Санкт-Петербургский Государственный
Политехнический Университет
Институт международных образовательных программ
Кафедра общей физики

Диссертация допущена к защите
Зав. кафедрой, д.т.н., проф.
___________________ Д. Г. Арсеньев
"______"_________________ 2009 г.

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
МАГИСТРА

Тема: ***Исследование возможностей современных моделей турбулентности для расчета взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем при гиперзвуковых режимах течения***

Направление: 150300.68 - Прикладная механика

Программа подготовки: 150300.68.07 - Математическое моделирование механических систем

Выполнил студент гр. 6145/10 __________________ М.С. Грицкевич

Руководитель, к.ф.-м.н. __________________ П. Е. Смирнов

Консультанты:

по вопросам охраны труда доц, к.т.н. __________________ В. В. Монашков

Санкт-Петербург

2009

Оглавление

Список обозначений

$\boldsymbol{U}$ — вектор скорости, [м $с^{-1}$]

$|\boldsymbol{U}|$ — модуль вектора скорости, [м $с^{-1}$]

$U,\ V$ — компоненты вектора скорости, [м $с^{-1}$]

P — давление, [Па]

T — температура, [К]

M — число Маха, [$-$]

ρ — плотность, [кг $м^{-3}$]

h — энтальпия, [Дж $кг^{-1}$]

$\hat{\tau}$ — тензор напряжений, [$м^2$ $с^{-2}$]

$\hat{E}$ — единичный тензор, [$-$]

C_F — коэффициент трения, [$-$]

C_H — число Стэнтона, [$-$]

k — кинетическая энергия турбулентности, [$м^2$ $с^{-2}$]

ω — удельная скорость диссипации турбулентности, [c^{-1}]

μ — динамическая вязкость, [Па с]

λ — коэффициент теплопроводности, [В $м^{-1}$ $К^{-1}$]

C_p — коэффициент теплоемкости при постоянном давлении, [Дж $кг^{-1}$ $К^{-1}$]

M_r — молярная масса, [кг $моль^{-1}$]

R — газовая константа, [Дж $моль^{-1}$ $К^{-1}$]

μ_t — турбулентная вязкость, [Па с]

Tu — интенсивность турбулентности, [$-$]

Re число Рейнольдса, $[-]$

γ показатель адиабаты, $[-]$

y^+ безразмерная координата закона стенки, $[-]$

Нижние индексы:

∞ значение в свободном потоке

tot значения торможения

w значения на стенке

Введение

Наличие скачков уплотнения (ударных волн) и их взаимодействие с вязкими пограничными слоями, формирующимися у обтекаемой поверхности, характерно для широкого круга внешних и внутренних гиперзвуковых потоков. Указанное взаимодействие имеет достаточно сложный характер и во многом определяет эффективность гиперзвуковых летательных аппаратов, так как при этом в пристеночной части потока возникают локальные отрывные зоны, и области повышенных аэродинамических и тепловых нагрузок, что, в свою очередь, приводит к снижению устойчивости летательного аппарата и повышению аэродинамических потерь. Более того, в некоторых случаях данное явление может стать причиной полного разрушения летательного аппарата (Anderson, 1989; Hirschel, 2005).

Типичными примерами течений, в которых может происходить взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем, может служить обтекание крыльев и стабилизаторов летательных аппаратов, их фюзеляжа и элементов управления, а также течения в воздухозаборниках и соплах реактивных двигателей и ряд других важных с практической точки зрения гиперзвуковых течений (Hirschel, 2005). При этом интенсивность взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем определяется как конкретной геометрией рассматриваемого течения, так и его режимными параметрами, прежде всего, числами Маха и Рейнольдса. В частности, последнее определяет режим течения (ламинарный, переходный или турбулентный), от которого в значительной степени зависит характер взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем (в случае турбулентного режима течения данное явление сопровождается существенно более высокими значениями аэродинамических нагрузок). Поскольку в большинстве реальных гиперзвуковых течений ламинарная и переходная область могут занимать значительную часть поверхности летательного аппарата, применительно к таким течениям становится важной проблема определения положения ламинарно-турбулентного перехода на обтекаемой поверхности.

Таким образом, определение аэродинамических и тепловых характеристик гиперзвуковых турбулентных и смешанных (с наличием ламинарных участков) потоков при наличии взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем является важной и актуальной задачей современной аэродинамики, в связи с чем данному вопросу посвящено большое число экспериментальных и расчетно-теоретических исследований.

Экспериментальные исследования рассматриваемого явления проводятся как в аэродинамических и ударных трубах, так и в условиях летных испытаний. Однако в первом случае практически невозможно обеспечить подобие экспериментальных и реальных условий полета (Hirschel, 2005; Roy, et al., 2006; Anderson, 1989), а летные испытания являются чрезвычайно дорогостоящими и недостаточно информативными. Поэтому в последнее время все более важную роль в изучении процессов, сопровождающих взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем, играет так называемый численный эксперимент, возможности которого быстро расширяются по мере развития вычислительной техники и методов вычислительной аэродинамики.

Наиболее общий подход к численному моделированию гиперзвуковых вязких течений базируется на использовании полной системы уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа (прямое численное моделирование), которая адекватно описывает такие течения при произвольных значениях чисел Маха и Рейнольдса. Однако данный подход неприменим для анализа представляющих наибольший практический интерес турбулентных течений, поскольку необходимые для его реализации вычислительные ресурсы находятся далеко за пределами возможностей даже самых мощных современных компьютеров. В связи с этим в настоящее время для описания турбулентных гиперзвуковых течений используются так называемые уравнения Рейнольдса. Эти уравнения получаются из уравнений Навье-Стокса путем их осреднения по времени и, таким образом, позволяют определить осредненные по времени характеристики рассматриваемого течения, которые, как правило, представляют основной практический интерес. Однако в силу нелинейности конвективных членов уравнений Навье-Стокса, в уравнениях Рейнольдса появляются так называемые турбулентные напряжения (напряжения Рейнольдса) и тепловые потоки, связь которых с осредненными параметрами потока определяется в рамках полуэмпирических моделей турбулентности. В силу этого данный подход не может претендовать на универсальность, поскольку построение моделей, позволяющих с достаточной точностью предсказать характеристики любого турбулентного течения очевидно невозможно. В результате, несмотря на то, что в настоящее время предложено огромное количество моделей турбулентности, их реальные возможности при расчете многих типов течений остаются недостаточно изученными. Это объясняется исключительным многообразием турбулентных течений, с одной стороны, и сложностью и трудоемкостью соответствующих численных исследований, с другой. В частотности, несмотря на то, что расчету течений при наличии взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем посвящено огромное количество работ (Roy, et al., 2006), вопрос о реальных возможностях существующих моделей турбулентности применительно к данному классу течений остается по существу открытым. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, каждый расчет, как правило, ограничен одной - двумя конкретными геометриями, что не позволяет сделать однозначных общих выводах об используемой модели турбулентности. Во-вторых, при проведении расчетов, как правило, не уделяется должного внимания исключению или, по крайней мере, минимизации численных погрешностей неизбежно возникающих при решении сложных задач гиперзвуковой аэродинамики (Roy, et al., 2006), в связи с чем полученные результаты не позволяют объективно оценить возможности используемых в расчетах моделей турбулентности.

Еще одним немаловажным аспектом рассматриваемой проблемы является то, что большинство расчетных исследований взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем проведено с использованием так называемых “академических кодов”, то есть CFD программ, как правило, разработанных авторами исследований в университетах и научных организациях. В то же время, при проектировании летательных аппаратов в проектно-конструкторских организациях для проведения расчетов используются коммерческие коды (например, CFX, FLUENT, Star CD и. т. п.), в которых применяются численные методы, существенно отличающиеся от методов, применимых в академических кодах. В связи с этим рекомендации по расчетным сеткам и параметрам вычислительных схем, формулируемые на основе расчетов с помощью академических кодов, являются по существу бесполезными для пользователей коммерческих программ.

Изложенные выше соображения определили цель настоящей работы, которая состоит в проведении систематических численных исследований возможностей нескольких современных моделей турбулентности применительно к расчету ряда канонических сверхзвуковых течений при наличии взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем с использованием коммерческого кода общего назначения ANSYS CFX.

Данная работа построена следующим образом.

В главе 1 обсуждаются вопросы, связанные с физикой явления взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем.

В главе 2 представлено описание канонических тестовых течений, используемых для оценки возможностей рассматриваемых моделей турбулентности, и обсуждаются известные из литературы результаты экспериментальных и расчетных исследований этих течений.

Третья глава посвящена математической постановке рассматриваемых задач. В ней описаны используемые расчетные области и сетки, а также сформулированы граничные условия и кратко представлен численный метод, используемый в ANSYS CFX для решения задач рассматриваемого класса (детали математической постановки, в частности, осредненные по Фавру уравнения Навье-Стокса и рассматриваемые в работе модели турбулентности вынесены в приложение I).

В 4-ой главе подробно обсуждаются результаты выполненных расчетов, а в заключении кратко формулируются выводы и рекомендации, основанные на результатах в главы 4.

1. Явление взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем

В настоящей работе рассматривается два наиболее часто встречающихся типа взаимодействия скачка уплотнения, а именно взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем, вызванное падающим скачком уплотнения (см. рис. 1.1) и взаимодействием с пограничным слоем косого скачка уплотнения, возникающего при сверхзвуковом обтекании «угла сжатия» (см. рис. 1.2).

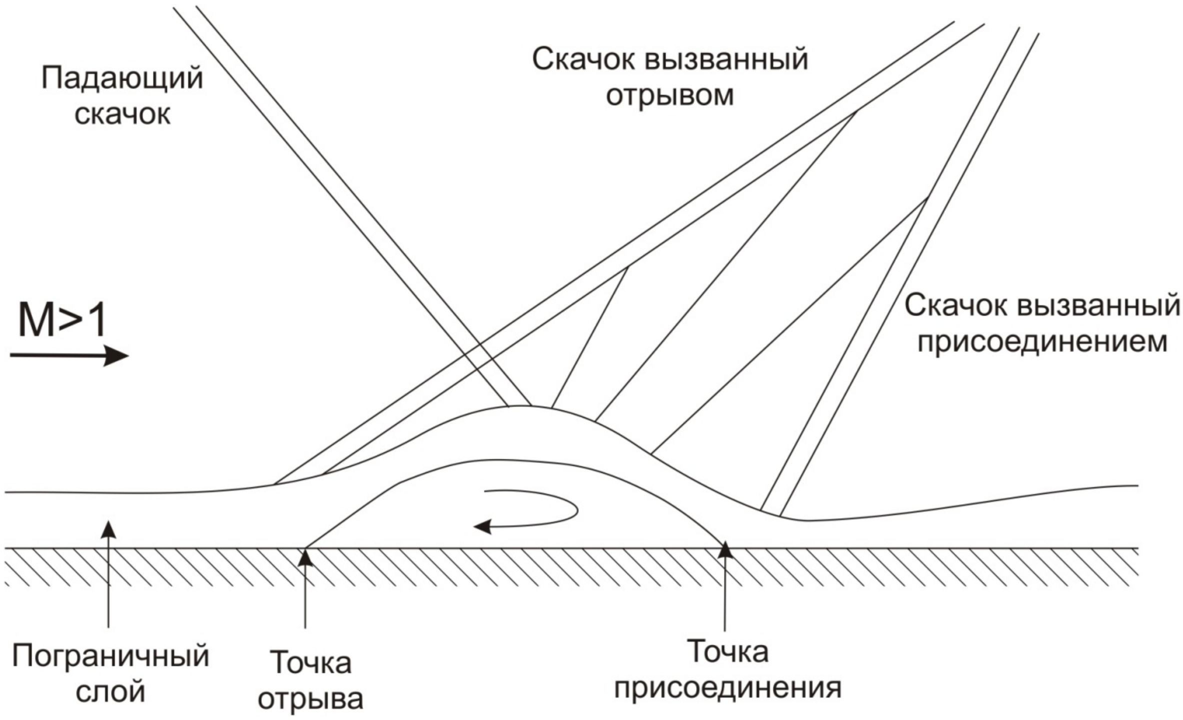


Рис. 1.1. Схема взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине

Особенности первого типа взаимодействия схематично представлены на рисунке 1.1 на примере взаимодействия косого скачка с пластиной. В результате резкого роста давления при переходе через скачок уплотнения происходит отрыв пограничного слоя от поверхности пластины, причем точка отрыва находится выше по течению от точки пересечения падающего скачка с пограничным слоем. Это объясняется тем, что возмущение давления за скачком распространяется вверх по потоку через дозвуковую часть пограничного слоя. В свою очередь, возникновение отрыва пограничного слоя приводит к формированию «угла сжатия», при обтекании которого формируется еще один скачок («скачок уплотнения, вызванный отрывом» - см. рис. 1.1). Далее вниз по потоку неблагоприятный градиент давления уменьшается, оторвавшийся пограничный слой вновь присоединяется к обтекаемой поверхности и начинает утолщаться, в результате чего генерируется третий скачок уплотнения, («скачок уплотнения, вызванным присоединением»). Между этими двумя скачками уплотнения формируется веер волн разрежения («течение Прандтля-Майера»). Отметим также, что в точке присоединения толщина пограничного слоя существенно меньше, а давление больше, чем до начала взаимодействия со скачком, что приводит к значительному росту теплового потока на стенке в окрестности этой точки.

Область между скачками уплотнения вызванными отрывом и присоединением называется областью взаимодействия. Вниз по течению от этой области происходит объединение обоих скачков и формируется обычный отраженный скачок уплотнения, который имел бы место в случае невязкого течения. Зона вниз по течению от области взаимодействия называется областью восстановления. Отметим, что масштаб области взаимодействия и его интенсивность существенно зависят от того является ли течение турбулентным или ламинарным. Поскольку ламинарный пограничный слой более подвержен отрыву, чем турбулентный, то при ламинарном режиме течения отрыв возникает при меньших интенсивностях падающего скачка, а при одинаковых интенсивностях он оказывается более протяженным, чем в случае турбулентного режима течения.

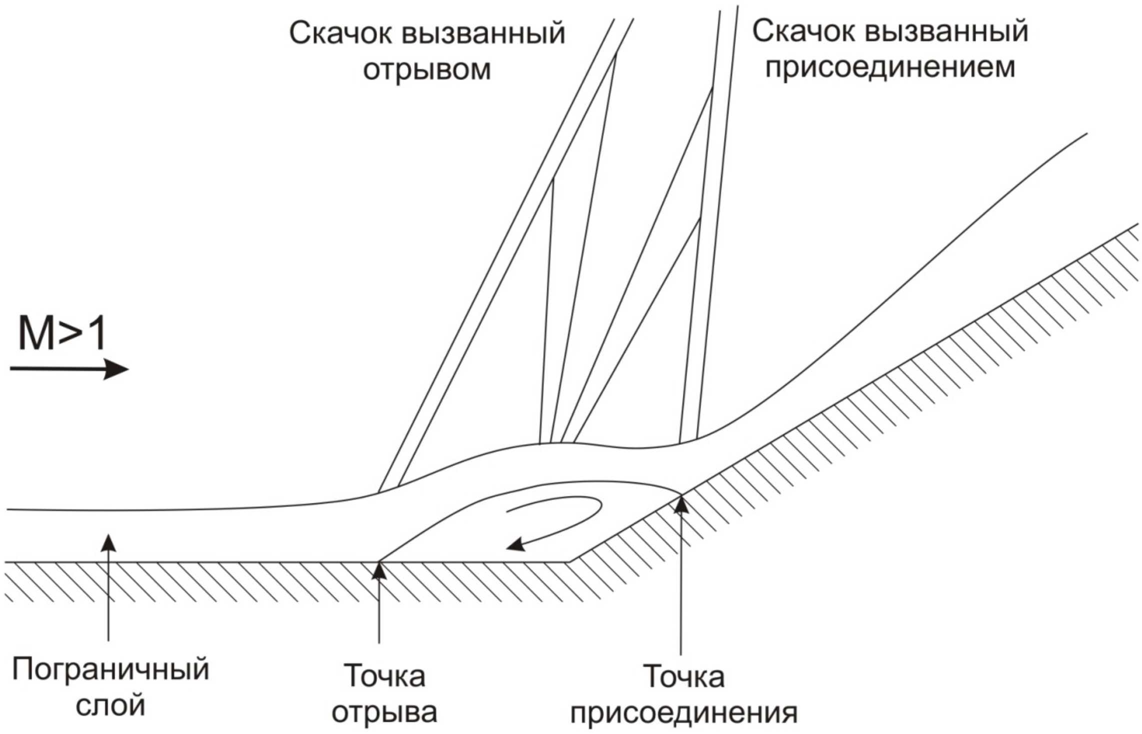


Рис. 1.2. Схема взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем при обтекании «угла сжатия»

Особенности течения в окрестности «угла сжатия» схематически представлены на рисунке 1.2. При невязком сверхзвуковом течении в таком угле формируется косой скачок уплотнения с началом в его вершине и интенсивностью, зависящей от величины угла раствора клина и числа Маха набегающего потока. С другой стороны, в случае вязкого течения, даже при отсутствии скачка, в рассматриваемом случае может возникать локальный отрыв пограничного слоя в окрестности вершины угла. В результате одновременного воздействия обоих факторов при вязком обтекании отрыв происходит при меньших углах, а скачок уплотнения, по причинам, рассмотренным выше, формируется в точке отрыва. В точке присоединения пограничного слоя также как и в предыдущем случае формируется еще один скачок уплотнения, причем в данном случае он имеет большую интенсивность, чем первый, вследствие чего происходит значительное увеличение давления. Поскольку в точке присоединения толщина пограничного слоя мала, а давление велико, в области присоединения пограничного слоя к поверхности происходит значительное повышение аэродинамического нагрева. Как и в случае падающего скачка, между двумя скачками уплотнения, вызванными отрывом и присоединением, формируется веер волн разрежения. Далее вниз по потоку давление постепенно падает и приближается к значению, соответствующему невязкой теории косого скачка уплотнения. Это, а также увеличение толщины пограничного слоя приводит к постепенному уменьшению тепловых потоков к поверхности.

Как уже упоминалось выше, масштаб области взаимодействия и его интенсивность оказываются различными при ламинарном и турбулентном режимах течения.

2. Описание канонических тестовых задач

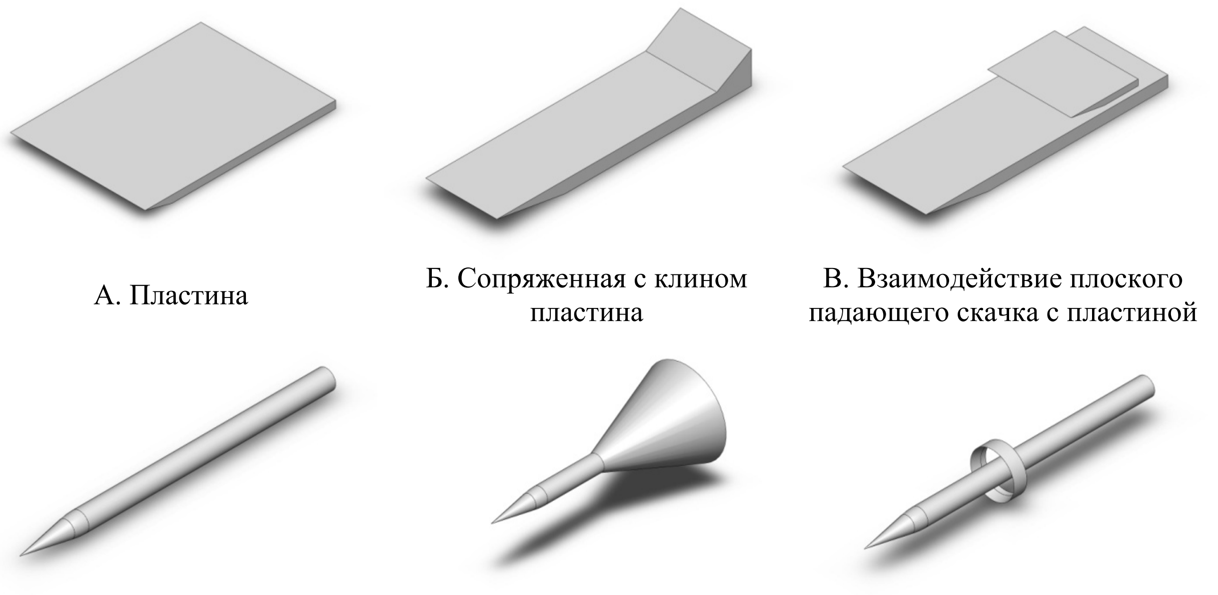
В настоящей работе рассматриваются шесть геометрических конфигураций – три плоские и три осесимметричные, предложенные в качестве канонических тестов моделей турбулентности в работе (Roy, et al., 2006). К плоским конфигурациям относятся пластина, сопряженная с клином пластина и взаимодействие плоского падающего скачка с пограничным слоем. К осесимметричным конфигурациям относятся цилиндр, сопряженный с конусом цилиндр, и взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром. Все рассматриваемые геометрические конфигурации представлены на рисунке 2.1, а значения аэродинамических параметров в свободном потоке - в таблице 2.1.

В задачах о пластине и цилиндре отсутствует взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем. Данные задачи включены в настоящую работу для проверки адекватности используемых математических моделей на примере простых гиперзвуковых турбулентных течений.

Более того, в задаче о пластине в течении присутствует протяженная переходная зона, в которой есть экспериментальные данные и поэтому данная задача является хорошим тестовым примером для проверки возможностей модели Лэнгтри-Ментера для расчета гиперзвукового ламинарно-турбулентного перехода.

Табл. 2.1. Параметры в свободном потоке для рассматриваемых задач

	Пластина	**Сопряженная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряженный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Несущий газ	Воздух	Азот	Воздух	Воздух	Воздух	Воздух
M_∞, [−]	6.0	9.22	8.18	7.2	7.2	7.2
T_∞^{tot}, [К]	533	1070	1166	667	900	695
P_∞^{tot}, [атм]	37	604	60	34	34	34
$Re_{1м,\infty}$, [−]	1.43×10^7	4.70×10^7	4.90×10^6	1.09×10^5	7.00×10^6	1.09×10^7
T_w, [K]	319.8	295.0	300.0	310.0	311.0	300.0



А. Пластина

Б. Сопряженная с клином пластина

В. Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной

Г. Циллиндр

Д. Сопряженный с конусом цилиндр

Е. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Рис. 2.1. Геометрические конфигурации рассматриваемых задач

Ниже представлен краткий обзор экспериментальных и расчетных работ, соответствующих данным геометрическим конфигурациям, а также приведены результаты расчетов других авторов.

2.1. Пластина

Задача о гиперзвуковом обтекании пластины рассмотрена в экспериментальной работе (Cary, 1970). Табличные данные присутствуют непосредственно в самой работе. Обсуждается влияние числа Рейнольдса, температуры стенки и числа Маха на тепловой поток на поверхности и на ламинарно-турбулентный переход. Для изменения эффективных чисел Маха и Рейнольдса пластина исследовалась при двух углах атаки, составляющих 0^0 и 8.1^0, при этом измерения проводились для нескольких значений температуры стенки. В рамках настоящего исследования рассматривалась только одна из предложенных конфигураций течения с числом Маха равным 6 и числом Рейнольдса, построенным по одному метру, равным 1.43×10^7 (см. табл. 2.1). В качестве несущего газа использовался воздух. Температура поверхности экспериментальной модели поддерживалась постоянной и в рамках настоящего исследования бралась равной 319.8 K. Длина экспериментальной модели относительно невелика и составляет 0.5034 м, при этом размер ламинарной и переходной области в зависимости от конфигурации достигает 40%. Экспериментальные данные включают в себя измерения теплового потока на поверхности модели и координат начала и окончания ламинарно-турбулентного перехода. Отметим, что экспериментальные данные содержат только неявную оценку погрешностей для каждой из измеряемых величин.

Помимо экспериментальных данных для пластины часто используется сравнение результатов расчетов с корреляциями, основанные на теории Ван-Дриста (Van Driest, 1951). Используя данные корреляции можно найти трение, давление и тепловой поток на поверхности пластины, а также температуру и профили скорости в свободном потоке. Теория Ван-Дриста для гладкой пластины более подробно изложена в приложении II. Отметим, что точность теории составляет приблизительно 5%.

По данным автора, до настоящего времени эксперимент (Cary, 1970) еще не был использован для исследования возможностей моделей турбулентности, однако существует ряд работ, в которых используется теория Ван-Дриста. Сюда относятся работа (Huang, et al., 1994) и работа (Bardina, et al., 1997).

В работе (Huang, et al., 1994) проведены расчеты с использованием двух моделей турбулентности, а именно $k-\omega$ модели Вилкокса (Wilcox, 1988) и $k-\varepsilon$ модели Лаундера-Шарма (Launder, et al., 1974). Исследование сеточной сходимости, а также влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений y^+ в данной работе приведены не были. Было показано, что ни одна из рассматриваемых моделей турбулентности не дает согласие с логарифмическим профилем скорости. В данной работе проводилось исследование влияния на решение поправки на сжимаемость. Было показано, модель Вилкокса является менее чувствительной к поправке на сжимаемости, чем модель Лаундера-Шарма.

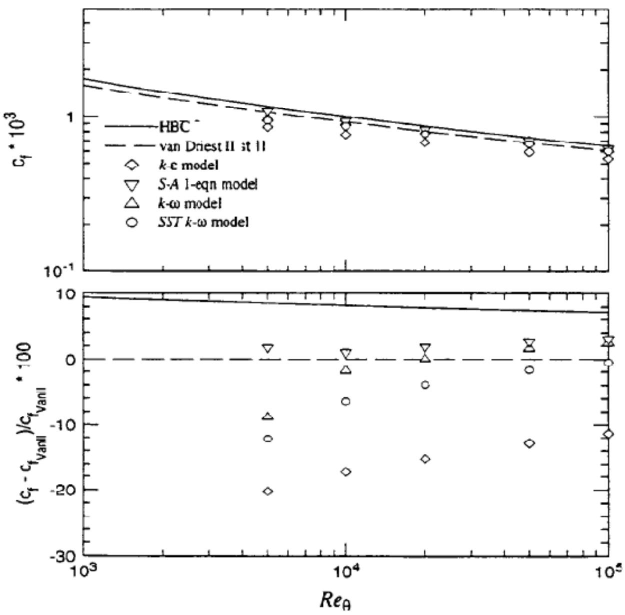


Рис. 2.2. Распределения коэффициента трения на поверхности для задачи о пластине с использованием различных моделей турбулентности

В работе (Bardina, et al., 1997) рассматривается задача о пластине с числом Маха равным 5 и числом Рейнольдса, построенным по толщине вытеснения, равным 5000, 10000, 20000, 50000 и 100000. Авторами проведено аккуратное численное исследование с использованием четырех моделей турбулентности, а именно $k-\omega$ модели Вилкокса (Wilcox, 1988), $k-\varepsilon$ модели Лаундера-Шарма (Launder, et al., 1974), $k-\omega$ модели переноса сдвиговых напряжений Ментера (Menter, 1994) и модели Спаларта-Аллмареса (Spalart, et al., 1992). Исследование сеточной сходимости, а также влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений y^+ в данной работе приведены не были. Было показано, что модель Лаундера-Шарма существенно занижает трение на поверхности (на 20%), при этом остальные модели дают хорошее согласие с теорией (см. рис. 2.2)., Кроме того, модель Лаундера-Шарма дает плохие результаты для профилей скорости. Отметим, что наилучшее согласие с теорией как по трению на поверхности, так и по профилям скорости получается при использовании модели Спаларта-Аллмареса.

2.2. Сопряженная с клином пластина

Задача об обтекании сопряженной с клином пластины рассмотрена в экспериментальных работах (Coleman, et al., 1972; Elfstrom, 1972). Табличные данные присутствуют непосредственно в самой работе и в работе (Settles, et al., 1991). Рассматривается режим течения с числом Маха равным 9.22 и числом Рейнольдса, построенным по одному метру, равным 4.70×10^7 (см. табл. 2.1). В качестве несущего газа использовался азот. Температура поверхности экспериментальной модели поддерживалась постоянной и равной 295 K. Длина экспериментальной модели равнялась 0.76 м, что, как отмечается в работе (Holden, 1977), не обеспечивает достаточную удаленность области ламинарно-турбулентного перехода от области взаимодействия. Измерения проводились при различных значениях угла наклона расширения, который равнялся 15^0, 26^0, 30^0, 32^0, 34^0, 36^0 и 38^0. Экспериментальные данные включают в себя измерение давления и теплового потока на поверхности модели. Однако в данном эксперименте не до конца ясно измерялись ли давление и тепловой поток при одинаковой длине гладкой пластины, поскольку измерение для давления производилось в работе (Coleman, et al., 1972), а измерение теплового потока в работе (Elfstrom, 1972). Отметим, что экспериментальные данные содержат только неявную оценку погрешностей для каждой из измеряемых величин.

По данным автора, данная работа была взята для исследования возможностей моделей турбулентности в нескольких численных исследованиях – в работе (Horstman, 1991) и в серии работ (Coakley, et al., 1992; Coakley, et al., 1994; Huang, et al., 1993).

В работе (Horstman, 1991) приводятся результаты вычислений с использованием двух моделей турбулентности, а именно $k - \varepsilon$ модели Джонса-Лаундера (Jones, et al., 1972) и $k - \varepsilon$ модели Роди (Rodi, 1991). В работе проведено исследование влияния чувствительности модели к значениям y^+, однако геометрия на котором проводилось исследование не указана. Было показано, при использовании модели Джонса-Лаундера решение является чувствительным при значениях y^+ выше 0.15, а при использовании модели Роди – для значений выше 0.5. Исследование сеточной сходимости проведено на двух расчетных сетках – 40x100 и 60x150. Влияние уровня турбулентности в свободном потоке приведено не было. Распределение безразмерного давления, полученного с использованием модели Джонса-Лаундера, совпадает с экспериментальными данными везде, за исключением области восстановления, где она завышает значения на 20% (см. рис. 2.3). Значения безразмерного теплового потока значительно завышены в области взаимодействия и в области восстановления, при этом максимальная ошибка достигает 1000% (см. рис. 2.3). Значения безразмерного давления с использованием модели Роди совпадают с экспериментальными данными в пределах 10% (см. рис. 2.3), а значения безразмерного теплового потока точно совпадают с экспериментальными данными везде за исключением области взаимодействия, где модель завышает значения в 2 раза (см. рис. 2.3).

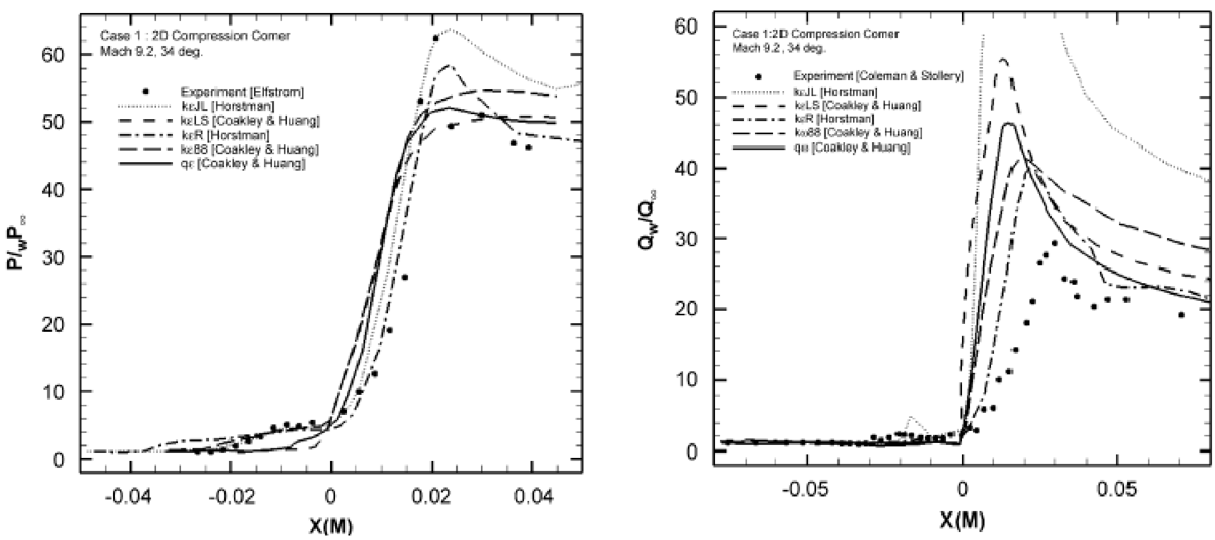


Рис. 2.3. Распределение давления(слева) и теплового потока(справа) для задачи об обтекании пластины с наклонным расширением с углом наклона 34^0 для различных моделей турбулентности

В работах (Coakley, et al., 1992; Coakley, et al., 1994; Huang, et al., 1993) рассматривается большое количество моделей турбулентности включая

$q-\omega$ модель Кокли (Coakley, 1983), $k-\omega$ модель Вилкокса (Wilcox, 1988), $k-\varepsilon$ модель Лаундера-Шарма (Launder, et al., 1974), $k-\varepsilon$ модель Чиена(Chien, 1982), $k-\varepsilon$ модель Соу (So, et al., 1991) с поправкой на сжимаемость Жанга (Zhang, et al., 1993) и $k-\varepsilon$ модель Хуанга-Кокли (Huang, et al., 1993). В данных работах обсуждается исследование сеточной сходимости, однако ни результаты данного исследования, ни результаты оценки ошибки дискретизации приведены не были. Исследование влияния y^+ показали, что значения y^+ больше 1 дают ошибку по трению равную 2%, а также неустойчивость решения для некоторых моделей, при этом изменение y^+ в пределах от 0.1 до 1 не давало никаких изменений. Чувствительность моделей турбулентности к уровню турбулентности в свободном потоке проведено не было. Только модель Вилкокса и модель Лаундера-Шарма были применены для наклонного расширения с углом 15^0, при этом обе модели дали хорошее согласие с экспериментом для давления на поверхности. Тепловой поток на поверхности предсказывается этими моделями не так хорошо. Для модели Лаундера-Шарма тепловой поток завышен на 25% в области взаимодействия, а для модели Вилкокса - на 50%. Все пять моделей были использованы для расчета модели с углом клина равным 34^0. Модели Соу и Хуанга-Кокли дают точные значения давления на поверхности, в то время как остальные модели завышают давление в области взаимодействия и существенно занижают размер отрывной области (см. рис. 2.3). Стоит отметить, что все пять моделей дают существенное завышение (до 300%) безразмерного теплового потока в области взаимодействия, а модель Вилкокса также завышает значения теплового в области восстановления (см. рис. 2.3).

2.3. Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной

Задача о взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной была рассмотрена в экспериментальной работе (Kussoy, et al., 1991). Табличные данные присутствуют непосредственно в самой работе. Рассматривается режим течения с числом Маха равным 8.18 и числом Рейнольдса, построенным по одному метру, равным 4.90×10^6 (см. табл. 2.1). В качестве несущего газа использовался воздух. Температура поверхности экспериментальной модели поддерживалась постоянной и равной 300 K. Длина экспериментальной модели равнялась 2.2 м, что обеспечивает достаточную удаленность области ламинарно-турбулентного перехода от области взаимодействия. Таким образом, в области взаимодействия пограничный слой является полностью турбулентным и равновесным. Измерения проводились при различных конфигурациях эффективного угла генератора скачка уплотнения, который равнялся 5^0, 8^0, 9^0, 10^0 и 11^0. Экспериментальные данные включают в себя измерения давления и теплового потока на поверхности как вверх по потоку от области взаимодействия, так и в самой области. Также присутствуют измерения в пограничном слое вверх по потоку от области, однако данные приведены только для измерений без генератора, при этом измерения с генератором упоминаются, однако приведены не были. Отметим, что экспериментальные данные содержат явную оценку погрешностей для каждой из измеряемых величин.

По данным автора, работа (Kussoy, et al., 1991) использовалась для исследования возможностей моделей турбулентности только в одной расчетной работе (Horstman, 1992), где рассматривается конфигурация плоского ударяющегося скачка с эффективным углом раствора генератора равного 10^0. Рассмотрены две модели турбулентности - $k-\varepsilon$ модель Джонса-Лаундера (Jones, et al., 1972) и $k-\varepsilon$ модель Роди(Rodi, 1991). Приведено обсуждение результатов исследование сеточной сходимости, однако ни результаты исследования, ни оценка ошибок дискретизации приведены не были. Оценка итерационной ошибки, а также исследование влияния уровня турбулентности в свободном потоке и значений y^+

приведены не были. Значения безразмерного давления на поверхности точно определяются обеими моделями, причем значения этих величин лежат в пределах экспериментальной погрешности везде за исключением зоны взаимодействия (см. рис. 2.4). Значения безразмерного теплового потока модель Джонса-Лаундера завышает на 60% в области взаимодействия, однако точно соответствует экспериментальным значениям в области восстановления (см. рис. 2.4). Модель Роди точно предсказывает значения теплового потока в области, однако занижает значения на 20% в области восстановления (см. рис. 2.4).

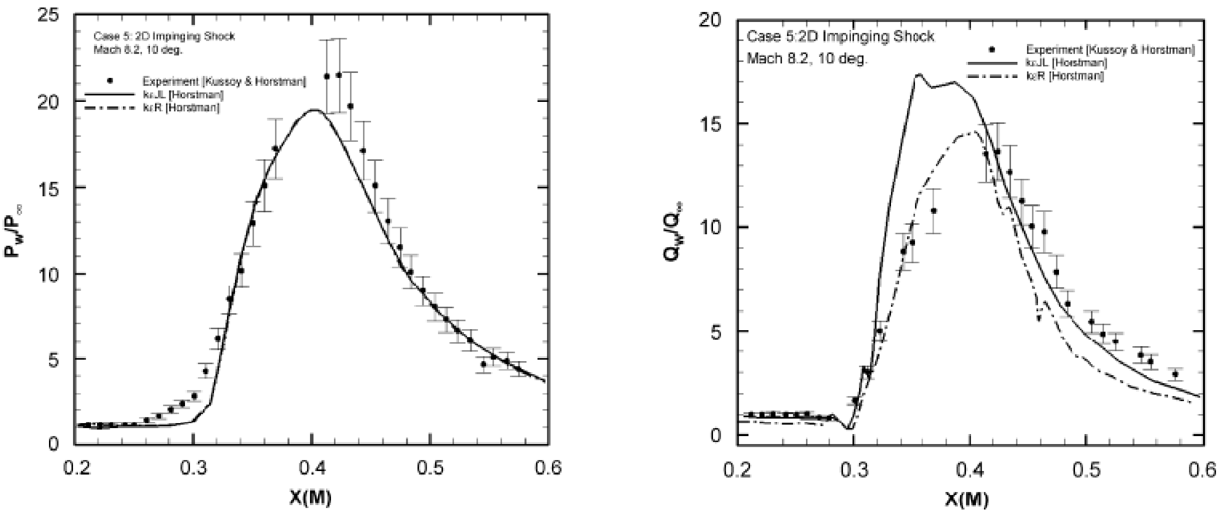


Рис. 2.4. Распределение давления (слева)и теплового потока (справа) для плоского ударяющегося скачка с углом раствора генератора в 10^0 для различных моделей турбулентности

2.4. Цилиндр

Задача об обтекании цилиндра рассматривалась в экспериментальных работах (Horstman, et al., 1972; Owen, et al., 1972; Owen, et al., 1975). Табличные данные непосредственно в самой работе. В данном исследовании рассматривался режим течения при числе Маха равном 7.2 и при числе Рейнольдса равном $1.09{\times}10^5$ (см. табл. 2.1). В качестве несущего газа в данном исследовании использовался воздух. Температура поверхности экспериментальной модели поддерживалась постоянной и равной 310 K. Длина экспериментальной модели равнялась 3.3 м, при этом вблизи начала цилиндра возникал ламинарно-турбулентный переход, после чего пограничный слой становился полностью турбулентным. Экспериментальные данные включают в себя измерения трения и теплового потока на поверхности, а также измерения полного давления и полной температуры в пограничном слое. Отметим, что экспериментальные данные содержат явную оценку погрешностей для каждой из измеряемых величин.

По данным автора, до настоящего момента данный эксперимент не был использован для оценки возможностей модели турбулентности ни в одной расчетной работе.

2.5. Сопряженный с конусом цилиндр

Задача о сопряженном с конусом цилиндре была рассмотрена в экспериментальной работе (Kussoy, et al., 1989). Табличные данные присутствуют непосредственно в самой работе. В данном исследовании рассматривался режим течения с числом Маха равным 7.2 и числом Рейнольдса, построенным по одному метры, равным 7.00×10^6 (см. табл. 2.1). В качестве несущего газа использовался воздух. Температура поверхности экспериментальной модели поддерживалась постоянной и равной 311 K. Длина экспериментальной модели равна 2.57 м, что обеспечивает достаточную удаленность области ламинарно-турбулентного перехода от области взаимодействия. Таким образом, в области взаимодействия пограничный слой является полностью турбулентным. Измерения проводились при различных значениях угла раствора конуса, которые равнялись 20^0, 30^0, 32.5^0 и 35^0. Экспериментальные данные включают в себя распределения давления и теплового потока на поверхности, а для угла раствора конуса в 20^0 также присутствуют измерения в пограничном слое. Измерения в пограничном слое проводились как в области взаимодействия, так и в области лежащей вверх по потоку от области взаимодействия. Отметим, что экспериментальные данные содержат явную оценку погрешностей для каждой из измеряемых величин.

По данным автора, данное экспериментальное исследование использовалось для исследования возможностей моделей турбулентности в достаточно большом количестве расчетных работ. Сюда относятся работы (Horstman, 1991; Horstman, 1992), работы (Coakley, et al., 1992; Coakley, et al., 1994; Huang, et al., 1993), работа (Bedarev, et al., 2002) и работа (Olsen, et al., 2005).

В работах (Horstman, 1991; Horstman, 1992) рассматриваются две модели турбулентности – $k - \varepsilon$ модель Джонса-Лаундера (Jones, et al., 1972) и $k - \varepsilon$ модель Роди(Rodi, 1991). В работе (Horstman, 1992) представлен краткий обзор результатов исследования, а в работе (Horstman, 1991) приведено детальное обсуждение. Рассмотрено течение около двух углов раствора конуса – с углом в 20^0 и 35^0. Приведено обсуждение результатов исследование влияния расчетной сетки, однако сами результаты исследования, а также оценка ошибок дискретизации приведены не были. Исследование влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений безразмерной координаты y^+ приведены не были.

Для экспериментальной модели с углом конуса в 20^0, для которого течение является присоединенным, обе рассматриваемые модели турбулентности дают хорошее согласие безразмерного давления с экспериментальными данными. Для модели Джонса-Лаундера значения безразмерного теплового потока согласуются с экспериментальными данными в пределах 30%. Для модели Роди безразмерного теплового потока согласуются с экспериментальными данными в пределах экспериментальных погрешностей везде за исключением области восстановления, где безразмерный тепловой поток занижен как минимум на 25%.

Для экспериментальной модели с углом расширения в 35^0 безразмерное давление по обеим моделям турбулентности хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 2.5). Значения безразмерного теплового потока в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем для модели Джонсона-Лаундера завышены на 1000%, а для модели Роди – на 25%.

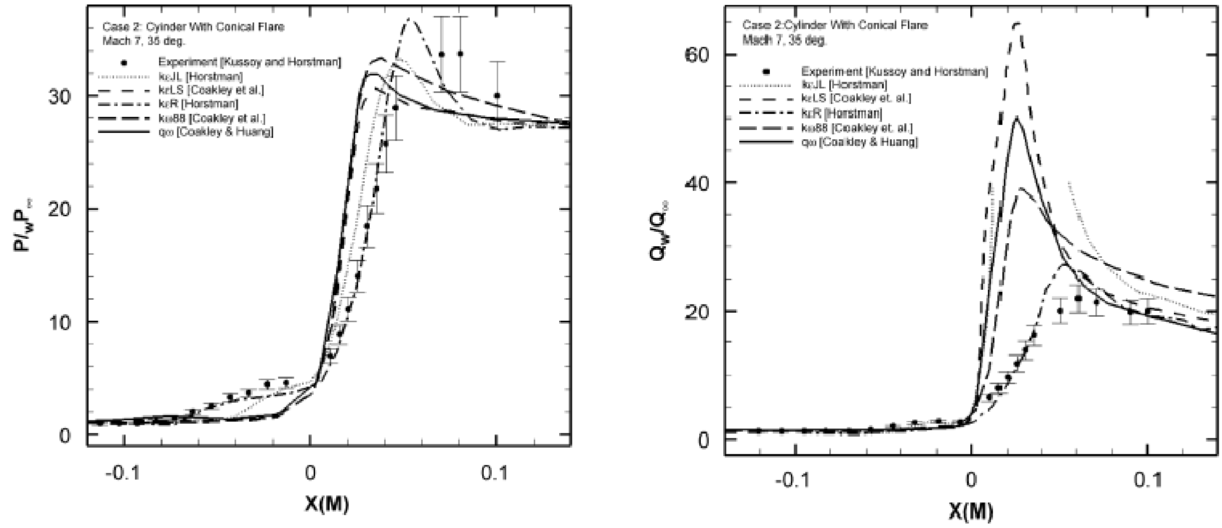


Рис. 2.5. Распределение давления (слева) и теплового потока (справа) для задачи об обтекании цилиндра с коническим расширением с углом расширения 35^0 для различных моделей турбулентности

В работах (Coakley, et al., 1992; Coakley, et al., 1994; Huang, et al., 1993) рассматривается большое количество моделей турбулентности, включая $q-\omega$ модель Кокли (Coakley, 1983), $k-\omega$ модель Вилкокса (Wilcox, 1988), $k-\varepsilon$ модель Лаундера-Шарма (Launder, et al., 1974), $k-\varepsilon$ модель Чиена, $k-\varepsilon$ модель Соу (So, et al., 1991) с поправкой на сжимаемость Жанга (Zhang, et al., 1993) и $k-\varepsilon$ модель Хуанга-Кокли (Huang, et al., 1993). Приведено обсуждение результатов исследование влияния расчетной сетки, однако сами результаты исследования, а также оценка ошибок дискретизации приведены не были. Исследование влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений y^+ приведены не были.

Для экспериментальной модели с углом расширения в 20^0 рассматривались только две модели турбулентности - модель Вилкокса и модель Лаундера-Шарма. Значения безразмерного давления по обеим моделям турбулентности хорошо согласуются с экспериментальными данными. Значения безразмерного теплового потока в области взаимодействия завышены на 25% для модели Лаундера-Шарма и на 50% для модели Вилкокса.

Для экспериментальной модели с углом расширения в 35^0 были рассмотрены все пять моделей. Все рассмотренные модели турбулентности дают достаточно хорошее соответствие значений безразмерного давления экспериментальным данным, однако модели Лаундера-Шарма, Кокли и Вилкокса занижают размер зоны отрыва на 60%, а модели Соу и Хуанга-Кокли – на 20% (см. рис. 2.5). Максимальные значения безразмерного теплового потока завышены на 650% для модели Лаундера-Шарма, на 300% для модели Кокли и на 400% для модели Вилкокса. При этом модели предсказывают более ранний пик теплового потока с завышением в 6.5, 3 и 4 раза соответственно (см. рис. 2.5).

В работе (Bedarev, et al., 2002) использовалась модель Вилкокса (Wilcox, 1988). Приведено обсуждение результатов исследование влияния расчетной сетки, однако сами результаты исследования, а также оценка ошибок дискретизации приведены не были. Исследование влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений y^+ приведены не были. Приведенные результаты совпадают с экспериментальными данными хуже, чем в работе (Huang, et al., 1993) при использовании одной и той же модели турбулентности. Причина данного несоответствия не известна.

В работе (Olsen, et al., 2005) использовались модели Спаларта-Аллмареса (Spalart, et al., 1992) и $k-\omega$ модель Ментера (Menter, 1994). В расчетную область включена вся экспериментальная модель. Сеточная сходимость проведена для модифицированной модели $k-\varepsilon$ известной как Lag модель. Исследование влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений безразмерной координаты y^+ приведены не были. Обе рассматриваемые модели дают хорошие результаты для всех значений угла расширения, кроме 35^0, где повышение давления и теплового потока на поверхности вверх по потоку от области взаимодействия предсказываются не очень точно. Отметим, что обе модели дают разумные значения теплового потока даже в области взаимодействия.

2.6. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Задача об осесимметричном ударяющемся скачке уплотнения была рассмотрена в экспериментальной работе (Kussoy, et al., 1975). Табличные данные присутствуют непосредственно в самой работе и в работе (Settles, et al., 1991). Рассматривается режим течения с числом Маха равным 7.2 и числом Рейнольдса, построенным по одному метру, равным 1.09×10^7 (см. табл. 2.1). В качестве несущего газа использовался воздух. Температура поверхности экспериментальной модели поддерживалась постоянной и равной 300 K. Длина экспериментальной модели равнялась 3.3 м, что обеспечивает достаточную удаленность области ламинарно-турбулентного перехода от области взаимодействия. Таким образом, в области взаимодействия пограничный слой является полностью. Измерения проводились при различных углах раствора генератора, равных 7.5^0 и 15^0. Длина генератора скачка относительно невелика, вследствие чего скачок уплотнения, создаваемый на передней кромке, соединяется с веером разрежения до столкновения с пограничным слоем. Экспериментальные данные включают в себя распределения давления, теплового потока и трения на поверхности, при этом в пограничном слое измерялось полное давление, статическое давление и полная температура. Отметим, что экспериментальные данные содержат явную оценку погрешностей для каждой из измеряемых величин.

По данным автора, данное экспериментальное исследование использовалось для исследования возможностей моделей турбулентности в достаточно большом количестве расчетных работ. Сюда относятся работа (Marvin, et al., 1989), работа (Horstman, 1992) и работы (Coakley, et al., 1992; Huang, et al., 1993).

В работе (Marvin, et al., 1989) рассматривается $q-\omega$ модель Кокли (Coakley, 1983) на примере генератора скачка с углом раствора клина равном 15^0. Исследование сеточной сходимости, а также влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений y^+ приведены не были. Результаты расчетов показывают, что данная модель существенно занижает размер отрывной области, вследствие чего существенно завышены пиковые значения давления, трения и теплового потока на поверхности (см. рис. 2.6).

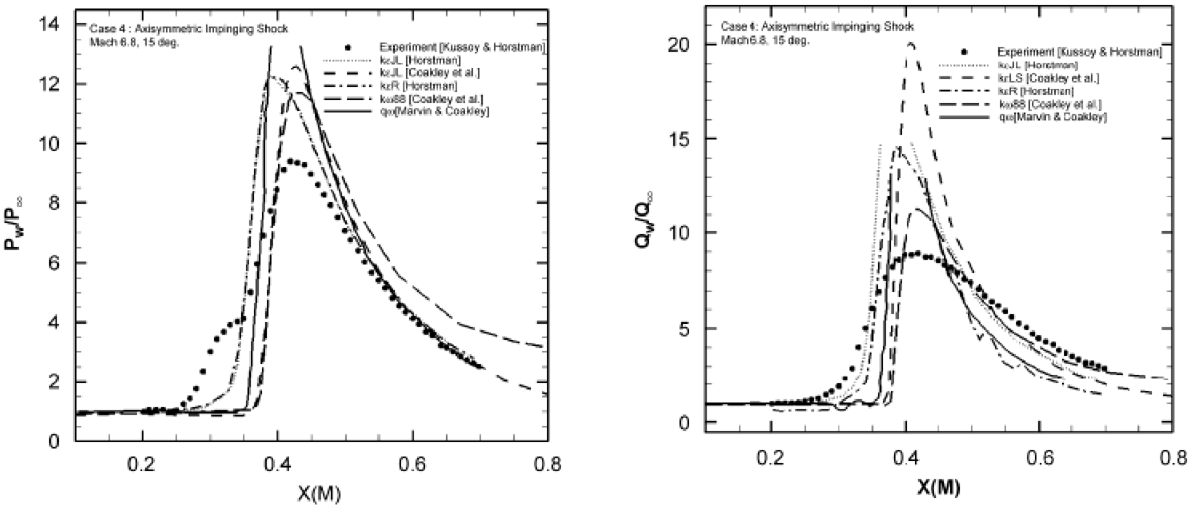


Рис. 2.6. Распределение давления (слева) и теплового потока (справа) для задачи об об ударяющемся скачке уплотнения с углом генератора скачка в 15^0 для различных моделей турбулентности

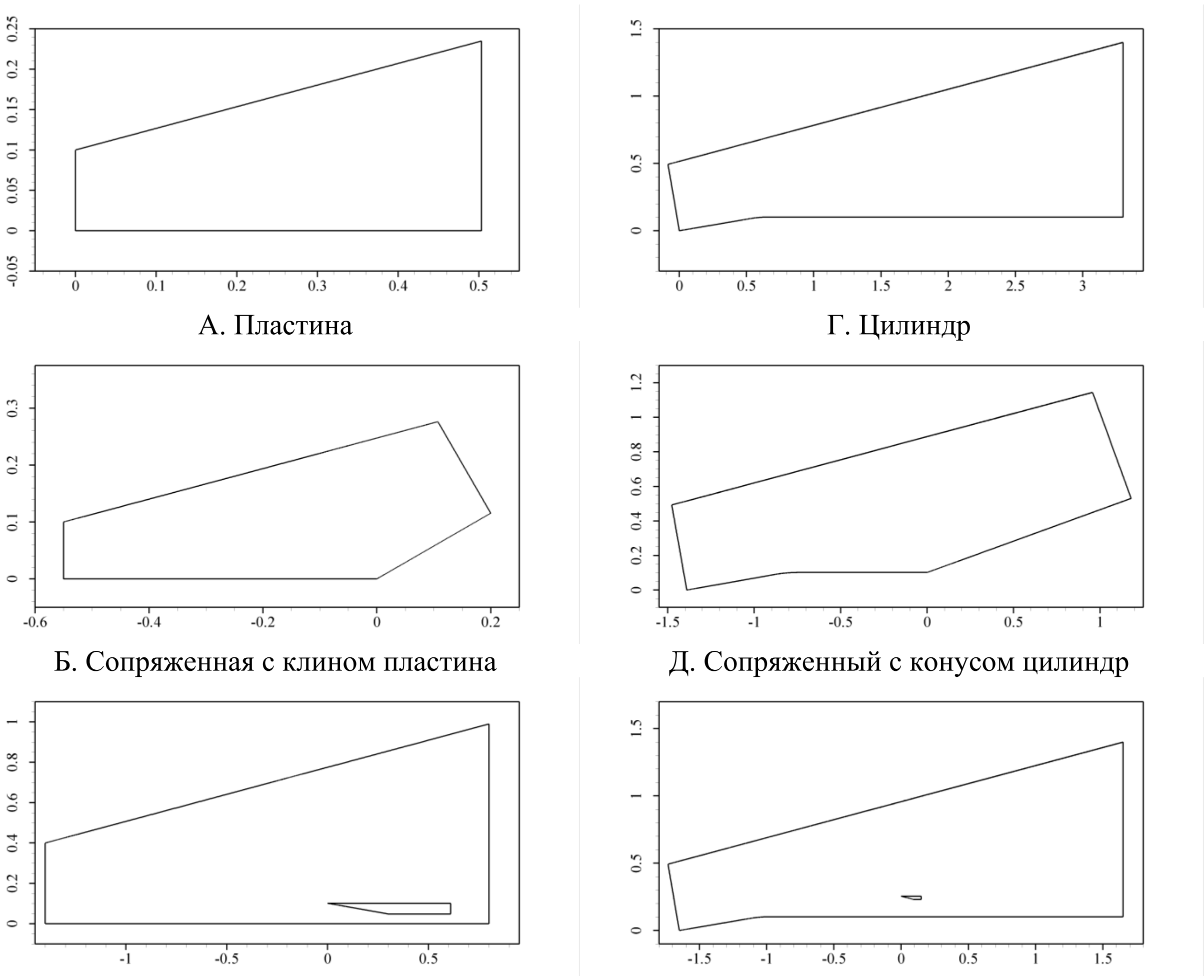
В работе (Horstman, 1992) рассмотрен эксперимент для осесимметричного ударяющегося скачка с углом генератора в 15^0. Были рассмотрены две модели турбулентности - $k-\varepsilon$ модель Джонса-Лаундера (Jones, et al., 1972) и $k-\varepsilon$ модель Роди (Rodi, 1991). Приведено обсуждение результатов исследование влияния расчетной сетки, однако сами результаты исследования, а также оценка ошибок дискретизации приведены не были. Исследование влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений y^+ приведены не были. Не одна из рассматриваемых моделей не в состоянии правильно предсказать отрыв. Обе модели занижают размеры области взаимодействия, в результате чего максимальное давление завышено на 25% (см. рис. 2.6). Максимальные значения трения завышены на 300% для модели Джонса-Лаундера и на 200% для модели Роди. Обе модели дают хорошие значения давления и трения на поверхности в области восстановления. Значения теплового потока завышены на 50% для модели Роди и как минимум на 200% раза для модели Джонса-Лаундера, в то время как значение теплового потока в области восстановления занижены на 30% для модели Джонса-Лаундера и на 50% для модели Роди (см. рис. 2.6).

В работах (Coakley, et al., 1992; Huang, et al., 1993) исследованы оба угла раствора генератора скачка. Были рассмотрены две модели турбулентности – $k-\omega$ модель Вилкокса (Wilcox, 1988) и $k-\varepsilon$ модель Лаундера-Шарма (Launder, et al., 1974). Приведено обсуждение результатов исследование влияния расчетной сетки, однако сами результаты исследования, а также оценка ошибок дискретизации приведены не были. Исследование влияния уровня турбулентности в свободном потоке и влияния значений y^+ приведены не были. Для угла раствора генератора скачка в 7.5^0 обе модели точно предсказывают размеры области взаимодействия и давление на поверхности, однако завышают максимальные значения теплового потока и трения на поверхности на 35% для модели Вилкокса и на 70% для модели Лаундера-Шарма. Для угла раствора генератора в 15^0 размеры области взаимодействия занижены, а повышение давления вблизи от отрывной области отсутствует. Максимальные значения давления и трения на поверхности завышены на 30% для модели Вилкокса и на 100% для модели Лаундера-Шарма. Модель Лаундера-Шарма завышает тепловой поток на поверхности на 200%, в то время как модель Вилкокса завышает тепловой поток на 60% (см. рис. 2.6). В области восстановления модель Вилкокса завышает все три величины на поверхности как минимум в 2 раза, в то время как модель Лаундера-Шарма точно предсказывает давление и трение в области восстановления и занижает тепловой поток на 50%.

3. Математическая модель и численный метод

3.1. Расчетные области

Для каждой из рассматриваемых задач на основе чертежей была построена расчетная область в системе автоматизированного проектирования SolidWorks (см. рис 3.1).



А. Пластина

Г. Цилиндр

Б. Сопряженная с клином пластина

Д. Сопряженный с конусом цилиндр

В. Взаимодействие плоского падающего скачка уплотнения с пластиной

Е. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Рис. 3.1. Расчетная область для рассматриваемых задач

Для обеспечения корректности постановки граничных условий верхняя граница расчетной области бралась под углом 15^0 по отношению к горизонтали для всех рассматриваемых задач. Отметим, что верхней границы расчетной области бралось достаточно большом расстоянии от модели, чтобы гарантировать отсутствие влияния граничных условий. Для всех рассматриваемых задач левая граница расчетной области бралась на передней кромке рассматриваемой модели, а правая – на задней кромке.

Для задачи о пластине (см. рис. 2.1-А) начало координат бралось на передней кромке модели. Длина пластины равнялась 0.5034 м. Левая граница расчетной области имела высоту равную 0.1 м и бралась по нормали к поверхности пластины. Правая граница расчетной области бралась по нормали к пластине.

Для задачи о сопряженной с клином пластине (см. рис. 2.1-Б) начало координат бралось в точке сопряжения. Длина пластины составляла 0.55 м, а длина клина – 0.2 м. Угол наклона клина брался равным 30^0. Левая граница расчетной области имела высоту равную 0.1 м и бралась по нормали к поверхности пластины. Правая граница расчетной области бралась по нормали к наклонному расширению.

Для задачи о взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной (см. рис. 2.1-В) начало координат бралось в точке, являющейся проекцией передней кромки генератора скачка уплотнения на поверхность пластины. Генератор имел угол раствора в 10^0, и его передняя кромка находилась на расстоянии 0.1016 м от поверхности пластины и на расстоянии 1.32 м от передней кромки пластины. Длина пластины составляла 2.2 м. Левая граница расчетной области имела высоту равную 0.4 м и бралась по нормали к поверхности пластины. Правая граница расчетной области бралась по нормали к пластине.

Для задачи о цилиндре (см. рис. 2.1-Г) начало координат бралось в точке торможения модели. Длина цилиндра составляла 3.3 м, а диаметр – 0.203 м. Отметим, что на расстоянии 0.644 м от точки торможения рассматриваемая модель представляла собой конус с углом раствора 10^0 гладко соединенный с цилиндром. Левая граница расчетной области бралась по нормали к поверхности конуса и имела высоту равную 0.5 м. Правая граница расчетной области бралась по нормали к цилиндру.

Для задачи о сопряженном с конусом цилиндре (см. рис. 2.1-Д) начало координат бралось в точке сопряжения. Длина цилиндра от точки торможения до точки сопряжения составляла 1.39 м, а диаметр – 0.203 м. Отметим, что на расстоянии 0.644 м от точки торможения рассматриваемая модель представляла собой конус с углом раствора 10^0 гладко соединенный с цилиндром. Длина конуса составляла 1.2 м, а угол раствора - 20^0. Левая граница расчетной области бралась по нормали к поверхности и имела высоту равную 0.5 м. Правая граница расчетной область бралась по нормали к конусу.

Для задачи о взаимодействии осесимметричного падающего скачка с цилиндром (см. рис. 2.1-Е) начало координат бралось в точке, являющейся проекцией передней кромки генератора на поверхность цилиндра. Длина цилиндра составляла 3.3 м, а диаметр – 0.203 м. Отметим, что на расстоянии 0.644 м от точки торможения рассматриваемая модель представляла собой конус с углом раствора 10^0 гладко соединенный с цилиндром. Генератор имел угол раствора в 15^0, и его передняя кромка находилась на расстоянии 0.255 м от поверхности цилиндра и на расстоянии 1.65 м от точки торможения. Левая граница расчетной области бралась по нормали к поверхности конуса и имела высоту равную 0.5 м. Правая граница расчетной области бралась по нормали к цилиндру.

3.2. Определяющие уравнения

В рамках настоящего исследования рассматриваются осредненные по Фавру уравнения Навье-Стокса в стационарной постановке. Для замыкания использовались три современных модели турбулентности: $k-\omega$ модель переноса сдвиговых напряжений Ментера (Menter, 1994; Menter, et al., 2003) (далее модель Ментера), $k-\omega$ модель Вилкокса (Wilcox, 2006) (далее модель Вилкокса) и модель ламинарно-турбулентного перехода Лэнгтри-Ментера (Langtry, et al., 2005; Menter, et al., 2004) (далее модель Лэнгтри-Ментера). Выбор для исследования первых двух моделей обусловлен тем, что они хорошо подходят для задач внешней аэродинамики и имеют хорошую историю использования (Haase, et al., 2006; Batten, et al., 2009), а выбор последней – тем, что данная модель на сегодняшний день является единственной доступной моделью, позволяющей описывать ламинарно-турбулентный переход.

Учитывая специфику рассматриваемых задач, в определяющих уравнениях использовались переменные значения динамической вязкости и теплопроводности. Вязкость определялась по формуле Сазерленда, а теплопроводность из предположения о постоянстве молекулярного числа Прандтля, которое полагалось равным 0.72. При этом удельная теплоемкость газа при постоянном давлении предполагалась постоянной.

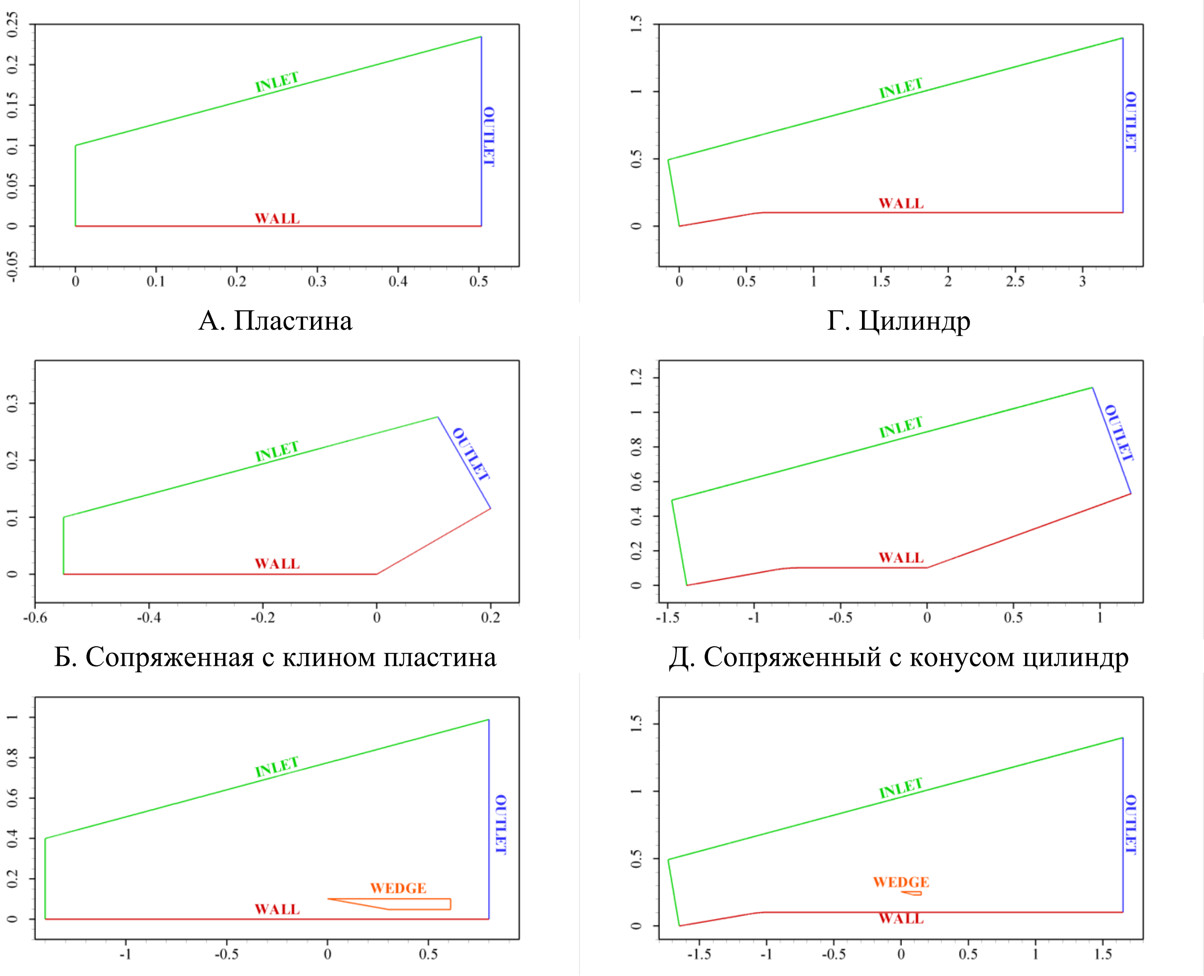
Более подробно математическая формулировка задачи и формулы для определения молекулярных свойств газа изложены в приложении I.

3.3. Граничные условия

Для задания граничных условий в рамках настоящей работы использовался пакет общего назначения ANSYS CFX. Расчетная область с заданными граничными условиями представлена на рисунке 3.2. Учитывая специфику рассматриваемых задач, использовались четыре типа граничных условий – сверхзвуковой вход (в обозначениях рисунка 3.2 - INLET), сверхзвуковой выход (в обозначениях рисунка 3.2 - OUTLET), изотермическая стенка (в обозначениях рисунка 3.2 - WALL) и адиабатическая стенка (в обозначениях рисунка 3.2 - WEDGE).

На входной границе задавались все переменные (см. табл. 3.1). Отметим, что при построении расчетной области, входные границы брались таким образом, чтобы нормальная компонента числа Маха на границе была больше 1. Граничные условия для уравнений турбулентности ставились в терминах интенсивности турбулентности Tu и отношения турбулентной вязкости к молекулярной μ_t/μ, и производился пересчет в термины кинетической энергии турбулентности k и удельной частоты диссипации ω по формуле (3.1).

$$(3.1)\quad \begin{cases} k = \frac{3}{2} Tu^2 |U|^2 \\ \omega = \frac{(\rho/\mu)k}{\mu_t/\mu} \\ |U| = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2} \end{cases}$$



А. Пластина

Г. Цилиндр

Б. Сопряженная с клином пластина

Д. Сопряженный с конусом цилиндр

В. Взаимодействие плоского падающего скачка уплотнения с пластиной

Е. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Рис. 3.2. Граничные условия для рассматриваемых задач

На выходной границе для всех переменных задавалось равенство нулю потока.

На изотермической стенке задавалось равенство нулю компонент скорости и значение температуры (см. табл. 3.2), а для всех остальных переменных задавалось равенство нулю потока. На адиабатической стенке задавались только равенство нулю компонент скорости, а для всех остальных переменных задавалось равенство нулю потока. Отметим, что при расчете использовались пристенные функции, поэтому граничные условия фактически ставились не на самой стенке.

Табл. 3.1. Граничные условия на входной границе для рассматриваемых задач

	Пластина	**Сопряженная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряженный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
U, [м с$^{-1}$]	969.8	1490.9	1475.1	1110.0	1284.3	1128.7
V, [м с$^{-1}$]	0.0	0.0	51.5	0.0	0.0	0.0
T, [К]	65.0	64.5	80.7	59	79.1	61.1
P, [Па]	2248.0	2504.6	530.0	681.9	695.5	695.5
Tu, [−]	0.01	0.01	0.01	0.01	0.05	0.01
μ_t/μ, [−]	1.0	1.0	1.0	1.0	10.0	1.0

Табл. 3.2. Граничные условия на стенке для рассматриваемых задач

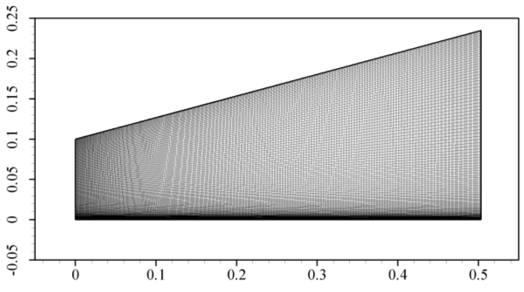
	Пластина	**Сопряженная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряженный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
U, [м с$^{-1}$]	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
V, [м с$^{-1}$]	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
T, [К]	319.8	295.0	300.0	310.0	311.0	300.0

3.4. Численный метод

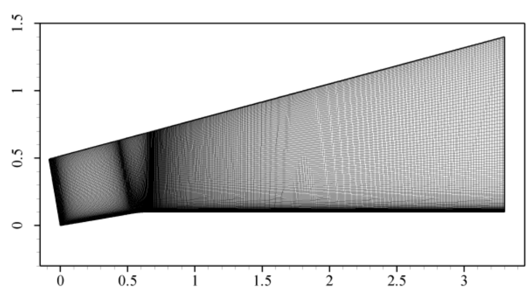
Для решения рассматриваемых задач использовался коммерческий код общего назначения ANSYS CFX 11. Для решения в рамках данного кода использовались неструктурированные сетки с центрами объемов в узлах сетки. Для расчета конвективных потоков использовалась схема 2го порядка Барта-Йесперсена (Barth, et al., 1989), являющейся обобщением схемы Ван Лира (Van Leer, 1979) на неструктурированные сетки. Все рассматриваемые задачи решались в стационарной постановке методом установления. Уравнения баланса массы и уравнения баланса импульса решались совместно, при этом для подавления осцилляций давления и скорости использовался метод Рай-Чоу (Rhie, et al., 1982). Уравнения баланса энергии, а также уравнения переноса турбулентных характеристик, решались отдельно от уравнений баланса импульса и уравнений баланса массы. Для решения системы уравнений использовались алгебраические многосеточные методы. Стоит отметить, что для всех рассматриваемых моделей турбулентности использовались автоматические пристенные функции (Grotjans, et al., 1998).

3.5. Расчетные сетки

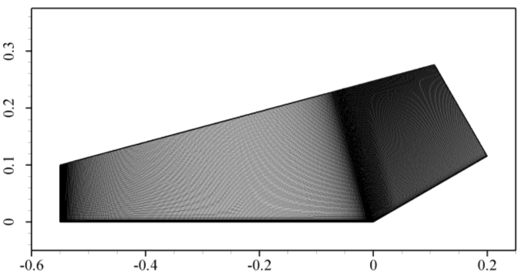
Для построения расчетных сеток для всех рассматриваемых задач использовался пакет ANSYS ICEM CFD (см. рис. 3.3).



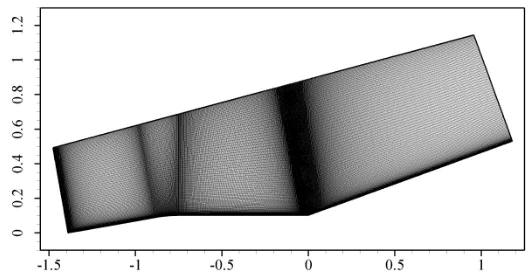
А. Пластина



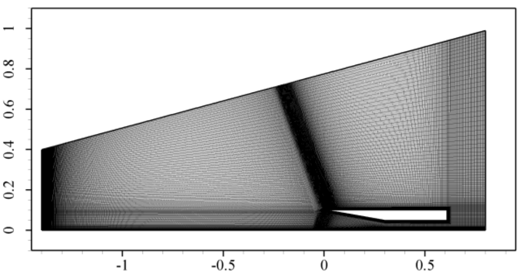
Г. Цилиндр



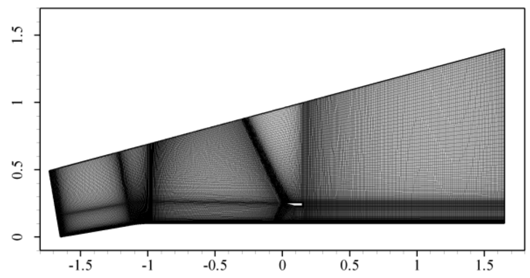
Б. Сопряженная с клином пластина



Д. Сопряженный с конусом цилиндр



В. Взаимодействие плоского падающего скачка уплотнения с пластиной



Е. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Рис. 3.3. Расчетные сетки для рассматриваемых задач

Для каждой рассматриваемой задачи были построены три сетки – грубая, средняя и мелкая, для проведения исследования зависимости решения от расчетной сетки. Средняя расчетная сетка получалась из грубой путем деления каждого элемента на две части вдоль каждого направления, а мелкая расчетная сетка – путем деления каждого элемента на три части вдоль каждого направления. Помимо вышеперечисленных расчетных сеток, была построена сетка, идентичная по всем параметрам средней сетке и отличающаяся от нее только пристеночным расстоянием, которая условно называлась средняя - м. Данная расчетная сетка использовалась для проведения исследования влияния значений пристеночного шага в координатах закона стенки y^+ на решение.

В таблицах3.3-3.6 представлены количественные параметры используемых расчетных сеток.

Табл. 3.3. Количество ячеек для рассматриваемых задач

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Грубая	14 000	40 000	50 000	28 000	35 000	55 000
Средняя	56 000	160 000	200 000	112 000	140 000	220 000
Средняя - м	56 000	160 000	200 000	112 000	140 000	220 000
Мелкая	126 000	360 000	450 000	252 000	315 000	495 000

Табл. 3.4. Максимальное соотношение геометрических размеров ячеек для рассматриваемых расчетных сеток

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Грубая	82.9	809.6	488.8	200.1	926.0	466.4
Средняя	82.8	810.1	244.6	200.1	1860.3	778.1
Средняя - м	1656.7	4054.6	1128.7	6677.5	7467.0	2269.1
Мелкая	82.8	810.3	225.6	200.1	2782.6	1167.8

Табл. 3.5. Максимальный угол скошенности ячеек для рассматриваемых расчетных сеток

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Грубая	84.2	75.1	51.0	75.6	75.7	37.0
Средняя	82.4	74.9	46.2	75.0	75.3	35.0
Средняя - м	82.4	74.7	46.2	75.0	75.4	35.0
Мелкая	81.2	74.8	44.2	74.8	75.2	34.1

Табл. 3.6. Средние значения y^+ для рассматриваемых расчетных сеток

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Грубая	2.62	2.46	1.81	2.3	2.50	2.42
Средняя	1.30	1.42	1.00	1.15	1.34	1.25
Средняя - м	0.07	0.33	0.12	0.04	0.36	0.07
Мелкая	0.87	0.99	0.70	0.77	0.92	0.98

Из приведенных в таблицах данных можно заключить, что рассматриваемые расчетные сетки являются достаточно качественными с вычислительной точки зрения. Отметим, что отношение высот соседних ячеек по нормали к стенке не превышает значения 1.3, что является достаточным для описания пограничного слоя в рамках стационарных уравнений Рейнольдса.

3.6. Описание расчетов

Для исследования возможностей рассматриваемых моделей турбулентности применительно к расчету взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем использовалась методика, предложенная в работе (Roy, et al., 2006). Согласно данной методике вначале необходимо определить параметры расчетных сеток и вычислительного алгоритма, обеспечивающие приемлемую точность решения, и только после этого проводить сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными.

Для решения первой задачи необходимо провести расчеты на разных сетках при различной глубине сходимости итерационных алгоритмов, используемых для решения дискретных аналогов исходных дифференциальных уравнений. Кроме того, следует провести исследование чувствительности получаемых решений к уровню турбулентности во внешнем потоке, так как известно, что некоторые модели турбулентности неадекватно сильно реагируют даже на его относительно слабые изменения.

Оценка зависимости решения от расчетной сетки проводилась при помощи систематического измельчения. Для гиперзвуковых течений такая оценка усложняется наличием скачков уплотнения, которые формально снижают порядок схемы аппроксимации по пространству до первого, в независимости от номинального порядка используемой схемы. В рамках настоящей работы исследование зависимости решения от расчетной сетки проводилась при помощи вычислений на трех расчетных сетках – грубой, средней и мелкой. Качественная оценка зависимости решения от расчетной сетки проводилась при помощи построения распределений аэродинамических параметров на всех расчетных сетках. Количественная оценка зависимости решения от расчетной сетки проводилась при помощи введения ошибки дискретизации, вычисляемой по формуле (3.2), где индексами i и j обозначаются используемые в расчетах сетки.

(3.2) $E_{i,j}^{\text{дискр}}(\varphi) = \frac{\varphi_i - \varphi_j}{\varphi_j} \cdot 100\%$

Для оценки ошибок, вызванных недостаточной итерационной сходимостью, производилось вычисление нормы невязки на каждой итерации при помощи подстановки текущего численного решения в дискретные определяющие уравнения. В качестве нормы невязки выбрана L_2 норма или среднеквадратичная ошибка. Для количественной оценки вводилась итерационная ошибка, вычисляемая при помощи формулы (3.3), где индексами i и j обозначаются используемые в расчетах уровни невязок.

(3.3) $E_{i,j}^{\text{итер}}(\varphi) = \frac{\varphi_i - \varphi_j}{\varphi_j} \cdot 100\%$

Для исследования зависимости решения от значений турбулентности в свободном потоке были произведены расчеты с несколькими уровнями турбулентности в свободном потоке. Численная оценка зависимости решения от уровня турбулентности в свободном потоке производилась в соответствие с формулой (3.4), где индексами i и j обозначаются используемые в расчетах уровни турбулентности.

(3.4) $E_{i,j}^{\text{турб}}(\varphi) = \frac{\varphi_i - \varphi_j}{\varphi_j} \cdot 100\%$

После завершения всех вышеперечисленных исследований было произведено сравнение решения, полученного по каждой из рассматриваемых моделей, с экспериментальными данными. Для качественной оценки строился график, на котором производилось сравнение расчетных значений аэродинамических параметров с экспериментальными данными. Для количественной оценки приводится график распределения относительной ошибки для каждой рассматриваемой модели турбулентности, при этом относительная ошибка определяется в соответствие с формулой (3.5).

(3.5) $E_i^{\text{эксп}}(\varphi) = \frac{\varphi_i - \varphi_{\text{эксп}}}{\varphi_{\text{эксп}}} \cdot 100\%$

Отметим, что символом φ во всех приведенных выше формулах обозначается либо коэффициент трения C_F, либо безразмерное давление P/P_w, либо число Стэнтона C_H.

В соответствие с предложенной методикой, в настоящем исследования для каждой рассматриваемой геометрической конфигурации проводилась серия расчетов. Детали расчетов приведены в таблице 3.7, где символом $+$ отмечены расчеты которые были проведены.

Табл. 3.7. Программа расчетов для каждой рассматриваемой геометрической конфигурации

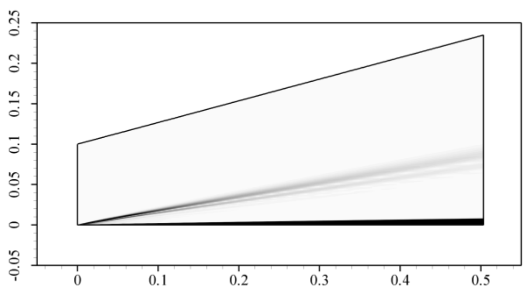
Модель турбулентности	**Сеточная зависимость**	**Итерационная зависимость**	**Зависимость от значений турбулентности в свободном потоке**	**Зависимость от y^+**
Модель Ментера	+	+	+	+
Модель Вилкокса			+	+
Модель Лэнгтри-Ментера			+	+

Строго говоря, исследование сеточной и итерационной зависимостей необходимо производить для каждой модели турбулентности, однако в настоящем исследовании для сокращения количества расчетов данные исследования проводились только с использованием модели Ментера.

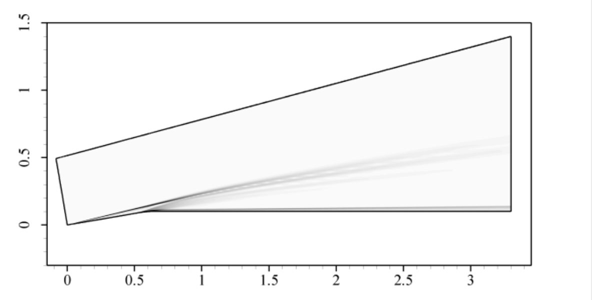
4. Обсуждения результатов

4.1. Общая структура течения

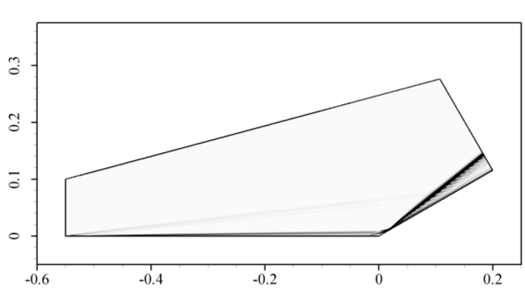
Для иллюстрации структуры течения рассматриваемых задач приведены поля модуля градиента плотности, представленные на рисунке 4.1.



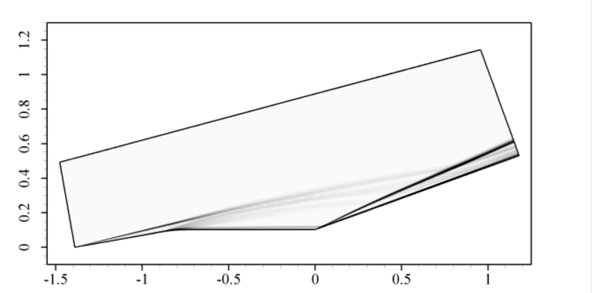
А. Пластина



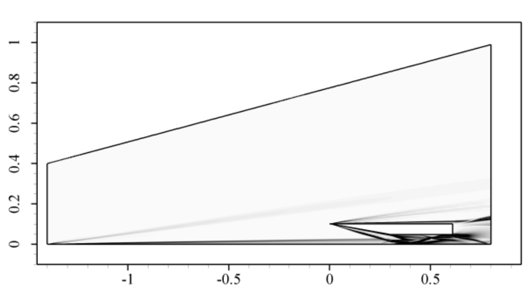
Г. Цилиндр



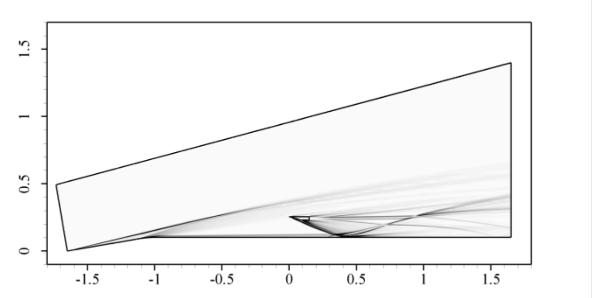
Б. Сопряженная с клином пластина



Д. Сопряженный с конусом цилиндр



В. Взаимодействие плоского падающего скачка уплотнения с пластиной

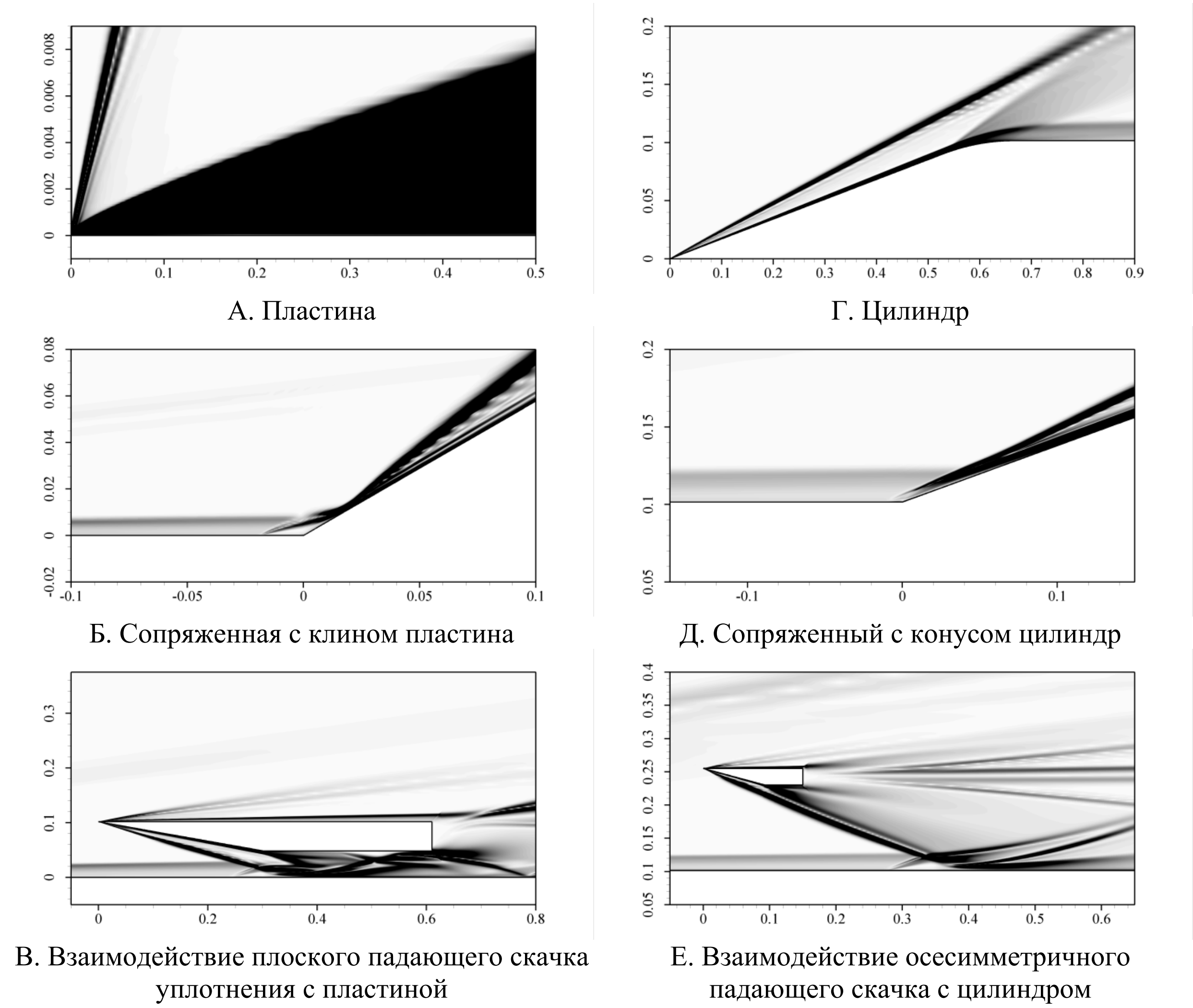


Е. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Рис. 4.1. Поля модуля градиена плотности для рассматриваемых задач

В задаче о пластине (см. рис. 4.1-А и рис. 4.2-А) из-за наличия вязкого пограничного слоя вблизи передней кромки формируется скачок уплотнения. Далее вниз по потоку происходит нарастание пограничного слоя, при этом в течении присутствует ламинарно-турбулентный переход. Отметим, что явление взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем в данной задаче отсутствует.

В задаче о сопряженной с клином пластине (см. рис. 4.1-Б и рис. 4.2-Б) вверх по потоку от точки сопряжения формируется течение аналогичное течению в задаче о пластине. Вблизи точки сопряжения формируется скачок уплотнения, взаимодействующий с пограничным слоем. Как видно из рисунка, взаимодействие сопровождается отрывом пограничного слоя, не наблюдаемым в эксперименте, при этом реализуется схема взаимодействия, описанная в разделе 1. Далее вниз по потоку в области восстановления, происходит нарастание пограничного слоя и снижение значений аэродинамических параметров к значениям по невязкой теории для «угла сжатия»



А. Пластина

Г. Цилиндр

Б. Сопряженная с клином пластина

Д. Сопряженный с конусом цилиндр

В. Взаимодействие плоского падающего скачка уплотнения с пластиной

Е. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Рис. 4.2. Поля модуля градиена плотности для рассматриваемых задач

В задаче о взаимодействии плоского скачка с пластиной (см. рис. 4.1-В и рис. 4.2-В) вверх по потоку от точки падения скачка уплотнения формируется течение аналогичное течению в задаче о пластине. На передней кромке генератора формируется плоский скачок уплотнения, падающий на поверхность пластины. Вблизи точки падения возникает взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем, сопровождаемое отрывом пограничного слоя, при этом реализуется схема взаимодействия, описанная в разделе 1. Далее вниз по потоку в области восстановления происходит нарастание пограничного слоя и снижение значений аэродинамических параметров к значениям на пластине при отсутствии падающего скачка уплотнения.

В задаче о цилиндре (см. рис. 4.1-Г и рис. 4.2-Г) вблизи точки торможения формируется скачок уплотнения, вызванный обтеканием конуса. Далее вниз по потоку, вблизи точки перехода конуса и цилиндра образуется веер разряжения и далее вниз по потоку происходит нарастание пограничного слоя на цилиндре. Отметим, что явление взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем в данной задаче отсутствует.

В задаче о сопряженном с конусом цилиндре (см. рис. 4.1-Д и рис. 4.2-Д) вверх по потоку от точки сопряжения формируется течение аналогичное течению в задаче о цилиндре. Вблизи точки сопряжения цилиндра и конуса образуется скачок уплотнения, взаимодействующий с пограничным слоем. Как видно из рисунка, взаимодействие происходит практически без отрыва пограничного слоя, и поэтому реализуется схема взаимодействия близкая к невязкому обтеканию «угла сжатия», что соответствует наблюдаемому в эксперименте режиму течения.

В задаче о взаимодействии осесимметричного скачка с цилиндром (см. рис. 3.1-Е и рис. 4.2-Е) вверх по потоку от точки падения скачка уплотнения формируется течение аналогичное течению в задаче о цилиндре. На передней кромке генератора формируется осесимметричный скачок уплотнения, падающий на поверхность цилиндра. Вблизи точки падения возникает взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем, сопровождаемое отрывом пограничного слоя, при этом реализуется схема взаимодействия, описанная в разделе 1. Далее вниз по потоку в области восстановления происходит нарастание пограничного слоя и снижение значений аэродинамических параметров к значениям на цилиндре при отсутствии падающего скачка уплотнения.

4.2. Зависимость решения от используемой сетки

Для качественной оценки влияния расчетной сетки на решение приведены распределения аэродинамических параметров – коэффициента трения, безразмерного давления и числа Стэнтона на трех различных сетках (см. рис. 4.3).

Как видно из приведенного выше рисунка для всех рассматриваемых задач распределения на средней и мелкой сетке незначительно отличаются друг от друга, в то время как распределения на грубой сетке имеют значительные отличия, как от средней, так и от мелкой сетки.

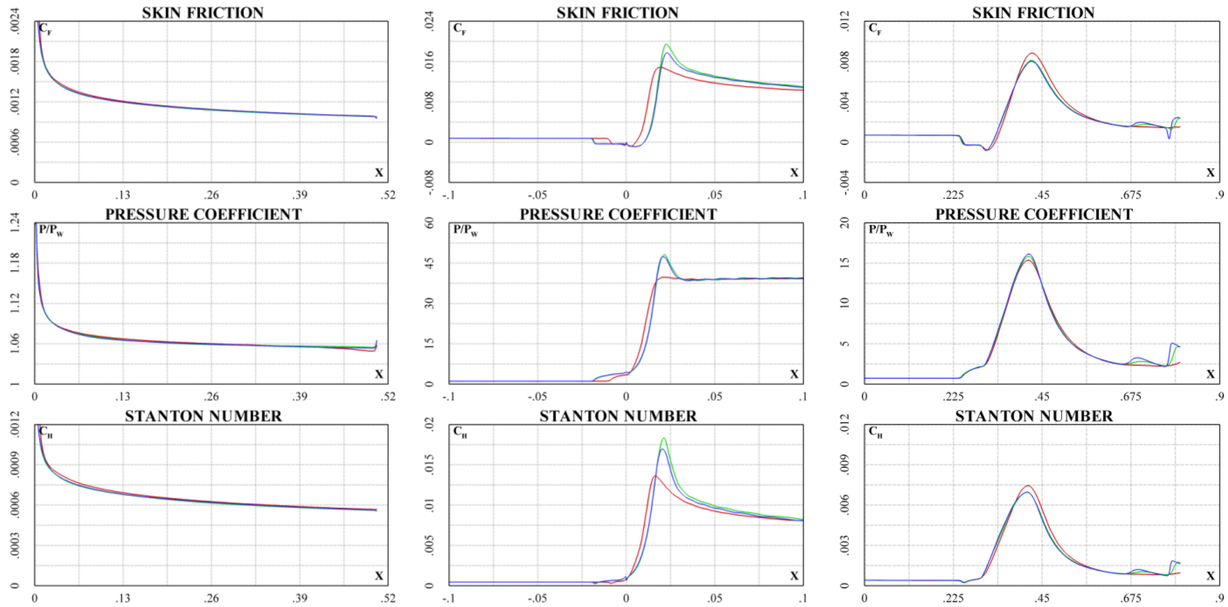
Для количественной оценки влияния расчетной сетки на решение приведена ошибка дискретизации $E_{i,3}^{\text{дискр}}$ для среднего безразмерного давления, при этом индексом 1 обозначалась грубая сетка, индексом 2 – средняя и индексом 3 – мелкая. Результаты исследования приведены в таблице 4.1.

Табл. 4.1. Ошибка дискретизации для среднего безразмерного давления p_w/p_∞ на поверхности для рассматриваемых расчетных сеток

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Грубая	0.0549%	0.0917%	3.3001%	0.4738%	1.0871%	0.9127%
Средняя	0.0038%	0.0813%	1.1498%	0.1408%	0.2849%	0.3298%
Мелкая	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%

Как видно из приведенной выше таблицы, для всех рассматриваемых задач максимальная ошибка по среднему безразмерному давлению не превышает 0.5% для средней сетки и 3% для грубой сетки.

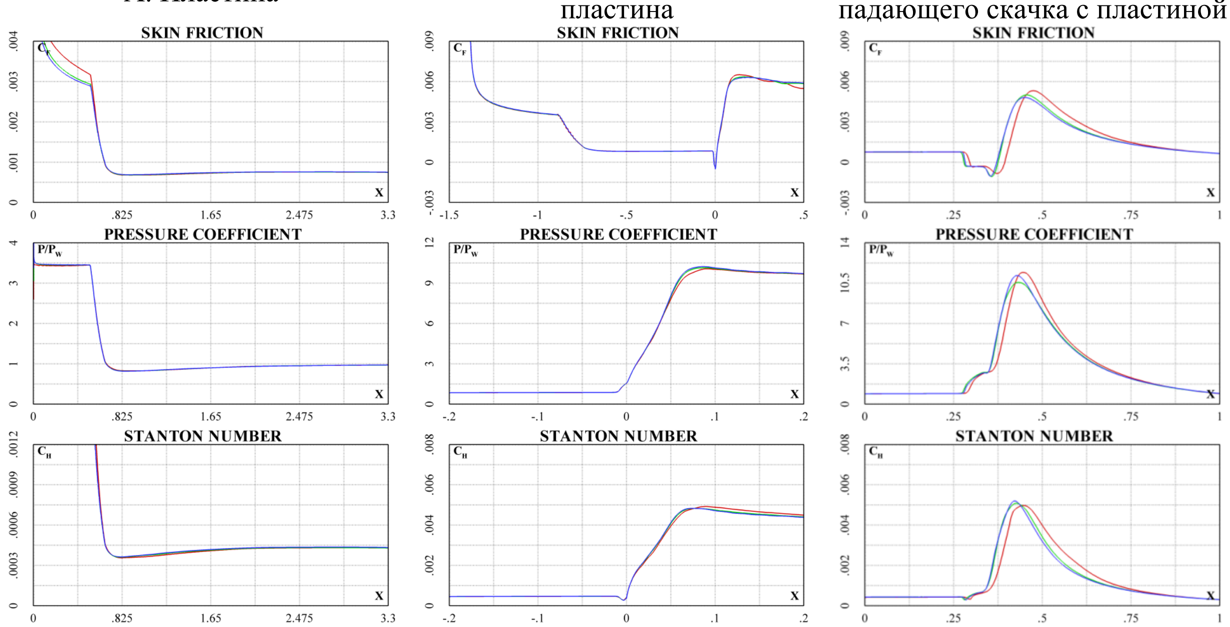
Исходя из приведенного выше анализа для распределений аэродинамических параметров на поверхности и ошибок дискретизации, следует, что средняя сетка является достаточной для обеспечения независимости решения от расчетной сетки. Отметим, что для исследования сеточной сходимости использовалась только модель переноса сдвиговых напряжений Ментера, при этом аналогичного исследования для модели Вилкокса и модели Лэнгтри-Ментера проведено не было.



А. Пластина

Б. Сопряженная с клином пластина

В. Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной



Г. Циллиндр

Д. Сопряженный с конусом цилиндр

Е. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

Рис. 4.3. Распределения аэродинамических параметров на поверхности на трех расчетных сетках (красная линяя – грубая сетка, зеленая линяя – средняя сетка, синяя линия – мелкая сетка)

Перейдем далее к анализу результатов исследования влияния на результаты расчетов величины пристенного шага сетки в координатах закона стенки y^+. Как и ранее, этот анализ проводился путем оценки величины $E_{i,2}^{\text{дискр}}$ для среднего безразмерного давления, при этом индексом 1 обозначалась средняя - м сетка, а индексом 2 – средняя сетка. Результаты данного исследования приведены в таблицах 4.2– 4.4.

Табл. 4.2. Зависимость решения от значений y^+ для модели Ментера

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Средняя - м	0.4446%	0.0267%	0.0864%	0.2699%	0.0734%	0.0220%
Средняя	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%

Табл. 4.3. Зависимость решения от значений y^+ для модели Лэнгтри-Ментера

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Средняя - м	0.2325%	0.0911%	0.0646%	0.1343%	0.1105%	0.1853%
Средняя	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%

Табл. 4.4. Зависимость решения от значений y^+ для модели Вилкокса

Сетка	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Средняя - м	0.4433%	0.0586%	0.0031%	0.4099%	0.0635%	0.0795%
Средняя	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%

Как видно из приведенных выше таблиц, максимальная ошибка, связанная с выбором значения пристенного шага в координатах закона стенки не превышает 0.5% для всех рассматриваемых моделей и всех рассматриваемых геометрических конфигураций. Таким образом, все рассматриваемые модели турбулентности являются практически независимыми от величины y^+ для значений меньше 1.

4.3. Зависимость решений от глубины сходимости итераций

Для исследования зависимости решения от глубины сходимости итераций была проведена оценка итерационной ошибки $E_{i,4}^{\text{итер}}$, при этом индексами 1, 2, 3 и 4 обозначались уровни невязок соответственно равные 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5} и 10^{-6}. Более подробно результаты данного исследования приведены в таблице 4.5.

Табл. 4.5. Итерационная ошибка для безразмерного давления p_w/p_∞ на поверхности для различных значений среднеквадратичной невязки

Уровень невязок	**Пластина**	**Сопряженная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряженный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
10^{-3}	5.57%	4.06%	62.83%	9.98%	9.53%	30.27%
10^{-4}	4.60%	13.18%	25.18%	1.31%	2.78%	1.13%
10^{-5}	1.24%	0.13%	1.87%	0.33%	0.11%	0.01%
10^{-6}	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%	0.00%

Как видно из приведенной выше таблицы, максимальная ошибка составляет 63% для уровня невязок 10^{-3}, 25% для уровня невязок 10^{-4} и 6% для уровня невязок 10^{-5}. Таким образом, для получения сошедшегося решения необходимо проводить вычисления до уровня невязок равного 10^{-6}. Отметим, что для данного исследования использовалась только модель Ментера, при этом аналогичного исследования модели Вилкокса и модели Лэнгтри-Ментера.

4.4. Зависимость решений от уровня турбулентности в свободном потоке

Для исследования зависимости от уровня турбулентности в свободном потоке производились вычисления при трех уровнях турбулентности, условно называемых низким, средним и высоким. Значения турбулентных характеристик для каждого уровня задавалось в соответствие с таблицей 4.6. Исследование производилось с использованием модели переноса сдвиговых напряжений Ментера и модели Вилкокса.

Для количественной оценки влияния уровня турбулентности в свободном потоке на решение приведена ошибка определения уровня турбулентности $E_{i,3}^{\text{турб}}$ для среднего безразмерного давления, при этом индексами 1, 2 и 3 обозначались соответственно низкий, средний и высокий уровень турбулентности в свободном потоке. Результаты данного исследования приведены в таблицах 3.5– 3.7.

Табл. 4.6. Уровень турбулентности в свободном потоке

Уровень турбулентности	$\boldsymbol{Tu}$	$\boldsymbol{\mu_t/\mu}$
Низкий	0.01	1
Средний	0.05	10
Высокий	0.10	100

Табл. 4.7. Зависимость решения от уровня турбулентности для модели Ментера

Уровень турбулент-ности	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Низкий	0.0549%	0.0348%	0.6922%	0.8066%	0.0297%	0.6808%
Средний	0.0038%	0.0459%	0.6094%	0.6782%	0.0482%	0.5526%
Высокий	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%

Табл. 4.8. Зависимость решения от уровня турбулентности для модели Вилкокса

Уровень турбулент-ности	**Пластина**	**Сопряжен-ная с клином пластина**	**Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной**	**Цилиндр**	**Сопряжен-ный с конусом цилиндр**	**Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром**
Низкий	0.3532%	0.0369%	0.9420%	0.7691%	0.1018%	0.8118%
Средний	0.2909%	0.0308%	0.6958%	0.6502%	0.0762%	0.6046%
Высокий	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%	0.0000%

Как следует из приведенных таблиц, для модели Вилкокса и для модели Ментера зависимость от уровня турбулентности в свободном потоке составляет менее 1%. Таким образом, данные модели являются практически независимыми от уровня турбулентности в свободном потоке.

Для модели Лэнгтри-Ментера знание уровня турбулентности в свободном потоке является необходимым условием для правильного описания ламинарно-турбулентного перехода и поэтому проведение подобного исследования не является оправданным. Однако, поскольку в рассматриваемых задачах отсутствует какая-либо информация об уровне турбулентности в свободном потоке, выбор производился таким образом, чтобы обеспечить наблюдаемый в эксперименте турбулентный режим взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем.

4.5. Сравнение результатов расчетов с экспериментом

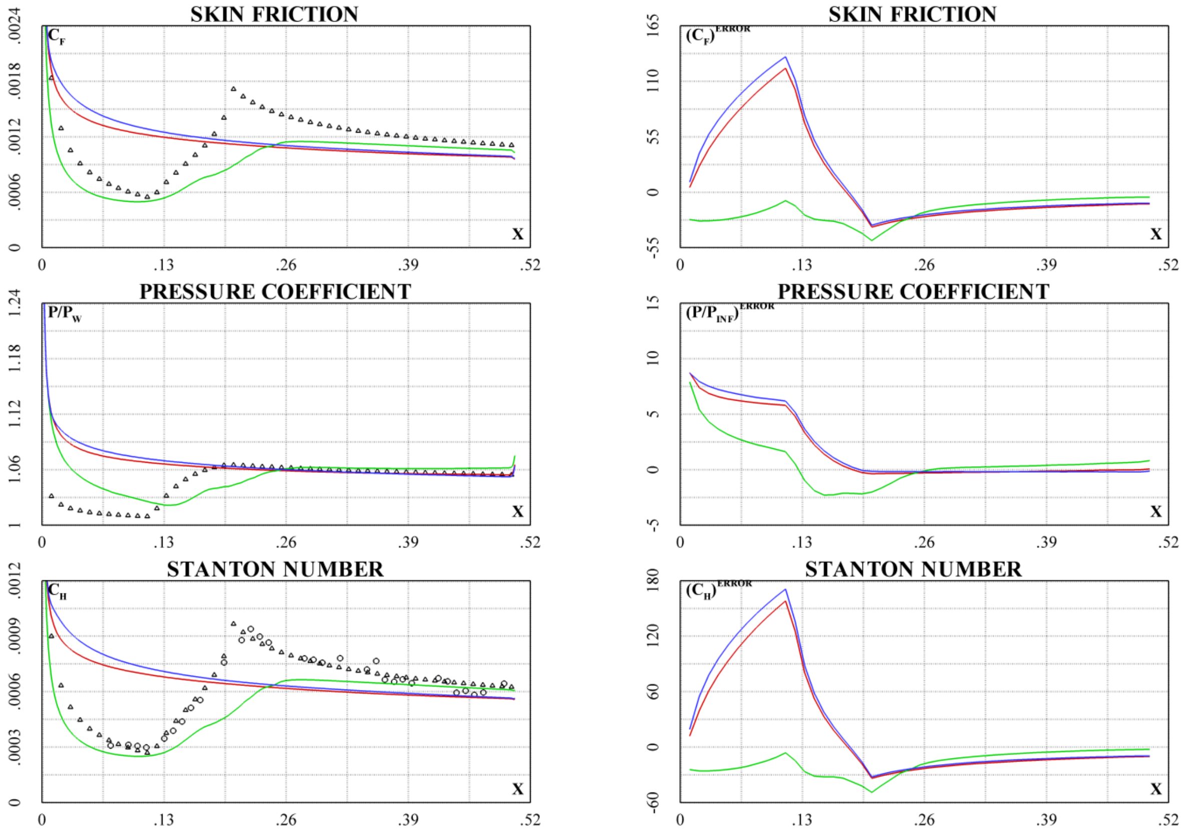
Для исследования возможностей моделей турбулентности производилось сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными. Для всех рассматриваемых геометрических конфигураций расчеты проводились на средней сетке. При этом вычисления производились с глубиной сходимости итераций равной 10^{-6}. При этом для всех задач кроме цилиндра с коническим расширением брался низкий уровень турбулентности в свободном потоке, а в задаче о цилиндре с коническим расширением – средний уровень турбулентности.

4.5.1. Пластина

На рисунке 4.4 представлено сравнение результатов, полученных по различным моделям турбулентности, а также распределение относительной ошибки $E_i^{\text{эксп}}$ для задачи о пластине, где индексом i обозначены рассматриваемые модели турбулентности.

Из распределения относительной ошибки по коэффициенту давления видно, что максимальные ошибки для всех моделей турбулентности возникают в области ламинарно-турбулентного перехода и приблизительно составляют 140% для модели Вилкокса и модели Ментера и 50% для модели Лэнгтри-Ментера. В области развитого турбулентного течения все три модели дают достаточно близкие результаты, при этом относительная ошибка стремится к 0% при движении вниз по потоку.

Из распределения относительной ошибки по безразмерному давлению видно, что максимальная ошибка возникает в области ламинарно-турбулентного перехода и приблизительно составляет 8% для всех рассматриваемых моделей. В области развитого турбулентного течения все три модели дают достаточно близкие результаты, при этом относительная ошибка стремится к 0% при движении вниз по потоку.



Распределения аэродинамических параметров — Распределение относительной ошибки

Рис. 4.4. Сравнение результатов полученных по различным моделям турбулентности с экспериментальными данными для задачи о пластине (красная линяя – модель Ментера, синяя линяя – модель Вилкокса, зеленая линяя – модель Лэнгтри-Ментера)

Из распределения относительной ошибки по числу Стэнтона видно, что максимальные ошибки для всех моделей турбулентности возникают в области ламинарно-турбулентного перехода и приблизительно составляют 180% для модели Вилкокса и модели Ментера и 60% для модели Лэнгтри-Ментера. В области развитого турбулентного течения все три модели дают достаточно близкие результаты, при этом относительная ошибка стремится к 0% при движении вниз по потоку.

Отметим, что в области полностью развитого турбулентного течения модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера дают различающиеся результаты, при этом модель Лэнгтри-Ментера лучше согласуется с экспериментом. Это может быть объяснено различной предысторий течения в области ламинарно-турбулентного перехода.

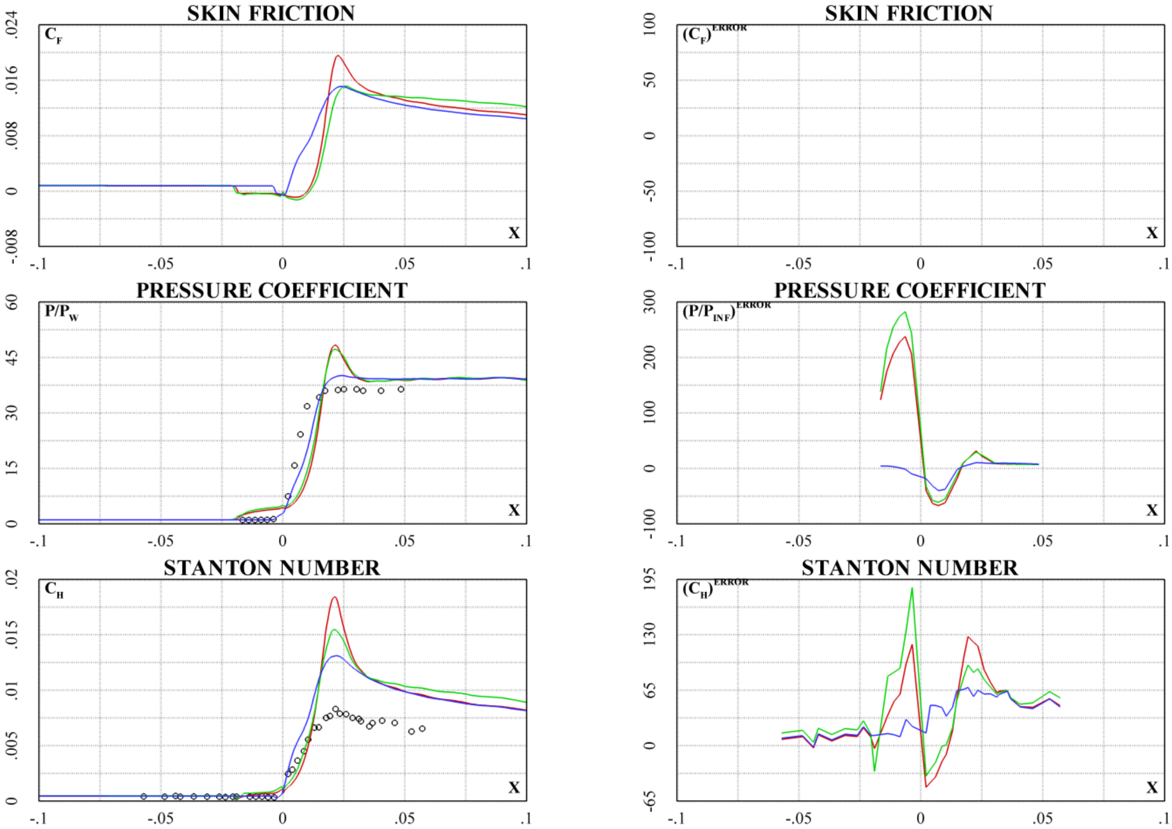
Таким образом, все рассматриваемые модели турбулентности дают хорошие результаты в области полностью турбулентного течения. В области, где присутствует и ламинарное и турбулентное течение модель Ментера и Вилкокса неверные результаты, поскольку их применение в данной области является физически неоправданным. Что касается модели Лэнгтри-Ментера, то она предсказывает гиперзвуковой ламинарно-турбулентный переход с приемлемой степенью точности, позволяющий сделать вывод о возможности ее применения для таких течений.

4.5.2. Сопряженная с клином пластина

На рисунке 4.5 представлены сравнение расчетных распределений аэродинамических параметров с экспериментальными данными и распределение относительной ошибки $E_i^{\text{эксп}}$ для задачи о сопряженной с клином пластине, где индексом i обозначены рассматриваемые модели турбулентности.

Отметим, что модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера дают значительную область отрыва не наблюдаемую в эксперименте, в то время как для модели Вилкокса зона отрыва присутствует, но ее размеры существенно меньше. Также для всех рассматриваемых моделей положение скачка уплотнения не совпадает с экспериментом из-за наличия зоны отрыва.

Из распределения относительной ошибки по безразмерному давлению видно, что максимальная ошибка возникает в области возникновения ложного отрыва и приблизительно составляет 270% для модели Лэнгтри-Ментера, 230% для модели Ментера и 50% для модели Вилкокса. Пиковые значения давления для модели Ментера и модели Лэнгтри-Ментера завышены приблизительно на 30%, в то время как для модели Вилкокса завышение составляет менее 10%. В области восстановления все рассматриваемые модели турбулентности дают приблизительно одинаковые результаты.



Распределения аэродинамических параметров — Распределение относительной ошибки

Рис. 4.5. Сравнение результатов полученных по различным моделям турбулентности с экспериментальными данными для задачи о сопряженной с клином пластине (красная линяя – модель Ментера, синяя линяя – модель Вилкокса, зеленая линяя – модель Лэнгтри-Ментера)

Из распределения относительной ошибки по числу Стэнтона видно, что максимальные ошибки возникают в области возникновения ложного отрыва и приблизительно составляют 190% для модели Лэнгтри-Ментера, 120% для модели Ментера и менее 30% для модели Вилкокса. Завышение пиковых значений числа Стэнтона приблизительно составляет 130% для модели Ментера, 90% для модели Лэнгтри-Ментера и 65% для модели Вилкокса. В области восстановления все рассматриваемые модели турбулентности дают практически одинаковые результаты, завышенные приблизительно на 60%.

Отметим, что в области полностью развитого турбулентного течения вблизи точки сопряжения модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера дают различающиеся результаты, при этом модель Лэнгтри-Ментера лучше согласуется с экспериментом. Это различие может быть объяснено вблизи области отрыва модель Лэнгтри-Ментера отличается от модели Ментера даже в случае полностью турбулентного течения.

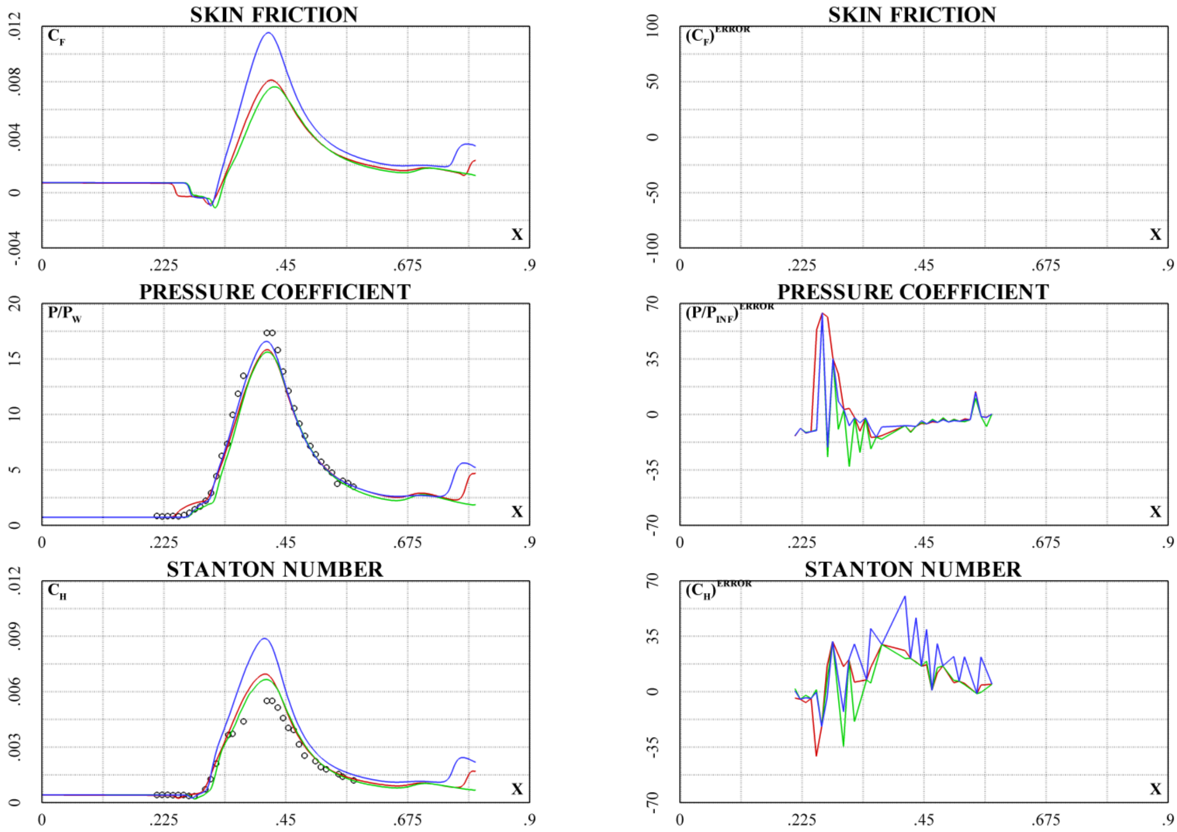
Таким образом, из всех рассматриваемых моделей турбулентности для данной задачи наилучшее согласие с экспериментом дает модель Вилкокса, а модели Ментера и Лэнгтри-Ментера дают более плохие результаты во всей области взаимодействия.

4.5.3. Взаимодействие плоского падающего скачка с пластиной

На рисунке 4.6 представлены сравнение расчетных распределений аэродинамических параметров с экспериментальными данными и распределение относительной ошибки $E_i^{\text{эксп}}$ для задачи о взаимодействии плоского падающего скачка с пластиной, где индексом i обозначены рассматриваемые модели турбулентности.

Из распределения относительной ошибки по безразмерному давлению видно, что максимальная ошибка для всех рассматриваемых моделей турбулентности лежат в область отрыва и приблизительно составляет 65% всех рассматриваемых моделей турбулентности. В области присоединения пограничного слоя все рассматриваемые модели турбулентности дают приблизительно одинаковые результаты, при этом модели Ментера и Вилкокса дают решение с точностью в пределах 20%, а модель Лэнгтри-Ментера – в пределах 35%. Отметим, что в области восстановления для всех рассматриваемых моделей турбулентности наблюдается уменьшение относительной ошибки практически до 0%.

Из распределения относительной ошибки по числу Стэнтона видно, что максимальная ошибка для всех рассматриваемых моделей возникает в области отрыва и в области присоединения и приблизительно составляет 35% для модели Ментера и модели Лэнгтри-Ментера и 65% для модели Вилкокса. Отметим, что модель Лэнгтри-Ментера и модель Ментера дают очень близкие результаты во всей области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. В области восстановления для всех рассматриваемых моделей турбулентности наблюдается уменьшение относительной ошибки практически до 0%.



Распределения аэродинамических параметров　　　Распределение относительной ошибки

Рис. 4.6. Сравнение результатов полученных по различным моделям турбулентности с экспериментальными данными для задачи о взаимодействии плоского падающего скачка с пластиной (красная линяя – модель Ментера, синяя линяя – модель Вилкокса, зеленая линяя – модель Лэнгтри-Ментера)

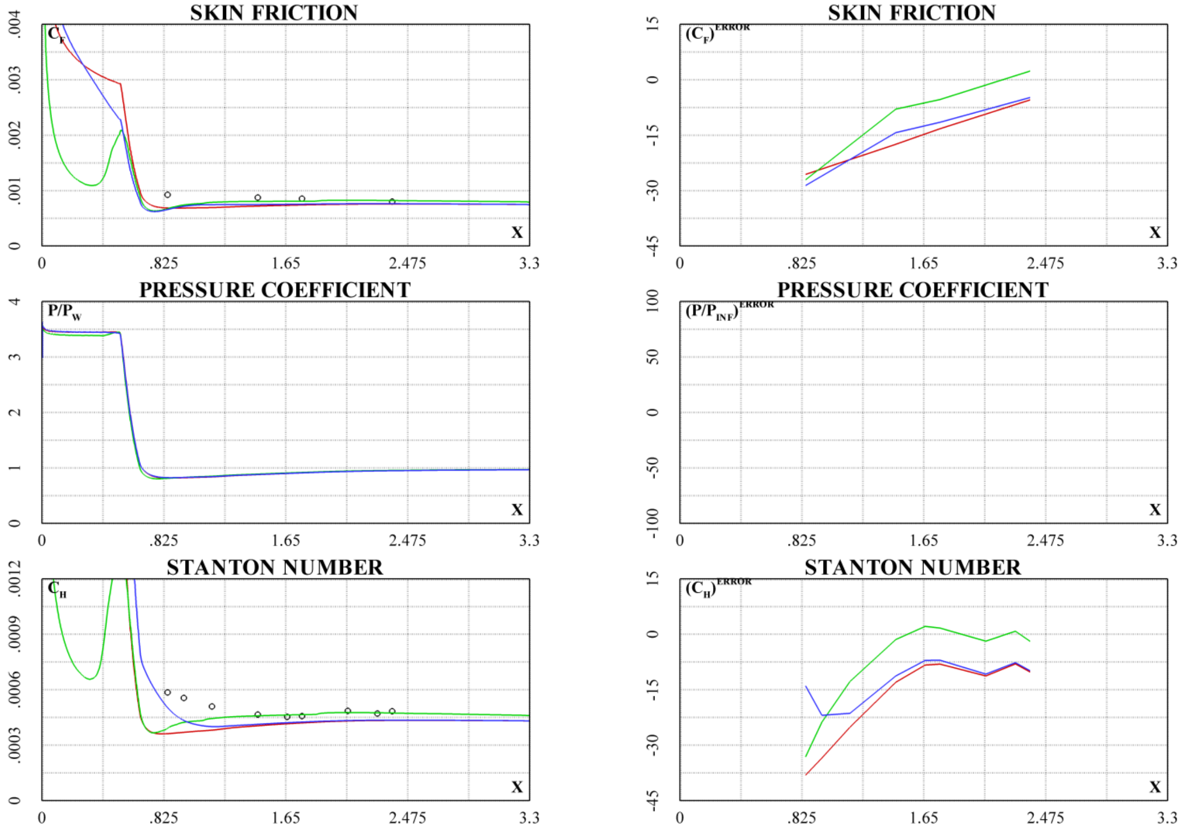
Отметим, что в области полностью развитого турбулентного течения вблизи точки сопряжения модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера дают различающиеся результаты, при этом модель Лэнгтри-Ментера лучше согласуется с экспериментом. Это различие может быть объяснено вблизи области отрыва модель Лэнгтри-Ментера отличается от модели Ментера даже в случае полностью турбулентного течения.

Таким образом, из всех рассматриваемых моделей турбулентности для данной задачи наилучшее согласие с экспериментом даем модель Ментера и

Лэнгтри-Ментера, а модель Вилкокса дает незначительно худшие результаты во всей области взаимодействия.

4.5.4. Цилиндр

На рисунке 3.7 представлены сравнение расчетных распределений аэродинамических параметров с экспериментальными данными и распределение относительной ошибки $E_i^{\text{эксп}}$ для задачи о цилиндре, где индексом i обозначены рассматриваемые модели турбулентности.



Распределения аэродинамических параметров　　　Распределение относительной ошибки

Рис. 4.7. Сравнение результатов полученных по различным моделям турбулентности с экспериментальными данными для задачи об обтекании гладкого цилиндра (красная линия – модель Ментера, синяя линия – модель Вилкокса, зеленая линия – модель Лэнгтри-Ментера)

Из распределения относительной ошибки по коэффициенту трения видно, что все рассматриваемые модели турбулентности дают достаточно близкие результаты, точность которых лежит в пределах 30%, однако модель Лэнгтри-Ментера дает несколько лучшее согласие с экспериментом при движении вниз по потоку от начала цилиндра. При движении вниз по потоку для всех рассматриваемых моделей турбулентности относительная ошибка уменьшается при движении вниз по потоку.

Из распределения относительной ошибки по числу Стэнтона видно, что максимальная ошибка для всех моделей турбулентности возникает вблизи начала цилиндра и приблизительно составляет 40% для модели Ментера, 35% для модели Лэнгтри-Ментера и 15% для модели Вилкокса. При движении вниз по потоку для всех рассматриваемых моделей турбулентности наблюдается уменьшение относительной ошибки, при этом максимальная ошибка лежит в пределах 5% для модели Лэнгтри-Ментера и в пределах 15% для модели Вилкокса и модели Ментера.

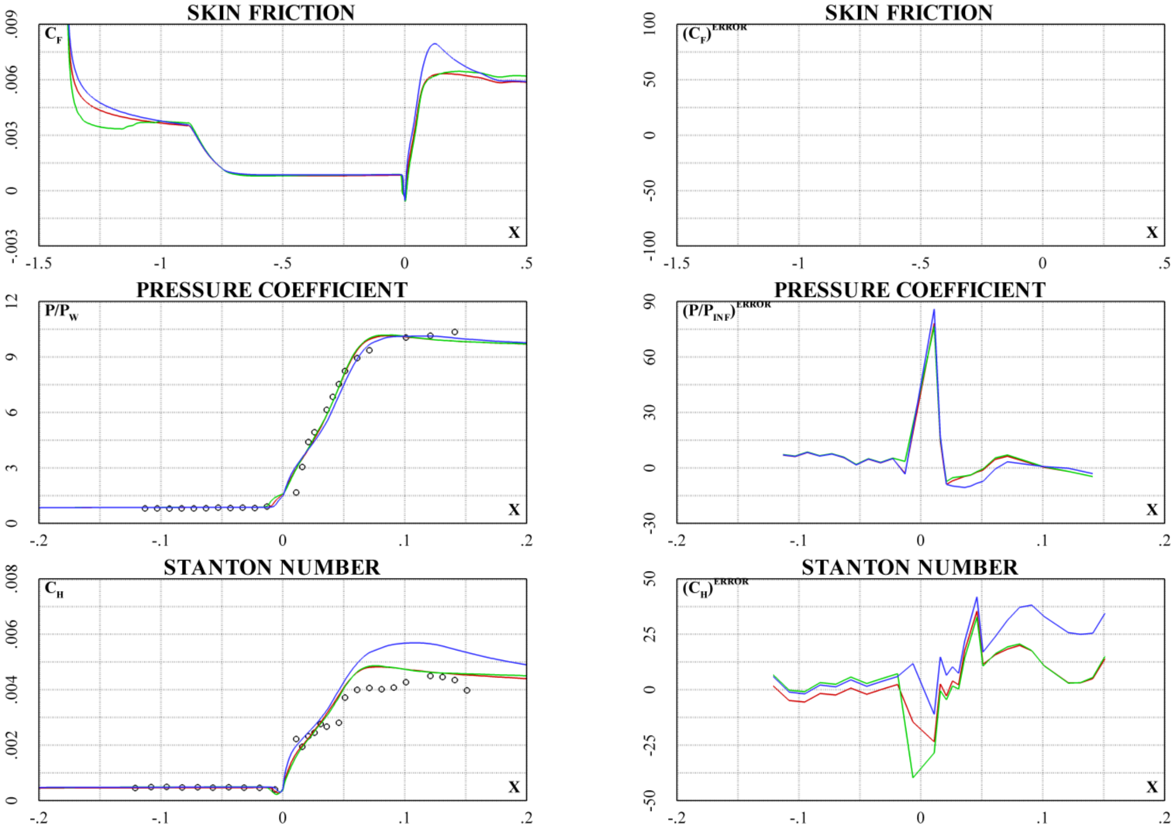
Отметим, что в области полностью развитого турбулентного течения модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера дают различающиеся результаты, при этом модель Лэнгтри-Ментера лучше согласуется с экспериментом. Это может быть объяснено различной предысторий течения в области ламинарно-турбулентного перехода.

Таким образом, для данной задачи все рассматриваемые модели турбулентности дают хорошее соответствие с экспериментальными данными, при этом наилучшее согласие получается при использовании модели Лэнгтри-Ментера.

4.5.5. Сопряженный с конусом цилиндр

На рисунке 4.8 представлены сравнение расчетных распределений аэродинамических параметров с экспериментальными данными и распределение относительной ошибки $E_i^{\text{эксп}}$ для задачи о сопряженном с конусом цилиндре, где индексом i обозначены рассматриваемые модели турбулентности.

Как видно из распределений аэродинамических величин в расчете возникает незначительная зона отрыва вблизи начала конического расширения, которая не наблюдалась в эксперименте, однако это не оказывает существенного влияния на характер течения в целом.



Распределения аэродинамических параметров　　　　Распределение относительной ошибки

Рис. 4.8. Сравнение результатов полученных по различным моделям турбулентности с экспериментальными данными для задачи о сопряженном с конусом цилиндре (красная линия – модель Ментера, синяя линия – модель Вилкокса, зеленая линия – модель Лэнгтри-Ментера)

Из распределения относительной ошибки по безразмерному давлению видно, что максимальная ошибка по всем рассматриваемым моделям турбулентности составляет приблизительно 90%. Однако такая большая ошибка наблюдается только в одной точке вблизи точки сопряжения и, как это отмечалось выше, связана с образованием ложной зоны отрыва. Отметим, что за исключением данной точки относительная ошибка для безразмерного давления лежит в пределах 15%, при этом все модели турбулентности дают приблизительно одинаковые результаты.

Из распределения относительной ошибки по числу Стэнтона видно, что максимальная относительная ошибка для всех рассматриваемых моделей турбулентности лежит в пределах 40%. Модели Ментера и Лэнгтри-Ментера дают приблизительно одинаковый результат, который лучше согласуется с экспериментальными данными, чем результат по модели Вилкокса. При этом модели Ментера и Лэнгтри-Ментера предсказывают значения числа Стэнтона в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем и в области восстановления в пределах 20%, в то время как модель Вилкокса завышает значения числа Стэнтона на 20-40%.

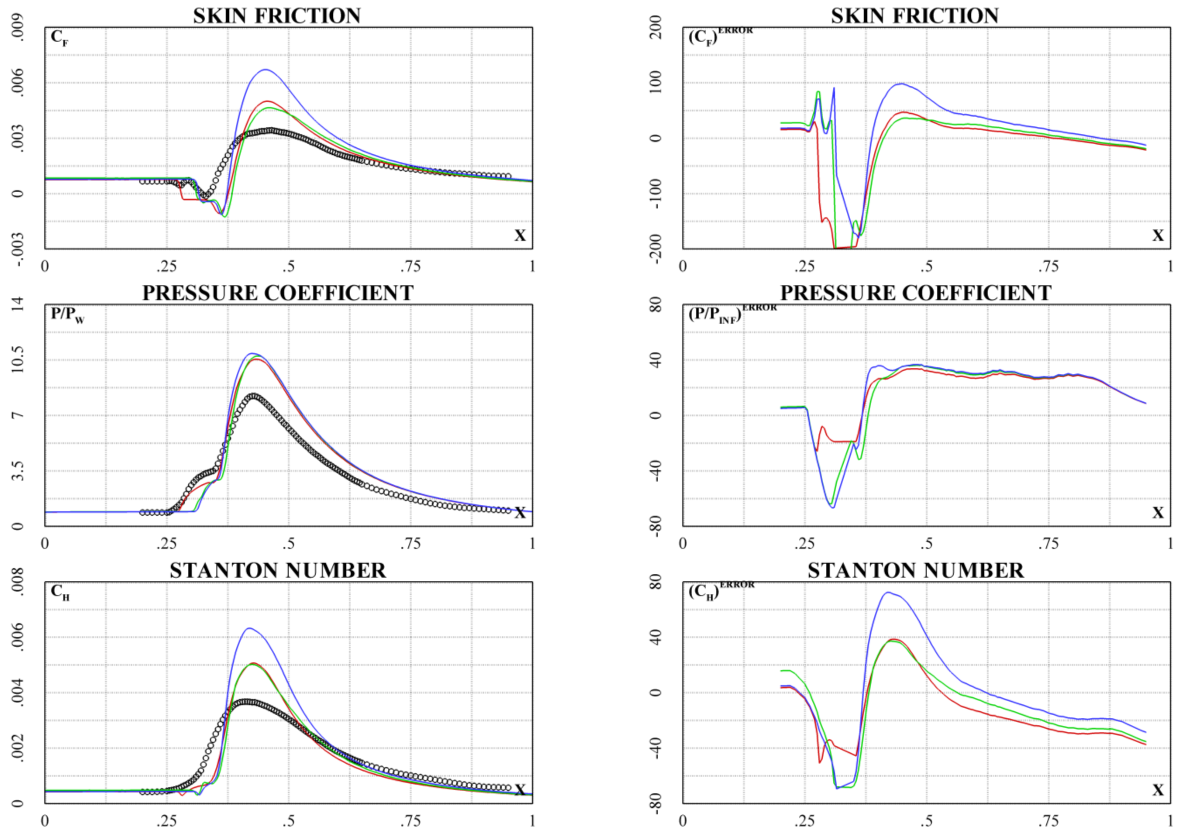
Отметим, что в области полностью развитого турбулентного течения вблизи точки сопряжения модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера дают различающиеся результаты, при этом модель Лэнгтри-Ментера лучше согласуется с экспериментом. Это различие может быть объяснено вблизи области отрыва модель Лэнгтри-Ментера отличается от модели Ментера даже в случае полностью турбулентного течения.

Таким образом, из всех рассматриваемых моделей турбулентности для данной задачи наилучшее согласие с экспериментальными данными дает модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера, а модель Вилкокса дает несколько худшие результаты

4.5.6. Взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром

На рисунке 4.9 представлены сравнение расчетных распределений аэродинамических параметров с экспериментальными данными и распределение относительной ошибки $E_i^{\text{эксп}}$ для задачи взаимодействии осесимметричного падающего скачка с цилиндром, где индексом i обозначены рассматриваемые модели турбулентности.

Как видно из распределений аэродинамических величин все рассматриваемые модели турбулентности существенно завышают размеры зоны отрыва, что приводит к завышению пиковых значений аэродинамических параметров в области присоединения пограничного слоя.



Распределения аэродинамических параметров | Распределение относительной ошибки

Рис. 4.9. Сравнение результатов полученных по различным моделям турбулентности с экспериментальными данными для задачи о взаимодействии осесимметричного падающего скачка с цилиндром (красная линяя – модель Ментера, синяя линяя – модель Вилкокса, зеленая линяя – модель Лэнгтри-Ментера)

Из распределения относительной ошибки по коэффициенту трения видно, что максимальная ошибка для всех рассматриваемых моделей турбулентности возникает в области отрыва и составляют приблизительно 200%. В области присоединения пограничного слоя относительная ошибка определения пиковых значений коэффициента трения составляет 100% для модели Вилкокса и 50% для модели Ментера и модели Лэнгтри-Ментера. В области восстановления относительная ошибка уменьшается, однако скорость восстановления для всех рассматриваемых моделей турбулентности несколько больше чем в эксперименте.

Из распределения относительной ошибки по безразмерному давлению видно, что максимальная ошибка для всех рассматриваемых моделей турбулентности лежат в область отрыва и приблизительно составляет 70%

для модели Вилкокса и модели Лэнгтри-Ментера и 30% для модели Ментера. В области присоединения пограничного слоя, где возникают пиковые значения безразмерного давления, а также в области восстановления все рассматриваемые модели турбулентности дают приблизительно одинаковые результаты, точность которых находится в пределах 40%, при этом ошибка уменьшается по мере движения вниз по потоку.

Из распределения относительной ошибки по числу Стэнтона видно, что максимальная ошибка для всех рассматриваемых моделей возникает в области отрыва и в области присоединения и приблизительно составляет 80% для модели Вилкокса и модели Лэнгтри-Ментера и 40% для модели Ментера. Отметим, что модель Лэнгтри-Ментера в области отрыва ведет себя так же как модель Вилкокса, а в области присоединения – также как модель Ментера. В области восстановления для всех рассматриваемых моделей турбулентности наблюдается уменьшение относительной ошибки, однако скорость восстановления в расчетах выше, чем в эксперименте, за счет чего начиная с некоторой точки, относительная ошибка начинает расти и достигает 40%.

Отметим, что в области полностью развитого турбулентного течения вблизи точки сопряжения модель Ментера и модель Лэнгтри-Ментера дают различающиеся результаты, при этом модель Лэнгтри-Ментера лучше согласуется с экспериментом. Это различие может быть объяснено вблизи области отрыва модель Лэнгтри-Ментера отличается от модели Ментера даже в случае полностью турбулентного течения.

Таким образом, обобщая результаты исследования возможностей моделей турбулентности можно констатировать, что ни одна из рассмотренных моделей турбулентности не дает каких либо ощутимых преимуществ по сравнению с остальными.

Заключение

В настоящей работе было проделано систематическое исследование возможностей трех современных моделей турбулентности (модели Ментера, модели Вилкокса и модели Лэнгтри-Ментера) применительно к расчету гиперзвуковых течений, в которых имеет место взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем. При этом особое внимание уделено минимизации численных погрешностей, что обеспечивает объективную оценку моделей. В частности, на основе специальных предварительных исследований выбраны расчетные сетки и параметры вычислительного алгоритма (прежде всего, требуемой глубины сходимости итераций), обеспечивающие практически точные (с погрешностью не более 2%) чаленные решения рассматриваемых задач.

Сравнение результатов расчетов, полученных с использованием рассмотренных моделей турбулентности с экспериментом, позволяет сделать следующие выводы.

Все рассматриваемые модели качественно правильно воспроизводят основные закономерности, наблюдаемые в экспериментах.

Максимальные значения аэродинамических параметров рассматриваемых течений воспроизводятся всеми исследуемыми моделями турбулентности достаточно точно. При этом наилучшее согласие с экспериментом во всех задачах, кроме задачи о течении в «угле сжатия», обеспечивают модели Ментера и Лэнгтри-Ментера.

Наряду с отмеченными положительными свойствами рассматриваемых моделей, обнаружен ряд их существенных недостатков. Так, все эти модели завышают размеры отрывной области, формирующейся в результате взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Кроме того, в задаче об обтекании угла сжатия при расчете с помощью моделей Ментера и Лэнгтри-Ментера возникает ложный отрыв в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Среди всех рассматриваемых моделей размер отрывной области модель наиболее точно предсказывается моделью Вилкокса.

Показано, что модель Лэнгтри-Ментера достаточно точно описывает процесс ламинарно-турбулентного перехода в рассматриваемых сверхзвуковых потоках. При этом в области полностью турбулентного течения вблизи отрывной зоны эта модель дает лучшее согласие с экспериментом чем модель Ментера. Это отличие объясняется введением поправки в уравнение для переноса кинетической энергии турбулентности за счет отличия от 1 эффективной перемежаемости в области отрыва. Таким образом, данная модель может быть рекомендована для расчета таких течений при наличии в течении протяженных участков с ламинарным пограничным слоем и отрывных зон.

Список литературы

Anderson J. D. Hypersonic and high temperature gas dynamics [Book]. - [s.l.] : McGraw-Hill Book Company, 1989.

Bardina J. E., Huang P. G. and Coakley T. J. Turbulence modeling validation, testing, and development [Report]. - [s.l.] : NASA Technical Memorandum 110446, 1997.

Barth T. J. and and Jesperson D. C. The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1989. - 89-0366.

Barth T. J. and Jesperson D. C. The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1989. - 89-0366.

Batten P. [et al.] Recomendation and best practice for the current state of the art in turbulentce modelling [Article] // International Journal of Computational Fluid Dynamics. - 2009. - 4 : Vol. 23.

Bedarev I. A., Borisov A. V. and Fedorova N. N. Modeling of supersonic turbulent flows in the vicinity of axisymmetric configurations. [Journal]. - [s.l.] : Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 2002. - 861–6 : Vol. 43(6).

Bradshaw P, Launder B. E. and Lumley J. L. Collaborative testing of turbulence models [Journal]. - [s.l.] : Journal of Fluids Engineering, 1996. - 243–7 : Vol. 118.

Cary A. M. Turbulent Boundary Layer Heat-Transfer And Transition Measurements with Surface Cooling at Mach 6 [Report] : NASA Technical Note D-5863. - 1970.

Chien J. Y. Predictions of channel boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model. [Journal]. - [s.l.] : AIAA Journal, 1982. - 20(1):33–8.

Coakley T. J. [et al.] Turbulence compressibility corrections. [Report]. - [s.l.] : NASA Technical Memorandum 108827, 1994.

Coakley T. J. and Huang P. G. Turbulence modeling for high speed flows [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1992. - 92-0436.

Coakley T. J. Turbulence modeling methods for the compressible Navier–Stokes equations. [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1983. - 1983-1693.

Coleman G. T. and Stollery J. L. Heat Transfer From Hypersonic Turbulent Flow At a Wedge Compression Corner [Journal] // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 56. - 1972. - pp. 741-752.

Elfstrom G. M. Turbulent Hypersonic Flow at a Wedge-Compression Corner [Journal] // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 53. - 1972. - pp. 113-127.

Grotjans H. and Menter F. R. Wall functions for general application CFD codes [Book Section] // ECCOMAS 98 Proceedings of the Fourth European Computational Fluid Dynamics Conference / book auth. al. K.D.Papailiou et. - [s.l.] : John Wiley & Sons, 1998.

Haase W. [et al.] Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design [Book]. - [s.l.] : Springer, 2006.

Hirschel E. H. Basics of Aerothermodynamics [Book]. - [s.l.] : Springer, 2005.

Holden M. S. Shock wave-turbulent boundary layer interaction in hypersonic flows [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper 1972-0074, 1977.

Horstman C. C. and Owen F. K. Turbulent properties of a compressible boundary layer. [Journal]. - [s.l.] : AIAA Journal, 1972. - 10 1418–24.
Horstman C. C. Hypersonic shock-wave / turbulent-boundarylayer interaction flows [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1991. - 1991-1760.
Horstman C. C. Hypersonic shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction flows [Journal]. - [s.l.] : AIAA Journal, 1992. - 30(6):1480–1.
Huang P. G. and Coakley T. J. Turbulence modeling for complex hypersonic flows. [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1993. - 93-0200.
Huang P. G., Bradshaw P. and Coakley T.J. Turbulencemodels for compressible boundary layers [Journal]. - [s.l.] : AIAA Journal, 1994. - 735–40 : Vol. 32.
Huang P. G., Bradshaw P. и J. Coakley T. Turbulencemodels for compressible boundary layers [Журнал]. - [б.м.] : AIAA Journal, 1994 г.. - 735–40 : Т. 32.
Jones W.L. and Launder B.E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence [Journal]. - [s.l.] : Journal of Heat and Mass Transfer, 1972. - 15 301–14.
Kussoy M. I. and Horstman C. C. An Experimental Documentation of a Hypersonic Shock-Wave Turbulent Boundary Layer Interaction Flow – with and without Separation [Report] : NASA Technical Memorandum X-62412. - 1975.
Kussoy M. I. and Horstman C. C. Documentation of Two- and Three-Dimensional Hypersonic Shock Wave / Turbulent Boundary Layer Interaction Flows [Report] : NASA Technical Memorandum 101075. - 1989.
Kussoy M. I. and Horstman C. C. Documentation of Two- and Three-Dimensional Shock-Wave / Turbulent-Boundary-Layer Interaction Flows at Mach 8.2 [Report] : NASA Technical Memorandum103838. - 1991.
Langtry R. B. and Menter F. R. Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 2005. - 2005-522.
Launder B. E. and Sharma B. I. Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disk [Journal]. - [s.l.] : Lett Heat Mass Transfer, 1974. - 1(2) 131–8.
Majumdar S. Role of Underrelaxation in Momentum Interpolation for Calculation of Flow with Nonstaggered Grids [Journal]. - [s.l.] : Numerical Heat Transfer, 1988. - 125-132 : Vol. 13.
Marvin J. G. and Coakley T. J. Turbulence modeling for hypersonic flows. [Report]. - [s.l.] : NASA Technical Memorandum 101079, 1989.
Menter F. R. [et al.] A Correlation based Transition Model using Local Variables Part 1- Model Formulation [Journal]. - [s.l.] : ASME TURBO EXPO 2004, 2004. - ASME-GT2004-53452.
Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications [Journal]. - [s.l.] : AIAA Journal, 1994. - 1598–605 : Vol. 32(8).
Menter F. R., Kuntz M. and Langtry R. Ten Years of Experience with the SST Turbulence Model [Book Section] // Turbulence, Heat and Mass Transfer 4 / book auth. Hanjalic K., Nagano Y. and Tummers M.. - [s.l.] : Begell House Inc., 2003.
Olsen M. E., Lillard R. P. and Coakley T. J. The lag model applied to high speed flows [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 2005. - 2005-0101.

Owen F. K. and C. Horstman C. On the structure of hypersonic turbulent boundary layers. [Journal]. - [s.l.] : Journal of Fluid Mechanics , 1972. - 53 611–36.
Owen F. K., Horstman C. C. and Kussoy M. I. Mean and fluctuating flow measurements on a fully-developed non-adiabatic hypersonic boundary layer [Journal]. - [s.l.] : J Fluid Mech, 1975. - 70(2):393–413..
Rhie C.M. and Chow W.L. A Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1982. - 82-0998.
Rodi W. Experience with two-layer models combining the k-e model with a one-equation model near the wall [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1991. - 1991-0216.
Roy C. J. and Blottner F. G. Review and assessment of turbulence models for hypersonic flows [Article] // Progress in Aerospace Sciences 42. - 2006. - pp. 469-530.
Settles G. S. and Dodson L. J. Hypersonic Shock/Boundary-Layer Interaction Database [Report] : NASA Contractor Report 177577. - 1991.
So R. M, Zhang H. S. and Speziale C. G. Near-wall modeling of the dissipation rate equation [Journal]. - [s.l.] : AIAA Journal, 1991. - 2069–76 : Vol. 29(12).
Spalart P. R and Allmaras S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows [Journal]. - [s.l.] : AIAA Paper, 1992. - 92-0439.
Van Driest E. R. Turbulent boundary layer in compressible fluids [Journal]. - [s.l.] : Journal of the Aeronautical Sciences, 1951. - 18 145–60.
Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme V. A secondorder sequel to Godunov's method [Journal]. - [s.l.] : Journal of Computational Physics, 1979. - 101 : Vol. 32.
Wilcox D. C. Turbulence modeling for CFD, 1st edition [Book]. - [s.l.] : DCW Industries, Inc., 1988.
Wilcox D. C. Turbulence modeling for CFD, 3rd edition [Journal]. - [s.l.] : DCW Industries, Inc., 2006.
Wilcox D. C. Turbulence modelling for CFD, 2nd edition [Book]. - [s.l.] : DCW Industries, Inc., 1994.
Zhang H. S. [et al.] Near wall two-equation model for compressible turbulent flows [Journal]. - [s.l.] : AIAA Journal, 1993. - 196–9. : Vol. 31.
Лойцянский Л.Г Механика жидкости и газа [Книга]. - [б.м.] : Наука, 1978.
САНПИН 2.22/2.4.1340-03 [Книга].
САНПИН 2.22/2.4.2198-07 [Книга].

Приложение I. Определяющие соотношения

I.1. Определяющие уравнения

В рамках коммерческого пакета ANSYS CFX для сжимаемых течений совершенного газа реализована система уравнений Навье-Стокса (I.1), записанная в консервативном виде. Отметим, что в пакете CFX независимыми переменными являются p, $\boldsymbol{U}$ и h_{tot} и уравнения решаются только для этих величин.

$$\text{(I.1)} \begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{U}) = 0 \\ \frac{\partial \rho \boldsymbol{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{U}\boldsymbol{U}) = \nabla p + \nabla \cdot \hat{\tau} \\ \frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{U} h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla \cdot T) + \nabla \cdot (\boldsymbol{U} \cdot \tau) \\ \frac{p}{\rho} = \frac{R}{M_r} T \\ \hat{\tau} = \mu \left(\nabla \boldsymbol{U} + \nabla \boldsymbol{U}^{\mathrm{T}} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \boldsymbol{U} \hat{E} \right) \\ h_{tot} = h + \frac{\boldsymbol{U} \cdot \boldsymbol{U}}{2} \\ h = C_P T \end{cases}$$

Исходя из специфики рассматриваемых задач динамическая вязкость, коэффициент теплопроводности и коэффициент удельной теплоемкости при постоянном давлении вычислялись в соответствие с формулой (I.2), где γ - показатель адиабаты и Pr - число Прандтля.

$$\text{(I.2)} \begin{cases} \mu = \mu_{ref} \frac{T_{ref} - C}{T - C} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^n \\ \lambda = \frac{\mu C_p}{Pr} \\ C_P = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R}{M_r} \end{cases}$$

Для описания турбулентных течений вводится процедура осреднения по Фавру (I.4), которая является обобщением осреднения по Рейнольдсу (I.3) на случай сжимаемых течений. В формулах (I.3) и (I.4) буквой f обозначается произвольная скалярная величина.

$$\text{(I.3)} \quad \bar{f} = \frac{1}{T_0} \int_T^{T+T_0} f \, dt$$

$$\text{(I.4)} \quad \tilde{f} = \frac{1}{T_0 \bar{\rho}} \int_T^{T+T_0} \rho f \, dt$$

После применения процедуры осреднения по Фавру системы уравнений (I.1) имеем систему уравнений (I.5).

$$
\text{(I.5)}\begin{cases}
\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}\right)=0\\
\frac{\partial\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}\widetilde{\boldsymbol{U}}\right)=\nabla\bar{p}+\nabla\cdot\left(\tilde{\bar{\tau}}-\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}'\boldsymbol{U}'}\right)\\
\frac{\partial\bar{\rho}\widetilde{h_{tot}}}{\partial t}-\frac{\partial\bar{p}}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}\widetilde{h_{tot}}\right)=\nabla\cdot\left(\lambda\nabla\cdot\bar{T}-\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}'h_{tot}'}\right)+\nabla\cdot\left(\overline{\boldsymbol{U}\cdot\hat{\tau}}\right)\\
\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}}=\frac{R}{M_r}\tilde{T}\\
\tilde{\bar{\tau}}=\mu\left(\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}+\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right)-\frac{2}{3}\mu\nabla\cdot\widetilde{\boldsymbol{U}}\hat{E}\\
\widetilde{h_{tot}}=\tilde{h}+\frac{\widetilde{\boldsymbol{U}}\cdot\widetilde{\boldsymbol{U}}}{2}+\frac{k}{2}\\
\tilde{h}=C_P\tilde{T}\\
k=\widetilde{\boldsymbol{U}'\cdot\boldsymbol{U}'}
\end{cases}
$$

В коммерческом коде общего назначения ANSYS CFX 11 уравнение баланса энергии в системе (I.5) упрощается согласно уравнению (I.6). В уравнении (I.6) присутствуют два слагаемых обозначенных вязкой диссипацией и добавочным членом. Добавочным членом в рамках рассматриваемого расчетного кода пренебрегают. Отметим, что по умолчанию в ANSYS CFX член, отвечающий за вязкую диссипацию, выключен.

$$
\text{(I.6)}\quad \frac{\partial\bar{\rho}\widetilde{h_{tot}}}{\partial t}-\frac{\partial\bar{p}}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}\widetilde{h_{tot}}\right)=\nabla\cdot\left(\lambda\nabla\cdot\bar{T}-\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}'h'}\right)+ \underbrace{\nabla\cdot\left(\widetilde{\boldsymbol{U}}\cdot\bar{\tilde{\tau}}-\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}\cdot\widetilde{\boldsymbol{U}'\boldsymbol{U}'}\right)}_{\text{вязкая диссипация}}+\underbrace{\nabla\cdot\left(\overline{\boldsymbol{U}'\cdot\hat{\tau}}-\overline{\rho\boldsymbol{U}'\boldsymbol{U}'\cdot\boldsymbol{U}'}/2\right)}_{\text{добавочный член}}
$$

Система уравнений (I.5) является незамкнутой из-за наличия моментов второго порядка, вследствие чего требует дополнительных соотношений для замыкания – моделей турбулентности. В настоящей работе рассматриваются только модели, основанные на гипотезе турбулентной вязкости Буссинеска в соответствие с формулой (I.7)

$$
\text{(I.7)}\quad \bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}'\boldsymbol{U}'}=\mu_T\left(\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}+\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right)-\frac{2}{3}\left(\mu_T\nabla\cdot\widetilde{\boldsymbol{U}}+\bar{\rho}\mathrm{k}\right)\hat{E}
$$

В настоящей работе рассматриваются модели, использующие гипотезу Рейнольдса об аналогии между переносом импульса и энергии в соответствие с формулой (I.8).

$$\text{(I.8)} \begin{cases} \bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}'h'} = \frac{\mu_T C_P}{Pr_T} \nabla \cdot \bar{T} \\ Pr_T = 0.9 \end{cases}$$

После использования формул (I.7)–(I.8) количество неизвестных в системе уравнений (I.5) сокращается с 9 до 2. Для нахождения оставшихся двух неизвестных используются дифференциальные модели турбулентности, основанные на решении двух уравнений. В рамках настоящей работы рассматриваются только модели $k - \omega$ типа, т.е. записанные относительно кинетической энергии турбулентности k и удельной частоты диссипации ω. Рассматриваются следующие модели турбулентности: модель переноса сдвиговых напряжений Ментера, модель Вилкокса и модель Лэнгтри-Ментера.

I.2. Формулировка модели переноса сдвиговых напряжений Ментера

В модели переноса сдвиговых напряжений Ментера решаются два дифференциальных уравнения:

$$\text{(I.9)} \begin{cases} \frac{\partial \rho k}{\partial \mathrm{t}} + \nabla \cdot \left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}k\right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{k3}}\right)\nabla k\right] + P_k - \beta^* \rho k \omega \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial \mathrm{t}} + \nabla \cdot \left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}\omega\right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\omega 3}}\right)\nabla \omega\right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{\nabla k \cdot \nabla \omega}{\sigma_{\omega 2}\omega} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 \end{cases}$$

Для нахождения генерационного члена используется следующее соотношение:

$$\text{(I.10)}\ P_k = \mu_T \nabla \widetilde{\boldsymbol{U}} \cdot \left(\nabla \widetilde{\boldsymbol{U}} + \nabla \widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \widetilde{\boldsymbol{U}} \left(\mu_T \nabla \cdot \widetilde{\boldsymbol{U}} + \rho \mathrm{k}\right)$$

Для нахождения турбулентной вязкости используется следующее соотношение:

$$\text{(I.11)} \begin{cases} \mu_T = \rho \frac{\alpha_1 k}{\max\left(\alpha_1 \omega;\ F_2 \sqrt{2\hat{S} \cdot\cdot \hat{S}}\right)} \\ \hat{S} = \frac{1}{2}\left(\nabla \widetilde{\boldsymbol{U}} + \nabla \widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right) \end{cases}$$

В модели переноса сдвиговых напряжений рассматриваются следующие дополнительные функции:

(I.12) $$\begin{cases} F_1 = tanh(arg_1{}^4) \\ arg_1 = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega y};\ \frac{500}{y^2\omega}\right);\ \frac{4\rho k}{CD_{k\omega}\sigma_{\omega 2}y^2}\right) \\ CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\frac{\nabla k\cdot\nabla\omega}{\sigma_{\omega 2}\omega}; 1\times 10^{-10}\right) \\ F_2 = tanh(arg_2{}^2) \\ arg_2 = \max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega y};\ \frac{500}{y^2\omega}\right) \end{cases}$$

Для нахождения констант с индексом 3 используется формула (I.13), при этом константы с индексом 1 и 2 находятся из формулы (I.14).

(I.13) $\varphi_3 = F_1\varphi_1 + (1 - F_1)\varphi_2$

(I.14) $$\begin{cases} \beta^* = 0.09 \\ \alpha_1 = 5/9 \quad \beta_1 = 0.075 \quad \sigma_{k1} = 2, \quad \sigma_{\omega 1} = 2 \\ \alpha_2 = 0.44 \quad \beta_2 = 0.0828 \quad \sigma_{k2} = 1 \quad \sigma_{\omega 2} = 1/0.856 \end{cases}$$

I.3. Формулировка модели k-ω Вилкокса

В $k - \omega$ модели Вилкокса решаются два дифференциальных уравнения:

(I.15) $$\begin{cases} \frac{\partial\rho k}{\partial t} + \nabla\cdot\left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}k\right) = \nabla\cdot\left[\left(\mu + \bar{\rho}\sigma^*\frac{k}{\omega}\right)\nabla k\right] + P_k - \beta^*\rho k\omega \\ \frac{\partial\rho\omega}{\partial t} + \nabla\cdot\left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}}\omega\right) = \nabla\cdot\left[\left(\mu + \bar{\rho}\sigma\frac{k}{\omega}\right)\nabla\omega\right] + \rho\frac{\sigma_d}{\omega}\nabla k\cdot\nabla\omega + \alpha\frac{\omega}{k}P_k - \beta\rho\omega^2 \end{cases}$$

Для нахождения генерационного члена используется следующее соотношение:

(I.16) $P_k = \mu_T\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}\cdot\left(\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}} + \nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right) - \frac{2}{3}\nabla\cdot\widetilde{\boldsymbol{U}}\left(\mu_T\nabla\cdot\widetilde{\boldsymbol{U}} + \rho\mathrm{k}\right)$

Для нахождения турбулентной вязкости используется следующее соотношение:

(I.17) $$\begin{cases} \mu_T = \rho\frac{k}{\max\left(\omega;\ C_{lim}/\sqrt{\beta^*}\sqrt{2\hat{S}\cdot\cdot\hat{S}}\right)} \\ \hat{S} = \frac{1}{2}\left(\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}} + \nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right) \end{cases}$$

В модели Вилкокса рассматриваются следующие дополнительные функции и константы:

(I.18) $$\begin{cases} \beta = \beta_0 f_\beta \\ f_\beta = \frac{1+85\chi_\omega}{1+100\chi_\omega} \\ \chi_\omega = \left|\frac{\widehat{\Omega}\cdot\widehat{\Omega}\cdot\hat{S}}{(\beta^*\omega)^3}\right| \\ \hat{S} = \frac{1}{2}\left(\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}} + \nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right) \\ \widehat{\Omega} = \frac{1}{2}\left(\nabla\widetilde{\boldsymbol{U}} - \nabla\widetilde{\boldsymbol{U}}^{\mathrm{T}}\right) \end{cases}$$

(I.19) $\sigma_d = \begin{cases} 0, \ \nabla k \cdot \nabla \omega < 0 \\ \sigma_{d0}, \ \nabla k \cdot \nabla \omega > 0 \end{cases}$

(I.20) $\begin{cases} C_{lim} = 7/8 \quad \alpha = 13/25 \quad \beta_0 = 0.0708 \quad \beta^* = 9/100 \\ \sigma = 1/2 \qquad \sigma^* = 3/5 \qquad \sigma_{d0} = 1/8 \end{cases}$

В используемой при расчетах версии расчетного кода реализована модель Вилкокса с константой $\beta = \beta_0$ вместо $\beta = \beta_0 f_\beta$. Данное изменение не должно оказывать значительного влияния на решение поскольку, как видно из определения, $\chi_\omega = 0$ в случае двумерных течений.

I.4. Формулировка модели ламинарно-турбулентного перехода Лэнгтри-Ментера

В модели ламинарно-турбулентного перехода Лэнгтри-Ментера решаются четыре дифференциальных уравнения. В качестве базовой модели турбулентности используется модель переноса сдвиговых напряжений, модифицированная следующим образом:

(I.21) $$\begin{cases} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}} k\right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{k3}}\right)\nabla k\right] + \gamma_{eff} P_k - \min\left(\max\left(\gamma_{eff},\ 0.1\right), 1.0\right)\beta^* \rho k \omega \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}} \omega\right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\omega 3}}\right)\nabla \omega\right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{\nabla k \cdot \nabla \omega}{\sigma_{\omega 2}\omega} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 \\ \frac{\partial \rho \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}} \gamma\right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\gamma}\right)\nabla \gamma\right] + P_\gamma - E_\gamma \\ \frac{\partial \rho \widetilde{Re_{\theta t}}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\bar{\rho}\widetilde{\boldsymbol{U}} \widetilde{Re_{\theta t}}\right) = \nabla \cdot \left[\sigma_{\theta t}(\mu + \mu_T)\nabla \widetilde{Re_{\theta t}}\right] + P_{\widetilde{Re_{\theta t}}} - E_{\widetilde{Re_{\theta t}}} \end{cases}$$

Отметим, что все константы и функции, описанные в пункте I.2, остаются теми же, и единственное отличие – это введение дополнительных множителей для генерации и диссипации в уравнении для переноса кинетической энергии, при этом уравнение для переноса удельной частоты диссипации остается неизменным.

В приведенной системе уравнений (I.21) присутствуют генерационные и диссипационные члены, записываемые в соответствие с уравнением (I.22)-(I.23).

(I.22) $\begin{cases} P_\gamma = 2(1-\gamma) F_{length} \rho S (\gamma F_{onset})^{C_{\gamma 3}} \\ E_\gamma = 2\left(C_{\gamma 2}\gamma - 1\right) C_{\gamma 1} \rho \Omega \gamma F_{turb} \end{cases}$

$$
\text{(I.23)}\quad
\begin{cases}
P_{\widetilde{Re_{\theta t}}} = C_{\theta t}\frac{\rho}{t}\left(Re_{\theta t} - \widetilde{Re_{\theta t}}\right)(1 - F_{\theta t}) \\
E_{\widetilde{Re_{\theta t}}} = 0 \\
t = \frac{500\mu}{\rho \boldsymbol{U}^2}
\end{cases}
$$

Для нахождения эффективной перемежаемости γ_{eff} используется модификация на случай ламинарно-турбулентного перехода, вызванного отрывом.

$$
\text{(I.24)}\quad
\begin{cases}
\gamma_{eff} = \max\left(\gamma,\ \gamma_{sep}\right) \\
\gamma_{sep} = \min\left(\max\left(\frac{\mathrm{Re}_{\nu}}{3.235\cdot \mathrm{Re}_{\theta c}} - 1,\ 0\right)\cdot F_{reattach}, 1\right)\cdot 2F_{\theta t} \\
F_{reattach} = \exp\left(-\left(\frac{R_T}{20}\right)^4\right)
\end{cases}
$$

В рамках модели ламинарно-турбулентного перехода Лэнгтри-Ментера рассматриваются следующие дополнительные функции и константы:

$$
\text{(I.25)}\quad
\begin{cases}
F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3},\ 0) \\
F_{onset2} = \min\left(\max\left(F_{onset1},\ {F_{onset1}}^4\right), 2.0\right) \\
F_{onset3} = \max\left(1 - \left(\frac{R_T}{2.5}\right)^3,\ 0\right) \\
F_{onset1} = \frac{Re_{\nu}}{2.193\cdot Re_{\theta c}} \\
Re_{\nu} = \frac{\rho y^2\sqrt{2\hat{S}\cdot\cdot\hat{S}}}{\mu}
\end{cases}
$$

$$
\text{(I.26)}\quad
\begin{cases}
F_{turb} = \exp\left(-\left(\frac{R_T}{4}\right)^4\right) \\
R_T = \frac{\rho k}{\mu\omega}
\end{cases}
$$

$$
\text{(I.27)}\quad
\begin{cases}
F_{\theta t} = \min\left(\max\left(F_{wake}\cdot \mathrm{e}^{-\left(\frac{y}{\delta}\right)^4},\ 1.0 - \left(\frac{\gamma - 1/50}{1.0 - 1/50}\right)\right),\ 1.0\right) \\
\delta = \frac{50\Omega y}{\boldsymbol{U}}\delta_{BL} \\
\delta_{BL} = \frac{15}{2}\theta_{BL} \\
\theta_{BL} = \frac{\widetilde{Re_{\theta t}}\mu}{\rho\boldsymbol{U}}
\end{cases}
$$

$$
\text{(I.28)}\quad
\begin{cases}
F_{wake} = \exp\left(-\left(\frac{Re_{\omega}}{1\times 10^5}\right)^2\right) \\
Re_{\omega} = \frac{\rho\omega y^2}{\mu}
\end{cases}
$$

$$
\text{(I.29)}\quad
\begin{cases}
Re_{\theta t} = 803.73(Tu + 0.6067)^{-1.027}F(\lambda_{\theta}, K) \\
\lambda_{\theta} = (\theta^2/\nu)\, dU/ds \\
K = (\nu/U^2)\, dU/ds\cdot 10^6 \\
Tu = 100\frac{\sqrt{2/3k}}{U}
\end{cases}
$$

(I.30) $F(\lambda_\theta, K) = \begin{cases} 1 - \left(-10.32\lambda_\theta - 89.47{\lambda_\theta}^2 - 265.51{\lambda_\theta}^3\right)e^{-Tu/3}, \lambda_\theta \leq 0 \\ 1 + (0.0962K + 0.148K^2 + 0.0141K^3)\left(1 - e^{-Tu/3}\right) + \\ 0.556\left(1 - e^{-23.9\lambda_\theta}\right)e^{-Tu/3}, \lambda_\theta \leq 0 \end{cases}$

(I.31) $\begin{cases} dU/dx = \left(u\frac{du}{dx} + v\frac{dv}{dx} + w\frac{dw}{dx}\right)/U \\ dU/dy = \left(u\frac{du}{dy} + v\frac{dv}{dy} + w\frac{dw}{dy}\right)/U \\ dU/dz = \left(u\frac{du}{dz} + v\frac{dv}{dz} + w\frac{dw}{dz}\right)/U \\ dU/ds = \left(\frac{u}{U}\right)\frac{dU}{dx} + \left(\frac{v}{U}\right)\frac{dU}{dy} + \left(\frac{w}{U}\right)\frac{dU}{dz} \\ U = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \end{cases}$

(I.32) $\begin{cases} \sigma_\gamma = 1.0 \quad C_{\gamma1} = 0.03 \quad C_{\gamma2} = 50 \quad C_{\gamma3} = 0.5 \\ \sigma_{\theta t} = 2.0 \quad C_{\theta t} = 0.03 \end{cases}$

Поскольку в рассматриваемой модели вводятся два дополнительных дифференциальных уравнений, для них необходимо определить граничные условия. Для перемежаемости γ на стенке задается равенство нулю потока, а на входе перемежаемость γ задается равной 1. Для модифицированного критического числа Рейнольдса $\widetilde{Re_{\theta t}}$ задаются следующие граничные условия: на стенке $\widetilde{Re_{\theta t}}$ задается из равенства нулю потока, а на входной границе в соответствие с формулой (I.33).

(I.33) $\widetilde{Re_{\theta t}} = f(Tu)$

В оригинальной работе (Langtry, et al., 2005) эмпирические корреляции не приводятся, однако говорится, что они являются функциями от модифицированного критического числа Рейнольдса.

(I.34) $\begin{cases} F_{\theta c} = f\left(\widetilde{Re_{\theta t}}\right) \\ F_{lenght} = f\left(\widetilde{Re_{\theta t}}\right) \end{cases}$

I.5. Формулировка метода пристенных функций

В пакете ANSYS CFX пристенные функции используются для гидродинамических уравнений, а также для уравнения энергии.

В соответствие с законом стенки имеем:

(I.35) $u^+ = \frac{1}{\kappa}\ln(y^+) + C$

(I.36) $y^+ = \frac{\rho \Delta y u^\tau}{\mu}, \; u^+ = \frac{u}{u^\tau}$

(I.37) $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$

Для модели Вилкокса известно аналитическое решение для ω в вязком подслое. Это может быть использовано для построения пристенных функций. Основная идея состоит в том, чтобы переключать значение для ω на стенке между логарифмической и низкорейнольдсовой формулировкой. При этом поток для k искусственно приравнивается нулю, а поток для уравнений переноса импульса рассчитывается из профиля скорости.

(I.38) $F_U = -\rho u_\tau u^*,\ F_k = 0$

(I.39) $u_\tau = \sqrt{\nu \left|\frac{\Delta U}{\Delta y}\right|}$

(I.40) $u^* = \max\left(\sqrt{a_1 k},\ u_\tau\right)$

Для уравнения ω на стенке задается не поток, а алгебраическое выражение, которое является переключателем между аналитическим значением для ω в вязком подслое и значением для ω в логарифмическом подслое.

(I.41) $\omega_w = \omega_s \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_l}{\omega_s}\right)^2}$

(I.42) $\omega_s = \frac{6\nu}{\beta(\Delta y)^2}$ в вязком подслое

(I.43) $\omega_l = \frac{u^*}{a_1 \kappa \Delta y} = \frac{1}{a_1 \kappa \nu} \frac{(u^*)^2}{y^+}$ в логарифмической области

Во всех выражениях Δy – расстояние между первым и вторым от стенки узлом сетки.

В то время как в формулировке пристенных функций первый узел от стенки трактуется как находящийся за границей вязкого подслоя, в низкорейнольдсовой моде положение первого узла виртуально переносится в вязкий подслой, при измельчении сетки. Следует отметить, что физическое положение первого узла всегда находится на стенке. Однако, первый узел трактуется так, как будто бы он находится на расстоянии Δy от стенки что приводит к уменьшению толшины вытеснения. Данная ошибка становится особенно видной при низких значениях числа Рейнольдса.

Для уравнения энергии на стенке используются следующие соотношения.

(I.44) $T^+ = \frac{\rho C_p u^*(T_w - T_f)}{q_w}$

T_f – значение температуры в потоке около стены, T_w – значение температуры на стенке, C_p – коэффициента удельной теплоемкости при постоянном давлении, q_w – тепловой поток на стенке

(I.45) $T^+ = Pr\, y^* e^{-\Gamma} + (2.12 \ln(y^*) + \beta) e^{-\frac{1}{\Gamma}}$

(I.46) $\beta = \left(3.85 Pr^{\frac{1}{3}} - 1.3\right)^2 + 2.12 \ln{(Pr)}$

(I.47) $\Gamma = \frac{0.01(Pr y^*)^4}{1 + 5 Pr^3 y^*}$

(I.48) $Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$

(I.49) $q_w = \frac{\rho C_p u^*(T_w - T_f)}{T^+}$

Для учета эффектов сжимаемости к несжимаемым профилям применяется теория Ван-Дриста.

(I.50) $\frac{U_{comp}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{u^* y}{\nu}\right) + C,\ \kappa = 0.41,\ C = 5.2$

(I.51) $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}$

(I.52) $y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu_w}$

(I.53) $T = T_w - \frac{Pr_t q_w U}{C_p \tau_w} - \frac{Pr_t U^2}{2 C_p}$

(I.54) $U_{comp} = \sqrt{B}\left(\operatorname{asin}\left(\frac{A+U}{D}\right) - \operatorname{asin}\left(\frac{A}{D}\right)\right), A = \frac{q_w}{\tau_w}, B = \frac{2 C_p T_w}{Pr_t}, D = \sqrt{A^2 + D}$

В рамках CFX поправка на сжимаемость в пристенных функциях используется только для уравнений неразрывности, уравнений переноса момента импульса и уравнений переноса энергии.

Для получения трения на стенке используется следующие соотношения:

(I.55) $\frac{\tau_w}{\rho} = \frac{u^*}{\frac{1}{\kappa}\ln\left(\frac{u^* y}{\upsilon}\right) + C} U_{comp}$

(I.56) $\left(\sqrt{Ec}\right)_{comp} = \sqrt{\frac{2T_w}{Pr_t T}}\left(\operatorname{asin}\left(\frac{B^* + Ec}{D^*}\right) - \operatorname{asin}\left(\frac{B^*}{D^*}\right)\right)$

(I.57) $u^* = C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}},\ \tau_w{}^* = \rho(u^*)^2,\ Ec = \frac{U^2}{C_p T},\ B^* = \frac{q_w}{C_p T \tau_w{}^*} U,\ D^* = \left(B^{*2} + \frac{2}{Pr_t}\frac{T_w}{T} Ec\right)^{\frac{1}{2}}$

(I.58) $U_{comp} = \left(C_p T (Ec)_{comp}\right)^{\frac{1}{2}}$

(I.59) $C = 5.2,\ Pr_t = 0.9$

(I.60) $\frac{T_w}{T} = 1 + Pr_t B^* + \frac{Pr_t}{2} Ec$

Для уравнения энергии

(I.61) $\theta^+ = Pr_t \frac{U}{u^*} = \frac{\rho C_p u^*}{q_w}\left(T_w - T - \frac{Pr_t U^2}{2C_p}\right)$

(I.62) $\theta^+ = \left(Pr U_1{}^+\right) e^{-\Gamma} + \left(Pr_t U_2{}^+\right) e^{-\frac{1}{\Gamma}}$

(I.63) $U_1{}^+ = y^+,\ U_2{}^+ = \frac{1}{Pr_t}(2.12 \ln(y^+) + \beta)$

(I.64) $\Gamma = f_1(Pr\, y^+),\ \beta = f_2(Pr)$

(I.65) $U_{comp1}{}^+ = y^+,\ U_{comp2}{}^+ = \frac{1}{Pr_t}(2.12 \ln(y^+) + \beta)$

(I.66) $U^+ = \frac{1}{R}\sin\left(R U_{comp}{}^+\right) - H\left(1 - \cos\left(R U_{comp}{}^+\right)\right)$

(I.67) $R = \frac{u^*}{\sqrt{B}},\ H = \frac{A}{u^*}$

Приложение II. Теория гиперзвукового обтекания пластины

Для описания течения около плоской пластины при гиперзвуковых скоростях существует ряд эмпирических соотношений, основанных на приближенном решении уравнений Навье-Стокса. Согласно данной теории возможно получить соотношения для аэродинамических параметров и профилей скорости и температуры. Следует отметить, что существуют соотношения как для ламинарных, так и для турбулентных течений. В случае наличия информации о положении начала и окончания ламинарно-турбулентного перехода возможно построение, как аэродинамических параметров, так и профилей скорости и температуры.

II.1. Вычисления давления на поверхности гладкой пластины

Для вычисления распределения давления на поверхности обычно рассматривают параметр подобия $\bar{\chi}$, при этом большие значения $\bar{\chi}$ определяют область сильного взаимодействия, а маленькие слабого.

Для ламинарных течений параметр подобия $\bar{\chi}$ определяется по формуле (II.1), как в случае сильного взаимодействия, так и в случае слабого взаимодействия.

(II.1) $$\begin{cases} \bar{\chi} = \frac{M_\infty}{\sqrt{Re}}\sqrt{C} \\ C = \frac{\rho_w \mu_w}{\rho_e \mu_e} \\ Re = \frac{\rho_e U_e x}{\mu_e} \end{cases}$$

Зная параметр подобия $\bar{\chi}$ можно найти давление на внешней границе пограничного слоя по формуле (II.2) для слабого взаимодействия и по формуле (II.3) – для сильного.

(II.2) $$\frac{P_w}{P_\infty} = 1 + 0.578\frac{\gamma(\gamma+1)}{4}\left(1 + 3.35(T_w/T_\infty^{tot})\right)\bar{\chi}$$

(II.3) $$\frac{P_w}{P_\infty} = \frac{\sqrt{3}}{4}\sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma}}\gamma(\gamma-1)\left(0.664 + 1.73(T_w/T_\infty^{tot})\right)\bar{\chi}$$

Для турбулентного течения параметр подобия $\bar{\chi}$ определяется по формуле (II.4) в случае слабого взаимодействия. Существует также теория, позволяющая найти параметр подобия для сильного взаимодействия, однако в рамках настоящей работы она не рассматривается.

(II.4) $$\bar{\chi} = \left(\frac{{M_\infty}^9 C}{Re}\right)^{1/5}$$

Зная параметр подобия $\bar{\chi}$ можно найти давление на внешней границе пограничного слоя для слабого взаимодействия по формуле (II.5).

(II.5) $$\frac{P_w}{P_\infty} = 1 + 0.057\left(\frac{1+1.3(T_w/T_\infty^{tot})}{\left(1+2.5(T_w/T_\infty^{tot})\right)^{0.6}}\right)\bar{\chi}$$

Отметим, что граница сильного и вязкого взаимодействия для большинства практических задач может быть определена в соответствие с формулой (II.6).

(II.6) $\begin{cases} \bar{\chi} > 3 \rightarrow \text{сильное взаимодействие} \\ \bar{\chi} < 3 \rightarrow \text{слабое взаимодействие} \end{cases}$

II.2. Вычисление трения на поверхности гладкой пластины

Для коэффициента течения около гладкой пластины в случае несжимаемых течений существуют эмпирические соотношения для трения. В ламинарном случае это формула Юнга (II.7), а в турбулентном – формула Кармана-Шоенхера (II.8).

(II.7) $\begin{cases} \overline{C_F} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}}\left(0{,}45 + 0{,}55\frac{T_w}{T_\infty} + 0.09(\gamma - 1){M_\infty}^2\sqrt{Pr}\right)^{\frac{n-1}{2}} \\ \mu = \mu_{ref}\frac{T_\infty + T_S}{T + T_S}\left(\frac{T}{T_{ref}}\right)^n \end{cases}$

(II.8) $\overline{C_F} = \frac{1}{17.08(\log_{10} R_\theta)^2 + 25.11(\log_{10} R_\theta) + 6.012}$

Стоит отметить, что в выражениях (II.7)-(II.8) черта над коэффициентом трения означает принадлежность к несжимаемому течению.

Для получения коэффициента трения для сжимаемых течений обычно используется теория Ван-Дриста(Van Driest, 1951). В данной теории производятся преобразования несжимаемых переменных в соответствии с соотношением (II.9).

(II.9) $\begin{cases} \overline{C_F} = F_C C_F \\ \overline{Re_\theta} = F_\theta Re_\theta \\ \overline{Re_x} = F_x Re_x \end{cases}$

Сжимаемые переменные определяются в соответствие с соотношением (II.10).

(II.10) $\begin{cases} C_F = \frac{\tau_w}{(\rho_e {U_e}^2)/2} \\ Re_\theta = \frac{\rho_e U_e \theta}{\mu_e} \\ Re_x = \frac{\rho_e U_e x}{\mu_e} \end{cases}$

Вводятся три преобразующие функции в соответствие с соотношением (II.11).

(II.11) $$\begin{cases} F_C = \dfrac{R_f \frac{\gamma-1}{2} {M_e}^2}{\left(\operatorname{asin}(\alpha)+\operatorname{asin}(\beta)\right)^2} \\ F_\theta = \dfrac{\mu_e}{\mu_w} \\ F_x = \dfrac{F_\theta}{F_C} \end{cases}$$

Для вычисления функции преобразования коэффициента трения используется соотношение (II.12).

(II.12) $$\begin{cases} \alpha = \dfrac{2A^2-B}{\sqrt{4A^2+B^2}} \\ \beta = \dfrac{B}{\sqrt{4A^2+B^2}} \\ A = \sqrt{\dfrac{T_e}{T_w} R_f \dfrac{\gamma-1}{2} {M_e}^2} \\ B = \dfrac{T_e}{T_w} + A^2 - 1 \\ R_f = 0.9 \end{cases}$$

Получения распределения давления в переменной x вместо θ используется соотношение (II.13).

(II.13) $\overline{Re_\theta} = 0.0153(\overline{Re_x})^{6/7}$

II.3. Нахождение теплового потока на поверхности гладкой пластины

Обычно для вычисления теплового потока на пластине используют Рейнольдсову аналогию, которая записывается с соответствие с формулой (II.14). В данной формуле R_{af} – коэффициент рейнольдсовой аналогии, записанный по Сполдингу и Чи.

(II.14) $$\begin{cases} \dfrac{2C_H}{C_F} = R_{af} \\ R_{af} = 1.16 \end{cases}$$

Следует отметить, что в формуле (II.14) коэффициент трения и число Стэнтона определяются в соответствие с формулой (II.15).

(II.15) $\begin{cases} C_F = \frac{\tau_w}{(\rho_e U_e{}^2)/2} \\ C_H = \frac{q_w}{\rho U C_p (T_{aw} - T_w)} \\ T_{aw} = T_w \left(1 + R_f \frac{\gamma - 1}{2} M_e{}^2\right) \end{cases}$

II.4. Нахождение аэродинамических параметров в области перемежаемости

В случае если для ламинарно-турбулентного перехода известны координаты начала и окончания перехода любая величина φ может быть записана через ламинарные ($\varphi_{\text{лам}}$) и турбулентные ($\varphi_{\text{турб}}$) значения в соответствие с формулой (II.16), где γ – коэффициент перемежаемости.

(II.16) $\varphi = (1 - \gamma)\varphi_{\text{лам}} + \gamma\varphi_{\text{турб}}$

Для нахождения коэффициента перемежаемости используется формула (II.17).

(II.17) $\begin{cases} \gamma = \frac{1 - e^{-2\zeta}}{1 - e^{-2}} \\ \zeta = \frac{x - x_b}{x_{tr} - x_b} \end{cases}$

Следует отметить, что в формуле (II.17) x_b - точка начала перехода, а x_{tr} - точка окончания.

Приложение III. Безопасность жизнедеятельности

III.1. Введение

Настоящая дипломная работа носит научно-исследовательский характер, поэтому исполнитель большую часть рабочего времени проводит за компьютером. По степени механизации трудовой деятельности в соответствии с принятой в эргономике классификацией рабочих профессий операторы ЭВМ принадлежат к первой группе, в которую входят рабочие, выполняющие работу при помощи автоматов, автоматизированных аппаратов и установок. В результате более подробного деления профессий внутри группы с целью эргономического анализа оператор ЭВМ попадает в IV класс операторской деятельности – оператор-исследователь.

Вредные и опасные факторы, воздействующие на оператора можно разделить на следующие группы:

1. факторы, связанные с использованием видеотерминальных устройств
2. пониженная мышечная активность (гипокинезия) и длительное статическое напряжение различных групп мышц
3. психофизиологические факторы
4. рациональное освещение
5. микроклимат
6. защита от шума
7. воздействие электрического тока
8. факторы пожара

Основные мероприятия для обеспечения безопасных условий труда операторов должны быть направлены на регламентирование указанных опасных и вредных факторов и устранение их воздействия, совершенствование технологического оборудования с учетом современных требований эргономики, на рациональную организацию производственного процесса, режима труда и отдыха. Должен осуществляться также контроль состояния здоровья операторов.

III.2. Факторы, связанные с использованием видеотерминальных устройств

Использование видеодисплейных терминалов (ВДТ) регламентируется санитарными правилами и нормами СанПиН 2.2.2.542-96.

Работа с видеотерминальными устройствами, связана с переутомлением зрения, вследствие повышенного зрительного напряжения, которое обусловлено не только напряженным характером труда, но и рядом неблагоприятных факторов:

- постоянной адаптацией глаз в условиях наличия в поле зрения поверхностей различной яркости
- напряжением зрения при работе на мониторе со смешанным негативно-позитивным изображением (светлые символы на темном фоне и темные символы на светлом фоне)
- недостаточной четкостью и контрастностью изображения на экране дисплея
- строчностью структуры экрана дисплея
- яркостными мельканиями

К числу заболеваний, возникающих вследствие переутомления зрения, можно отнести возникновение близорукости и переутомления глаз, а также связанные с ними мигрени, головные боли, раздражительность, нервное напряжение, стресс и т.п. Для предотвращения этих болезней следует регулярно совершать перерывы в работе и делать упражнения, расслабляющие глаза.

Следует также учесть, что оптимальный перепад яркости в поле зрения не должен превышать 10. Рекомендуемые соотношения яркости в поле зрения:

- экран – документ 1:5 ÷ 1:10;
- экран – поверхность рабочего стола 1:5;
- экран – клавиатура не более 1:3;
- клавиатура – документы не более 1:3;
- экран – окружающая поверхность 1:3 ÷ 1:10.

В связи с этим не рекомендуется располагать ЭВМ в тех местах, куда могут достигнуть прямые солнечные лучи.

Еще один фактор неблагоприятного воздействия видеотерминальных устройств – рентгеновское, радиочастотное, видимое и ультрафиолетовое излучение. Мощность дозы рентгеновского излучения в соответствии с ГОСТ 29.05.006-85 не должна превышать 100 мкР/ч у поверхности экрана и корпуса. В подавляющем большинстве случаев она не превосходит 40 мкР/ч. В целях снижения излучения используют специальные заземленные защитные экраны. При организации рабочих мест в помещении ВЦ с целью уменьшения одновременного воздействия на оператора нескольких источников электромагнитного излучения следует учитывать, что излучение распространяется равномерно от ВТ в радиусе 1-2,5 м.

III.3. Организация рабочего места, в связи с активностью оператора

Специфика работы оператора ЭВМ связана с пониженной мышечной активностью (гипокинезией) и длительным статическим напряжением мышц спины, шеи, рук и ног, что приводит к быстрому утомлению. Утомление существенно увеличивается при нерациональной высоте рабочей поверхности стола и сидения, отсутствии опорной спинки и подлокотников, неудобных углах сгибания в плечевом и локтевом суставах, углах наклона головы, неудобном размещении документов, видеотерминала и клавиатуры, неправильном угле наклона экрана, отсутствии пространства и подставки для ног.

Рассмотрим подробнее требования эргономики, предъявляемые к рабочему месту оператора при работе с видеотерминалами.

В соответствии с требованиями эргономики, рабочее место должно быть приспособлено для конкретного вида труда и для работников определенной квалификации с учетом их физических и психических возможностей и особенностей. Конструкция рабочего места должна:

- обеспечивать быстроту, безопасность, простоту и экономичность технического обслуживания в нормальных и аварийных условиях
- полностью отвечать функциональным требованиям и предполагаемым условиям эксплуатации

При конструировании производственного оборудования необходимо предусматривать возможность регулирования отдельных элементов с тем, чтобы обеспечивать оптимальное положение работающего.

При организации рабочего места учитываются антропометрические данные операторов, а также предусматривается соответствующее размещение элементов оборудования в зависимости от характера выполняемой работы.

При размещении монитора на рабочем месте учитываются границы полей зрения оператора, которые определяются движениями глаз и головы. Различают зоны зрительного наблюдения в вертикальной плоскости, ограниченные определенными углами, в которых располагаются экран монитора (45-60°), пюпитр (35-45°) и клавиатура.

При периодическом наблюдении за экраном рекомендуется располагать элементы оборудования так, чтобы экран находился справа, клавиатура –

напротив правого плеча, а документы – в центре угла обзора. При постоянной работе экран должен быть расположен в центре поля обзора, документы – слева на подставке.

Рабочий стол должен иметь стабильную конструкцию. Плоскость стола выбирается в зависимости от размера документов: при больших размерах документов она должна быть 160×90 см.

Плоскость стола, а также сидение оператора должны регулироваться по высоте. Высоту плоскости стола необходимо регулировать в диапазоне 65-85 или 68-84 см. При этом высота от горизонтальной линии зрения до рабочей поверхности стола при выпрямленной рабочей позе должна быть 40-50 см.

Высота сидения от пола должна регулироваться в пределах 42-55 см. По желанию оператора может быть установлена подставка для ног размером 40×30×15 см и углом наклона 0-20° с нескользящим покрытием и неперемещаемая по полу. Покрытие стола должно быть матовым (с коэффициентом отражения 20-50%) и легко чиститься; углы и передняя верхняя грань доски должны быть закругленными. Высота пространства под столом для ног рекомендуется порядка 60 см (на уровне колен) и не менее 80 см на уровне ступней.

Рабочее кресло выбирается в зависимости от продолжительности работы. При длительной работе кресло должно быть массивным, при кратковременной - легкой конструкции, свободно отодвигающееся. Подножка кресла должна иметь пять опор, чтобы исключить опрокидывание. Сидение должно быть удобным, иметь закругленные края, наклоняться по отношению к горизонтали вперед на 2° и назад на 14°. Его размеры не должны превышать 40×40 см. Кроме того, сидение должно быть покрыто латексом толщиной около 1 см, сверху которого накладывается влагонепроницаемый материал. Высота спинки кресла рекомендуется 48-50 см от поверхности сидения и с регулировкой вперед-назад. На высоте 10-20 см от сидения спинка должна быть оборудована поясничным опорным валиком. Подлокотники рекомендуются лишь при эпизодической работе на ВТ, при постоянной работе подлокотники ограничивают движение, а следовательно, в этой ситуации креслом с подлокотниками пользоваться не рекомендуется.

III.4. Психофизиологические факторы

В комплексе мероприятий по совершенствованию организации труда важная роль отводится внедрению научно-обоснованных режимов труда и отдыха, улучшению условий труда.

Основная цель рационального труда и отдыха – поддержание работоспособности на оптимальном уровне. Необходимость чередования труда и отдыха обусловлена физиологическими закономерностями и играет большую роль в поддержании трудового ритма.

Работоспособность работника в течение рабочего дня не является величиной стабильной. Основные фазы работоспособности:

- вырабатывание и нарастающая работоспособность;
- высокая, устойчивая работоспособность;
- падение работоспособности в результате развивающегося утомления.

Оптимальный режим труда и отдыха должен включать паузы. При неблагоприятных условиях труда высокий уровень работоспособности составляет не менее 75% рабочего времени. Период вырабатывания составляет не более 40 минут, а восстановительный период – не более 10-15 минут.

Наибольшая работоспособность инженерно-технических работников наблюдается с 10 до 12 и с 16 до 18 часов. Рекомендуется делать перерывы по 8-10 минут каждые 2 часа в первой половине дня и 5-8 минут через каждый час во второй половине дня.

III.5. Рациональное освещение

Нормальная освещенность имеет большое значение для предупреждения зрительного и общего утомления. В связи с этим необходимо поддерживать действующие нормы освещенности рабочих помещений. Согласно этим нормам рабочее помещение должно по возможности освещаться естественным светом.

В помещении ВЦ используется совмещенное освещение. Нормы освещенности лаборатории должны соответствовать СниП 23-05-95 «Естественное и искусственное освещение», а также ГОСТ 1.7.677-82.

Дополнительное искусственное должно быть таким: 10-40% света падает вниз, а 60-90% падает вниз и отражается от потолка. При этом виде освещения достигается хорошее рассеивание света, отсутствуют ослепляющий эффект и тени, электроэнергия расходуется экономично.

При устройстве местного освещения рекомендуется применять поворачивающиеся передвижные лампы. Свет должен падать слева. Рекомендуемая мощность ламп – 50-70 Вт.

Необходимо также выполнять следующие нормы: отношение яркости между рабочим местом и примыкающей площадью не должна превышать 3:1, между рабочим местом и полом – не более 10:1, между рабочим местом и потолком – не более 1: 10. между окнами и прилегающей площадью не более – 20:1.

Наименьшая освещенность на рабочей поверхности – 300 лк, в том числе от светильников общего освещения не менее 100 лк и 30 лк при лампах накаливания.

III.6. Микроклимат

В помещениях должен поддерживаться нормальный микроклимат. Согласно ГОСТ 12.1.005-88 и СанПиН 2.2.4.548-96 в помещении ВЦ должны устанавливаться следующие микроклиматические условия: воздух должен содержать не более 0,3% углекислоты и 0,01% угарного газа, постоянная температура – 18-20 градусов Цельсия, относительная влажность воздуха зимой – 45-50% и летом – 50-55%.

Система отопления обеспечивает достаточно постоянное и равномерное нагревание воздуха в помещении. Для этого используется система центрального водяного отопления.

Для обеспечения установленных норм метеорологических параметров и чистоты воздуха в лаборатории вычислительной техники применяется как общеобменная искусственная вентиляция, так и естественная вентиляция.

Одним из эффективных средств по обеспечению нормальной работы в ВЦ является кондиционирование воздуха. В функции кондиционера входит создание и поддержание режима в заданных пределах в любое время года, очистка воздуха от пыли, бактерий, вредных газов, а также создание небольшого избыточного давления в чистых помещениях для исключения поступления неочищенного воздуха. Полное кондиционирование воздуха повышает производительность труда на 15%. Повышение или понижение температуры воздуха на 10-12 градусов приводят к понижению работоспособности на 15%.

При нормативном микроклимате и отсутствии вредных веществ в помещения с объёмом не менее 50м^3 на человека приток воздуха должен быть не менее 25м^3/час.

III.7. Защита от шума

От уровня шума во многом зависит продуктивность труда. При сверхнормативном уровне шума рассеивается и притупляется внимание работников, на 10-15% снижается производительность труда, растет число профессиональных заболеваний. Основным источником шума в помещениях, оборудованных вычислительной техникой, являются печатающие устройства (принтеры), множительная техника и оборудование для кондиционирования воздуха, а в самой вычислительной технике – вентиляторы систем охлаждения и трансформаторы. Уровень шума в таких помещениях иногда достигают 85 дБА.

Нормирование уровня шума в помещениях с ВТ осуществляется в соответствии с СН 2.2.4/2.1.8.562-96.

В залах для ЭВМ предельно допустимый эквивалентный уровень шума не должен превышать 50 дБА. Предельно допустимые уровни звукового давления по отдельным группам частот приведены в таблице.

Таблица 1 Предельно допустимые уровни звукового давления

Частота	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
Уровень звукового давления, дБ	71	61	54	49	45	42	40	38

Нормируемые уровни шума обеспечиваются путем использования малошумного оборудования, применения звукопоглощающих материалов для внутренней облицовки помещений, а также различных звукопоглощающих устройств (перегородки, кожухи, прокладки и т. д.). Находящееся рядом с рабочим местом другое оборудование, являющееся источником шума, должно быть перенесено в другое помещение.

III.8. Воздействие электрического тока

Для питания ВЦ служит трёхфазная сеть напряжения 380/220 В и частотой 50 Гц. Для обеспечения безопасности обслуживающего персонала допуск к работе разрешён только после аттестации по технике безопасности. Согласно ГОСТ 12.1.019-79 «Общие требования электробезопасности» и ГОСТ 12.1.030-81 техническими мероприятиями по обеспечению электробезопасности персонала являются защитное заземление и зануление.

ГОСТ 12.1.030-81 распространяется на защитное заземление и зануление электроустановок постоянного тока и переменного тока частотой до 400 Гц. Оно необходимо:

- при номинальном напряжении 380 В и выше переменного тока, 440 В и выше постоянного тока – во всех случаях;
- при 42-380 В переменного тока и 110-440 В постоянного тока – в условиях повышенной опасности.

В качестве заземляющих устройств электроустановок должны быть, прежде всего, использованы естественные заземлители. Заземлению подлежат силовые шкафы силовых распределительных устройств, трубы с проложенными в них кабелями и проводами, корпуса всех устройств и установок, которые могут оказаться под напряжением.

Согласно ГОСТ 12.1.019-79 для защиты от поражения электрическим током служат следующие меры:

- защитные оболочки
- защитные ограждения
- безопасное расположение токоведущих частей и их изоляция
- изоляция рабочего места
- использование малых напряжений
- защитное отключение электроустановки
- предупредительная сигнализация
- блокировка системы в случае неисправности

III.9. Факторы пожара

Согласно СНиП 21.05-95 существуют следующие опасные факторы:

- пламя и искры

- повышенная температура окружающей среды
- токсичные продукты горения и термического разложения
- пониженная концентрация кислорода

Противопожарная защита обеспечивается следующими мерами:

1. применение средств пожаротушения, установка сигнализации и устройств тушения, ограничивающих распространение пожара, мероприятия по эвакуации людей, наличие средств индивидуальной защиты и средств противодымной защиты
2. наличие противопожарных перегородок и отсеков, устройств автоматического отключения систем
3. планировка эвакуационных путей и выходов
4. оповещение людей
5. Технические средства для эвакуации и спасения людей
6. Наличие огнетушащих веществ

Пожарную опасность в ВЦ представляют носители информации, поэтому помещение обособленно. Оно должно быть оборудовано несгораемыми стеллажами и шкафами. Хранение перфокарт, лент, дисков должно производиться в металлических кассетах. Не допускается размещение складских помещений, а также пожаровзрывоопасных производств над и под залами ЭВМ, а также смежных с ними помещениях.

Система вентиляции ВЦ должна быть оборудована устройством, обеспечивающим автоматическое отключение ее при пожаре, а также огнедымозадерживающими устройствами.

Подача воздуха к ЭВМ для охлаждения должна осуществляться по самостоятельному воздуховоду. Присоединение этих воздуховодов к общему коллектору допускается только после огне- и дымозадерживающих клапанов.

Система электропитания ЭВМ должна иметь блокировку, обеспечивающую отключение ЭВМ в случае остановки системы кондиционирования и охлаждения. Промывка ячеек и других съемных устройств горючими жидкостями допускается только в специальных помещениях, оборудованных проточно-вытяжной системой.

В здании ВЦ должна быть предусмотрена автоматическая пожарная сигнализация. В залах ЭВМ, за подвесными потолками, в хранилищах информации, кладовых запасного оборудования необходимо устанавливать извещатели, реагирующие на дым. Во всех других помещениях ВЦ допускается установка типовых пожарных извещателей.

Для тушения возможных пожаров ВЦ должны оборудоваться автоматическими установками объемного (газового) тушения с выводом огнегасительного вещества в кабельные каналы и потоки.