

Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный
институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова»

На правах рукописи

Чепрасов Сергей Александрович

Специальность 01.02.05 – «Механика жидкости, газа и плазмы»

Разработка модели турбулентности и исследование особенностей
моделирования течения и шума струй со скачками уплотнения на основе
методов RANS и LES.

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель — доктор технических наук, профессор
Секундов Александр Николаевич

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Глава 1. Описание методов моделирования турбулентности и шума для струйных течений	21
1.1. Процедура численного решения определяющих уравнений	
1.2. Анализ работоспособности численных схем при RANS и LES моделировании струйных течений	
1.3 Особенности методики расчета шума струи	
Выводы по главе 1	
Глава 2. Разработка RANS модели турбулентной вязкости для расчета струй со скачками уплотнения.....	37
2.1. Тестирование популярных моделей турбулентности и поправок на сжимаемость.	
2.2 Результаты поисковой работы по модификации модели k- ω SST	
2.3. Расчетное исследование методом LES особенностей взаимодействия скачка уплотнения с турбулентностью в слое смешения.	
2.4. Описание и тестирование модификации модели турбулентной вязкости.	
Выводы по главе 2 .	
Глава 3. Исследование особенностей моделирования турбулентности в струе и излучаемого шума на основе метода LES.....	59
3.1 Примеры моделирования течения и шума струй методом LES/FWH .	
3.2. Анализ проблем моделирования турбулентности в пограничном слое и вблизи кромки сопла при расчете струйных течений методом LES.	
3.3 Применение приближенных подходов моделирования турбулентности внутри сопла при расчете течения и шума струй.	
Выводы по главе 3.	
Заключение.	85
Список литературы.	

Введение.

Моделирование течения в струях непосредственно связано с фундаментальной проблемой моделирования турбулентности. В связи с этим во всем мире уже более ста лет ведутся работы по решению задач турбулентности. В настоящее время многие институты нашей страны продолжают научно исследовательскую работу в этом направлении: Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского [1-4], Центральный аэрогидродинамический институт им. Жуковского и аэроакустическое отделение ЦАГИ НПО-9 [5-8], Московский физико-технический институт (Государственный университет), Институт Механики МГУ [9], Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова [10-12], Институт автоматизации проектирования [13], Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича [14,15], Санкт-Петербургский государственный политехнический университет [16,17], Балтийский государственный технический университет [18] и др.

Традиционный подход к моделированию турбулентности был заложен в конце XIX века в работах Рейнольдса, который предложил характеризовать пульсирующие гидродинамические величины их средними значениями, и для определения этих средних величин использовать осредненные уравнения Навье - Стокса, которые впоследствии стали называться уравнениями Рейнольдса (Reynolds Averaged Navier-Stokes или RANS). Операция осреднения приводит к появлению дополнительных слагаемых, связанных с турбулентным переносом, и для замыкания RANS уравнений требуются соотношения, связывающие турбулентные напряжения и осредненные характеристики потока. Такие соотношения называются полуэмпирическими моделями турбулентности.

Первые модели турбулентности разрабатывались для плоскопараллельных потоков, в которых отлична от нуля только одна компонента турбулентных

напряжений. В конце XIX века Буссинеском было введено понятие коэффициента турбулентной (вихревой) вязкости, и предложена простейшая линейная связь между турбулентным напряжением сдвига и градиентом средней скорости. Впоследствии эти идеи были обобщены на случай трехмерных течений. Само по себе выражение для напряжений Рейнольдса, предложенное Буссинеском, не является моделью турбулентности, а только характеризует структуру такой модели, при этом основной задачей является определение коэффициента турбулентной вязкости. Важным достоинством моделей турбулентной вязкости является их относительная простота, наглядность и вычислительная эффективность. Проблема замыкания сводится к определению одной скалярной величины (турбулентной вязкости) вместо шести компонент тензора турбулентных напряжений. Хотя предположение Буссинеска может нарушаться, например, в течениях с резким изменением скоростей деформаций, в потоках около сильно искривленной стенки, в течениях с вращением и др. Однако при расчете потоков, в которых основное влияние на осредненное движение оказывает лишь одна компонента турбулентных напряжений, применение моделей турбулентной вязкости вполне обосновано.

В отличие от коэффициента молекулярной вязкости коэффициент турбулентной вязкости, характеризует не физические свойства жидкости, а статистические свойства пульсационного движения. В начале XX века Прандтлем было предложено первое модельное выражение для турбулентной вязкости, представляющее собой простое алгебраическое соотношение - произведение турбулентного масштаба длины и скорости. В первой половине XX века с помощью алгебраических моделей были выполнены расчеты логарифмического участка в турбулентном пограничном слое на пластине, профили скоростей на автомоделном участке слоя смешения, струи и других течений. Залог успеха этих моделей заключался в простоте рассчитываемых течений, в которых распределение масштабов турбулентности угадывался на основе интуитивных соображений. Основным

недостатком алгебраических моделей является их локальность, то есть, то, что турбулентные напряжения вычисляются на основе параметров потока в той же точке. На самом деле трение в данной точке зависит от состояния жидкости выше по потоку и вообще от всего поля течения и его предыстории. Вследствие чрезвычайной простоты и экономичности алгебраических моделей, они иногда используются и в настоящее время.

В середине XX века, начали развиваться дифференциальные модели турбулентности, в которых, уже учитывались процессы конвективного переноса, турбулентной диффузии, порождения, диссипации турбулентности и др. Первые дифференциальные модели, предложенные Колмогоровым, Прандтлем, использовали уравнение баланса кинетической энергии турбулентности. Одной из первых работ с применением этого уравнения для расчета турбулентного пограничного слоя был выполнен Глушко в 1965 [19]. Впоследствии подобные подходы стали основой создания семейства современных двух параметрических моделей турбулентности: «k-ε» [20], «k-ω» [21], «SST k-ω» [22] и др. Параллельно с развитием двухпараметрических моделей турбулентности разрабатывались и однопараметрические модели, которые использовали уравнение переноса для турбулентной вязкости. Одна из первых таких моделей была сформулирована в работе [23], а в настоящее время популярны модели «S-A» [24] и «Nut-92» [25].

Наиболее сложными моделями турбулентности, являются модели для всех компонент турбулентных напряжений [26]. Потенциальные возможности моделей для напряжений Рейнольдса (Reynolds Stress Model) при расчете сложных трехмерных течений выше, чем у моделей для турбулентной вязкости, но при их использовании имеются некоторые ограничения, которые заключаются в проблемах численной реализации, калибровки коэффициентов модели, а так же большие вычислительные затраты. Отчасти поэтому модели для напряжений Рейнольдса менее популярны, чем модели турбулентной вязкости.

Большое внимание в области моделирования турбулентности было направлено на тестирование моделей и определение границ их применимости. Значительный вклад в решение данной проблемы внесли три Стэнфордские международные конференции (1968, 1980, 1990г.) [27]. В результате этой деятельности был выявлен основной недостаток подхода RANS, который заключается в недостаточной универсальности моделей турбулентности. Оказалось, что наилучшей модели, которая описывала бы, достаточно аккуратно, широкий спектр течений не существует. Каждая из популярных в наши дни моделей турбулентности имеет свои достоинства и недостатки. Например, модель «k-ε» широко используется и возможно прошла наибольшее количество тестов на самых разнообразных течениях, «SST k-ω» лучше других моделей описывает отрывные течения, «S-A» экономична и проста в численной реализации, «Nut-92» наиболее подходящий выбор для расчета струйных течений, а «RSM» необходима при моделировании сильно анизотропных турбулентных течений. Важно отметить, что, несмотря на недостатки подхода RANS, этот метод по-прежнему является основным при расчете течений для задач промышленности, и работы по уточнению моделей турбулентности продолжаются.

Одно из направлений по улучшению моделей турбулентности состоит в увеличении точности описания эффектов сжимаемости. Наиболее распространенные способы модификации модели турбулентности заключаются в разработке приближенных соотношений для слагаемых, непосредственно отвечающих за влияние сжимаемости на турбулентность в уравнении баланса кинетической энергии турбулентности. Первые такие модели стали появляться еще в середине 70-х [28], а в настоящее время довольно популярны поправки на сжимаемость, представленные в работах [29,25]. Применение этих поправок позволило удовлетворительно описать влияние числа Маха на процессы смешения сверхзвуковых потоков.

При моделировании турбулентных течений со скачками уплотнения возникают дополнительные трудности. Ещё в пионерской работе Секундова А.Н [30] по исследованию особенностей взаимодействия скачка уплотнения с турбулентностью, было показано, что при прохождении турбулентного потока через скачок уплотнения возрастают турбулентные пульсации, но при этом турбулентная вязкость не изменяется. Эта особенность взаимодействия турбулентности и скачка уплотнения учитывалась при разработке выражений для турбулентной вязкости с ограничителями, использующих «условие реализуемости» [31]. Кроме того, были предложены модифицированные выражения для порождения энергии турбулентности [32], так же ограничивающие рост энергии турбулентности и турбулентной вязкости вблизи скачков уплотнения. Описанные выше приемы, позволяли улучшить описание турбулентных течений при наличии скачков уплотнения [33,34]. Как можно видеть из анализа литературы последних нескольких лет [34,3], интерес к этой тематике все еще не угасает, и по-прежнему остаются важные для авиастроения такие струйные течения, которые плохо описываются современными моделями турбулентности. Например, анализ результатов работы [35] показывает, что в сверхзвуковых коаксиальных струях со скачками уплотнения, затухание интенсивности скачков уплотнения моделируется методом RANS с большими погрешностями. Вследствие чего, разработка модификаций моделей турбулентности для увеличения точности моделирования методом RANS струйных со скачками уплотнения является важной задачей.

Развитие вычислительной техники в 70-х годах сделало возможным прямое численное моделирование турбулентности на основе решения трехмерных нестационарных уравнений гидродинамики (уравнений Навье-Стокса). На пути развития этого подхода возникают принципиальные трудности. Одна из них состоит в том, что турбулентное течение содержит как крупномасштабные движения, порядка характерных размеров задачи L , так и мелкомасштабные движения, порядка масштабов Колмогорова η , и

расчет движений для всех этих масштабов турбулентности чрезвычайно затратная задача. Причем отношение характерных длин крупномасштабных и мелкомасштабных движений растет с увеличением числа Рейнольдса $L/\eta \sim Re^{3/4}$. Вследствие чего, прямое численное разрешение всех масштабов турбулентности удаётся выполнить лишь для небольших чисел Рейнольдса $Re \sim 10^3-10^4$ даже на современных суперкомпьютерах. В таком случае используют термин прямое численное моделирование турбулентности или DNS (Direct Numerical Simulation). При больших числах Рейнольдса $Re > 10^4$ не удаётся разрешить все масштабы турбулентности, и численно разрешаются только крупномасштабные пульсации. Поэтому в этом случае для описания мелкомасштабной турбулентности необходимо применять модель, которая впоследствии стала называться подсеточной моделью турбулентности (или SGS модель). Такое моделирование называют моделированием крупных вихрей или LES (Large Eddy Simulation). Идеи метода LES восходят к работе [36], в которой была предложена первая подсеточная модель, а первые успешные результаты LES расчетов были получены для течения в канале [37].

В отличие от DNS, подход LES формально не имеет ограничений на число Рейнольдса, и возможности применения LES значительно шире, но метод LES так же имеет ряд ограничений. Этот подход использует предположение об универсальности мелкомасштабной турбулентности. Такие гипотезы выдвигались еще в работах Ричардсона начала XX века и получили развитие в работах А.Н. Колмогорова 1941 года. Несколько позднее Л.Д. Ландау обратил внимание на существование взаимного влияния крупных и мелких вихрей друг на друга. В 1962 году Колмогоровым были сформулированы новые уточненные гипотезы, которые показывают, что спектр пульсаций скорости в инерционном интервале (закон «-5/3») не вполне универсален и отклонения могут достигать 10-15 % [38]. Попытки учесть отклонение мелкомасштабной турбулентности от универсального вида в LES расчетах предпринимаются, начиная с 80-х годов, и

продолжаются по настоящее время. Предлагаются новые более сложные и совершенные методы подсеточного моделирования [39-42]. Однако, вследствие простоты и экономичности, по-прежнему наибольшей популярностью пользуется подсеточная модель Смагоринского [36]. Кроме того, получили распространения методы, которые вообще не используют явного выражения для подсеточной вязкости [43] и опираются на наличие численной диффузии и диссипации разностных схем.

Другая трудность применения метода LES возникает при моделировании сложных пристеночных турбулентных течений с отрывом. Эта проблема заключается в том, что масштабы турбулентности вблизи стенки и вдали от неё значительно отличаются, и для разрешения всех этих масштабов турбулентности требуются колоссальные вычислительные ресурсы. Существенный вклад при решении этой проблемы был сделан в совместных работах Ф. Спаларта и М.Х. Стрельца [44], которые впервые предложили для описания отрывных течений использовать комбинированный RANS/LES подход. Основная идея этого подхода заключается в том, что моделирование течения вблизи стенки выполняется на основе RANS метода, а в остальной части потока применяется метод LES. Впоследствии этот подход, названный авторами DES (Detached Eddy Simulation), получил широкое распространение. Сейчас комбинированные подходы имеют множество разновидностей, одна из которых разрабатывается и успешно применяется для расчета сложных струйных течений Любимовым Д.А. [45].

Одно из возможных приложений DNS, LES, RANS/LES методов моделирования турбулентности состоит в предсказании аэродинамического шума. Некоторые первые теоретические основы образования звука при движении жидкости были рассмотрены еще в монографии Рэля, вышедшей во второй половине XIX века. Дальнейшее развитие аэроакустики приходится на 30-40-е годы XX века, и связано с работами советских ученых: Гутина о шуме винта, Блохинцева по акустике движущейся среды

[46]. В середине XX века Лайтхиллом был предложен механизм излучения звука турбулентными струями при небольших числах Маха [47]. Впоследствии эта теория развивалась в работах [48,49] и многих других, обобщение результатов этих исследований можно найти в [50]. Одним из важных результатов теории Лайтхилла заключается в том, что шум дозвуковых струй можно представить в виде интеграла или суперпозиции, распределенных по турбулентной области, элементарных источников (квадрупольей), а интенсивность излучения струи пропорциональна восьмой степени величины пульсаций скорости. Анализ возможностей и ограничений методов классической аэроакустики представлен в [11]. Результаты классической аэроакустики легли в основу развития полуэмпирических подходов к расчету шума струи [51,52]. Следует отметить, что нет единого мнения о механизме излучения шума даже для самой простой холодной дозвуковой струи, и дискуссии на эту тему продолжают [53]. В работах [54,55] были предложены механизмы излучения шума генерируемого волнами неустойчивости или крупномасштабными упорядоченными структурами в слое смешения струи.

В случае сверхзвуковых струй со скачками уплотнения, важную роль уже начинают играть другие механизмы излучения шума. Один из основных источников шума в таких струях вызван взаимодействием скачков уплотнения и турбулентности в струе. Первые модели генерации широкополосного шума при взаимодействии скачка уплотнения и турбулентности были предложены в [56]. Другая особенность излучения струй со скачками уплотнения заключается в наличии в спектре шума тональной компоненты «Screech» («Скрежет») [57]. Кроме того, при истечении сверхзвуковых, высокотемпературных струй, как это было замечено при испытании двигателя высокой тяги «Olympus 593» для пассажирского самолета «Канкорд», возникает акустическое явление «Crackle» [58] («Хруст»), заключающиеся в том, что осциллограмма пульсаций давления в ближнем и дальнем поле струи содержит резкие

положительные выбросы, распределенные случайным образом. Перечисленные особенности излучения шума лишь ничтожная часть огромного разнообразия аэроакустических явлений.

Отмеченное разнообразие механизмов генерации звука турбулентными струями указывает на необходимость большого количества различных предположений и допущений при построении методов расчета шума. Значительно более свободными от гипотез о механизмах излучения звука турбулентным потоком являются прямые численные методы расчета шума. При этом подходе турбулентность в струе и шум в ближнем акустическом поле моделируются на основе нестационарных трехмерных уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа (LES). Расчет характеристик дальнего акустического поля выполняется на основе пульсаций в ближнем акустическом поле струи, при этом используются подходы, основанные на интегральном решении волнового уравнения или численном решении линеаризованных уравнений Эйлера. Применением и совершенствованием прямых численных методов расчета шума струи занимаются многие группы за рубежом Stanford (Lele, Bodony, Mendez, Moin), Purdue (Lyrintzis, Blaisdell), Florida (Uzun, Hussaini), Ecole Central de Lyon (Juve, Bailly, Bogey), Cambridge (Dowling, Tucker, Karabasov), Chalmers (Andersson, Davidson), Technical U. of Berlin (Michel, Thiele, Eschricht) и в организациях России СПбГПУ (Стрелец М.Х., Шур М.Л) совместно с Боинг (Ф.Спаларт.), ЦИАМ (Секундов А.Н., Любимов Д.А) так же при участии компании Боинг (С.Берч), ОАО “Авиадвигатель” (А.М. Сипатов), ЦАГИ (Власенко В.В., Савельев А.А.) и многие другие. Перспективы этого метода многообещающие, но следует отметить, что на пути развития этого подхода имеются и чисто вычислительные и даже некоторые принципиальные трудности.

Одной из сложностей моделирования струйных течений методом LES при больших числах Рейнольдса $Re > 10^5$ является описание турбулентности в внутри сопла и вблизи среза. Течение в струе зависит от течения внутри сопла, в частности, от состояния пограничного слоя, уровня начальной

турбулентности и др. В большинстве LES расчетов турбулентность в пограничном слое и внутри сопла достаточно точно моделировать не удаётся, поэтому и всё течение в струе моделируется не достаточно аккуратно. Для преодоления этой трудности сформировался ряд вычислительных приемов, позволяющих увеличить точность описания течения в струе. Эти приемы можно разделить на два семейства, подходы одного из них основаны на раздельном моделировании течения внутри сопла и в струе, и задании определенных граничных условий на срезе сопла, а другого на совместном расчете течения в струе и внутри сопла. Оба подхода имеют свои сильные и слабые стороны.

Важным преимуществом методики, в которой течение внутри сопла не входит в расчетную область, является экономия вычислительных ресурсов. Следует отдельно выделить изящный прием, предложенный в рамках такого подхода группой Ф. Спаларта, М.Х. Стрельца и М.Л. Шура. В работах [59-61] описан двух стадийный RANS/LES метод моделирования турбулентных струй. При использовании этого метода на срезе сопла задаётся профиль, полученный из предварительного RANS расчета, а вблизи среза сопла и в струе расчет выполняется методом LES с применением комбинированной численной схемы, которая представляет собой взвешенную сумму центрально разностной и противопоточной аппроксимации. Ключевой особенностью этого подхода является то, что коэффициенты численной схемы регулируются в зависимости от положения в струе и вообще от типа струйного течения. Такая процедура позволяет минимизировать численную диссипацию в тонких слоях смешения вблизи кромки сопла и обеспечить быстрый переход от стационарного течения на срезе сопла к развитому турбулентному течению вблизи него. Применяя вышеописанную вычислительную технологию, автором удалось достигнуть точности предсказания шума 2-3 dB для ряда струйных течений (затопленная горячая и холодная струя, струи для круглого и шевронного сопла, струя в спутном потоке, сверхзвуковая струя со скачками уплотнения и др.), причем при

использовании расчетных сеток, содержащих умеренное количество узлов 3-10 миллионов. К сожалению, на пути авторов встретились более сложные струйные течения, расчет которых с высокой точностью выполнить не удалось. В рамках отдельного подхода к расчету течения внутри сопла и в струе так же достаточно популярны методы, в которых на срезе сопла задаются нестационарные (квазитурбулентные) граничные условия [62, 63]. В частности, в работе [63] показано, что уровень начальных пульсаций вблизи кромки сопла значительно влияет на турбулентность в струе и шум в ближнем и дальнем акустическом поле.

Как уже отмечалось применение отдельного подхода к расчету течения внутри сопла и в струе позволяет экономить вычислительные ресурсы, но при этом теряется информация о предыстории течения, которая для некоторых течений чрезвычайно важна. Поэтому развитие подходов, в которых моделируется совместно течение в струе и внутри сопла, необходимо для совершенствования прямых численных методов моделирования турбулентности в струе и излучаемого шума. При совместном подходе к расчету течения внутри сопла и в струе, для аккуратного моделирования турбулентности внутри сопла и в пограничном слое на стенке сопла требуется колоссальные вычислительные ресурсы. Простые оценки [10] и расчеты [64-66], показывают, что для достаточно точного моделирования тонкого турбулентного пограничного слоя на стенке сопла и течения вблизи среза, потребуется $10^9 - 10^{10}$ расчетных ячеек, причем эти оценки относятся к наиболее простым круглым струям. Вследствие численной дороговизны подобных расчетов, в настоящее время для совместного расчета течения в струе и внутри сопла нередко применяются комбинированные RANS/LES методы [10,67,68], в основе которых лежат идеи метода DES. Такие подходы особенно эффективны при моделировании струй для сопел со сложной геометрии, а именно двухконтурных сопел с центральным телом, с элементами крепления к крылу (пилон) и конструкциями для снижения шума (шевроны).

Другая сложность прямого численного моделирования шума струй заключается в аккуратном расчете дальнего акустического поля на основе пульсаций в ближнем поле струи. В инженерных приложениях, наибольший интерес представляет дальнейшее акустическое поле струи, на расстояниях, составляющих сотни и тысячи диаметров струи. Решение нестационарных уравнений гидродинамики в такой большой расчетной области чрезвычайно затратная задача, поэтому используются различные подходы по вычислению характеристик дальнего акустического поля на основе результатов моделирования ближнего акустического поля. Наиболее популярный подход основан на введении некоторой поверхности окружающей струю (поверхности Кирхгоффа), и использовании интегрального решения волнового уравнения, например интеграла Кирхгоффа, или FWH. Проблема применения такого подхода заключается в том, что в ближнем поле струи присутствуют как акустические, так и гидродинамические пульсации, и гидродинамические пульсации могут вносить значительные погрешности при расчете дальнего акустического поля. Для того чтобы минимизировать эту погрешность предлагаются различные приемы.

Один из наиболее популярных приемов состоит в применении нескольких поверхностей Кирхгоффа, расположенных на различных расстояниях от поверхности струи. В работах [69,70] и многих других показано, что в определенном диапазоне частот предсказываемый шум слабо зависит от формы и положения поверхности интегрирования, но все же при вычислении наиболее низких и высоких частот погрешности остаются. Для улучшения описания низких частот в [70], были разработаны рекомендации о том, что при использовании интеграла FWH, формулировка, основанная на значении давления, обеспечивает более точные результаты, чем формулировка, основанная на значении плотности. Кроме того в этой работе демонстрируется, что применение замкнутых поверхностей совместно с дополнительным осреднением по нескольким торцам обеспечивает более точное предсказание низких частот. Следует отметить, что помимо

интегралов Киркхоффа и FWH, для вычисления дальнего акустического поля на основе ближнего применяются так же подходы, основанные на решении линеаризованных или даже полных уравнений Эйлера [71]. Вследствие большей вычислительной стоимости такие подходы менее популярны, чем интегральные методы.

Несмотря на недостатки, прямые численные методы расчета шума струй уже становятся важнейшим инструментом научных сотрудников и инженеров [72]. С помощью этих методов моделирования изучаются особенности генерации шума [73-76] струйными течениями, исследуется эффективность средств подавления шума струй, таких как шевроны [77-79], анализируется влияние конструктивных особенностей крепления двигателя к крылу (пилон) [80] и многое другое. Следует отметить, что популярный пакет программ ANSYS Fluent так же обеспечивает возможность применения прямых численных методов расчета шума [81,82].

Моделирование течения и шума таких струй – важная задача для понимания механизмов излучения шума и разработки методов его снижения. В настоящее время, экологические характеристики авиационного транспорта являются важнейшими показателями, определяющими его конкурентоспособность на мировом рынке и возможность эксплуатации на международных авиалиниях [7]. Международные и региональные организации вводят ограничения, и даже запрет на эксплуатацию летательных аппаратов, не выполняющих требования экологии. Проблема снижения шума, излучаемого авиационным транспортом, является частью программы по защите окружающей среды. Общий излучаемый шум самолета складывается из многих компонент: шум возникающий при обтекании элементов конструкции самолета (шасси, закрылки, и др), шум вентилятора турбореактивного двигателя, шум выхлопной струи и др. Однако в определенных условиях струя становится одним из основных источником шума, например, шум в окрестности аэропорта на режиме взлета или шум в салоне самолета на крейсерских режимах полета [83].

При разработке методов снижения шума струй приходится решать проблему компромисса между высокой тягой и низким уровнем шума, причем эти два требования часто противоречат друг другу [6]. Увеличение степени двухконтурности двигателя позволяет снизить скорость в выхлопной струе и, следовательно, уровень излучаемого шума, при обеспечении высокой тяги. Но важно отметить, что возможности увеличения степени двухконтурности ограничены, так как приводят к росту размеров двигателя, его массы, лобового сопротивления и др. Стремление не увеличивать, или даже снизить удельный расход топлива в современном двигателестроении приводят к тенденции сохранения достаточной высоких значений скорости в выхлопных струях. Как следствие, в условиях крейсерского полета в выхлопных струях двигателей современных гражданских самолетов реализуется сверхзвуковые режимы истечения со скачками уплотнения. Следует отметить, что борьба с шумом струй со скачками уплотнения актуальна не только для гражданской авиации в рамках экологических программ, но важна и для военной авиации при решении проблем акустической усталости конструкций.

Цель работы

Цель данной работы состоит в совершенствовании современных методов численного моделирования течения и излучаемого шума для струйных течений со скачками уплотнения.

Основные задачи работы

1. Тестирование популярных полуэмпирических моделей турбулентности на примере RANS моделирования струйных течений со скачками уплотнения малой интенсивности
2. Расчетное исследование особенностей взаимодействия скачка уплотнения и турбулентности в слое смешения на основе моделирования методом LES

3. Разработка модификации полуэмпирической модели турбулентной вязкости для увеличения точности описания методом RANS струй при наличии относительно слабых скачков уплотнения
4. Оценка погрешностей предсказания шума струй на основе метода LES в условиях массовых расчетов на грубых сетках
5. Анализ проблем моделирования турбулентности вблизи кромки сопла при расчете струйных течений методом LES
6. Применение приближенных подходов моделирования турбулентности внутри сопла при расчете шума струи на основе LES

Научная новизна и практическая ценность

В ходе решения первой задачи разработана новая модификация полуэмпирической модели турбулентности, позволяющая увеличить точность RANS расчетов сложных струйных течений со скачками уплотнения характерных для выхлопных струй современных авиационных двигателей. Новизна полуэмпирической модели состоит в том, что впервые при описании струйных течений со скачками уплотнения методом RANS были учтены особенности взаимодействия турбулентности в слое смешения и падающего скачка уплотнения, путем введения различающихся турбулентных вязкостей в уравнения движения и уравнениях модели турбулентности.

В результате решения второй задачи был предложен простой подход к заданию начальной турбулентности внутри сопла, позволяющий снизить погрешности вычислений шума струй на основе LES без значительного увеличения вычислительных затрат, что представляет практическую ценность в условиях проведения массовых расчетов, характерных для конструкторских бюро авиационной отрасли. Впервые было показано, что применения турбулизаторов при расчете шума на основе LES,

расположенных внутри сопла, позволяет увеличить точность расчетов шума струи без значительного увеличения вычислительных затрат.

Личное участие соискателя в получении научных результатов

Лично автором были проведены все расчеты, а разработка полуэмпирической модели турбулентности выполнялась при его непосредственном участии. Развитие идей о применении турбулизаторов внутри сопла для задания начальной турбулентности так же было выполнено, во многом благодаря способности соискателя к самостоятельной работе.

Обоснованность и достоверность результатов

Обоснованность и достоверность результатов подтверждается тем, что результаты моделирования сопоставляются с экспериментальными данными и результатами расчетов других авторов.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на следующих российских и международных конференциях и семинарах:

1. Третья открытая всероссийская научно-практическая конференция « Вычислительный эксперимент в аэроакустике » (Светлогорск, 2010)
2. Всероссийская научно-техническая конференция молодых ученых и специалистов « Новые решения и технологии в газотурбостроении ». (Москва, 2010)
3. 53-я научная конференция МФТИ « Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук » (Москва 2010)
4. X Съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Нижний Новгород, 2011)

5. Международная научная школа молодых ученых « Волны и вихри в сложных средах » (Москва, 2012)
6. XXI Международная конференция «He-За-Te-Ги-Ус» (Звенигород, 2014)
7. Доклад на семинаре по радиационной газодинамике в ИПМехе им. А.Ю. Ишлинского (Москва 2014)

Диссертация состоит из введения, трех основных глав, заключения и списка литературы.

Первая глава содержит описание методов численного моделирования течения и шума, которые применяются в диссертационной работе. В **разделе 1.1** даны общие сведения о возможностях пакета программ ANSYS Fluent 12 при моделировании турбулентности и шума струй, обоснован выбор параметров численного алгоритма при проведении расчетного исследования, изложены детали вычислительных методик. В **разделе 1.2** проведен анализ работоспособности численных схем при моделировании методами RANS и LES эффектов в струйных течениях, связанных со сжимаемостью газа (скачки уплотнения, ближнее акустическое поле). В **разделе 1.3** описаны особенности выбора в данной работе формы и положения поверхности интегрирования при расчете шума струй методом FWH, и сделаны оценки, возникающих при этом погрешностей. Завершается глава основными выводами.

Вторая глава посвящена разработке модификации модели турбулентной вязкости для увеличения точности подхода RANS при моделировании струйных течений со слабыми скачками уплотнения. В **разделе 2.1** приведены результаты тестирования нескольких популярных полуэмпирических моделей турбулентности и поправок на сжимаемость на примере двух струйных течений со скачками уплотнения. **Раздел 2.2** содержит описание поисковой работы по разработке модификации модели

турбулентности для увеличения точности моделирования рассмотренных течений методом RANS. В **разделе 2.3** проводится расчетный анализ методом LES поведения характеристик турбулентности в области отражения скачка уплотнения от слоя смещения. В **разделе 2.4** представлено описание окончательной версии модификации полуэмпирической модели турбулентной вязкости, позволяющую увеличить точность моделирования рассмотренных течений методом RANS.

Третья глава посвящена анализу возможностей метода LES при проведении массовых расчетов шума струй на грубых сетках (расчетное исследование характерное для конструкторских бюро) и разработке приближенных подходов для моделирования турбулентности внутри сопла. В **разделе 3.1** представлены примеры расчетов шума четырех струйных течений: дозвуковая затопленная струя для шевронного и круглого сопла, сверхзвуковая струя со скачками уплотнения для конического сопла при малой и умеренной степени нерасчетности, и на основе сравнения с экспериментальными данными сделаны оценки погрешностей, возникающих при моделировании шума рассмотренных струй. В **разделе 3.2** проведен анализ проблем моделирования турбулентности в пограничном слое и вблизи кромки сопла при расчете струйных течений методом LES. В **разделе 3.3** продемонстрированы возможности применения приближенных подходов моделирования турбулентности внутри сопла при расчете течения и шума струй.

Глава 1. Описание методов моделирования турбулентности и шума для струйных течений

1.1. Процедура численного решения определяющих уравнений

В настоящее время среди инженеров, научных работников, студентов и аспирантов стало популярным использование готовых сертифицированных пакетов программ (Fluent, Fastran, Star CD, Open Foam). В данной работе использовался один из таких пакетов - программа ANSYS Fluent 12. Отличительная особенность этого кода состоит в возможности широкого выбора параметров численного алгоритма и методов моделирования, причем возможности эти еще могут быть расширены, благодаря использованию дополнительных пользовательских процедур (User Defined Functions или UDF). Следует отметить и определенные недостатки готовых программ. Несмотря на многократные тесты при их разработке, они не являются идеальными и имеют ошибки и дефекты, которые не удаётся исправить без привлечения разработчиков. Кроме того методы и модели, используемые в программе, не всегда достаточно подробно описаны в документации, поэтому даже у опытного пользователя остаётся ощущение, что программа представляет собой «черный ящик» и не все её возможности использованы корректно.

В ANSYS Fluent дискретизация определяющих уравнений производится методом конечных объемов. Для решения системы дискретных уравнений используется метод Гаусса-Зейделя в сочетании с алгебраическим многосеточным методом. Программа позволяет использовать как структурированные, так и неструктурированные сетки. В данной работе применялись блочно-структурированные сетки. Выбор определенного варианта численного алгоритма при решении конкретной задачи определяется многими факторами. При выполнении первоначального расчета наиболее важным является сходимость и вычислительная затратность алгоритма. В ходе дальнейшего расчетного исследования существенным уже становится точность численной процедуры при описании наиболее важных

особенностей течения, например, таких как скачки уплотнения, акустические волны и др. Окончательно выбор параметров численной реализации устанавливается в результате тестовых расчетов и анализе влияния качества расчетной сетки на точность вычислительных схем.

В данной работе моделировались струйные течения различной сложности при дозвуковых, трансзвуковых и сверхзвуковых режимах течения, причем использовались как RANS, так и LES методы. В связи с этим единого подхода к решению определяющих уравнений сформулировать не удалось, и выбор параметров численного алгоритма диктовался особенностями конкретного течения и целью исследования. Как правило, первоначальные расчеты были выполнены с использованием семейства методов SIMPLE, PISO и др [84], использующих процедуру коррекции давления на основе решения уравнения типа уравнения Пуассона. Эти методы предназначены в большей степени для моделирования течений несжимаемой жидкости, но применимы и для расчета течений сжимаемого газа. Подобные подходы не обеспечивают высокую точность при описании эффектов, связанных со сжимаемостью газа (скачки уплотнения, акустические волны), но следует отметить, что вычислительная стоимость этих подходов значительно меньше, чем методов, предназначенных специально для моделирования течений сжимаемого газа. Вследствие чего, для получения первых качественных результатов семейство подходов SIMPLE, PISO и др. вполне подходящий выбор. Для получения более точных результатов при описании эффектов сжимаемости дальнейшее расчетное исследование проводилось на основе методов, предназначенных специально для моделирования течений сжимаемого газа. Такой подход основан на решении системы уравнений газовой динамике, сформулированной в консервативной форме (Density Based Solver), а для вычисления конвективных потоков применяется процедура, которая впервые была предложена С.К. Годуновым. В данной работе применялась процедура, предложенная в работе Roe [85].

Общими для всех расчетов являлось то, что определяющие уравнения интегрировались по неявной схеме. При решении нестационарных задач применялась методика интегрирования по фиктивному времени, а для установления на каждом временном слое производилось 7-10 итераций, при этом временной шаг выбирался $\Delta t = 0.01 - 0.03 D/U$, где D - диаметр сопла, U средняя скорость на оси струи, при этом число Куранта равнялось 1-2. Аппроксимация параметров из центра на грани расчетной ячейки выполнялась зачастую на основе противопоточных схем второго порядка точности. Диффузионные потоки вычислялись с помощью центрально разностной аппроксимации второго порядка точности. В RANS расчетах для решения уравнений модели турбулентности, как правило, использовалась противопоточная аппроксимация первого порядка точности. Для расчета градиентов переменных применялась формула Гаусса-Грина, записанная относительно центра ячеек.

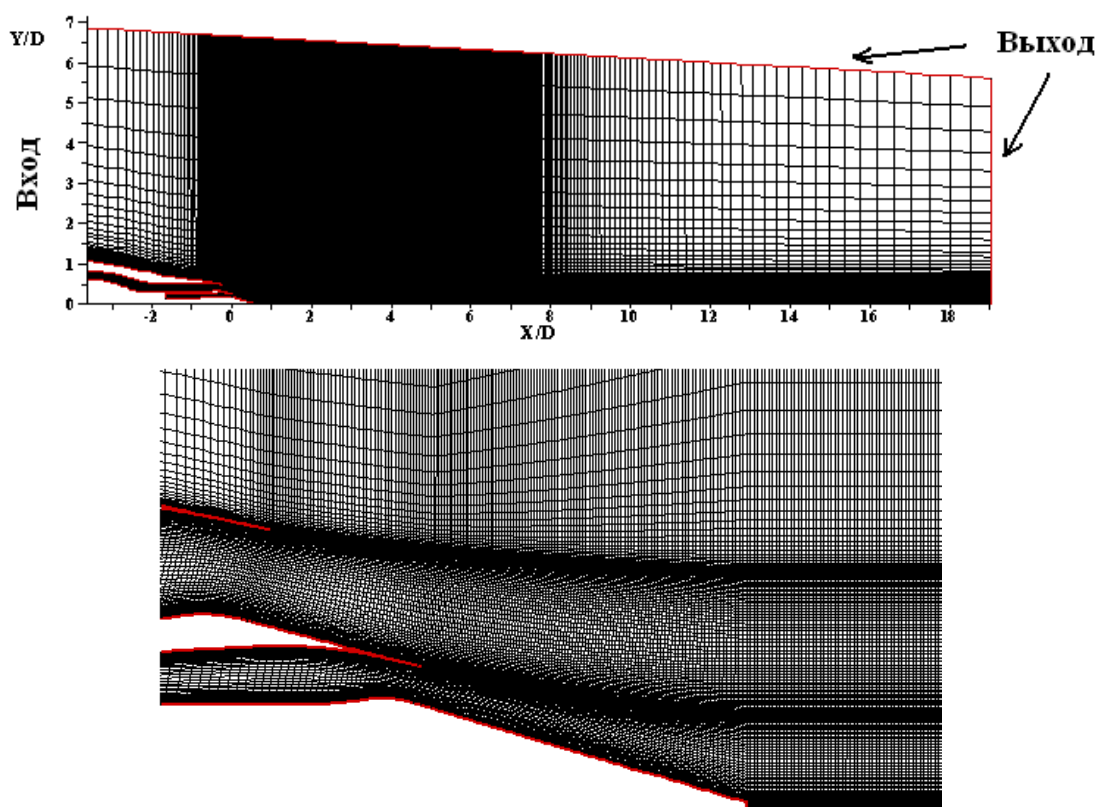


Рис.1.1. Пример расчетной области (сверху) и сетки вблизи сопла (снизу) при моделировании методом RANS струи в спутном потоке истекающей из двухконтурного сопла с центральным телом.

RANS расчеты струйных течений были выполнены на основе решения двумерных уравнений в случае осевой симметрии. Расчетная область содержала часть сопла 3-5 D (см. рис.1.1). На входе в расчетную область задавались полные параметры и направление потока, а так же параметры турбулентности. На выходе из расчетной области статические параметры потока. В случае моделирования затопленных струй на внешней границе расчетной области задавалось втекание под углом 45° к оси струи, что имитировало дальнейшее индуцированное поле затопленной струи. В поперечном направлении узлы сетки сгущались к поверхности сопла. Для вычисления параметров течения и турбулентности в ячейках, прилегающих к поверхности сопла, использовались методы пристеночных функций и сетка $Y^+=10-100$. В продольном направлении на начальном участке струи для более точного предсказания системы скачков уплотнения и волн разрежения шаг сетки был постоянен. Важным элементом численного моделирования методом RANS является исследование влияния расчетной сетки на результаты моделирования и проверка сходимости решения при уменьшении шага сетки. При выполнении данной работы моделирование RANS проводилось на нескольких сетках, при этом на каждом этапе дробления сетки количество узлов в каждом направлении последовательно увеличивалось в 2, 4, и более раз в каждом направлении, до тех пор, пока влияние сетки на результаты расчетов интересующих параметров становилось незначительным (менее 5%). Результаты расчетов методом RANS, представленные во второй главе, получены на основе моделирования с использованием наиболее аккуратной сетки.

При моделировании методом LES расчетная область так же содержала часть сопла длиной 3D-5D и представляла собой усеченный конус длиной 30-50D. Граничные условия в LES расчетах задавались, так же как и в RANS. В продольном направлении сетка плавно сгущалась к срезу сопла $\Delta_{i+1}/\Delta_i \sim 1.005-1.01$, в поперечном направлении сгущение к поверхности сопла было

несколько быстрее $\Delta_{i+1}/\Delta_i \sim 1.02-1.03$. Для предотвращения отражения гидродинамических и акустических возмущений от границ расчетной области вблизи границ применялись блоки, в которых шаг сетки достаточно быстро увеличивался по мере приближения к границам расчетной области ($\Delta_{i+1}/\Delta_i \sim 1.1-1.2$). Вблизи поверхности сопла применялись законы стенки, модифицированные для метода LES и сетка с $Y^+ = 10-50$. Общее количество узлов сетки варьировалось, как правило, от 10^6 до 10×10^6 . В расчетах использовалась блочно структурированная сетка, которая содержала два блока в радиальном сечении (см. рис.1.2). Внутренней «декартов» блок с сеткой типа «Н» используется для исключения сингулярности на оси струи. Внешний блок с сеткой типа «О» позволяет сгущать сетку к поверхности сопла и в слое смешения. Зачастую моделирование проводилось на нескольких сетках, при этом в продольном направлении сетка содержала 200-600 узлов, в поперечном 80-160 узлов и в радиальном направлении 80-160 узлов. В отличие от RANS расчетов LES моделирование струйных течений при $Re \sim 10^5$ с использованием расчетных сеток $10^6 - 10^7$ не обеспечивает высокой точности и влияние расчетной сетки на результаты моделирования оказалось существенным. Вследствие чего, в данной работе метод LES применялся в основном для качественного анализа и достаточно грубых количественных оценок.

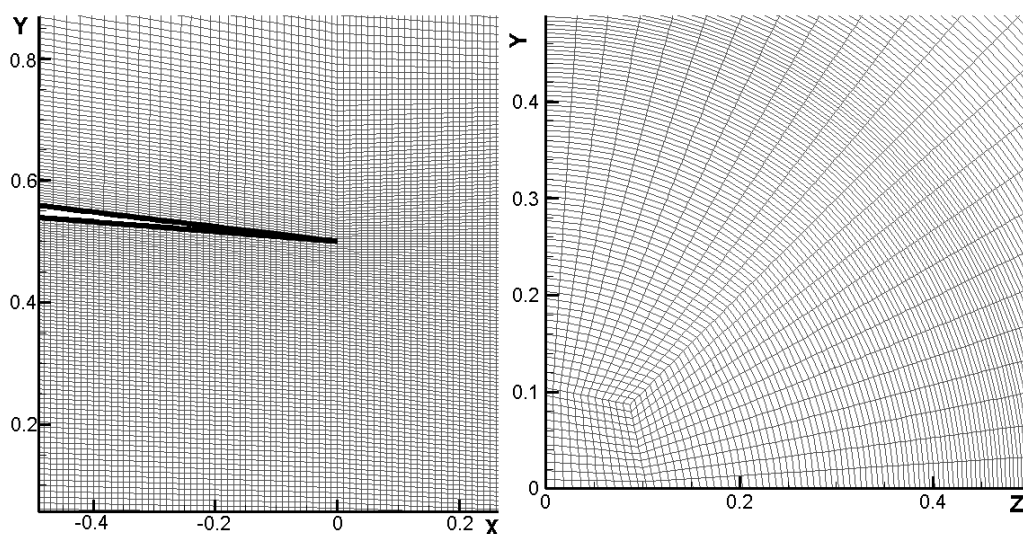


Рис.1.2. Продольное XY и поперечное $X=0$ сечение расчетной области.

Расчет пульсаций давления в дальнем акустическом поле струи выполнялся с помощью интеграла FWH [48] на основе результатов моделирования методом LES для сжимаемого течения в струе и в ближнем акустическом поле. Методика расчета шума схематично представлена на рис.1.3.

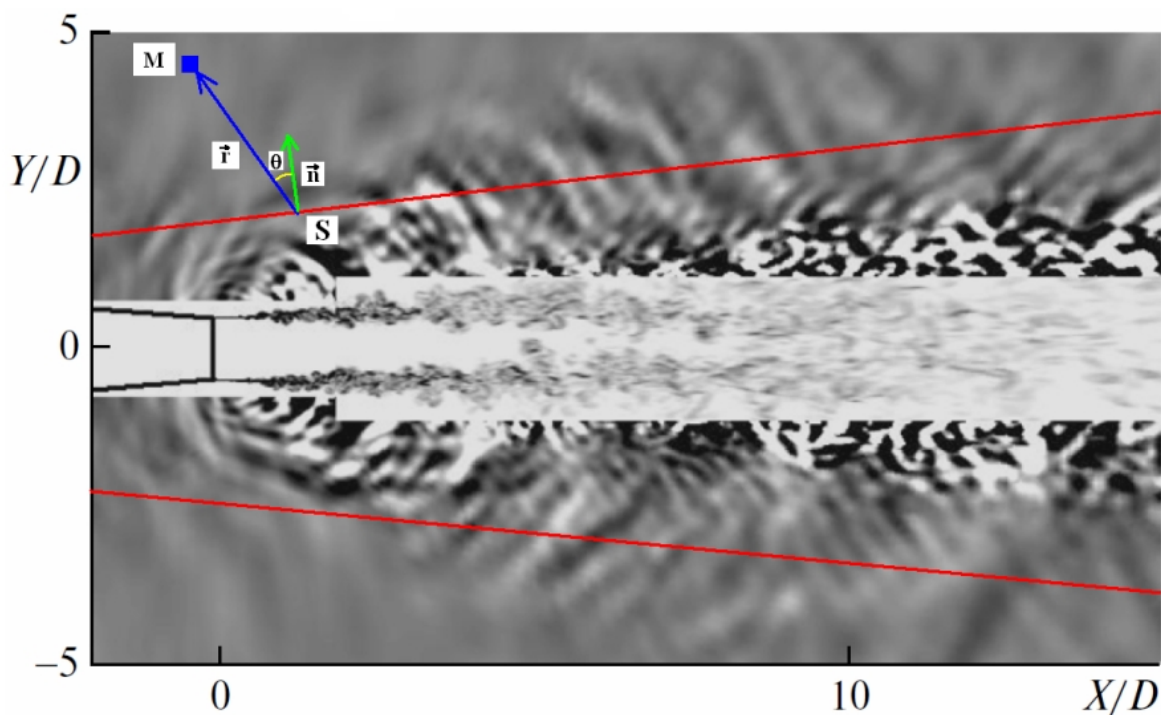


Рис.1.3 Схематичное представление турбулентности в струе, ближнего акустического поля и положение поверхности интегрирования (поверхности Кирхгоффа).

Наиболее простой метод расчета дальнего акустического поля основан на интеграле Кирхгоффа, но большей популярностью пользуется метод FWH [48], который и используется в программе ANSYS Fluent. Формально уравнение FWH и его интегральное решение является обобщением уравнений акустической аналогии. В этом уравнении содержатся слагаемые, учитывающие квадрупольные источники, распределенные по объему турбулентной жидкости и дипольные источники, распределенные по

произвольно движущимся стенкам, но при расчете шума струй эти слагаемые не используются. Поэтому, основное отличие формулы FWH от формулы Кирхгоффа заключается только в том, что в формуле FWH учитываются нелинейные слагаемые, что позволяет располагать поверхность интегрирования в областях более высоких уровней шума, где нарушается приближение линейной акустики. Если же линейаризовать выражение для интеграла FWH и заменить $\rho_0 \partial u_n' / \partial t$ на $-\partial p / \partial n$, что справедливо в приближении линейной акустики, то интеграл FWH (см. формулу 1.1) перейдет в известную формулу Кирхгоффа для решения однородного волнового уравнения.

$$4\pi p'(M_0, t) = \iint_S \frac{1}{r} \left[\frac{1}{c_0} \frac{\partial p'}{\partial t} \cos \theta + \rho_0 \frac{\partial u_n'}{\partial t} \right] ds + \iint_S \frac{[p']}{r^2} \cos \theta ds \quad (1.1)$$

Здесь квадратные скобки означают, что функции берутся с учетом запаздывания сигнала, приходящего от источника в точку наблюдения

$$[f] = f\left(x, y, z, t - \frac{r}{c}\right)$$

Важно отметить, что выписанный интеграл пригоден только для расчета затопленных струй. В случае же расчета струй в спутном потоке необходимо использовать интегральные решения уже конвективного волнового уравнения. Что касается данной работы, то в ней представлены расчеты шума только для затопленных струй, при этом применялся интеграл FWH [48] для волнового уравнения без учета спутной скорости.

Спектры пульсаций давления в дальнем акустическом поле вычислялись на основе быстрого преобразования Фурье, при этом применялось окно Хэннинга. Кроме того спектры пульсаций давления дополнительно усреднялись в азимутальном направлении. При расчете одна треть октавных спектров осреднение проводилось с использованием восьми точек, а при расчете узкополосных спектров, осреднение проводилось с использованием 32 точек.

Для получения осредненных параметров потока и турбулентности при LES моделировании, а так же для расчета шума набиралась статистика, временная протяженность которой составляла 300-1000 D/U, что соответствовало $30 \cdot 10^3$ - $50 \cdot 10^3$ временных слоев. Все расчеты были проведены на кластере с 48-ю ядрами. Типичное время расчета одного варианта течения составляло 1-2 месяца.

1.2 Анализ работоспособности численных схем при моделировании струйных течений.

В ходе проведения расчетов струй со скачками уплотнения с помощью программы ANSYS Fluent было обнаружено, что применение численной схемы второго порядка аппроксимации в случае моделирования сложных по геометрии струйных течений приводит к значительным численным осцилляциям решения вблизи скачков уплотнения. Хотя, вычисление градиентов гидродинамических параметров при этом выполняется с применением ограничителей на основе принципа минимальной производной (TVD). Пример немонотонного поведения численной схемы представлен на рис.1.4 (снизу). К сожалению, несмотря на то, что схемы с первым порядком точности обеспечивают монотонность (см. рис.1.4 сверху), их применение чрезвычайно затруднительно для выполнения RANS расчетов и практически невозможно для LES моделирования. Важно отметить, что значительные численные осцилляции проявлялась не во всех расчетах струйных течений со скачками уплотнения, а именно только в задаче с наиболее сложной геометрией: в струе для двухконтурного сопла с центральным телом. Моделирование этого течения методом LES выходит за рамки данной работы, а при моделировании методом RANS применялась комбинированная численная схема, в которой порядок аппроксимации регулировался параметром α . При $\alpha=1$ схема обеспечивает второй порядок точности, а при $\alpha=0$ первый. В результате тестирования было установлено, что $\alpha=0.5$,

обеспечивает монотонность решения вблизи скачков уплотнения и удовлетворительную точность.

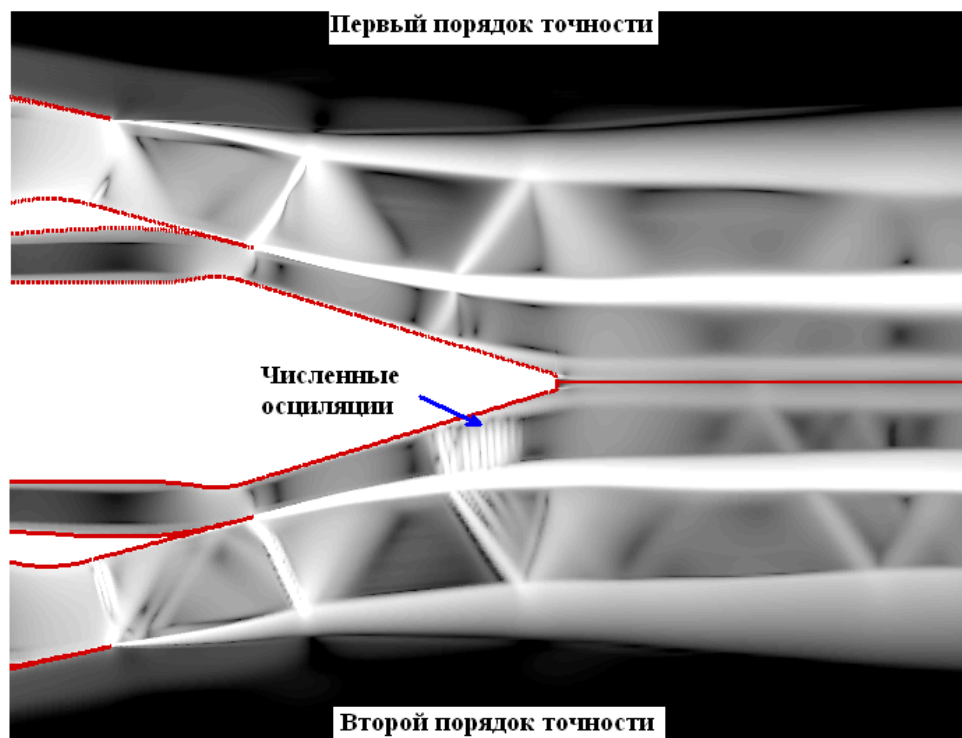


Рис.1.4. Сравнение результатов расчетов методом RANS (SST $k-\omega$) модуля градиента плотности в продольном сечении струи для двухконтурного сопла с центральным телом, вычисленные с применением схем первого и второго порядка точности.

При расчетах методом LES результаты моделирования струйных течений во многом определяются диссипативными свойствами численной схемы и подсеточной моделью, причем особенно сильно это проявляется в области течения, вблизи среза сопла. В программе Ansys Fluent предоставляется возможность наряду со стандартной схемой Roe [85] применять модифицированную низко диссипативную схему Roe [86]. Ниже представлены результаты тестирования двух схем – стандартной и низко диссипативной схемы, причем совместно со стандартной схемой Roe использовалась аппроксимация второго порядка точности, а совместно с низко диссипативной схемой Roe применялась аппроксимация третьего порядка точности MUSCL [87]. Моделировалось течения для дозвуковой

высокоскоростной струи ($M=0.9$, $Re=10^5$) при использовании сетки, содержащей $300*120*120$ узлов. Так же в этих тестовых расчетах анализируется влияние константы Смагоринского.

Результаты на рис.1.5 показывают, что использование низко диссипативных схем и уменьшение константы Смагоринского позволяет получить более правдоподобную картину течения, характерную для турбулентных струй с большим числом Рейнольдса $Re>10^5$. При этом переход к турбулентности происходит ближе к срезу, а так же удаётся моделировать более детально структуру турбулентности.

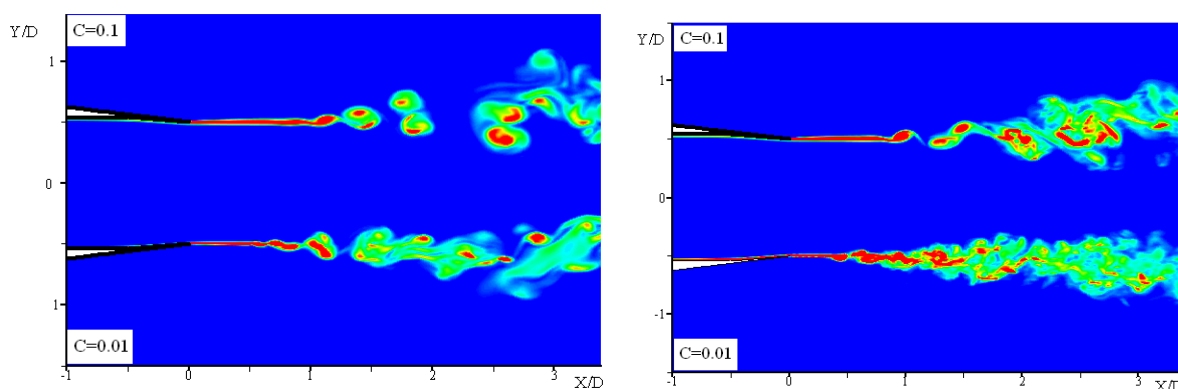


Рис.1.5. Поле завихренности вблизи кромок сопла для различных численных схем и значений константы Смагоринского C . Результаты моделирования, представленные слева, получены с помощью стандартной схемы Roe, справа с помощью низко диссипативной схемы Roe.

Важно заметить, что анализ результатов расчетов ближнего акустического поля струи обнаружил определенные дефекты используемой низко диссипативной схемы. А именно, сравнение, представленное на рис.1.6, показывает, что применение низко диссипативной схемы приводит к появлению заметных численных высокочастотных осцилляций в ближнем акустическом поле струи вблизи среза сопла и на основном участке струи. Хотя уровень этих численных осцилляций не высокий, все же они могут ухудшить точность расчета шума, генерируемого струей. Так же при этом искажается качественная картина ближнего акустического поля. Поэтому при моделировании малознакомых и плохо изученных явлений гидродинамики

необходимо, сначала выполнить расчет с использованием традиционной хорошо проверенной численной схемы и только затем, при желании увеличить точность расчета, можно применить некоторое уменьшение численной диссипации схемы.

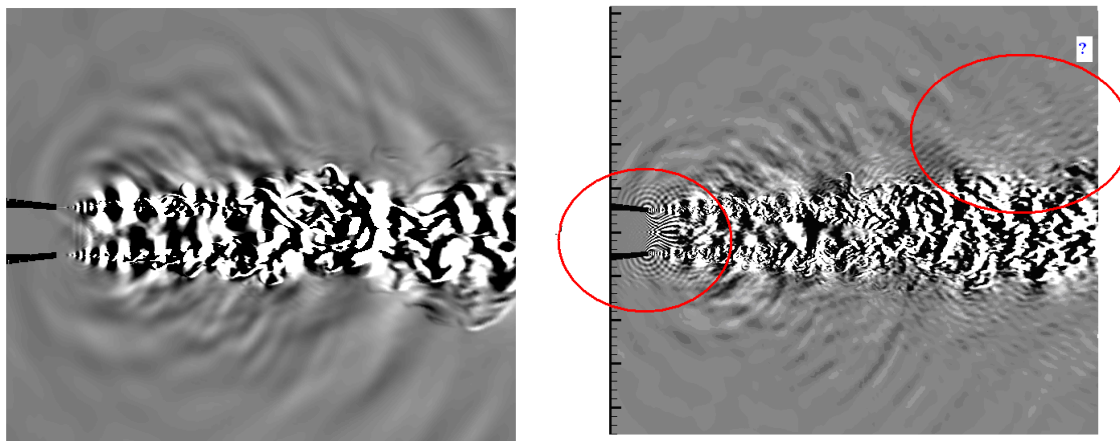


Рис.1.6. Пульсации плотности $\partial\rho/\partial t$ в ближнем акустическом поле дозвуковой струи, полученные на основе расчетов с использованием стандартной схемы Roe (слева) и низко диссипативной схемы Roe (справа).

Учитывая отмеченные особенности, большинство расчетов методом LES, представленных в данной работе, были выполнены с использованием стандартной схемы Roe и противопоточной аппроксимации второго порядка точности. В случае моделирования сверхзвуковых струй применение этой численной схемы так же обеспечило удовлетворительные результаты при описании скачков уплотнения. Как уже отмечалось, значительные численные осцилляции схемы со вторым порядком точности наблюдались только при расчете сложных струй истекающих из двухконтурных сопел. Моделирования таких струй методом LES выходит за рамки данной работы.

1.3 Особенности методики расчета шума струи.

При выполнении прямых численных расчетов шума в условиях ограниченных вычислительных ресурсов приходится искать компромисс между аккуратностью описания различных особенностей течения и временем, затраченным на проведение моделирования. Одним из возможных

способов уменьшить вычислительные затраты состоит в попытке как можно ближе расположить поверхность Кирхгоффа к поверхности струи. Но так как, поверхность струи нестационарная, она искривляется крупномасштабными движениями в струе и перемещается случайным образом, поэтому, чем ближе мы располагаем поверхность интегрирования, тем выше вероятность появления на ней областей с высоким уровнем гидродинамических пульсаций. Что естественно вносит погрешности при расчете шума в дальнем акустическом поле на основе пульсаций в ближнем поле струи. Другая возможность уменьшения вычислительных затрат заключается в сокращении длины поверхности интегрирования. Предпосылкой этому служит то, что основной источник шума находится в пределах начального участка струи, где скорость максимальна и постоянна, в то время как в остальной части струи скорость начинает убывать по закону $1/X$ мере удаления от сопла. Следует заметить, что масштаб турбулентности при этом растет, поэтому наиболее низкие частоты определяются основным участком струи, и уменьшение длины поверхности Кирхгоффа приводит к снижению точности предсказания низких частот. Для того что бы оценить эти погрешности рассмотрим теперь несколько примеров влияния положения и длины поверхности Кирхгоффа на результаты расчета шума в дальнем акустическом поле.

В первом примере, выполнен расчет шума для небольшого участка ($X < 2D$) круглой струи ($M=0.9$), с использованием трех поверхностей Кирхгоффа, расположенных в непосредственной близости от границы струи. Результаты этого расчета представлены на рис.1.7. Анализ результатов показывает, что расчет спектров шума с использованием поверхностей 2 и 3 дали совпадающие результаты. Расчет спектров шума по поверхности 1 (наиболее близкой к поверхности струи) завышает уровень шума более чем на 5 дБ по сравнению с уровнем шума, полученным на основе расчетов по поверхностям 2 и 3. Таким образом, можно сделать вывод, что слишком

близкое расположение поверхности интегрирование приводит к значительному завышению уровня предсказываемого шума.

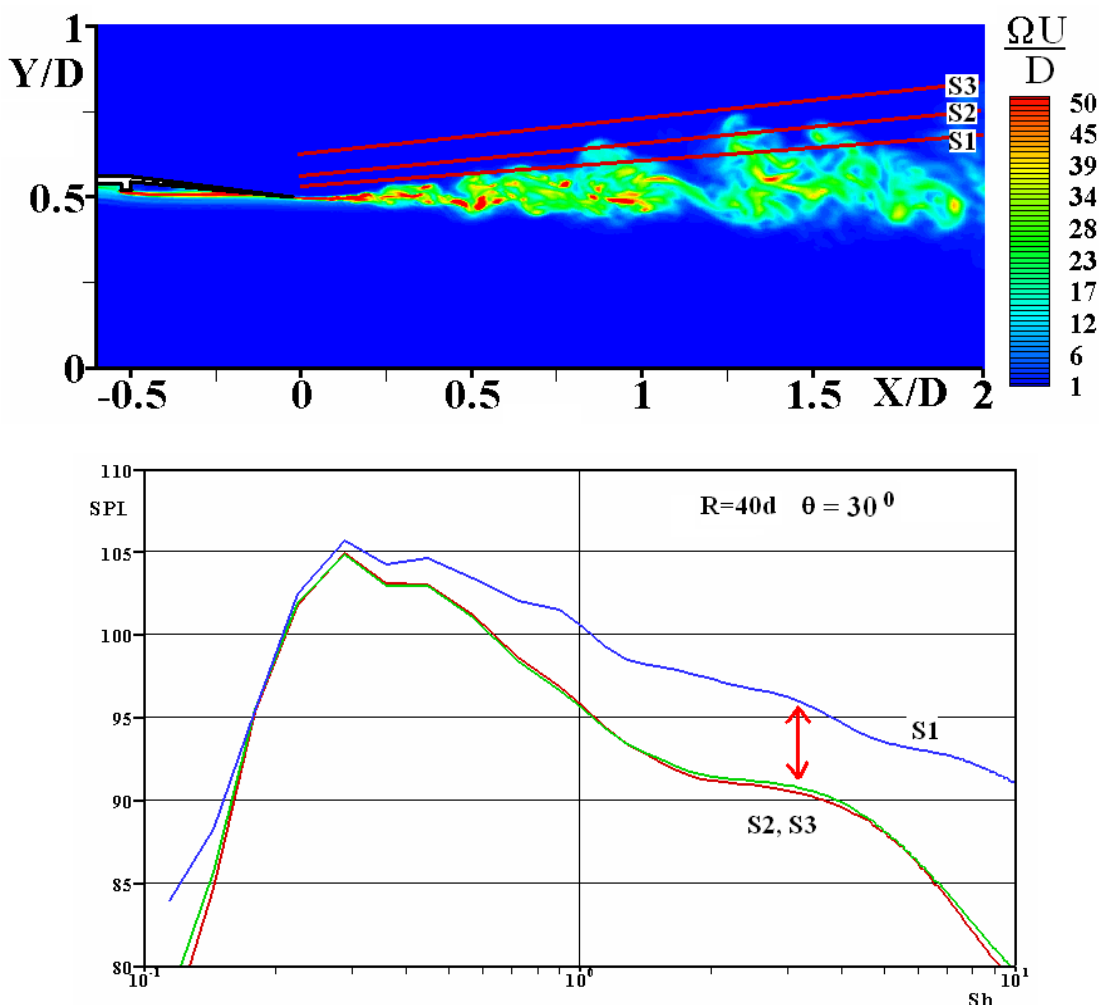


Рис.1.7. Поле завихренности вблизи среза сопла, положение поверхностей Кирхгоффа (сверху) и 1/3 октавный спектр в точке, расположенной на расстоянии 40 диаметров от центра среза сопла и под углом 30° к оси струи.

В следующем примере представлен расчет сверхзвуковой струи со скачками уплотнения при $P^*/P_a=4$. В этом расчете шум вычислялся с применением двух поверхностей Кирхгоффа длиной $15 D$ (см. рис.1.8), расположенных как в непосредственной близости к поверхности струи (в пределах одного калибра струи), так и на значительном расстоянии от неё (4-5 калибров струи). Важно отметить, что в данном расчете, для того чтобы аккуратно моделировать ближнее акустическое поле шаг сетки в радиальном

направлении увеличивался достаточно медленно $\Delta\Gamma_{i+1}/\Delta\Gamma_i \approx 1.01$ в пределах $R/D < 5$. Результаты, представленные на Рис.1.9, показывают, что спектры пульсаций, вычисленные на основе разных поверхностей, совпадают в области средних $Sh < 1$, а на высоких частотах результаты значительно отличаются. Различие на высоких частотах в первую очередь связано с влиянием дисперсионных свойств численной схемы.

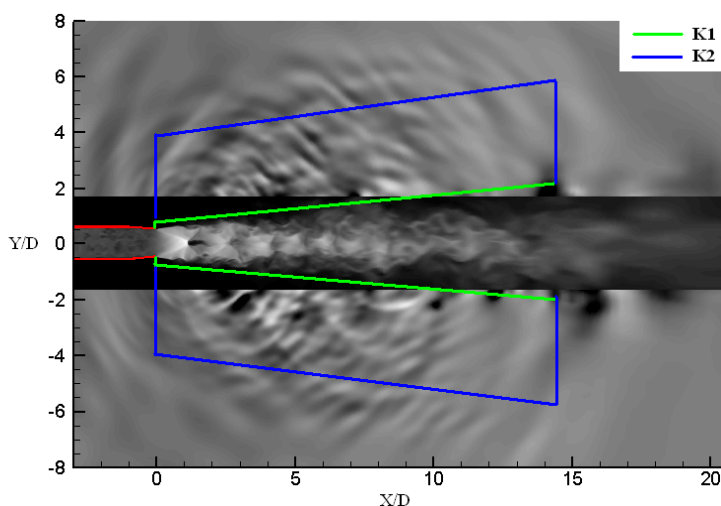


Рис.1.8. Поле числа Маха в струе и пульсации давления в ближнем поле для сверхзвуковой струи со скачками уплотнения ($P^*/P_a=4$). Синяя и зеленая линии обозначают контуры поверхностей Кирхгоффа.

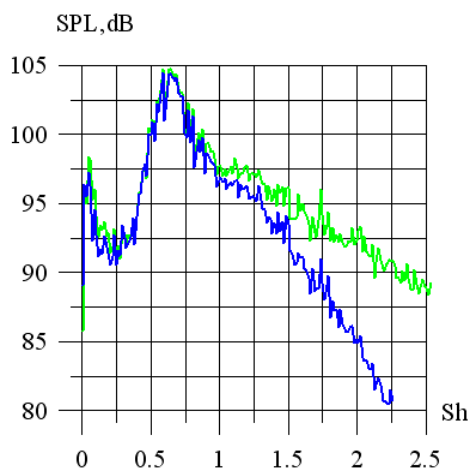


Рис.1.9. Узкополосные спектры шума 20 Гц, в точке, расположенной на расстоянии $72 D$ от центра сопла и под углом 90° к оси струи, вычисленные с использованием разных поверхностей Кирхгоффа.

Предыдущие два примера продемонстрировали влияние положения поверхности Кирхгоффа на результаты расчета шума. Теперь остановимся на определении роли длины поверхности интегрирования при моделировании шума. Результаты представленные на рис.1.10, показывают, что по мере увеличения длины поверхности от 15D до 60D изменяются результаты расчета низких частот при $Sh < 0.1$.

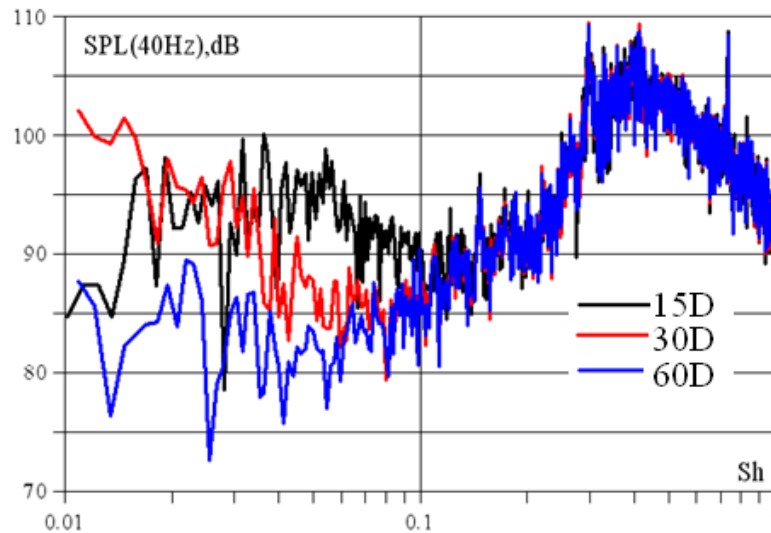


Рис.1.10. Узкополосные спектры шума, в точке, расположенной на расстоянии 72 D от центра сопла и под углом 130° к направлению струи, вычисленные с использованием поверхностей Кирхгоффа различной длины.

Представленные примеры, продемонстрировали некоторые типичные погрешности и ошибки, которые могут возникнуть при расчете шума с использованием метода LES/FWH. А именно при использовании поверхности интегрирования, расположенной достаточно далеко от поверхности струи, ухудшает точность предсказания высоких частот, но и слишком близкое расположение, так же приводит к погрешностям. При предсказании низких частот, наиболее важным является выбор длины поверхности интегрирования. Конечно, при расчете уже хорошо знакомого струйного течения можно выбрать параметры сетки и положения поверхностей так, что расчеты по трем или более поверхностям приведут к совпадающим результатам в широком диапазоне частот. В инженерной

практике при расчете нового мало знакомого течения параметры сетки и положения поверхностей выбирается зачастую интуитивно и приведенные здесь погрешности в большей или меньшей мере могут возникать.

Выводы по главе 1.

В данной главе проанализированы возможности программы Ansys Fluent 12 при расчете струйных течений. Описаны методики моделирования течения и шума для струй, которые будут представлены в последующих главах.

Показано, что при расчете сложных сверхзвуковых струй численная процедура, используемая в программе Ansys Fluent 12, основанная на схеме Roe и аппроксимации второго порядка точности может приводить к значительным численным осцилляциям решения вблизи скачков уплотнения в сложных сверхзвуковых струях. Рассмотрен возможный способ преодоления этой трудности, который заключается в использовании комбинированной схемы. Проведен анализ влияния диссипативных свойств численной схемы и подсеточной модели на результаты моделирования струйных течений методом LES. В результате чего установлено, что применение стандартной схемы Roe и противопоточной аппроксимации второго порядка точности совместно с подсеточной моделью Смагоринского при $C=0.01$ обеспечивает вполне удовлетворительные результаты при расчете относительно простых дозвуковых и сверхзвуковых струй.

Рассмотренные примеры влияния положения поверхности интегрирования при расчете шума методом LES/FWH на результаты вычислений, показали, что ошибки, вносимые неудачным положением поверхности интегрирования, могут достигать 5 dB и более в области наиболее низких ($Sh < 0.1$) и высоких частот ($Sh > 1$). Применение поверхности интегрирования, расположенной приблизительно на расстоянии D от среднего положения поверхности струи и длиной $15D$, позволяет предсказывать шум в области средних частот ($0.1 < Sh < 1$) с высокой точностью.

Глава 2. Разработка RANS модели турбулентной вязкости для расчета струй со скачками уплотнения

2.1. Тестирование популярных моделей турбулентности и поправок на сжимаемость на примере струйных течения со скачками уплотнения.

Влияние сжимаемости газа в струйных течениях проявляется в двух хорошо известных эффектах. Во-первых, по мере увеличения числа Маха происходит уменьшение интенсивности смешения, и толщина слоев смешения струи сокращается и, как следствие, увеличивается длина начального участка струи. При небольших сверхзвуковых скоростях $M < 1.5$ влияние этого эффекта довольно слабое и составляет 15-20 %, а при $M = 2$ длина начального участка увеличивается примерно в два раза по сравнению с дозвуковой струей. Во-вторых, при нерасчетных режимах истечения, когда давление в потоке газа на выходе из сопла отличается от давления в окружающей среде, в струе появляется система скачков уплотнения и волн разрежения, благодаря которым давление газа в струе P постепенно приближается к давлению окружающего газа P_0 . При этом возможны случаи как с недорасширением газа в сопле ($P > P_0$), так и с перерасширением газа ($P < P_0$). Кроме того, в зависимости от степени нерасчетности $n = |P - P_0| / P_0$ целесообразно выделять некоторые типичные режимы истечения.

Для сопел современных гражданских самолетов характерны режимы истечения с небольшой степенью недорасширенности. Такой режим реализуется при истечении газа из конического сопла в случае небольших сверх критических перепадах давления. При этом вблизи среза сопла поток достигает скорости звука, а на кромке сопла образуется волна разрежения, в которой поток ускоряется до сверхзвуковой скорости (см. рис.2.1). В результате отражения волны разрежения от звуковой поверхности, проходящей в области смешения, образуется слабый скачок уплотнения, в котором газ тормозится, но остаётся при этом сверхзвуковым. Совокупность волны разрежения и отраженного скачка уплотнения иногда называется

«бочкой». Далее скачок уплотнения отражается от звуковой поверхности волной разрежения, и картина течения повторяется, так за первой «бочкой» формируется вторая, а затем третья и так до конца сверхзвуковой области струи. При этом интенсивность скачков уплотнения и волн разрежения в каждой последующей «бочке» несколько меньше, чем в предыдущей.

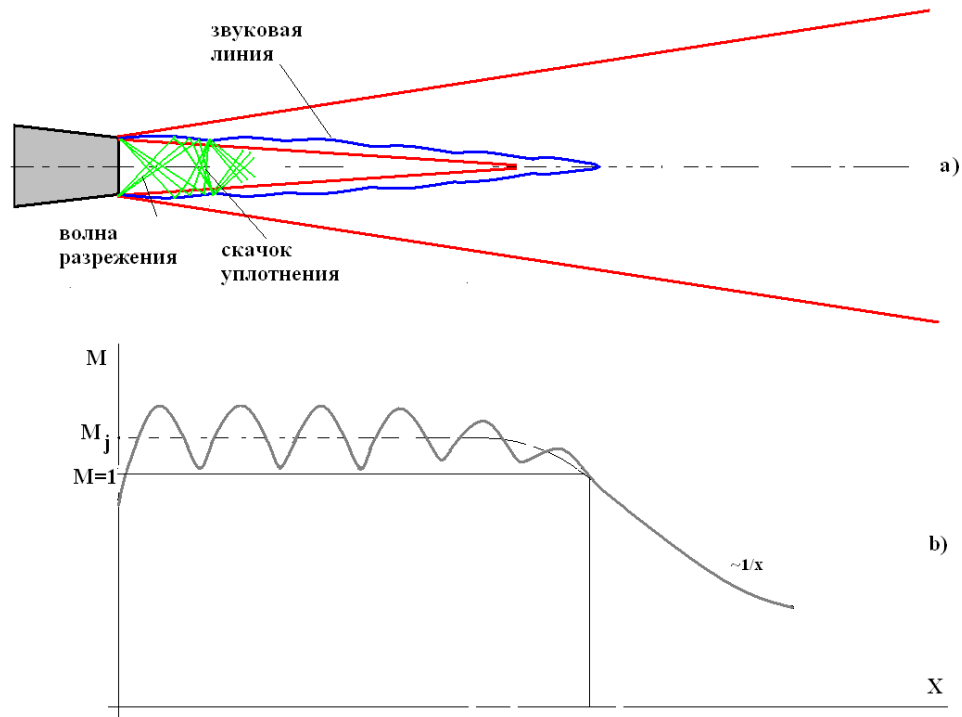


Рис.2.1. Схема слабо недорасширенной сверхзвуковой струи (сверху) и распределение числа Маха вдоль оси (снизу).

В данной главе представлены результаты расчетов с использованием разных моделей турбулентности для двух струйных течений. Одно из них соответствует наиболее простому течению в круглой затопленной струе с параметрами истечения $P^*/P_a = 2.5$, $T^*/T_a = 1$, $Re = 7 \times 10^5$. Другое струйное течение близко к течению в струе для реального авиационного двигателя в режиме взлета это струя в спутном потоке $M=0.3$ для двухконтурного сопла с центральным телом и следующими параметрами истечения: в центральном сопле $(P^*/P_a)_1=2.3$, $T_1=759$ К, во втором контуре: $(P^*/P_a)_2=2.56$, $T_2=332$ К, температурой спутного потока $T_3 = 301$ К, при этом $Re=10^6$. Выбор тестовых

течений был обусловлен двумя причинами. Во-первых, рассмотренные режимы истечений являются типичными для выхлопных струй двигателей современных гражданских самолетов. Во-вторых, представленные в литературе примеры расчетов этих струй методом RANS [88,35], показывают, что точность моделирования подобных течений методом RANS не высокая.

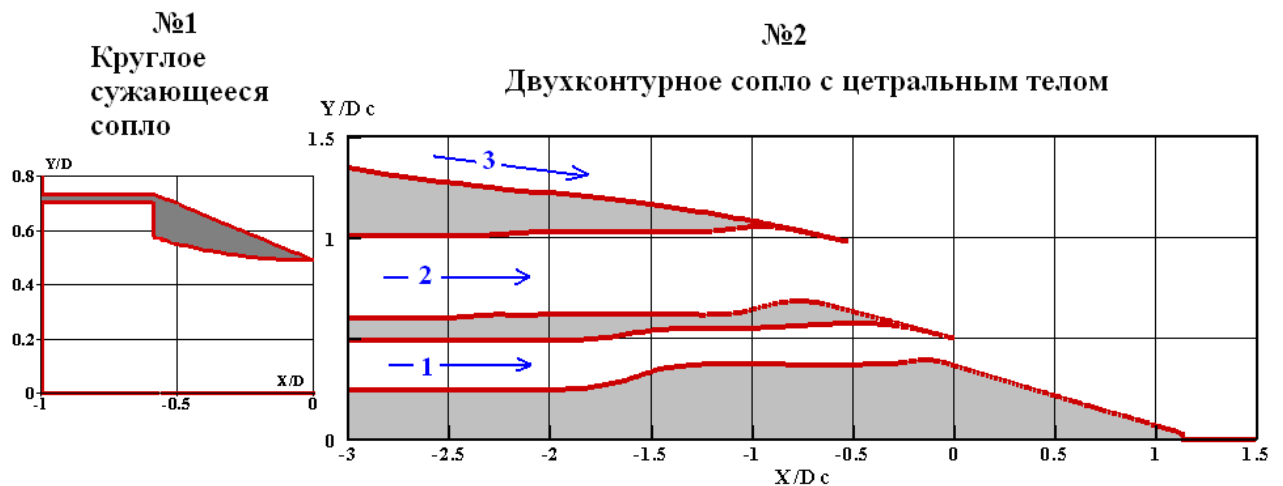


Рис.2.2 Контуры сопел.

Для тестирования были выбраны три довольно популярные модели турбулентности Nut-92 [25], $k-\omega$ SST [22], и RSM [26]. Две из них «Nut-92» и « $k-\omega$ SST» используют понятие турбулентной вязкости для вычисления напряжений Рейнольдса, а третья основана на решении уравнений для всех компонент тензора напряжений Рейнольдса.

Модель Nut-92 - однопараметрическая модель для турбулентной вязкости. Первый вариант этой модели был предложен в [23], затем модель с начала 80-х годов модифицировалась и совершенствовалась в группе под руководством А.Н. Секундова, а наиболее распространенный и многократно протестированный вариант был опубликован в 1993 г [25]. Одно из направлений развития модели Nut-92 состоял в разработке дополнительных слагаемых для учета эффектов сжимаемости (см. 2.1) и увеличения точности при моделировании сверхзвуковых струй.

$$C = -C_4 \nu_t (\operatorname{div} \mathbf{u}' + |\operatorname{div} \mathbf{u}'|) - C_5 \nu_t^2 M_t^2 \quad 2.1$$

В данной работе, коэффициент C_5 был уменьшен с 3.5 до 1, для улучшения описания эффектов сжимаемости при умеренных числах Маха. Модель Nut-92 не входит в стандартный набор моделей программы ANSYS Fluent 12, и для расчета по этой модели применялись дополнительные пользовательские процедуры (UDF).

Следующая тестируемая модель - двухпараметрическая модель «k- ω SST», которая является комбинацией двух моделей – «k- ϵ » и «k- ω ». При этом вблизи стенки используется модель «k- ω », а вдали от стенки модель «k- ϵ », сформулированная через параметры k и ω . Отличительной особенностью модели k- ω SST, которая важна при расчете течений со скачками уплотнения состоит в наличии ограничителей слагаемого, отвечающего за порождения энергии турбулентности (см. 2.2).

$$P = \min(10\beta^* \rho k \omega, \mu_t S^2), \quad 2.2$$

где $S^2 = S_{ij}^* S_{ij}$, а S_{ij} - тензор скоростей деформаций.

Третья тестируемая модель RSM использует уравнения для всех компонент напряжений трения Рейнольдса и уравнение для переноса скорости диссипации. Одним из преимуществ этой модели по сравнению с двумя другими моделями турбулентной вязкости заключается в учете анизотропии пульсаций скорости и в более аккуратном моделировании процессов турбулентного переноса, связанного с пульсациями давления, роль которых, как уже отмечалось, значительно усиливается при наличии скачков уплотнения.

На рис.2.3-2.4 представлены результаты расчетов затопленной круглой струи со скачками уплотнения. На рис.2.3 показана характерная для неизобраических струй картина течения с чередующимися скачками уплотнения и волнами разрежения, полученная на основе RANS «k- ω SST». Сравнение, представленное на рис.2.4, показывает, что расчеты по трем

моделям турбулентности дают сильно различающиеся результаты, при предсказании длины начального участка, количества скачков уплотнения и их интенсивности. Длина начального участка аккуратно моделируется только при использовании модели «Nu-92». Количество скачков уплотнения (волн разрежения), наблюдаемых в эксперименте, удовлетворительно предсказали две модели «Nu-92» и «k- ω SST» (см. рис.2.6). Важно отметить, что применение этих моделей приводит к более быстрому затуханию скачков уплотнения вдоль струи, чем это наблюдается в эксперименте. Модель RSM оказалась наихудшей при предсказании этого струйного течения.

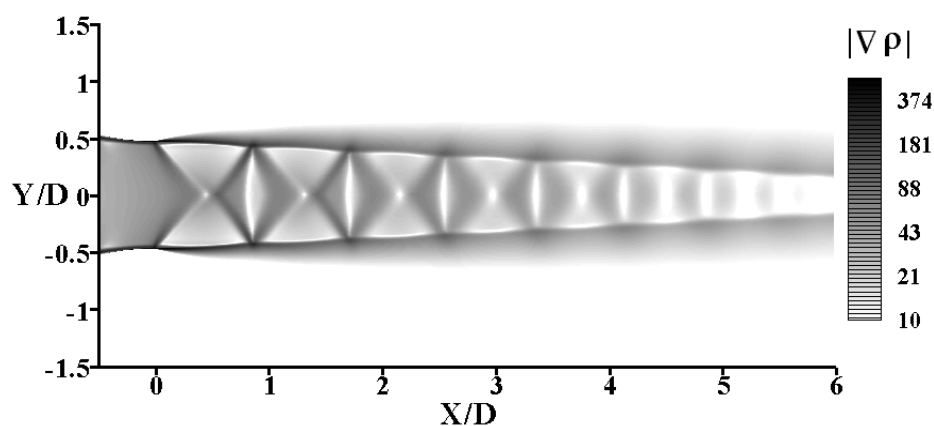


Рис.2.3. Визуализация скачков уплотнения в затопленной круглой струе.
Поле модуля градиента плотности.

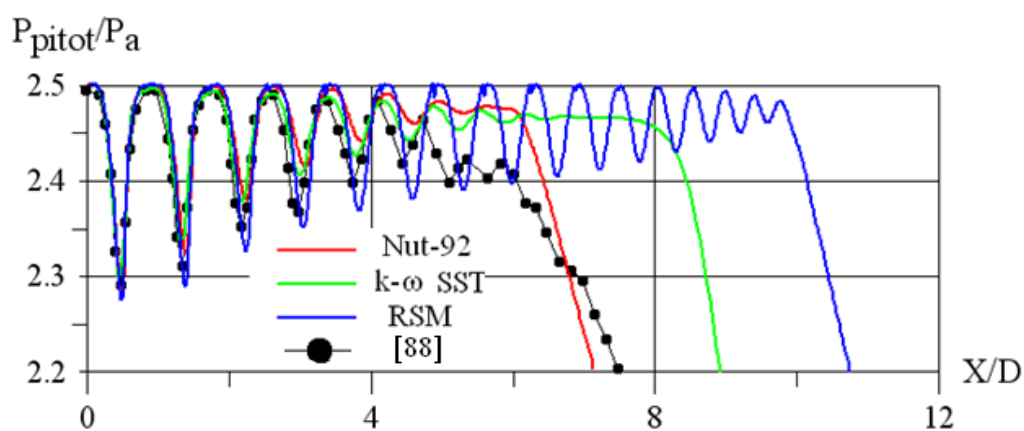


Рис.2.4. Распределение давления, измеренного трубкой Пито, вдоль затопленной круглой струи. Сравнение расчетных и экспериментальных данных

На рис.2.5 видно, что в случае истечения из двухконтурного сопла с центральным телом возникает гораздо более сложная система скачков уплотнения и волн разрежения, чем для простой круглой струи. При этом первоначальная волна разрежения в результате отражений от поверхностей сопла и взаимодействия со слоями смешения струи формирует, так же как и в простой круглой струе, течение с чередующимися областями повышенного и пониженного давления. Сравнение результатов расчетов с использованием разных моделей, представлено на рис.2.6-2.7. Анализ рис.2.6, показывает, что все три, рассмотренные модели турбулентности, предсказывают близкие зависимости числа Маха вдоль оси струи, а так же приблизительно одинаковые длины начального участка струи. Модель «RSM», по видимому, немного завышает «дальнобойность» струи. Что касается описания скачков уплотнения, то результаты расчетов по моделям турбулентной вязкости «Nut-92» и «k- ω SST» дали достаточно близкие результаты, причем обе модели приводят к значительно более быстрому затуханию скачков уплотнения вдоль струи, чем это наблюдается в эксперименте (см. рис.2.7). Наиболее точно распределение интенсивности скачков уплотнения вдоль струи для двухконтурного сопла было смоделировано на основе расчетов по модели для всех напряжений Рейнольдса «RSM».

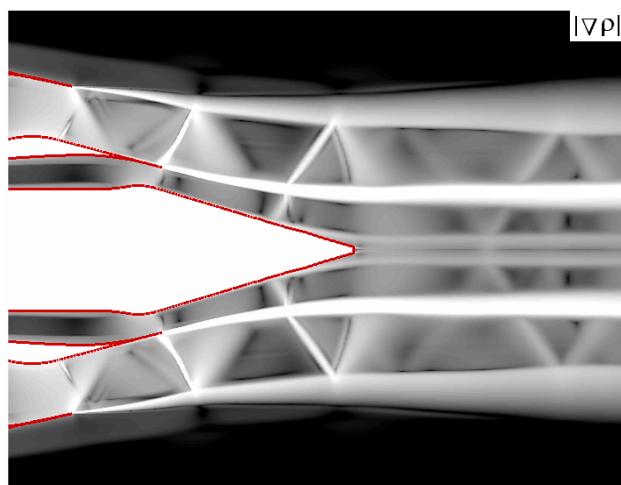


Рис.2.5. Визуализация скачков уплотнения в струе для двухконтурного сопла с центральным телом.

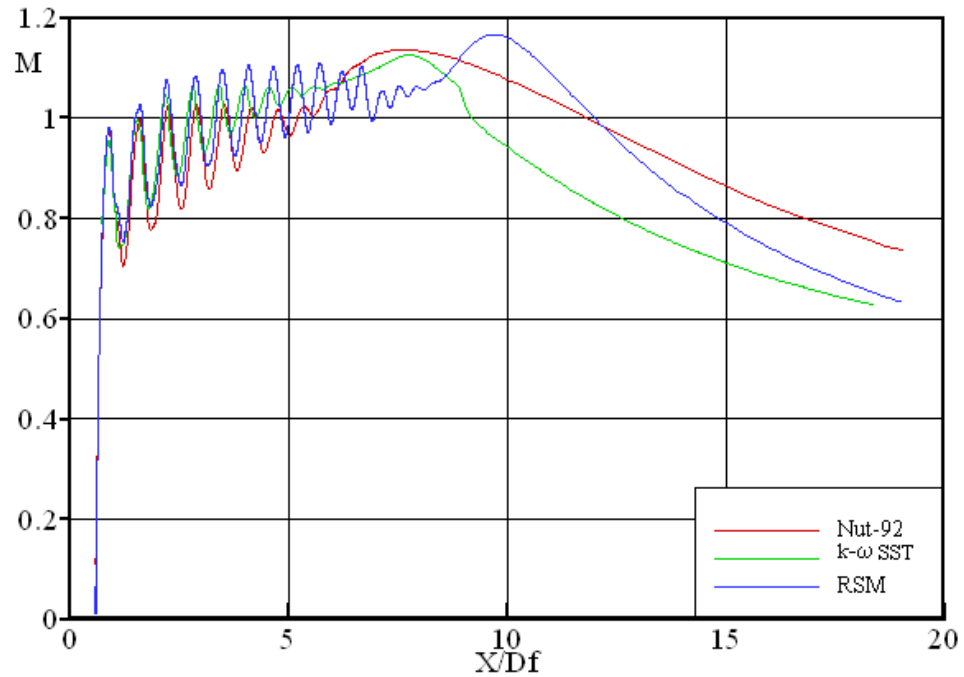


Рис.2.6. Распределение числа Маха вдоль оси струи для двухконтурного сопла с центральным телом. Результаты расчетов методом RANS с использованием разных моделей турбулентности.

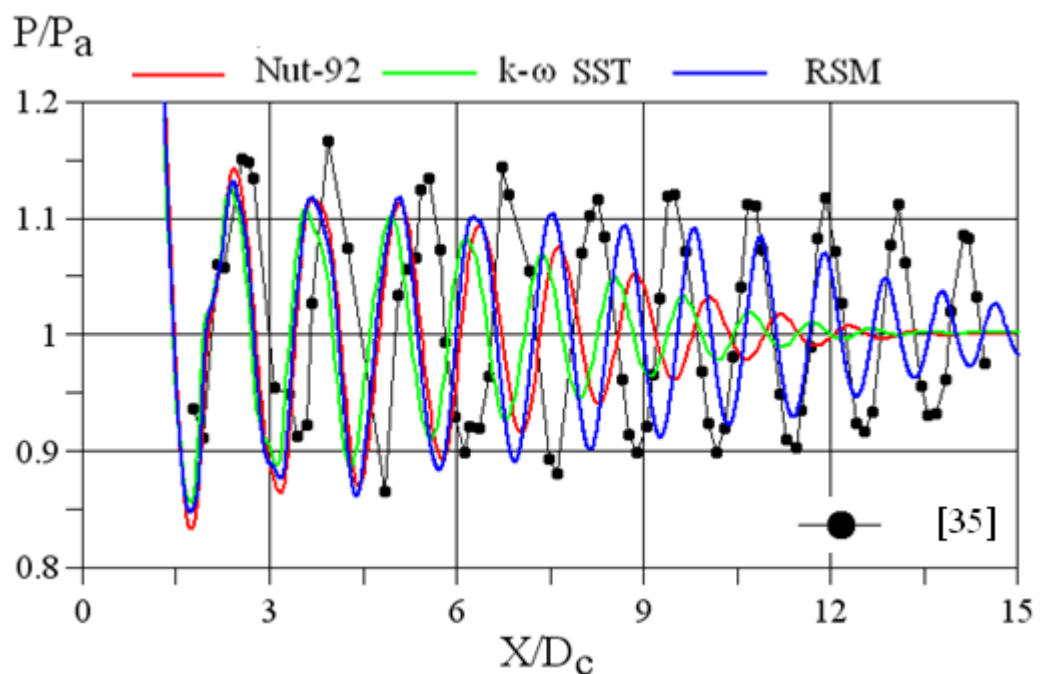


Рис.2.7. Распределение давления вдоль оси струи для двухконтурного сопла с центральным телом. Сравнение расчетных и экспериментальных данных.

Обобщая представленные результаты тестирования моделей турбулентности RANS, необходимо сделать замечание о том, что ни одной модели турбулентности не удалось одновременно предсказать как характеристики смещения в струе, так и систему скачков уплотнения. Типичной ситуацией оказывалась такая, при которой модель переоценивала дальность струи, но при этом удовлетворительно предсказывала систему скачков уплотнения, либо наоборот длина начального участка предсказывалась аккуратно, но при этом затухание скачков уплотнения оказывалось более быстрым, чем это наблюдалось в эксперименте. Несмотря на то, что в данной работе были представлены результаты только для трех моделей «Nut-92», «k- ω SST», «RSM», схожая ситуация возникла и при использовании других популярных моделей турбулентности «S-A», «k- ϵ », « v^2 -f». Следует отметить, что модель для всех напряжений Рейнольдса RSM лучше других моделей описала течение в струе для сложного двухконтурного сопла, но применение этой модели к наиболее простому течению в круглой струе привело к значительным ошибкам. Таким образом, можно заключить, что все модели турбулентности, применяемые в расчетах методом RANS, требуют улучшения при моделировании струйных течений со скачками уплотнения.

2.1 Результаты поисковой работы по модификации модели k- ω SST

Наиболее популярный способ модификации моделей турбулентности для учета эффектов сжимаемости состоит в разработке приближенных соотношений для дополнительных слагаемых в уравнении баланса энергии турбулентности, а так же в разработке выражений для порождения энергии турбулентности. В данной работе было проведено тестирования различных поправок на сжимаемость и выражений для порождения турбулентности. При этом использовалась модель турбулентности «k- ω SST» и моделировалось течение в струе для двухконтурного сопла с центральным

телом. Ниже представлено уравнение для переноса энергии турбулентности, которое используется в этой модели.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i k}{\partial x_i} = P_k - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] - C \quad (2.4)$$

В этом уравнении введены следующие обозначения: P_k – порождение энергии турбулентности, C – слагаемое, моделирующее корреляцию $\langle p' \text{div} u' \rangle$.

Таблица.2.1

№	C	P_k
1	$\rho k \text{div} U$	$\min\{\mu_t \Omega^2; \mu_t S^2; 1.8 \omega k; 0.5 k S \}$
2	$\rho k \text{div} U$	$\min\{\mu_t \Omega^2; \mu_t S^2; 1.8 \omega k; 0.3 k S \}$
3	$5 \rho k \text{div} U$	$\min\{\mu_t \Omega^2; \mu_t S^2; 1.8 \omega k; 0.5 k S \}$
4	$100 \rho \frac{k}{\omega} \text{div}^2 U$	$\min\{\mu_t \Omega^2; \mu_t S^2; 1.8 \omega k; 0.5 k S \}$

В ходе поисковой работы было перепробовано более 20 вариантов выражений для C и P_k . Некоторые из них представлены в таблице 2.1. В результате тестирования было установлено, что если величина C небольшая и ограничители порождения P_k довольно «мягкие» (вариант №1 в таблице), то влияние поправок на результаты моделирования процессов смешения в струе и скачков уплотнения слабое. Увеличение значений C (вариант 3) или применения более «жестких» ограничителей (вариант 2) приводило к неблагоприятным эффектам, а именно к значительному уменьшению турбулентной вязкости в слоях смешения и как следствие увеличению дальности струи, хотя при этом затухание интенсивности скачков

уплотнения становилось более медленным и приближалось к экспериментальным данным. Наилучшие результаты показал вариант, представленный в таблице 2.1 под № 4. В этом варианте удалось минимизировать турбулентную вязкость в ядре потока, но все же при этом затухание скачков уплотнения в расчете было гораздо быстрее, чем в эксперименте.

Для того чтобы понять какая часть потока оказывает наибольшее влияние на распределение скачков уплотнения были проведены специальные расчеты. В этих расчетах уменьшалась турбулентная вязкость в различных частях струи: сначала в области G1, затем в G2 и наконец, в G3 (см. рис. 2.8). Анализ результатов, представленных на рис. 2.9, показывает, что только в случае, когда область с уменьшенным уровнем турбулентной вязкости попадает в область отражения скачка уплотнения от слоя смешения, наблюдается значительное влияние уменьшение турбулентной вязкости на распределение скачков уплотнения в струе.

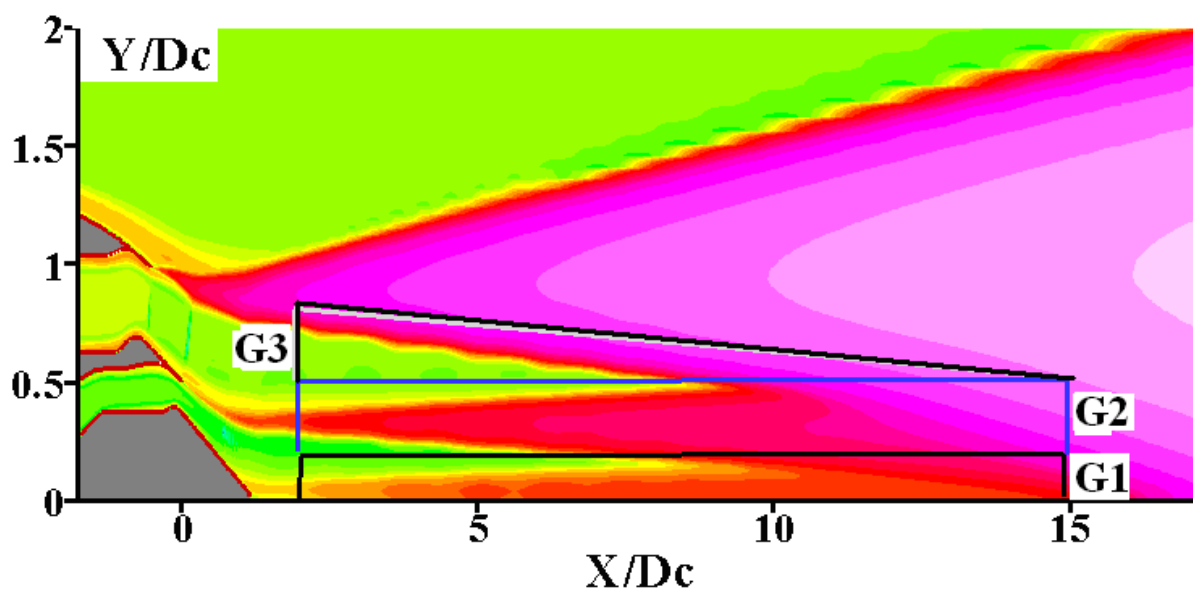


Рис.2.8. Распределение турбулентной вязкости в струе для двухконтурного сопла. Линиями схематично обозначены области G1, G2, G3, в которых уменьшалась турбулентная вязкость.

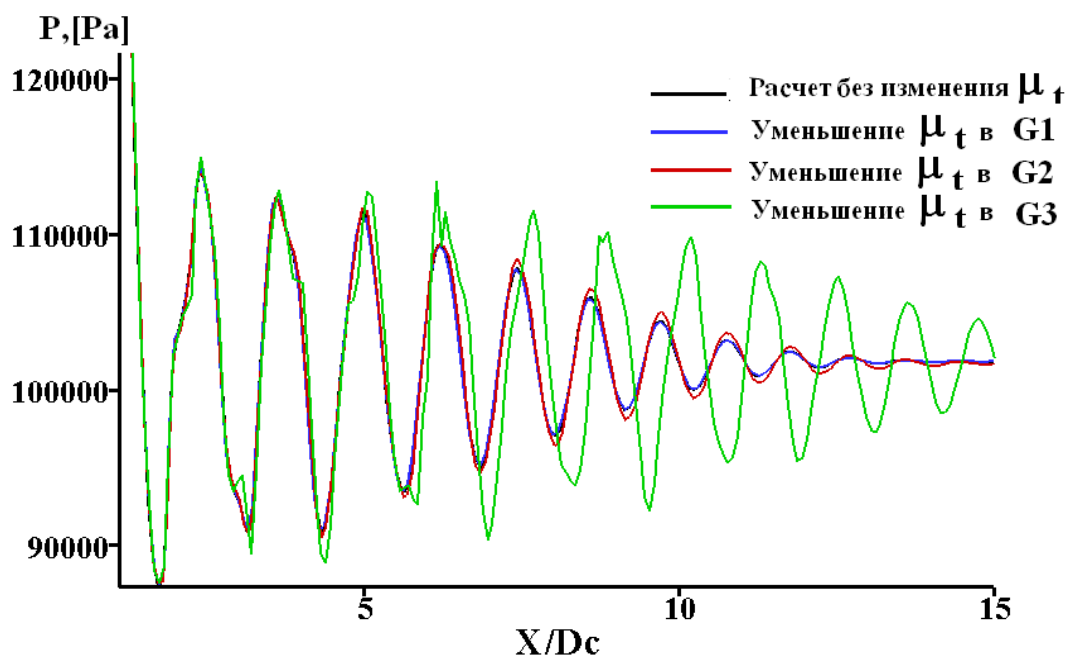


Рис.2.9. Распределение давления вдоль оси струи для двухконтурного сопла для различных областей с уменьшенным значением турбулентной вязкости.

2.3 Анализ особенностей взаимодействия скачков уплотнения и турбулентности в струе.

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, представленное в предыдущем разделе показало, что как в эксперименте, так и в расчете интенсивность скачков уплотнения затухает вдоль струи по мере удаления от среза сопла, причем метод RANS предсказывает более быстрое затухание, чем это наблюдается в эксперименте. Это затухание происходит по нескольким причинам. Одна из них определяется невязкими (газодинамическими) эффектами и объясняется потерями полного давления в каждом скачке уплотнения, но эти потери существенны только для сильных скачков уплотнения. Другая причина заключается в том, что при отражении скачка уплотнения или волны разрежения от звуковой поверхности, отраженная волна несколько слабее падающей и этот эффект уже напрямую связан с процессами турбулентного смешения в струе. Как было установлено в предыдущем разделе основные процессы, влияющие на распределение

интенсивности скачков уплотнения в струе, происходят в области отражения скачка уплотнения от слоя смешения.

Первые исследования такого взаимодействия были выполнены в рамках классической невязкой газовой динамики, как задачи об отражении скачка уплотнения от тангенциального разрыва. В том случае, когда скорости по обе стороны падающего скачка сверхзвуковые, а тангенциальный разрыв граничит с областью покоящегося газа эта задача имеет простое автомодельное решение (см. [89]). При отражении скачка уплотнения возникает центрированная волна разрежения, в которой давления падает до значения перед скачком уплотнения, а тангенциальный разрыв в месте отражения испытывает излом (см. рис. 2.10).

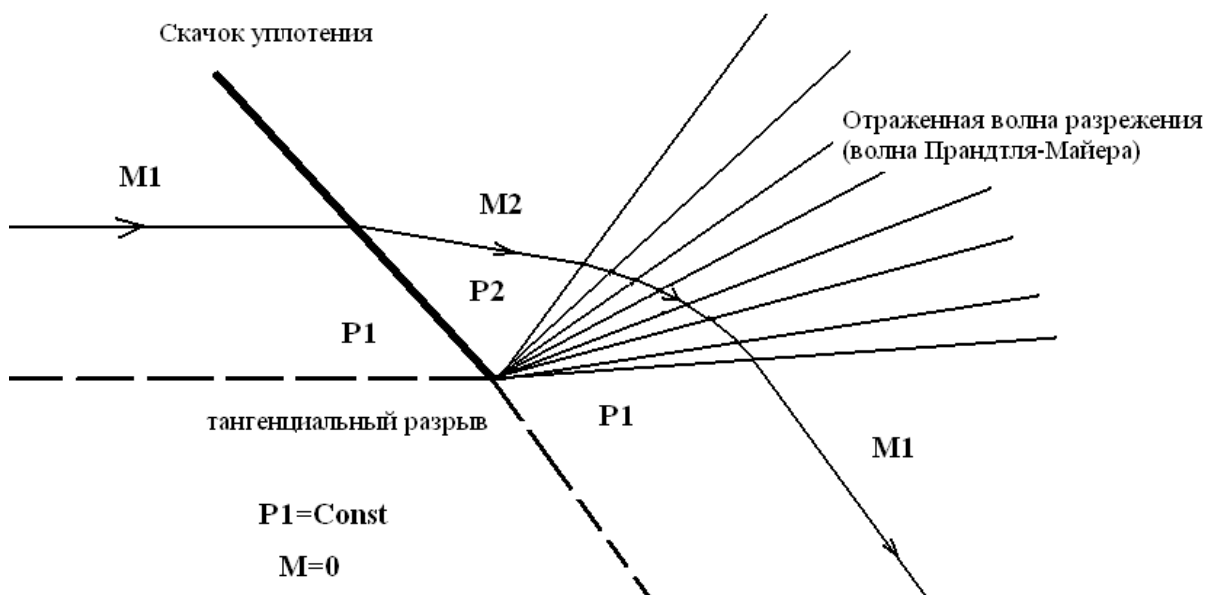


Рис.2.10. Невязкая картина отражения скачка уплотнения от тангенциального разрыва.

Для получения большего понимания об особенностях турбулентного переноса в области взаимодействия скачков уплотнения и турбулентности в струе рассмотрим результаты LES моделирования модельной задачи об отражении скачка уплотнения от слоя смешения. В течении, представленном на рис.2.11, скачок уплотнения возникает в результате обтекания пластины

расположенной под углом 6° к направлению набегающего потока с числом Маха $M_1=1.5$, при этом интенсивность скачка уплотнения $\Delta p/p_a \approx 0.4$, а слой смешения образуется между двумя плоскопараллельными потоками с числами Маха $M_1 = 1.5$ и $M_2 = 0.3$. Число Рейнольдса, вычисленное по параметрам слоя смешения в месте взаимодействия со скачком уплотнения, составляет $Re = 2 \times 10^6$. Нестационарная картина взаимодействия, полученная на основе LES моделирования, показывает, что область больших градиентов, характеризующих скачок уплотнения, не глубоко проникает в слой смешения (см. рис.2.11), и область взаимодействия сосредоточена в сверхзвуковой части смешения.

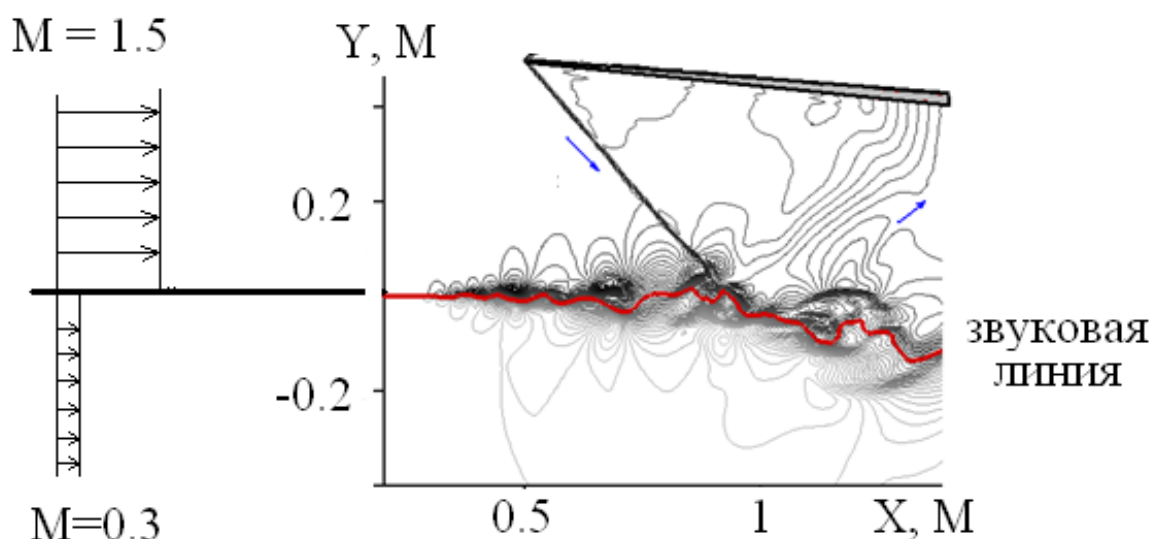


Рис.2.11. Нестационарная картина отражения скачка уплотнения от слоя смешения, полученная на основе LES.

Компоненты тензора напряжений Рейнольдса, и, следовательно, турбулентная вязкость в месте взаимодействия скачка уплотнения и слоя резко меняются. Кроме того пульсации продольной скорости и напряжение сдвига имеют значительный продольный градиент, а остальные напряжения меняются сравнительно слабо (см. рис.2.12). Такое поведение компонент напряжений возможно увеличивает влияние анизотропии турбулентности,

которая при использовании моделей для турбулентной вязкости не учитывается

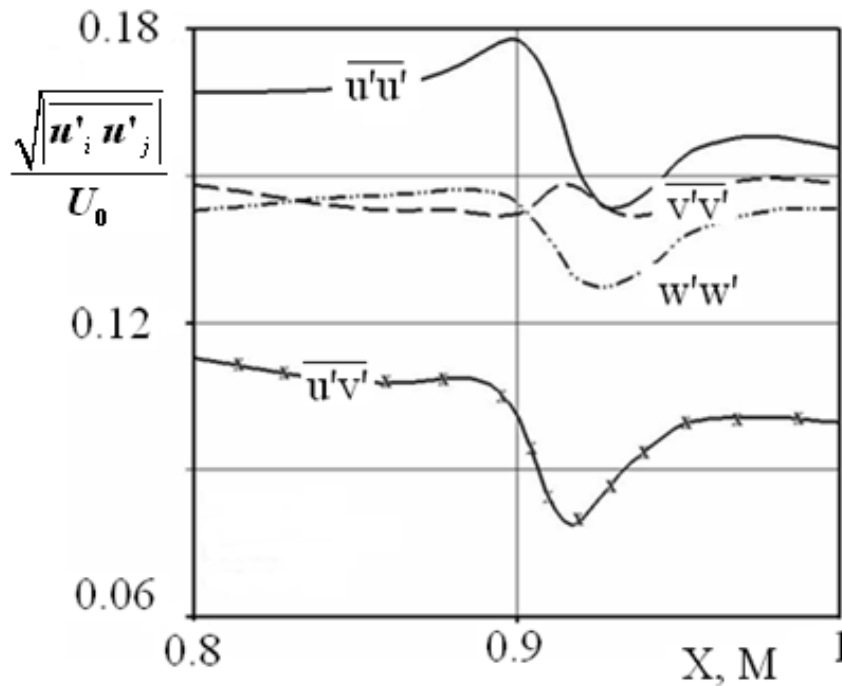


Рис.2.12. Распределение компонент тензора напряжений Рейнольдса вдоль среднего положения звуковой линии, вычисленных методом LES.

Зачастую влияние эффектов сжимаемости в RANS моделях учитывается с помощью введения дополнительного слагаемого в уравнение переноса энергии турбулентности. Одним из таких слагаемых является корреляция пульсаций давления и дивергенции скорости $\langle p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \rangle$. Наиболее известное выражение для моделирования этой корреляции было предложено в работе [29] (см.2.3).

$$\left\langle p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right\rangle = (-\alpha_1 P + \alpha_2 \varepsilon + \alpha_3 k \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right\rangle) \rho M_t^2 \quad 2.3$$

Где P – порождение энергии турбулентности, ε – скорость диссипации энергии турбулентности, k – энергии турбулентности, $M_t = \sqrt{k}/c$ – турбулентное число Маха, $\alpha_1=0.4$, $\alpha_2=0.2$, $\alpha_3=1$. Выражение 2.1 тестировалось

с помощью прямого численного моделирования турбулентного слоя смешения сжимаемого газ, но без скачков уплотнения.

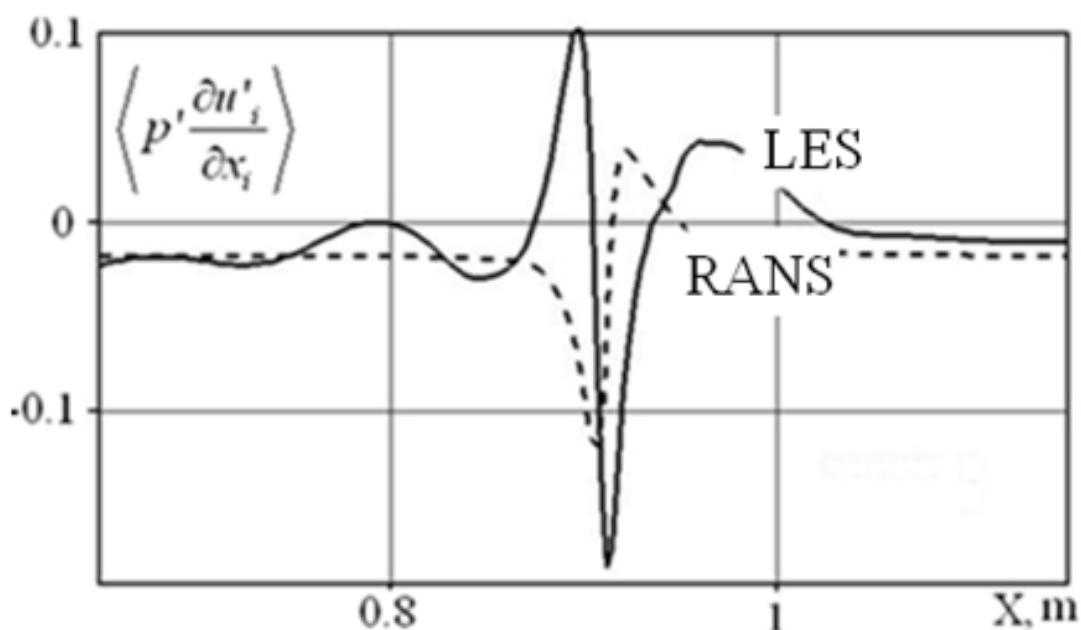


Рис.2.13 Распределение вдоль среднего положения звуковой линии корреляции пульсаций давления и дивергенции скорости $\langle p' \text{div } \mathbf{u}' \rangle$, отнесенной к величине порождения турбулентности $\rho \langle u'v' \rangle dU/dy$. Сравнение результатов LES расчета с модельным выражением [29].

На рис.2.13 представлено сравнение результатов моделирования корреляции $\langle p' \partial u'_i / \partial x_i \rangle$, выполненных различными методами. В одном методе вычисления основаны на результатах моделирования подходом RANS совместно с модельным выражением (2.1), а в другом корреляция $\langle p' \partial u'_i / \partial x_i \rangle$ вычисляется на основе подхода LES. Анализ рис.2.16 показывает, что в области взаимодействия скачка уплотнения и слоя смешения корреляция $\langle p' \partial u'_i / \partial x_i \rangle$ знакопеременна, причем зависимость, вычисленная с использованием метода LES, имеет более сложный вид и большую амплитуду «колебаний». Кроме того следует отметить, что область слоя смешения на которую распространяется влияние падающего скачка

уплотнения и отраженной волны разрежения в LES расчете гораздо больше, чем это предсказывается при использовании RANS метода.

Так же следует отметить еще один эффект, связанный с наличием скачков уплотнения в турбулентном потоке. Этот эффект наиболее четко наблюдается при анализе нестационарной картины течения в струе со скачками уплотнения. Особенность рассматриваемого явления заключается в том, что нестационарные движения скачков уплотнения в струе, вызывает усиление пульсаций давления, которые в свою очередь приводят к усилению турбулентного переноса пульсаций скорости и напряжений Рейнольдса. В RANS расчетах в моделях для турбулентной вязкости турбулентный перенос пульсациями давления моделируется диффузионным слагаемым типа $\langle p'v' \rangle = -\mu_t dk/dy$. На рис. 2.14 представлено сравнение потока $\langle p'v' \rangle$ в струе со скачками уплотнения, рассчитанного на основе методов LES и RANS. Сравнение на рис.2.14 показывает, что в RANS моделях процессы переноса турбулентности пульсациями давления в струях со скачками уплотнения моделируются весьма упрощенно.

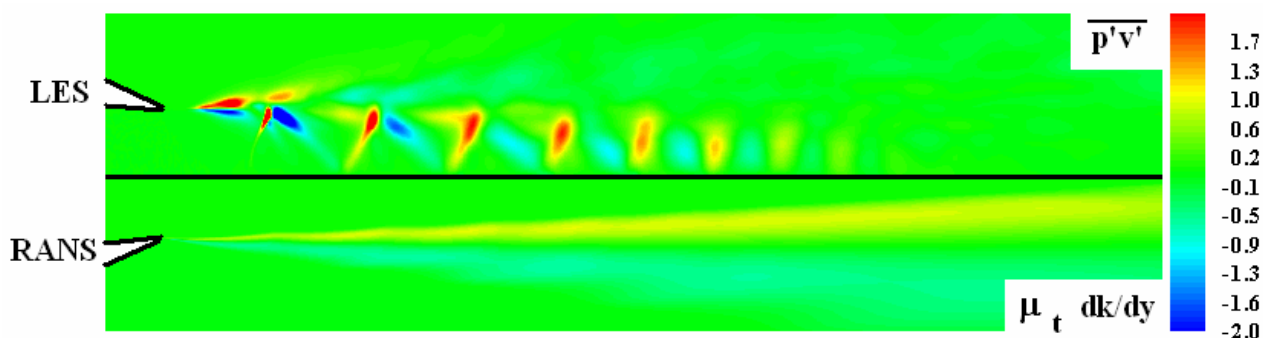


Рис.2.14. Сравнение величины $\langle p'v' \rangle$ при моделировании струи со скачками уплотнения методом LES (сверху) и методом RANS по модели k-ε (снизу).

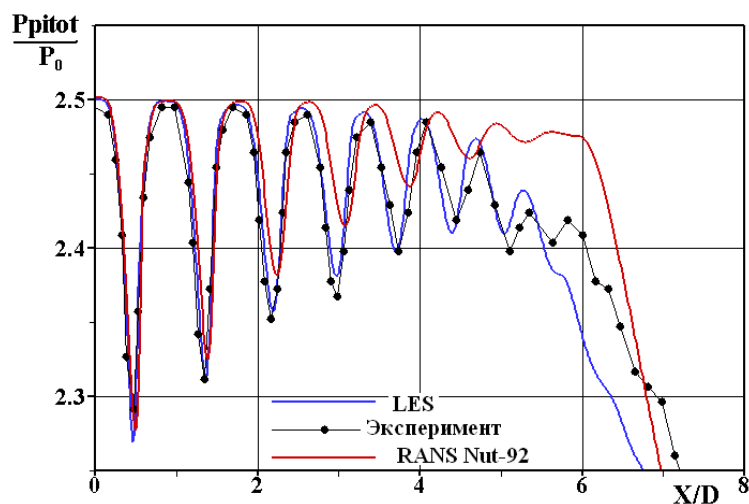


Рис.2.15. Распределение давления, измеренного трубкой Пито, вдоль затопленной круглой струи. Сравнение расчетных и экспериментальных данных.

Подводя итогу анализу особенностей взаимодействия скачков уплотнения и турбулентности в слое смешения, важно отметить, что в области взаимодействия значительно усиливаются процессы турбулентного переноса, связанные с пульсациями давления, такие как $\langle p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \rangle$, $\langle p' v' \rangle$ и др. Сравнение результатов моделирования этих корреляций $\langle p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \rangle$, $\langle p' v' \rangle$ на основе метода LES с результатами RANS расчетов обнаружило не только количественное, но и качественное различие поведения этих характеристик при моделировании на основе LES и RANS подходов. Кроме того, сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными для круглой затопленной струи так же демонстрирует преимущество метода LES по сравнению с RANS (см. рис. 2.15). Но следует отметить, что, несмотря на все достоинства подхода LES, этот метод обеспечивает значительные преимущества перед RANS, при моделировании относительно простых струйных течений со скачками уплотнения.

2.4 Описание и тестирование модификации модели турбулентной вязкости.

Результаты предыдущих разделов 2.2-2.3 показывают, что основные процессы, отвечающие за распределения интенсивности скачков уплотнения, происходят в области отражения скачков уплотнения от слоя смешения. Причем в области отражения напряжения Рейнольдса, и, следовательно, турбулентная вязкость резко изменяются, а корреляции, связанные с пульсациями давления, такие как $\langle p' \partial u'_i / \partial x_i \rangle$, $\langle p' v' \rangle$ и др, имеют сложный знакопеременный вид. Кроме того в разделе 2.2 было установлено, что применяя дополнительные слагаемые в уравнении для переноса энергии турбулентности для модификации модели турбулентности не удаётся влиять на скачки уплотнения не изменив смешения. Учитывая это обстоятельство, в данной работе предлагается способ модификации модели для турбулентной вязкости, который заключается в применении различных значений турбулентных вязкостей: ν_t в уравнении движения и ν_t^* в уравнениях модели турбулентности. Причем, эти величины отличаются, главным образом, только в области взаимодействия скачков уплотнения (волн разрежения) и слоя смешения. Такой прием позволяет влиять на поведение скачков уплотнения, при этом, практически не изменяя правильности описания процессов смешения в основной части струи. В ходе перебора различных вариантов связи ν_t и ν_t^* было замечено, что увеличение турбулентной вязкости ν_t вблизи области взаимодействия скачка уплотнения и слоя смешения улучшает описание затухания скачков уплотнения вдоль струи. С учетом этого наблюдения предлагается следующая связь между ν_t и ν_t^* :

$$\nu_t = \nu_t^* \frac{1 - C_1}{1 + C_2}$$

$$C_1 = \min(D, 0) F(M) \quad C_2 = \max(D, 0) F(M)$$

$$D = \frac{p_\infty - p}{\rho V^2} \quad F(M) = 10 \max\{0, (M - 0.9)\}$$

где величина D характеризует область взаимодействия скачка уплотнения (волны разрежения) и слоя смещения, V – модуль скорости потока, $F(M)$ – функция от числа Маха, отражающая тот факт, что взаимодействие скачка уплотнения (волны разрежения) и слоя смещения локализовано вблизи сверхзвуковой части слоя смещения. Знакопеременность D и наличие переключателей C_1, C_2 , обеспечивают знакопеременное влияние скачков уплотнения и волн разрежения на турбулентную вязкость. Следует отметить определенные недостатки предложенного выражения, которое содержит неинвариантные величины, такие как давление на бесконечности P_∞ и модуль скорости V .

На рис.2.19 представлена характерная картина поведения турбулентной вязкости ν_t в продольном сечении затопленной нерасчетной круглой струи при применении описанной выше модификации модели турбулентности.

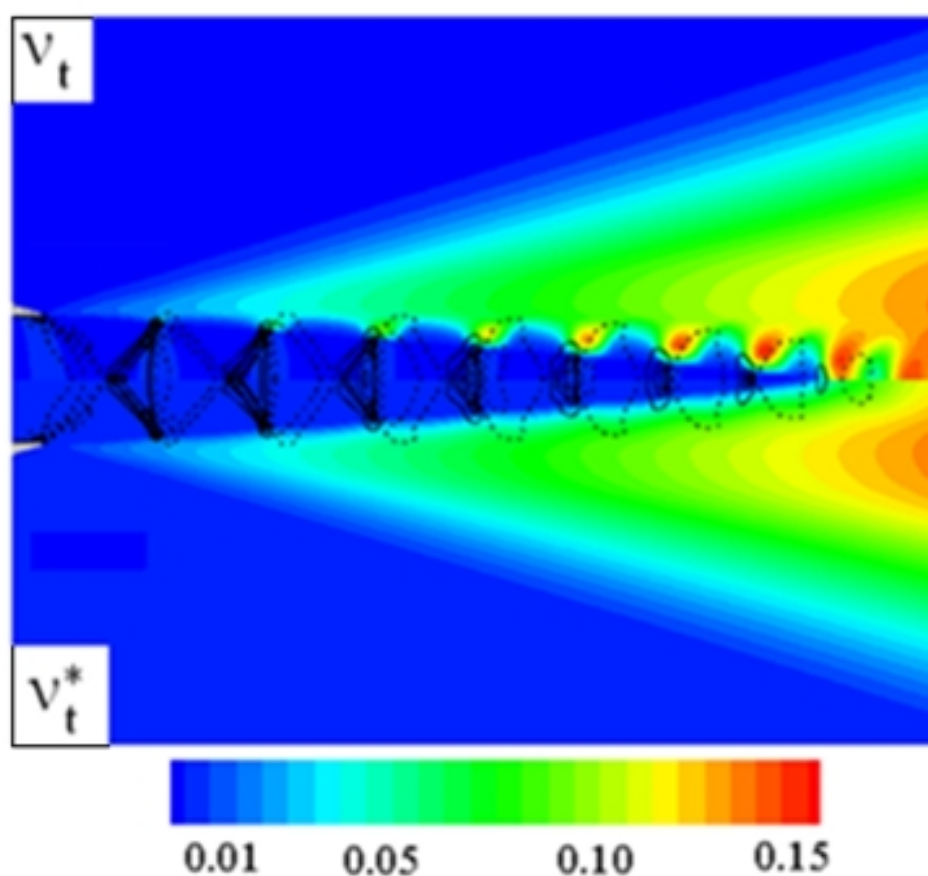


Рис.2.16. Поле турбулентной вязкости в продольном сечении круглой струи. Сравнение расчетов по модели Nut-92 и её модификации

Как показано на рис. 2.20-2.21 применение, предложенной в данной работе поправки к модели турбулентной вязкости Nut-92 [90], позволяет увеличить точность предсказания распределения интенсивности скачков уплотнения (волн разрежения) в обоих струйных течениях, как в затопленной круглой струе, так и в коаксиальной струе в спутном потоке. При этом предсказание процессов смешения и длины начального участка не ухудшается. Следует отметить, что описанная модификация модели турбулентности, может быть так же успешно применена и к другим моделям турбулентной вязкости «S-A», «k-ε», «k-ω SST».

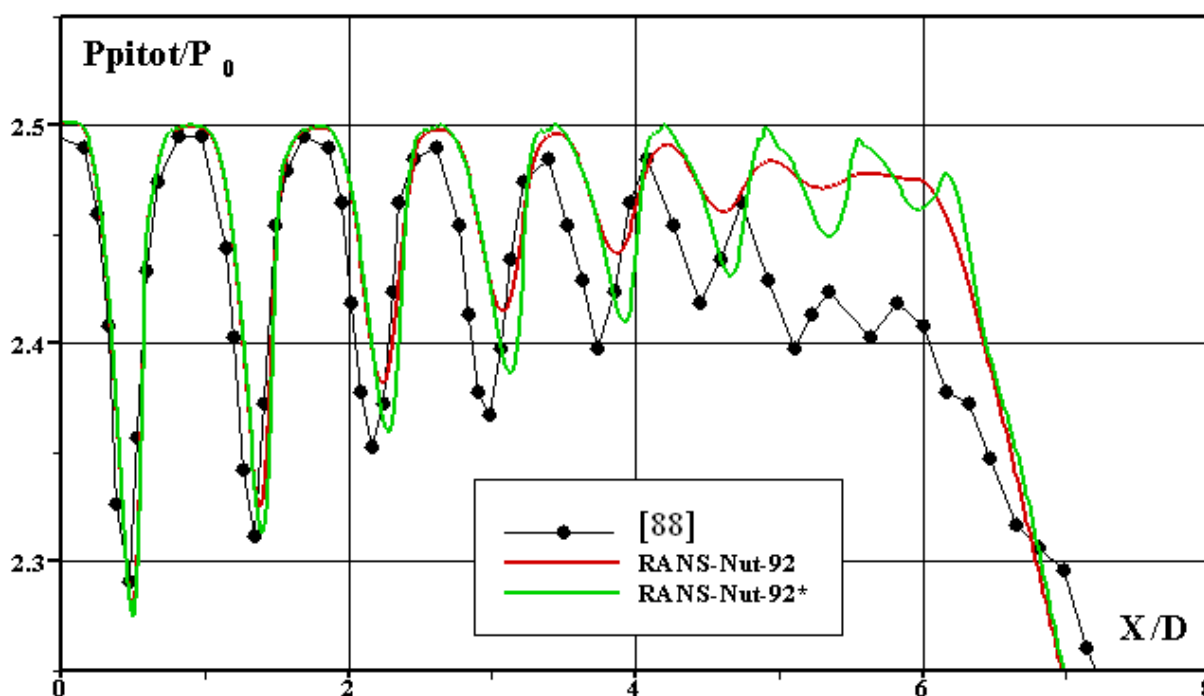


Рис.2.17. Распределение давления, определенного трубкой Пито-Прандтля в эксперименте и в расчетах, вдоль оси круглой затопленной струи.

Сравнение результатов расчетов, выполненных на основе стандартной модели Nut-92 и её модифицированного варианта.

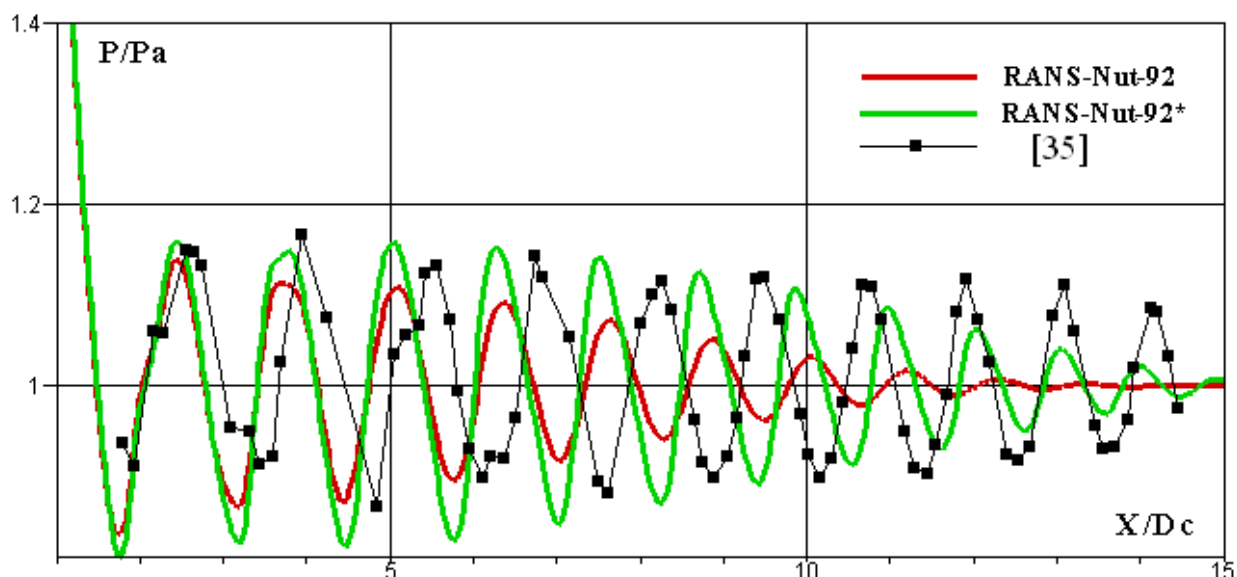


Рис. 2.18 Распределение статического давления вдоль оси струи в спутном потоке для двухконтурного сопла с центральным телом, полученное в эксперименте и расчетах. Сравнение результатов расчетов, выполненных на основе стандартной модели Nut-92 и её модифицированного варианта.

Выводы по главе 2.

Тестирование нескольких известных моделей турбулентности («Nut-92», «k- ω SST», «RSM»), и популярных поправок на сжимаемость на примере двух струйных течений со скачками уплотнения при небольших сверхкритических перепадах давления, показало, что ни одной модели турбулентности не удалось одновременно предсказать характеристики смешения в струе и систему скачков уплотнения. Следует отметить, что модель для всех напряжений Рейнольдса RSM лучше других моделей описала течение в струе для сложного двухконтурного сопла, но применение этой модели к наиболее простому течению в круглой струе привело к значительным ошибкам.

Поисковая работа по модификации модели k- ω SST с введением дополнительного слагаемого в уравнение баланса кинетической энергии турбулентности не привела к увеличению точности расчета. Но в результате этой работы было установлено, что основные процессы, влияющие на скачки

уплотнения, происходят в области отражения и не получается локально влиять на скачки уплотнения не изменив смещения

Расчетное исследование особенностей взаимодействия скачка уплотнения с турбулентностью в слое смешения на основе метода LES показало, что в области отражения напряжения Рейнольдса, и, следовательно, турбулентная вязкость резко изменяются, а корреляции, связанные с пульсациями давления, такие как $\langle p' \partial u'_i / \partial x_i \rangle$, $\langle p' v' \rangle$ и др, имеют сложный знакопеременный вид., причем метод RANS и популярные поправки на сжимаемость не описывают даже качественно особенностей поведения этих корреляций.

Учитывая выше упомянутые обстоятельства, был предложен упрощенный способ модификации модели для турбулентной вязкости, которой позволил увеличить точность описания рассмотренных струйных течений со скачками уплотнения методом RANS.

Глава 3. Исследование особенностей моделирования турбулентности в струе и излучаемого шума на основе метода LES.

3.1 Примеры моделирования течения и шума струй методом LES/FWH .

Применением и развитием метода LES и подхода FWH для расчета течения и шума струй занимаются многие группы во всем мире уже более 10 лет. Этот подход становится важнейшим инструментом для исследования особенностей течения и излучаемого шума. В данном разделе представлены результаты моделирования течения и шума для нескольких относительно простых струйных течения (см.табл.3.1). Результаты проведенных расчетов сравниваются с результатами моделирования других авторов и экспериментальными данными. Такое сравнение позволяет провести анализ возможностей и недостатков прямого численного метода моделирования течения и шума.

Табл.3.1

Течение	NPR	Сетка ($N_x * N_r * N_\phi$)
Дозвуковая круглая струя [91]	1.86 (M=0.9)	200*80*80
		400*160*160
Дозвуковая струя для шевронного сопла SMC006[91]	1.86 (M=0.9)	300*120*100
Сверхзвуковая круглая струя с малой степенью недорасши-сти [92]	2.5 (M=1.22)	600*120*120
Сверхзвуковая круглая струя с умеренной степенью недорасши-сти [93]	4 (M=1.5)	600*120*120

Анализ мгновенной картины течения в дозвуковой высокоскоростной струе, представленной на рис.3.1, показывает, что в расчетах как на грубой

(200*80*80), так и на умеренной сетке (400*160*160) течение вблизи среза сопла при $X/D < 1$ является ламинарным. В то время как в лабораторных экспериментах при таких числах Рейнольдса течение в пристеночной области и вблизи среза сопла обычно бывает либо переходным, либо развитым турбулентным. Влияние сетки существенно проявляется только на некотором расстоянии от среза сопла, в области развитого турбулентного потока при $X/D > 2$.

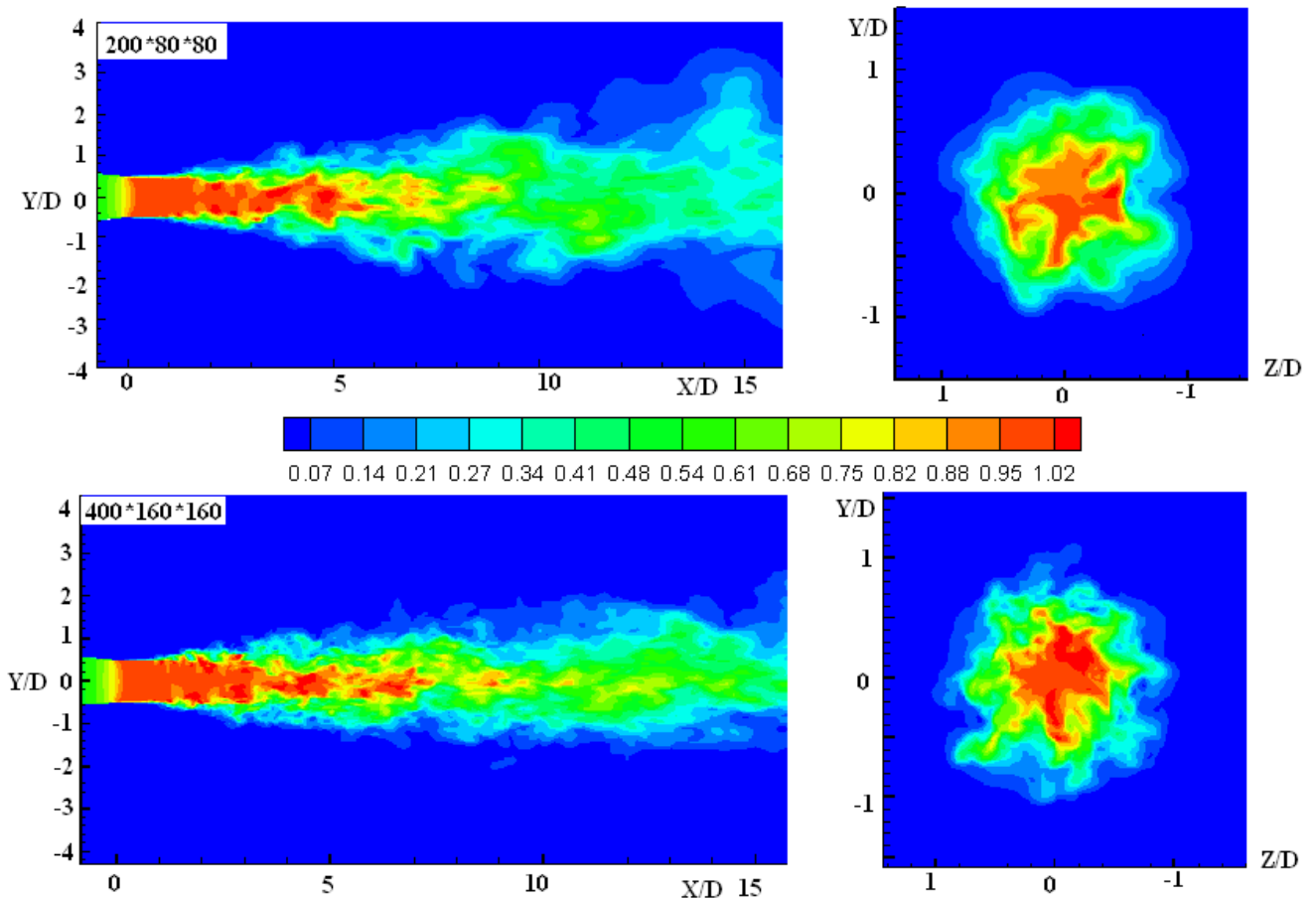


Рис.3.1. Поле числа Маха в продольном и поперечном сечении ($X=3D$) для дозвуковой круглой струи. Сравнение результатов расчетов выполненных на сетке 200*80*80(сверху) и 400*160*160 (снизу).

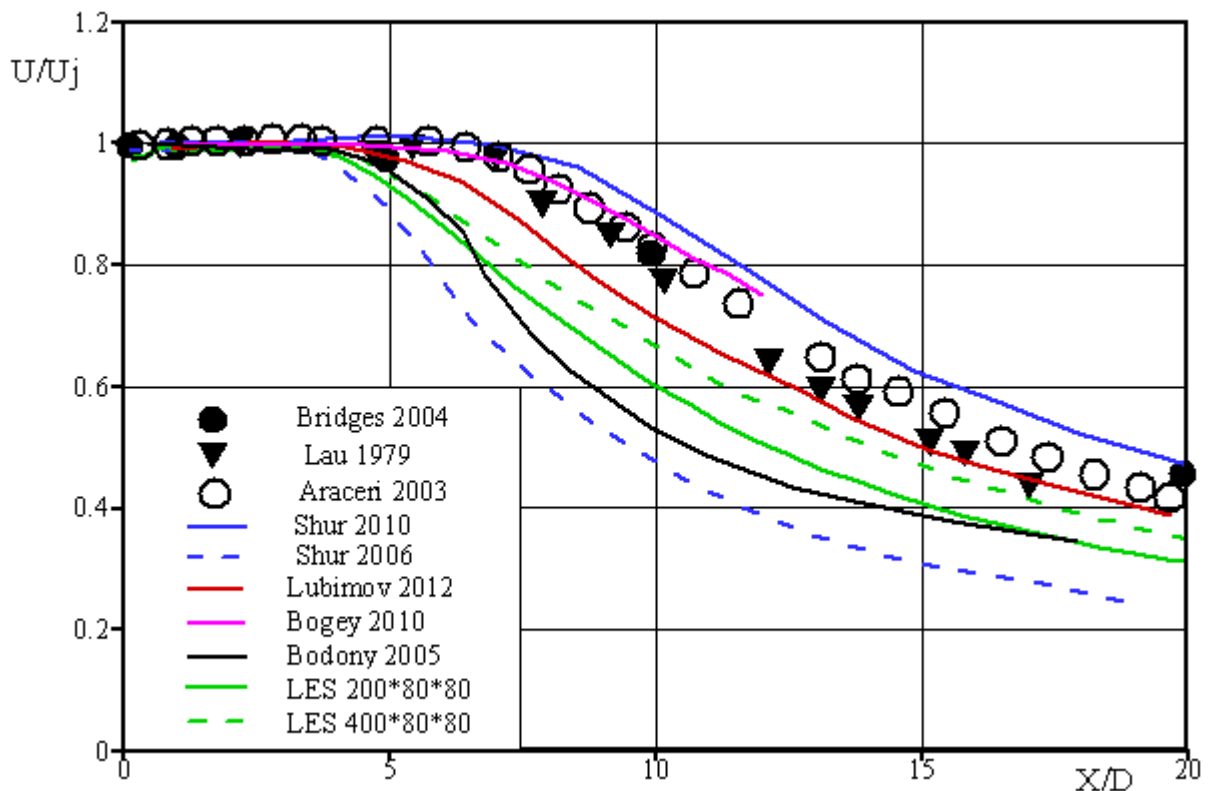


Рис.3.2. Распределение среднего значения продольной скорости вдоль оси круглой дозвуковой струи. Сравнение расчетных данных, выполненных разными авторами (линии), с экспериментальными данными (точки).

Сравнение осредненных характеристик потока с экспериментальными данными и результатами расчетов других авторов на рис.3.2, показывает, что разброс расчетных данных значительно больше, чем экспериментальных. Хорошее согласование результатов экспериментов объясняется тем, что все работы были проведены с практически одинаковыми параметрами течения $M=0.9$, $Re=10^6$ и близкими по геометрии соплами. Кроме того, во всех этих экспериментах выдерживались близкие параметры течения и турбулентности внутри сопла, а именно высокая степень однородности потока и малый уровень турбулентности внутри сопла менее 1%. Хотя в расчетах так же все эти параметры выдерживались, при этом разброс достигает 50 %. Такой разброс расчетных данных обусловлен как вычислительными сложностями моделирования методом LES, так и гидродинамическими особенностями течения в струе. Вычислительные трудности связаны с влиянием расчетной

сетки, порядка аппроксимации численной схемы, подсеточной моделью, особенностями численного алгоритма и др. Гидродинамическая особенность струйного течения заключается в том, что параметры турбулентности внутри сопла существенно влияют на течение в струе, поэтому результаты расчетов существенно зависят от точности описания турбулентности внутри сопла. Представленные результаты были получены с использованием достаточно грубых сеток, содержащих 1-20 миллионов ячеек, различных численных схем и подсеточных моделей, а так же на основе разных подходов к описанию турбулентности внутри сопла, это и стало причиной разброса расчетных данных.

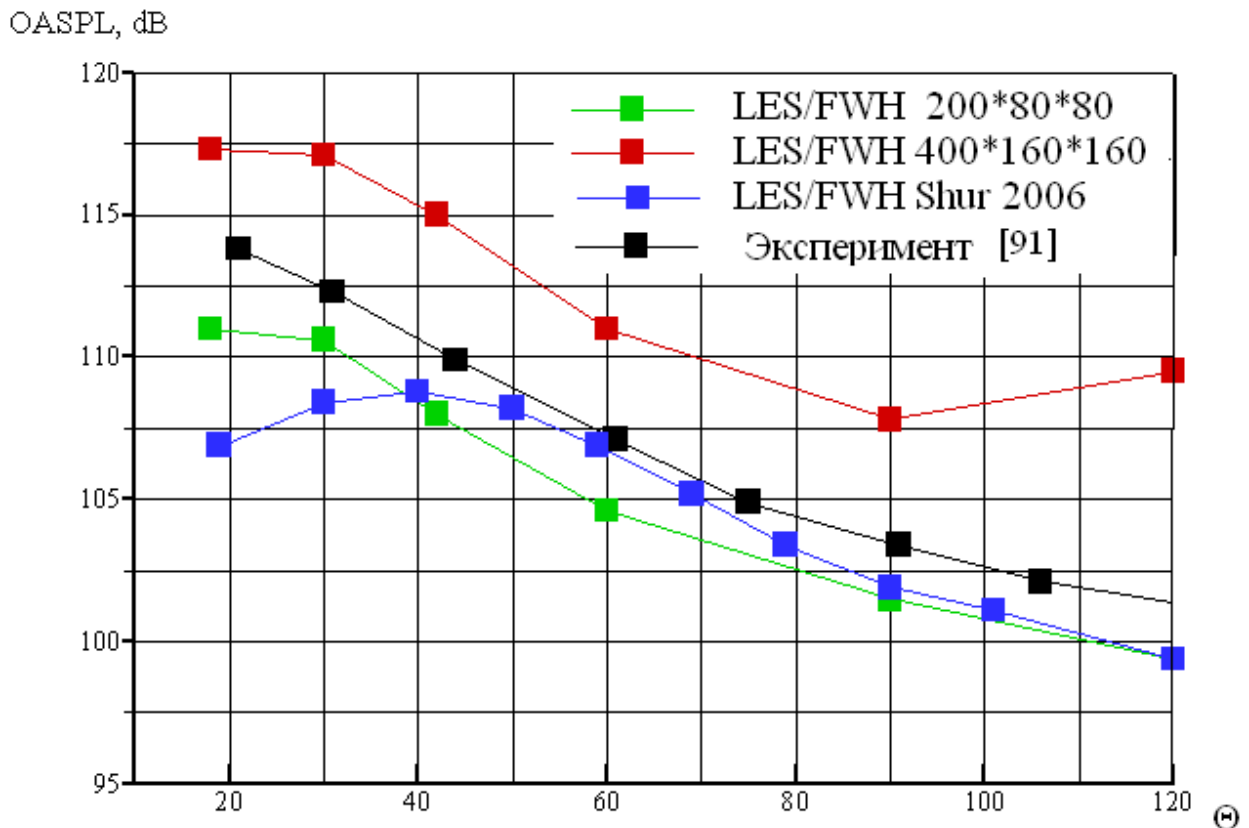


Рис.3.3 Диаграмма направленности шума дозвуковой круглой струи для точек, расположенных на расстоянии $40D$ от центра среза сопла. Сравнение расчетных данных, вычисленных с использованием разных сеток, с экспериментальными данными и расчетными данными других авторов.

Как видно из анализа рис 3.3, прямое численное моделирование шума позволяет правильно предсказывать только качественные особенности поведение диаграммы направленности шума, при этом отклонение результатов моделирования от экспериментальных данных составляет около 5 dB. Следует обратить внимание на точку одного из расчетов (красная линия), расположенной под углом 120° к направлению струи, которая «выпала» из общей массы. Возможная причина этого дефекта заключается в том, что при использовании интеграла FWH, или интеграла Кирхгоффа, производится операция задержки сигнала по времени $t-r/c$. Это в свою очередь приводит к сокращению набираемой статистики, причем при вычислении низкочастотной части спектра, для точек диаграммы направленности, расположенных под большими углами к направлению струи, эта задержка равная r/c максимальна и для вычислений характеристик шума в этой области необходима наиболее длинная статистика. По-видимому, при расчете характеристик шума в «выпавшей» точке длина статистики оказалась недостаточной.

Результаты предсказания спектров шума несколько хуже (см. рис.3.4), чем результаты расчетов диаграммы направленности, при этом удаётся описывать относительно низкие частоты $Sh < 2$, причем ошибка предсказания самых низких частот $Sh < 0.3$ менее 5 dB, а в области средних частот достигает 10 dB. Мельчение сетки существенно расширяет диапазон моделируемых частот с $Sh < 0.3$ на сетке $200 \times 80 \times 80$, до $Sh < 2$ на сетке $400 \times 160 \times 160$.

Следует отметить, что в [46,48,54] были получены более точные результаты моделирования для дозвуковой круглой струи. В этих работах благодаря применению специальных численных приемов описания течения вблизи кромки сопла и более мелких расчетных сеток удалось значительно лучше описать структуру турбулентности в струе, особенно вблизи среза сопла при $X/D < 1$, и высокочастотную часть спектра изучаемого шума.

Авторы этих работ использовали разностные сетки более высокого порядка аппроксимации (5-ый порядок) в отличие от программы Ansys Fluent, где максимальный порядок схемы равен 2. При выполнении же массовых расчетов, характерных для конструкторских бюро авиационной промышленности, использование громоздких вычислений на сетках, содержащих сотни миллионов ячеек, а так же многократное повторение расчетов одного и того же течения с целью оптимизации распределения узлов расчетной сетки и отыскания наилучшего выбора положения поверхности Кирхгоффа не приемлемо. Поэтому оценки погрешностей, представленные в данной работе, вполне объективны.

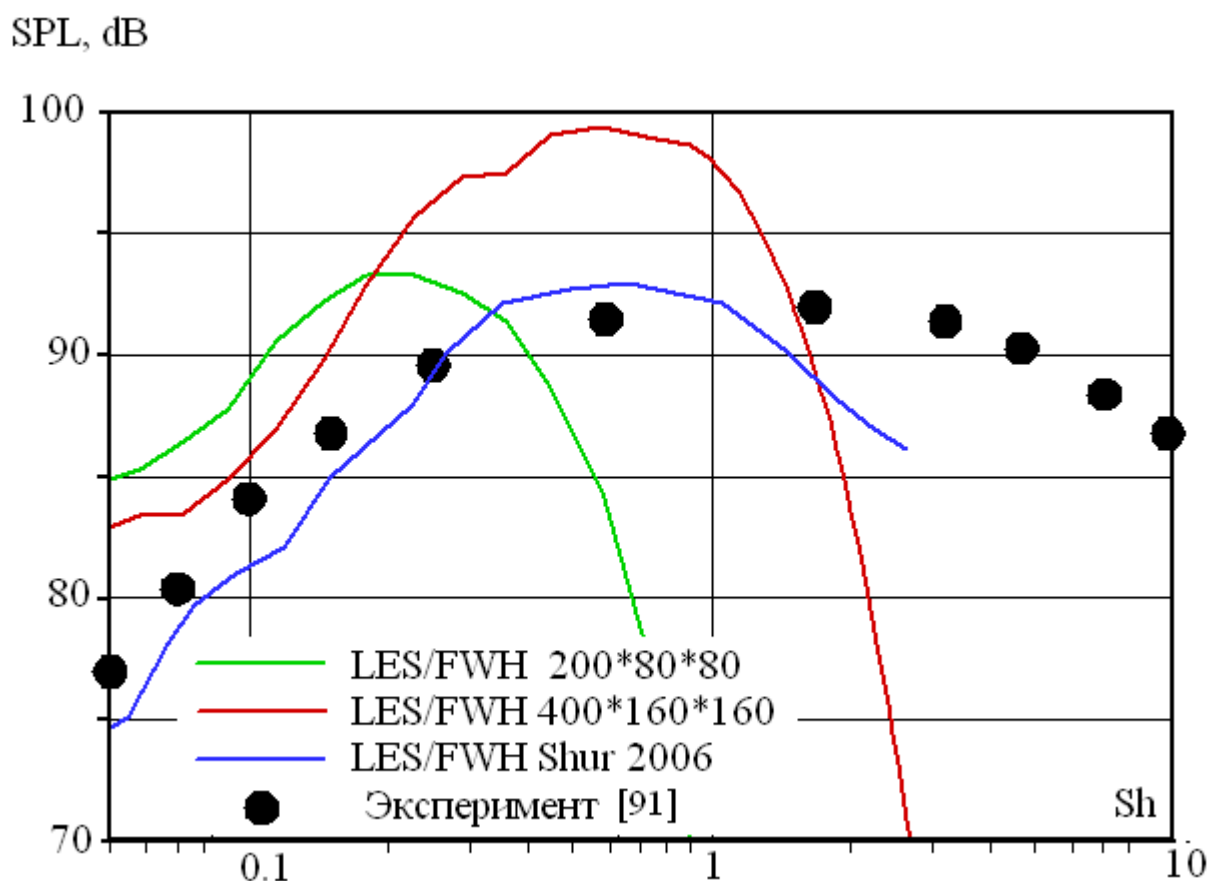


Рис.3.4. 1/3 октавные спектры шума в точке, расположенной на расстоянии $40 D$ от центра среза сопла под 90° к направлению струи. Сравнение расчетных данных, вычисленных с использованием разных сеток, с экспериментальными данными и расчетными данными других авторов

Результаты расчета шума для шевронного сопла, представленные на рис.3.5-3.6, показывают, что точность вычисления диаграммы направленности достаточно высокая (1-2 dB), за исключением области малых углов $\theta < 30$. Погрешность вычисления шума в этой области в первую очередь связана с неудачным расположением поверхности Кирхгоффа и выбором её длины. Возможно, что использование более длинной и пологой поверхности либо даже закрытой с правого торца позволило бы увеличить точность предсказания шума для малых углов. Точность вычисления спектров шума несколько хуже, в области частот $0.1 < Sh < 2$ погрешность составляет приблизительно 5 dB. При расчете наиболее низких частот $Sh < 0.1$ ошибка очень большая, и это так же связано с использованием относительно короткой поверхности интегрирования и недостаточным временем осреднения.

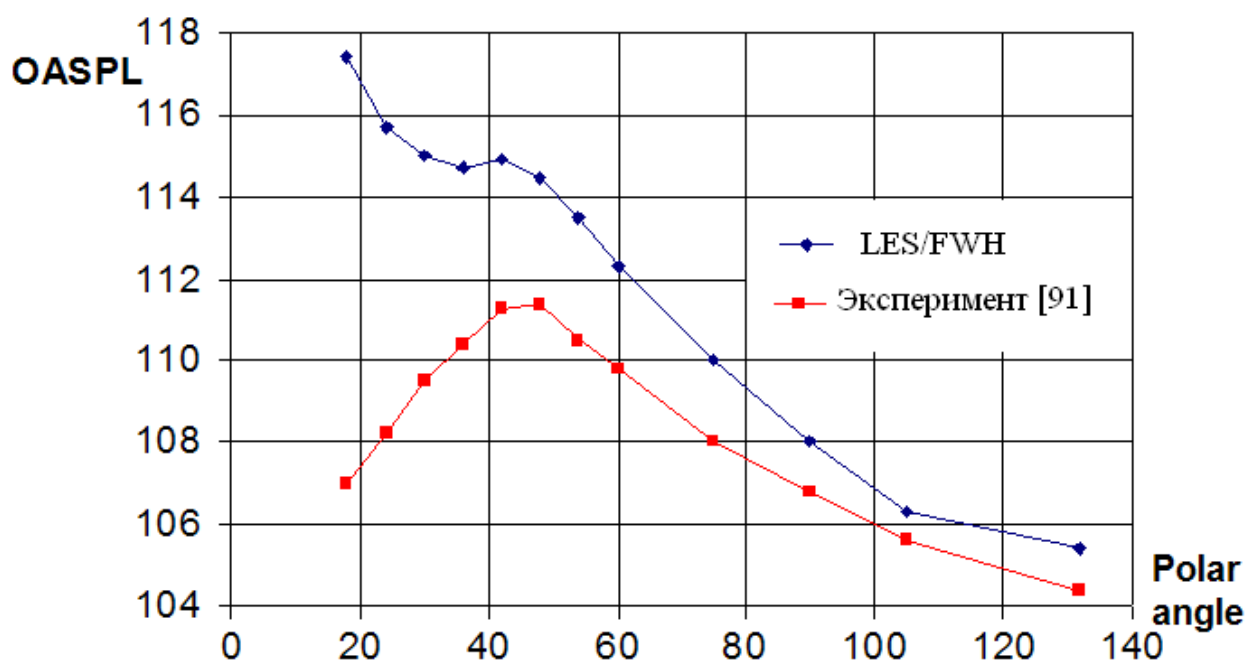


Рис.3.5 Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными диаграммы направленности шума для шевронного сопла.

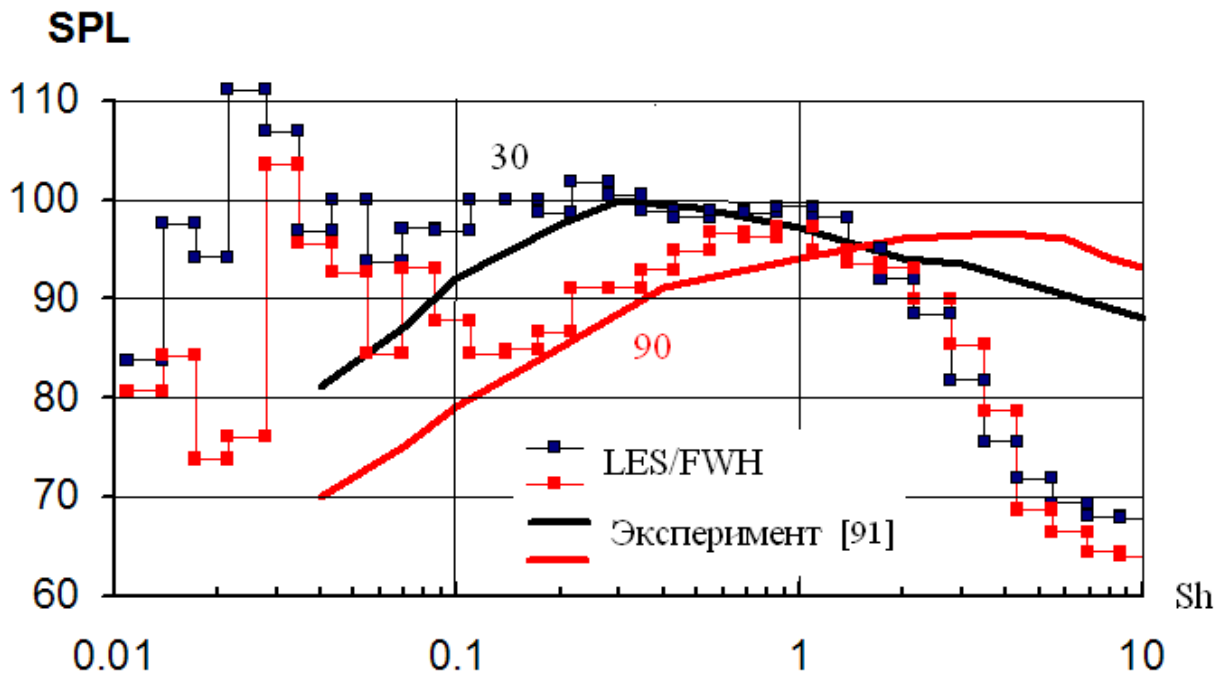


Рис.3.6. 1/3 октавные спектры шума для двух полярных углов 30° и 90° в точке расположенной на расстоянии 40 калибров сопла. Сравнение расчетных и экспериментальных данных.

Перейдем теперь к результатам моделирования струи со скачками уплотнения. Анализ нестационарной картины течения, представленной на рис.3.7, показывает, что в расчете при $NPR=4$ удаётся качественно воспроизвести систему скачков уплотнения с образованием диска Маха. Также как при моделировании дозвуковой струи в данном расчете течение первого калибра струи является ламинарным, и струя становится развитой турбулентной только при $X/D > 2$. Кстати, в случае моделирования сверхзвуковой струи проблема описания течения вблизи среза сопла еще усложняется стабилизирующим эффектом влияния сжимаемости газа на турбулентность

Особенности излучения шума таких струй заключается во взаимодействии скачков уплотнения и турбулентности, в результате которого возникает шум в диапазоне относительно низких частот. В дополнении к широкополосному излучению звука в струях со скачками уплотнения появляется тональный шум, так называемый «Screech» («Скрежет»). Сравнение, представленное на

рис.3.8, показывает, что в случае моделирования струи при малом сверхзвуковом перепаде достаточно хорошо предсказывается широкополосный шум, погрешность составляет 2-3 dB, но тональный шум «screech» разрешить не удаётся. А при расчете шума струи при умеренном сверхзвуковом перепаде, когда интенсивность «Screech» гораздо выше, расчет LES предсказывает тональную компоненту (см. рис.3.9).

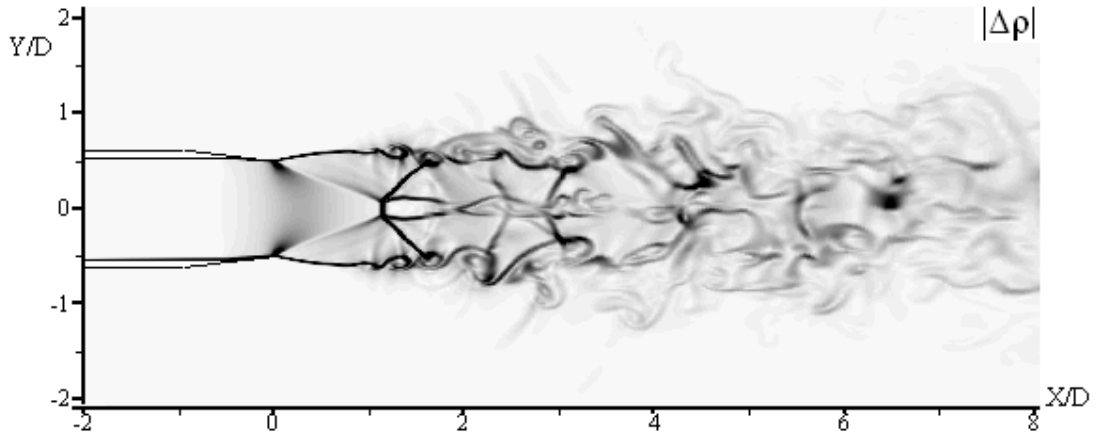


Рис.3.7. Визуализация течения в струе со скачками уплотнения при умеренной степени недорасширенности. $NPR=4$

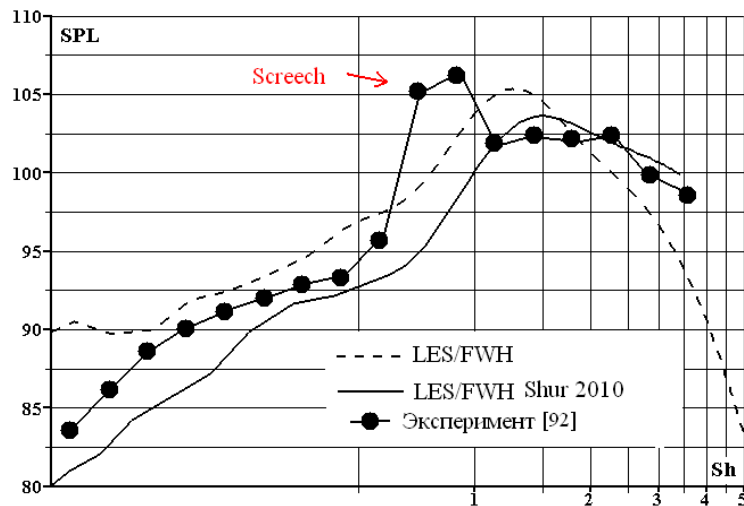


Рис.3.8. 1/3 октавный спектр шума в точке расположенной на расстоянии 100 калибров сопла и под углом 90° к направлению струи. Сравнение результатов расчетов данной работы с результатами расчетов других авторов и с результатами экспериментальных данных для сверхзвуковой струи со скачками уплотнения при малом степени нерасчетности $NPR=2.5$.

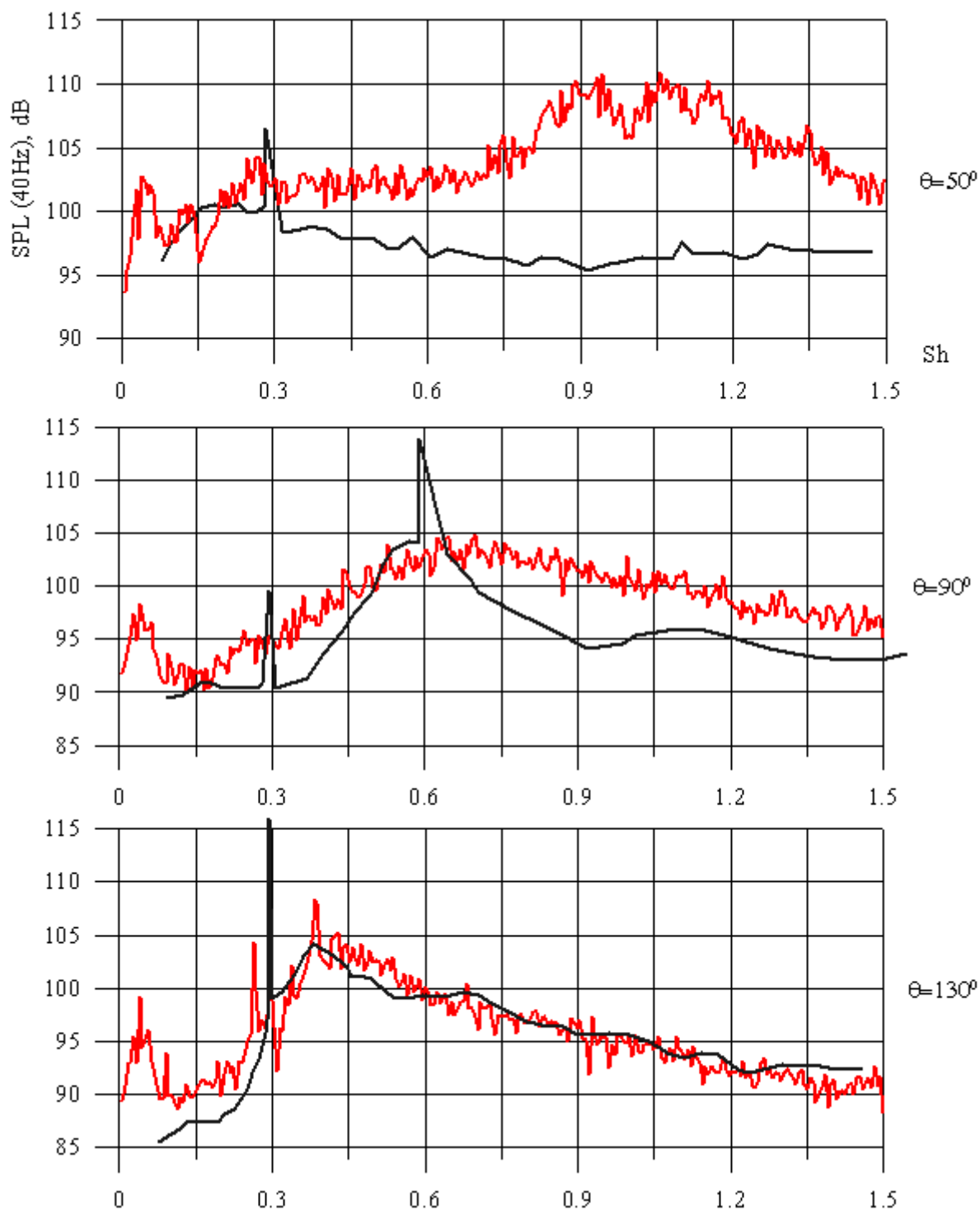


Рис.3.9 Сравнение результатов моделирования (красная линия) с экспериментальными данными [93] (черная линия) спектров шума в точках, расположенных на расстоянии $72 D$ от центра сопла и под углами 50° , 90° , 130° к направлению струи. Для сверхзвуковой струи при $NPR=4$.

Сравнение результатов расчета шума с экспериментальными данными для NPR=4 показывает, что отличие достигает 10 dB (см. рис.3.9). Тональную компоненту шума струи со скачками уплотнения - «Screech», удалось предсказать только для $\theta=130^\circ$, а в эксперименте «Screech» наблюдается во всех направлениях. Кроме того, хотелось бы обратить внимание на то, что различие расчетных и экспериментальных данных наибольшее для шума, излучаемого по направлению струи $\theta=50^\circ$, и совсем незначительное для шума излучаемого назад $\theta=130^\circ$. Так как в LES расчетах наиболее грубо моделируется течение вблизи среза сопла при $X/D < 2$, поэтому можно предположить, что и шум, излучаемый вперед $\theta=50^\circ$ струей со скачками уплотнения, в большей мере определяется течением вблизи среза сопла. Продолжая эти рассуждения, можно объяснить хорошее согласование экспериментальных и расчетных данных по шуму, излучаемому назад $\theta=130^\circ$, тем, что шум в этой области в основном генерируется уже более удаленным от среза сопла участком струи, где предыстория течения в струе уже несколько забывается.

Рассмотренные выше результаты моделирования течения и шума продемонстрировали, что в случае формального применения метода LES/FWH без привлечения специальных вычислительных приемов и при использовании сравнительно грубых сеток, содержащих $\sim 10^7$ ячеек, возможности прямого численного метода расчета шума струи существенно ограничены. В представленных расчетах, удалось смоделировать важные качественные особенности излучения шума, таких как диаграмма направленности шума дозвуковой струи, широкополосный и тональный шум в струе со скачками уплотнения, но все-таки отличие результатов моделирования от результатов лабораторных экспериментов достигает 10 dB в области средних частот, а высокочастотная часть спектра не разрешается вовсе. Кроме того, прямой численный метод расчета шума позволил предсказать далеко не все качественные особенности излучения, например, направленность широкополосного и узкополосного («Screech») шума струи

со скачками уплотнения. Увеличение точности метода LES/FWH в значительной мере связано с развитием компьютеров и совершенствованием методов численного решения уравнений газовой динамики, но наряду с преодолением вычислительных трудностей для развития прямого численного метода расчета шума необходима также и разработка специальных подходов, позволяющих увеличить точность расчетов без привлечения значительных ресурсов.

3.2. Анализ проблем моделирования турбулентности в пограничном слое и вблизи кромки сопла при расчете струйных течений методом LES.

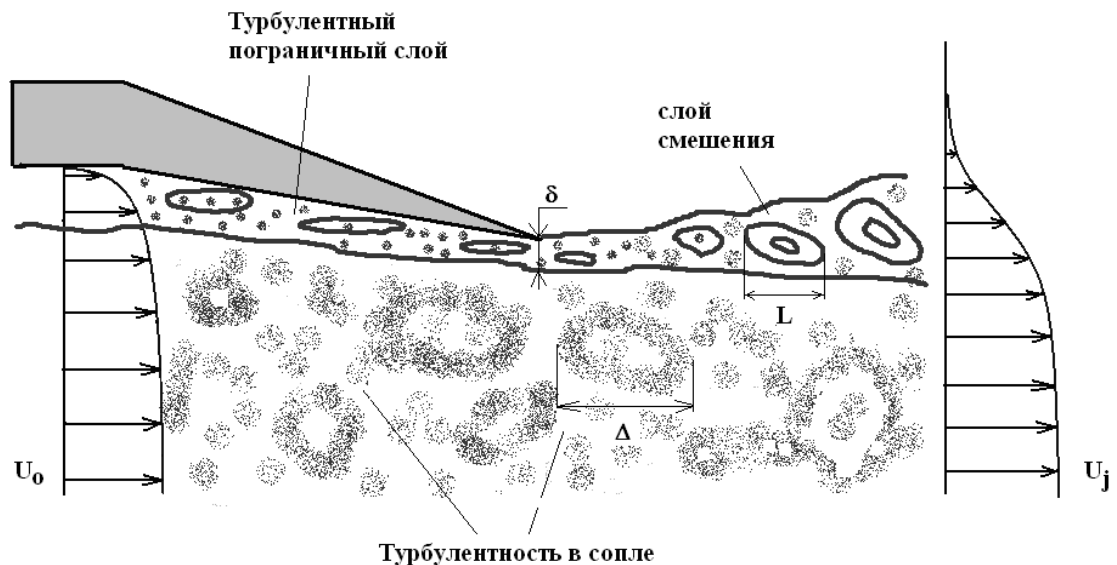


Рис.3.10. Схематичное представление течения внутри сопла и вблизи среза.

Любое струйное течение образуется в результате истечения из сопла. На течение в струе влияют многие параметры, такие как, состояние пограничного слоя на стенке сопла, степень неоднородности поля скорости, уровень турбулентных пульсаций внутри сопла и др., причем это влияние проявляется даже на значительном расстоянии от среза сопла в автомоделной области основного участка струи (это явление иногда называют памятью турбулентного потока). В большинстве лабораторных

экспериментах при $Re \sim 10^5-10^6$, течение внутри сопла и вблизи среза является турбулентным, причем одновременно содержит крупные вихри различных видов и масштабов, характерных для течений в пристеночном слое δ , течения в канале Δ , слое смешения L (см. рис.3.10).

Наиболее затратным элементом в ходе проведения моделирования турбулентности внутри сопла является описание пристеночного слоя и течения вблизи кромки, где наиболее сильно проявляется вязкость. Особенности такого течения были тщательно проанализированы в работе [94], на примере задачи о стекании турбулентного пограничного слоя с плоской пластины. Согласно предложенному сценарию в [94], картина течения должна развиваться следующим образом (см. рис. 3.11): у кромки пластины зарождается «внутренний» слой смешения, который по мере удаления от кромки расширяется, смешивая все большие части стекающего турбулентного пограничного слоя с нетурбулентной затопленной жидкостью. В результате чего на некотором расстоянии поток практически «забывает» свою предысторию, и переходит в автомодельный слой смешения. При этом длина переходной области по разным экспериментальным данным может достигать $300-1000 \theta$ [94,95], где θ толщина потери импульса начального турбулентного пограничного. В случае течения в струе, переходная область в которой сильно влияние пограничного слоя может занимать 1-2 калибра струи, даже когда турбулентный пограничный слой на стенке сопла достаточно тонкий ($\delta \sim 0.03-0.05 D$).

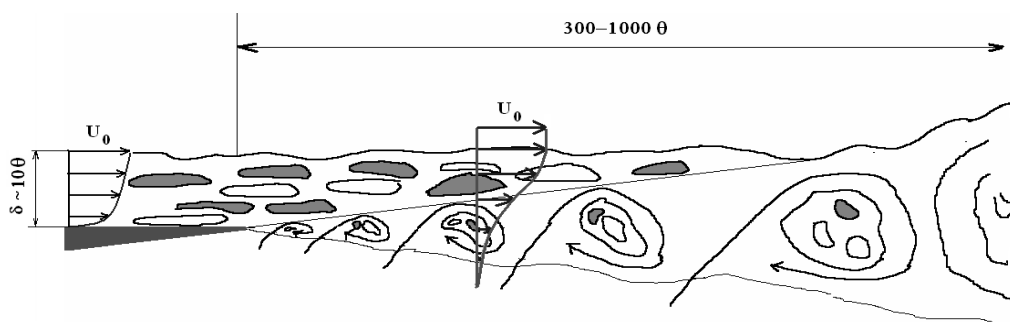


Рис.3.11. Схема перехода течения от турбулентного пограничного слоя к автомодельному слою смешения по данным работы [94].

Описанный выше сценарий, в частности, демонстрирует механизм, посредством которого мелкомасштабная турбулентность (масштабы диссипации) может влиять на крупномасштабную турбулентность и на течение в целом. Простые оценки и расчеты, показывают, что для разрешения крупномасштабной турбулентности пограничного слоя на стенке сопла и течения вблизи среза, потребуется не менее миллиарда расчетных ячеек. В настоящее время проведение подобных расчетов находится на грани возможностей современной вычислительной техники, но темпы развития суперкомпьютеров дают надежды, что проведение таких расчетов в ближайшие 10-20 лет станет более доступным. Поэтому сейчас важно попытаться сделать задел для проведения подобных расчетов в будущем. Для того чтобы проанализировать возможности моделирования методом LES течения вблизи кромки сопла, в данной работе представлены результаты моделирования модельной задачи о стекании турбулентного пограничного слоя с пластины. Качественные и количественные особенности этого течения близки к особенностям течения вблизи кромки сопла. Так как геометрия этой задачи гораздо проще, то при использовании умеренной сетки можно добиться более высокого разрешения пристеночной турбулентности.

Расчетная область содержала пластину длиной 20δ и область слоя смещения длиной приблизительно 30δ , где δ – толщина пограничного слоя на кромке пластины. Сетка содержала $500 \times 200 \times 50$ ячеек, из которых половина приходилось на описание пограничного слоя, другая половина на слой смещения, причем шаг сетки в продольном направлении и поперечном направлении сгущался к кромке пластины так, что $\Delta X^+ = 2$, $\Delta Y^+ = 1$, $\Delta Z^+ = 10$. Особенность этого LES расчета состояла в использовании подсеточной модели WALE, применение которой обеспечивает убывание подсеточной вязкости по закону y^3 (где y – расстояние до стенки). При этом вблизи пластины использовался метод пристеночных функций. Для инициирования турбулентности в начальном пограничном слое на входе в расчетную область

задавались возмущения методом случайных вихрей. Так как эффекты сжимаемости для пристеночной турбулентности и вблизи кромки незначительны, моделирование было выполнено на основе уравнений для несжимаемой жидкости, при этом $M=0.12$, $Re_\delta=5000$.

Результаты моделирования, представленные на рис.3.12, демонстрируют, что в расчете достаточно хорошо предсказаны основные закономерности поведения осредненных характеристик турбулентности в турбулентном пограничном слое – логарифмический участок, анизотропия пульсаций скорости. Кроме того, результаты данного LES моделирования вполне удовлетворительно согласуются с результатами DNS [96]. Как видно из анализа Рис.3.13-3.14, описание основных характеристик турбулентного пограничного слоя не достаточно для аккуратного предсказания картины течения вблизи кромки пластины и поведения осредненных характеристик турбулентности. Например, сравнение на рис.3.13, показывает, что характерный размер первого вихря, с которого и начинается смещение с затопленной жидкостью за кромкой пластины, в расчете приблизительно в 5 раз больше, чем это наблюдается в эксперименте. Возможная причина это разногласия связана с тем, что в расчете число Рейнольдса было в несколько раз меньше. Кроме того, в LES расчетах наиболее мелкие вихри, в которых значительно проявляется вязкость, моделируются весьма упрощенно, что так же может ограничивать точность описания течения в непосредственной близости кромке пластины. Важно заметить, что грубое моделирование течения вблизи кромки при $X/\theta < 5$, приводит к существенным погрешностям предсказания характеристик турбулентности в значительной части слоя смещения при $0 < X/\theta < 150$ (см. рис 3.14). В случае моделирования струи, даже когда пограничный слой относительно тонкий $\delta=0.03-0.05$ эта область может занимать 0.3-0.5 первого калибра струи.

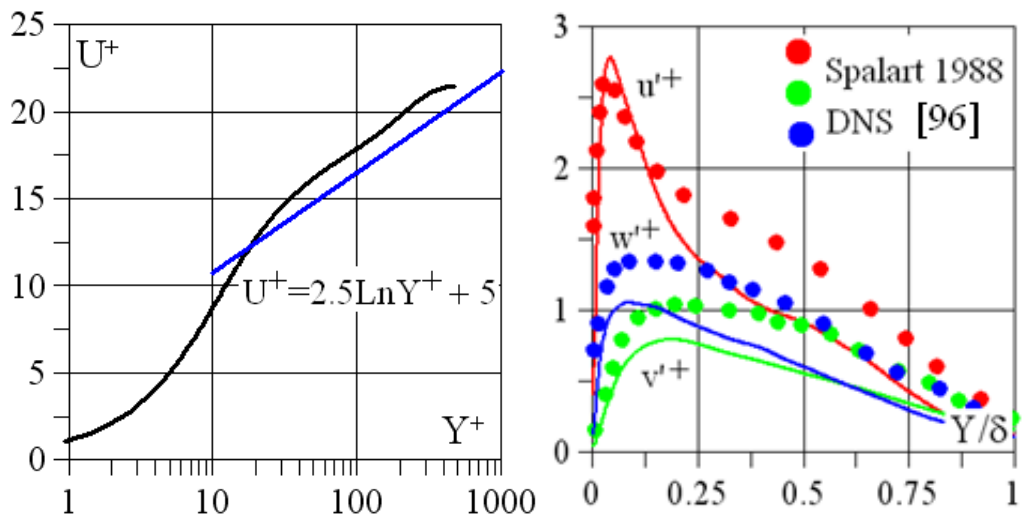


Рис.3.12. Профили средней продольной скорости (слева) и пульсаций скорости (справа) в пограничном слое на кромке пластины $X=0$.

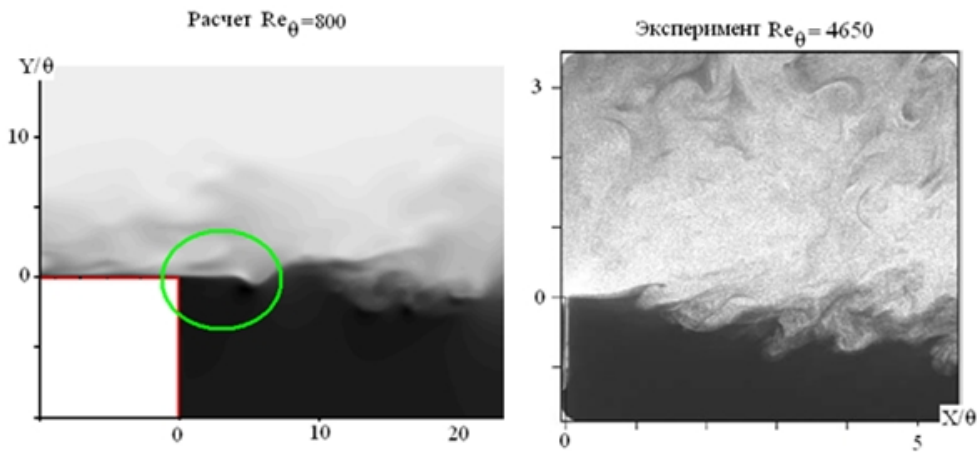


Рис.3.13. Сравнение картин течения вблизи кромки пластины в расчете и эксперименте.

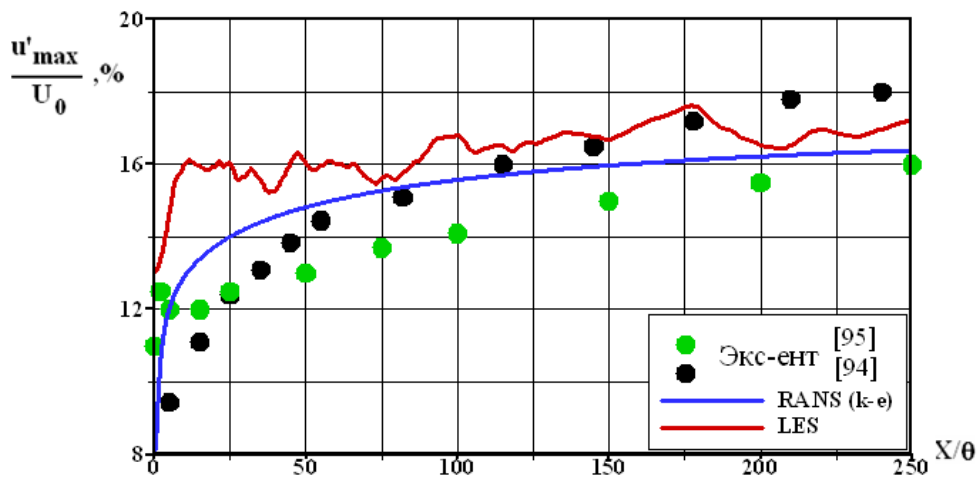


Рис.3.14. Распределение максимальных пульсаций продольной скорости вдоль слоя смешения. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.

Рассмотренная в данном разделе проблема является частным случаем общего недостатка метода LES, который заключается в том, что упрощенное моделирование наименьших вихрей приводит к значительным погрешностям предсказания турбулентности в крупных вихрях. Представленный анализ трудностей моделирования турбулентности в пристеночной области внутри сопла и на выходе вблизи его кромки показал, что с рост вычислительной техники в ближайшем будущем и использование расчетных сеток, содержащих миллиарды ячеек, вероятно, не решит проблему моделирования турбулентности в непосредственной близости к кромке сопла. Ошибки предсказания характеристик турбулентности в пределах половины первого калибра течения в струе будут достигать 20-30%. Вследствие чего, важно провести исследование возможностей приближенного описания течения в струе вблизи среза сопла при расчете шума прямым численным методом.

3.3 Применение приближенных подходов моделирования турбулентности внутри сопла при расчете течения и шума струй.

В литературе предлагаются различные приемы для приближенного моделирования течения вблизи среза сопла. При моделировании относительно простых струй наибольшие успехи были достигнуты благодаря применению отдельного подхода к моделированию течения внутри сопла и в струе путем применения [59-61]. В [62] были рассмотрены возможности задания искусственных пульсаций на кромке сопла. Кроме того предлагается применение совместного расчета течения внутри сопла и в струе с использованием комбинированных RANS/LES подходов [67,68]. Общим недостатком всех этих подходов является то, что при их использовании практически взаимное влияние турбулентности внутри сопла и течения в струе моделируется чрезвычайно упрощенно. В данном разделе предлагается относительно новый более аккуратный подход, при котором расчет течения в струе и внутри сопла проводится совместно, а турбулентность в пограничном слое и в сопле инициируется за счет использования

турбулизирующих элементов (интерцепторов, решеток), которые устанавливаются внутри сопла. Следует отметить, что такая постановка расчета соответствует реальным условиям лабораторного и натурального эксперимента, в котором практически всегда имеются турбулизирующие элементы внутри сопла и поток на срезе является развитым турбулентным.

В первом разделе данной главы была выявлена одна из проблем моделирования шума дозвуковой струи, которая заключается в описании высокочастотной части спектра излучаемого шума. Так как масштаб в струе растет по мере удаления от среза сопла, то высокие частоты излучаемого шума в большей мере определяются течением вблизи среза сопла. Оценки, основанные на полуэмпирических формулах расчета шума струи (см. [6]), показывают, что основной вклад в высокие частоты при $Sh > 1$, вносит течение в струе при $X/D < 2$. Вследствие чего для моделирования высоких частот необходимо более аккуратно моделировать течение вблизи среза, которое в свою очередь в значительной мере зависит от течения в пограничном слое на стенке сопла. Для приближенного моделирования турбулентного пограничного слоя и струи вблизи среза сопла удобно применить небольшой интерцептор, расположенный на внутренней стенке сопла. Рассмотрим возможности применения такого турбулизатора на примере моделирования дозвуковой высокоскоростной струи $M=0.9$, $Re_D=10^5$, истекающей из конического сопла круглого сечения с углом раствора 5° , при этом будем использовать интерцептор высотой $H = 0.02 D$, расположенный на расстоянии $0.5 D$ вверх по потоку от среза (см. рис.3.15). В работе так же пробовались и другие турбулизаторы, такие как каверна, уступ, но применение интерцептора оказалось наиболее эффективным.

Моделирование струи проводилось на двух сетках G1 и G2. Сетка G1 содержала $150 \times 80 \times 120$ узлов, а вблизи поверхности сопла шаг сетки имел следующие размеры $X^+ = 50$, $Y^+ = 20$, $Z^+ = 100$. Сетка G2 формировалась из сетки G1 путем увеличения узлов в два раза по каждому направлению и, следовательно, содержала $300 \times 160 \times 240$ узлов, а вблизи поверхности сопла

шаг сетки имел следующие размеры $X^+ = 25$, $Y^+ = 10$, $Z^+ = 50$. Так как основной интерес представляло описание течения вблизи среза сопла и разрешение высокочастотной части спектра, то основная часть узлов сетки располагалась в области $-0.5 < X < 2D$.

Анализ рис.3.15 показывает, что благодаря применению интерцептора и использованию достаточно аккуратной расчетной сетки G2 (~11 млн. ячеек), удаётся получить нестационарное, квазитурбулентное течение с малыми пульсациями завихренности в пристеночной области на срезе сопла, и турбулентное течение практически сразу на выходе из сопла при $X=D/5$. Как видно из рис.3.16, приближенный подход к описанию турбулентности в пристеночной области позволяет лишь качественно описывать течение вблизи кромки, при этом распределение пульсаций скорости вдоль слоя смещения моделируется с удовлетворительной точностью только при $X/\theta > 200$ ($X/D > 1$).

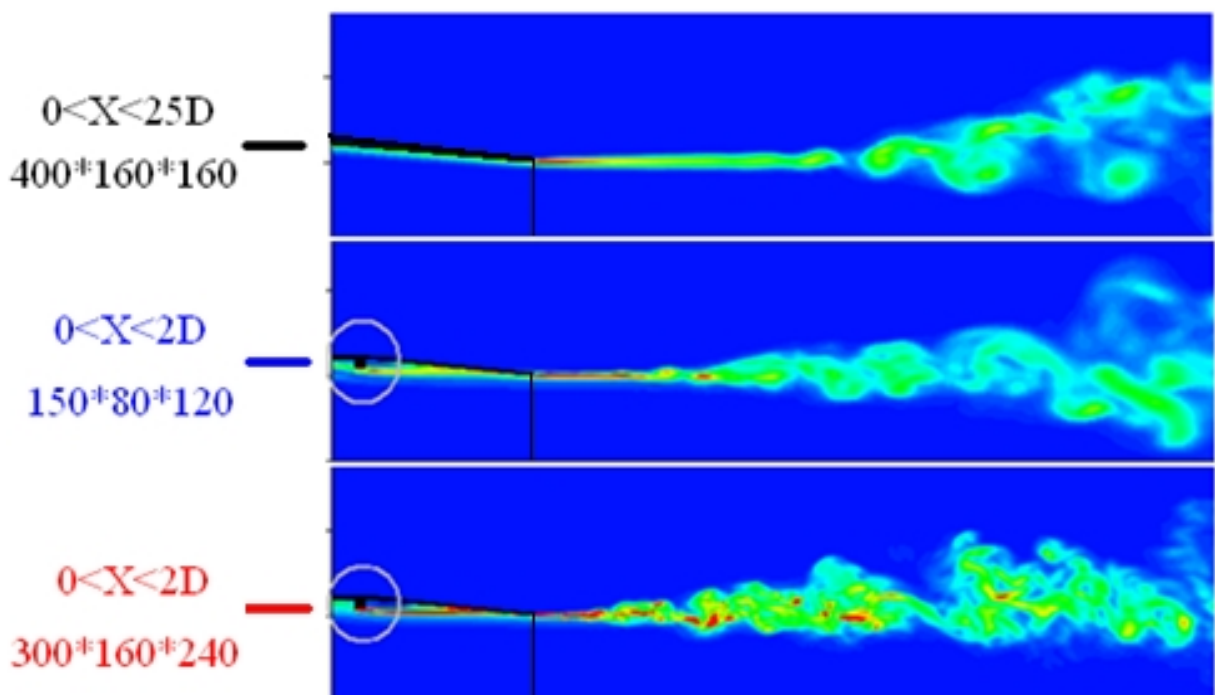


Рис.3.15. Поле завихренности вблизи среза сопла в продольном сечении для разных сеток.

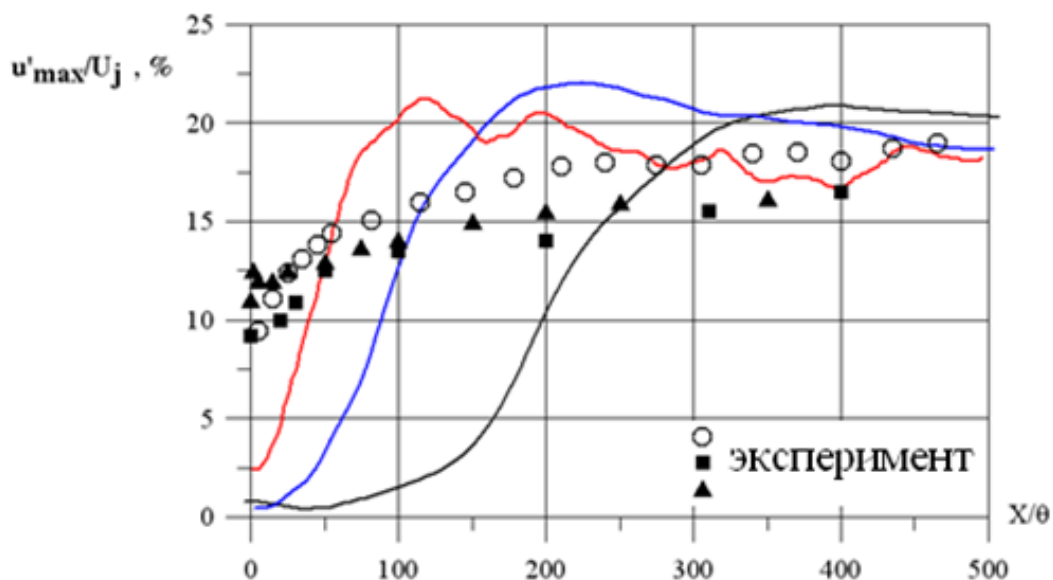


Рис.3.16. Распределение максимальных пульсаций продольной скорости вдоль слоя смешения. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными

На рис. 3.17 представлены сравнения расчетов шума излучаемого первыми двумя калибрами струи, с результатами расчета шума от участка струи длиной 25 калибров и результатами эксперимента. Это сравнение демонстрирует, что первыми двумя калибрами струи излучается значительная часть высокочастотного шума при $Sh > 1$. Кроме того более аккуратное моделирование течения вблизи кромки сопла позволило значительно улучшить описание высоких частот вплоть до $Sh = 10$. При этом, как и следовало ожидать, низкие частоты практически не описываются. В области средних частот наблюдаются дефекты, а именно сильное различие расчетов на разных сетках в области $0.3 < Sh < 0.5$. Также следует отметить, что при расчете шума, излучаемого первыми двумя диаметрами струи, удается получить правдоподобные спектры только для определенных углов относительно направления струи равных 30° - 50° .

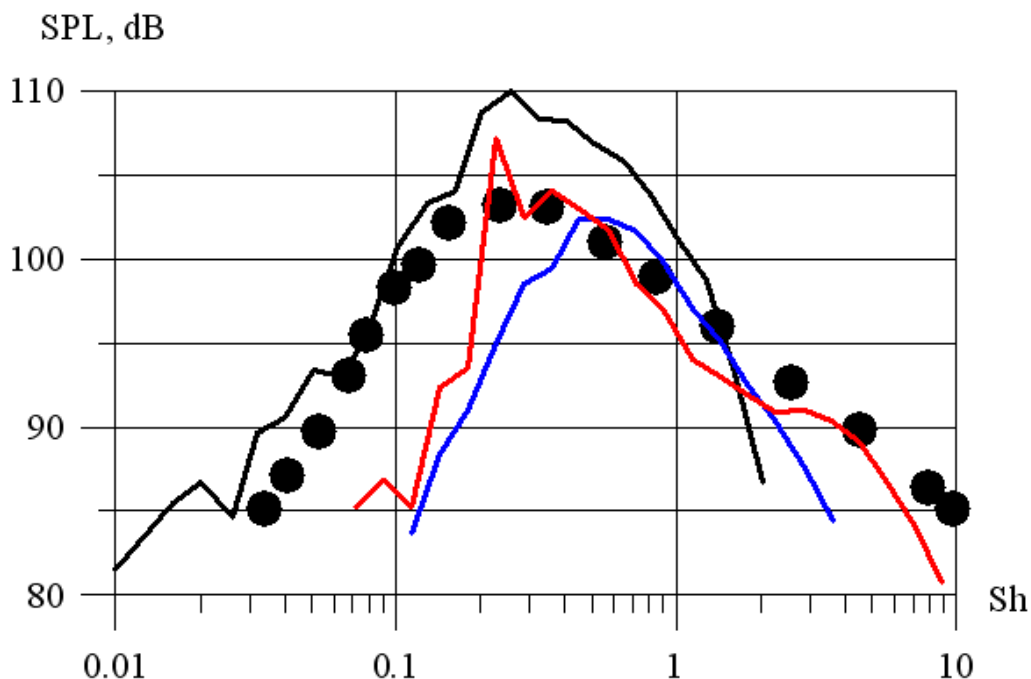


Рис.3.17. 1/3 октавные спектра шума в точке, расположенной на расстоянии $40D$ от среза сопла и под углом 30° к направлению струи. Сравнение результатов расчетов на разных сетках с результатами эксперимента [91].

Рассмотренный выше пример моделирования дозвуковой струи является попыткой описания условий лабораторного эксперимента, в котором реализуются высокая степень однородности потока внутри сопла и малый уровень турбулентности. Следует отметить, что далеко не во всех экспериментах удаётся достичь таких «рафинированных» условий истечения струи, и в некоторых лабораторных и тем более натуральных экспериментах поток внутри сопла имеет существенные неоднородности, а уровень турбулентности составляет 3-5 %, причем в струях реальных авиационных двигателей неоднородность и уровень пульсации еще больше. Поэтому так же важно исследовать возможности прямого численного моделирования шума струй в таких условиях. При этом для создания неоднородностей потока предлагается использовать завихрители, расположенные внутри сопла (см. рис 3.18). Как видно из рис.3.18 за турбулизаторами образуются значительные неоднородности потока, которые впоследствии несколько

выравниваются, благодаря турбулентной диффузии, и на выходе из сопла формируется развитый турбулентный поток с умеренной степенью неоднородности и небольшим уровнем пульсаций (см.рис.3.19). Следует отметить, что на турбулизирующих элементах происходят потери полного давления, и поэтому приходится подбирать значение полного давления на входе в сопло с завихрителями, что бы выйти на нужные режимы истечения из сопла для сравнения с экспериментом и расчетом без использования турбулизирующей решетки.

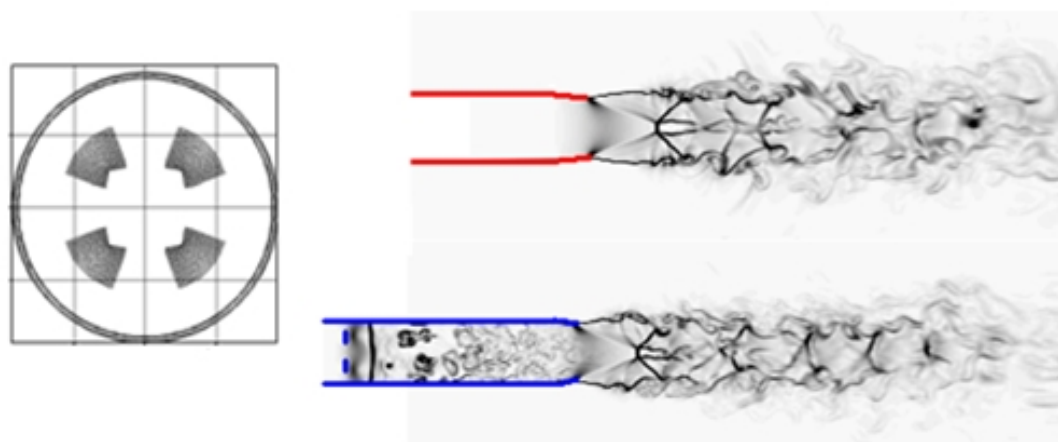


Рис.3.18 Схематичное представление завихрителей (слева) и их расположение внутри сопла (справа).

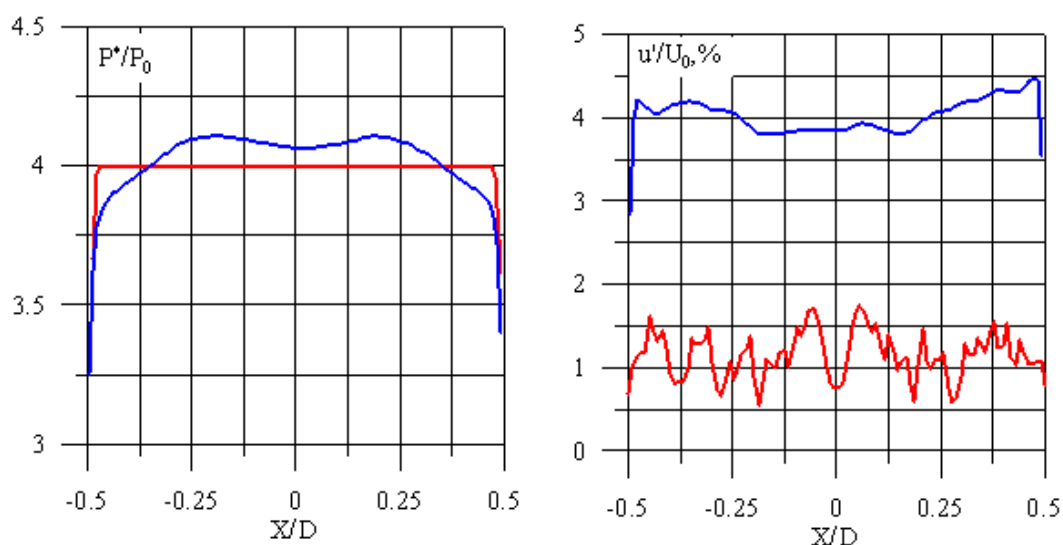


Рис.3.19 Профиль полного давления (слева) и пульсаций продольной скорости (справа) на срезе сопла. Сравнение результатов моделирования с использованием завихрителей внутри сопла (синяя линия) и без них (красная).

Сравнение осредненных характеристик, представленное на рис.3.20-3.21, показывает, что наличие завихрителей заметно влияет на параметры течения в струе, причем наиболее сильно это проявляется на начальном участке. В струе без начальной турбулентности скачки уплотнения затухают несколько быстрее, чем в струе с начальной турбулентностью. Переход к развитой турбулентности в струе, истекающей из сопла с завихрителями, происходит ближе к срезу сопла, чем в струе без них.

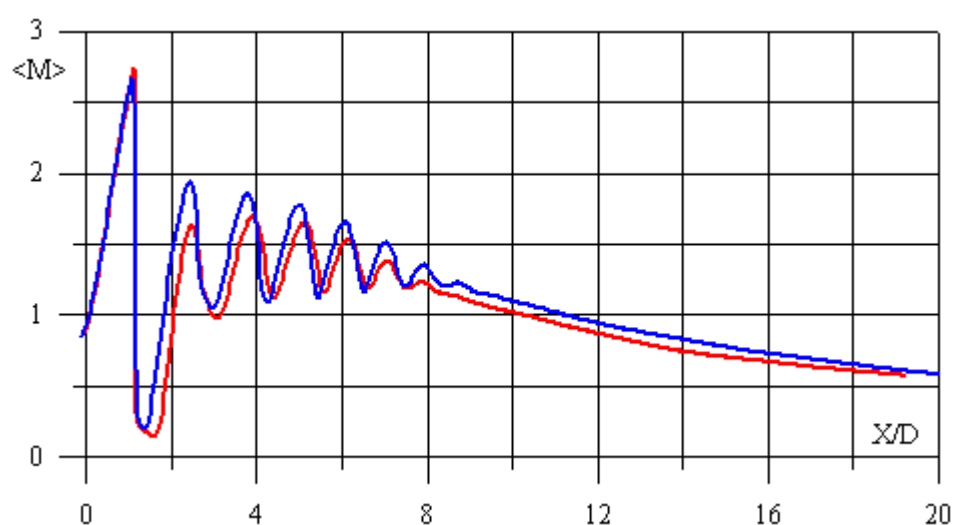


Рис.3.20. Распределение средней величины числа Маха вдоль оси струи.

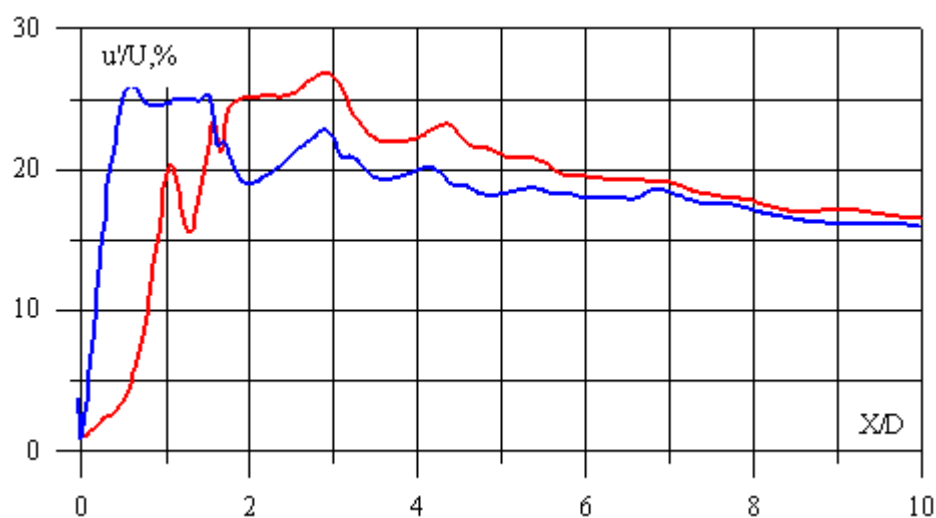


Рис.3.21. Распределение вдоль слоя смешения струи средней величины максимальных пульсаций продольной скорости

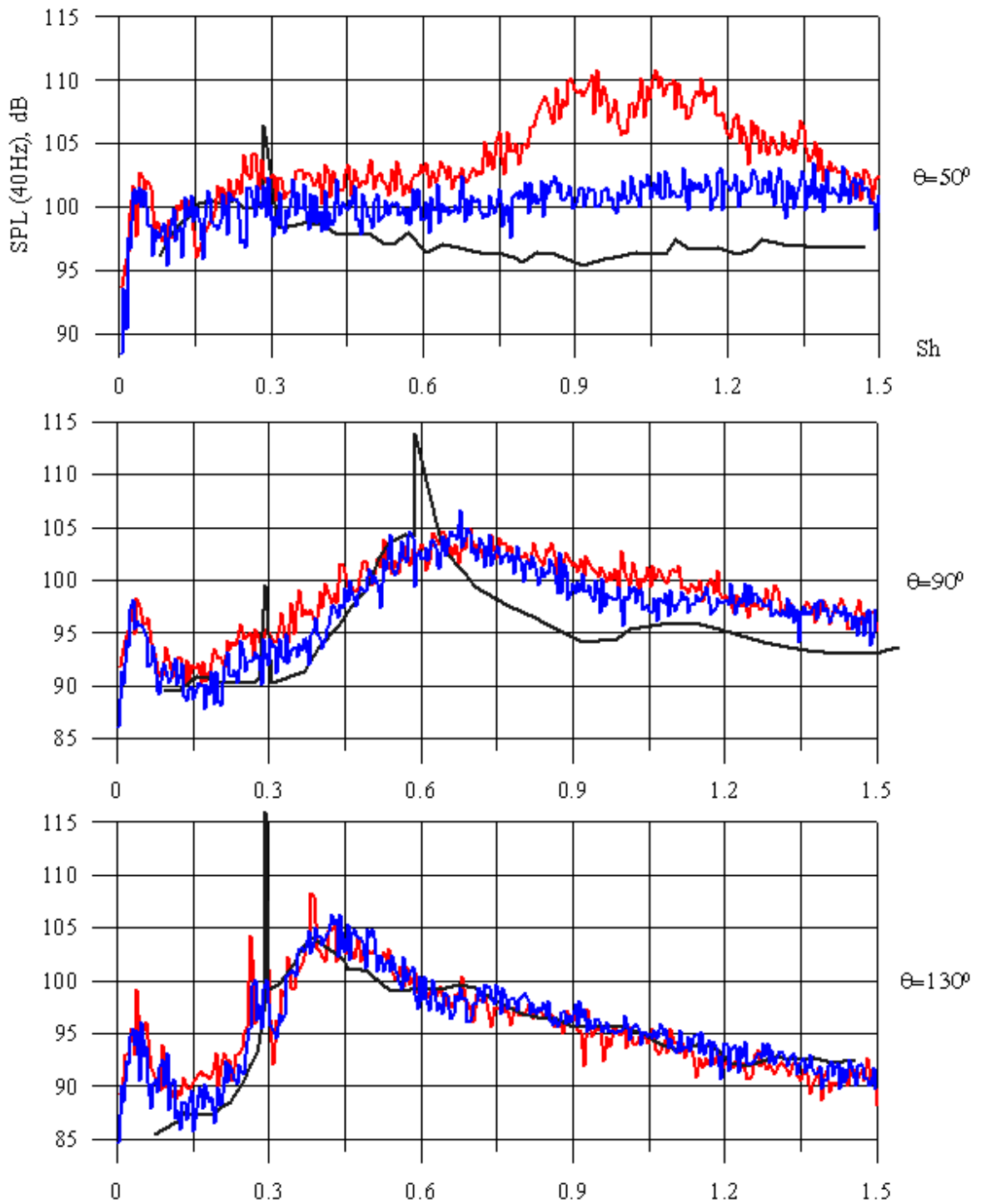


Рис.3.22. Сравнение результатов моделирования с использованием завихрителей и без них (соответственно синяя и красная линии) с экспериментальными данными (черная) [93] спектров шума в точках, расположенных на расстоянии $72 D$ от центра сопла и под углами 50° , 90° , 130° к направлению струи.

Анализ результатов моделирования шума, представленных на Рис.3.22, показывает, что влияние турбулентности внутри сопла на излучаемый шум значительно проявляется только для точки, расположенной под углом 50° к направлению в струе, при этом разница достигает 10 dB. В частности это косвенно указывает на то, что шум, излучаемый в направлении струи в значительной мере определяется течением вблизи среза сопла. Тональная компонента излучаемого шума «Screech» ослабевает при воздействии начальной турбулентности, что нетрудно объяснить в рамках модели возникновения обратной связи между вихрями, излучающими звук при прохождении скачков уплотнения, и вихрями, сходящими с кромки сопла [44], так как турбулентность внутри сопла делает пограничный слой менее чувствительным.

Рассмотренные в данном разделе примеры расчетов с применением завихрителей и интерцепторов внутри сопла показывают, что турбулентность внутри сопла и пульсации в пограничном слое существенно влияют на течение в струе и излучаемый шум. Применение такого упрощенного способа моделирования турбулентности в пограничном слое и внутри сопла позволило несколько увеличить точность предсказания высокочастотного шума для дозвуковой струи, и широкополосного шума для сверхзвуковой струи со скачками уплотнения. Что касается описания тональной компоненты «Screech», то её моделирование затрудняется при использовании завихрителей внутри сопла.

Выводы по главе 3

В данной главе были представлены результаты моделирования течения и шума для четырех струйных течений при дозвуковых и сверхзвуковых режимах истечения. Расчеты проводились на сравнительно грубых сетках 1-8 млн., что характерно для массовых расчетов типичных для конструкторских бюро. Анализ результатов расчетов показывает, что метод LES имеет существенные ограничения при расчете течения и шума струй. Было

установлено, что при моделировании струй наибольшую трудность представляет описание течения вблизи кромки сопла и предсказание высокочастотной части спектра. Кроме того, прямой численный метод расчета шума, хотя и позволил предсказать основные качественные особенности излучения шума струи со скачками уплотнения, но направленность широкополосной и тональной («Screech») компоненты шума моделируется достаточно грубо. При этом погрешности предсказания шума достигали $\Delta OASPL \sim 5\text{dB}$, $\Delta SPL \sim 10\text{dB}$.

Расчетный анализ проблем моделирования турбулентности в пограничном слое и вблизи кромки сопла на примере модельной задачи о стекании турбулентного пограничного слоя с пластины показал, что использование даже миллиардов расчетных ячеек не решит полностью проблему описания течения вблизи кромки сопла. Погрешности предсказания течения в непосредственной близости к кромке останутся, и будут достигать 20-30%.

В заключительной части главы были продемонстрированы возможности приближенного моделирования турбулентности внутри сопла и вблизи среза с помощью применения турбулизаторов, расположенных внутри сопла. И показано, что такой подход к моделированию турбулентности внутри сопла позволяет повысить точность предсказания характеристик шума струи без значительного увеличения вычислительных затрат.

Заключение.

Разработана модификация полуэмпирической модели турбулентности для проведения RANS расчетов сложных струйных течений со скачками уплотнения. При разработке полуэмпирической RANS были учтены новые особенности взаимодействия турбулентности в слое смешения и падающего скачка уплотнения, путем введения различающихся турбулентных вязкостей в уравнения движения и уравнениях модели турбулентности. А именно, в ходе расчетного исследования впервые было установлено, что в области взаимодействия корреляция $\langle p' \text{div } u' \rangle$ имеет сложный знакопеременный вид, а турбулентные напряжения и вязкость резко меняются. Предложенная модель позволяет значительно увеличить точность расчета струй для реальных двухконтурных сопел на крейсерских режимах полёта современных гражданских самолетов.

Предложен и применён приближенный метод описания начальной турбулентности внутри сопла при расчете шума струй на основе LES. Впервые было показано, что применение турбулизаторов, расположенных внутри сопла, позволяет увеличить точность расчетов шума струи без значительного увеличения вычислительных затрат при моделировании шума на основе LES. Таким образом, предложенный подход повышает эффективность методики расчета шума, что представляет практическую ценность в условиях проведения массовых расчетов шума, характерных для конструкторских бюро авиационной отрасли.

Список цитируемых источников.

1. Суржиков С.Т. Двухкомпонентная радиационно-газодинамическая модель турбулентного огневого шара// Инженерно-физический журнал. Т.73. 2000. С.31-38.
2. Сысоева Е.Я. Чашечкин Ю.Д. Вихревые системы спутного стратифицированного течения за сферой // Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа.1991 №4.С.82-90.
3. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Моделирование турбулентности в сверхзвуковых струйных течениях // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 9. № 1. С.172-179.
4. Кузнецов В.Р., Фрост В.А. Перемежаемость и распределения вероятностей концентрации в турбулентных потоках. - Успехи механики, т. 4, вып. 2, 1981. с. 123-166.
5. Гиневский А. С, Власов Е.В., Каравосов Р. К. Акустическое управление турбулентными струями. — М.: ФИЗМАТ ЛИТ, 2001. — 240 с.
6. В.Ф. Копьев, А.Г. Мунин, Н.Н. Остриков. Проблемы экологии в авиации. /Труды ЦАГИ. Выпуск 2695. 2011.
7. А Г Мунин, В.М. Кузнецов, Е.А. Леонтьев. Аэродинамические источники шума. — М.: Машиностроение, 1981.
8. Vlasenko V., Bosniakov S., Mikhailov S., Morozov A., Troshin A. Computational Approach for Investigation of Thrust and Acoustic Performances of Present-Day Nozzles // Prog. Aerosp. Sci., vol. 46, issue 4, p. 141, 2010.
9. Nikitin N. V. Direct Numerical Modeling of Three-Dimensional Turbulent Flows in Pipes of Circular Cross Section // Fluid Dynamics 29 (1994) 749-758
10. Любимов Д.А. Разработка и применение эффективного комбинированного RANS/ILES метода для расчета сложных турбулентных струй // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46. № 2. С. 27–282.
11. Khritov K.M., Krasheninnikov S.Y., Lebedev A.V. et al. On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods // Int. J. Aeroacoustics. 2005. V. 4. № 3, 4. P. 288–324.

12. Козлов В.Е., Лебедев А.Б., Секундов А.Н., Якубовский К.Я. Моделирование скорости турбулентного гомогенного горения на основе «квазиламинарного» подхода. //РАН Теплофизика Высоких Температур, 2009, т. 47, №6, с. 1-8.
13. Белоцерковский О.М., Опарин А.М., Чечеткин В.М. Турбулентность: новые подходы.- М.: Наука, 2002.
14. А.В.Бойко, Г.Р. Грек, А.В. Довгаль, В.В. Козлов. Ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое. // Успехи Механики. Том 1, №3. 2002. С.44-66.
15. Kachanov Yu. S. Physical mechanism of laminar-boundary-layer transition. Annu. Rev. Fluid Mech., 1994. V.26. p. 411-482.
16. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh., Garbaruk A.V. Further steps in LES based noise prediction for complex jets // AIAA Paper. 2006. № 485.
17. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 368с.
18. Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений. СПб: Изд-во БГТУ, 2001.
19. Глушко Г.С. Турбулентный пограничный слой на плоской пластине в несжимаемой жидкости, Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 4.
20. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flow // Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. 1974. V.3. N.2. P.269-289.
21. D. C. Wilcox. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc., La Canada, California, 1998.
22. Menter F.R. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. N93-2906. 21p.
23. Kovaszny L.S.G. Structure of the turbulent boundary layer // Phys. Fluids. 1967. V. 10. № 9. Part 2. P. 25-30.
24. Spalart P.R., Allmaras S.R. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows // AIAA paper 92-439, 1992.

25. Гуляев А.Н., Козлов В.Е., Секундов А.Н. К созданию универсальной однопараметрической модели для турбулентной вязкости // Изв. РАН. МЖГ. 1993. №4. С. 69-81.
26. B. E. Launder, G. J. Reece, and W. Rodi. Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure. J. Fluid Mech., 68(3):537-566, April 1975.
27. Bradshaw P., Launder B.E. Lumley J. Collaborative testing of turbulence models // 91-0215. 1991.
28. Oh Y.H., Bushnell D.M. Influence of external disturbances and compressibility on free turbulent mixing // NASA Langley Research Center. 1975. NASA SP-347.
29. Sarkar S. Modeling the pressure-dilatation correlation // 1991. NASA CR-187566.
30. Секундов А.Н. Турбулентность в сверхзвуковом потоке и её взаимодействие со скачком уплотнения // Изв. РАН. МЖГ. 1974. №2. С. 8-16.
31. Durbin P.A. On the k-3 stagnation point anomaly // Int. J. Heat and Fluid Flow. 1996. V. 17. № 1. P. 89-90.
32. Sinha K., Mahesh K., Candler G.V. Modeling shock unsteadiness in shock/turbulence interaction //AIAA Paper. 2003. № 1265.
33. Emami B., Bussman M., Tran H. Application, realizability and shock unsteadiness to k-e simulations of under expanded axisymmetric supersonic free jets // J. Fluid Eng. 2010. V. 132.
34. Nichols D.S. Accounting for shocks in the $k\epsilon$ - $k\omega$ Turbulence model // AIAA Paper. 2011. № 3573.
35. Abdelhamid Y. A., Ganz U. W. Prediction of shock-cell structure and noise in dual flow nozzles // AIAA Paper. 2007. № 3721.
36. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // Monthly Weather Review. 1963. V91.N.3. P.99-165.
37. Deardorf J.W. A numerical study of three – dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number. Journal of Fluid Mechanics.1970. V.41. P.453-480.

38. А. С. Монин, А.М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Часть 2. М: Наука.1965. С. 519.
39. Bardina J., Ferziger J.H., Reynolds W.C., Improved subgrid scale models for large eddy simulation.- AIAA Paper. No.80-1357.-16 p.
40. Germano M., Piomelli U., Moin, P. & Cabot, W. H. A dynamic subgrid- scale eddy viscosity model. Phys. Fluids. 1991.V.3, N.7, 1760–1765.
41. Martin M.P., Piomeli U., Candler G.V. Subgrid-scale models for compressible large-eddy simulations. Theoretical and Computational Fluid Dynamics. 2000. V.13, No. 5. P.361-376.
42. D. J. Bodony. Developing a subgrid scale noise model for use with large-eddy simulation. Center for Turbulence Research. Annual Research Briefs. 2005. P.249-256.
43. Fureby, C., and Grinstein, F. F., “Monotonically Integrated Large Eddy Simulation of Free Shear Flows,” AIAA Journal, Vol. 37, No. 5,1999, pp. 544–556.
44. Spalart, P.R., Jou, W.-H., Strelets, M., Allmaras, S.R., 1997. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach. In: Liu, C., Liu, Z. (Eds.), Advances in DNS/LES. Greyden Press, Columbus, OH.
45. Любимов Д. А. Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. № 3. С. 450-466.
46. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
47. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically. I. General Theory // Proc. Roy. Soc. London Ser. A. 1952. V. 211. № 1107. P. 564–587.
48. Ffowcs Williams J.E., Hawkings D.L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1969. V. 264. № 1151. P. 321–342.
49. Lilley G.M. On the noise from jets // AGARD CP_131, 1974. P. 1–13.
50. Goldstein M.E. Aeroacoustics. N.Y.: McGraw_Hill, 1976. 293 p.

51. Довжик С.В., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К. Метод локальных источников для расчета шума турбулентных дозвуковых струй // Газовая динамика / Под ред. А.Н. Крайко и др. М.:Физматлит, 2001. Т. 2. С. 329–331.
52. Birch S.F., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya. A RANS based jet noise prediction procedure // 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA Paper. 2007. № 3727.
53. Takao Suzuki. A review of diagnostic studies on jet-noise sources and generation mechanisms of subsonically convecting jets. Fluid Dyn. Res. **42** (2010) 014001.
54. Ffowcs Williams J. E. and Kempton A. J. 1978 The noise from the large-scale structure of a jet J. Fluid Mech. 84 673–94.
55. Tam C. K. W. and Morris P. J. 1980. The radiation of sound by the instability waves of a compressible plane turbulent shear layer J. Fluid Mech. 98 349–81
56. Ribner H.S. Shock-turbulence interaction and the generation of noise // NACA Report. 1954. № 1233.
57. Powell, A. “On the mechanism of choked jet noise,” Proc. Phys. Soc. London, Sec. B 66, 1039-1056, 1953.
58. Ffowcs Williams, J. E., Simpson, J. & Virchis, V. J. 1975 Crackle: an annoying component of jet noise. J. Fluid Mech. 71 (2), 251–271.
59. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh., Garbaruk A.V. Further steps in LES based noise prediction for complex jets // AIAA Paper. 2006. № 485.
60. Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. Kh. LES-based noise prediction for shocked jets in static and flight conditions // AIAA Paper 2010. № 3840. 21 p.
61. Mikhail L. Shur , Philippe R. Spalart, Mikhail Kh. Strelets. LES-based evaluation of a microjet noise reduction concept in static and flight conditions//Journal of Sound and Vibration 330 (2011) 4083–4097
62. Christophe Bogey, Sebastien Barre and Christophe Bailly. Direct computation of the noise generated by subsonic jets originating from a straight pipe nozzle// International Journal of aeroacoustics. 2008. V. 7. №1.

63. Christophe Bogey and Christophe Bailly. Influence of the nozzle-exit boundary-layer thickness on the flow and acoustic fields of initially laminar jets// AIAA 2009-3409.
64. Uzun. A., Hussiani. M.Y.: High Frequency Noise Generation in the Near Nozzle Region of a Jet. AIAA paper 2006-2499.
65. Uzun, A., Hussaini, M.Y. : High- Fidelity Numerical Simulations of a Chevron Nozzle Jet Flow. AIAA paper 2009-3194.
66. Uzun A., Hussaini M.Y. High fidelity numerical simulations of a round nozzle jet // AIAA Paper. 2010. No 3194.
67. Eastwood S.J., Tucker P.G. Hybrid LES/RANS of Complex Geometry Jets // AIAA Paper 2010–3842. 2010.
68. Anderson N., Erikson L.E., Davidson L. Large Eddy Simulation of Subsonic Turbulent Jets and Their Radiated Sound // AIAA J. 2005. V. 43. № 9. P. 1899.
69. S. Mendez, M. Shoeybi, A. Sharma, S. K. Lele AND P. Moin. Post-processing of large-eddy simulations for jet noise predictions. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2009.
70. Philippe R. Spalart and Michael L. Shur . Variants of the Ffowcs Williams – Hawkings equation and their coupling with simulations of hot jets// International Journal of aeroacoustics. volume 8. number 5. 2009. pages 477–492
71. Christophe Bailly, Christophe Bogey, and Olivier Marsden. Progress in direct noise computation.// International Journal of aeroacoustics. 2010. V.9. N1-2. p.123-144.
72. Bodony D.J., Lele S.K. Review of the current status of jet noise predictions using large_eddy simulation (invited) // AIAA Paper. 2006. № 0468. P. 1–36.
73. Joseph W. Nichols, Frank E. Ham, Sanjiva K. Lele. High-fidelity large-eddy simulation for supersonic rectangular jet noise prediction // AIAA 2011-2919.
74. Berland J., Bogey C. and Bailly C., “Numerical study of screech generation in a planar supersonic jet,” Phys. Fluids, Vol. 19, 2007, 075105, pp. 1-14.
75. Lo S.C., Blaisdell G. A., Lyrintzis A. S. Numerical investigation of 3-D supersonic jet flows using large eddy simulation // AIAA Paper. 2011. № 1155.

76. J. W. Nichols and S. K. Lele. Large eddy simulation of crackle noise in supersonic jets. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2012. 253-263.
77. F. Vuillot, N. Lupoglazoff , M. Huet. Effect of chevrons on double stream jet noise from hybrid CAA computations // AIAA 2011-1154.
78. Yongle Du and Philip J. Morrisy. Noise simulations of supersonic hot jets for chevron nozzles. AIAA 2011-2787.
79. J. W. Nichols, F. E. Ham, S. K. Lele. P. Moin. Prediction of supersonic jet noise from complex nozzles // Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2011. P. 3-14.
80. F. Vuillot, N. Lupoglazoff , M. Huet. Effect of a pylon on double stream jet noise from hybrid CAA computations // AIAA 2010-4029.
81. A. M. Sipatov, M. V. Usanin and N. O. Chuhlantseva. Applying fluent software for jet noise generation modeling// AIAA Paper. 2010. № 3843.
82. Секундов А.Н., Чепрасов С.А., Якубовский К.Я. Анализ возможностей методов расчета шума турбулентных струй // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 5. С.126-137.
83. Mengle V. G., Ganz U. W., Nesbitt E., Bultemeier E. J., Thomas R.H. Flight test results for uniquely tailored propulsion-airframe aeroacoustic chevrons: shockcell noise // AIAA Paper. 2006. № 2439.
84. Ferziger, J., and Peric, M. 2002, Computational Methods for Fluid Dynamics, 3rd ed., Springer-Verlag.
85. P. L. Roe. Characteristic based schemes for the Euler equations. Annual Review of Fluid Mechanics, 18:337-365, 1986.
86. Trong T. Bui. A Parallel, Finite-Volume Algorithm for Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows. Technical Memorandum NASA/TM-1999-206570, 1999.
87. B. Van Leer. Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A Second Order Sequel to Godunov's Method. Journal of Computational Physics, 32:101-136, 1979.

88. Saddington A. J., Lawson N. J., Knowles K. An experimental and numerical investigation of under expanded turbulent jets // *Aeronaut. Journal*. 2004. V. 108. № 1081. P. 145–152.
89. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
90. С.А. Чепрасов. «Моделирование трансзвуковых слабо недорасширенных турбулентных струй». РАН «Механика жидкости и газа», 2013, №5, с. 52-61
91. Bridges J., Brown C.A. Parametric testing of chevrons on single flow hot jets // *AIAA Paper*. 2004. №2824.
92. Norum, T. D., Shearin, J. G., “Effect of Simulated Flight on the Structure and Noise of Underexpanded Jets,” *NASA TP -2308*, 1984.
93. D. Norum and J.G. Shearin. Shock Noise From Supersonic Jets the Simulated Flight to Mach 0.4 // *AIAA-86-1945* .
94. Morris S.C., Foss J.F. Turbulent boundary layer to single_stream shear layer: the transition region // *J. Fluid Mech*. 2003. V. 494. P. 187–221.
95. Birch S.F. A review of axisymmetric jet flow data for noise applications // *AIAA Paper*. 2006. № 2602.
96. Spalart, P. R., “Direct Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to $Re = 1410$,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 187, 1988, pp. 61–98.