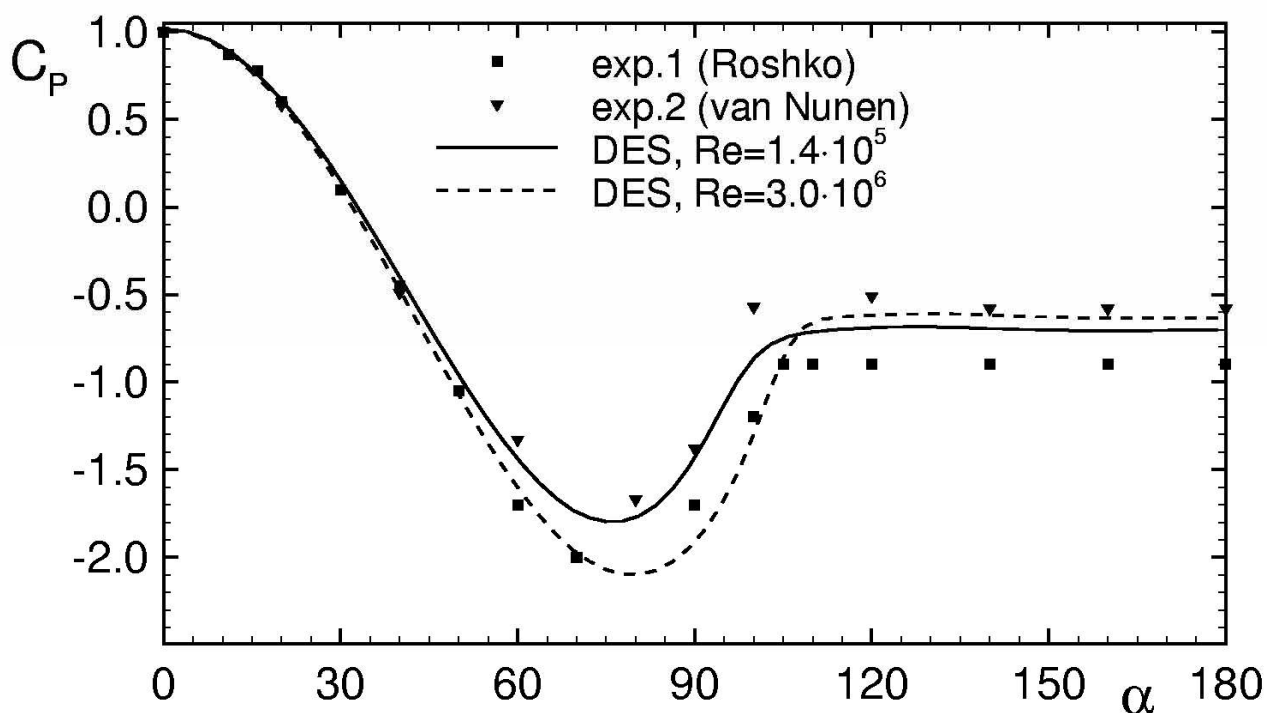


Рис. 10. Сравнение расчетных распределений давления с экспериментом для закритических режимов обтекания цилиндра

Сравнение результатов расчетов обтекания цилиндра методом МОВ с экспериментальными данными [11-13] представлено на рис.9, 10 (рис.9 иллюстрирует также влияние на результаты расчетов размеров используемой сетки). Эти и другие результаты сравнения расчетов с экспериментом, более подробно представленные в [6, 8], свидетельствуют о том, что метод МОВ, по крайней мере, не уступает по точности классическому методу МКВ (см., например, [10]) при значительно (на порядки) меньших вычислительных затратах.

Применение МОВ для решения сложных практических задач. Приведенные выше примеры применения метода МОВ для расчета классических аэродинамических течений (обтекание крылового профиля и цилиндра) достаточно убедительно свидетельствуют о его принципиальных преимуществах перед уравнениями Рейнольдса, с одной стороны, и перед методом МКВ – с другой, и тем самым, обосновывают возможность и целесообразность применения МОВ при решении сложных прикладных

задач, связанных с расчетом отрывных турбулентных течений. В данном разделе это иллюстрируется рядом конкретных примеров.

Обтекание модели шасси самолета [14]. Интерес к этому течению связан с необходимостью получения достаточно точных данных о сопротивлении, создаваемом шасси при взлете и посадке самолета. Не менее важным с практической точки зрения является получение детальной информации о структуре и о пульсационных характеристиках течения, возникающего при обтекании шасси, знание которых необходимо для оценки уровня производимого при этом шума.

На рис.11 показана геометрия шасси, а на рис.12 - некоторые элементы использовавшейся при проведении расчетов многоблочной сетки, которые дают представление о ее топологии. Всего эта сетка содержит 13 блоков с общим количеством узлов $\sim 2,200,000$. Расчет проводился в рамках модели несжимаемой жидкости при числе Рейнольдса, построенном по диаметру колеса, равном 10^5 .

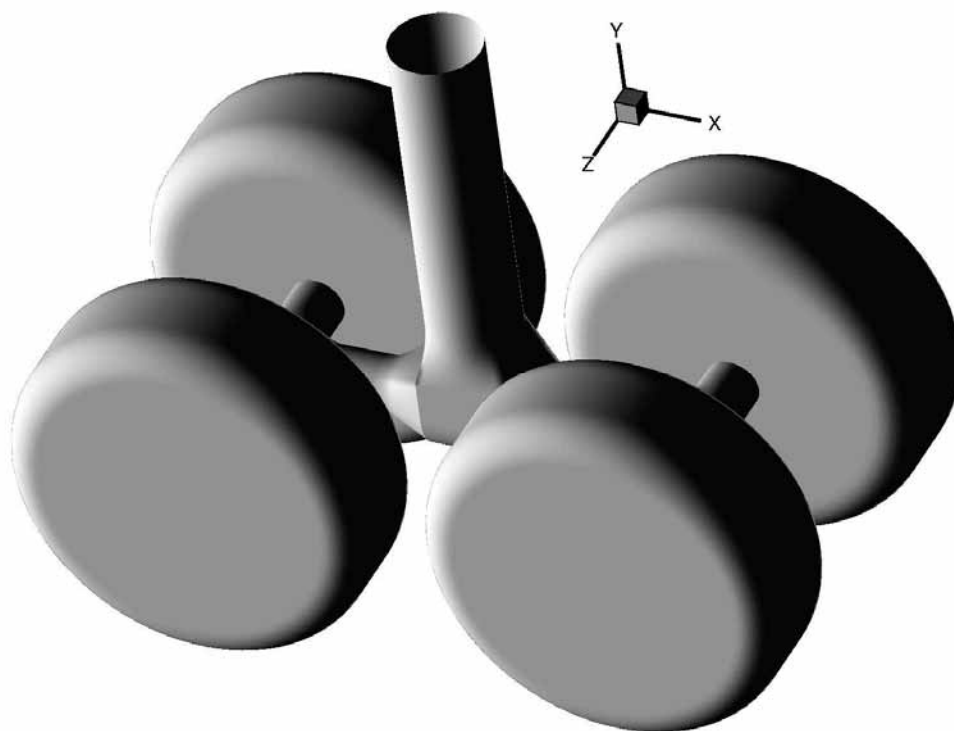


Рис. 11. Геометрия модели шасси самолета

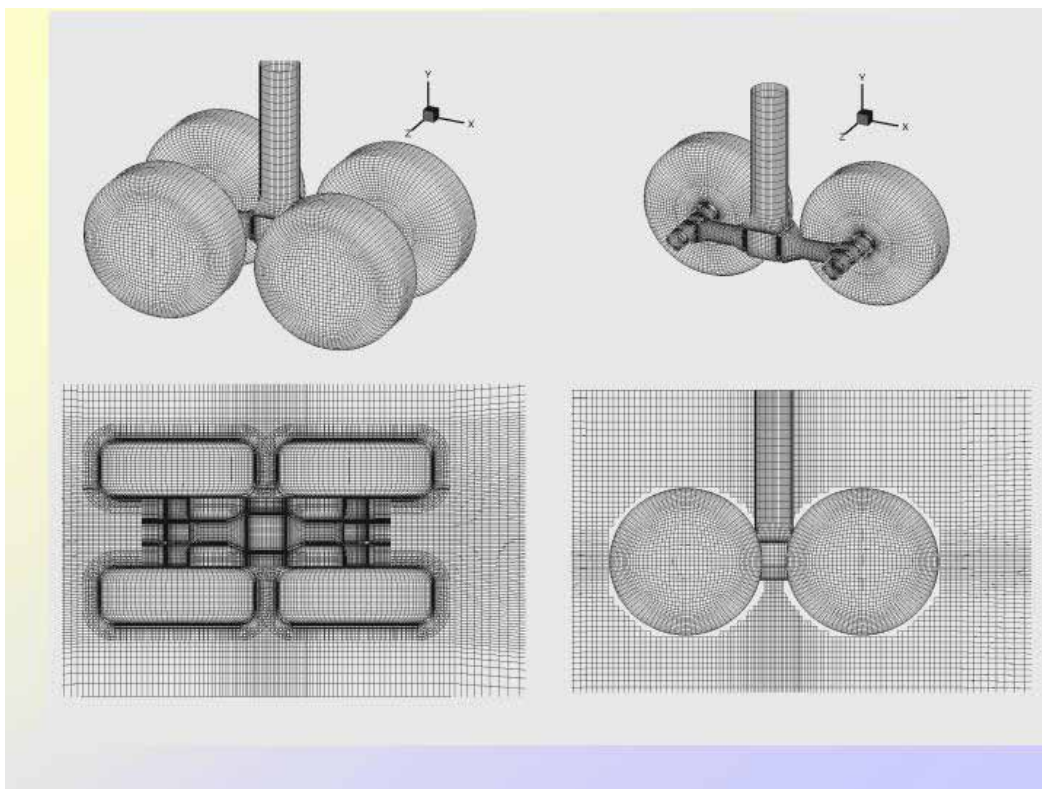


Рис. 12. Фрагменты многоблочной сетки, использовавшейся при расчете обтекания модели шасси

Рисунок 13 иллюстрирует сложную структуру течения, возникающего при обтекании шасси. Оно характеризуется полным отсутствием симметрии, сложным взаимодействием потоков вокруг отдельных элементов конструкции и наличием в следе достаточно мелких турбулентных вихрей.

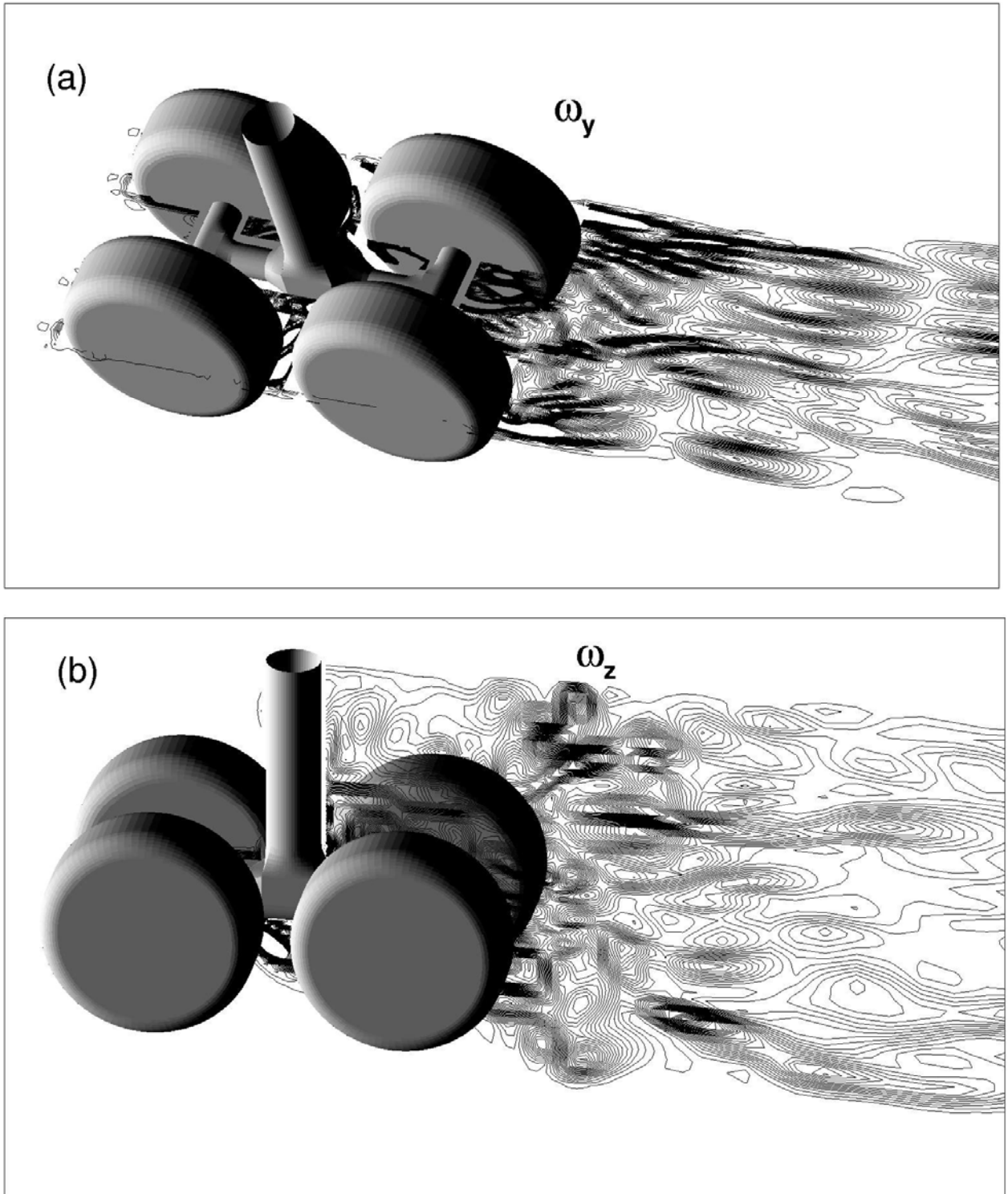


Рис. 13. Мгновенные картины составляющих завихренности в горизонтальной плоскости симметрии колес (a) и в вертикальной плоскости симметрии шасси (b)

Наконец на рис.14 представлены зависимости от времени действующих на шасси сил (он свидетельствует о существенной нестационарности течения) а рис.15 демонстрирует степень согласия результатов расчетов с экспериментом.

Обтекание взлетно-посадочной полосы [6]. Данная задача возникла в связи с опасениями относительно безопасности эксплуатации взлетно-посадочной полосы в поселке Фунчал на острове Мадейра (Португалия). Эти опасения были обусловлены тем, что с учетом специфики рельефа местности, на которой расположена полоса (см. фото на рис.16 и схему расчетной области и основные размеры сооружения на рис.17), при боковом ветре с океана над ней может образовываться отрывная зона с существенно нестационарными характеристиками потока, что, естественно, значительно усложняет взлет и посадку самолетов.

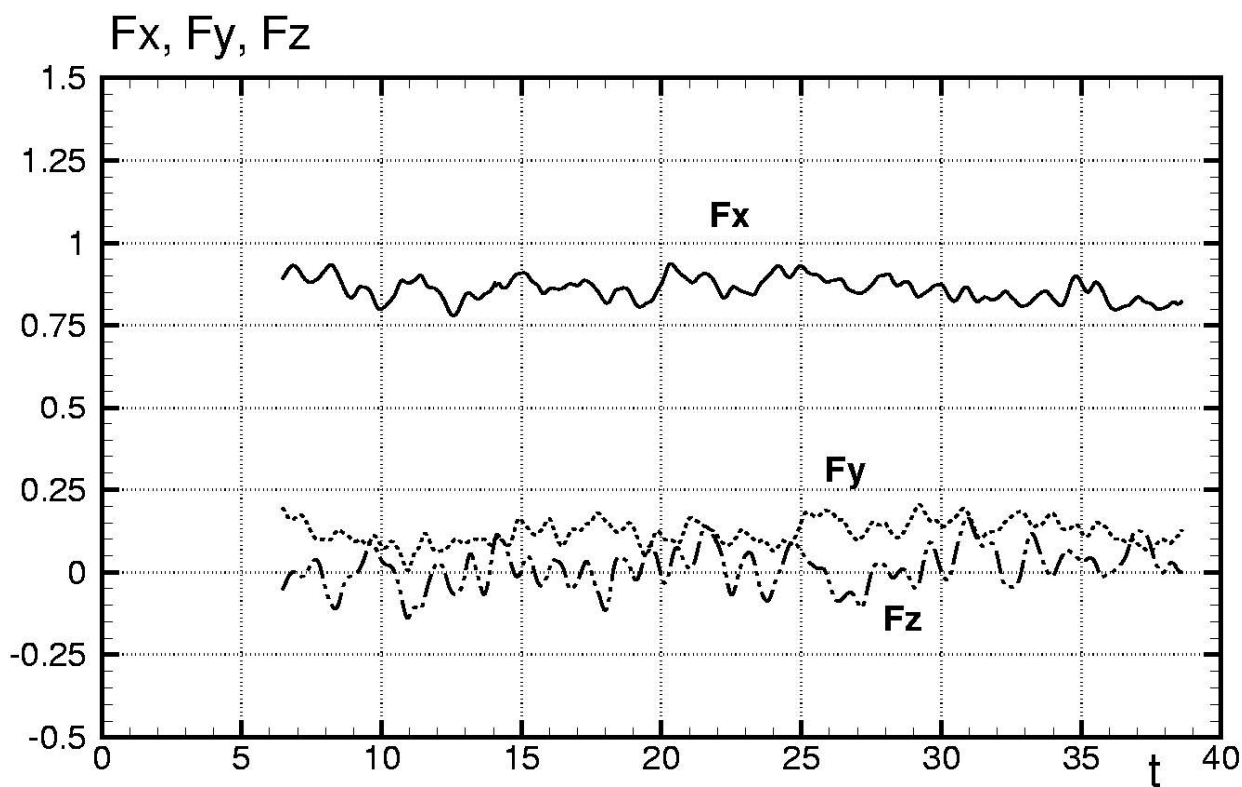


Рис. 14. Зависимости от времени трех составляющих силы, действующей на шасси

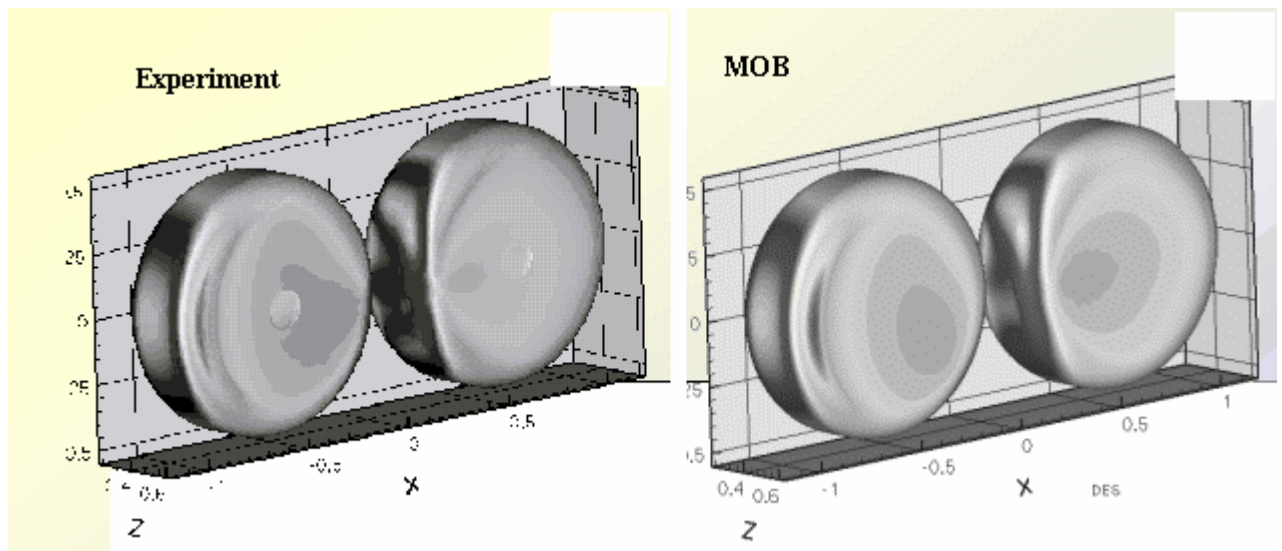


Рис. 15. Сравнение расчетных и экспериментальных распределений давления по поверхности шасси



Рис. 16. Фотография строительства взлетно-посадочной полосы аэропорта Санта Катарина (о. Мадейра, Португалия)

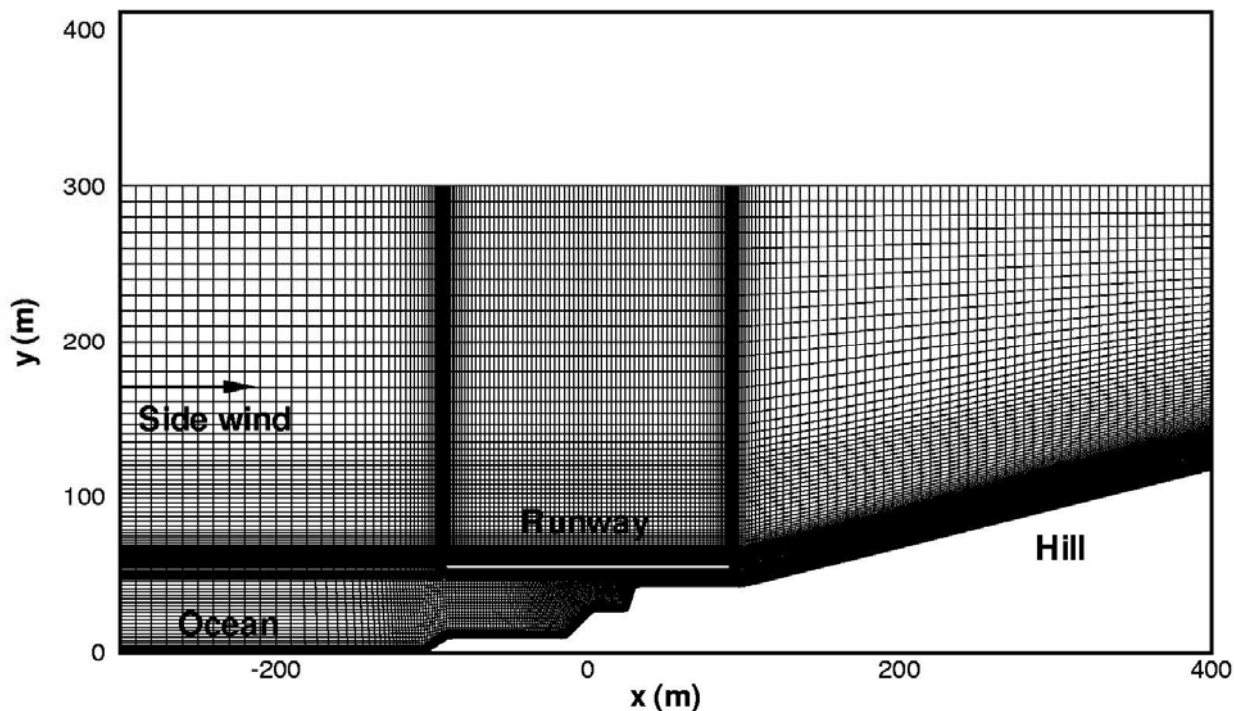


Рис. 17. Схема расчетной области и сетка, использовавшиеся при моделировании индуцированного боковым ветром потока у взлетной полосы

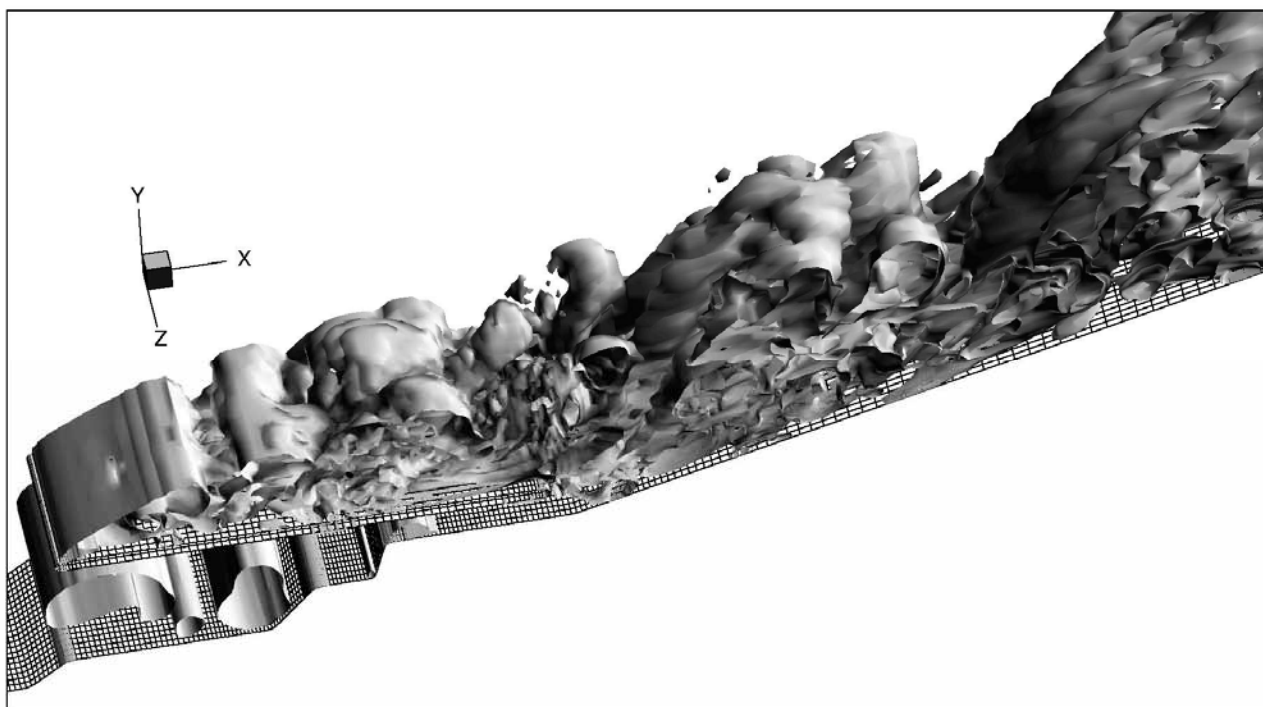


Рис. 18. Мгновенная картина обтекания взлетной полосы (изоповерхность величины “закрутки” $\lambda=1.0$)

К сожалению, результаты расчетов обтекания полосы, полученные с помощью метода МОВ, полностью подтвердили имевшие место опасения.

Как видно из рис.18, согласно расчетам, над полосой действительно образуется обширная отрывная зона с интенсивными поперечными и продольными вихрями, характерными для обтекания пластины под большими углами атаки. Это очевидно связано с наличием узкого участка в зазоре между полосой и поверхностью холма на побережье (см. рис.16, 17). В силу высокого сопротивления этого участка, поток ветра, набегаящий на полосу слева, отклоняется вверх и обтекает ее не в горизонтальном направлении, как это имело бы место при отсутствии холма, а под углом около 15° , что, естественно, приводит к отрыву потока от поверхности полосы.

Наибольший практический интерес в рассматриваемом случае представляют количественные данные о силе порывов ветра, связанных с нестационарностью движения воздуха в отрывной зоне над полосой. На рис.19 приведены полученные в результате статистической обработки мгновенных картин течения вертикальные распределения средней, максимальной и минимальной скорости ветра в направлении параллельном полосе в ее центре. Как видно из этого рисунка, профиль средней скорости над полосой оказывается существенно неоднородным, а сила порывов ветра может достигать 100% от его средней скорости.

Следует отметить, что описанное исследование имело вполне определенные практические последствия: в настоящее время предельная скорость ветра, установленная для данной взлетно-посадочной полосы, значительно ниже предельных скоростей для аналогичных полос, расположенных на равнине на уровне земли.

Обтекание истребителя F-15 и тормозного парашюта транспортного самолета C-130 [15, 16]. Эти два течения представляют собой наиболее сложные из известных примеров применения метода МОВ. Результаты расчетов (см. рис.20, 21), любезно предоставленные авторам статьи J. Forsythe'ом, получены с помощью коммерческой CFD-программы

SOBALT [17]. В этой программе МОВ впервые реализован на неструктурированных сетках, что, собственно, и позволило провести расчеты течений со столь сложной геометрией.

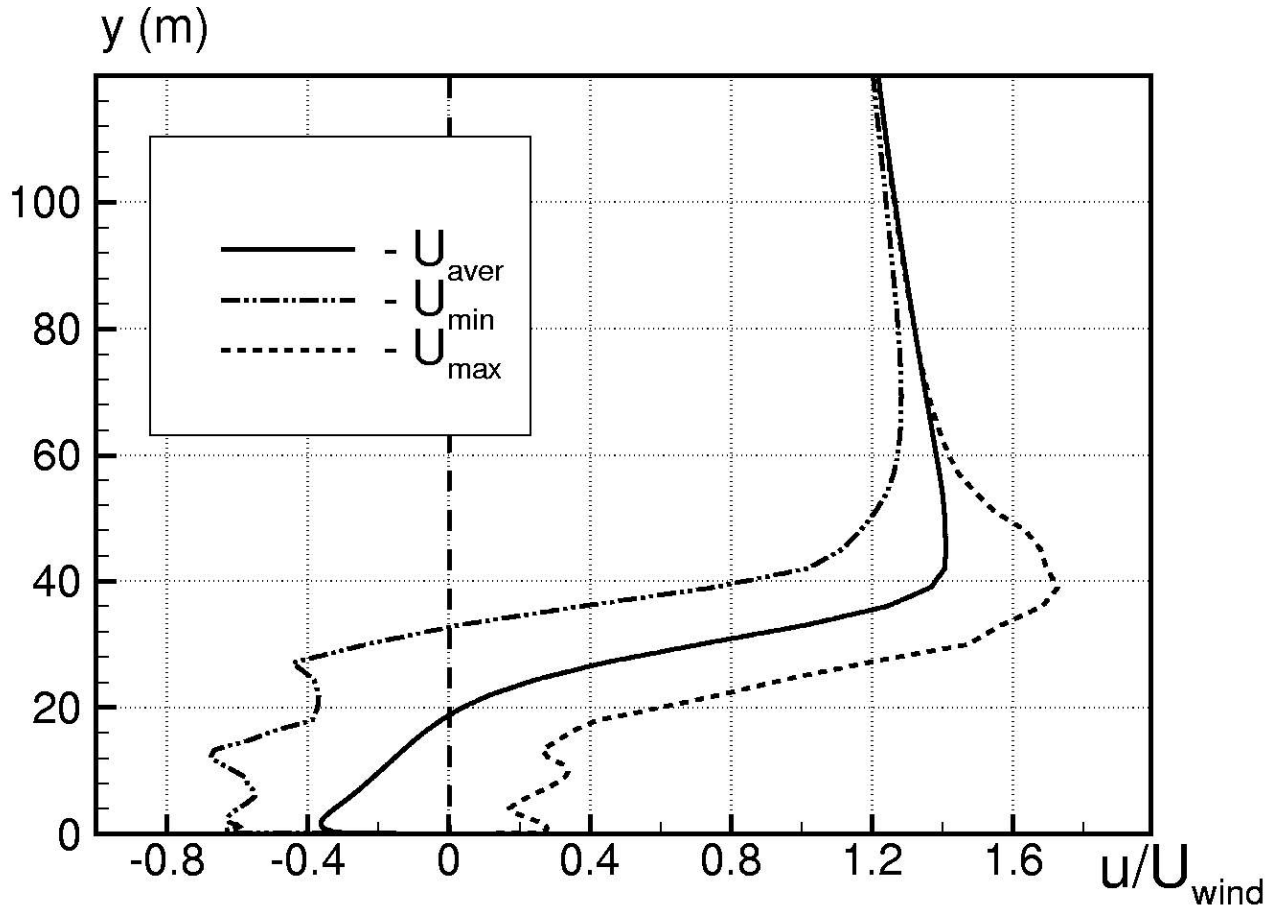


Рис. 19. Профили максимальной, минимальной и средней величин продольной скорости в плоскости симметрии взлетной полосы

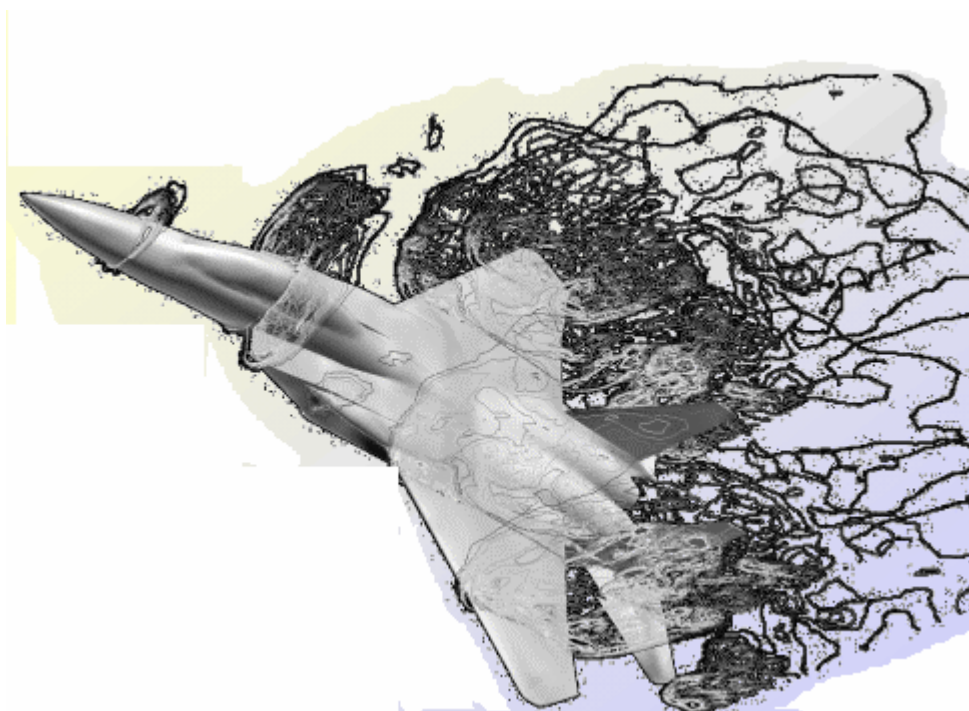


Рис. 20. Визуализация результатов расчетов обтекания истребителя F-15, полученных в [15] с помощью метода МОВ.

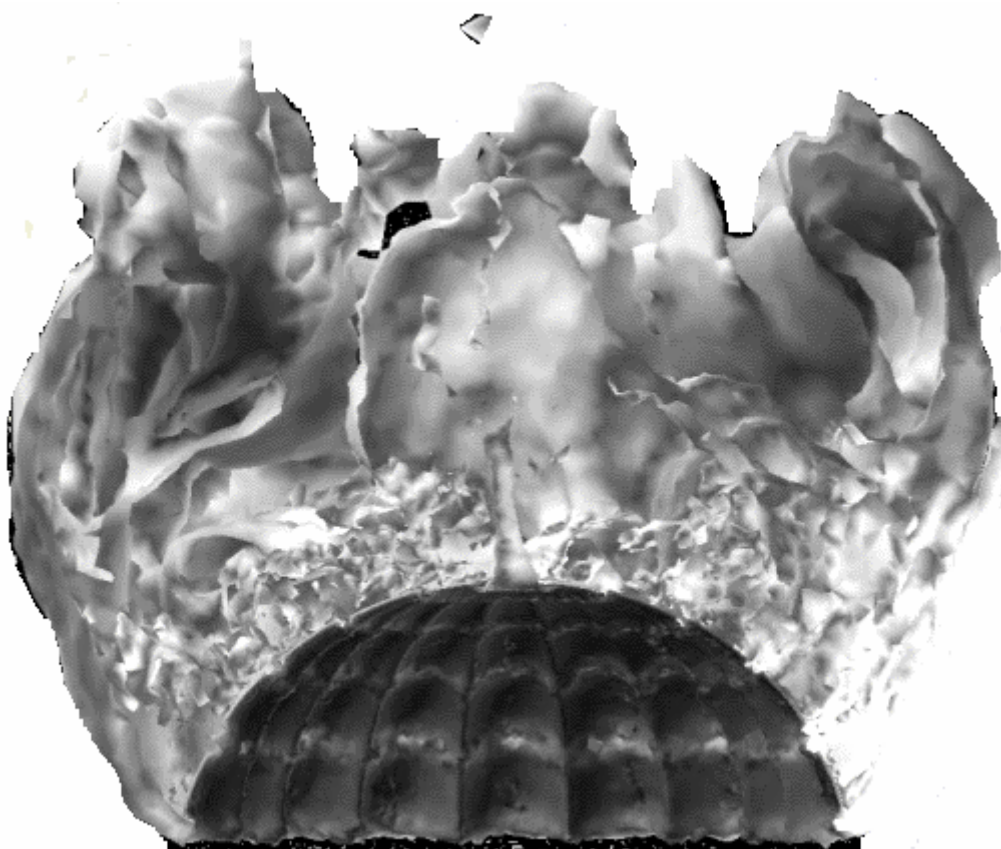


Рис. 21. Визуализация результатов расчетов обтекания тормозного парашюта, полученных в [16] с помощью метода МОВ.

Заключение

Приведенные в данной работе примеры применения метода МОВ достаточно убедительно свидетельствуют о его исключительно широких возможностях. Так, уже сегодня МОВ позволяет с высокой точностью рассчитывать сложные отрывные течения при высоких числах Рейнольдса, применение для которых метода МКВ по общепризнанным в настоящее время оценкам [17] станет возможным не ранее чем через 40-50 лет. Это не означает, конечно, что МОВ решает все проблемы и является готовым инструментом для решения широкого круга инженерных задач, связанных с отрывом потока. Для этого предстоит еще решить ряд методических вопросов и, прежде всего, разработать методы построения и рациональные критерии оценки качества сеток для МОВ. Наряду с этим, не совсем ясными остаются вопросы об адекватности МОВ в области перехода от уравнений Рейнольдса к методу МКВ (так называемая “серая” область [8]) и о рациональных способах задания входных граничных условий для МОВ в тех случаях, когда параметры турбулентности на входе оказывают существенное влияние на течение в отрывной области потока (эта проблема является общей для МОВ и МКВ). Поэтому исследования, направленные на более глубокое осмысление МОВ и на решение чисто технических вопросов, связанных с его практическим использованием, продолжаются.

Литература

1. Spalart, P.R., Jou, W.-H., Strelets, M., and Allmaras, S.R. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid, RANS/LES approach. In Liu, C. and Liu, Z. (eds) Advances in DNS/LES, Proceedings of 1st AFOSR International Conference on DNS/LES, Ruston, LA, August, 4-8, Greyden Press, Columbus, OH, 1997, pp. 137-147.
2. Spalart, P.R., and Allmaras, S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. Rech. Aerospatale, V.1, 1994, pp.5-21.
3. Travin, A., Shur, M., Strelets, M., and Spalart, P.R. Physical and numerical upgrades in the Detached-Eddy Simulation of complex turbulent flows, Fluid Mechanics and its Applications, **65**, 2002, Advances in LES of Complex Flows, Proc. of EUROMECH Colloquium 412, pp. 239-254, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht / Boston/ London.
4. Menter, F. Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. AIAA Paper 1993-2906.
5. Shur, M., Spalart, P.R., Strelets, M., Travin, A. Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. In: Rodi, W. and Laurence, D. (eds). 4 th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, Corsica, May 24-26, Elsevier, Amsterdam, 1999, pp.669-678.
6. Strelets, M., Detached Eddy Simulation of massively Separated Flows. AIAA-Paper 2001-0879.
7. Zdravkovich, M.M. Flow around Circular Cylinders. Oxford University Press, Oxford, 1997.
8. Travin, A., Shur, M., Strelets, M., Spalart, P. Detached-Eddy Simulation Past a Circular Cylinder. J. Flow Turbulence and Combustion, V.63, 1999, pp.393-313.
9. Shur, M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.Kh., Travin, A.K. Navier-Stokes simulation of shedding turbulent flow past a circular cylinder and a cylinder with a backward splitter plate. In: Desideri, G.A., Hirsch, C., Le Tallec, P., Pandolfi, M.,

and Periaux, J. (eds) Third ECCOMAS CFD Conference, Paris, September. John Wiley & Sons, Chichester, 1996, pp.676-682.

10. Breuer, M. A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number circular cylinder flow. *International J. of Heat and Fluid Flow*, V. 21, 2000, pp.648-654.

11. Cantwell, B. and Coles, D. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mechanics*, v.136, 1983, pp.321-374.

12. Roshko, A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* V.10, No.3, 1961, pp.345-356.

13. Van Nuen, J.W.J. Pressure and forces on a circular cylinder in a cross flow at high Reynolds numbers. In: Naudascher, E. (ed.), *Flow induced Structural Vibrations*. Springer-Verlag, Berlin, 1974, pp. 748-754.

14. Hedges, L.S., Travin, A., Spalart, P.R. Detached-eddy simulations over a simplified landing gear. *J. Fluids Engineering*, 2002, v.124.

15. Forsythe, J.R., Squires, K.D., Wultzer, K.E., and Spalart, P.R. Detached-Eddy Simulation of Fighter Aircraft at High Alpha. *AIAA Paper – 2002-0591*.

16. Serrano, M., William J. III, Forsythe, J.R., Morton, S.A., Squires, K.D. *Computational Aerodynamics of the C-130 in Airdrop Configurations*. *AIAA Paper 2003-0229*.

17. Strang, W.Z., Tomaro, R.F., Grismer M.J. The defining methods of Cobalt₆₀: implicit unstructured Euler/Navier-Stokes flow solver. *AIAA-Paper 99-0786*.

18. Spalart, P.R. Strategies for turbulence modelling and simulation. In: Rodi, W. and Laurence, D. (eds). *4th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, Corsica, May 24-26, Elsevier, Amsterdam, 1999, pp.3-17.