ФЕДЕРАЛЬНОЕ АВТОНОМНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ИНСТИТУТ АВИАЦИОННОГО МОТОРОСТРОЕНИЯ
ИМЕНИ П.И. БАРАНОВА

На правах рукописи

Шорстов Виктор Александрович

РАЗРАБОТКА МЕТОДА РАСЧЕТА ШУМА ЭЛЕМЕНТОВ АВИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗОННОГО RANS-IDDES ПОДХОДА

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Макаров Владимир Евгеньевич

Москва 2021

Оглавление

Список сокращений 4
Введение 5
Глава 1 Численный метод 22
1.1 Конечноразностная схема 22
1.1.1 Модификация базовой конечноразностной схемы 22
1.1.2 Вязкие слагаемые 22
1.1.3 Использование неявности 23
1.1.4 Реконструкции параметров грани 24
1.1.5 Понижение диссипативности схемы 28
1.2 Метод моделирования турбулентности 30
1.2.1 Базовый метод 30
1.2.2 Генераторы синтетической турбулентности 30
1.2.3 Области с занижением масштаба DES 31
Глава 2 Исследование и калибровка численного метода на модельных задачах 31
2.1 Распад изотропной турбулентности 31
2.2 Развитое турбулентное течение в плоском канале 32
Глава 3 Снижение требований к вычислительным ресурсам WMLES расчетов 35
3.1 Использование пристеночных функций 35
3.2 Увеличение поперечного шага сетки до уровня продольного в WMLES 39
Глава 4 Тестирование разработанного численного метода на примерах решения модельных задач 43
4.1 Шум задней кромки профиля NACA0012 при нулевом угле атаки и турбулентном обтекании $Re_c = 10^6$ 43
4.2 Течение около профиля NACA0012 при нулевом угле атаки $Re_c = 2\ 10^5$, турбулизация в отрыве ламинарного пограничного слоя 48
4.3 Круглая дозвуковая струя 53
4.4 Сверхзвуковая недорасширенная струя из прямоугольного сопла большого удлинения 58
4.4.1 Базовый расчет с масштабом Δ_{SLA} 60
4.4.2 Расчет с уменьшенным влиянием Δ_{SLA} $FKHmin = 0.5$ 63
Глава 5 Расчет шума элементов силовых установок 75
5.1 Экспериментальная модель выходного устройства демонстратора перспективного гражданского сверхзвукового самолета 76
5.1.1 Исследуемая конфигурация 76
5.1.2 Зонная RANS-IDDES расчетная модель с большой областью RANS 78

5.1.3 Зонная RANS-IDDES расчетная модель с уменьшенной областью RANS 81
5.1.4 Предположение о механизме возникающих колебаний. 86
5.1.5 Степень разрешения турбулентных структур пограничного слоя 87
5.1.6 Расчет течения при сверхкритическом перепаде давления на сопле.....89
5.1.7 Расчет шума в дальнем поле и сравнение с экспериментальными данными.....91
5.1.8 Заключение к разделу 5.1 96
5.2 Модель выходного устройства с эффективным шумоглушением.....98
5.2.1 Исследуемая конфигурация 98
5.2.2 Расчетная модель.....101
5.2.3 Результаты расчета в условиях старта 102
5.2.4 Результаты расчета при M_∞=0.24.....105
5.2.5 Расчет шума в дальнем поле и сравнение с экспериментальными данными....107
5.2.6 Заключение к разделу 5.2 110
5.3 Модельная вентиляторная ступень NASA 111
5.3.1 Исследуемая конфигурация 112
5.3.2 Расчетная модель.....113
5.3.3 Обработка акустических данных.....116
5.3.4 Проблема VSTG генерации встреченная в расчете и ее решение.....117
5.3.5 Проблема сильного ложного шума на частоте f□1.2bpf.....120
5.3.6 Результаты итогового расчета.....123
5.3.7 Заключение к разделу 5.3 132
Заключение.....133
Литература 137
Работы автора по теме диссертации 142

Список сокращений

ТРДД – турбореактивный двухконтурный двигатель;

BPR – bypass ratio;

m – степень двуконтурности (идентично BPR);

NASA – National Aeronautical and Space Administration;

AST – Advanced Subsonic Technology;

СГС – сверхзвуковой гражданский самолет;

DDES – Delayed Detached Eddy Simulation, «задержанный» метод моделирования отсоединенных вихрей;

DES – Detached Eddy Simulation, метод моделирования отсоединенных вихрей;

DNS – Direct Numerical Simulation, метод прямого численного моделирования;

IDDES – Improved DDES, DDES с усовершенствованным пристенным моделированием;

ILES – Implicit Large Eddy Simulation, неявный метод моделирования крупных вихрей;

LES – Large Eddy Simulation, метод моделирования крупных вихрей;

WMLES – Wall Modelled LES;

VSTG – Volume Synthetic Generator;

RANS – Reynolds Averaged Navier-Stokes, методы, основанные на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса;

SA – Spalart-Allmaras, модель Спаларта-Алмараса;

SLA – Shear Layer Adapted, адаптированный для расчета слоев смешения;

SST – Shear Stress Transport, перенос касательных напряжений;

VTM – Vortex Tilting Measure, мера переориентации вихрей;

WALE – Wall-Adapting Local Eddy Viscosity, модель вихревой вязкости, адаптированной для расчета пристеночных течений;

СЛАУ – Система линейных алгебраических уравнений;

SDT – Source Diagnostic Test.

Введение

Актуальность темы работы. Устанавливаемые ИКАО требования по шуму гражданских дозвуковых самолетов [1], показанные на рисунке В.1, в значительной степени определяют как их техническое совершенство и конкурентоспособность, так и пути развития гражданской авиации в целом.

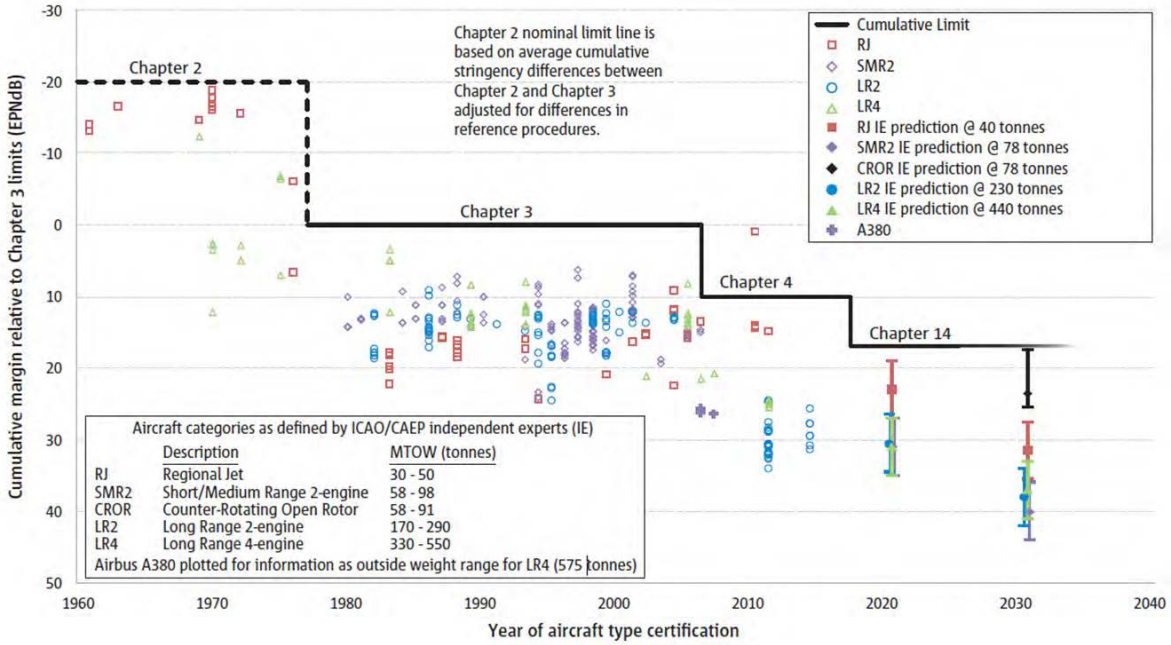


Рисунок В.1 – Уменьшение шума дозвуковых гражданских самолетов за последние 60 лет и предполагаемое ужесточение норм ИКАО в ближайшем будущем

Результаты последовательной и твердой технической политики в этой сфере можно видеть на рисунке В.2, где представлена эволюция составляющих шума двигателей гражданских дозвуковых самолетов в процессе их развития за последние 60 лет [2].

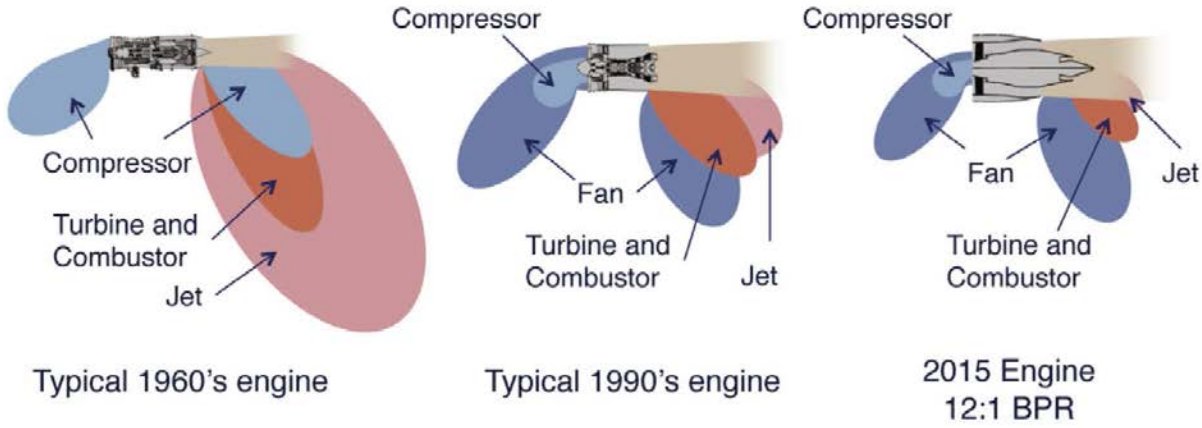


Рисунок В.2 – Эволюция составляющих шума авиационных двигателей гражданских дозвуковых самолетов за последние 60 лет

Как можно видеть из представленных на рисунке В.2 диаграмм, наибольшие успехи достигнуты в снижении шума выхлопной струи, что связано, прежде всего, с повсеместным использованием, начиная с середины 70-х годов, турбореактивных двухконтурных

двигателей (ТРДД) с большой степенью двухконтурности[1], в которых большая часть тяги создается за счет приращения импульса большой массы воздуха, протекающей через наружный контур с относительно малой скоростью.

Кроме того, из диаграмм на рисунке В.2 следует, что на фоне снижения шума выхлопной струи у двигателей рассматриваемого типа начинают проявляться два дополнительных вида шумов:

– шум вентилятора[2], излучаемый с сопоставимой интенсивностью как против направления набегающего потока (через воздухозаборник), так и в направлении набегающего потока (через сопло наружного контура);
– шум турбины и камеры сгорания.

Проблема снижения шума вентилятора актуализировалась более 25 лет назад в связи с созданием в 1995 году двигателя GE90 со сверхвысокой (как тогда считалось) степенью двухконтурности m~8, заложившим основу для разработки ТРДД большой (более 40 тонн) тяги, используемых в современных дальнемагистральных двухдвигательных гражданских самолетах. Сформулированная тогда амбициозная задача предполагала снижение к 2000 году шума вентилятора на ~10 EPNdB, что фактически означало возможность революционного ужесточения ограничений шума при взлете до уровня норм 4-ой Главы ИКАО (см. рисунок В.1) для обеспечения конкурентных преимуществ самолетов, использующих двигатель GE90.

Одной из серьезных проблем на пути решения этой задачи было то обстоятельство, что большая часть работ по снижению шума вентиляторов двигателей предшествующего поколения (степень двухконтурности m=2…6), была посвящена подавлению только тонального шума. Для преодоления этой проблемы компанией General Electric по контрактам с NASA Lewis Research Center (с 1999 года – Glenn Research Center) были выполнены работы [3, 4], посвященные учету влияния широкополосного шума вентилятора на общий уровень шума силовой установки с ТРДД со сверхвысокой степенью двухконтурности. Выполненные предварительные расчеты показали, что для такого турбовентиляторного двигателя, даже при «отключении» всех тонов вентилятора, общий шум силовой установки уменьшился бы только на 0.5-1.5 EPNdB, в зависимости от условий эксплуатации. Из этого следовало, что широкополосный шум вентилятора устанавливает ограничения снизу и необходимо найти эффективные способы снижения этого шума, для

[1] Отношение расходов воздуха, протекающих через наружный и внутренний контуры ТРДД.
[2] Одноступенчатый компрессор низкого давления, обеспечивающий упомянутое приращение импульса воздуха, протекающего через наружный контур.

чего должны быть выявлены и поняты механизмы генерации широкополосного шума вентилятора, и определены их управляющие параметры.

Начиная с 2000 года решение этой непростой задачи осуществлялось экспериментальным путем в значительной степени в NASA Glenn Research Center в рамках обновленной Программы Advanced Subsonic Technology (AST) [5] и ряда других Программ с использованием как специализированных экспериментальных акустических стендов [6], так и более универсальных АДТ, обеспечивающих измерение акустических характеристик модельных силовых установок [7]. Результаты этих работ позволили создать уникальную базу данных [8 -14], которая активно используется до сих пор для развития и валидации полуэмпирических и численных методов предсказания шума вентилятора. В этой связи стоит упомянуть организованный NASA Glenn Fan Broadband Noise Prediction Workshop, результаты работы которого обсуждались на конференциях AVIATION-2014 и AVIATION-2015, а также Проект PROBAND [15], выполнявшийся в период 2005 – 2008 гг. в 6-ой Рамочной Европейской Программе.

К настоящему времени стало ясно, что ключевым инструментом предсказания широкополосного шума вентилятора являются вихреразрешающие численные методы, использующие постановку LES (Large Eddy Simulation), однако, как следует из ряда последних по времени публикаций [16 –22], подготовленных с участием ведущих специалистов мирового уровня в области численных методов моделирования турбулентности и вихреразрешения, достоверное решение этой задачи как для традиционных, так и для новых схем ТРДД со сверхбольшой (m~15) степенью двухконтурности, с практически приемлемым уровнем ресурсов требует значительных дополнительных усилий.

Обсуждаемая в настоящее время возможность создания в обозримом будущем (2025-2035 гг.) сверхзвуковых гражданских самолетов (СГС) нового поколения, возможные облики которых показаны на рисунках В.3 и В.4, резко актуализировала проблему шума выходного устройства в районе аэропорта. которая практически решена для современных дозвуковых гражданских самолетов в основном за счет малой (не более 300 м/с) скорости истечения выхлопной струи. Это обеспечивается использованием двигателей большой (m=8…12) степени двухконтурности, а также правильным выбором его проектных параметров и режимов работы для условий взлета и посадки.

Sukhoi-Gulfstream S-21

SSBJ

Компания Сухой [23]

Aerion AS2

Boom

Варианты Spike S-512

Компании-стартапы [23]

Locheed-Martin [24]

Boeing [25]

Ведущие американские авиастроительные компании

Рисунок В.3 – Возможные облики перспективных СГС нового поколения

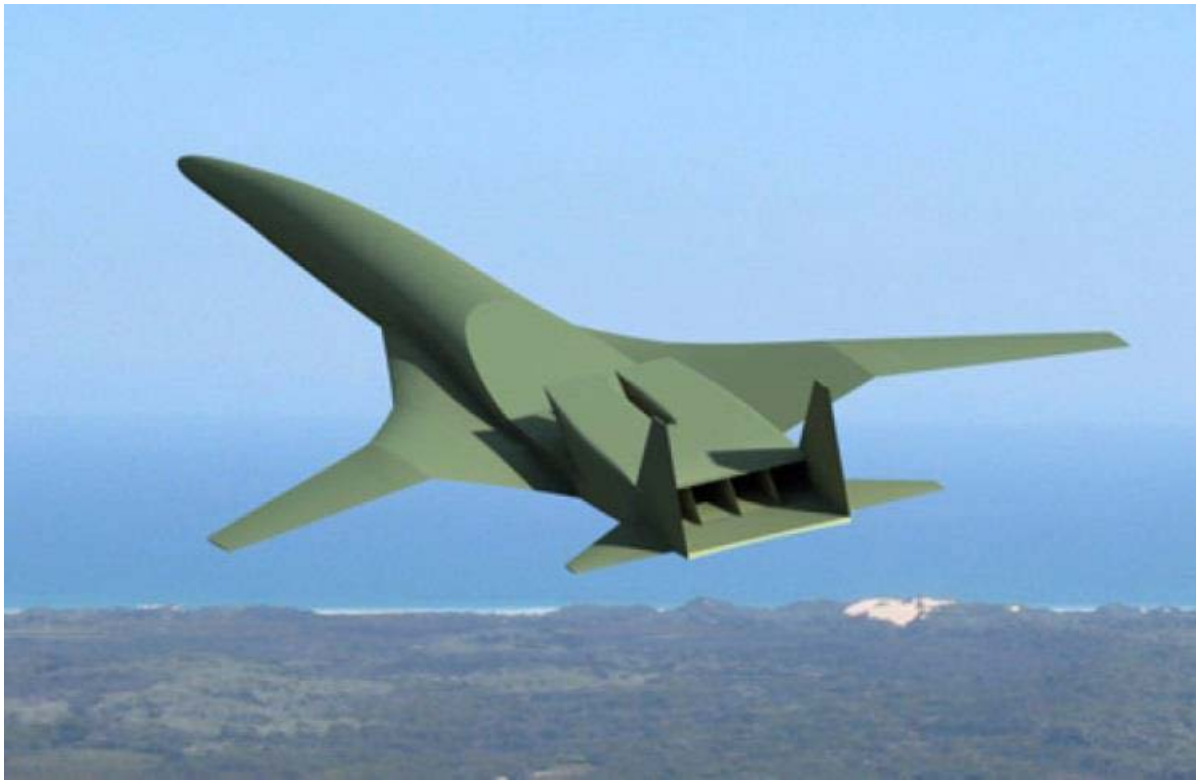


Рисунок В.4 – Облик перспективного СГС нового поколения, предлагаемый ЦАГИ [26]

Ключевая проблема шума СГС при взлете и посадке заключается в том, что использование для них привычных ТРДД большой степени двухконтурности, имеющих большой поперечный размер, принципиально невозможно по условиям обеспечения сверхзвукового крейсерского полета и перехода через скорость звука при разгоне, когда сопротивление и потери тяги силовой установки резко возрастают. Отметим, что подавляющее большинство сверхзвуковых военных самолетов используют двигатели с малой ($m < 1$) степенью двухконтурности, а возможный дефицит тяги компенсируется применением форсажа. При этом скорость истечения выхлопной струи в условиях взлета достигает 700 и более метров в секунду, а ее шум перекрывает любые разумные экологические ограничения, что наглядно продемонстрировали известные СГС 1-го поколения Ту-144 и Concorde, полноценная эксплуатация первого из которых практически и не начиналась, а эксплуатация второго была прекращена в 2003 г.

Проведенные с тех пор многочисленные научные исследования, среди которых стоит выделить Проект HISAC [27], выполнявшийся в период 2006 – 2009 гг. в 6-ой Рамочной Европейской Программе с участием ЦИАМ, показали, в частности, что для удовлетворения нормам даже 3-ей Главы ИКАО (см. рисунок В.1) необходимо, чтобы, во-первых, скорость истечения выхлопной струи при взлете не превосходила 400 м/с и, во-вторых, в конструкции выходного устройства должны быть предусмотрены серьезные меры по подавлению шума струи.

Кроме того, проведенные научные исследования позволили сформулировать требования к выходным устройствам СГС и активизировали, начиная с 2010-2011 гг., научные исследования механизмов генерации шума струй и создание достоверных методов его предсказания и распространения, сочетающие тонкий физический эксперимент и расчетные методы, включая численные вихреразрешающие методы.

Следует отметить, что поскольку к началу упомянутой активной фазы экспериментальные и расчетные методики изучения шума струй, истекающих из осесимметричных сопел, достигли высокой степени зрелости, усилия специалистов были сосредоточены на учете особенностей конфигураций выходных устройств, которые, как можно видеть на рисунках В.3 и В.4, отличаются большим разнообразием.

На этом фоне, в силу трансформации представлений о вероятном облике СГС, был выделен класс выходных устройств, наиболее ярко представленный на рисунке В.4. Этот класс характеризуется наличием сопла с прямоугольным поперечным сечением, расположенным между элементами разнесенного вертикального оперения. Некоторые результаты выполненного в ЦИАМ исследования этого класса выходных устройств представлены в работах [28-33]. Более широкий класс выходных устройств с прямоугольным поперечным сечением сопла активно исследовался в NASA Glenn Centre и сводные результаты этих исследований опубликованы в работах [34-37].

Обзор методов и подходов для решения поставленной в работе задачи. Звук представляет собой нестационарные возмущения, распространяющиеся с конечной скоростью, получившие специальное название “скорость звука”. Малые пределы изменения этой величины, а также типично небольшие уровни возмущения звукового давления приводят к тому что распространение звука очень хорошо описывается системой линейных дифференциальных уравнений. Решения систем линейных уравнений – гармонические функции и слово “гармоники” прочно связано с акустикой. Возможность аналитического решения линейной системы привела к появлению ряда точных методов. Примером могут быть формулы для распространения гармоник и их излучения из каналов с однородным потоком [38]. Еще более важный пример – это метод FFOWCS WILLIAMS – HAWKINGS (FWH) для расчета шума в дальнем поле при условии однородности потока в области расчета. Его можно счесть общепризнанным стандартом. Все акустические данные дальнего поля текущей работы получены с помощью варианта этого метода в частотной области [39].

Более сложным является вопрос генерации акустических возмущений. Изначально можно выделить две ветви: формирование возмущений за счет движения твердых поверхностей и формирование возмущений воздействием нестационарности другой природы, а именно – турбулентности. Разнообразные лопаточные машины, от ветряной мельницы до турбомашин газотурбинного двигателя, – примеры, где встречается первая ветка механизма генерации. Эффективные методы для расчета шума таких машин по-прежнему могут быть получены в рамках решения системы для малых возмущений, правда в предположении разделения поля течения на отдельные составляющие: среднюю составляющую, стационарную в системе координат каждого из лопаточных венцов и акустическую [40]. Следствие такого подхода — это то что весь шум будет производиться только на дискретных частотах, а вторая ветвь механизма генерации будет полностью отброшена.

Все расчеты текущей работы связаны с описанием турбулентности, существенно влияющей на генерацию акустики, потому что именно так обстоят дела в практически значимых источниках шума авиационных двигателей. На режиме посадки сумма акустической мощности всех дискретных гармоник модельного вентилятора, рассматриваемого в главе 5, много меньше широкополосного шума, связанного с турбулентностью. В выходных устройствах подвижные стенки вообще отсутствуют, при этом струи из них – основной источник шума перспективного сверхзвукового гражданского самолета.

Главным параметром, по которому можно соотносить любой CFD метод, описывающий турбулентность, — это доля турбулентных структур, которая моделируется при помощи эмпирических соотношений, называемых моделью турбулентности или подсеточной моделью. Крайними подходами здесь являются численное решение осреднённых по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) и прямое численное интегрирование уравнений Навье-Стокса (DNS). Подход RANS моделирует воздействие всех турбулентных структур на стационарный средний поток, во временном масштабе даже самый крупный из них, поэтому сам по себе не может быть использован для оценки генерации шума, связанного с турбулентностью. Методы, которые по параметрам модели турбулентности и осредненному потоку генерируют акустические возмущения, не рассматриваются в настоящей работе. В DNS требуется разрешать как самые маленькие турбулентные структуры, так и значимые для акустики, что делает этот метод также неприменимым за рамками весьма непростых для обобщения результатов модельных задач.

Промежуточное положение занимает метод Large Eddy Simulation (LES). В нем крупные, наиболее значимые для акустики турбулентные структуры разрешаются, а структуры, меньшие некоторого наперед заданного уровня, определяемого размером фильтра по пространству, моделируются подсеточной моделью. Даже очень простые алгебраические модели хорошо справляются со своей задачей, если размер фильтра находится в инерционном интервале спектра турбулентных структур по масштабам, потому что мелкомасштабная турбулентность относительно универсальна. Однако вычислительные затраты LES определяются разбросом размеров структур, подлежащих разрешению. Так, в начале турбулентного пограничного слоя вихри, несущие наибольшую энергию, сопоставимы по размерам с минимальными вихрями в методе DNS, что сближает вычислительную сложность этих методов.

Идея совместить в одной расчетной задаче RANS и LES в рамках единых уравнений модели турбулентности – подсеточной модели была развита в работе [41] и получила название Detached Eddy Simulation (DES). Подход может показаться обманчиво универсальным, однако стоит обратить внимание на его название – это метод моделирования отсоединенных вихрей, и сформироваться они должны вниз по течению от стенок, где DES должен реализовать RANS ветвь. В задаче работы [41] течение с большими отрывами и масштабы формируемых структур много больше толщин пристеночных областей, где DES реализует ветвь RANS. Но в практически значимых задачах акустики элементов силовых установок такие течения не встречаются.

Крайне простая формулировка переключения между RANS и LES ветвями в DES приводила к тому, что первоначальный замысел (RANS в присоединенном пограничном

слое, LES вдали от стенок) реализовывался не во всех расчетных случаях, что влекло снижение достоверности решения задач по отношению к RANS. Для исправления ситуации в работе [42] был предложен метод DDES, более качественно реализующий изначальную идею DES за счет усложнения “переключателя”.

Изначально вихреразрешение в присоединенном пограничном слое не предполагалось в рамках DES, поэтому метод IDDES (Improved DDES) [43], сочетающий такую возможность с DDES, стал основным методом описания турбулентности в текущей работе. Но и этот метод реализует ветвь WMLES только при наличии турбулентного контента. То есть, в рамках IDDES WMLES представление пограничного слоя не формируется само по себе, также его не удаётся удовлетворительно сформировать с помощью механических инициаторов. Это следует, в том числе, и из работы [44].

В отличие от WMLES есть множество задач, в которых формирование разрешаемой турбулентности за счет естественной неустойчивости течения плюс схемы не вносит больших ошибок в оцениваемые параметры. Наиболее ярким примером здесь являются струи, а именно: формирование слоя смешения от среза сопла. Очевидно, что его начальный участок будет зависеть от турбулентных структур пограничного слоя. Из примеров совместного вихреразрешающего расчета струи и участка пограничного слоя можно привести работу [45]. Расчет в ней очень затратен, сетка содержит ~400 миллионов ячеек, при этом расчетная область составляет всего 10 диаметров сопла, а число Рейнольдса снижено даже относительно экспериментальной модели. Однако практические успехи при расчете шума струй на сетках с продольным шагом более толщины пограничного слоя, а тангенциальным и того больше (работы [46, 47], раздел 4.3 текущей работы), напоминают о важном факте: для получения практически значимой части спектра шума достаточно хорошо описать только ту область, где он генерируется и распространяется до контрольных поверхностей ближнего поля. Также выяснилось, что подсеточные напряжения, формируемые DES, DDES, IDDES на сетках типа [47], приводят к разрастанию нефизичной зоны турбулизации и большим ошибкам в значимой части спектра. Частным решением для струи от среза с тонкими пограничными слоями может быть неявный LES (ILES), успешно применяемый в [46]. Несколько более универсальный путь – это варианты DES с занижением масштаба в подсеточной модели. В текущей работе реализован метод из [48].

Вышесказанное ставит под сомнение главное преимущество глобальных гибридных моделей – возможность обойтись без априорных знаний о структуре рассчитываемого течения и решение задачи с первой постановки. Поэтому из ряда более традиционных подходов в текущей работе выделяется зонный. Идея метода – на стадии формирования задачи выделить области RANS моделирования и вихреразрешения – почерпнута автором

из курса повышения квалификации, прослушанном в 2015 году в Санкт-Петербургском Политехническом университете в подразделении авторов версии, необходимой для реализации RANS-LES интерфейса STG - генератора [49].

Очевидный недостаток зонного подхода – это субъективное влияние расчетчика на решение через разделение области на зоны URANS и LES. Неразрывно с таким разбиением следует не только предположение об адекватной генерации турбулентного контента, но и предположения о том, что в области, занимаемой зоной URANS, нет существенно влияющих на результат явлений, не описываемых в рамках URANS, и что разрешающая способность схемы на сетке в области LES достаточна. Эту проблему можно проиллюстрировать на представленных ниже задачах о шуме задней кромки профиля NACA0012 при турбулентном обтекании и шуме выходного устройства (рисунок В.5).

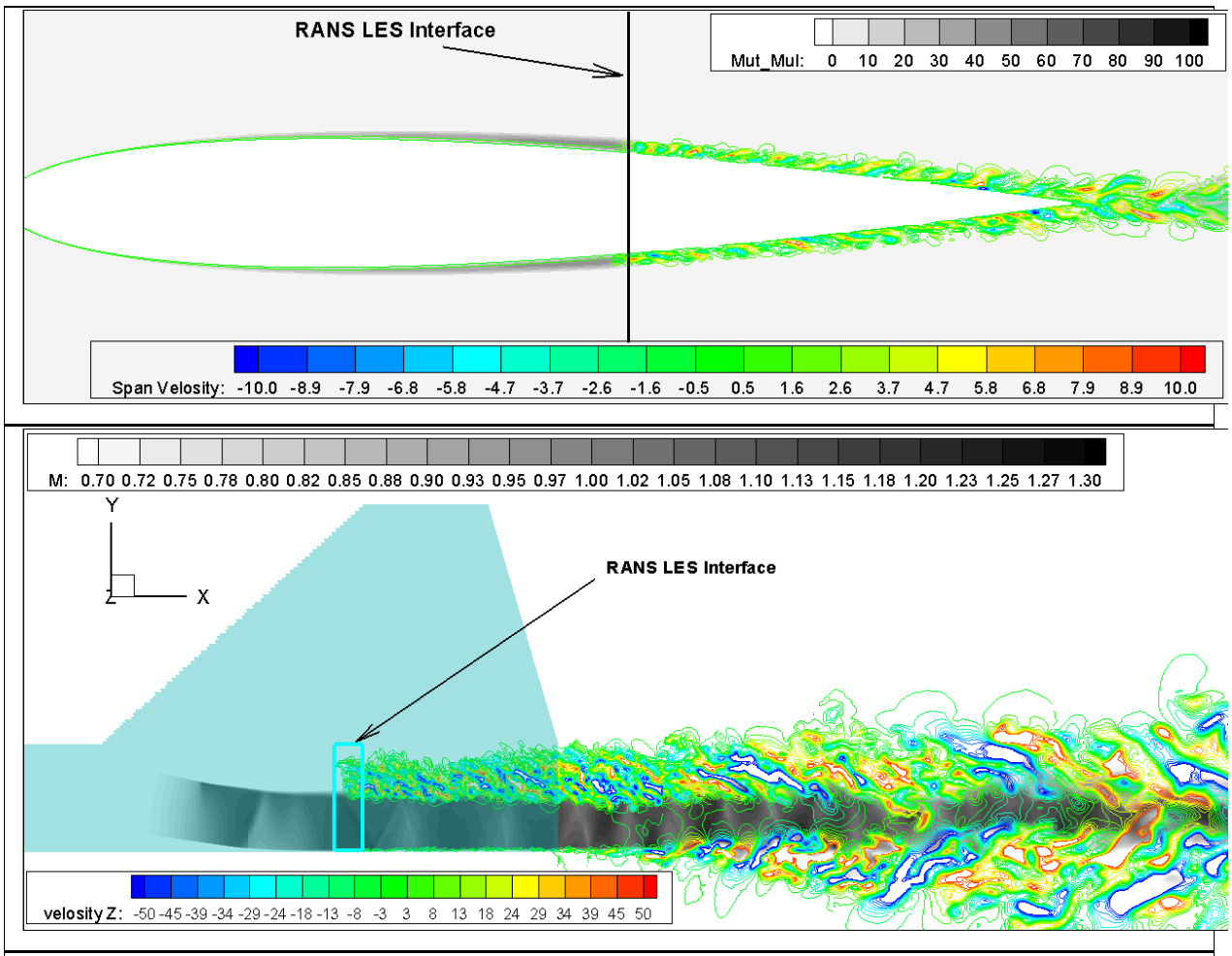


Рисунок В.5 – Илюстрация разделения области

Типично, что вниз по потоку масштаб наиболее значимых турбулентных структур увеличивается, такова ситуация и в задачах на рисунке В.5. Следовательно, смещение интерфейса вверх по потоку приведет к резкому росту вычислительных затрат. Чтобы разрешать вдвое меньшие структуры, нужно в 16 раз больше ресурсов за счет трех

пространственных измерений и одного времени. Однако, выбрав положение RANS LES интерфейса как показано на рисунке в задаче о выходном устройстве, мы опираемся на то, что URANS адекватно описывает часть слоя смешения, в том числе и во взаимодействии с приходящими акустическими возмущениями. А это утверждение нуждается в дополнительных подтверждениях. В пользу зонного подхода можно сказать, что в случае глобальной гибридной модели скорее происходит смещение фокуса внимания с вышеописанной проблемы, чем ее исчерпывающее решение.

Также в защиту зонного подхода можно представить вывод из работы [18] о непригодности не зонных гибридных подходов для решения рассмотренной там задачи о шуме модельной вентиляторной ступени. К таким же выводам пришел и автор настоящей работы в разделе 5.3.

Транс- и сверхзвуковые течения типичны для элементов авиационных двигателей и это усугубляет проблему разных требований к схеме со стороны RANS и LES. Монотонные схемы, типичные для RANS и хорошо справляющиеся со скачками уплотнения, слишком диссипативны для LES. В LES часто поток принимают несжимаемым, что позволяет избавиться от акустических возмущений и, следовательно, временного масштаба скорости звука. Но, учитывая вышесказанное, такой подход не использовался в текущей работе. В работе [50] была описана схема, претендующая и на высокоскоростные течения, и на вихреразрешение. Она была взята за базовую с прицелом на управление диссипативностью через взвешивание ее с центральными разностями. Идея такого взвешивания почерпнута автором из курса повышения квалификации, прослушанном в 2015 году в Санкт-Петербургском Политехническом университете, также она представлена в работе [51].

Расчетный алгоритм и модификации схемы были сформированы с нуля при жестком условии эффективности в рамках параллельных вычислений. Классические неявные методы в этом плане не очень хороши из-за сложности работы с единой матрицей системы линейных алгебраических уравнений. Из попыток применить проекционный метод GMRES [52] в разработанной в ЦИАМ программе COBRA, на смену методу Гаусса-Зейделя, удалось сделать вывод, что любой метод, использующий только умножение некоторого вектора на исходную матрицу системы, распространит значение вектора из позиции ячейки только на позиции вектора, соответствующие её соседям. То есть, для распространения возмущения правой части на N ячеек потребуется не менее N обходов исходной матрицы, в отличие от метода Гаусса-Зейделя, который распространяет возмущение на все ячейки за один проход в прямом и обратном направлениях. Типично, что RANS пограничный слой содержит десятки ячеек по толщине, при этом шаг вдоль стенки больше этой толщины. В проекционном методе, чтобы возмущение давления вышло из пограничного слоя и прошло

меньше продольного шага, потребуется десятки раз обойти все ячейки расчета. Это недопустимо, несмотря на хорошую параллельность матричного умножения. Но метод Гаусса - Зейделя не подходит для параллельных вычислений, так как нельзя приступить к расчету n+1 ячейки, не закончив расчет n - ой на прямом проходе и в обратном порядке – на обратном. Решение было найдено не среди методов решения СЛАУ, а в подходе к формированию СЛАУ из множества независимых систем, что описано в разделе 1.1.3 настоящей работы.

Цель и задачи. Целью настоящей работы является разработка и валидация зонного RANS-IDDES подхода к расчету шума элементов авиационных силовых установок.

Задачами работы являются:

- Разработка численного метода, обеспечивающего решение с повышенным уровнем достоверности и быстродействия задач аэродинамики и аэроакустики авиационных силовых установок с использованием современных вихреразрешающих методов.
- Развитие зонной методики применения разработанного численного метода, обеспечивающей достоверное описание процессов генерации и распространения акустических возмущений в элементах авиационных силовых установок за практически приемлемое время.
- Решение ключевых задач рассматриваемого класса с целью валидации разработанного численного метода и методики его применения.

Научная новизна работы включает комплекс математических, алгоритмических, программных и методических решений и результатов валидационных расчетов, обеспечивающих достижение цели работы.

К числу упомянутых решений относятся:

- разработка новой конечноразностной схемы разрешающей способности (типа MP5), включающей:
  - ✓ управляемую выбором индексных направлений неявность;
  - ✓ новый алгоритм реконструкции «предраспадных» параметров на гранях ячеек, обеспечивающий снижение ошибок аппроксимации по пространству на неравномерной сетке при отсутствии изломов сеточных линий на выбранном шаблоне;
  - ✓ управление диссипативными свойствами схемы в зависимости от режима расчета (RANS, LES);
- зонная методика расчета, позволяющая одновременно использовать различные зоны описания турбулентности, в том числе:
  - ✓ зоны RANS и IDDES с применением неравновесного закона стенки;
  - ✓ зоны IDDES с улучшением работы в режиме WMLES на сетках с равными тангенциальными (вдоль стенки) шагами;
  - ✓ зоны DES с масштабом Δ_{SLA};
  - ✓ зоны генерации синтетической турбулентности (VSTG) на входе в зоны с вихреразрешением с адаптацией VSTG к неравномерному полю средних параметров и однопараметрической RANS-модели.

Перечисленные выше решения проверены по результатам решения ключевых модельных (распад изотропной турбулентности, развитое турбулентное течение в прямоугольном канале) и тестовых прикладных (шум задней кромки профиля NACA0012 при его дозвуковом турбулентном обтекании на нулевом угле атаки, шум осесимметричной струи с Mc=0.9) задач.

К числу новых результатов, полученных при выполнении валидационных расчетов, относятся:

- Описание в расчете генерации шума задней кромкой профиля NACA0012, существенно зависящего от пограничного слоя с отрывным ламинарно-турбулентным переходом.
- Описание и объяснение явления возникновения положительной обратной связи между изменением статического давления на стенке и смещением слоя смешения в экспериментальной модели сопла, возникающего при дозвуковых скоростях течения и исчезающего при сверхзвуковых.

Практическая значимость работы заключается, прежде всего, в разработке численного метода, обеспечивающего решение с повышенным уровнем достоверности и быстродействия задач аэродинамики и аэроакустики авиационных силовых установок с использованием современных вихреразрешающих методов и развитие зонной методики применения этого метода, позволяющей описывать физические процессы в разных подобластях расчетной области с уровнем сложности, адекватной их влиянию на исследуемое явление в целом.

Кроме того, в рамках настоящей работы, с помощью разработанного численного метода, обнаружено получившее экспериментальное подтверждение не описанное ранее явление – возникновение при докритическом истечении струи из сопла с прямоугольным поперечным сечением и развитым центральным телом интенсивных поперечных колебаний слоя смешения, вызывающих сильные изменения давления на элементах выходного устройства, примыкающих к струе, и, как следствие, к появлению ярко выраженных дискретных составляющих в спектре шума струи в дальнем поле, которые исчезают при сверхкритическом режиме истечения струи.

Анализ полученных результатов позволил объяснить это явление.

Достоверность полученных результатов обусловлена их системным сопоставлением с расчетами других авторов и экспериментальными данными. Кроме того, достоверность исследуемых явлений гарантируется детальным и многосторонним анализом результатов, получаемых в различных постановках с использованием разных расчетных сеток.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на российских конференциях в Звенигороде (2015, 2017), в Светлогорске (2016, 2018), в Акустическом институте (2019), на отраслевых семинарах ЦИАМ (2020, режим видеоконференции) с участием организаций АО ОДК (АО «ОДК-Авиадвигатель», ПАО «Сатурн» (г. Рыбинск и др.), семинар ЦИАМ-ИПМ им. М.В.Келдыша (2020, режим видеоконференции).

Публикации по теме диссертации и личный вклад автора. Основные результаты исследований, представленных в диссертации, опубликованы в трех научных статьях, список которых приведен в конце диссертации. Эти статьи опубликованы в рецензируемых научных изданиях, определенных ВАК, а одна из них – в журнале, индексируемом в базе данных Scopus.

Вклад диссертанта во все публикации является определяющим. В частности, лично автором разработана модификация базовой конечноразностной схемы, все усовершенствования метода описания турбулентности, вариант объемного генератора синтетической турбулентности с адаптацией к неравномерному полю средних параметров и однопараметрической RANS-модели и все программные реализации упомянутых математических и алгоритмических решений.

Личный вклад автора заключается также в обосновании и систематическом использовании идеи зонного подхода к решению рассматриваемых в работе задач с применением вихреразрешающего метода.

Результаты и положения, выносимые на защиту.

На защиту выносятся:

1. Новая конечноразностная схема (типа MP5), включающая локализованное введение неявности по 1, 2 выбранным направлениям; новый алгоритм реконструкции «предраспадных» параметров на гранях ячеек, обеспечивающий снижение ошибок аппроксимации на неравномерной сетке при отсутствии изломов сеточных линий на выбранном шаблоне; управление диссипативными свойствами схемы в зависимости от режима расчета (RANS, LES).
2. Зонная методика расчета, позволяющая одновременно использовать различные зоны описания турбулентности, включающая: зоны RANS с применением неравновесного закона стенки; зоны IDDES с улучшением работы в режиме WMLES на сетках с равными тангенциальными (вдоль стенки) шагами; зоны DES с масштабом Δ_{SLA}; зоны генерации синтетической турбулентности (VSTG) на входе в зоны с вихреразрешением с адаптацией VSTG к неравномерному полю средних параметров и однопараметрической RANS-модели.
3. Новые результаты, полученных при выполнении валидационных расчетов, включающие:
   - Описание в расчете генерации шума задней кромкой профиля NACA0012, существенно зависящего от пограничного слоя с отрывным ламинарно-турбулентным переходом.
   - Описание и объяснение явления возникновения положительной обратной связи между изменением статического давления на стенке и смещением слоя смешения в экспериментальной модели сопла, возникающего при дозвуковых скоростях истечения и исчезающего при сверхзвуковых.

Структура работы

Диссертация состоит из введения, 5-ти глав, заключения и списка литературы.

Глава 1 посвящена описанию разрабатываемого численного метода и включает:

- математическое описание ключевых изменений базовой конечноразностной схемы, обеспечивающих ее новые возможности, достаточные для моделирования течений газа с использованием современных вихреразрешающих методов;
- ключевые усовершенствования базового метода описания турбулентности, достаточные для систематического использования зонного подхода для решения рассматриваемых классов задач аэродинамики и аэроакустики авиационных силовых установок.

Глава 2 посвящена исследованию и калибровке предложенного численного метода на модельных задачах, включающих:

- распад изотропной турбулентности;
- развитое турбулентное течение в плоском канале.

Глава 3 содержит математическое описание и результаты расчетного обоснования усовершенствований используемого численного метода, необходимых для снижения требований к вычислительным ресурсам при выполнении WMLES – расчетов.

Глава 4 посвящена валидации предложенного численного метода на тестовых задачах о шуме задней кромки профиля NACA0012, обтекаемого дозвуковым потоком при нулевом угле атаки при разных числах Рейнольдса, и о шуме круглой дозвуковой струи с числом Маха на срезе 0.9.

Глава 5 посвящена решению задач по расчету аэродинамических и акустических характеристик элементов силовых установок на примере модельных выходных устройств перспективных СГС и модельной ступени вентилятора. Для всех рассмотренных задач проводится сравнение полученных расчетных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Глава 1 Численный метод

1.1 Конечноразностная схема

Многолетняя работа с созданным в ЦИАМ программным комплексом (ПК) COBRA при расчете течений в постановке RANS и в рамках уравнений Эйлера дали автору представление о расчетной схеме для разрабатываемого подхода. Лежащий в основе COBRA неявный вариант конечно объёмной схемы Годунова - Колгана хорошо справлялся с существенно сжимаемыми течениями на регулярных сетках. Схема выбиралась из конечно объёмных потоков с использованием расщепления. Работа со схемой Годунова - Колгана показала сильную зависимость ее разрешающей способности от используемых ограничителей. Так, minmod завышал сопротивление профиля из-за завышения полного давления и температуры в точке торможения, а ограничитель Ван Лира давал осцилляции на скачках уплотнения. Как правило, ограничители приводили к обнулению линейной части представления параметров в ячейке в случае излома сеточных линий. Отсюда был сделан вывод, что нужна схема с гораздо более сложным устройством ограничителей и обеспечение для нее регулярности сетки в областях, влияющих на получаемые из решения параметры. В этих условиях важным моментом стало знакомство с работой [50], предложенной научным руководителем. В работе утверждалась пригодность описанной там схемы MP5 как к сверхзвуковым течениям, так и к вихреразрешающим подходам. Схема MP5 была выбрана за базовую.

1.1.1 Модификация базовой конечноразностной схемы

По времени схема, описанная в работах [50, 53], является явной схемой Рунге-Кутта 3-го порядка. Высокий порядок аппроксимации по времени и небольшие вычислительные затраты на шаг дают ей преимущество перед неявными схемами в LES области. Однако для RANS типичный шаг по одному (реже двум) направлениям много меньше, чем по третьему, что приводит к неоправданно маленькому шагу по времени из условия устойчивости схемы. Решение этой проблемы с сохранением свойств базовой схемы предложено в 1.1.3.

1.1.2 Вязкие слагаемые

Из соображения экономии вычислительных ресурсов, для аппроксимации вязких слагаемых используется подход, аналогичный подходу ПК COBRA. Вязкие потоки вычисляются центральными разностями в центрах граней. Такой подход хорошо справлялся с пограничными слоями в RANS постановке. А в зоне LES определяющее значение имеют конвективные слагаемые.

1.1.3 Использование неявности

Главный недостаток явных схем – это жесткое ограничение на шаг по времени, следующее из условия устойчивости и определяемое минимальным сеточным шагом. Неявные схемы позволяют полностью снять ограничение на шаг, и это свойство очень полезно при решении стационарных задач. Однако в области вихреразрешения, где сеточные шаги для разных направлений не сильно различаются, условие устойчивости явной схемы совпадает с требованиями точности аппроксимации по времени. Предложенная модификация позволяет увеличить шаг по времени до оптимального для областей вихреразрешения. При этом рост вычислительных затрат относительно явной схемы невелик, и эти затраты распределены между множеством независимых задач, которые можно решать параллельно.

Такая модификация достигается заменой оператора L в исходных формулах из работы [53]

$$\begin{aligned} &w^0 = v^n \\ &w^1 = w^0 + \Delta t \cdot L(w^0) \\ &w^2 = 3/4 \cdot w^0 + 1/4 \cdot (w^1 + \Delta t \cdot L(w^1)) \\ &w^3 = 1/3 \cdot w^0 + 2/3 \cdot (w^2 + \Delta t \cdot L(w^2)) \\ &v^{n+1} = w^3, \end{aligned} \tag{1}$$

L – оператор вычисления потоков, содержащий дискретизацию по пространству и являющийся суммой трёх операторов, аналогичных операторам L из работы [53] для каждого из сеточных направлений; Δt – шаг по времени.

Можно заметить, что выражение для w^1 в соотношениях (1) представляет собой явную формулу Адамса, для обеспечения устойчивости которой требуется ограничивать шаг по времени. В то же время, неявная формула Адамса $w^1 = w^0 + \Delta t \cdot L(w^1)$ устойчива для любого положительного Δt. Линеаризовав оператор L, можно записать

$$w^1 = w^0 + \Delta t \cdot (L(w^0) + A(w^0) \cdot \Delta w), \tag{2}$$

где $A(w) = \partial L(w) / \partial w$; $\Delta w = w^{m+1} - w^m$, m=0.

Заменим в соотношениях (1) оператор L на $\hat{L}(w) = [E - A(w) \cdot \Delta t \cdot k_n]^{-1} \cdot L(w)$ со значениями m=0, 1 и 2 для второго, третьего и четвертого операторов из соотношений (1) соответственно. При k_n=0 оператор $\hat{L}$ тождественен L, а при k_n=1 он превращает

выражение для w^1 в соотношениях (1) в формулу (2). Оператор $\hat{L}$ отличается от L на величину 1-го порядка малости и его применение приводит к падению порядка аппроксимации схемы по времени до 1-го порядка в зонах, где $k_n \neq 0$.

Вспомним, что матрица A, как и оператор L, состоит из суммы 3-х слагаемых, A_i A_j, A_k, отвечающих сеточным направлениям i, j, k. Все расчетные области делятся на три типа. Для первого из них матрица A не вычисляется, что приводит к явным формулам и отсутствию необходимости решать систему линейных уравнений. Для второго типа областей матрица A вычисляется только для направления k, что приводит к независимым системам линейных уравнений с трёхдиагональной матрицей для каждого i и j, точно решаемых прогонкой. Для третьего типа расчетных областей вычисляются матрицы A_k и A_j для двух направлений, что приводит к независимым системам линейных уравнений для каждого i, решаемых методом приближенной факторизации.

1.1.4 Реконструкции параметров грани

Восстановление двух наборов параметров для каждой грани является основным элементом дискретизации по пространству в базовой схеме. Это восстановление осуществляется с использованием полиномов четвертой степени, и оперирует поля параметров в пяти ячейках. Для трехмерного пространства в работе [50] предлагается перейти в расчетную систему координат (ξ,η,ζ), выбрав функции $x(\xi,\eta,\zeta)$ $y(\xi,\eta,\zeta)$ $z(\xi,\eta,\zeta)$ так, чтобы шаг сетки в расчетной системе координат был единичный, а сеточные линии ортогональны. Ортогональность сеточных линий в расчетной системе координат позволяет рассматривать сеточные направления независимо. Согласно формуле 1 работы [50] изменение уравнений движения вследствие этого исчерпывается домножением параметров поля под производной по времени и источников на Якобиан $J = \partial(x,y,z)/\partial(\xi,\eta,\zeta)$. Однако такой подход не вносит дополнительных ошибок, только если J постоянен во всех ячейках, используемых для восстановления параметров граней текущей ячейки. То есть на три ячейки в сторону каждой грани. Изменение Якобиана по ячейкам связано с изломами сеточных линий и нарастанием - убыванием шагов вдоль линии. В случае излома сеточных линий в описываемой схеме возникают ошибки, аналогичные схеме из работы [50]. Однако ошибки нарастания - убывания ячеек вдоль сеточной линии могут быть скорректированы.

В случае равномерной сетки в MP5 параметры грани $q_{1/2}$, согласно схеме рисунка 1.1, находятся по формулам (3)

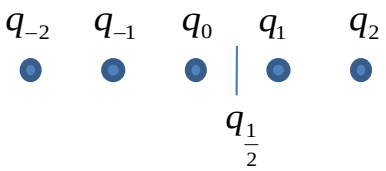


Рисунок 1.1 – Схема восстановления параметров грани $q_{1/2}$ на равномерной сетке

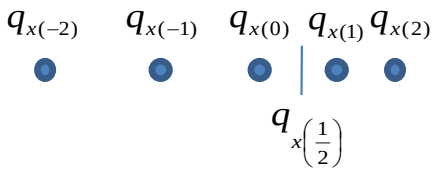
$$q(n) = \begin{pmatrix} 1 & n & n^2 & n^3 & n^4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_0 \\ a \\ b \\ c \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & n & n^2 & n^3 & n^4 \end{pmatrix} \cdot A \cdot \begin{pmatrix} q_{-2} \\ q_{-1} \\ q_0 \\ q_1 \\ q_2 \end{pmatrix}$$

$$\text{где} \quad A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1/9 & -13/18 & 0 & 13/18 & -1/9 \\ -2/45 & 41/90 & -37/45 & 41/90 & -2/45 \\ -1/9 & 2/9 & 0 & -2/9 & 1/9 \\ 2/45 & 2/45 & -8/45 & 2/45 & 2/45 \end{pmatrix} \tag{3}$$

Матрица A найдена из условий (4)

$$\begin{aligned} & q(0) = q_0 \\ & q(1) = q_1 \\ & q(-1) = q_{-1}, \\ & q(1/2) = \begin{pmatrix} 2/60 & -13/60 & 47/60 & 27/60 & -3/60 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_{-2} & q_{-1} & q_0 & q_1 & q_2 \end{pmatrix}^T \\ & q(-1/2) = \begin{pmatrix} -3/60 & 27/60 & 47/60 & -13/60 & 2/60 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_{-2} & q_{-1} & q_0 & q_1 & q_2 \end{pmatrix}^T \end{aligned} \tag{4}$$

Пусть координаты узлов сетки определяются функцией $x(n)$ $x(0) = 0$ согласно схеме рисунка 1.2.



.

Рисунок 1.2 – Схема восстановления параметров грани $q_{1/2,}$ неравномерная сетка

Будем искать аналогичный полином

$$q(n(x)) = q_0 + a \cdot n(x) + b \cdot n^2(x) + c \cdot n^3(x) + d \cdot n^4(x) = q_0 + a' \cdot x + b' \cdot x^2 + c' \cdot x^3 + d' \cdot x^4,$$

где $n(x)$ функция обратная x $n(x(n)) = n$.

Заметим, что a, b, c, d и a', b', c', d' связаны с производными q по n и x соответственно по формулам (5)

$$\begin{pmatrix} q_0 & a & 2\cdot b & 6\cdot c & 24\cdot d \end{pmatrix}^T = \begin{pmatrix} q_0 & \frac{\partial q}{\partial n} & \frac{\partial^2 q}{\partial n^2} & \frac{\partial^3 q}{\partial n^3} & \frac{\partial^4 q}{\partial n^4} \end{pmatrix}^T$$

$$\begin{pmatrix} q_0 & a' & 2\cdot b' & 6\cdot c' & 24\cdot d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} q_0 & \frac{\partial q}{\partial x} & \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} & \frac{\partial^3 q}{\partial x^3} & \frac{\partial^4 q}{\partial x^4} \end{pmatrix}^T \quad . \qquad (5)$$

Продифференцировав $q(n(x))$ четыре раза, найдем матрицу B для связи производных от q по n и x и получим выражения (6)

$$\begin{pmatrix} q_0 \\ a' \\ b' \\ c' \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/24 \end{pmatrix} \cdot B \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 24 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_0 \\ a \\ b \\ c \\ d \end{pmatrix}$$

$$B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial n}{\partial x} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} & \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial^3 n}{\partial x^3} & 3\cdot\frac{\partial n}{\partial x}\cdot\frac{\partial^2 n}{\partial x_2} & \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^3 & 0 \\ 0 & \frac{\partial^4 n}{\partial x^4} & 3\cdot\left(\frac{\partial^2 n}{\partial x_2}\right)^2 + 4\cdot\frac{\partial n}{\partial x}\cdot\frac{\partial^3 n}{\partial x^3} & 6\cdot\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^2\cdot\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} & \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^4 \end{pmatrix}. \qquad (6)$$

Необходимые для B производные от $n(x)$ по x можно выразить через производные от $x(n)$, решив систему, следующую из тождества $n(x(n)) = n$

$$\begin{cases} \frac{\partial(n(x(n)))}{\partial n} = 1 \\ \frac{\partial^2(n(x(n)))}{\partial n^2} = 0 \\ \frac{\partial^3(n(x(n)))}{\partial n^3} = 0 \\ \frac{\partial^4(n(x(n)))}{\partial n^4} = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} n_x = \frac{1}{x_n} \\ n_{xx} = \frac{-x_{nn}}{(x_n)^3} \\ n_{xxx} \frac{-x_{nnn}\cdot x_n + 3\cdot(x_{nn})^2}{(x_n)^5} \\ n_{xxxx} = \frac{-x_{nnnn}\cdot(x_n)^2 + 10\cdot x_{nnn}\cdot x_{nn}\cdot x_n - 15\cdot(x_{nn})^3}{(x_n)^7} \end{cases} \qquad (7)$$

Будем выбирать $x(n)$ так, чтобы $x_n = 1$. В случае равномерного распределения сеточных узлов $x(n) = n$, B – единичная матрица и не меняет исходной линейной комбинации схемы MP5 для $q_{1/2}$, иначе ненулевыми становятся x_{nn} x_{nnn} x_{nnnn}, и комбинация принимает вид (8)

$$\begin{pmatrix} \frac{2}{60}+\frac{1}{480}\cdot x_{nn}+\frac{1}{288}\cdot x_{nn}{}^{2}-\frac{5}{1152}\cdot x_{nn}{}^{3}-\frac{1}{720}\cdot x_{nnn}+\frac{5}{1728}\cdot x_{nnn}\cdot x_{nn}-\frac{1}{3456}\cdot x_{nnnn} \\ -\frac{13}{60}+\frac{1}{80}\cdot x_{nn}-\frac{11}{1152}\cdot x_{nn}{}^{2}+\frac{65}{2304}\cdot x_{nn}{}^{3}+\frac{1}{180}\cdot x_{nnn}-\frac{65}{3456}\cdot x_{nnn}\cdot x_{nn}+\frac{13}{6912}\cdot x_{nnnn} \\ \frac{47}{60}+\frac{37}{360}\cdot x_{nn}-\frac{37}{576}\cdot x_{nn}{}^{2}+\frac{37}{2160}\cdot x_{nnn} \\ \frac{27}{60}-\frac{91}{720}\cdot x_{nn}+\frac{31}{384}\cdot x_{nn}{}^{2}-\frac{65}{2304}\cdot x_{nn}{}^{3}-\frac{53}{2160}\cdot x_{nnn}+\frac{65}{3456}\cdot x_{nnn}\cdot x_{nn}-\frac{13}{6912}\cdot x_{nnnn} \\ -\frac{3}{60}+\frac{13}{1440}\cdot x_{nn}-\frac{1}{96}\cdot x_{nn}{}^{2}+\frac{5}{1152}\cdot x_{nn}{}^{3}+\frac{7}{2160}\cdot x_{nnn}-\frac{5}{1728}\cdot x_{nnn}\cdot x_{nn}+\frac{1}{3456}\cdot x_{nnnn} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Для проверки возьмем q и x как показано на рисунке 1.3.

$$q(n) = n - \frac{n^2}{10} - \frac{n^3}{100} - \frac{n^4}{1000} \qquad x(n) = n - \frac{n^2}{10} - \frac{n^3}{100} - \frac{n^4}{1000}$$

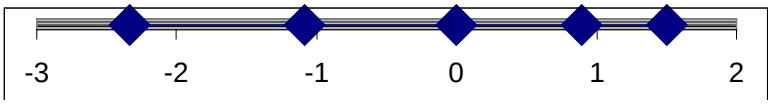


Рисунок 1.3 – Схема проверки линейной комбинации для неравномерной сетки

В этом примере q=x и для x=1/2 исходная линейная комбинация дает

$(0.03333 \quad -0.21667 \quad 0.78333 \quad 0.45000 \quad -0.05000) \Rightarrow 0.483$ ошибка 3.4%

по формуле (8) получается

$(0.03361 \quad -0.22088 \quad 0.76987 \quad 0.46913 \quad -0.05173) \Rightarrow 0.502$ ошибка 0.4%

даже если в (8) оставить только x_{nn}, точность повышается относительно исходной

$(0.03315 \quad -0.21820 \quad 0.77124 \quad 0.46493 \quad -0.05113) \Rightarrow 0.497$ ошибка 0.6%.

Этот вариант и используется для реконструкций.

1.1.5 Понижение диссипативности схемы

Схема MP5 с расщеплением потоков POE относится к классу противопоточных. Для вихреразрешающих расчетов нужно понижать ее диссипативность хотя бы для некоторых зон решения. Такое понижение достигается за счет введения коэффициента в формулы для вычисления потоков грани. В базовой схеме MP5 для каждой грани реконструируются два набора параметров, после чего к ним применяется процедура расщепления потоков Roe. В пункте 3.1 работы [50] этим наборам присваиваются индексы L и R. Процедура Roe может быть записана в виде (9)

$$\hat{F} = 1/2 \cdot \left\{ F\left[\begin{pmatrix} \rho_L \\ \rho_L \cdot u_L \\ \rho_L \cdot v_L \\ \rho_L \cdot w_L \\ e_L \end{pmatrix}\right] + F\left[\begin{pmatrix} \rho_R \\ \rho_R \cdot u_R \\ \rho_R \cdot v_r \\ \rho_R \cdot w_r \\ e_R \end{pmatrix}\right] - A \cdot \begin{pmatrix} \rho_R - \rho_L \\ \rho_R \cdot u_R - \rho_L \cdot u_L \\ \rho_R \cdot v_R - \rho_L \cdot v_L \\ \rho_R \cdot w_R - \rho_L \cdot w_L \\ e_R - e_L \end{pmatrix} \right\}, \tag{9}$$

где F – функция вычисления потоков; ρ – плотность; u, v, w – компоненты скорости в декартовой системе координат; e –полная энергия; A – некоторая матрица.

Модификация заключается в добавлении коэффициента k_s в соотношения (10)

$$\hat{F} = 1/2 \cdot \left\{ F\left[\begin{pmatrix} \rho_L \\ \rho_L \cdot u_L \\ \rho_L \cdot v_L \\ \rho_L \cdot w_L \\ e_L \end{pmatrix}\right] + F\left[\begin{pmatrix} \rho_R \\ \rho_R \cdot u_R \\ \rho_R \cdot v_r \\ \rho_R \cdot w_r \\ e_R \end{pmatrix}\right] - A \cdot \begin{pmatrix} (\rho_R - \rho_L) \cdot k_s \\ (\rho_R \cdot u_R - \rho_L \cdot u_L) \cdot k_s \\ (\rho_R \cdot v_R - \rho_L \cdot v_L) \cdot k_s \\ (\rho_R \cdot w_R - \rho_L \cdot w_L) \cdot k_s \\ (e_R - e_L) - (\rho_R \cdot \frac{q_R^2}{2} - \rho_L \cdot \frac{q_L^2}{2}) \cdot (1 - k_s^2) \end{pmatrix} \right\}, \tag{10}$$

где $q_R^2 = u_R^2 + v_R^2 + w_R^2, q_L^2 = u_L^2 + v_L^2 + w_L^2$.

Как можно видеть, при $k_s = 1$ соотношения (10) совпадают с (9), а при $k_s = 0$ – содержат выражения, близкие к выражениям, характерным для центрально – разностной схемы. При решении модельных задач выяснилось, что такой способ введения k_s предпочтительней, чем домножение на него всей последней скобки выражения (9). На текущий момент сформировался способ автоматического вычисления k_s для каждой из сеточных граней

$$k_s = \min(\max(k_{dir}, k_{mTab}, k_\rho, k_{\min}), 1), \tag{11}$$

константа $k_{\min} = 0.1$ и может не претерпевать изменений от задачи к задаче.

При выполнении WMLES расчетов с поверхностями периодичности по размаху слоя было замечено, что при уменьшении k_s примерно до уровня 0.25 нарастает стоячая волна

давления с длиной в размах слоя. Типичный шаг сетки по этому направлению вдвое меньше продольного и обычно направление явное.

$$k_{dir} = k_{\min} \cdot (1 + 2 \cdot (\tilde{k}_{dir} - 1)) \quad \tilde{k}_{dir} = \begin{cases} \min(\frac{\Delta_{DES}}{\Delta_m}, 1.5) & m \to \textit{неявное} \\ \frac{\Delta_{DES}}{\Delta_m} & m \to \textit{явное} \end{cases} \quad \textit{где} \quad m = i, j, k \qquad (12)$$

Коэффициент k_{dir}, определяемый формулой (12), увеличивает k_s граней такого направления примерно до $3k_{\min}$ В случае, если используется неявная добавка как указано в разделе 1.1.3, ограничение смягчается.

Коэффициент k_{mTab} , определяемый формулами (13), построен на соотношении турбулентного и сеточного масштабов и почерпнут автором из курса повышения квалификации, прослушанного в Санкт-Петербургском Политехническом университете. Функция g предотвращает включение центрально-разностной схемы в зонах, где отсутствует разрешаемая турбулентность

$$k_{mTab} = \tanh\left(\left(\max((C_{DES} \cdot \Delta_{DES} / l_t) / g - \frac{1}{2}, 0)\right)^4\right)$$

$$g = \tanh\left(\left(\frac{2 \cdot \Omega \cdot \max(\Omega, S)}{\max(0.5 \cdot (S^2 + \Omega^2), \Omega_{\min}{}^2)}\right)^4\right) \qquad (13)$$

$$l_t = \sqrt{\frac{(\nu_t + \nu)}{C_\mu{}^{3/2} \cdot \max(\sqrt{0.5 \cdot (S^2 + \Omega^2}, \Omega_{\min})}}$$

Формула для k_ρ из формул (14) ограничивает k_s в случае, если плотность испытывает чередующиеся локальные минимумы и максимумы в четырёх ячейках, по две с каждой стороны грани.

$$k_\rho = \begin{cases} 50 \cdot \frac{\min(\rho_0 - \rho_{-1}, \rho_0 - \rho_1, \rho_2 - \rho_1)}{(\rho_{-1} + \rho_0 + \rho_1 + \rho_2) \cdot 0.25} & \textit{если} \quad (\rho_{-1} < \rho_0) u (\rho_0 > \rho_1) u (\rho_1 < \rho_2) \\ 50 \cdot \frac{\min(\rho_{-1} - \rho_0, \rho_1 - \rho_0, \rho_1 - \rho_2)}{(\rho_{-1} + \rho_0 + \rho_1 + \rho_2) \cdot 0.25} & \textit{если} \quad (\rho_{-1} > \rho_0) u (\rho_0 < \rho_1) u (\rho_1 > \rho_2) \\ 0 \quad \textit{иначе} \end{cases} \qquad (14)$$

Константы, входящие в формулы (11) - (14), подбирались при решении модельных задач и работают во всех рассмотренных автором случаях.

1.2 Метод моделирования турбулентности

В разных случаях для CFD расчетов требуются различные методы описания турбулентности. Несмотря на то, что упор в работе делается на вихреразрешение, почти в каждой задаче есть области, где использование RANS необходимо. Типичным начальным приближением для вихреразрешающих расчетов также является RANS решение. В программе реализовано зонное переключение между методами описания турбулентности с явным указанием зон. Наиболее часто используемый вариант - это зоны IDDES.

1.2.1 Базовый метод

В качестве основного метода описания турбулентности выбран IDDES (Improved DDES) [43] на основе модели турбулентности Спаларта-Аллмараса (СА) из-за его универсальности. Он расширяет область применимости DES на расчет присоединенных течений. В основу IDDES положены идеи объединения DDES [54] с другой гибридной RANS-LES моделью, предназначенной для WMLES (“LES с пристеночным моделированием”), и обеспечения автоматического выбора той или иной модели в зависимости от рассматриваемого течения и сетки. Таким образом, в IDDES для отрывных зон реализуется DES, а в присоединенном пограничном слое при наличии турбулентного контента и достаточно мелкой сетки реализуется WMLES, в противном случае реализуется RANS.

1.2.2 Генераторы синтетической турбулентности

Для создания турбулентного контента на входе в IDDES подобласть применяется генератор синтетической турбулентности с объемным источником [49]. При этом необходимая для расчета источника кинетическая энергия турбулентности *k*, отсутствующая в модели SA, определяется с использованием гипотезы Брэдшоу по формуле $k = \tau / (\rho \cdot \sqrt{C_\mu})$, где τ - касательное напряжение, C_μ - эмпирическая константа $k - \varepsilon$ модели турбулентности. Также в модели SA отсутствует размер вихрей, несущих максимальную энергию. Этот масштаб определяется по формуле $l_t = \sqrt{\frac{\tilde{\nu}}{\Omega \cdot \sqrt{C_\mu}}}$, где $\tilde{\nu}$ модифицированная турбулентная вязкость модели SA, а Ω - ротор скорости.

В разделе 5.3.4 будет представлена оригинальная доработка VSTG, важная для решения изложенной там задачи.

1.2.3 Области с занижением масштаба DES

При работе со струями общепринятым инструментом формирования разрешаемой турбулентности на начальном участке слоя смешения является численная турбулизация. Она достигается при помощи многократного уменьшения или полного отбрасывания подсеточных напряжений. В расчетной программе реализованы зоны, использующие версию DES с масштабом Δ_{SLA} , описанную в работе [48].

Глава 2 Исследование и калибровка численного метода на модельных задачах

Получение решения любым вариантом метода LES с неявной фильтрацией очень чувствительно к расчетной схеме. Основой для LES является воспроизведение каскадного переноса энергии при диссипации однородной изотропной турбулентности. Диаметрально отличается от такой турбулентности турбулентность пограничного слоя. Для проверки и калибровки WMLES решений используется задача о развитом турбулентном течении в плоском канале.

2.1 Распад изотропной турбулентности

Рассматривается куб со стороной $2 \cdot \pi \cdot L$, заполненный газом (воздухом) при нормальных условиях (давление p =101325 Па, плотность ρ =1.25 *кг*/м^3, температура T =288.15°K), содержащий N^3 ортогональных одинаковых ячеек. В момент времени t=0 в этом кубе задавалась изотропная турбулентность со спектром кинетической энергии, отвечающим условиям эксперимента, куда входит характерная скорость U , определяющая величину среднеквадратичных отклонений скорости. Значение этой скорости и размерный параметр области (U =30 м/с и L =0.005 м) были подобраны таким образом, чтобы вычисленное по ним число Рейнольдса Re_L =1618. Подсеточная вязкость задавалась согласно модели Смагоринского.

При расчете использовался метод моделирования IDDES SA, который в случае бесконечного расстояния до стенки переходит в LES с подсеточной версией модели SA. Рассматриваемая модельная задача заключается в том, чтобы рассчитать эволюцию спектра турбулентности по времени, используя периодические граничные условия на всех гранях куба. Результаты решения этой задачи в момент времени t=0.87$\cdot \tau_{хар}$, где $\tau_{хар} = L / U$, на сетках с N =32 и N =64 для различных вариантов используемой разностной схемы, представлены на рисунке 2.1.

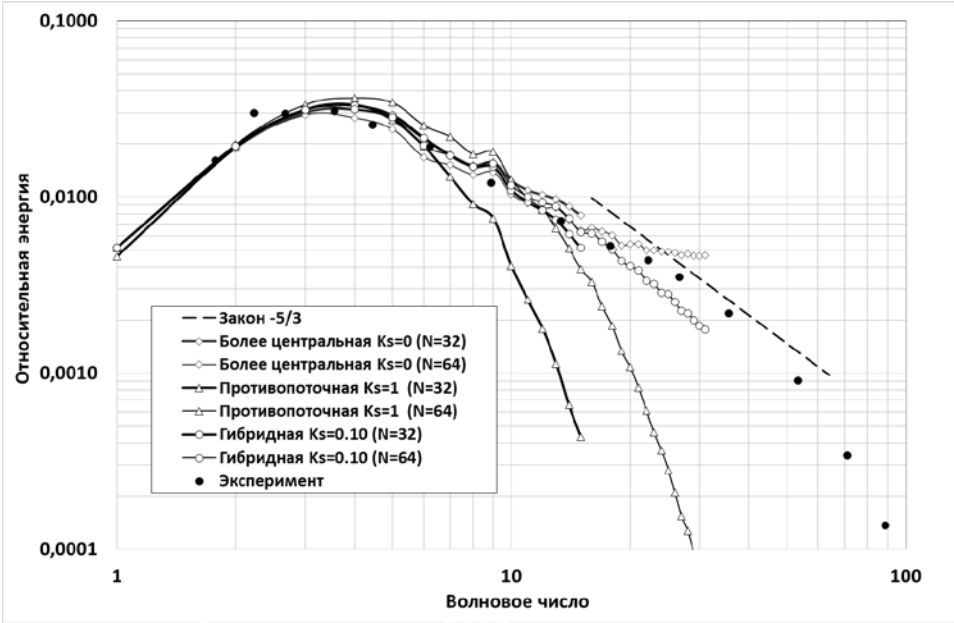


Рисунок 2.1 – Спектр изотропной турбулентности в момент времени t=0.87$\cdot\tau_{хар}$, полученный в настоящей работе с использованием различных вариантов разностной схемы MP5

Из рассмотренных вариантов лучшими свойствами обладает так называемая «гибридная» схема, которая правильно отражает каскадный характер передачи энергии изотропной турбулентности (полученный при N=64 в «инерциальном» диапазоне спектр практически параллелен известному «закону -5/3»), а кривая, отвечающая N=32, повторяя, в значительной степени, предыдущую кривую, просто обрывается при больших масштабах (последняя точка на каждой расчетной кривой отвечает масштабу, равному размеру 2-х ячеек).

2.2 Развитое турбулентное течение в плоском канале

Постановка задачи была взята из работы [55] и с ней же производилось сравнение результатов. Расчетная область $L_x \times L_y \times L_z = 4H \times H \times 1.5H$ изображена на рисунке 2.2.

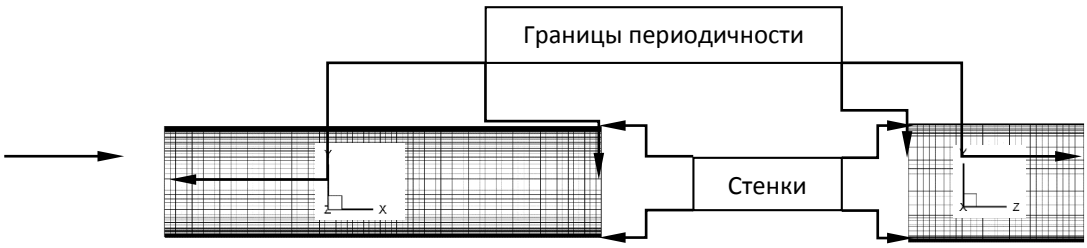


Рисунок 2.2 – Границы расчетной области и сетка

На стенках использовалось условие прилипания и условие отсутствия теплового потока («адиабатичности»); на остальных границах – условие периодичности. Число Рейнольдса $\mathrm{Re}_\tau = 0.5 \cdot H \cdot u_\tau / \nu$, где $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$ в постановке IDDES определяет y+ зоны

перехода от моделирования к разрешению. Для обеспечения течения газа в направлении x с заданным уровнем τ_w задавался объемный источник плотностью $\Delta f_x = 2 \cdot \tau_w / H$, x. Использовалась область с одним направлением неявности от стенок. Шаги сетки Δx и Δz, связанные соотношением $\Delta x = 2 \cdot \Delta z$, были постоянные. К стенкам сетка сгущалась симметрично относительно плоскости $y = H/2$. Размер пристеночной ячейки Δy_1 выбирался из условия $y^+ = u_\tau \cdot \Delta y_1 / \nu = 0.8$, а размеры последующих – увеличивались в геометрической прогрессии с коэффициентом 1.1.

В качестве начального приближения задавался однородный поток с термодинамическими параметрами, отвечающими нормальным условиям, и скоростью $U_{H/2}$, определяемой соотношением $U_{H/2} / u_\tau = 1/0.42 \cdot \ln(9.793 \cdot \mathrm{Re}_\tau)$. Рассматривались режимы течения с Re_τ=400 и 2400, число ячеек для которых было равно $N_x \times N_y \times N_z$ =80×76×60 и 80×110×60 соответственно. При анализе процесса формирования течения в канале использовалось относительное время $\bar{t} = t / t_{хар}$, где $t_{хар} = H / u_\tau$. На рисунке 2.3 показано, что этот, характерный для рассматриваемых значений Re_τ, процесс содержит стадию формирования ламинарных пограничных слоев (до $\bar{t}$ ≅2.5), стадию формирования развитого турбулентного течения(до $\bar{t}$ ≅18) и стадию статистически стационарного течения (при $\bar{t}$ > 18).

Рисунок 2.3 – Средняя продольная скорость в канале, вычисленная как отношение осевого импульса к массе, и мгновенная продольная скорость в канале при y^+ = 70

Приводимые ниже данные получены в интервале 24 < $\bar{t}$ < 30.

На рисунке 2.4 представлены мгновенные изоповерхности Q– критерия с полем осевой компоненты вектора скорости для различных значений Re_τ.

Полученные результаты приведены на рисунке 2.5 и хорошо согласуются с результатами работы [56].

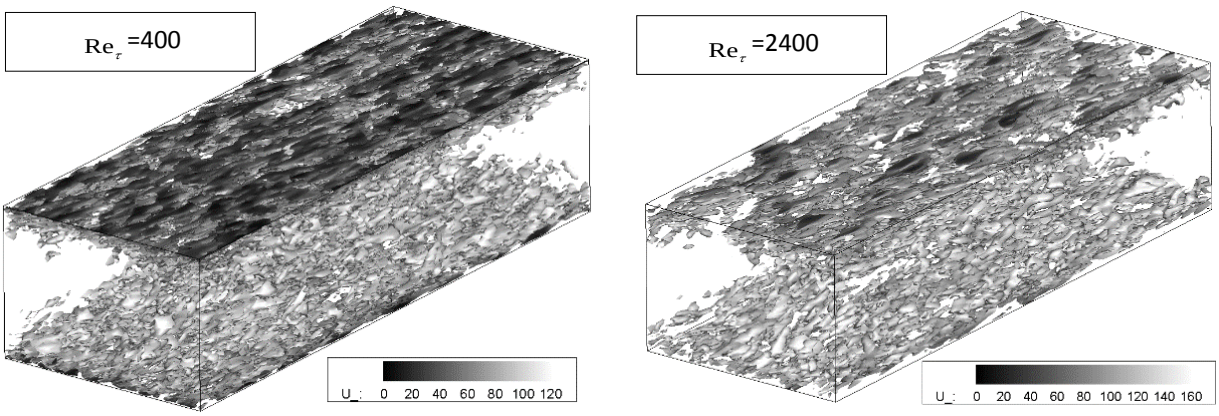


Рисунок 2.4 – Мгновенные изоповерхности Q – критерия с полем осевой компоненты вектора скорости для различных режимов течения

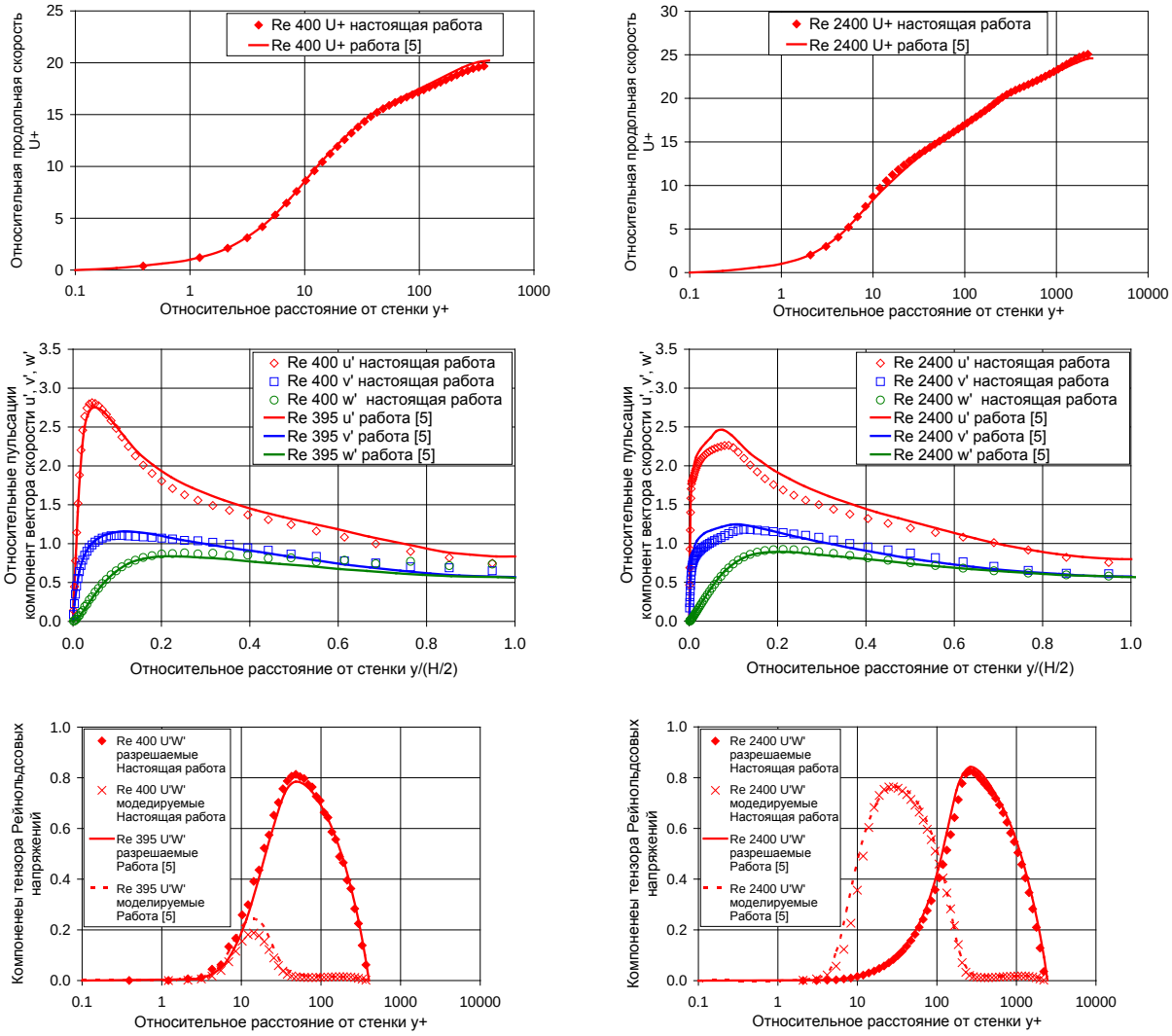


Рисунок 2.5 – Профили осредненной продольной скорости, среднеквадратичных отклонений и ковариаций компонент вектора скорости в канале для различных режимов течения. Сплошными линиями приведены расчетные данные, полученные в работе [56]

Глава 3 Снижение требований к вычислительным ресурсам WMLES расчетов

Рассматривая базовые турбулентные течения, такие как локализованный отрыв, слой смешения, ближний след за телом, начальный участок струи в вихреразрешающей постановке, мы непременно придем к выводу, что на решение влияют турбулентные структуры пограничного слоя вверх по потоку. Иногда пренебрежение этим влиянием не мешает получить целевые результаты. Так обстоят дела в задаче получения шума струи в практически значимом диапазоне частот. WMLES, хотя бы в части пограничного слоя, мог бы сделать постановку задачи более адекватной физическому процессу, однако этот метод почти не применяется расчетчиками. Важной причиной тому является ресурсоемкость WMLES и ее снижение может существенно расширить применение подхода. При этом в погоне за снижением ресурсоемкости нужно сохранить адекватное описание средних параметров и структур из части спектра по масштабам, несущих наибольшую энергию. В текущем разделе предложены и протестированы в WMLES расчетах две модификации, направленные на снижение ресурсоемкости. Один из тестов – акустическая задача.

3.1 Использование пристеночных функций

Предложенный вариант закона стенки является модификацией соотношений (15) из [57].

$$\frac{U \cdot C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2}}{\tau_w/\rho_w} = \begin{cases} y^*, \text{при } y^* \leq 11.225 \\ \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(E \cdot y^*), \text{при } y^* > 11.225 \end{cases}$$
$$y^* = \frac{C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2} \cdot y}{\nu} \tag{15}$$
$$E = 9.793$$

Здесь, k– моделируемая турбулентная энергия в центре пристеночной ячейки, y– расстояние до стенки, κ- константа Кармана, а C_μ – эмпирическая константа модели турбулентности $k - \varepsilon$.

Формула фактически является явной для искомой τ_w, но требует интегрирования модели турбулентности, включая пристеночную ячейку. Характер изменения скорости при приближении к стенке приводит к ошибкам при численном определении производных от неё, поэтому входящий в генерацию модели SA множитель $\tilde{S} \cdot \tilde{\nu}$ нуждается в выражении через τ_w, ρ_w и ν для пристеночной ячейки. Предположив выполнение условий (16) в этой ячейке, записанных с использованием введенных ранее обозначений и обозначений из модели SA работы [58] в виде:

$$\Omega = \frac{\partial U}{\partial y}$$

$$\tau_w = (\nu \cdot \rho_w + \tilde{\nu} \cdot \rho \cdot f_{v1}) \cdot \frac{\partial U}{\partial y} \tag{16}$$

$$\tilde{\nu} \cdot \rho = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \rho_w \cdot \kappa \cdot \ y$$

и расписав выражения для f_{v1} и $\tilde{S}$, можно получить соотношение

$$\tilde{S} \cdot \tilde{\nu} \cdot \ \rho = \tau_w \tag{17}$$

и используя последнее уравнение из (16) и гипотезу Бредшоу, можно получить связь турбулентной вязкости и турбулентной энергии, из которой выражается k

$$\tilde{\nu} = C_\mu^{1/4} \cdot k^{1/2} \cdot \kappa \ \cdot y. \tag{18}$$

Первым тестом для вышеописанного закона стенки стала задача о развитом турбулентном течении в плоском канале, представленная ранее в текущей работе. $Re_\tau(H/2)$ равнялось 2400, а y+, вычисленный по размеру первого сеточного шага по направлению 31 и 58.2. Результаты для RANS и IDDES моделей представлены на рисунках 3.1 – 3.4.

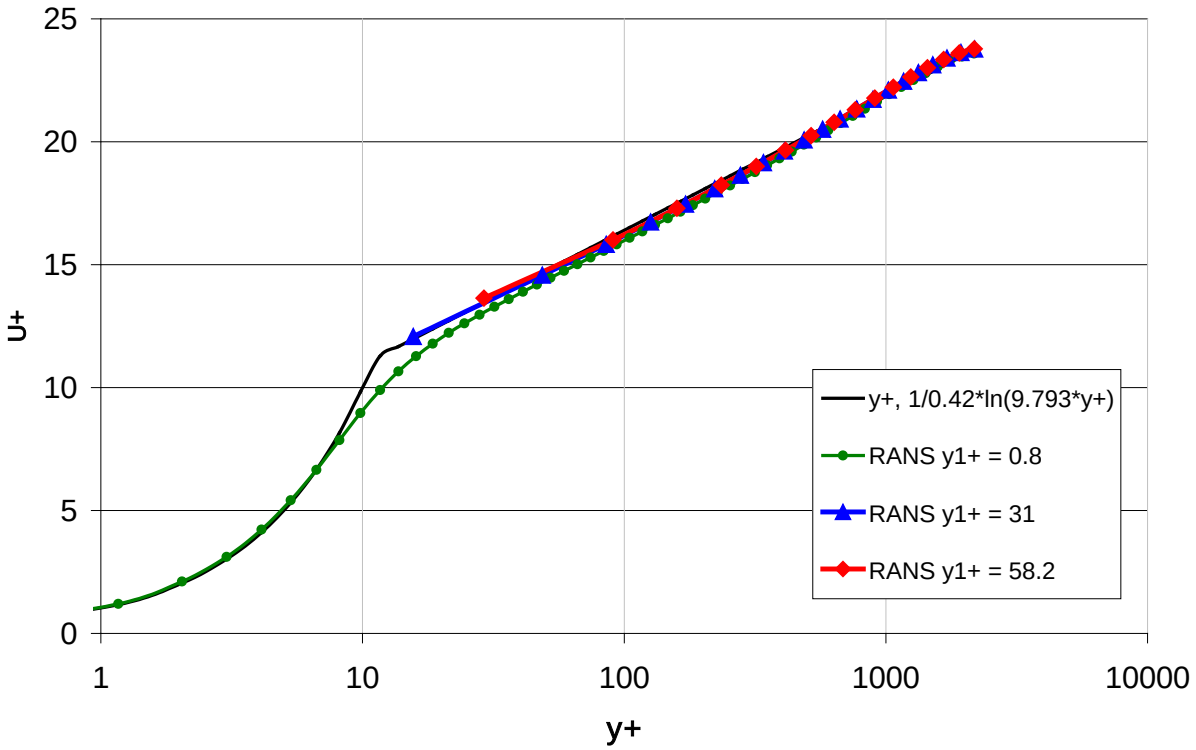


Рисунок 3.1 –Профили продольной скорости по высоте канала (постановка RANS)

Показанные на рисунке 3.1 профили осевой скорости по высоте канала, полученные в постановке RANS, свидетельствуют о том, что:

– величины скорости в первой от стенки ячейке лежат на аналитической кривой для всех рассмотренных значений y_1^+, что говорит о том, что стеночные соотношения выполняются;

– заметного отличия величины скорости во внутренних ячейках канала от значений, отвечающих аналитической кривой, не наблюдается.

Ниже, на рисунках 3.2 – 3.4 представлены результаты расчетов течения в рассматриваемом канале в постановке IDDES.

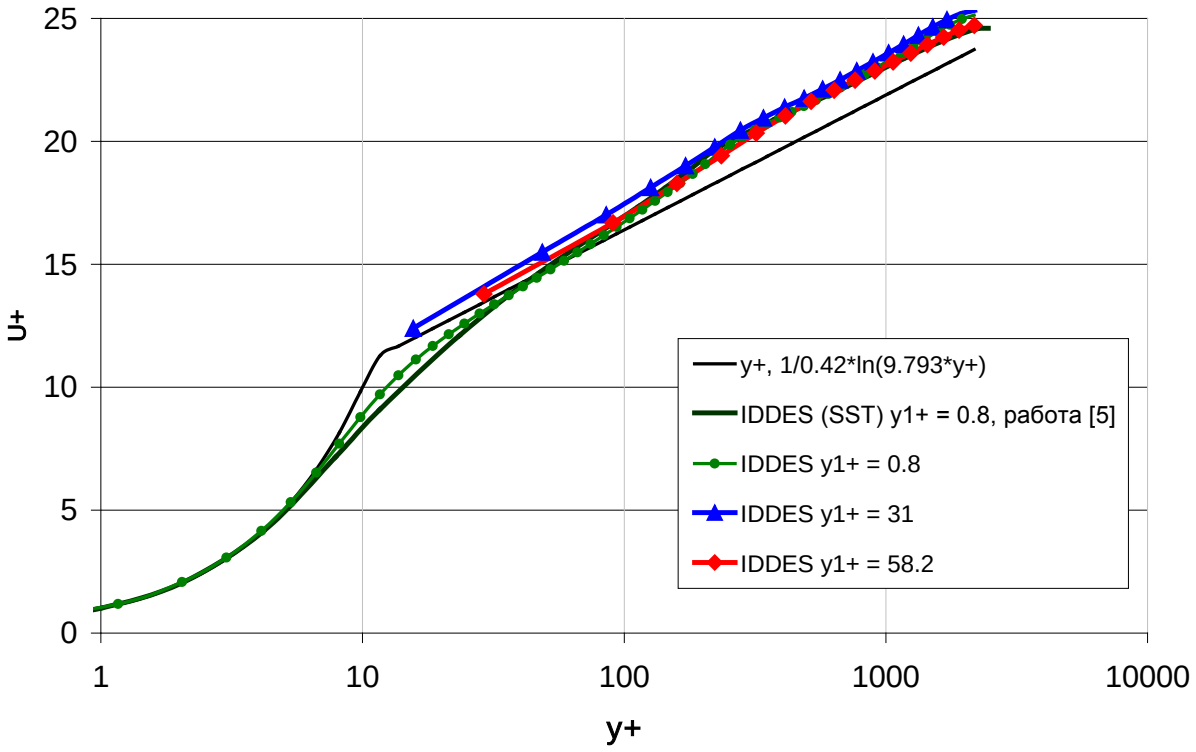


Рисунок 3.2 –Профили продольной скорости по высоте канала (постановка IDDES)

Анализ показанных на рисунке 3.2 профилей осевой скорости по высоте канала позволяет сделать выводы, аналогичные предыдущим, как относительно соответствия численных и аналитических значений скорости в первой от стенки ячейке, так и относительно их отличий во внутренних ячейках канала для разных y_1^+.

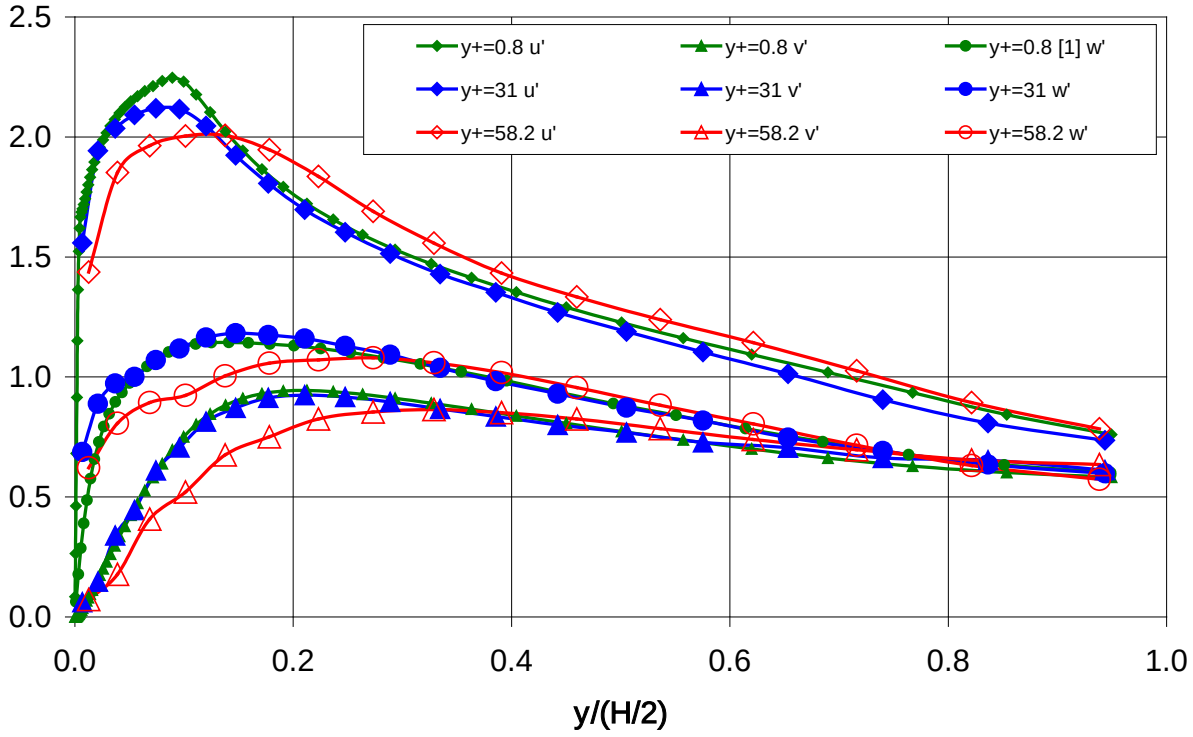


Рисунок – 3.3 Профили пульсации различных компонент вектора скорости в канале (постановка IDDES)

За исключением общего для всех расчетов, включая расчет без функции стенки $y_1^+ = 0.8$ и [56], сдвига на 4-5% скорости в центре канала относительно логарифма и SA решения с $\kappa = 0.42$.

На рисунках 3.3 и 3.4 представлены профили параметров в постановке IDDES для тех же y_1^+.

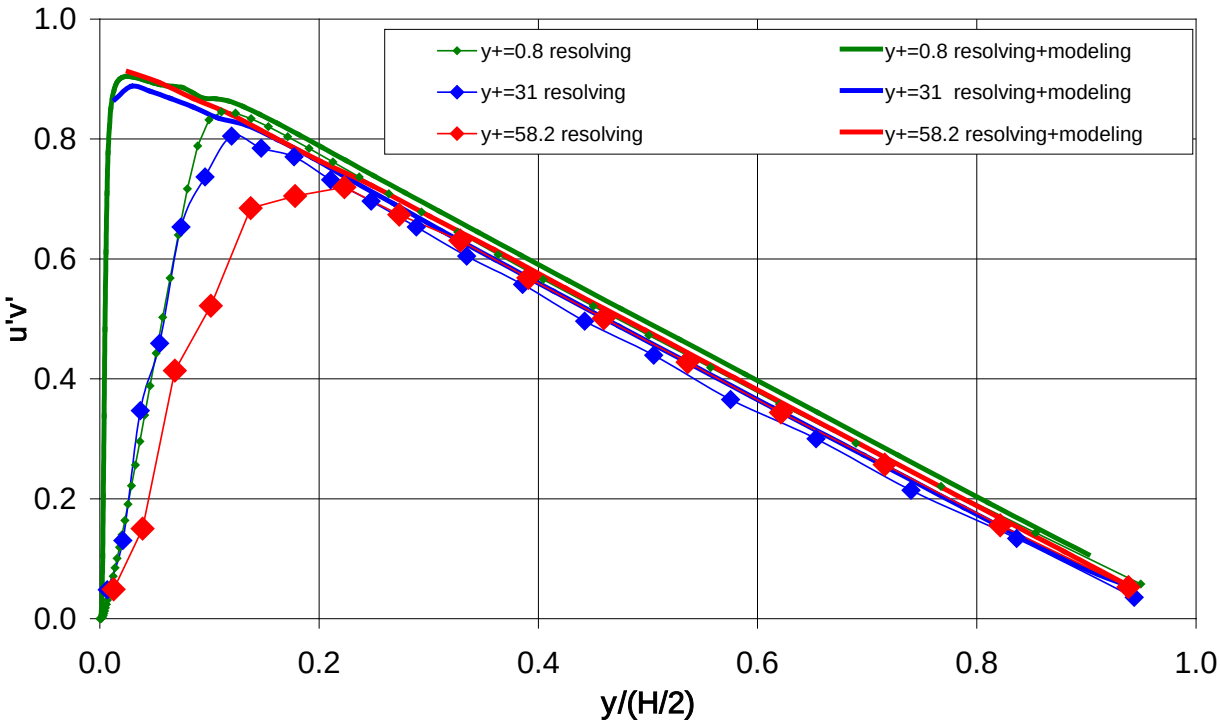


Рисунок 3.4. – Разрешаемые и суммарные компоненты тензора Рейнольдсовых напряжений в канале (постановка IDDES)

Для y_1^+=31 пульсации скорости близки к расчету y_1^+=0.8. Сетка y_1^+=58.2 очень груба, Δy_1 на ней всего вдвое меньше Δz и вчетверо меньше Δx. В этом случае «серая» зона частично попадает даже в первую ячейку и при $y/(H/2)$< 0.3 пульсации v' занижены. В результате этого сильно занижаются разрешаемые напряжения в первых четырёх ячейках, однако суммарные напряжения за счет моделируемой части даже превосходят случай y_1^+=31. За счет такого поведения суммарных напряжений профили средней скорости близки для всех трех сеток. При $y/(H/2)$ > 0.3 отличия между расчетными случаями почти пропадают. Это означает, что даже сетка y_1^+=58.2 адекватно формирует наиболее крупные вихри пограничного слоя, и это важно для практического использования.

Относительно случая без использования закона стенки сетка y_1^+ = 31 позволяет сэкономить вычислительные ресурсы в 2.6 раза, а сетка y_1^+ = 58 в 3.4 раза.

3.2 Увеличение поперечного шага сетки до уровня продольного в WMLES

В работе [43] даны рекомендации по соотношению тангенциальных шагов при WMLES расчетах. Шаг сетки вдоль стенки ортогонально направлению течения рекомендуется брать вдвое меньше, чем по течению, то есть $\Delta x/\Delta z$=2.

Вихри пограничного слоя вытянуты по потоку и рекомендованная сетка к ним адаптирована. Однако следует вспомнить, что WMLES в пограничном слое ценен не сам по себе, а как часть более сложной задачи. При удалении от стенки форма вихрей быстро

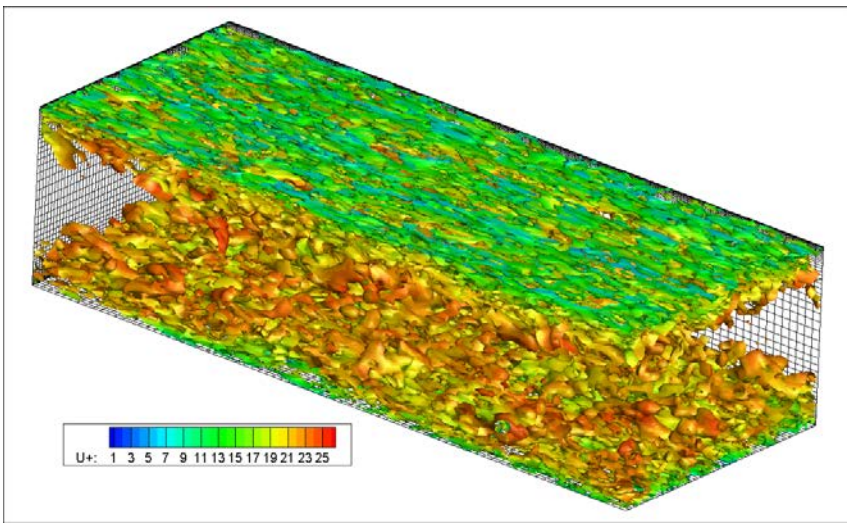
изменяется. В рамках рассматриваемой расчетной схемы сеточное направление вдоль оси z обычно явное, так что измельчение шага по нему приводит также и к уменьшению шага по времени. Вышеизложенные соображения стали мотивом для проверочного расчета с $\Delta z = \Delta x$, его результаты представлены на рисунке 3.5.

Из сопоставления полей можно увидеть, что сетка с увеличенным до уровня Δx шагом Δz ($\Delta x/\Delta$z=1) гораздо хуже разрешает мелкие структуры. Понятно, что это сказывается и на разрешаемых напряжениях: так, заданное напряжение на стенке в расчете $\Delta x/\Delta$z=1 создается потоком со скоростью на 9% больше в центре канала. Это можно увидеть, сопоставив зеленую и красную кривые рисунка 3.6. Улучшить ситуацию может модификация формул IDDES в сторону более далекого от стенки перехода к LES. IDDES особым образом рассматривает только шаги по направлению к стенке, и изменение Δz не влияет на них, зато влияет на разрешающую способность схемы на сетке. На положение зоны переключения («серой» зоны) со стороны сетки влияет функция $\alpha = 0.25 - d_w/h_{max}$, входящая в $f_{step} = min[2 \cdot \exp(-9 \cdot \alpha^2), 1]$ [43]; здесь d_w - расстояние до стенки, а h_{max} - максимальный локальный шаг сетки.

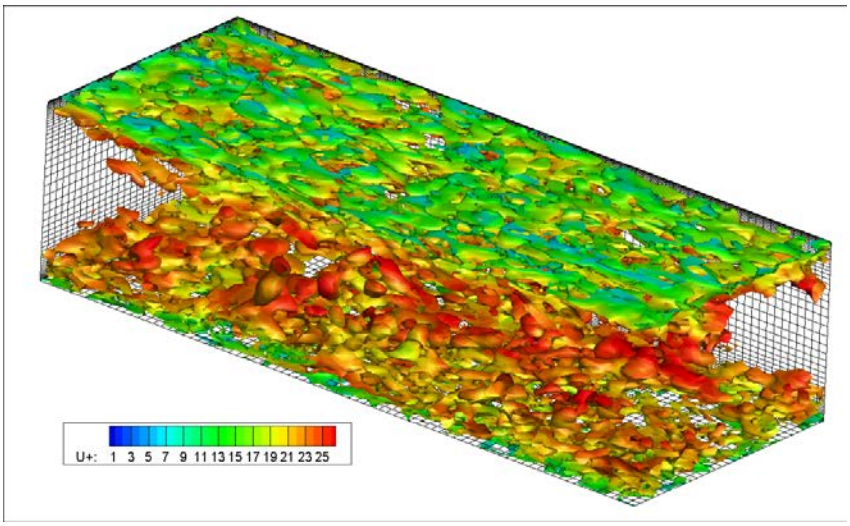
Заменив формулу для α на выражение (19), мы учтем соотношение $\Delta x/\Delta z$ (причем в случае $\Delta x/\Delta$z=2 значение α не изменится), реализовав исходный IDDES на рекомендованной сетке. Если же $\Delta x/\Delta$z=1, то поведение модифицированной α повторит поведение исходной в $\sqrt{2}$ раз дальше от стенки.

$$\alpha = 0.25 - \frac{d_w}{h_{\max} / \min(1, \frac{h_{\max}}{\sqrt{2 \cdot \Delta x \cdot \Delta z}})}. \tag{19}$$

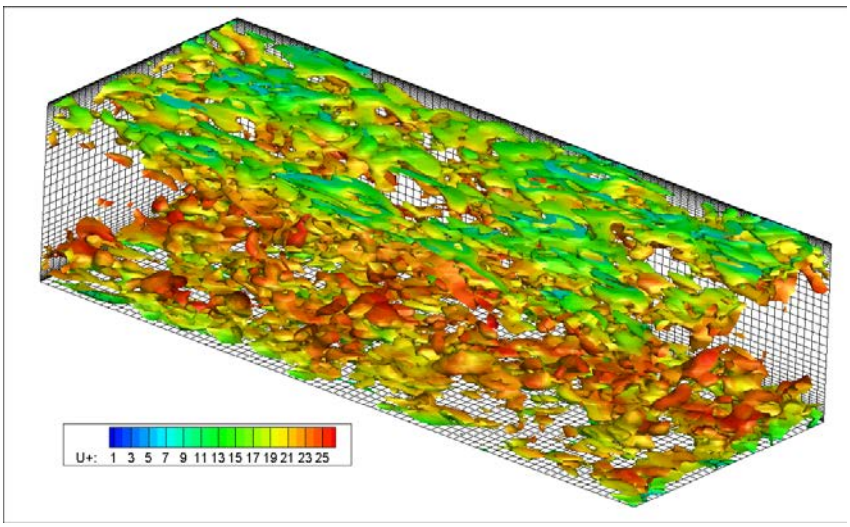
Влияние замены на результат можно понять из анализа рисунков 3.5б и 3.5в и графиков 3.6, 3.7. Мелкие «недоразрешаемые» структуры около стенок исчезают, поскольку в случае модифицированного α они попадают в зону пристеночного моделирования.



(а) Δx/Δz = 2



(б) Δx/Δz = 1



(в) Δx/Δz = 1 $mod(\alpha)$

Рисунок 3.5 – Сравнение полей относительной продольной скорости U^+на изоповерхностях Q – критерия на сетках с разными отношениям шагов $\Delta x/\Delta$z при разных формулах для функции α

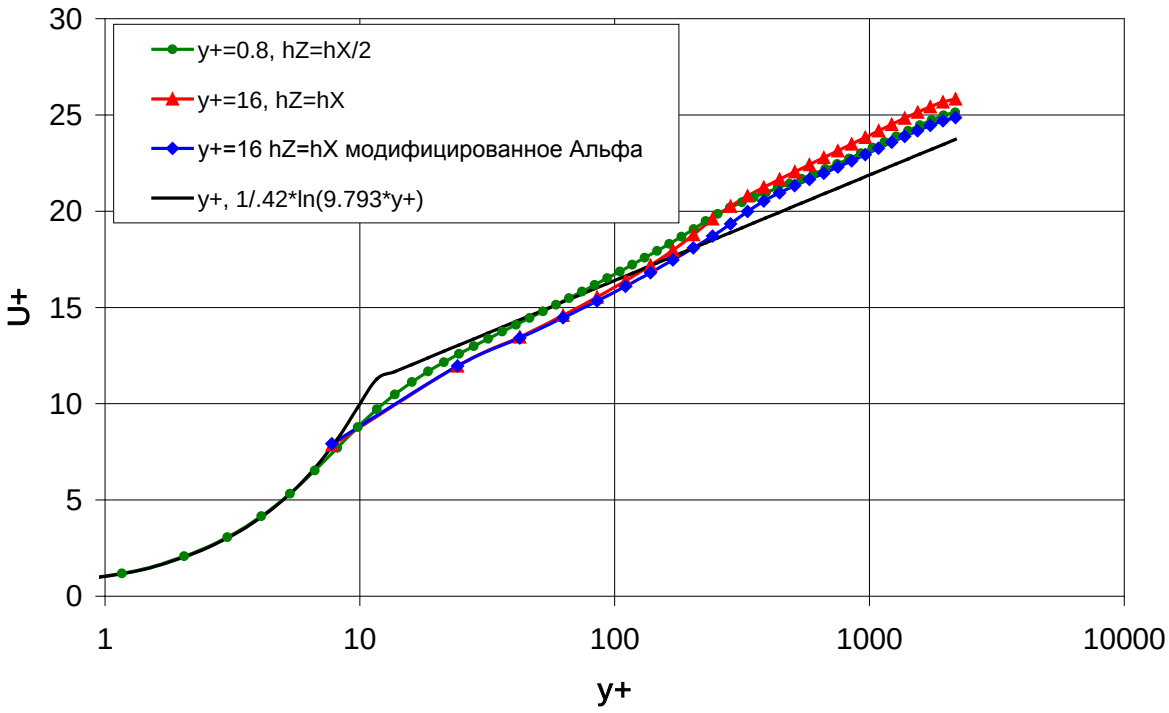


Рисунок 3.6 – Сравнение профилей относительной продольной скорости U^+ по высоте канала, полученных на сетках с разным отношением шагов $\Delta x/\Delta z$ с исходной и модифицированной формулой для функции α

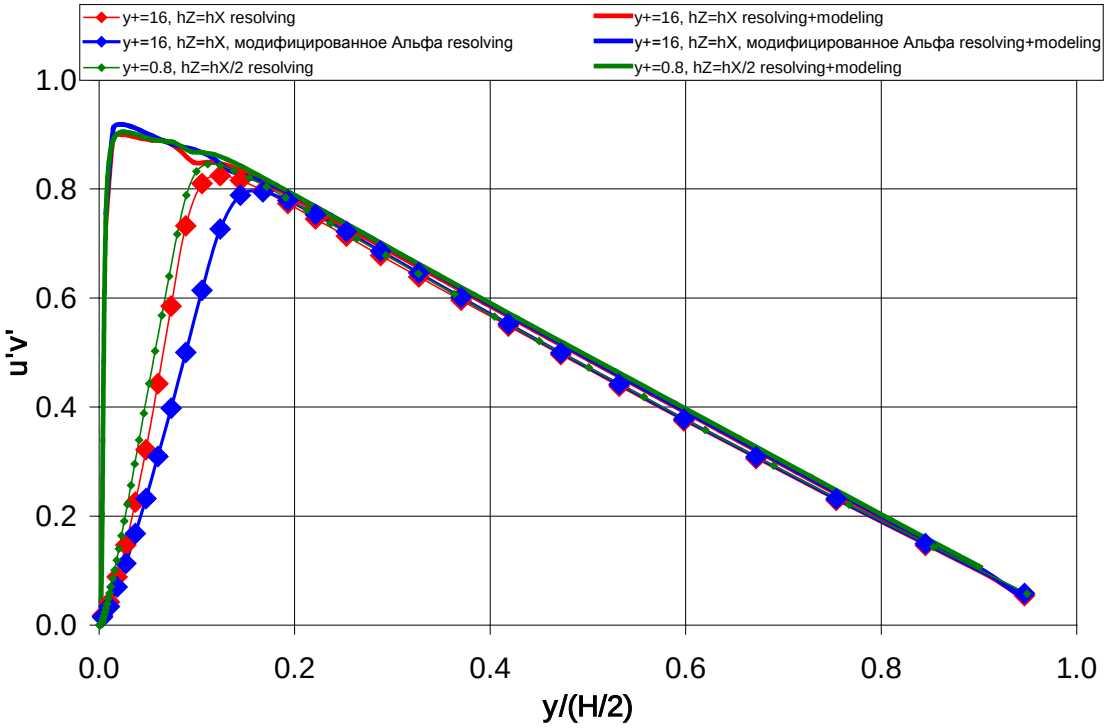


Рисунок 3.7 – Сравнение профилей разрешаемой и суммарной компонент тензора Рейнольдсовых напряжений, полученных на сетках с разным отношением шагов $\Delta x/\Delta z$ с исходной и модифицированной формулой для функции α

Отличие средней скорости в середине канала падает от исходного значения при $\Delta x/\Delta z$=1 примерно в 2 раза. На рисунке 3.7 видно, что разрешаемые напряжения по расстоянию от стенки нарастают позже в случае модифицированного α, что компенсируется более поздним падением моделируемых напряжений.

Дальнейшие расчеты проводились с модифицированным α.

Экономия вычислительных ресурсов от увеличения шага направления Δz вдвое до Δx составляет 3 раза. 2 раза за счет размера сетки и 1.5 раза за счет увеличения шага по времени.

Глава 4 Тестирование разработанного численного метода на примерах решения модельных задач

Акустические задачи с существенной зависимостью от вихреразрешения в пограничном слое являются наиболее сложными, поэтому две из (скольких?) модельных задач посвящены шуму задней кромки профиля NACA0012. Способность метода формировать шум струи с использованием численной турбулизации около среза проверяется на задачах о струях главы 4.

4.1 Шум задней кромки профиля NACA0012 при нулевом угле атаки и турбулентном обтекании $Re_c = 10^6$

Рассматриваемая задача – хороший тест для WMLES, потому что широкополосный спектр крупных вихрей пограничного слоя напрямую влияет на формирование широкополосного шума задней кромки. Сложна она тем, что экспериментальный шум невелик, а пульсации давления внутри пограничного слоя всего на два порядка уступают скоростному напору. Синтетические генераторы турбулентности и схема (в том числе и с учетом модификаций главы 3) не должны порождать когерентных структур. Любой привнесенный масштаб может вылиться тоном с интенсивностью много больше истинного шума.

Экспериментальные и расчетные условия таковы: при нормальных условиях в набегающем потоке с углом атаки 0 и скоростью 70м/с обтекается профиль NACA0012 с хордой c = 0.207м и затуплением задней кромки d=0.42мм. Re_c в этом случае составляет 10^6. В расчете использовался слой по размаху толщиной 0.2c с условиями периодичности. Расчет проводился в рамках зонного подхода, на 55% хорды был организован вход в LES область с STG генерацией, описанной в разделе 1.2.2. Задача решалась на трех сетках для проверки модификаций главы 3. Отличия сеток собраны в таблице 4.1, где δ – толщина пограничного слоя на 55% хорды.

Таблица 4.1 – Различающиеся параметры расчетных сеток

Сетка	$\delta/\Delta x$	$\delta/\Delta z$	Δy_1^+	Кол-во ячеек	Примечание
1	6	12	0.8	$1.21 \cdot 10^7$	Вычислительные затраты 1
2	6	12	30	$7.6 \cdot 10^6$	Вычислительные затраты 0.63
3	6	6	30	$3.8 \cdot 10^6$	Вычислительные затраты 0.21

На хорду приходилось 300 равномерных ячеек. За профилем шаг сохранялся примерно ¼ хорды, потом быстро нарастал. По размаху сетка была равномерной, а по направлению от стенки – нарастающей с отношением 1.1. Рисунок 4.1 иллюстрирует влияние сетки на картину течения. Мгновенные поля для сеток 1 и 2 очень похожи. Для сетки 3 вихревые структуры получились несколько растянуты по размаху. Как и в разделе 3.2, загрубение сетки в направлении размаха влияет на разрешающую способность.

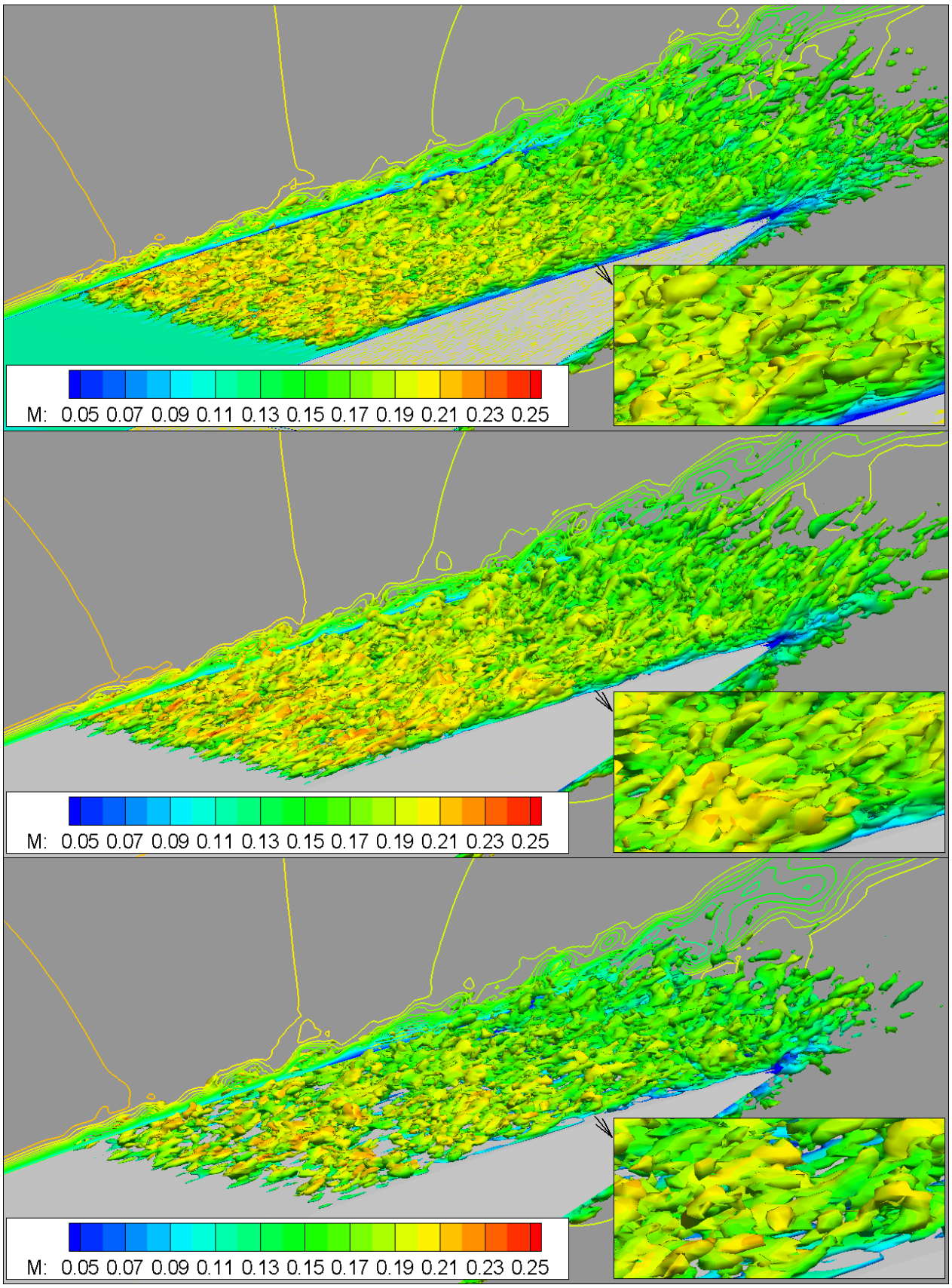


Рисунок 4.1 – Мгновенная картина течения. Q– критерий с заливкой числом Маха и изолинии числа Маха для сеток 1-3 последовательно (сверху – вниз)

Длина выборки для расчета средних величин, разрешаемых компонентов тензора Рейнольдсовых напряжений и шума в дальнем поле составила 0.06 секунды для каждого из

расчетных случаев. Для расчета шума использовалась контрольная поверхность на расстоянии 8% хорды от профиля. Все три сетки дают схожие результаты, как по средней осевой скорости, так и по компоненте разрешаемого тензора Рейнольдсовых напряжений u'v', что можно увидеть по рисунку 4.2.

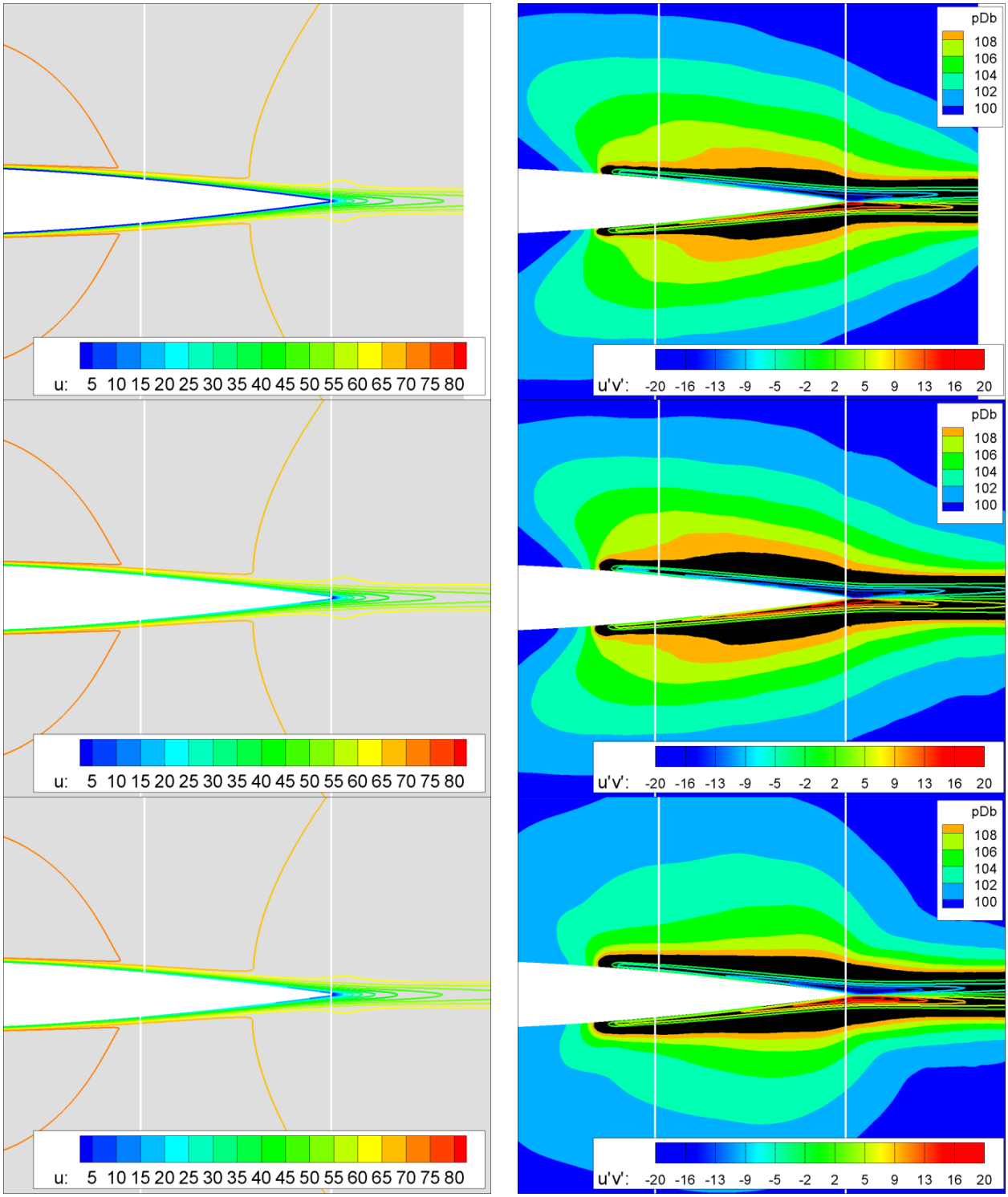


Рисунок 4.2 – Средняя осевая скорость (слева, разрешаемая компонента тензора Рейнольдсовых напряжений и шум в ближнем поле (справа) для сеток 1-3 последовательно (сверху – вниз)

Но можно заметить, что сетка 3 дает несколько отличное поле акустического давления (заливка правой нижней части рисунка 4.2).

По полям множества частот в преобразовании Фурье можно судить о том, что именно задняя кромка является основным источником шума. Некоторые действительные части этих полей приведены на рисунке 4.3.

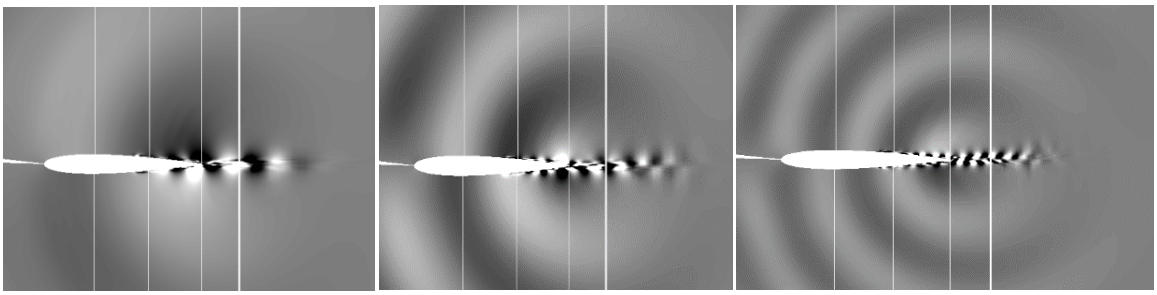


Рисунок 4.3 Поля действительной части коэффициентов Фурье от давления для частот 800Гц, 1700Гц и 3000Гц на сетке 1

Зависимость решения от сеток лучше всего видна на рисунке 4.4.

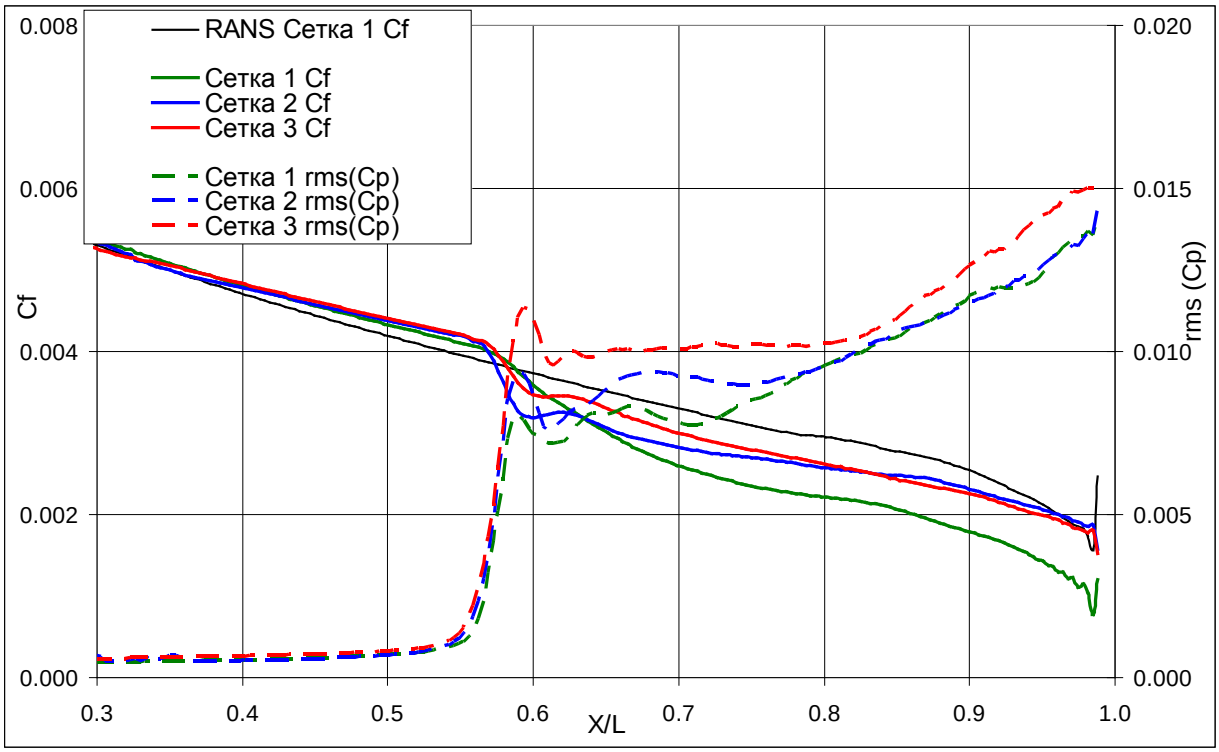


Рисунок 4.4 – Средние коэффициенты трения и среднеквадратичное отклонение коэффициента давления на стенке вдоль хорды

В коэффициенте трения ближе всего к RANS расположилась сетка 3, далее сетка 2. Для этих расчетов большую роль играют моделируемые напряжения на основе RANS. RMS(Cp) не имеет заброса в зоне VSTG на сетках 1 и 2, а на сетке 3 заброс составляет около

15% относительно уровня задней кромки. Сам уровень RMS(Cp) сетки 3 на задней кромке также выше на 10-15% относительно уровней сеток 1 и 2.

Спектр шума в дальнем поле демонстрирует туже тенденцию (смотреть рисунок 4.5).

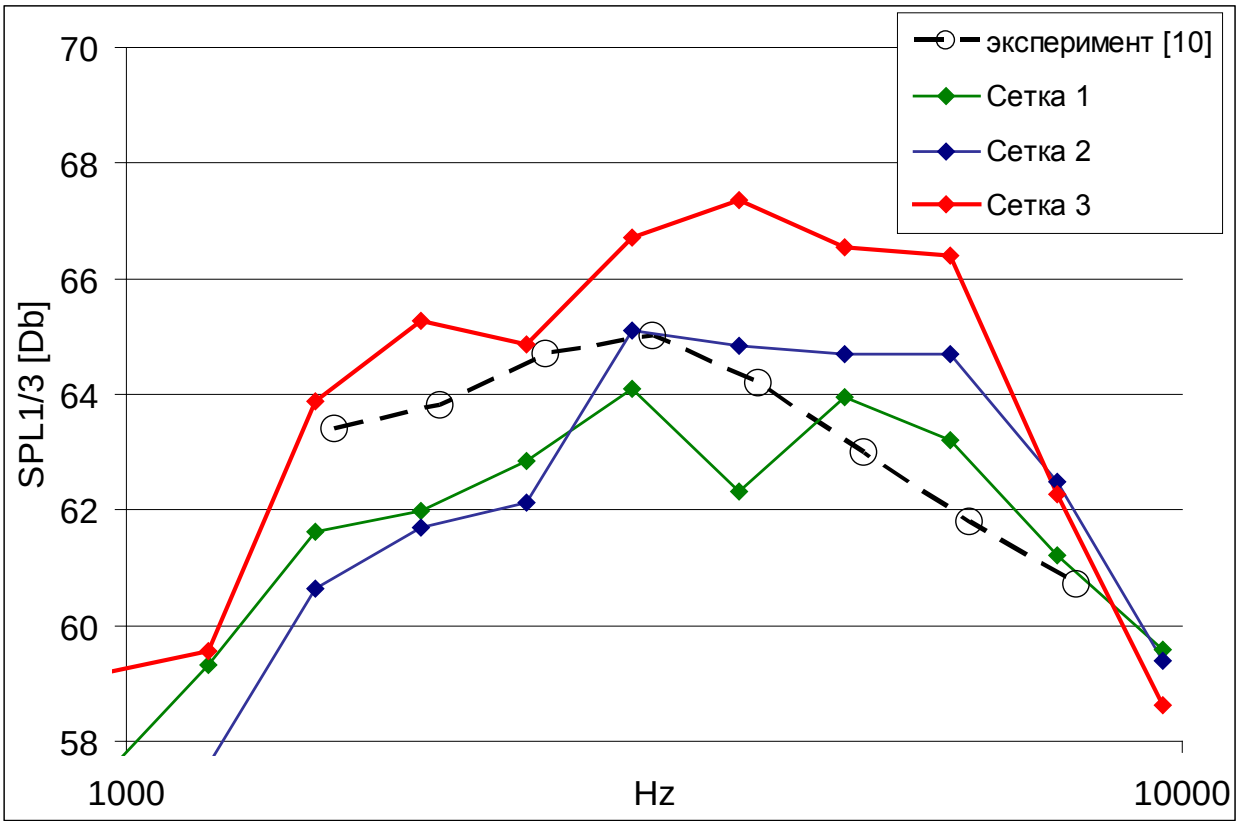


Рисунок 4.5 – Третьоктавный спектр шума на расстоянии 1м над задней кромкой

Сетки 1 и 2 дают слабо отличающиеся между собой спектры, с отличием от эксперимента на 2-2.5dB. Третья сетка даёт спектр регулярно завышенный относительно второй на 2-3dB и отличие этого спектра от экспериментального превосходит 4dB в одной из точек.

4.2 Течение около профиля NACA0012 при нулевом угле атаки $Re_c = 2\ 10^5$, турбулизация в отрыве ламинарного пограничного слоя

Турбулизация в отрыве ламинарного пограничного слоя не позволяет применить пристенное моделирование (WMLES), вследствие чего необходимо описывать вихри порядка толщины ламинарного пограничного слоя. Вряд ли можно предложить хороший способ вычисления подсеточных напряжений для такого случая. Для правильного выбора сеточных шагов и учета подсеточных напряжений была решена модельная задача о развитом турбулентном течении в плоском канале при $Re_\tau = 400$ в постановке ILES (случай отбрасывания подсеточных напряжений). Сравнение результатов с результатами

постановки IDDES для этой задачи (раздел 2.2) и результатами DNS расчетов [59] приведены на рисунке 4.6.

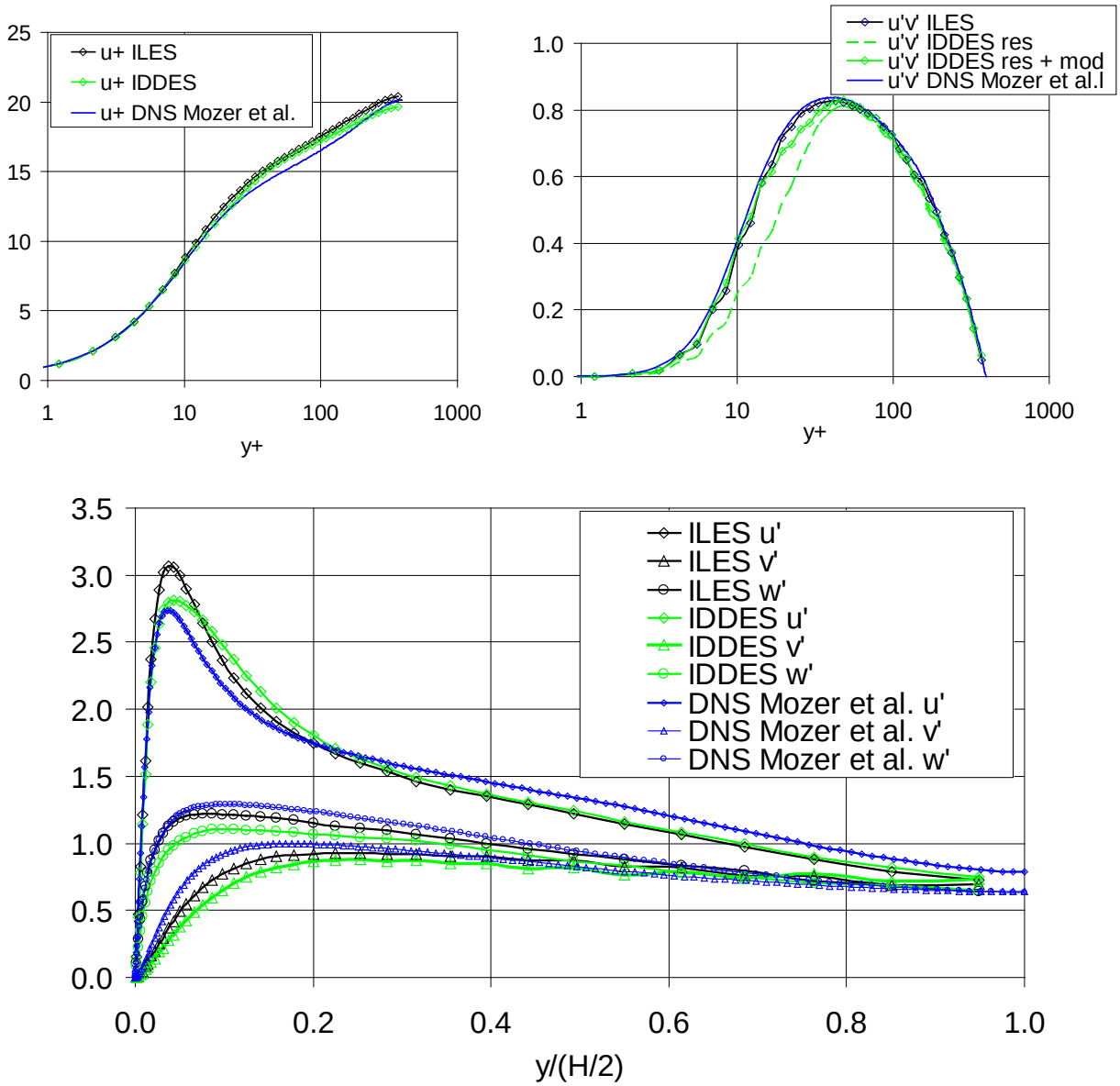


Рисунок 4.6 – Сравнение профилей осредненной продольной скорости, среднеквадратичных отклонений и ковариаций компонент вектора скорости в канале

Из сравнения результатов можно увидеть, что если $\Delta x+$, $\Delta y+$ и $\Delta z+$ = 40, 1 и 20 соответственно, то моделируемая часть напряжений уже не оказывает существенного вклада и получаемые параметры близки к параметрам DNS [60]. Для воспроизведения турбулизации в отрыве пограничного слоя на профиле NACA0012 были выбраны сетка, соответствующая сетке канала при Re_τ = 400 и IDDES для подсеточных напряжений. Толщина слоя по размаху составила 1/3 хорды. Набегающий поток соответствовал нормальным условиям и числу Маха 0.2.

На рисунке 4.7 изображена мгновенная картина течения.

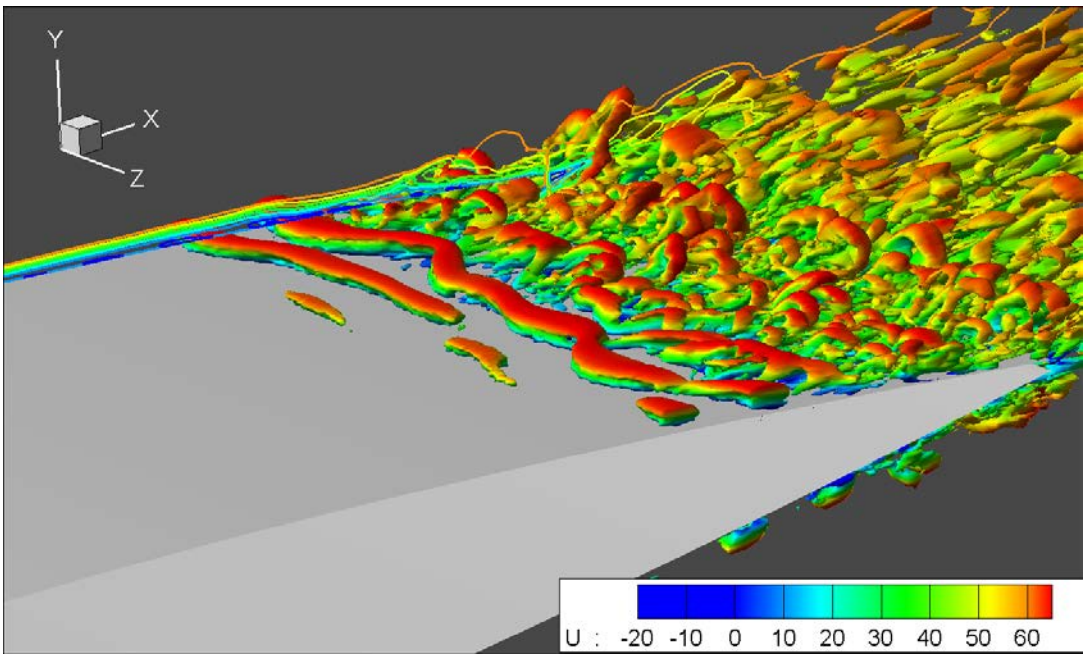


Рисунок 4.7 – Мгновенная картина течения. Изоповерхность Q-критерия с заливкой осевой скорости и изолинии осевой скорости на поверхности периодичности

На рисунке 4.8 приведены поля средней скорости и ее среднеквадратичных пульсаций, длина временной выборки составила 0.012 секунд или 19.5 хорд, деленных на скорость набегающего потока. Стрелками обозначены начало и конец зоны противотока средней скорости.

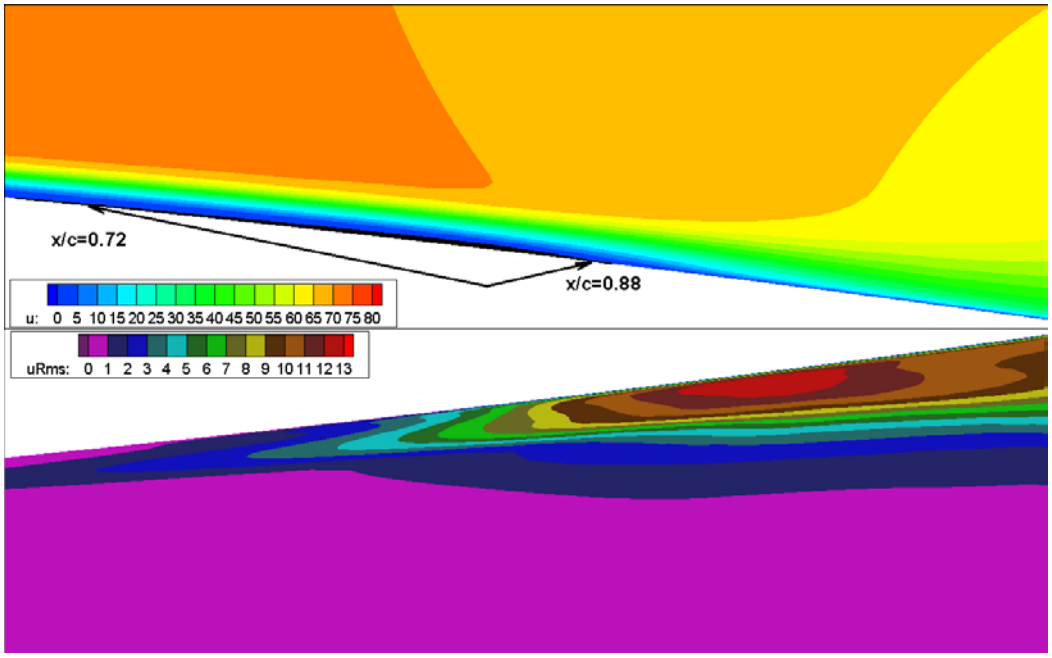


Рисунок 4.8 – Средняя осевая скорость (сверху) и ее среднеквадратичные отклонения (снизу)

Полученные результаты в пристеночной области и в следе сравнивались с данными работы [51]. Сопоставление в пристенной области приведены на рисунке 4.9.

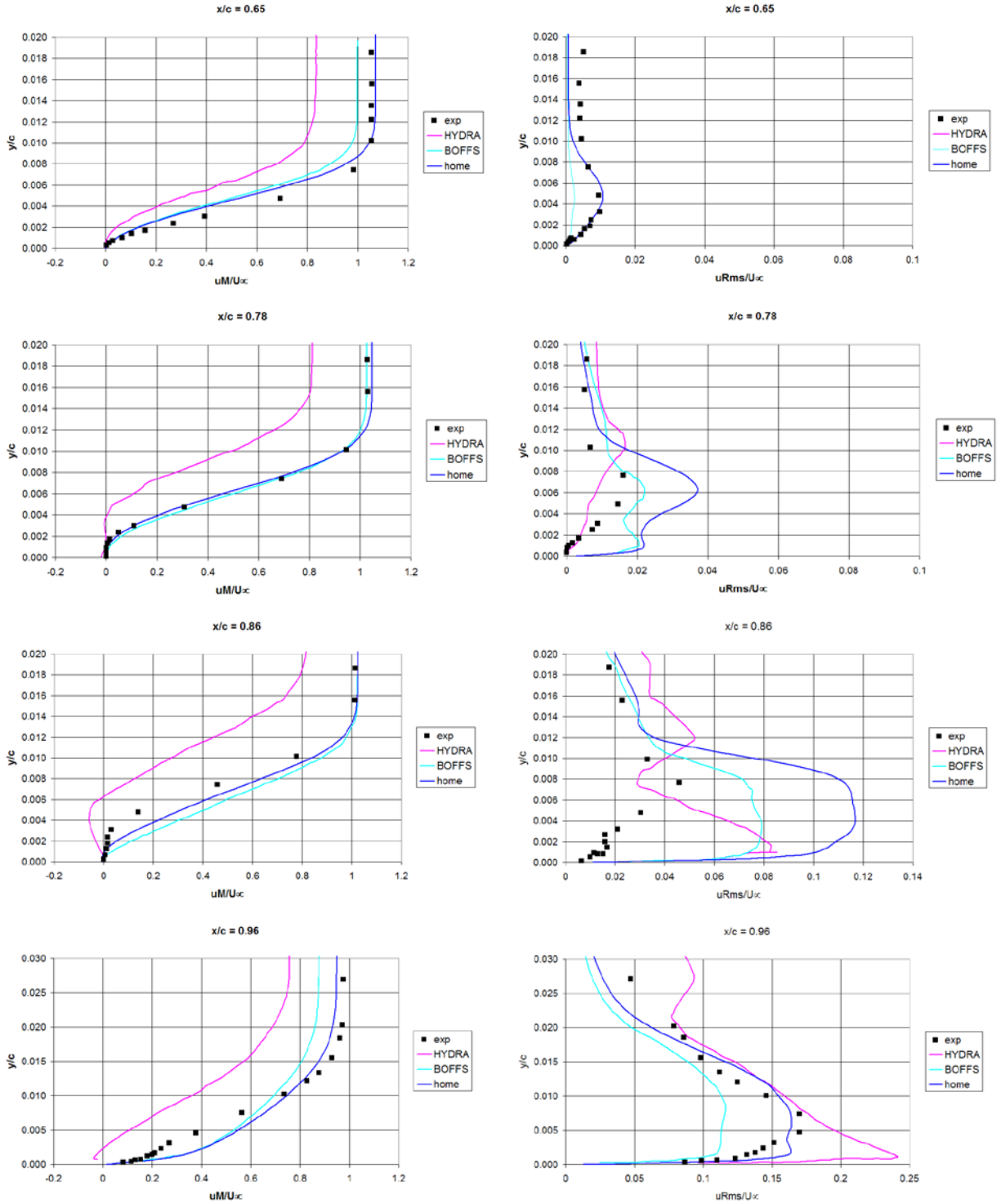


Рисунок 4.9 – Сопоставление профилей осевой скорости и ее среднеквадратичных отклонений с экспериментальными и расчетными данными работы [51]. home - данные текущей работы; exp – экспериментальные; HYDRA и BOFFS - названия расчетных программ

По профилю осредненной скорости, а, следовательно, и по размерам зоны противотока средней скорости, удалось воспроизвести эксперимент лучше других расчетных программ. Что касается пульсаций, то после прилипания слоя x/c = 0.96 профиль

текущей работы тоже лучше других воспроизводит эксперимент. Для x/c = 0.78 и 0.86 профиль по форме повторяет профиль кода BOFFS, превосходя его в 1.5 раза по максимуму. В какой-то мере это отличие можно объяснить тем, что в коде BOFFS задача рассматривалась в несжимаемой постановке.

В работе [61] исследовался шум в дальнем поле, генерируемый профилем NACA0012 при таком (?) режиме обтекания. И даются формулы масштабирования третьоктавного спектра: $Scaled_SPL_{1/3} = SPL_{1/3} - 10 \cdot \log(M^5 \cdot \frac{\delta \cdot L}{r_e^2})$, $St' = \frac{f \cdot \delta}{U}$, где δ – толщина пограничного слоя у задней кромки, r_e расстояние до точки наблюдения, L - размах, U и M скорость и Mах набегающего потока. Расчетный спектр был посчитан по временной выборке 0.012 секунды и контрольной поверхности, проходящей на расстоянии 10% хорды от поверхности профиля и отмасштабирован к условию эксперимента, согласно данным таблицы 4.2 и формуле, приведенной выше.

Таблица 4.2 – Сопоставление расчетных и экспериментальных данных

Параметр	Расчет	Эксперимент	Коррекция (дБ)	Коррекция (Гц)
Хорда, м	0.042429	0.0508		
Скорость, м/с	68.058	71.3		1.047636
Размах L, м	0.014286	0.46	15.08 – 30.16	
Толщина пограничного слоя, м	0.001485	0.001652	0.46	0.898974
Число Маха	0.2	0.2095	1.01	
Суммарная коррекция			16.55-31.63	0.941797

Диапазон в коррекции SPL объясняется поправкой, описанной в работе [62]. В ней уточняется, что поправка, связанная с неравенством размахов может меняться от принятых $10 \cdot \log\left(\frac{L_{\exp}}{L_{calc}}\right)$ до $20 \cdot \log\left(\frac{L_{\exp}}{L_{calc}}\right)$ в зависимости от длины когерентности пульсаций по размаху на поверхности тела. На рисунке 4.10 изображены третьоктавный спектр и карта когерентности. По верхней части рисунка видно, что для частот в районе тонального пика длина когерентности превосходит расчетный полуразмах. Для этих частот поправка размаха $10 \cdot \log\left(\frac{L_{\exp}}{L_{calc}}\right)$ может быть заниженной, и рисунок 4.10 содержит штриховой график, представляющий оценку сверху для SPL.

Турбулизация в отрыве ламинарного пограничного слоя типична для лопаток компрессора. Столь хорошее воспроизведение сложного течения открывает возможности

для формирования моделей турбулизации в отрыве пограничного слоя на основе расчетов, близких к DNS.

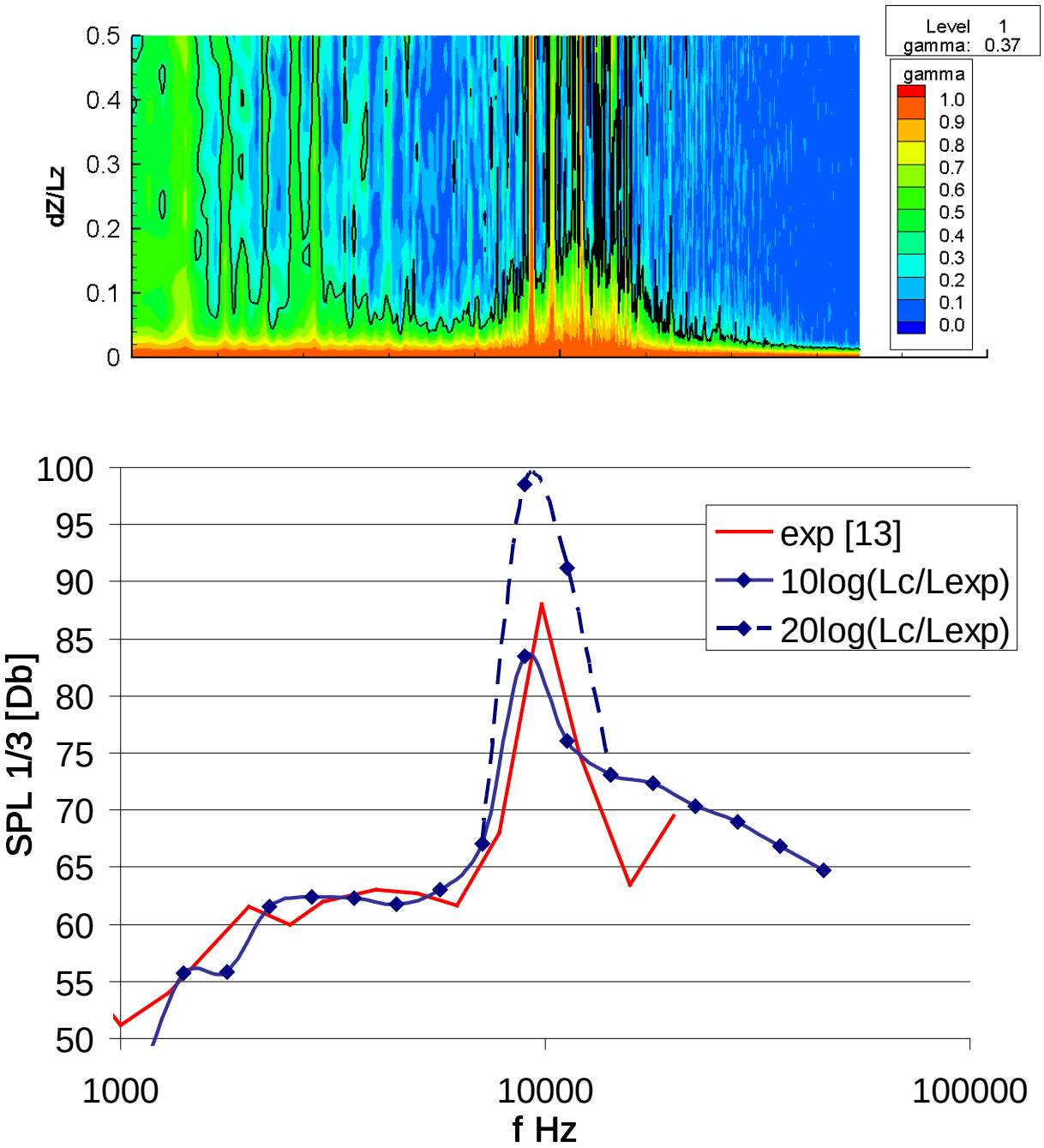


Рисунок 4.10 – Третьоктавный спектр в сравнении с экспериментом и карта когерентности

4.3 Круглая дозвуковая струя

Валидационный расчет круглой дозвуковой струи проводился в сопоставлении с данными работы [47] на двух сетках из этой работы, при нормальных условиях и перепаде давления, обеспечивающем M=0.9 на срезе сопла. Параметры взятых из работы сеток приведены в таблице 4.3 и нормированы на диаметр сопла D=0.06223 м.

Для X < 1.5D использовалась зона уменьшенного масштаба DES, о которой говорилось в 1.2.3. Из-за применения неявности только по направлению радиуса шаг по времени получился меньше, чем в работе [47] для сетки 1 в 6 раз, а для сетки 3 в 3 раза. Однако шаг по времени не требует итераций, линейная система решается точно. А для большинства ячеек k_n из раздела 1.1.3 вовсе равен 0 (к ним относятся все ячейки X>.75D), что обеспечивает минимум вычислительных затрат и третий порядок по времени.

Таблица 4.3 – Параметры расчетных сеток, взятых из работы [47]

	Grid 1	**Grid 3**
Outer block size N_x N_r N_φ	308x81x64	515x101x160
Total cells count	1.6M	8.4M
Dx at nozzle exit	0.011	0.008
Average Dx for 0<x<4	0.033	0.022
Average Dx for 4<x<10	0.11	0.055
Min Dr in shear layer	0.003	0.0025
R*Df in shear layer	0.05	0.02
Time step, D_tU_j/D ([15] / (this work)	0.02/0.00335	0.006/0.00195

Для расчета шума в дальнем поле использовалась контрольная поверхность с осреднением по 3-м замыкающим дискам и временная выборка TU_j/D = 3000, что составляло примерно 150000 итераций. Как и в работе [47], в преобразовании Фурье использовалась оконная функция Tukey 12.5%. На рисунке 4.11 представлена мгновенная картина течения.

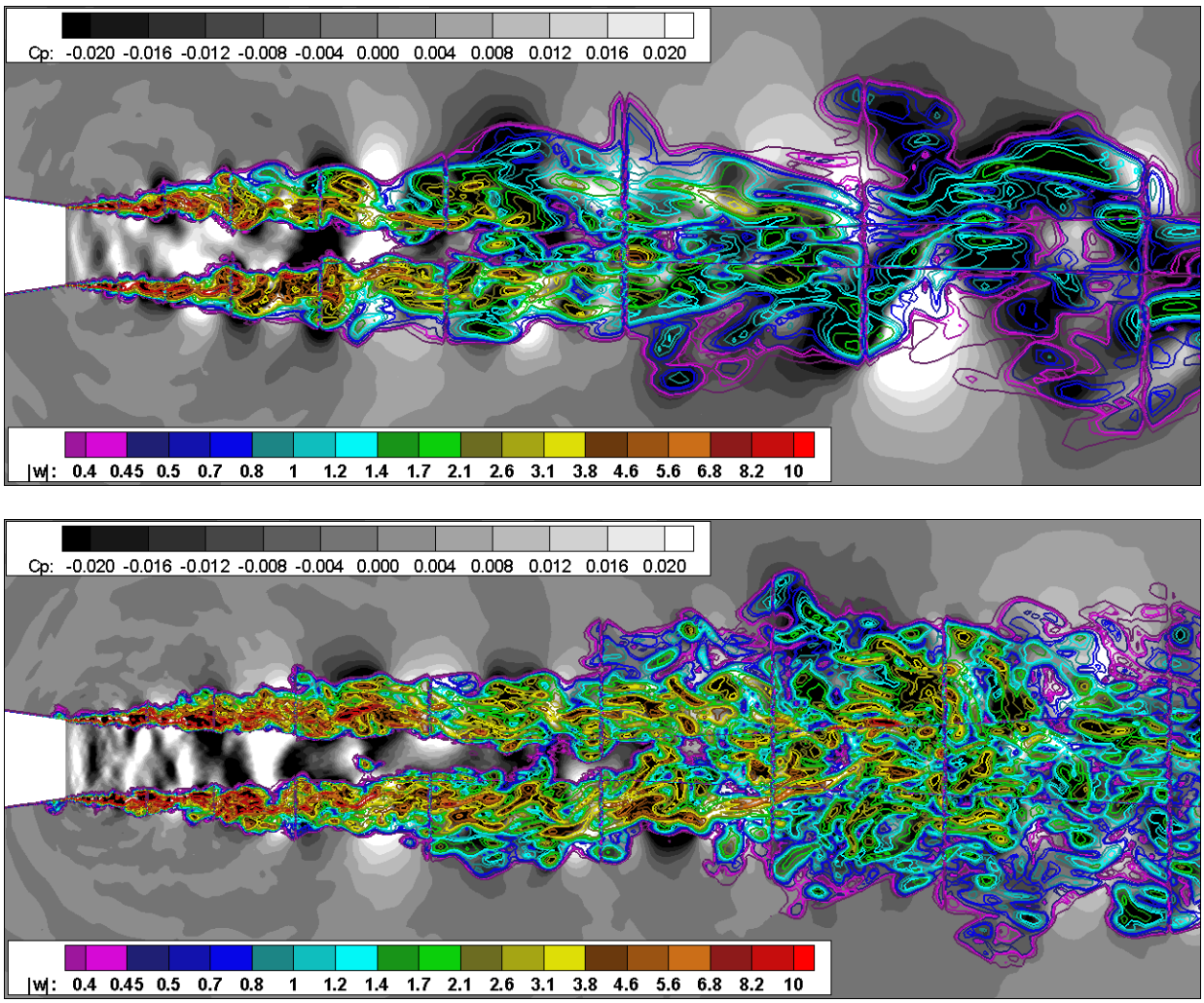


Рисунок 4.11 – Мгновенные поля коэффициента давления и модуля безразмерной завихренности для сеток 1 и 3 соответственно

Сопоставление средней осевой скорости и ее среднеквадратичных отклонений с данными работы [47] приведены на рисунке 4.12.

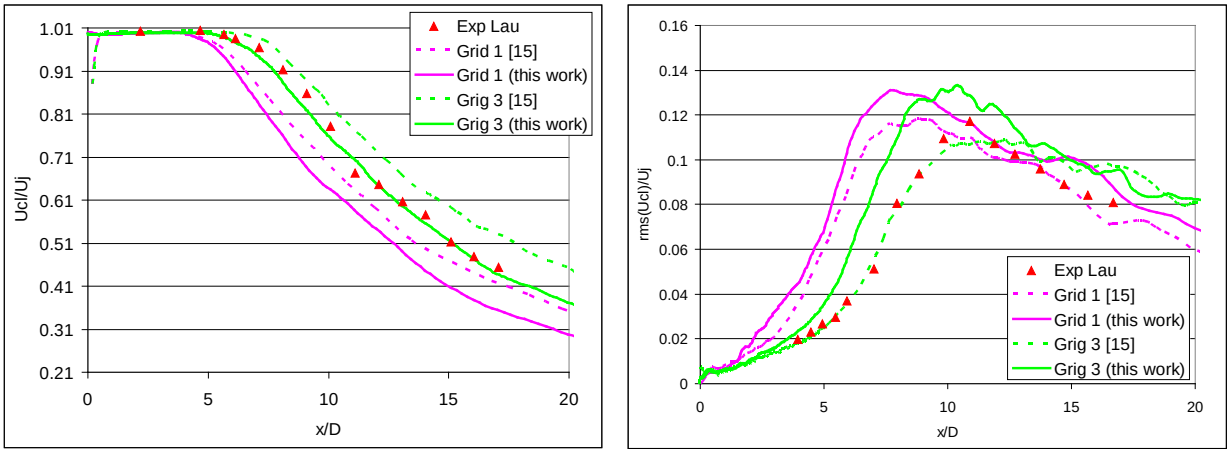


Рисунок 4.12 – Сравнение средней осевой скорости и ее пульсаций с данными работы [47]

Можно увидеть, что в текущей работе для каждой из сеток ядро струи оказывается несколько короче, а максимальные пульсации несколько выше, чем в расчетах [47], выполненных на тех же сетках.

Параметры в слое смешения, приведенные на рисунке 4.13, неплохо согласуются с данными работы [47].

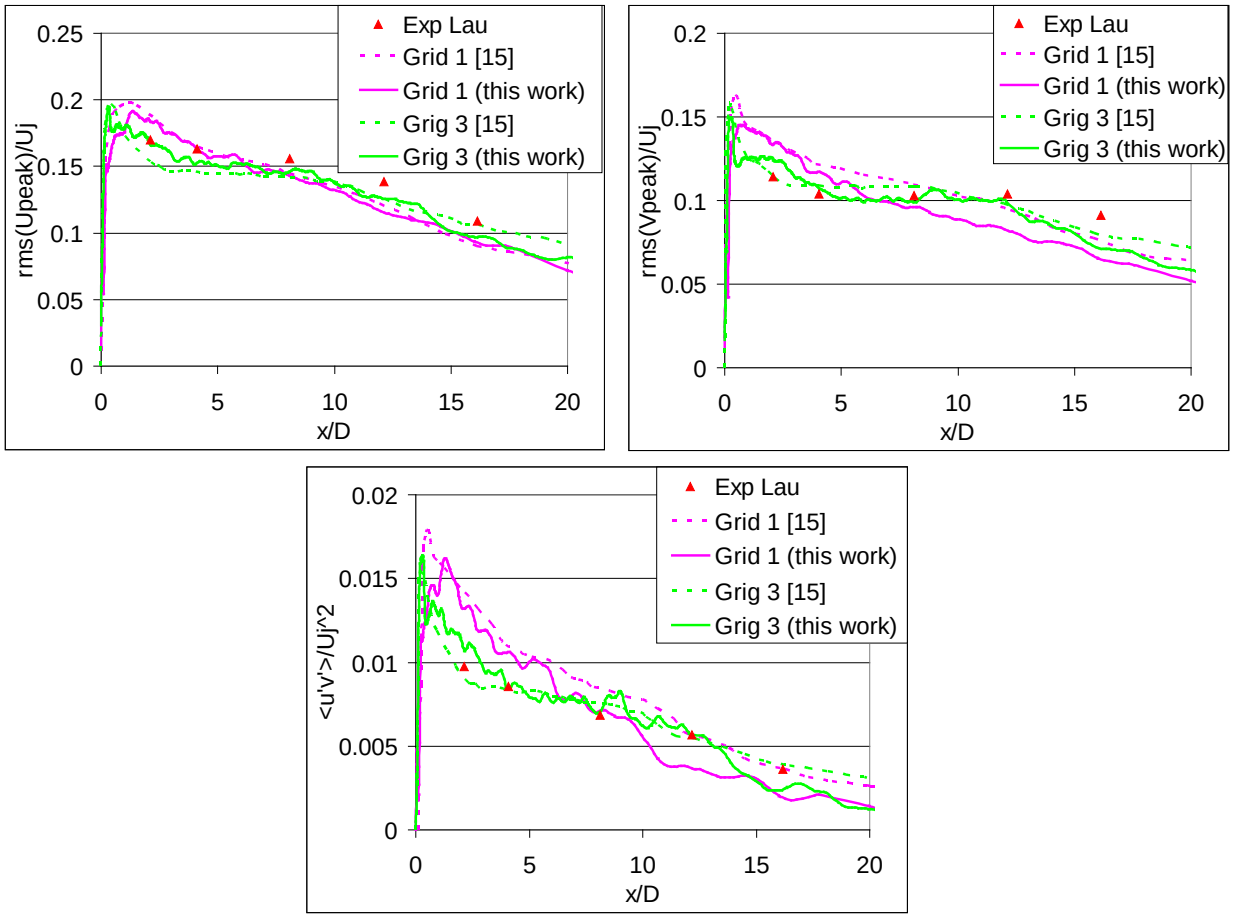


Рисунок 4.13 – Сравнение компонент тензора Рейнольдсовых напряжений

На рисунке 4.14 приведены третьоктавные спектры для разных углов наблюдения в сравнении с данными работы [47]. Можно увидеть, что результаты получились сопоставимы, хотя и несколько хуже. Особенно это проявляется при угле 150°.

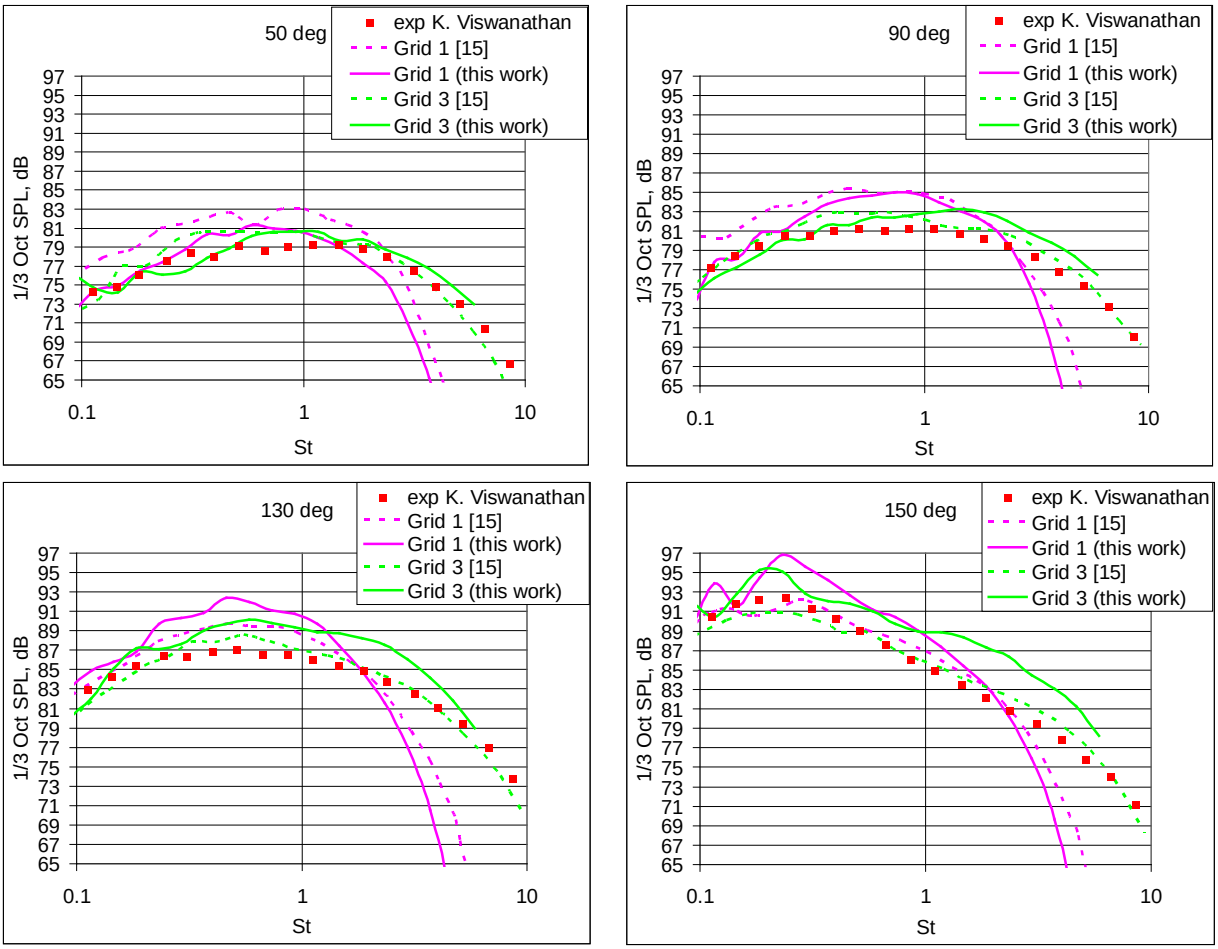


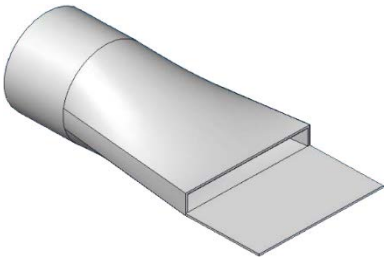
Рисунок 4.14 – Сравнение третьоктавных спектров шума в дальнем поле с данными работы [47]

Общий уровень шума по углу Θ приведен на рисунке 4.15. Можно отметить, что до 130° включительно ошибка не превышает 2 децибел для сетки 3 и 3.5 децибел для сетки 1.

Рисунок 4.15 – Диаграмма направленности общего уровня шума в сравнеии с данными [47]

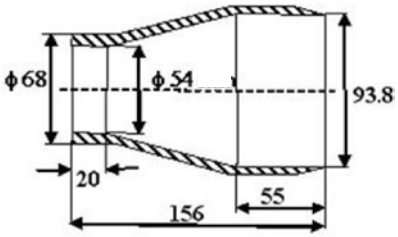
4.4 Сверхзвуковая недорасширенная струя из прямоугольного сопла большого удлинения

В работе [63] было проведено детальное экспериментальное исследование ближнего поля струи из сопла, изображенного на рисунке 4.16, как с присоединенной к длинному ребру пластиной, так и без нее.

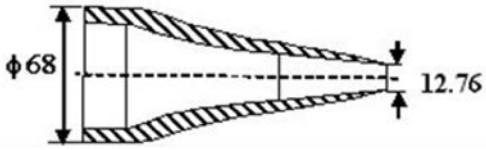


Пластина, примыкающая к длинной стороне среза

Общий вид



Сечение $z = 0$



Сечение $y = 0$

Рисунок 4.16 – Конфигурация, исследованная в работе [63] (все размеры в мм)

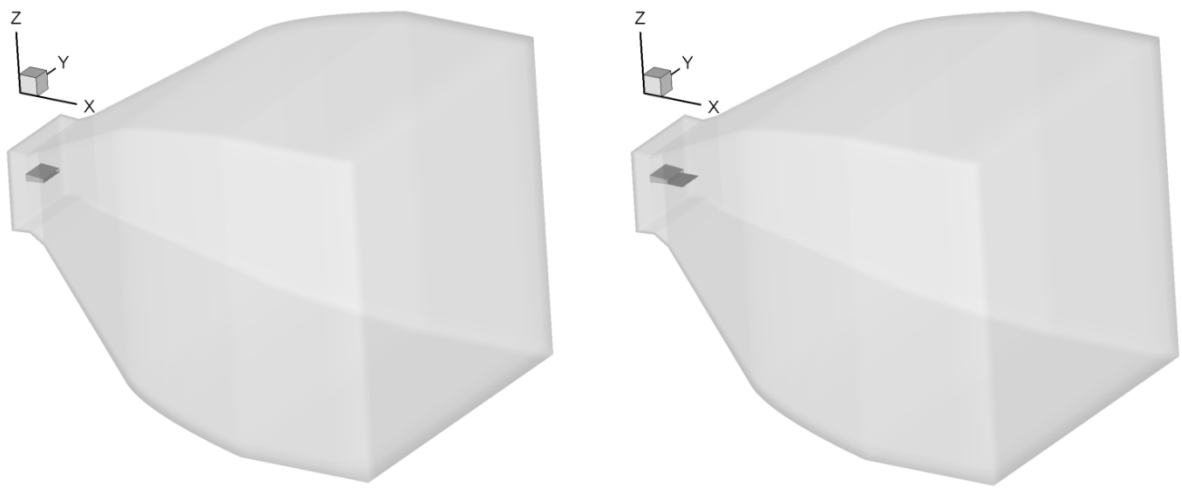
Параметры истечения даны в таблице 4.4:

Таблица 4.4 – Основные параметры исследуемой конфигурации

Параметр		Обозн.	Ед. измер.	Значение	Примечание
Высота		H	мм	12.76	
Ширина		W	мм	93.8	
Соотношение длин сторон		AR		7.35	W/H
Угол образующей длинной стороны с осью x			град.	13	
Гидравлический диаметр среза		D_h	мм	22.46	$2 \cdot W \cdot H/(W+H)$
Длина пластины		L	мм	53.3	
Невозмущенный поток	Давление	p_∞	Па	101325	
	Температура	T_∞	К	288	
	Скорость	u_∞	м/с	1	
Полные параметры в сечении входа	Давление	p_c^*	Па	248246	
	Температура	T_c^*	К	288	
Перепад давления в сопле		π_c		2.45	p_c^*/p_∞

В текущем разделе работы, если не указано иное, используется обезразмеривание, принятое в эксперименте [63]. Линейные размеры откладываются от центра среза сопла по ортогональным осям x, y, z в направлении истечения, параллельно длинному ребру сопла, параллельно короткому ребру сопла соответственно. Линейные размеры нормируются на D_h. Скорости по осям x, y, z соответственно – u, v, w и их пульсации нормируются, как и в работе [63], на 120м/с. Через P0 обозначается давление Пито, вычисленное по средним параметрам.

На рисунке 4.17 представлена расчетная область. Задача решалась в постановке DES с масштабом Δ_{SLA}, в том числе с вариацией констант работы [48].



Базовое прямоугольное сопло Базовое прямоугольное сопло с пластиной

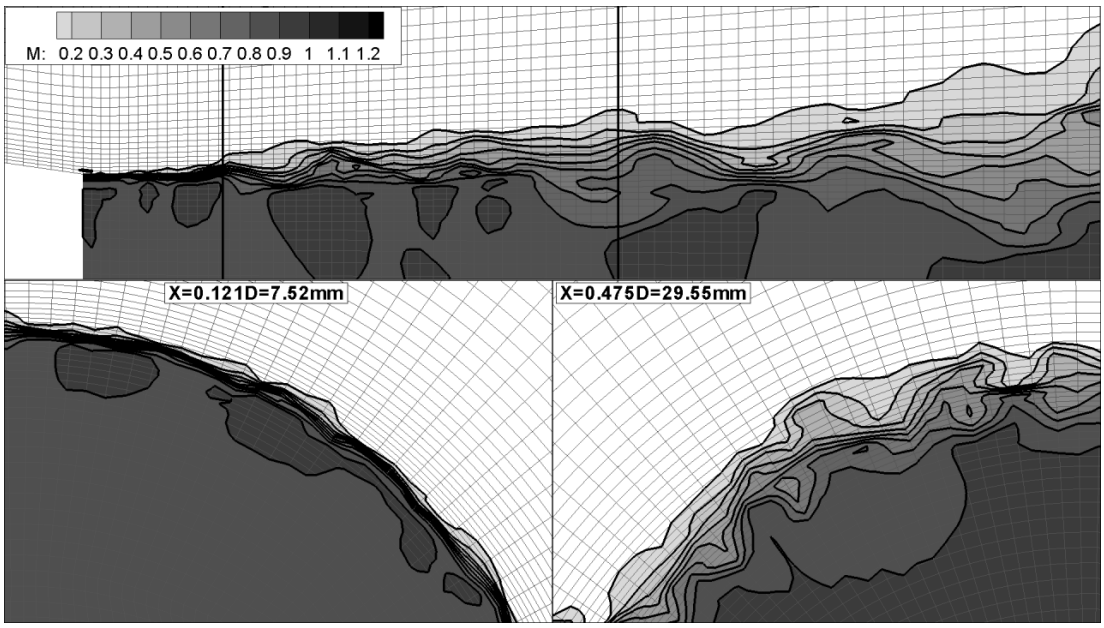
Рисунок 4.17 – Расчетная область

Распределение размеров ячеек сетки выбиралось подобно сетке 3 [47]. Расчет круглой струи из предыдущего раздела текущей работы на этой сетке предполагался материалом для сопоставления.

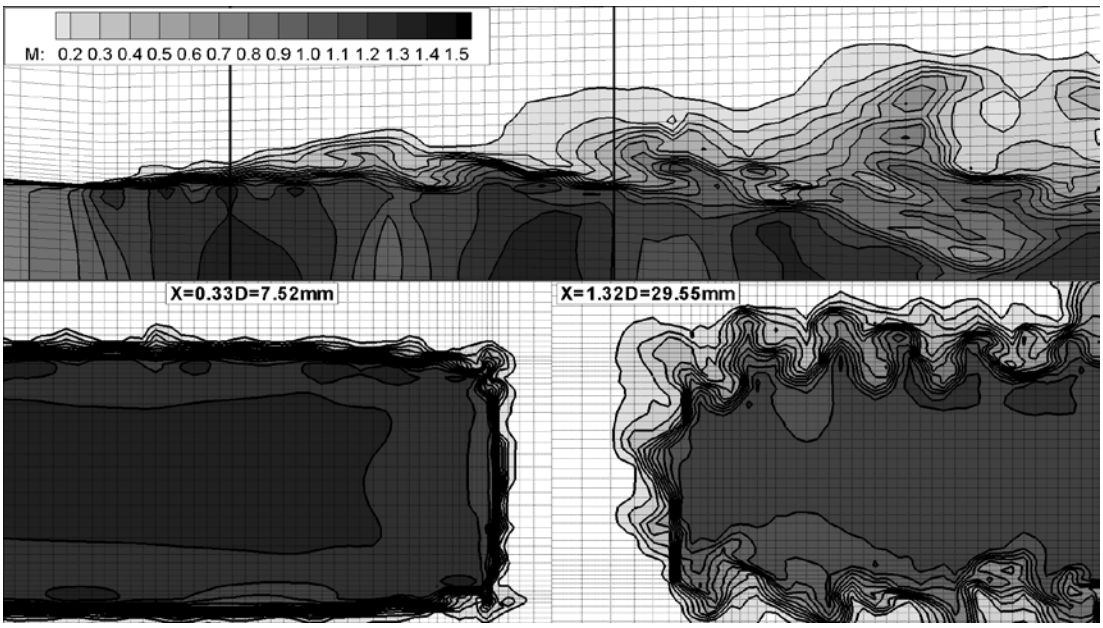
Но на соотношение размеров оказала влияние разность топологий. На срезе сопла размер ячейки в продольном направлении и пристеночный размер оказались примерно в 1.35 раза больше, чем в сетке 3, при этом шаг вдоль образующей среза, равный шагу по x, был меньше соответствующего шага сетки 3 примерно в 2 раза. Нарастание продольного размера ячейки в сетке текущего раздела работы и в сетке 3 были примерно равными $\Delta x_{i+1} = 1.005\Delta x_i$.

4.4.1 Базовый расчет с масштабом Δ_{SLA}

В условиях численной турбулизации, реализуемой в рамках DES с масштабом Δ_{SLA} , описанная выше разность сеточных шагов привела к заметной разнице в формировании слоев смешения. Это можно проследить на рисунках 4.18а и 4.18б, где сравниваются начальные участки струй.



а) Сетка 3 [47]

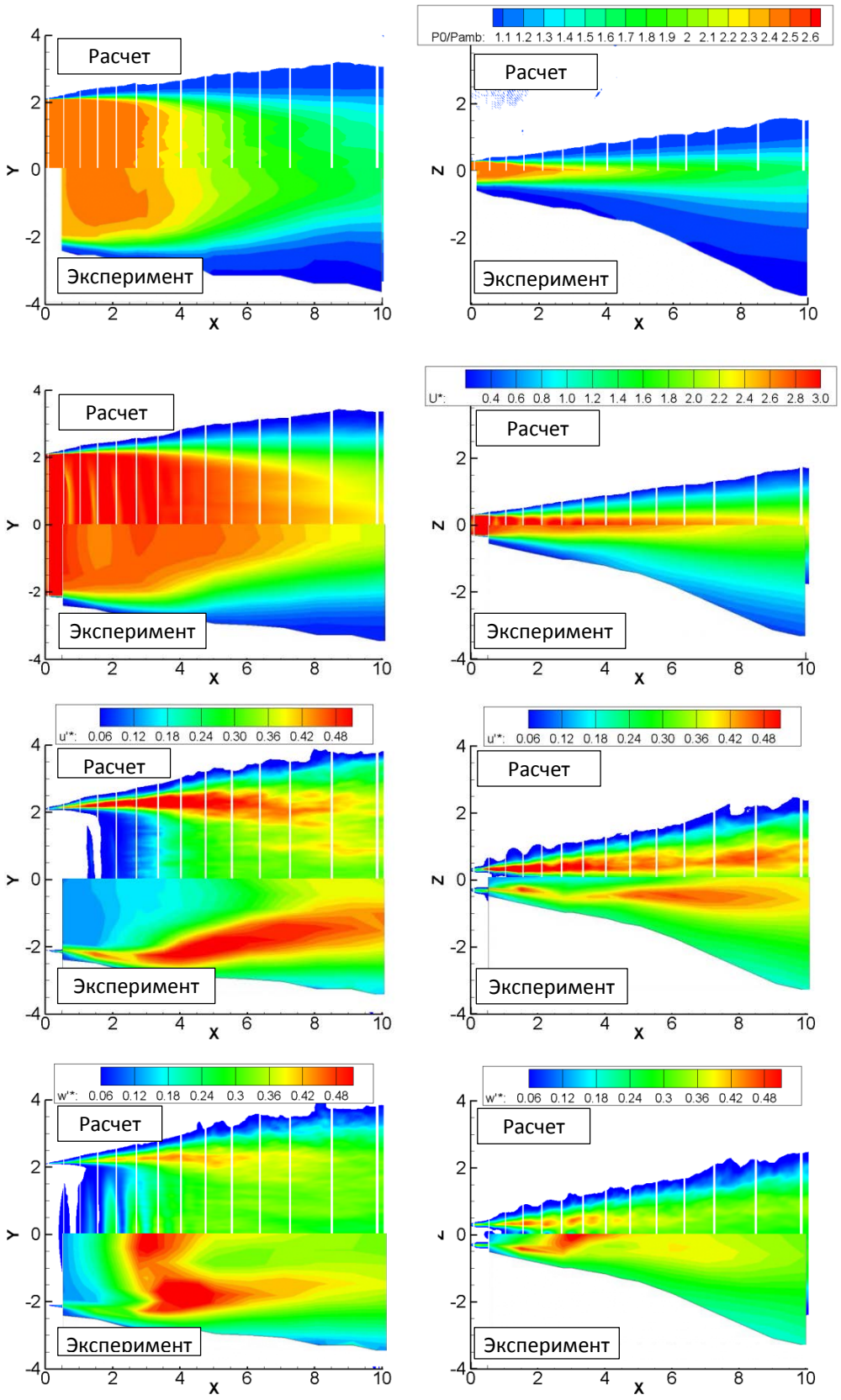


б) Сетка текущего раздела работы

Рисунок 4.18 – Сравнения значений числа Маха на начальных участках струй для разных сеток

Около среза сетка 3 обладает гораздо большим шагом вдоль образующей сопла, что приводит к тому, что неоднородности в этом направлении развиваются дальше по x. При x=29.55 мм в круглой струе на сетке 3 (рисунок 4.18а) структуры все еще вытянуты по направлению образующей среза, в отличие от сетки текущей работы (рисунок 4.18б), где к этому значению x формирование трехмерных структур завершено.

На рисунке 4.19 сопоставляются средние параметры и пульсации скоростей на плоскостях z = 0 и y = 0.



Плоскость $z = 0$ Плоскость $y = 0$

Рисунок 4.19 – Сопоставление расчетных и экспериментальных [63] полей давления Пито, средней скорости и пульсаций компонент скорости

В эксперименте [63] для перепадов давления π_c от 2.45 до 3 и отсутствии пластины (см. рис. 4.17) в плоскости y= 0 наблюдались сильные колебания струи. Такие колебания присутствовали и в расчете, как и распространяющиеся волны давления на дискретной частоте. При этом расчетная картина ближнего поля существенно отличалась, пульсации w' оказались почти вдвое ниже в максимуме, чем полученные в эксперименте.

Механизм колебаний описан в работе [63]. Он основан на обратной связи, которая осуществляется волнами давления, распространяющимися вверх по потоку от скачков уплотнения и влияющими на начальный участок слоя смешения. Из этого следует естественное предположение, что различие с экспериментом определяется нефизичностью начального участка слоя смешения (в рамках расчета). На рисунке 4.18 видно, как сразу от среза сопла формируются структуры масштаба шага сетки, многократно превосходящие экспериментальные. По-видимому, вызванная такими структурами неоднородность по y размывает двумерность возмущений и ослабляет колебания струи.

4.4.2 Расчет с уменьшенным влиянием Δ_{SLA} $F_{KH}^{min} = 0.5$

Задержать развитие неоднородности по направлению образующей сопла можно, ограничив влияние Δ_{SLA} на исходную DES– формулировку, что и было сделано. Параметр F_{KH}^{min} был заменен с 0.1 на 0.5, это увеличило в 25 раз подсеточные напряжения для двумерного течения. Изменение расчетного слоя смешения в этом случае можно увидеть, сравнив рисунки 4.18б и 4.20.

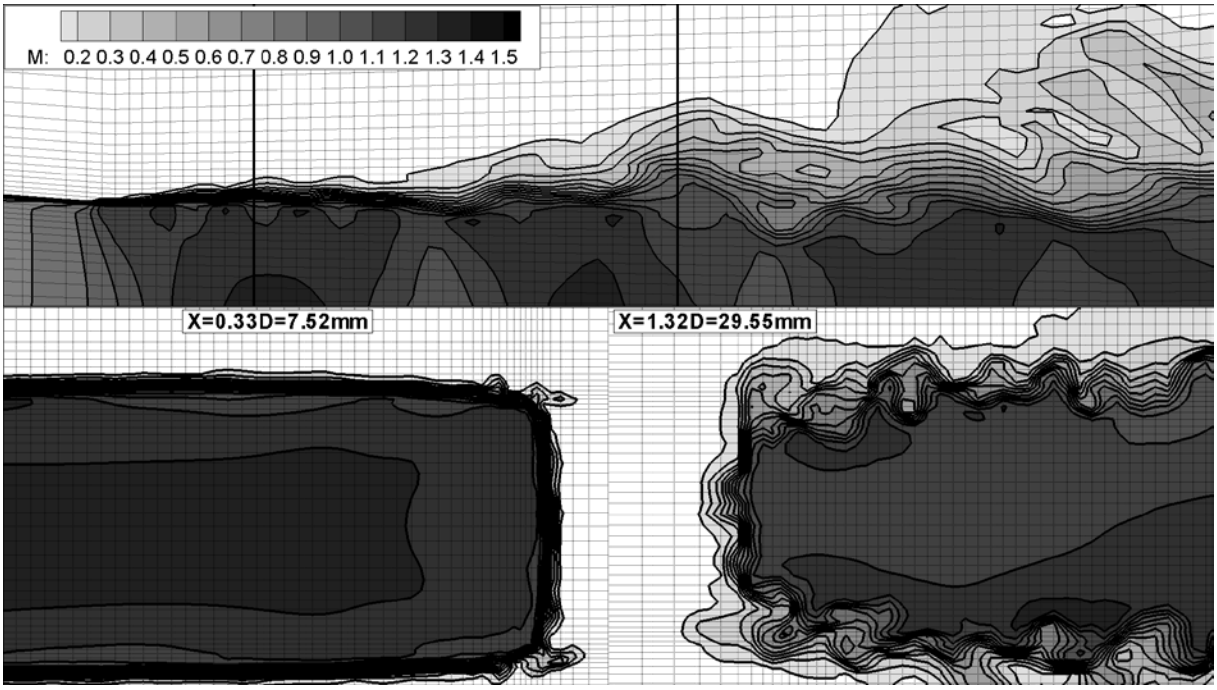
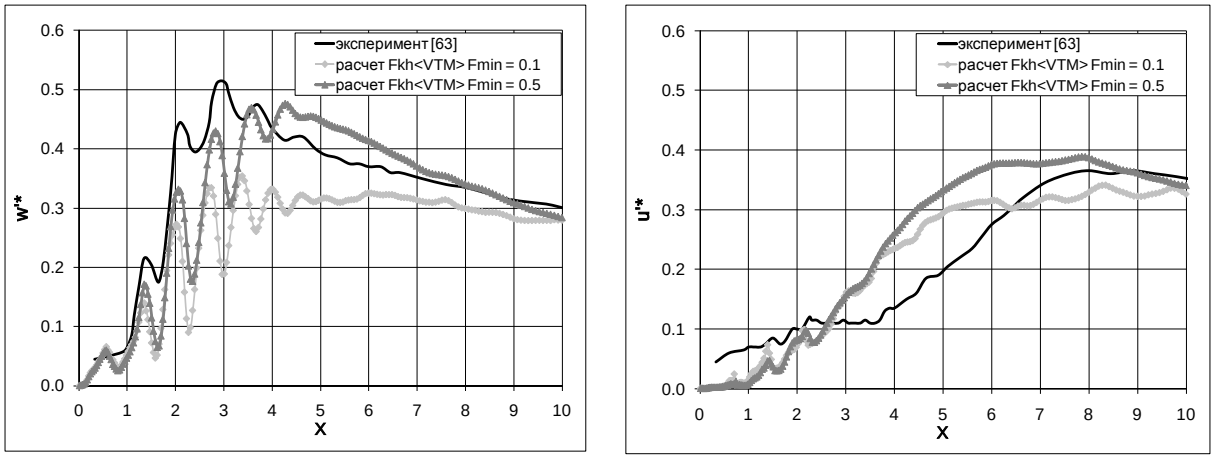


Рисунок 4.20 – Рисунок аналогичен 4.18 за исключением F_{KH}^{min}=0.5.

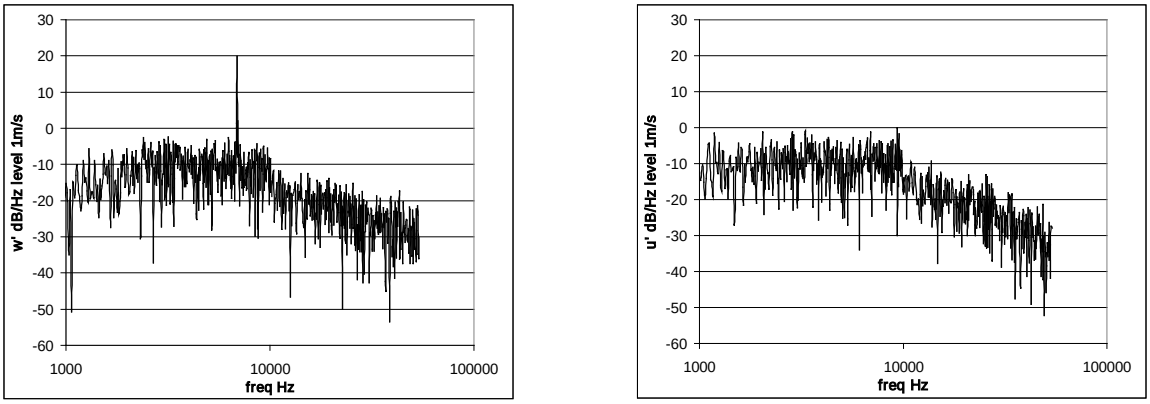
В отличие от F_{KH}^{min}=0.1 в Δ_{SLA}, возмущения в направлении образующей среза развиваются только к x=29.55мм, и на протяжении всей первой «бочки» струи течение почти двумерное. На рисунок 4.21 видно, как от этого меняются пульсации скорости. Максимум уровня w'^* растет почти до экспериментального. Но, как и в исходной постановке, он смещен на Δx~1 вправо. Рост u'^* по x в обоих расчетах начинается раньше, чем в эксперименте.



а) Компонента w'^* б) Компонента u'^*

Рисунок 4.21 – Сопоставление расчетных (с разными параметрами F_{KH}^{min}) и экспериментальных (из работы [63]) пульсаций различных компонент скорости на оси струи

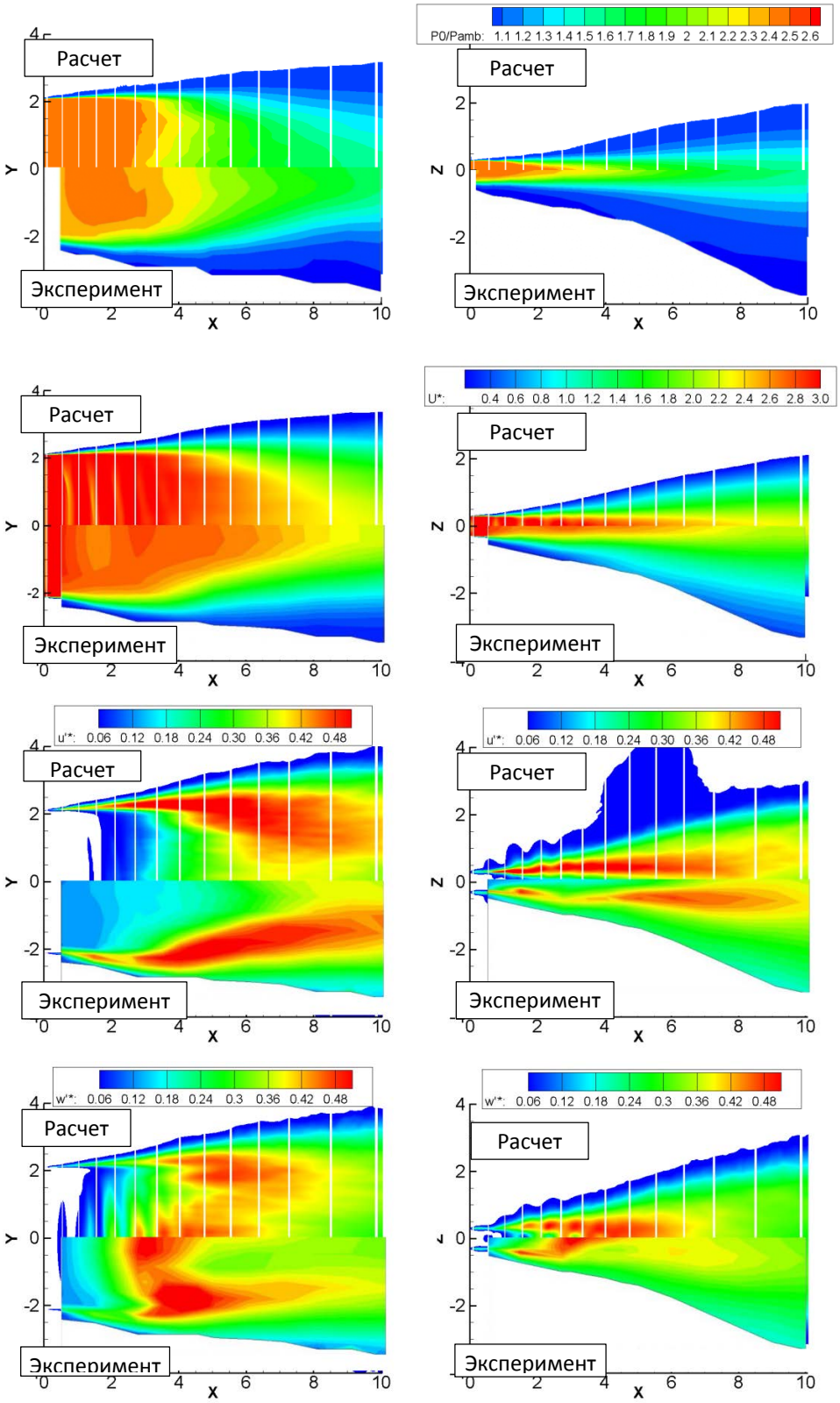
На рисунке 4.22 представлена спектральная плотность компонент скорости на оси струи. В точке максимума пульсаций w'^* (x=5) значение u' не имеет выраженных дискретных составляющих, а уровень w' определяется тоном на частоте ~6890 Гц.



а) Компонента w' б) Компонента u'

Рисунок 4.22 – Спектральная плотность пульсаций различных компонент скорости на оси струи при x=5 и параметре F_{KH}^{min}=0.5.

Механизм, описанный в работе [63], должен порождать аналогичные спектры пульсаций компонент скорости. Рисунок 4.23 аналогичен рисунку 4.19, но соответствует расчету с F_{KH}^{min}=0.5.



Плоскость z = 0 Плоскость y = 0

Рисунок 4.23 – Сопоставления, аналогичные риснку 4.19 при $F_{KH}^{min} = 0.5$

Рисунок 4.23 показывает гораздо лучшее совпадение с экспериментом, чем рисунок 4.19. Особенно это хорошо заметно на поле w'^*. Из сохранившихся отличий наиболее яркое – это отсутствие в расчете локального падение u'^*в слое смешения при для x=3. В этом месте уровень w'^* близок в максимуму и в расчете, и в эксперименте. Также отметим, что после окончания потенциального ядра расширение струи в плоскости y = 0 в расчете происходит медленнее, чем в эксперименте. Причиной этому может быть то, что колебания струи в плоскости y = 0 в эксперименте превосходят расчетные (см. рис. 4.23). Косвенным подтверждением высказанного предположения может быть отсутствие разницы в скорости расширения струи в конфигурации с пластиной. В ней регулярные колебания отсутствуют.

Ниже содержатся результаты расчета струи из сопла с присоединенной пластиной, изображенного на рисунке 4.17 справа. Шаг первой ячейки по направлению от пластины был постоянным и составил 0.2 мм. При этом тангенциальные шаги также почти не менялись и составляли примерно 0.8мм. Как и в предыдущем расчете, использовался DES с Δ_{SLA} F_{KH}^{min}=0.5. Задача решалась с использованием закона стенки. Полученное мгновенное поле представлено на рисунке 4.24.

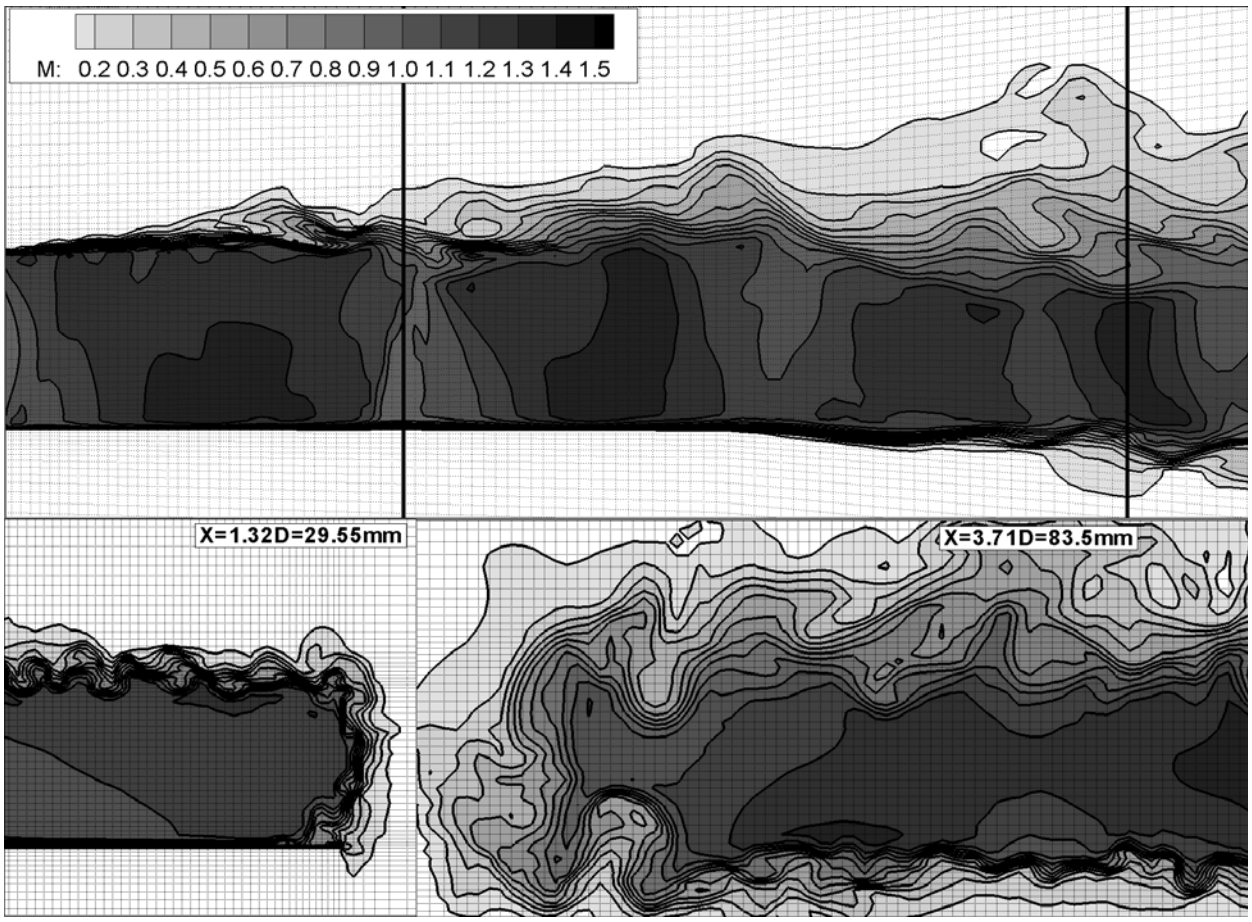
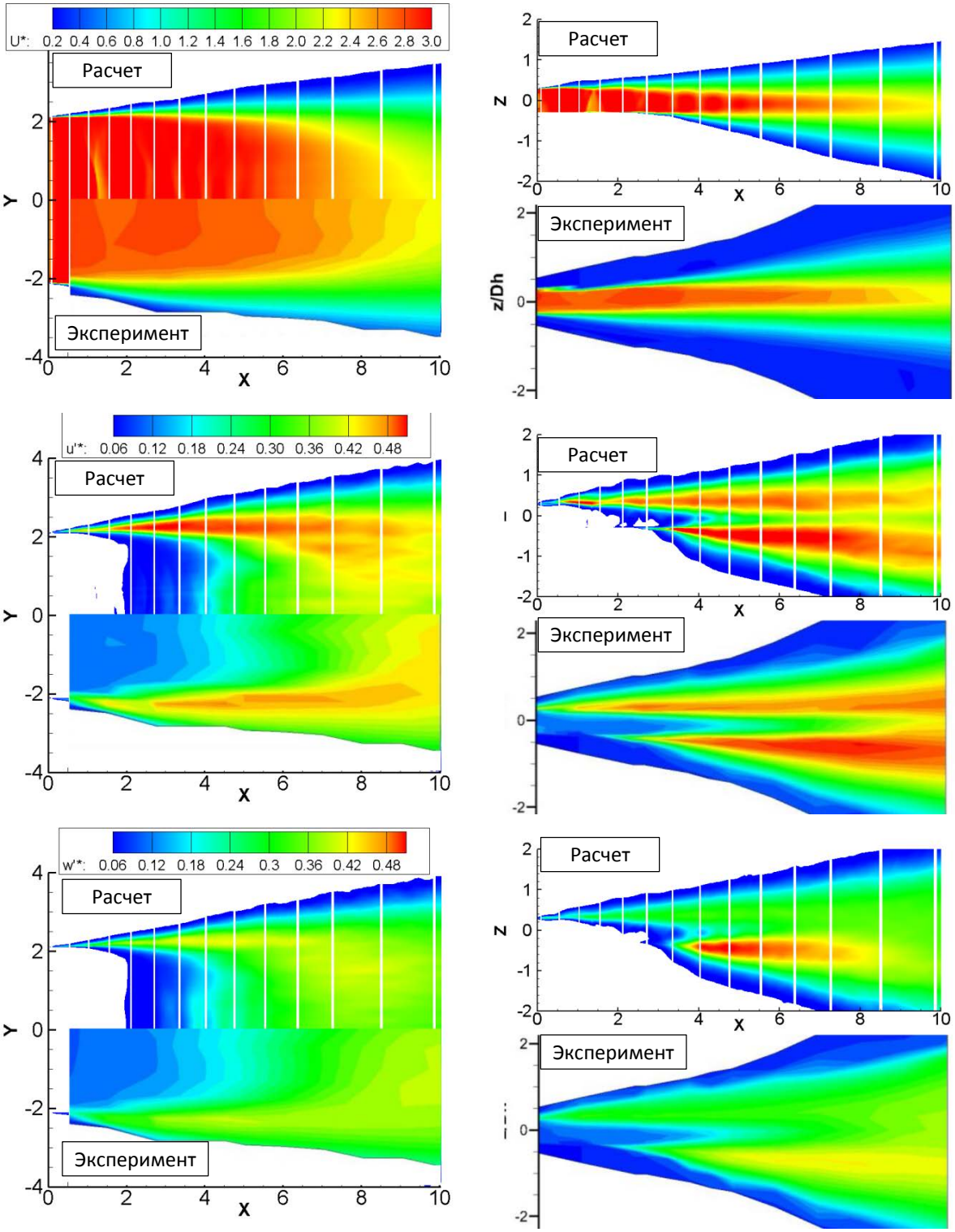


Рисунок 4.24 – Мгновенная картина течения с присоединенной пластиной. Поля числа Маха

Расчет в своей постановке содержит серьезную проблему. К концу пластины должен сформироваться турбулентный пограничный слой с толщиной много больше, чем на срезе сопла. Даже самые крупные его структуры не могут быть представлены на используемой сетке. Следует ожидать большую зону численной турбулизации. Снижению интенсивности формирования возмущения будет способствовать маленький по сравнению со срезом градиент продольной скорости по z и увеличенные подсеточные напряжения из-за ограничения работы Δ_{SLA}. На рисунке 4.24 видно, что при x=1.32D разрешаемая турбулентность верхнего слоя смешения сформирована лучше, чем нижнего при x=3.71D. Эти точки равноудалены от начал соответствующих слоев смешения. Сопоставление полей, аналогичное рисункам 4.19, 4.23, представлено на рисунке 4.25.



Плоскость $z = 0$ Плоскость $y = 0$

Рисунок 4.25 – Сопоставление расчетных и измеренных в работе [63] полей для сопла с примыкающей пластиной

Главное отличие здесь – это пятно на поле w'^* в плоскости $y = 0$ при значениях x от 3.5 до 6, появившееся в результате численной турбулизации. В максимуме w'^* отличается от эксперимента примерно в ~1.5 раза. В остальном расчетные поля повторяют

экспериментальные качественно и количественно, что можно увидеть на рисунке 4.25 и на графиках рисунка 4.26.

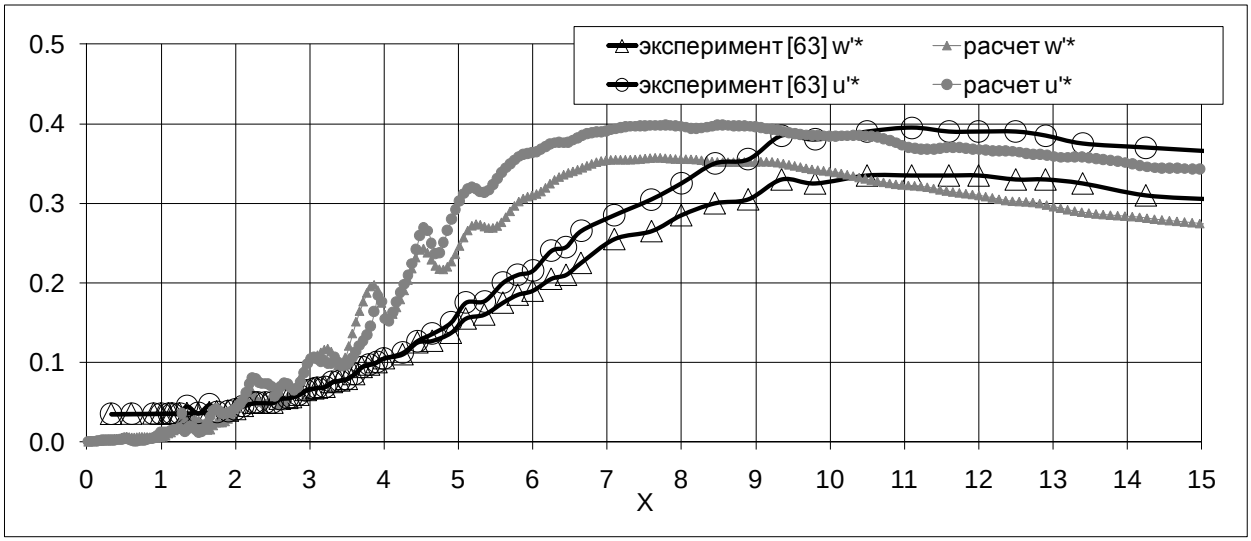


Рисунок 4.26 – Сопоставление рассчитанных и измеренных в работе [63] пульсаций компонент вектора скорости w'^* и u'^* на оси струи для сопла с примыкающей пластиной

Так же хорошо совпадает с экспериментом из работы [63] распределение среднего статического давления на пластине, показанное на рисунке 4.27.

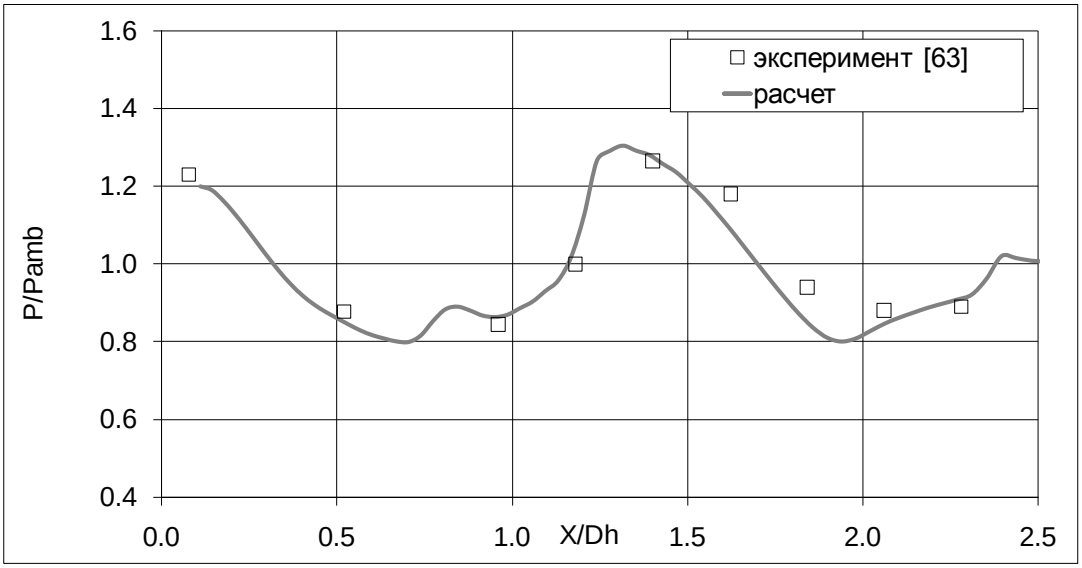
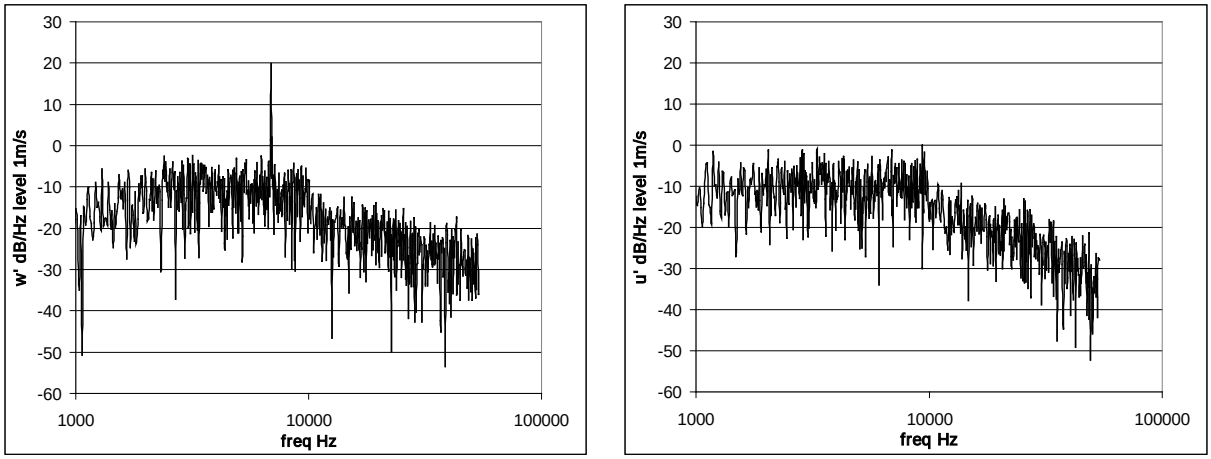
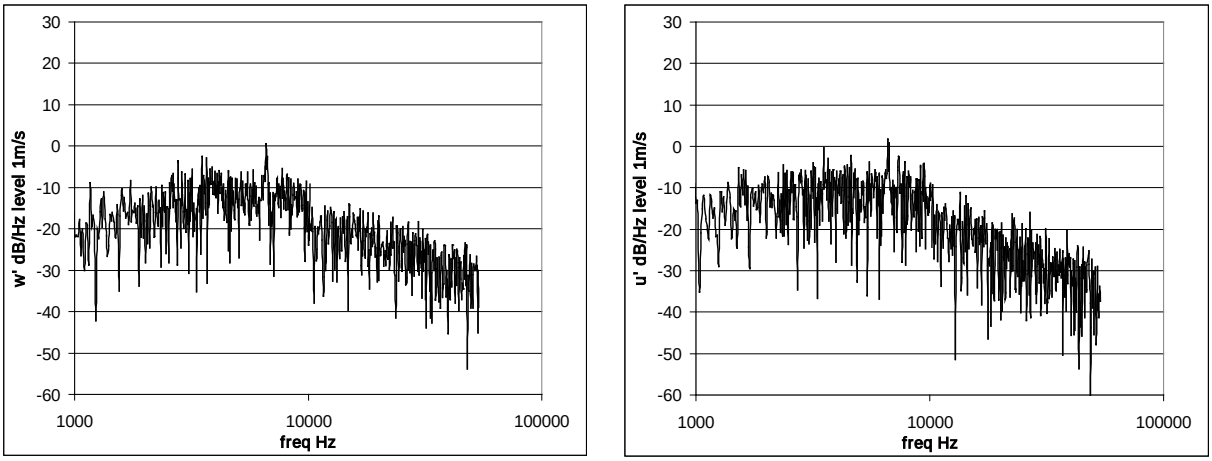


Рисунок 4.27 – Сравнение расчетного и измеренного в работе [63] распределения среднего статического давления на пластине

В эксперименте [63] с установленной пластиной колебания струи отсутствовали, а в выполненном расчете они сильно уменьшились. На сравнении спектральных плотностей компонент скорости рисунка 4.28 это хорошо видно. Частота небольшого остаточного тона сместилась с 6890 Гц на 6650 Гц.



Сопло без примыкающей пластины (основной тон ~6890 Гц)



Сопло с примыкающей пластиной (основной тон ~6650 Гц)

а) Компонента w' б) Компонента u'

Рисунок 4.28 – Спектральная плотность компонент скорости на оси струи при x =5 для рассмотренных конфигураций сопла

Также был посчитан шум в дальнем поле на расстоянии 3.66м от середины среза сопла. Углы, используемые для представления результатов расчетов акустических характеристик, отсчитываются согласно схеме, приведенной на рисунке 4.29.

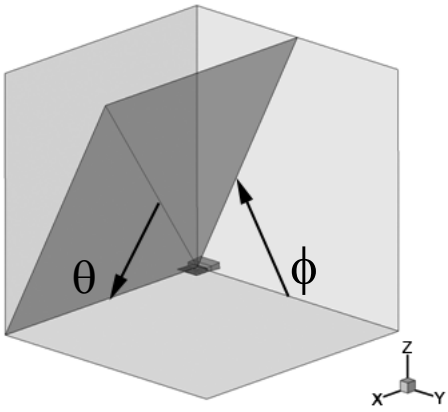


Рисунок 4.29 – Схема отсчета углов.

Как и в случае круглой струи, шум в дальнем поле (сопло без пластины?) рассчитывался методом FW-H в частотной области, в преобразовании Фурье использовалось «окно» «Tukey 12.5%». Контрольная поверхность изображена на рисунке 4.30.

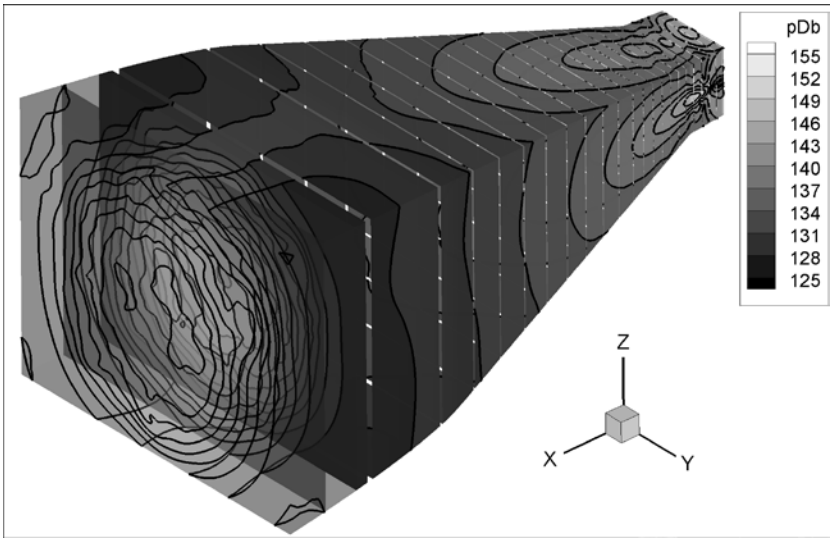
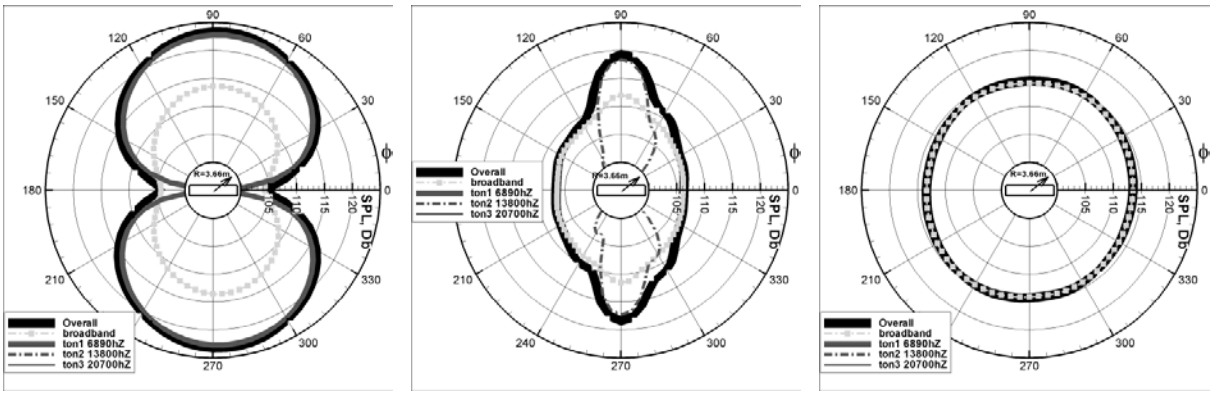


Рисунок 4.30 – Поле акустического давления на контрольной поверхности для расчета без примыкающей пластины.

Поверхность имеет три замыкающих диска, по которым проводится осреднение, и длину $30 \cdot D_h$. Сечения поверхности плоскостями, ортогональными оси x, являются прямоугольниками. В отличие от круглых, нормаль на такой поверхности испытывает разрывы, а расстояние до струи существенно меняется. Применимость таких поверхностей в FWH зависит от того, как эти разрывы нормали и экстремумы по расстоянию влияют на диаграмму направленности.

На рисунке 4.31 приведены диаграммы направленности по азимуту для трех значений угла Θ с различной структурой шума в дальнем поле.



Θ = 30° Θ = 90° Θ= 150°

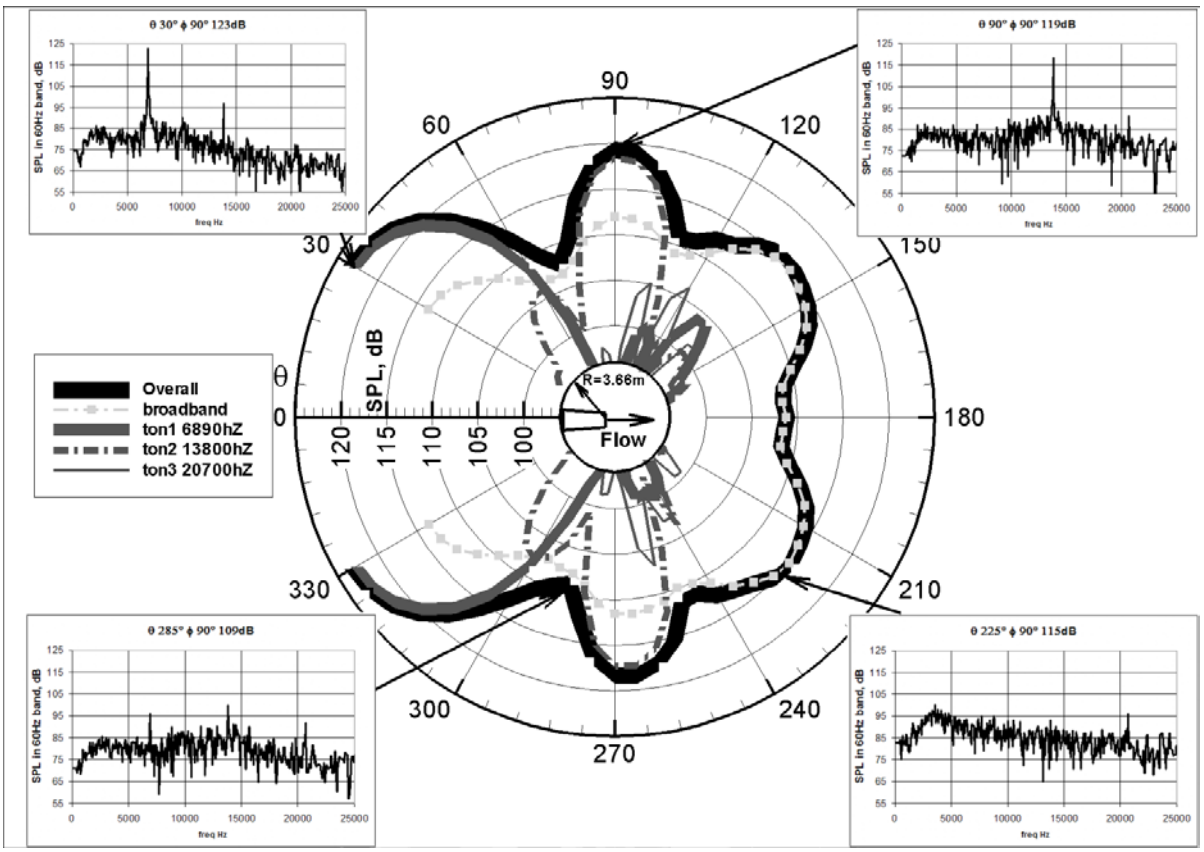
Рисунок 4.31 – Диаграмма направленности по ϕ с выделенными первыми тональными составляющими при различных Θ.

Значение угла $\Theta = 30°$ соответствует направлению вверх по потоку струи. Можно увидеть, что шум по нему определяется основным тоном 6890 Гц и имеет явно дипольный характер. Для $\Theta = 90°$, в ортогональной оси x плоскости также доминирует тон только с удвоенной частотой 13800 Герц. Для $\Theta = 150°$ нет доминирующих тонов, изменение уровня акустического давления монотонно и примерно на 1- 1.5 dB меньше в сторону короткой стороны сопла, чем в сторону длинной. Важно, что для всех Θ изменения по ϕ гладкие и нигде не видно особенностей, связанных с прямоугольным сечением контрольной поверхности.

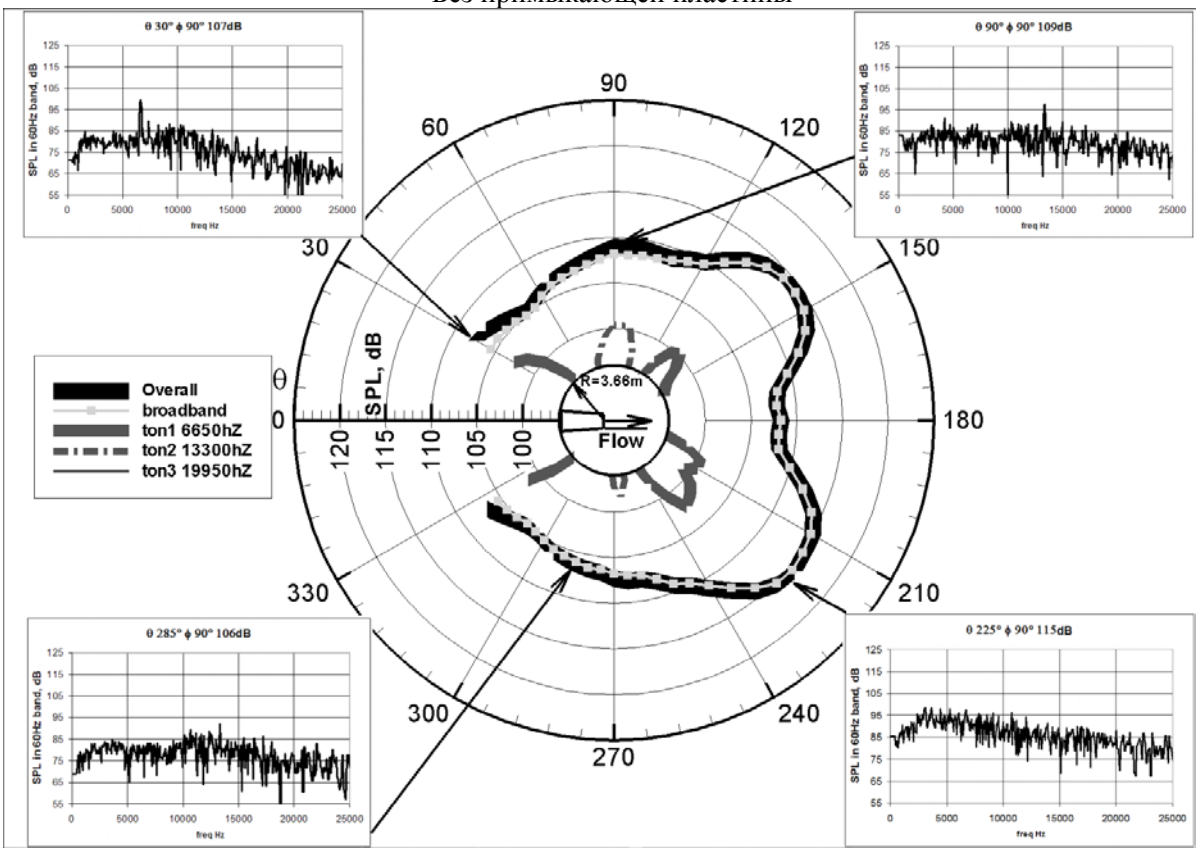
На рисунке 4.31 можно заметить небольшую несимметрию диаграмм относительно линий ϕ $0 - 180$ и 90-270. Геометрия и среднее течение, конечно, симметричны, но уровень акустической мощности в двух симметричных точках совпадет только при использовании бесконечной временной выборки.

На рисунках 4.32 и 4.33 в плоскостях y= 0 и z= 0 представлены диаграммы направленности. Рисунки содержат узкополосные спектры для указанных точек диаграмм. Добавление пластины подавляет тоновые составляющие и слабо влияет на широкополосные.

Отметим, что для рассмотренной задачи подход к формированию слоев смешения из работы [48] привел к низкой точности воспроизведения экспериментального явления, зависящего от течения около среза сопла. Несмотря на то, что воздействием на подсеточный масштаб модели, в сторону его приближения к исходному масштабу DES, удалось получить хорошее соответствие с экспериментом, построение универсального алгоритма, учитывающего такие воздействия, представляется невозможным. В любом случае, такой подход формирует турбулентный контент без учета RANS – предыстории течения и приводит к формированию сложно прогнозируемой зоны нефизичных возмущений. В этом свете зонный RANS-LES подход с явной генерацией турбулентного контента выглядит более привлекательно.

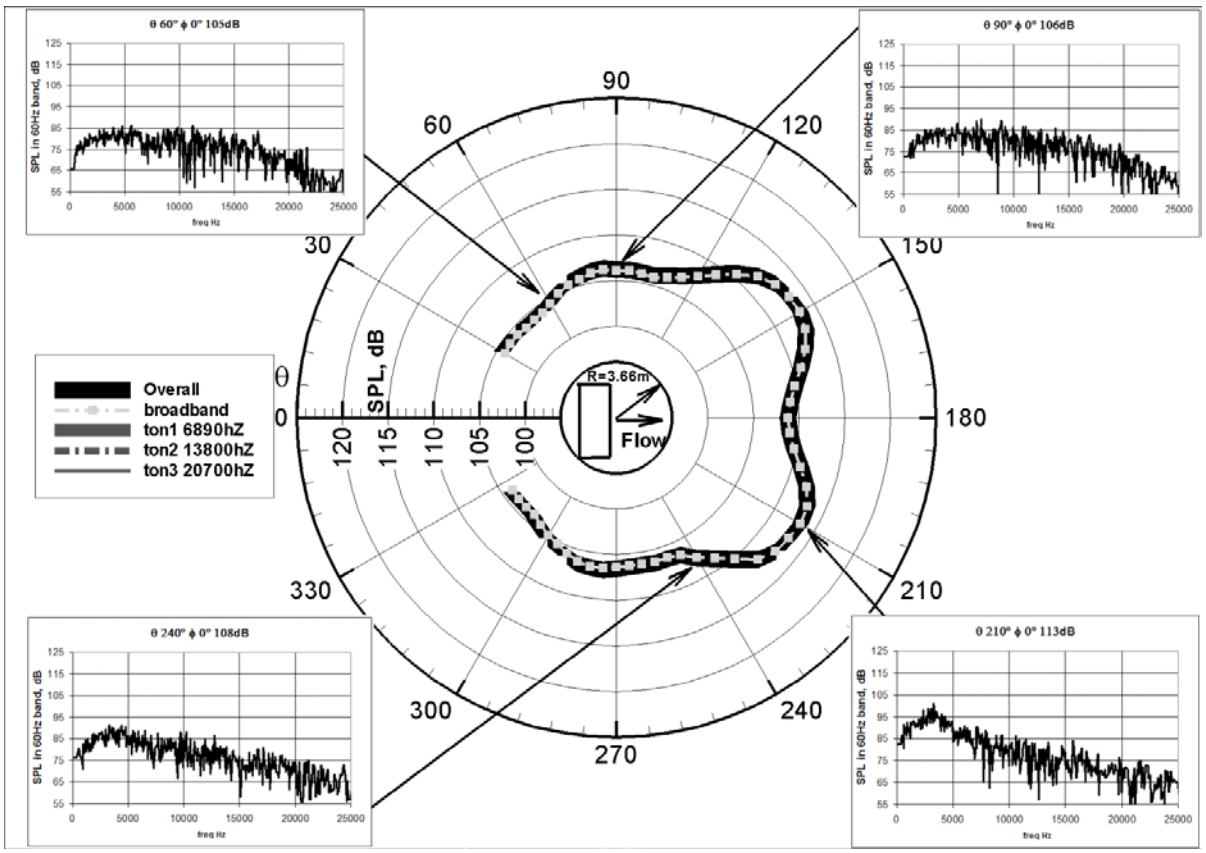


Без примыкающей пластины

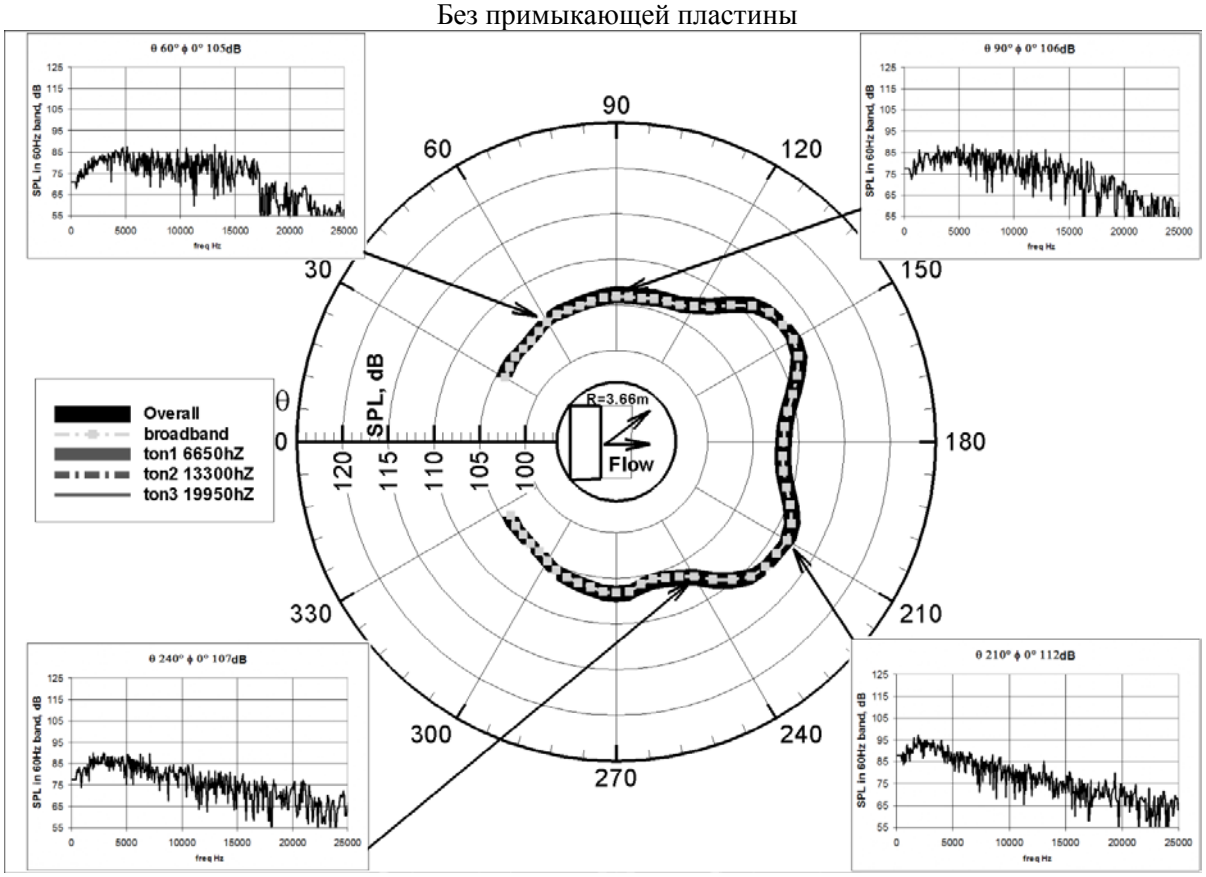


С примыкающей пластиной

Рисунок 4.32 – Диаграммы направленности в плоскости y= 0 и спектры в полосе 60 Гц



Без примыкающей пластины



С примыкающей пластиной

Рисунок 4.33 – Диаграммы направленности в плоскости z= 0 и спектры в полосе 60 Гц

Глава 5 Расчет шума элементов силовых установок

Настоящая глава посвящена расчетному исследованию акустических характеристик упомянутых во введении элементов авиационных силовых установок, которые дают наиболее существенный вклад в шум современных и перспективных летательных аппаратов, условия эксплуатации которых предусматривают жесткие экологические ограничения. Напомню, что речь идет о шуме вентилятора ТРДД с большой (m~10) степенью двухконтурности, используемых на современных дозвуковых пассажирских самолетах, и о шуме выходных устройств, предполагаемых к применению на перспективных сверхзвуковых гражданских самолетах (СГС).

Первые два раздела текущей главы посвящены расчетным исследованиям методики изучения шума струй, истекающих из выходных устройств перспективных СГС, относящихся к типу (классу), показанному на рисунке В.4. Этот класс характеризуется наличием сопла с прямоугольным поперечным сечением, расположенным между элементами разнесенного вертикального оперения, которые могут быть использованы для экранирования шума при взлете. Некоторые результаты выполненного в ЦИАМ исследования этого класса выходных устройств представлены в работах [28-33].

В третьем разделе текущей главы рассматривается модельная вентиляторная ступень NASA, для которой в рамках комплексной программы аэроакустических исследований Source Diagnostic Test (SDT) с использованием низкоскоростной АДТ Glenn Research Center, был получен большой объем экспериментальных данных, большая часть которых опубликована в открытой печати в работах [8 -14].

Подчеркну, что постановка упомянутых задач и их решение за приемлемое время на существующих вычислительных ресурсах стали возможными благодаря выполненным и описанным в предшествующих разделах настоящей работы (главы 2 – 4) исследованиям, позволившим повысить зрелость предложенного численного метода, а также благодаря последовательному применению и совершенствованию зонного подхода, без использования которого, по глубокому убеждению автора, решение практических задач в рассматриваемой области невозможно. Это связано, в частности, с тем, что из-за требовательности к сетке, конечноразностной схеме, практической невозможности описывать некоторые явления (естественный ламинарно-турбулентный переход) опасность получения качественно неверных результатов при использовании LES, DES, DDES, IDDES и других RANS-LES методов очень велика, и, как следствие, для задач, существенно зависящих от множества заранее неизвестных особенностей течения, создание программы, гарантирующей заданную точность, видится невыполнимой проблемой. Однако автор

убежден, что в процессе формулировки ряда расчетных моделей, с опорой на опыт решения соответствующих модельных задач, должно расти понимание основных особенностей, определяющих течение в выбранной задаче, что, в свою очередь, может помочь сформулировать способы влияния на течение в некотором множестве подобных задач, дать почву для заинтересованного общения с профильными специалистами.

5.1 Экспериментальная модель выходного устройства демонстратора перспективного гражданского сверхзвукового самолета

5.1.1 Исследуемая конфигурация

На рисунке 5.1 представлена геометрическая модель выходного устройства (ВУ) демонстратора гражданского сверхзвукового самолета (ДСГС), предназначенного для экспериментальных исследований акустических характеристик.

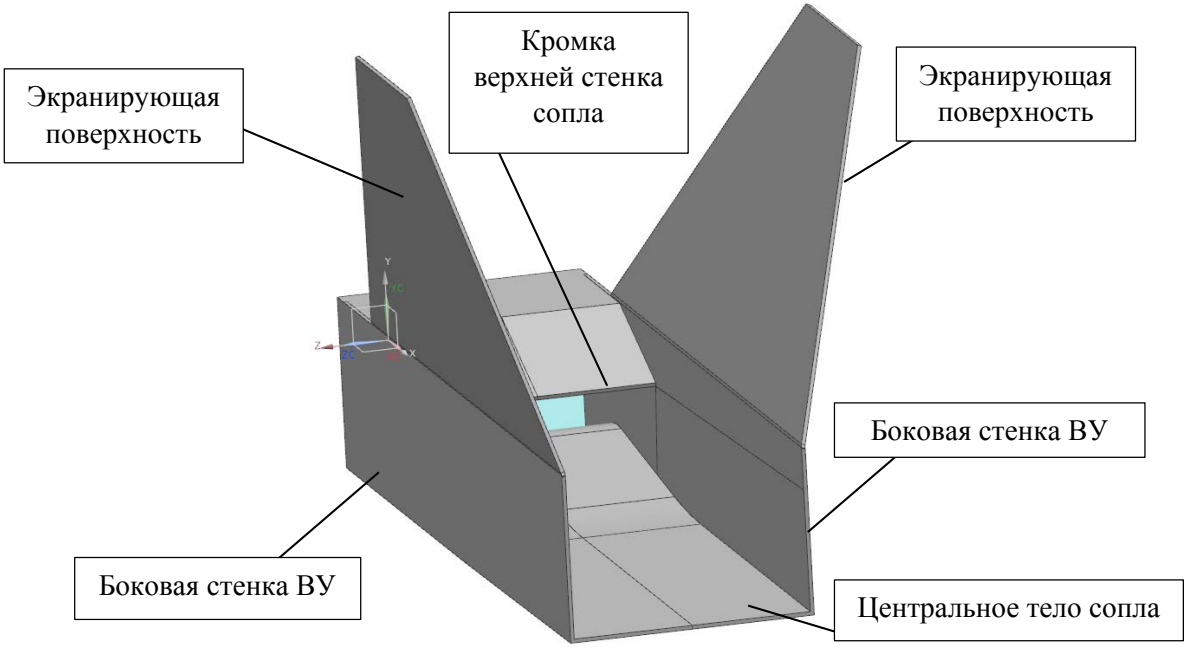


Рисунок 5.1 – Геометрическая модель ВУ ДСГС, предназначенного для экспериментальных исследований акустических характеристик

Основной особенностью исследуемой конфигурации является наличие длинного канала, в котором распространяется струя, после выхода из сопла, ограниченного сверху нарастающим (в направлении оси x) по толщине слоем смешения, сходящим с кромки верхней стенки сопла, боковыми стенками ВУ и центральным телом сопла.

Параметры, характеризующие режимы истечения из рассматриваемого ВУ при экспериментальных исследованиях, приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 – Параметры, характеризующие режимы истечения из рассматриваемого ВУ при экспериментальных исследованиях

Режим	NPR	T^*, K	U, м/с (полное расширение)	Примечание
1	1.68	505	375.8	Докритический перепад
2	1.80	550	415.7	
3	2.20	635	511.2	Сверхкритический перепад

Ниже представлены результаты расчетных исследований акустических характеристик изображенного на рисунке 5.1 модельного ВУ для режимов 1 и 3 из таблицы 5.1, выполненных автором диссертации до проведения соответствующих экспериментальных исследований.

В используемой версии расчетной программы показатель адиабаты является постоянной величиной, и поэтому полная температура струи задавалась равной температуре окружающей среды.

5.1.2 Зонная RANS-IDDES расчетная модель с большой областью RANS

Расчетная модель 1, используемая на начальной стадии исследования, строилась, исходя из предположения, что основная генерация шума в рассматриваемом устройстве будет происходить в области за ВУ, и определяющими для этой области станут вытекающие за границы центрального тела и боковых стенок слой смешения и довольно толстые пограничные слои. Поэтому для этой расчетной модели использовался зонный подход с началом зоны IDDES в окрестности выхода выхлопной струи из ВУ, где, как показано на рисунке 5.2, размещалась зона STG генерации, выделенная здесь и далее синим цветом.

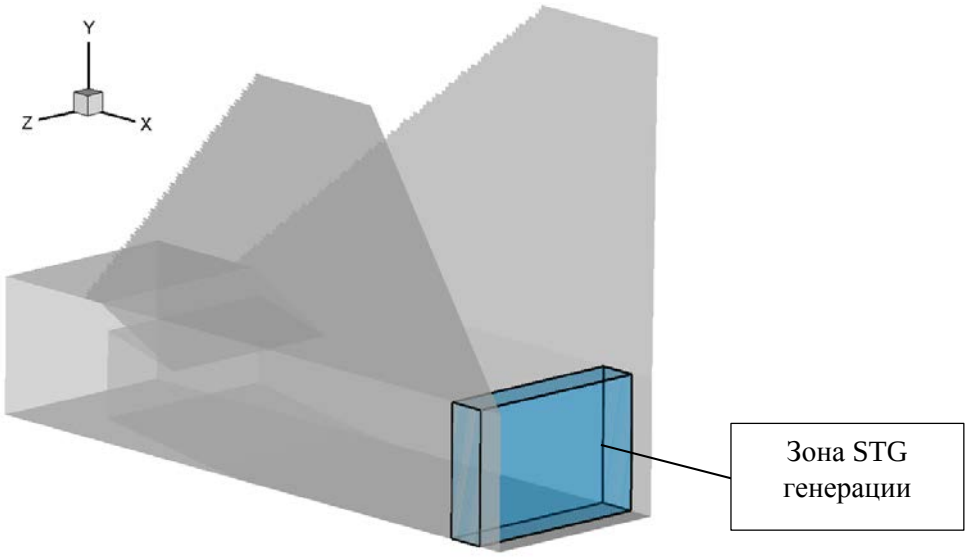


Рисунок 5.2 – Расчетная модель 1 с выделенной областью STG генерации

На рисунке 5.3 показан фрагмент сетки расчетной модели 1 с зоной STG генерации.

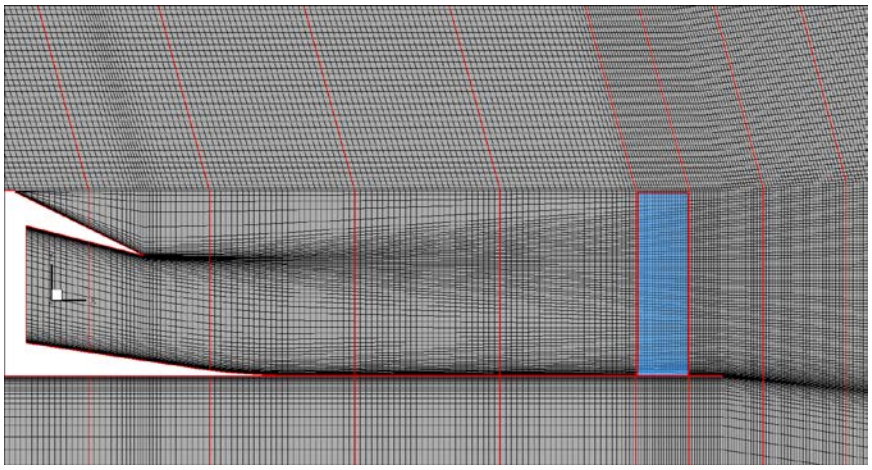
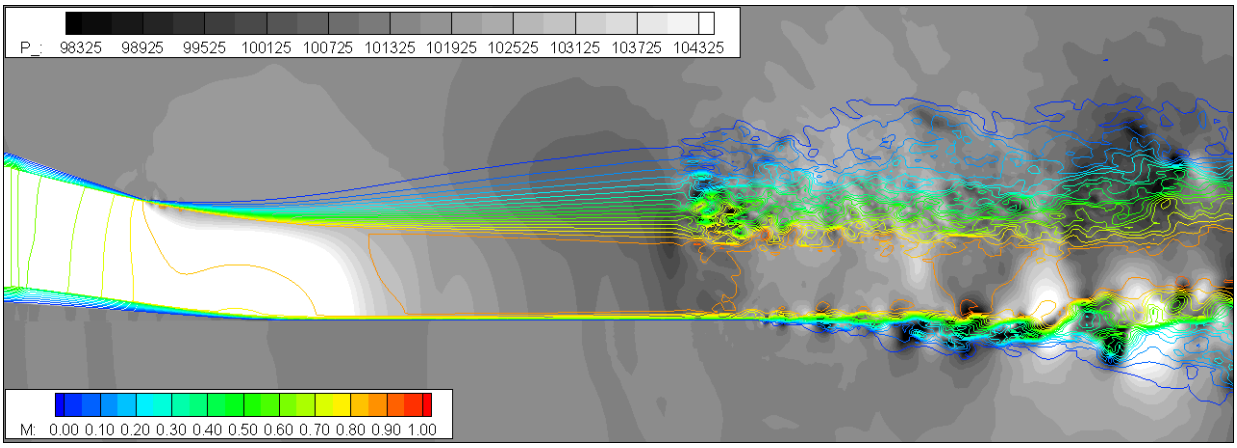


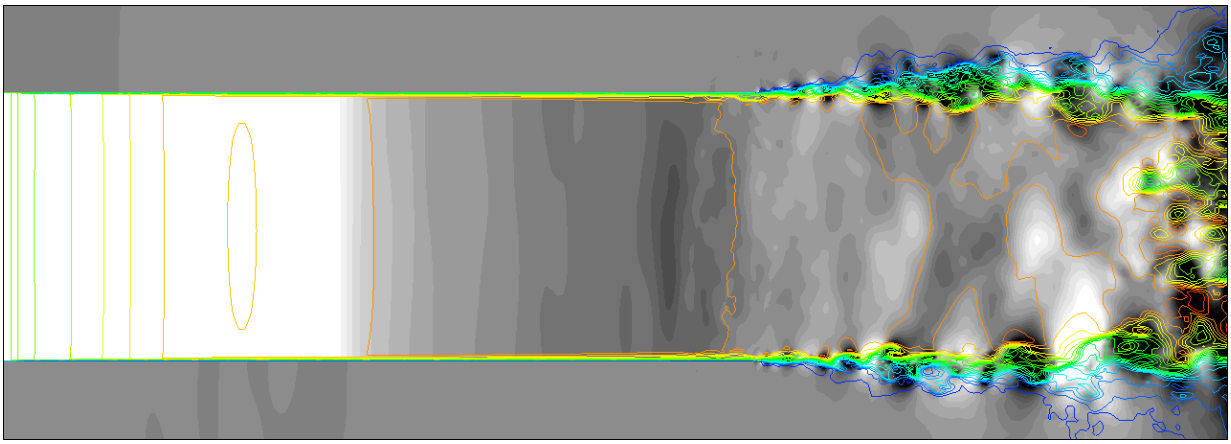
Рисунок 5.3 – Фрагмент сетки в плоскости симметрии исследуемой конфигурации для расчетной модели 1 с указанием положения зоны STG генерации

Общее количество ячеек сетки расчетной модели 1 было сравнительно небольшим (около 20 миллионов) за счет того, что тонкие пограничные слои и начальный участок слоя смешения остались в зоне RANS. При этом к моменту входа в STG генератор максимальный шаг был в 5 раз меньше толщины пограничного слоя δ в разделе 4.1 ячейки 1/6 δ было достаточно для WMLES пограничного слоя.

Вопреки ожиданиям, полученные для расчетной модели 1 результаты свидетельствовали о том, что в исследуемом течении постепенно развиваются сильные колебания слоя смешения и происходит кардинальное изменение структуры течения, иллюстрируемое на рисунках 5.4 и 5.5.

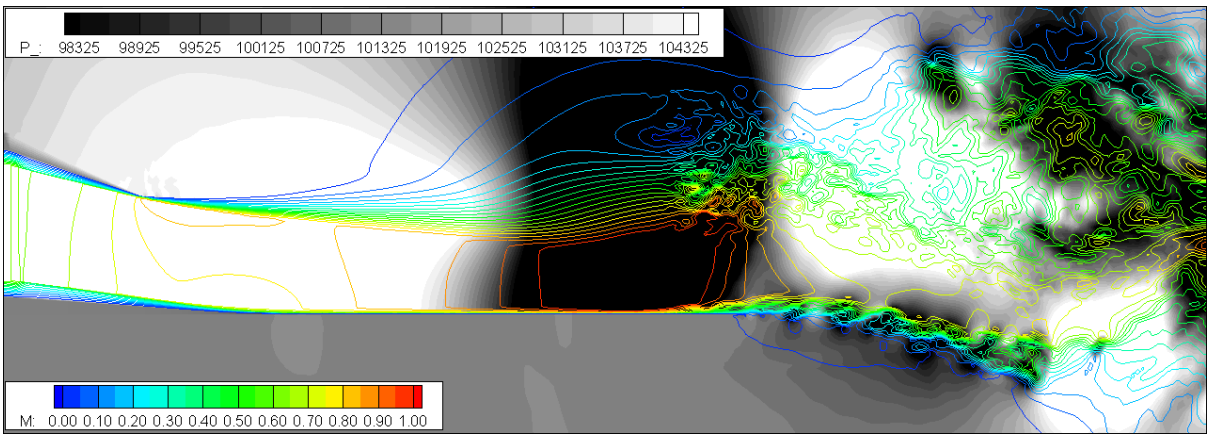


Плоскость z=0 (плоскость симметрии)

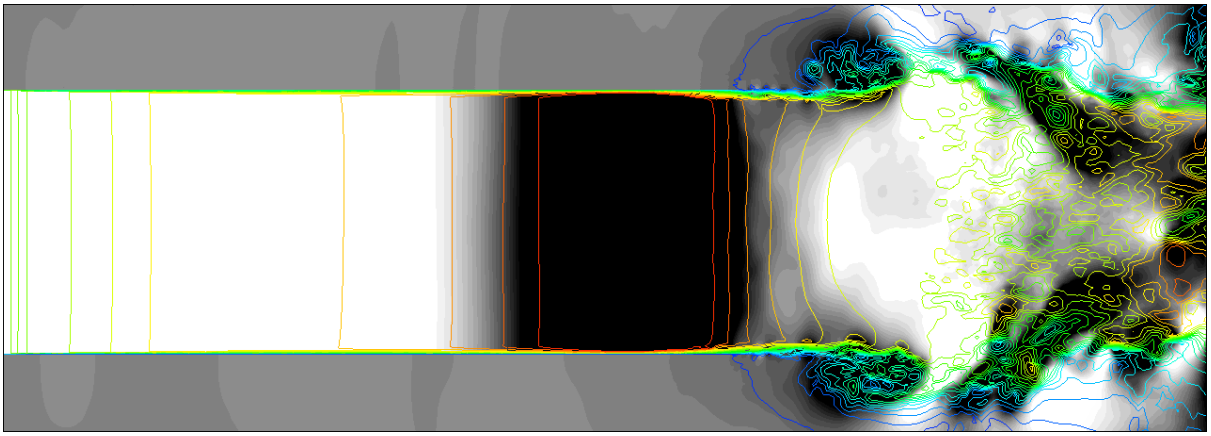


Плоскость y=0

Рисунок 5.4 – Мгновенные картины изолиний числа Маха (цветная шкала) и поле статического давления (серая шкала) в различных сечениях расчетной области в момент времени 0.04 сек



Плоскость z=0 (плоскость симметрии)



Плоскость y=0

Рисунок 5.5 – Мгновенные картины изолиний числа Маха (цветная шкала) и поле статического давления (серая шкала) в различных сечениях расчетной области в момент времени 0.08 сек

Чтобы исключить влияние STG генерации на возникший процесс, был проведен расчет течения в рассматриваемой конфигурации в RANS постановке, результаты которого качественно повторили полученный ранее результат в RANS-IDDES постановке.

Это, в частности, можно видеть на представленных на рисунке 5.6 графиках изменения суммарной вертикальной (в направлении оси y) силы, действующей на исследуемую конфигурацию.

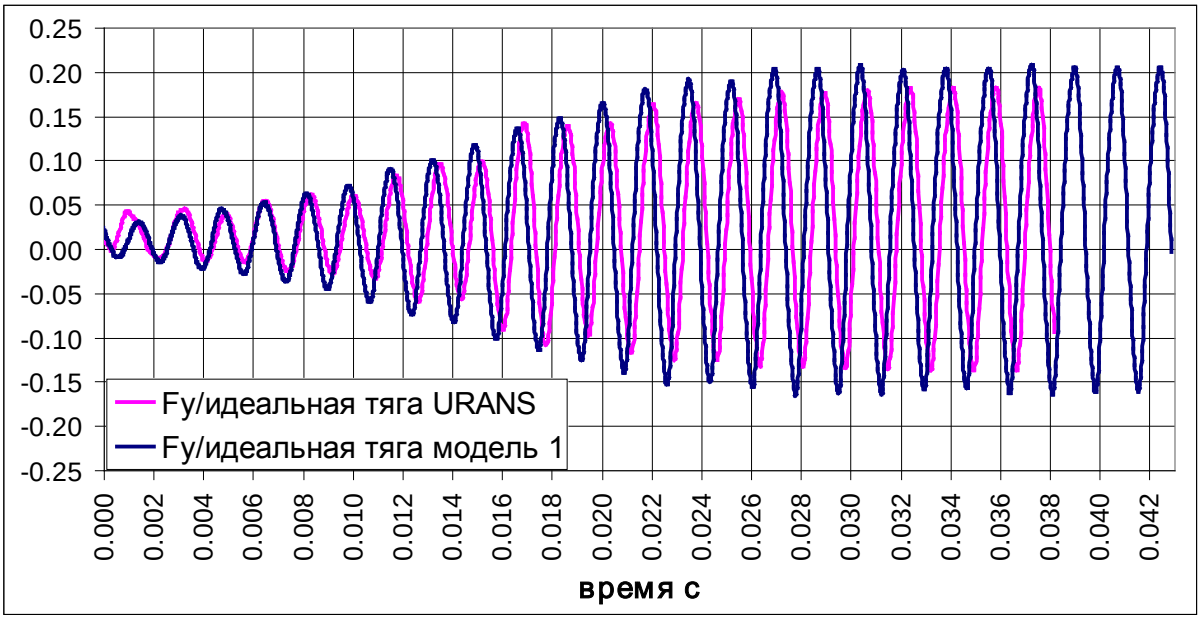


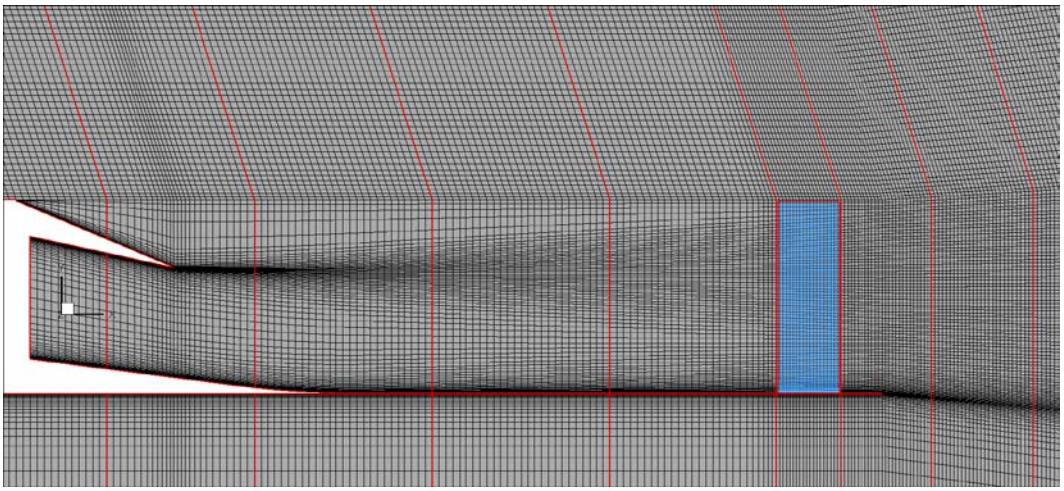
Рисунок 5.6 – Сравнение вертикальных составляющих сил, действующих на исследуемую конфигурацию, полученных в RANS и в RANS-IDDES постановках с использованием расчетной модели 1

Таким образом, результаты начального этапа исследований показали, что предположение о почти стационарном течении выхлопной струи в рассматриваемой конфигурации с использованием расчетной модели 1 оказалось неверным и необходимо использовать другую расчетную модель, поскольку нельзя рассчитывать на то, что нестационарный RANS правильно описывает возникающее течение.

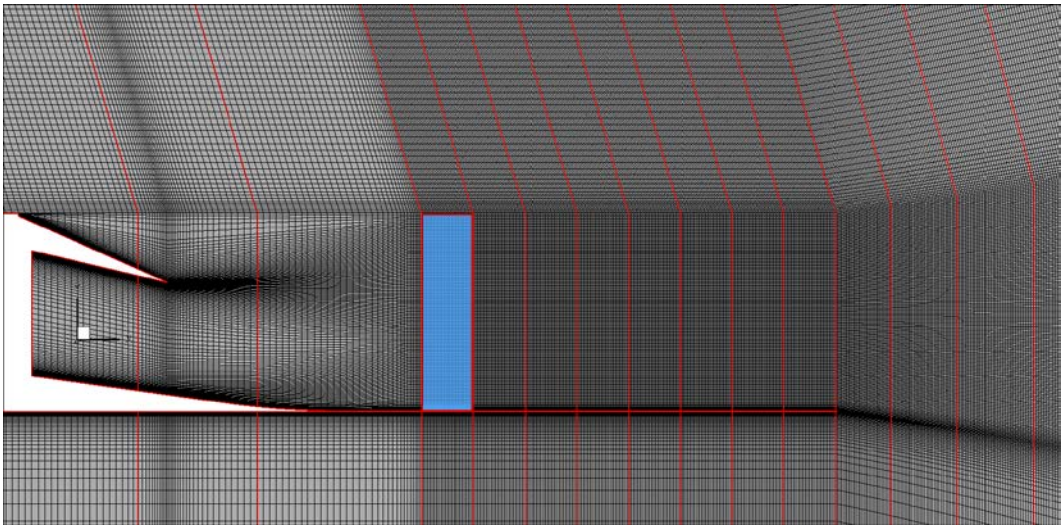
5.1.3 Зонная RANS-IDDES расчетная модель с уменьшенной областью RANS

В расчетной модели с уменьшенной областью RANS (расчетная модель 2) граница входа в LES область была перемещена к срезу сопла на 3/5 длины канала ВУ. Для разрешения более мелких структур шаг сетки для этой модели в зоне LES был уменьшен вдвое относительно модели 1, что позволило выполнить соотношение $\Delta X = \Delta Z = \delta/6$ в зоне генерации, но при этом общее количество ячеек в расчетной модели выросло до 60 миллионов.

Сравнение используемых зонных расчетных моделей приведено на рисунке 5.7.



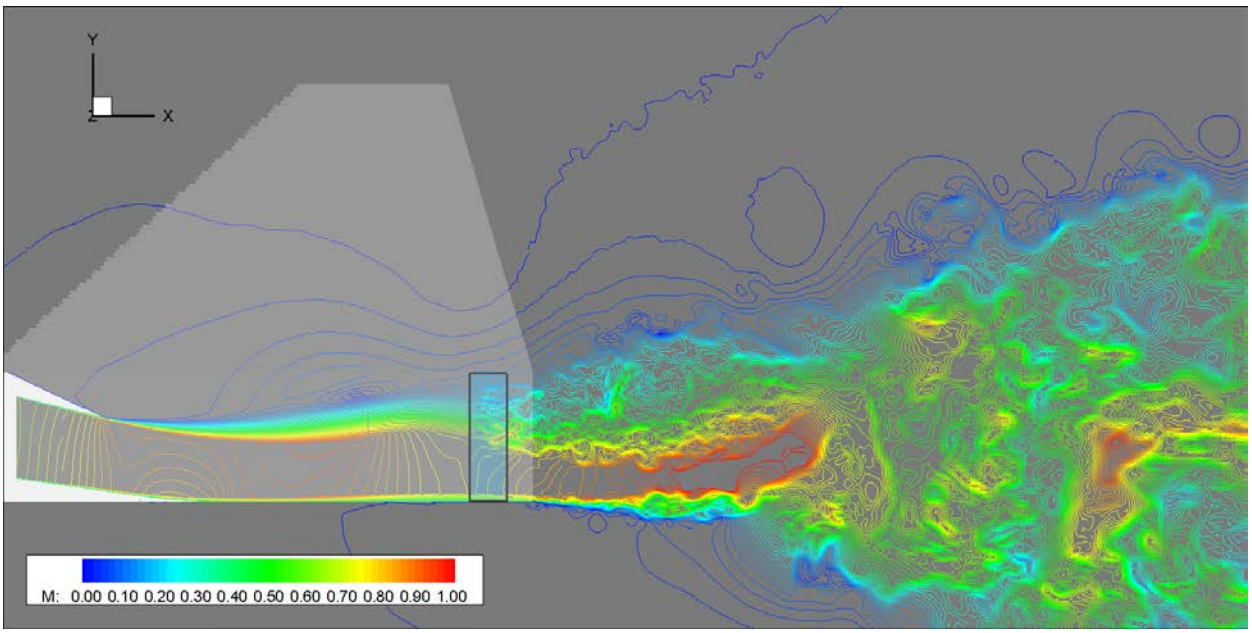
Расчетная модель 1



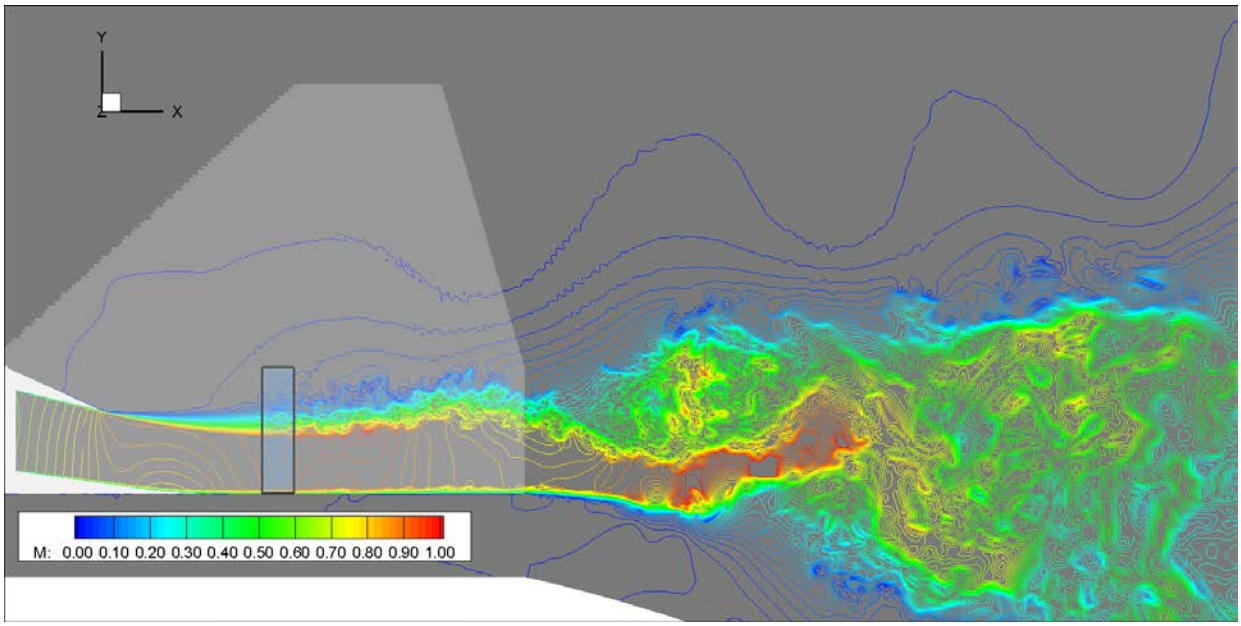
Расчетная модель 2

Рисунок 5.7 – Фрагменты сетки в плоскости симметрии исследуемой конфигурации для различных зонных расчетных моделей с указанием положения зоны STG генерации

Несмотря на то, что модель 2 разрешает, в отличии от модели 1, большую часть слоя смешения, результаты расчетов моделей оказались удивительно похожими на предыдущие, что можно, в частности, наблюдать на рисунках 5.8 и 5.9, где сравниваются картины течения в одной фазе колебаний, полученные с использованием разных зонных моделей.

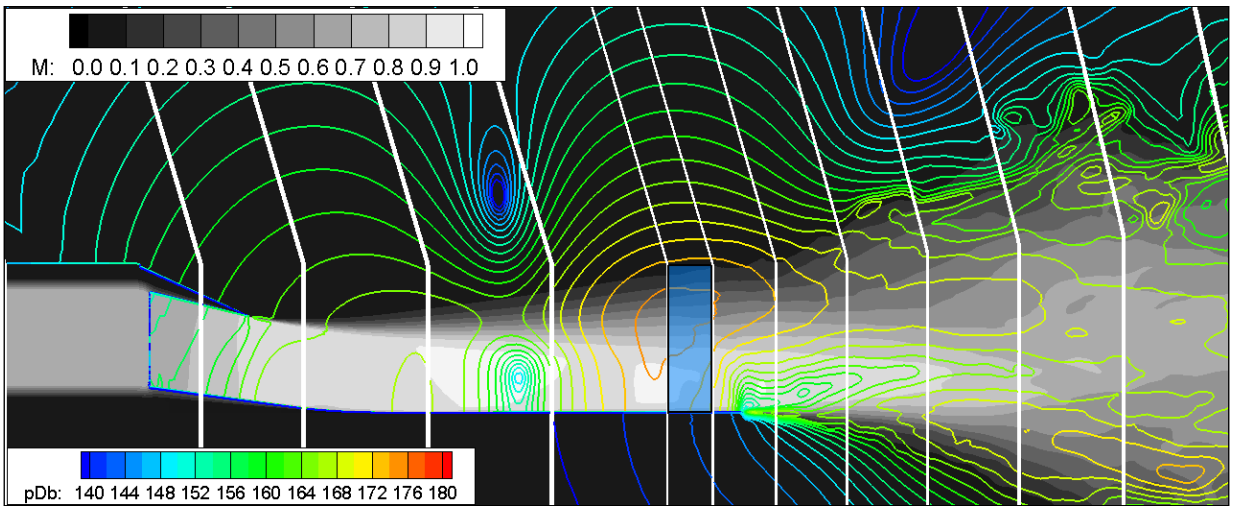


Расчетная модель 1

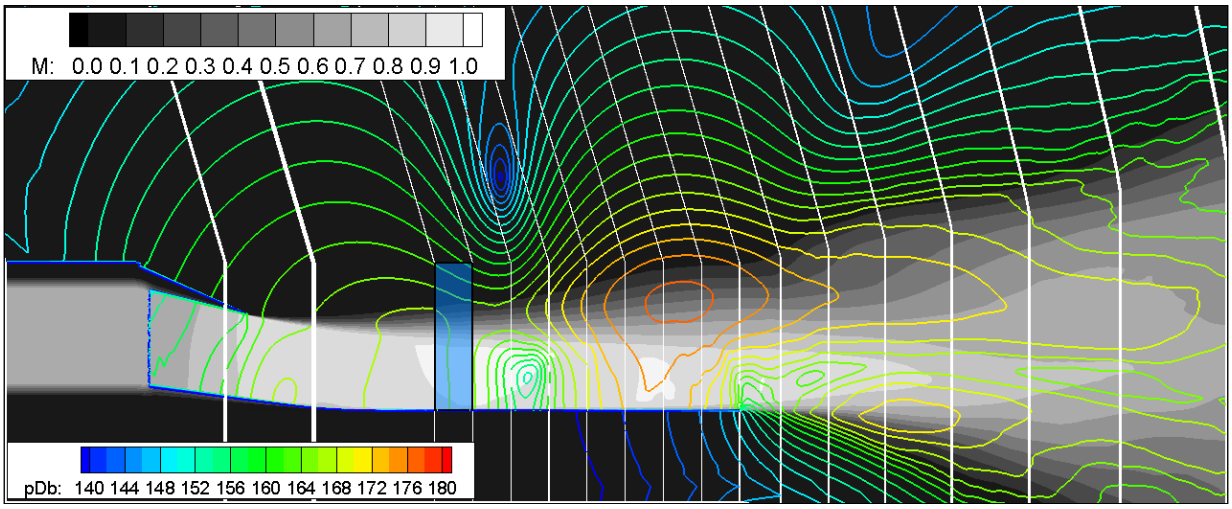


Расчетная модель 2

Рисунок 5.8 – Сопоставление мгновенных полей изолиний числа Маха в одной фазе колебаний для различных зонных расчетных моделей



Расчетная модель 1



Расчетная модель 2

Рисунок 5.9 – Сопоставление средних полей числа Маха (серая шкала) и изолиний пульсаций давления в SPL – децибелах (цветная шкала) в одной фазе колебаний для различных зонных расчетных моделей

После расчета с использованием модели 1 локальный максимум пульсаций давления в замыкающей части канала рассматривался как «артефакт» STG генерации. После проведения расчетов с использованием модели 2 стала понятна несостоятельность этого предположения. Область локального максимума пульсаций давления почти не изменилась качественно и количественно.

О близости результатов, получаемых с использованием различных зонных RANS-IDDES моделей, свидетельствуют также представленные на рисунке 5.10 графики изменения по времени вертикальных составляющие сил, действующих на исследуемую конфигурацию.

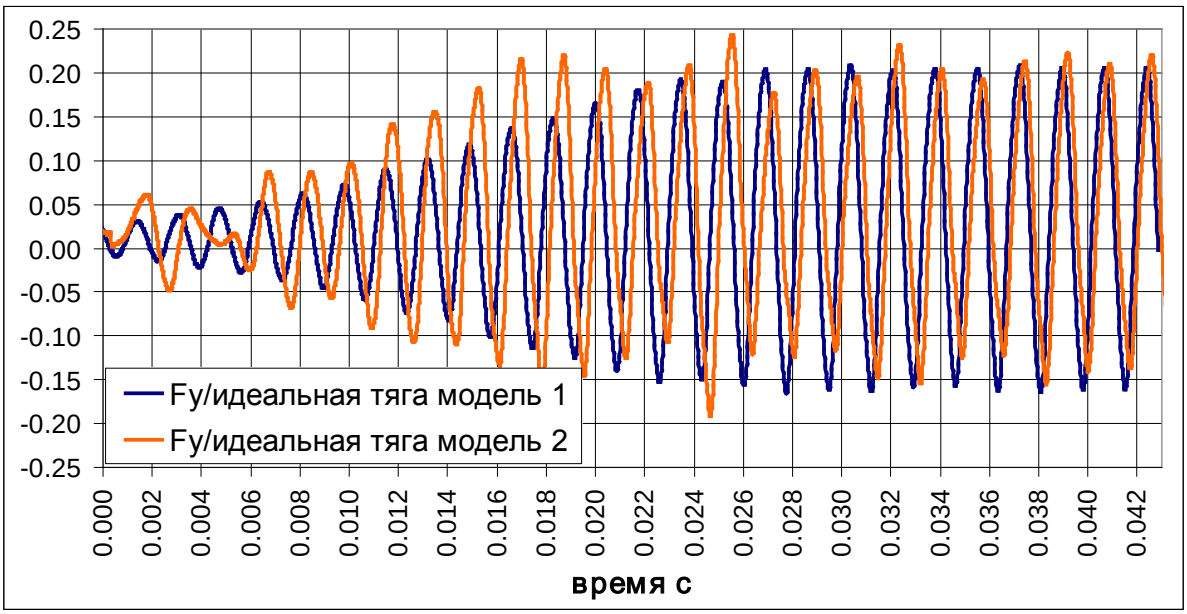


Рисунок 5.10 – Сравнение вертикальных составляющих сил, действующих на исследуемую конфигурацию, полученных в RANS-IDDES постановке с использованием различных зонных расчетных моделей

Как можно видеть, обнаруженный ранее колебательный процесс не только сохраняется, но и воспроизводится для разных расчетных моделей с одинаковыми темпом и предельным уровнем развития.

Приведенные выше сопоставления результатов, полученных с использованием различных зонных расчетных моделей, свидетельствуют о том, что полученный для исследуемого выходного устройства нестационарный процесс может быть физичным.

Попытки как-то подтвердить расчетные данные до проведения эксперимента привели к знакомству с работой [28]. В ней так же испытывалось показанное на рисунке 5.11 ВУ, содержащее закрытый с трёх сторон канал с развивающимся слоем смешения над центральным телом сопла.

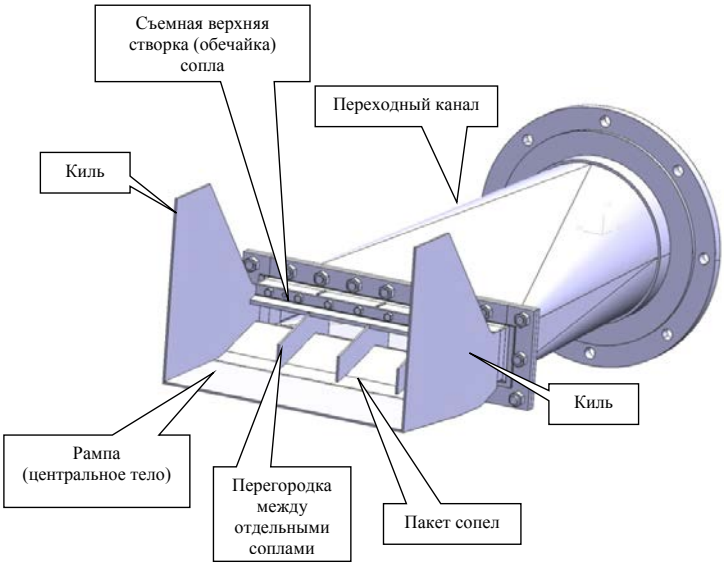


Рисунок 5.11 – Экспериментальная модель из работы [28]

На режиме истечения, близком к режиму 1, в этом ВУ возникала сильная дискретная составляющая шума, природа которой на момент проведения экспериментальных исследований осталась непонятой.

5.1.4 Предположение о механизме возникающих колебаний.

На основе анализа расчетных данных автором было сформулировано предположение о природе возникающих колебаний слоя смешения. Красная линия на рисунке 5.12 ограничивает площадь, которую бы занимала струя при расширении до давления на стенке в этом месте без смешения.

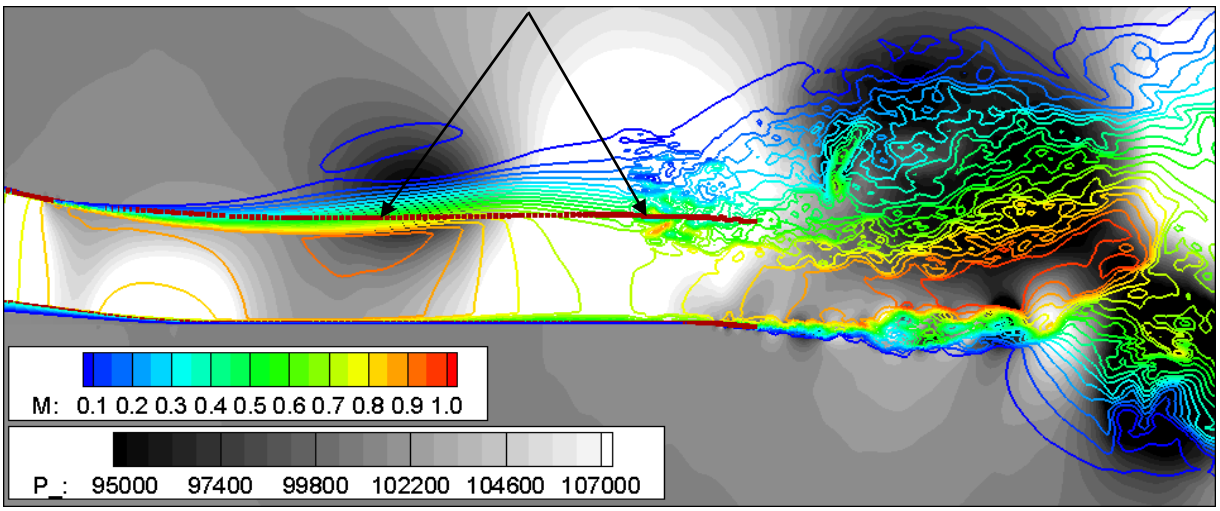


Рисунок 5.12 – Иллюстрация механизма колебаний слоя смешения

В случае смещения линии (вниз/вверх), как показывают черные стрелки, новому положению будут соответствовать (меньшее/большее) давление, что провоцирует усиление

смещения. Эжекция внешнего воздуха может препятствовать такому процессу. Однако расчеты показали, что бо́льшая детализация слоя смешения не меняет ситуацию.

Описанный механизм должен исчезать при сверхзвуковом течении, так как влияние площади на давление в сверхзвуковом случае обратное. И в работе [28] тональных составляющих при сверхзвуковом перепаде на сопле не наблюдалось.

5.1.5 Степень разрешения турбулентных структур пограничного слоя

В полученных расчетах присутствует доминирующий источник шума, и на его фоне не так видны другие детали течения. Сход с задней кромки центрального тела толстого пограничного слоя должен ощутимо влиять на формирование начального участка слоя смешения. Влияние предыстории пограничного слоя в таких ВУ будет гораздо больше, чем в традиционных соплах, где толщина пограничных слоев меньше, как минимум, на порядок. Поэтому был выполнен анализ пограничного слоя на центральном теле в плоскости Z = 0 в RANS и WMLES представлениях до и после границы LES области. На рисунке 5.13 представлены мгновенные поля напряжения трения на стенке канала ВУ для двух фаз прохождения возмущения для расчетной модели 2.

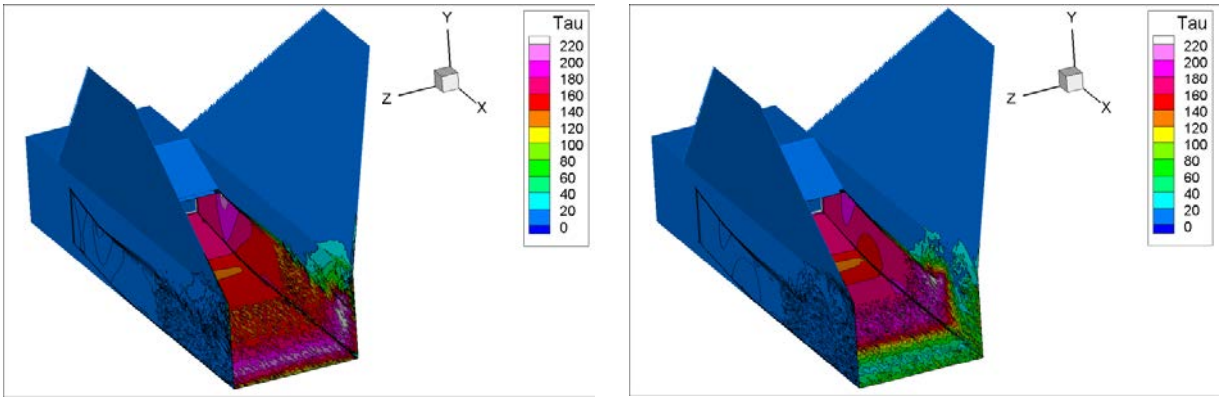


Рисунок 5.13 – Мгновенные значения напряжения трения на стенке канала ВУ для двух фаз прохождения возмущения для расчетной модели 2

Как следует из представленных полей, среднее напряжение при переходе из RANS области в LES область (там появляются мелкие возмущения, хорошо видные по черным изолиниям) не претерпевает заметных изменений.

Профили пограничного слоя до и после границы LES области представлены на рисунке 5.14.

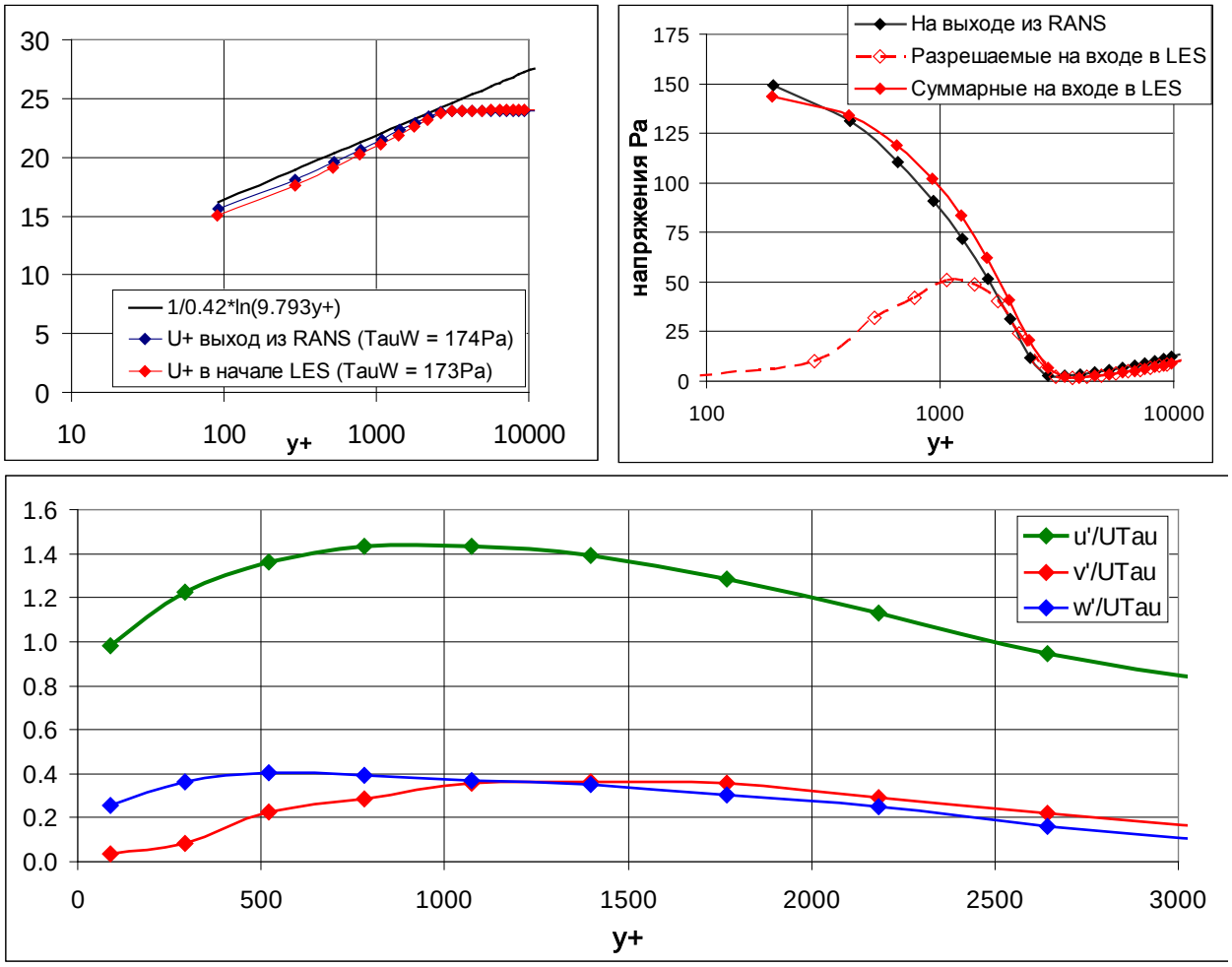


Рисунок 5.14 – Профили средней скорости, напряжений и пульсаций компонент скорости

Несмотря на то, что напряжения трения на стенке, профиль средней скорости и профиль суммарных напряжений RANS и LES хорошо согласуются, а отрицательный продольный градиент давления вызывает падение напряжений по y+, нельзя назвать такое представление пограничного слоя полноценным WMLES расчетом. Максимальный уровень разрешаемых напряжений составил всего треть от напряжения стенки. Но рисунок 5.14 даёт основание надеяться, что WMLES для подобных конфигураций скоро будет возможен.

5.1.6 Расчет течения при сверхкритическом перепаде давления на сопле

Для подтверждения исчезновения колебаний в исследуемом ВУ при сверхзвуковой скорости истечения был проведен расчет режима 3 с использованием расчетной модели 2. Как и в первых двух случаях, считалась холодная струя. Сравнить мгновенные картины течения можно на рисунке 5.15.

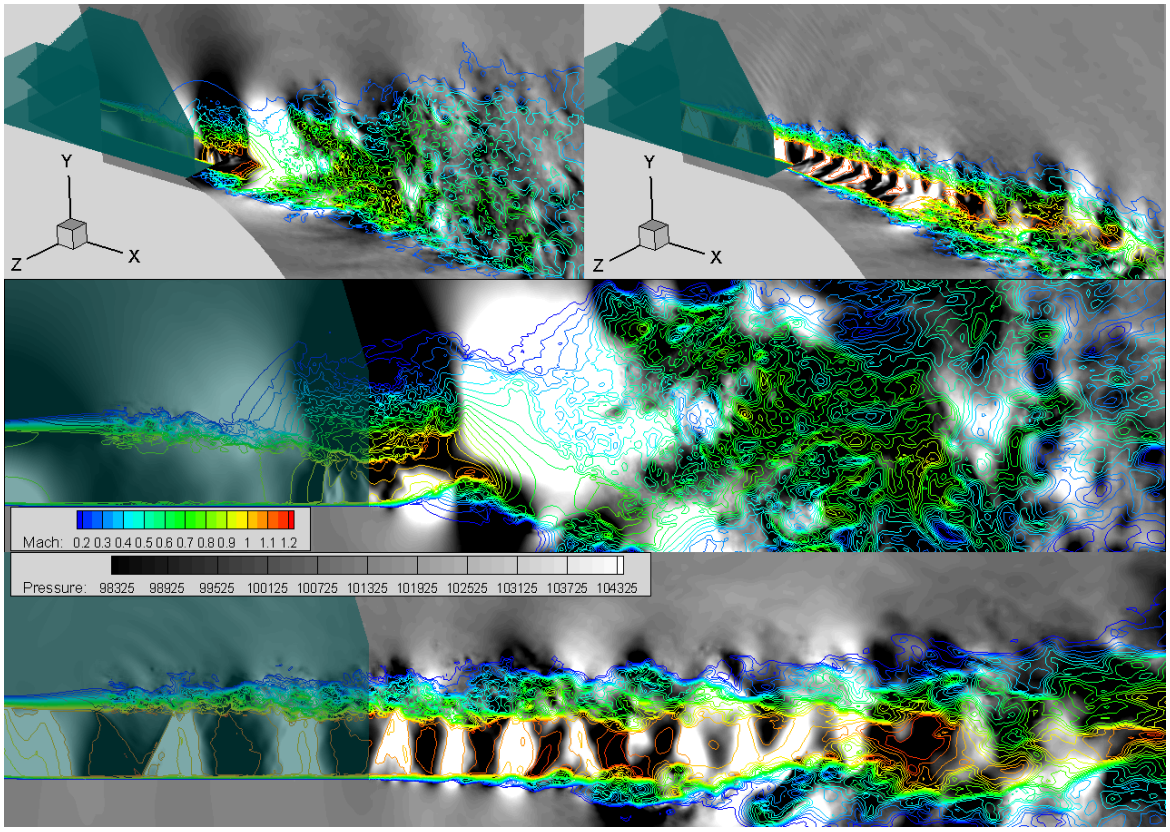


Рисунок 5.15 – Сравнения расчетных мгновенных полей течения режимов 1 и 3

Как и предполагалась, колебания слоя смешения полностью исчезли.

Мгновенные значения напряжения на стенке приведены на рисунке 5.16.

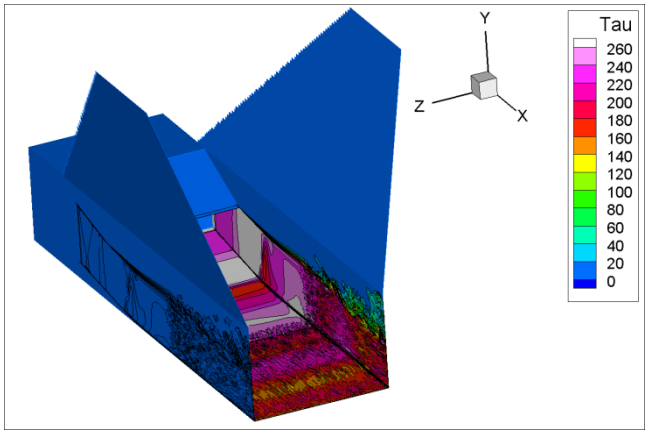


Рисунок 5.16 – Мгновенные напряжения на стенке для режима 3

Так как зона генерации находится вблизи скачка уплотнения и число Рейнольдса для режима 3 больше, чем для режима 1, сопоставление профилей пограничного слоя не проводилось.

На рисунке 5.17 представлена картина ближнего поля, построенная по временной выборке 0.05 секунд.

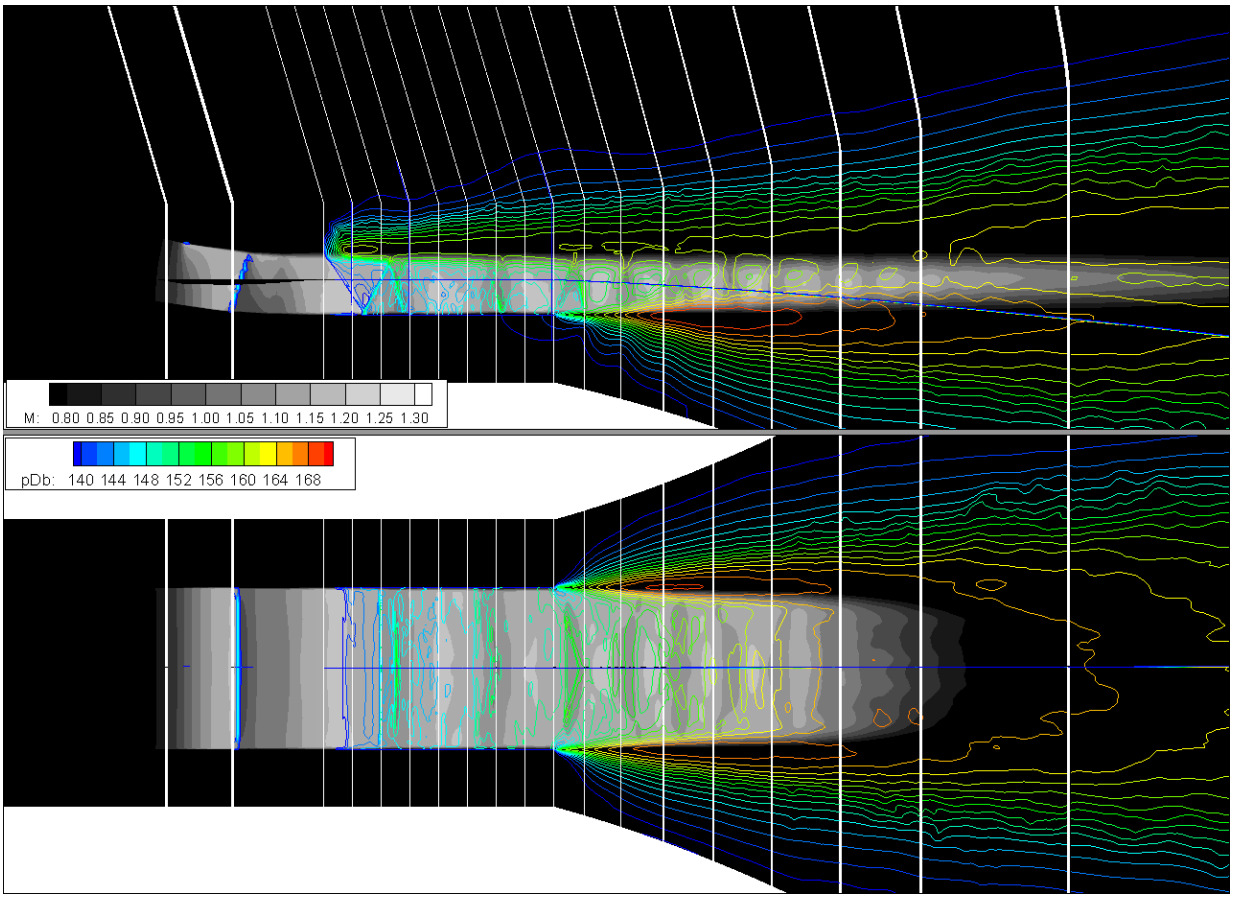


Рисунок 5.17 – Поле среднего числа Маха и уровень пульсаций давления для режима 3

Можно увидеть, что крупные поверхности килей и канал рассматриваемой модели ВУ не оказывают никакого экранирующего действия. Основные источники шума находятся за конструкцией ВУ, где характерные для недорасширенной струи «бочки» еще продолжаются. Фактически срез сопла перемещается к концу центрального тела. Возможно, используемая расчетная модель из-за недостаточного разрешения пограничных слоев несколько завышает пульсации давления в слоях смешения за конструкцией ВУ, но их максимум логично ожидать в этих местах слоев.

5.1.7 Расчет шума в дальнем поле и сравнение с экспериментальными данными

Для расчетной модели 2 на режимах 1 и 3 были выполнены расчеты шума в дальнем поле с использованием выборки 0.0310501 секунд и 0.05 секунд соответственно по контрольной поверхности, изображенной на рисунке 5.18. Длина временной выборки режима 1 была максимально приближена к 18-ти периодам регулярных доминирующих колебаний в этой задаче.

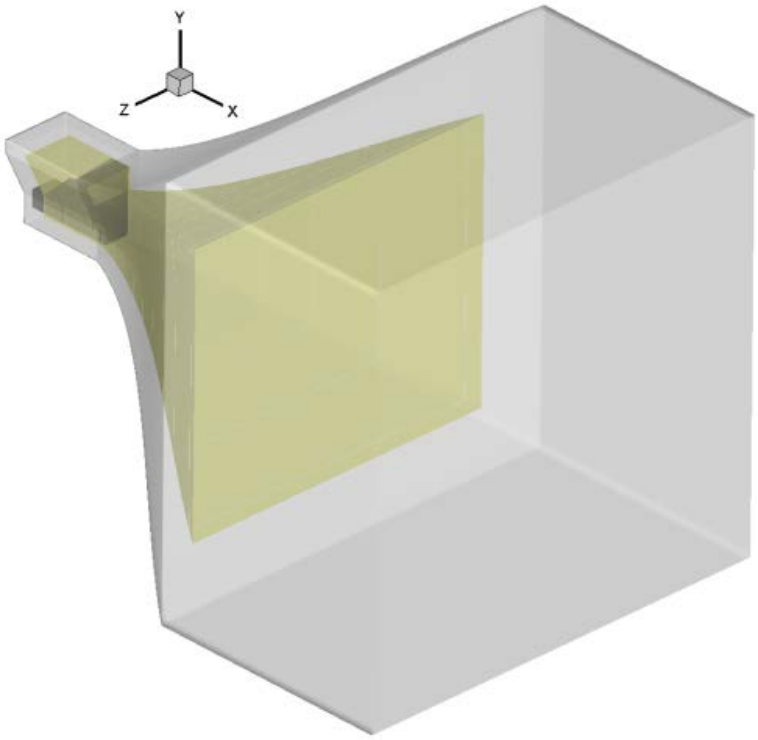


Рисунок 5.18 – Контрольная поверхность внутри расчетной области при расчете шума в дальнем поле для расчетной модели 2

Сопоставление результатов расчета шума ВУ в дальнем поле с экспериментом проводились в точках, удаленных на 6 м от центра среза сопла прямоугольного сечения и лежащих в двух взаимно ортогональных плоскостях, одна из которых является плоскостью симметрии исследуемой конфигурации. Положение точек измерения в каждой из плоскостей определяется углом Θ, отсчитываемым от направления истечения струи. Используемые ниже на графиках словосочетания «Микрофон снизу» и «Микрофон сбоку» отвечают измерениям в плоскости симметрии и ортогональной ей плоскости соответственно. Шум выходного устройства также сравнивался с экспериментальным шумом круглой струи из сужающегося сопла диаметром 0.089 м, площадь которого была примерно равна площади среза сопла прямоугольного сечения исследуемого выходного устройства.

Сравнение диаграммы направленности для режима 1 с экспериментальными данными работы [32] приведено на рисунке 5.19.

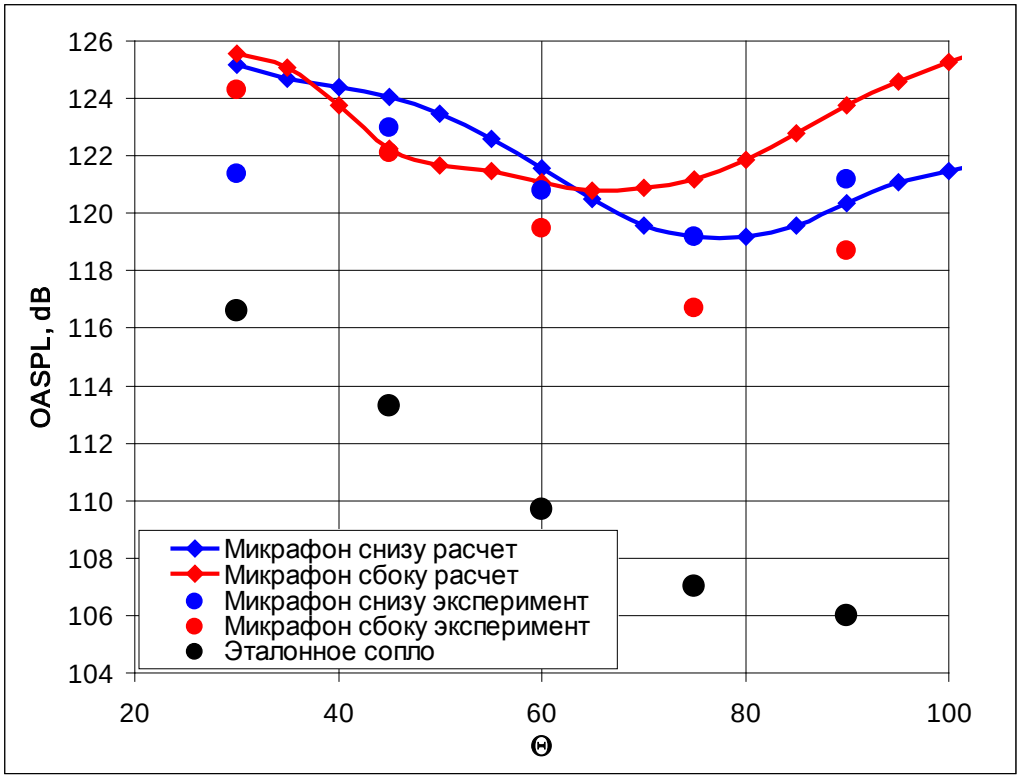


Рисунок 5.19 – Диаграмма направленности в сравнении с данными работы [32] режим 1

В расчете истекала холодная струя, поэтому для сопоставления с экспериментом уровни акустического давления были скорректированы согласно формуле $W = k_0 \cdot \frac{\rho_0^{\ 2} \cdot u_0^{\ 8} \cdot d^2}{\rho_\infty \cdot a_\infty^{\ 5}}$, взятой из работы [64]. Качественно расчетные кривые повторяют экспериментальные. Отличия до 5 dB присутствуют на углах от 70° для направления «сбоку».

На рисунке 5.20 сравниваются третьоктавные спектры. Частоты приведены к эксперименту с использованием подобия по числу Струхаля, а уровни скорректированы, как и в диаграмме направленности.

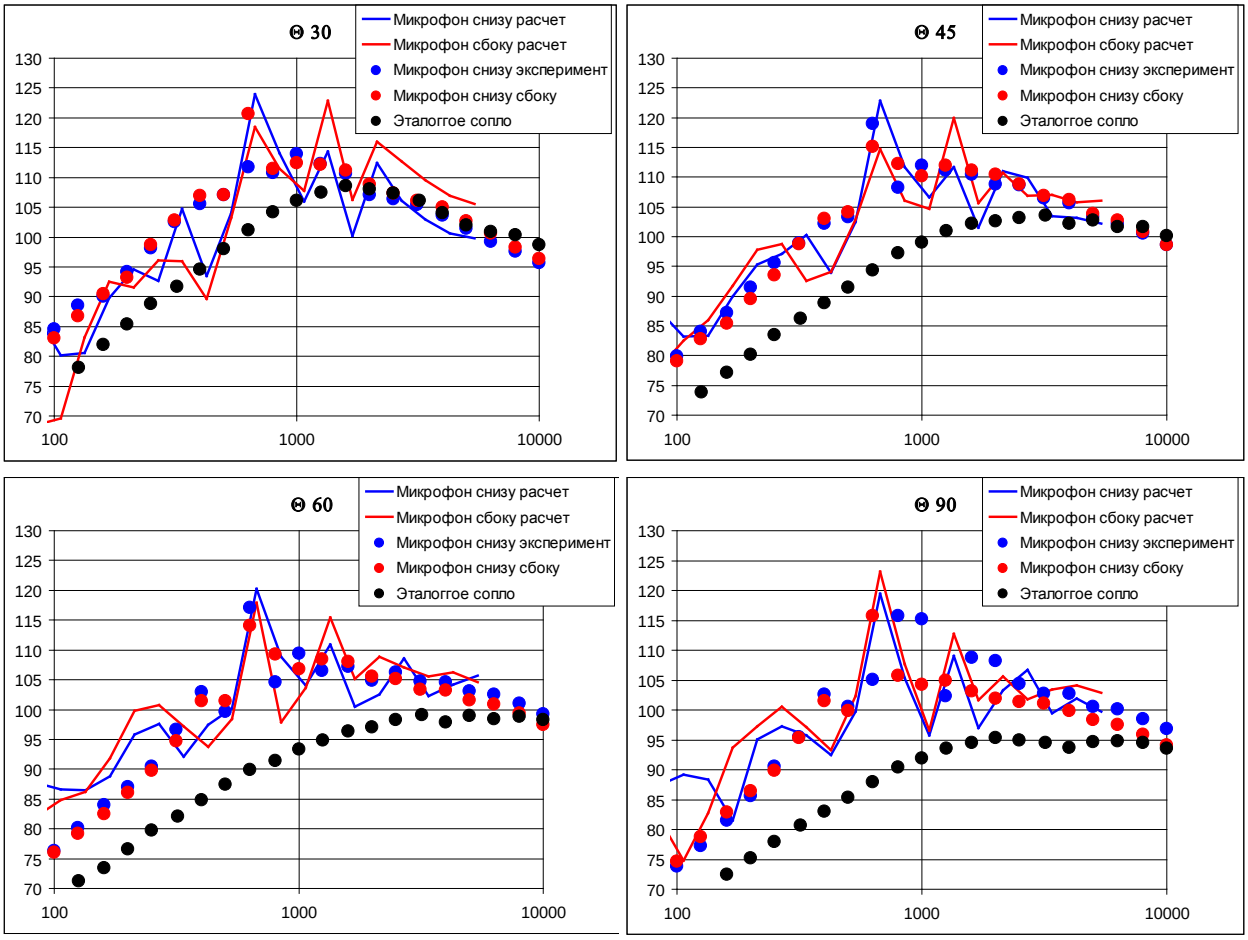


Рисунок 5.20 – Третьоктавные спектры в сравнении с данными работы [32] режим 1

Можно отметить, что расчет хорошо воспроизводит частоту единственного тона, заметного на экспериментальных третьоктавных спектрах, правда формируется второй тон на удвоенной частоте, который неразличим в эксперименте.

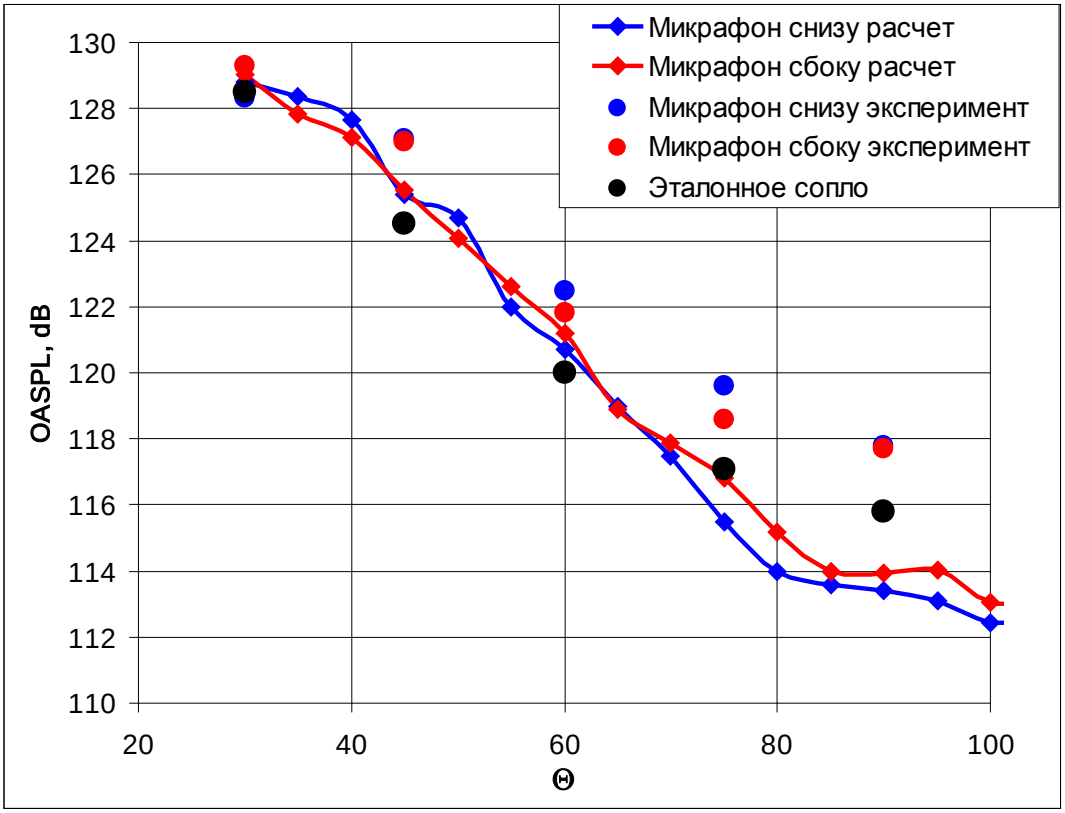
Автор склонен объяснять различие в диаграмме направленности для углов более 70° направления «сбоку», как и отсутствие второго тона, недостаточной жесткостью вертикальных поверхностей экспериментальной модели. Также свой вклад должны вносить неточности пересчета на горячую струю.

Изначально расчет режима 3 проводился для проверки предполагаемого исчезновения колебаний слоя смешения для сверхзвукового перепада на сопле. Но после получения экспериментальных данных для исследуемого ВУ сопоставление шума в дальнем поле все же было проведено. На режиме 3 перепад давления на сопле сверхзвуковой и разница температур между расчетом и экспериментом составила 2.2 раза,

поэтому для коррекции акустического давления были применены формулы (20) из работ [65, 66].

$$
\begin{aligned}
&W_a(\Theta) \sim \rho \cdot u_0^{\ 7.5} \cdot C_\infty^{\ -5} \cdot D_a^{\ 2} \cdot C^{-5} \\
&C(M_c, \Theta) = \sqrt{(1 - M_c \cdot \cos(\Theta))^2 + 0.4^2 \cdot M_c^{\ 2}} \\
&M_c = u_k / c_\infty \\
&u_k = u_0 \cdot 0.6
\end{aligned}
\tag{20}
$$

Диаграмма направленности в сравнении с экспериментом приведена на рисунке 5.21.



На рисунке 5.22 сравниваются третьоктавные спектры. Частоты, как и в предыдущем случае, приведены к эксперименту с использованием подобия по числу Струхаля.

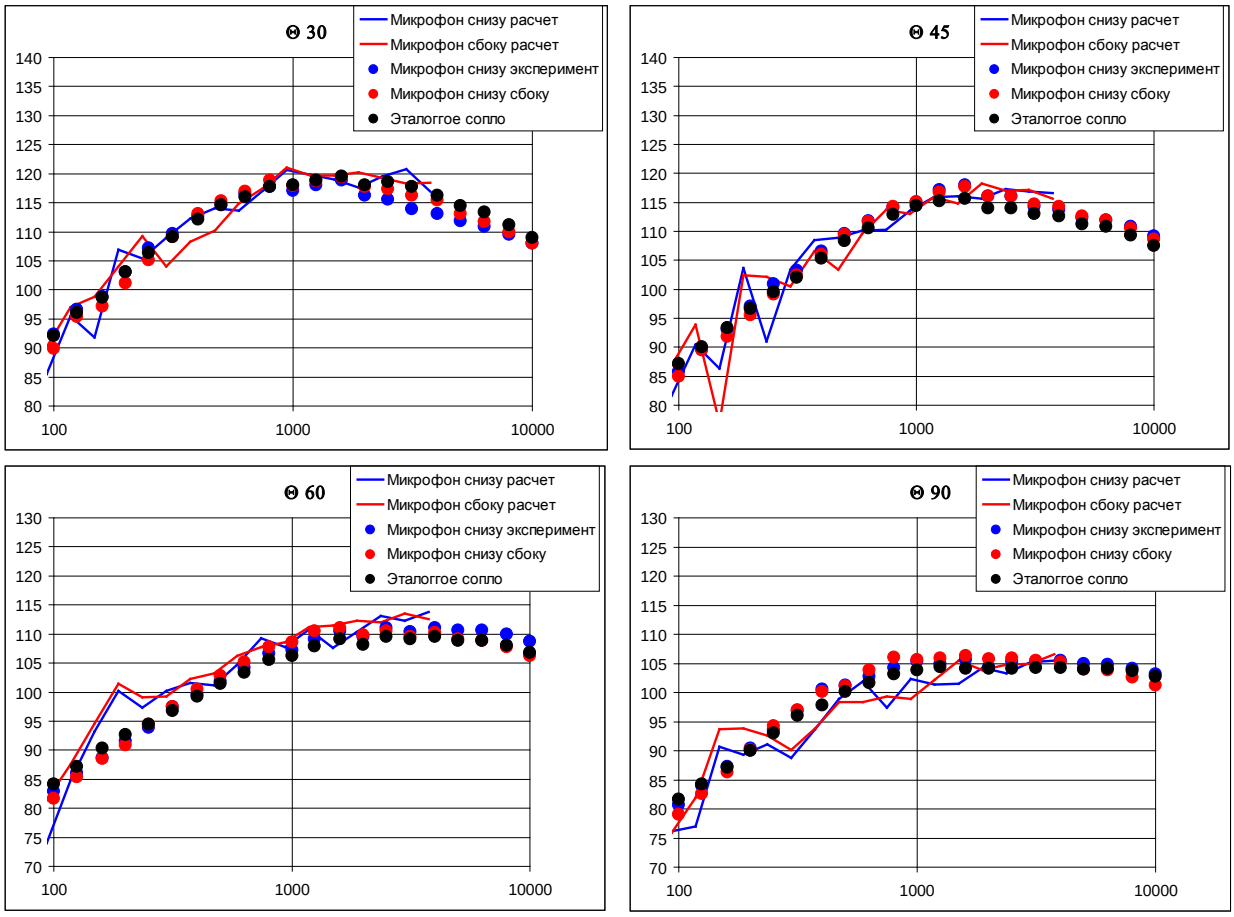


Рисунок 5.22 – Третьоктавные спектры в сравнении с данными работы [32] режим 3

Подводя итог разделу 5.1 отметим, что, благодаря серии расчетов, посвященных конфигурации ВУ, изображенной на рисунке 5.1, удалось найти объяснение появлению сильных тональных составляющих шума в дальнем поле, на непонятность природы которых указывали авторы работы [28]. Выдержала также проверку экспериментом гипотеза о том, что исследуемая конфигурация не продемонстрирует выигрыша в уровне шума перед круглым соплом при сверхзвуковом перепаде, где тона будут отсутствовать. Количественно результаты эксперимента также предсказаны неплохо, причем до его проведения. Вышесказанное подтверждает полезность проведения предварительных расчетов подобных конфигураций при подготовке экспериментальных исследований.

5.1.8 Заключение к разделу 5.1

1. В текущем разделе предложенный в настоящей работе численный метод и известный зонный RANS-IDDES подход к вихреразрешению с использованием объемных генераторов синтетической турбулентности (VSTG/STG-генераторы) применен к исследованию особенностей течения и к расчету акустических характеристик выходного устройства (ВУ) демонстратора сверхзвукового гражданского самолета (ДСГС).
2. Анализ нестационарных процессов, возникающих при истечении струи в рассматриваемом ВУ, позволил дать объяснение обнаруженному ранее в экспериментальной работе [28] явлению возникновения в спектре шума похожего выходного устройства с прямоугольным соплом, интегрированным с хвостовой частью летательного аппарата, ярко выраженных дискретных составляющих при докритических и близких к критическим перепадах давления на сопле и их исчезновению при сверхкритических перепадах. С высокой долей вероятности причиной этого акустического явления является возникающая при докритическом перепаде давления на сопле **положительная** обратная связь между изменением статического давления на нижней стенке и центральном теле сопла и смещением слоя смешения, сходящего с верхней стенки сопла. Такая обратная связь приводит к возникновению интенсивных поперечных колебаний слоя смешения, вызывающих сильные изменения давления на элементах ВУ, примыкающих к струе, и к появлению ярко выраженных дискретных (тоновых) составляющих спектра шума в дальнем поле. Указанное обстоятельство подчеркивает гидродинамический механизм возникновения этих дискретных составляющих, в отличие от ряда подобных явлений (например, screech), вызванных акустическим резонансом.
3. Результаты расчетов акустических характеристик выходного устройства при различных перепадах давления на сопле показали, что:
   - При докритическом перепаде давления на сопле, равном π_c = 1.678:
     - ✓ суммарный шум ВУ в дальнем поле существенно превосходит шум эквивалентной круглой струи, причем в диапазоне азимутальных углов Θ от 30° до ~75° это превышение составляет 10-15 dB (в зависимости от окружного угла φ);
     - ✓ максимумы суммарного шума ВУ достигаются при углах Θ~30° (задняя полусфера) и θ~110° (передняя полусфера), причем максимальный уровень шума

в передней полусфере несколько (на ~2-3 dB) превосходит аналогичное значение для задней полусферы;

- ✓ суммарный шум ВУ в передней полусфере практически полностью определяется 1-ой гармоникой с частотой ~583 Гц, а в задней полусфере при $\theta < 50°$ становится заметной и даже начинает преобладать (при φ = 90°) 2-ая гармоника (частота ~1164 Гц).

– При сверхкритическом перепаде давления на сопле, равном π_c= 2.2:

- ✓ суммарный шум ВУ в дальнем поле существенно (на ~8-10 dB) снижается, и при этом в диаграммах его направленности (как в плоскости симметрии ВУ, так и в плоскости, перпендикулярной ей) отсутствуют ярко выраженные экстремумы, а в спектрах шума в указанных плоскостях отсутствуют заметные тоновые составляющие.

4. Сопоставление результатов расчетов диаграмм направленности и третьоктавных спектров и соответствующих экспериментальных данных для исследуемого выходного устройства на рассмотренных режимах истечения свидетельствует о хорошем качественном (наличие тоновых составляющих при дозвуковом перепаде давления на сопле и их отсутствие при сверхкритическом) и удовлетворительном количественном соответствии. При этом расчетные и экспериментальные значения частот тоновых составляющих при докритическом истечении выхлопной струи практически совпадают.

5.2 Модель выходного устройства с эффективным шумоглушением

5.2.1 Исследуемая конфигурация

Очевидно, что эффективность экранирования определяется расположением источника шума? относительно поверхностей и размерами этих поверхностей по отношению к длине излучаемых волн. Прямоугольное сопло большого удлинения имеет укороченное потенциальное ядро и спектр, сдвинутый в высокие частоты. Можно теми или иными способами повысить интенсивность смешения и еще укоротить зону источников. Так, в работе [33] исследовалось секторное сопло, в котором интенсивность смешения повышается за счет формирования продольной завихренности, а необходимый для смешения внешний воздух эжектируется как сверху, так и через 7 небольших воздухозаборников, видных на рисунке 5.22.

Рисунок 5.22 – Секторное сопло, исследованное в работе [33]

Эксперименты, проведенные в рамках работы [33], показали снижение шума такого устройства до 7.9 EPNdB в боковой точке. Однако, как конструкция, так и исключительно экспериментальный подход к формированию таких устройств на взгляд автора не лишены недостатков.

К недостаткам исключительно экспериментального подхода работы [33] следует отнести невозможность формирования представления о деталях течения, влияющих на генерацию шума, как и произошло с дискретной составляющей работы [28]. Также отметим, что минимизировать шум необходимо на скоростях полета около 100 м/с, а такие эксперименты невозможно провести на установке, используемой в работах [28-33].

К недостаткам конструкции (рисунок 5.22) следует отнести большое количество подвижных элементов с независимыми приводами. При переходе к крейсерской конфигурации образуются щели по длине много большие периметра прямоугольника сопла. Плохо прогнозируемые потери от них будут действовать на протяжении всего

полета. Пилоны так же должны негативно повлиять на тягу в крейсерском полете. Для взлетной конфигурации интенсивное перемешивание с эжектируемым воздухом будет сопровождаться падением среднего статического давления, что, в свою очередь, создаст силу, противоположную тяге на множестве стенок, имеющих соответствующую проекцию площади.

Автором была предложена показанная на рисунке 5.23 модель с менее радикальным подходом к интенсификации смешения, настроенная на перепад 2.4 для взлетного режима и на перепад ~10 для крейсерского режима.

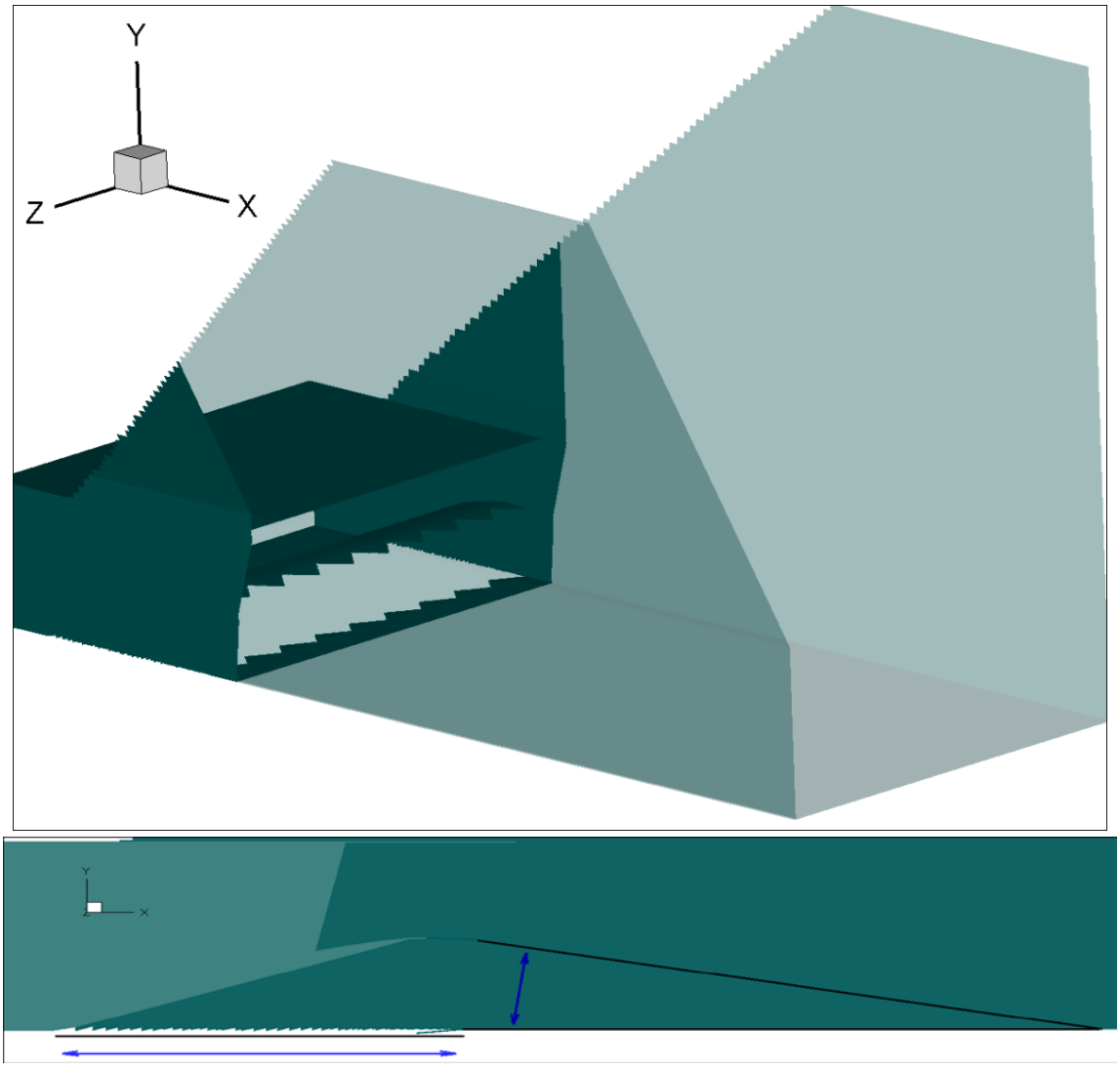


Рисунок 5.23 – Предложенная модель выходного устройства с эффективным шумоглушением

В основе предложенной схемы одна крупная поворотная деталь, являющаяся либо клином расширения для крейсерского режима (поднятое состояние), либо экранирующей поверхностью для взлетного режима (опущенное состояние). Стык поворотной детали с нижней стенкой основного сопла выполняется по ломаной линии, это обеспечивает наличие шевронов во взлетном режиме для интенсификации смешения с эжектируемым воздухом и гладкую образующую сопла Лаваля для крейсерского. Следует отметить, что длина этого

стыка намного меньше, чем длина стыков упомянутого выше секторного сопла. А то, что поворотная панель не взаимодействует с потоком своей нижней стороной, позволяет выбрать ее толщину без оглядки на аэродинамику. Модель ВУ на рисунке 5.23 подготовлена для предварительных расчетов взлетного режима, поэтому в ней отсутствует профилирование поворотной панели.

5.2.2 Расчетная модель

Рисунок 5.24 иллюстрирует расчетную модель, с использованием которой выполнялись расчеты.

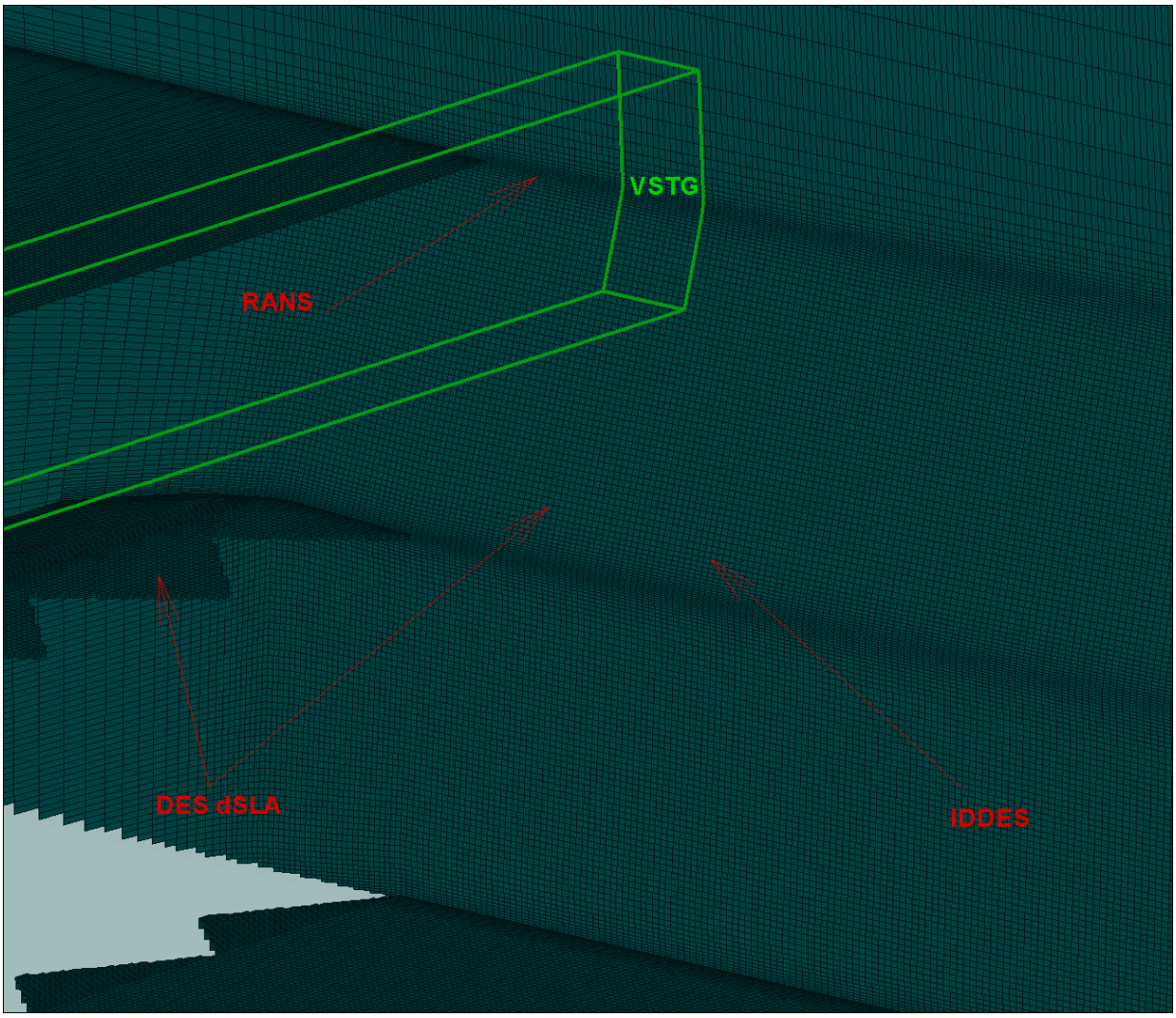


Рисунок 5.24 – Фрагменты расчетной модели с зоной STG генерации и сетки на обтеканмых поверхностях исследуемого ВУ

В используемой расчетной модели, как и в расчетных моделях раздела 5.1, применяется синтетическая генерация турбулентности в зоне верхней образующей сопла (сама образующая находится в зоне RANS). В области шевронов и канала эжектора применяется DES с масштабом Δ_{SLA} (раздел 1.2.3), ниже по потоку – IDDES. Из сопла истекает газ с перепадом давления 2.4 и полной температурой 650К. Количество ячеек в используемой расчетной модели было около 90 миллионов.

5.2.3 Результаты расчета в условиях старта

На рисунке 5.25 представлена мгновенная картина сформировавшегося течения при числе Маха в набегающем потоке M_∞=0.

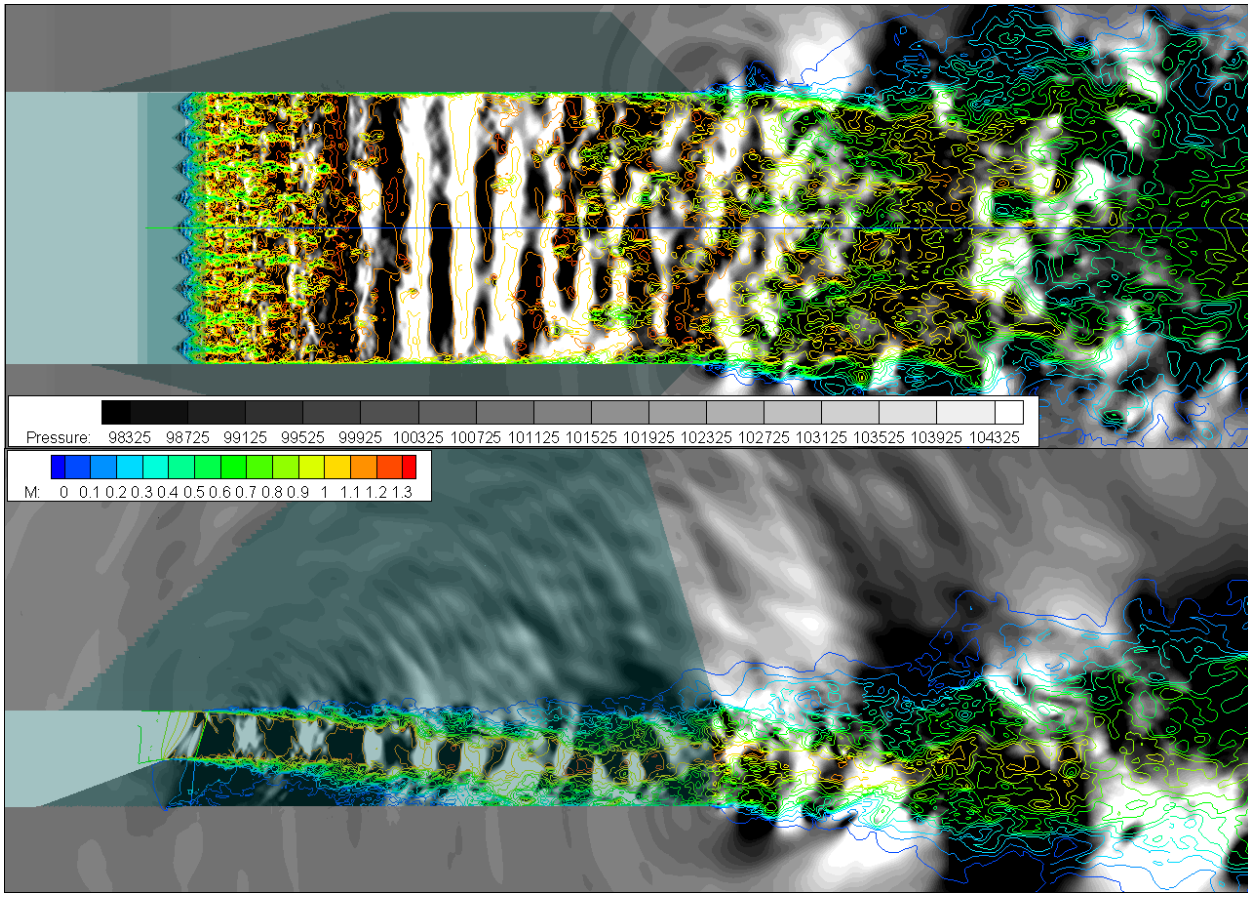


Рисунок 5.25 – Мгновенные поля статического давления (серая шкала) и изолиний числа Маха (цветная шкала) при M_∞=0

Главной особенностью возникающего течения является то, что, несмотря на большую площадь для эжекции, расхода эжектируемого снизу воздуха оказывается недостаточно, и примерно на середине канала струя прилипает к нижней стенке ВУ и формирует колебания в вертикальной плоскости. На рисунке 5.26 приведены некоторые расчетные интегральные параметры исследуемого ВУ.

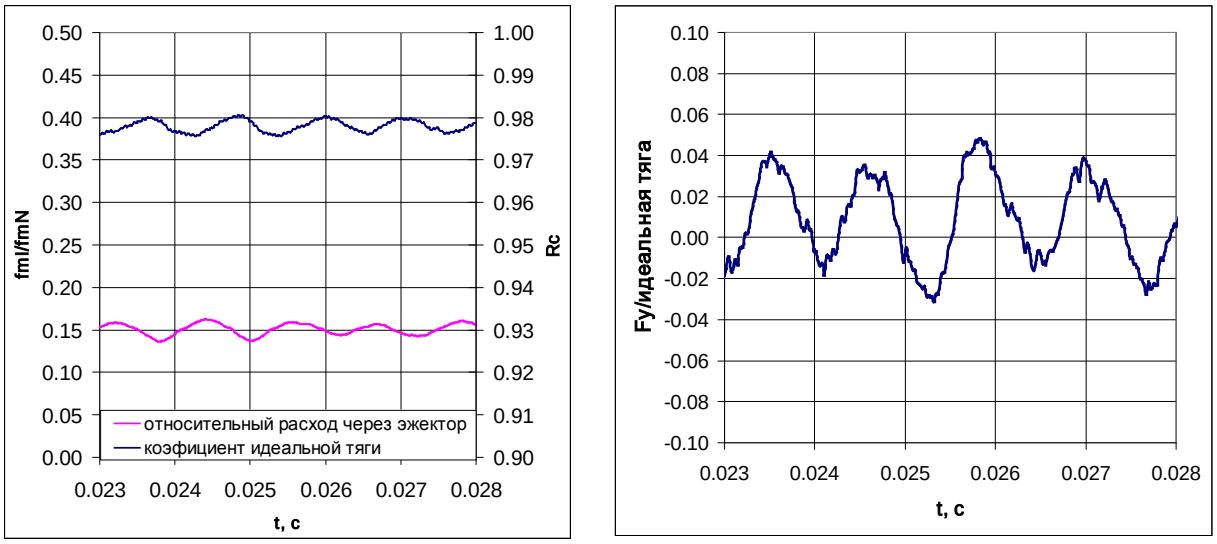


Рисунок 5.26 – Расход через эжектор, коэффициент идеальной тяги и безразмерная вертикальная сила для M_∞=0

Коэффициент идеальной тяги приблизился к 0.98 и является очень высоким для взлетной конфигурации. Расход через эжектор составил ~15% от расхода через основное сопло. Амплитуда колебаний вертикальной силы, определяющая тональную составляющую шума, хоть и присутствует, но примерно в 6 раз меньше, чем для ВУ, рассмотренного в разделе 5.1. Столь низкие потери тяги для сопла со значительной долей эжекции можно пояснить, рассмотрев рисунок 5.27.

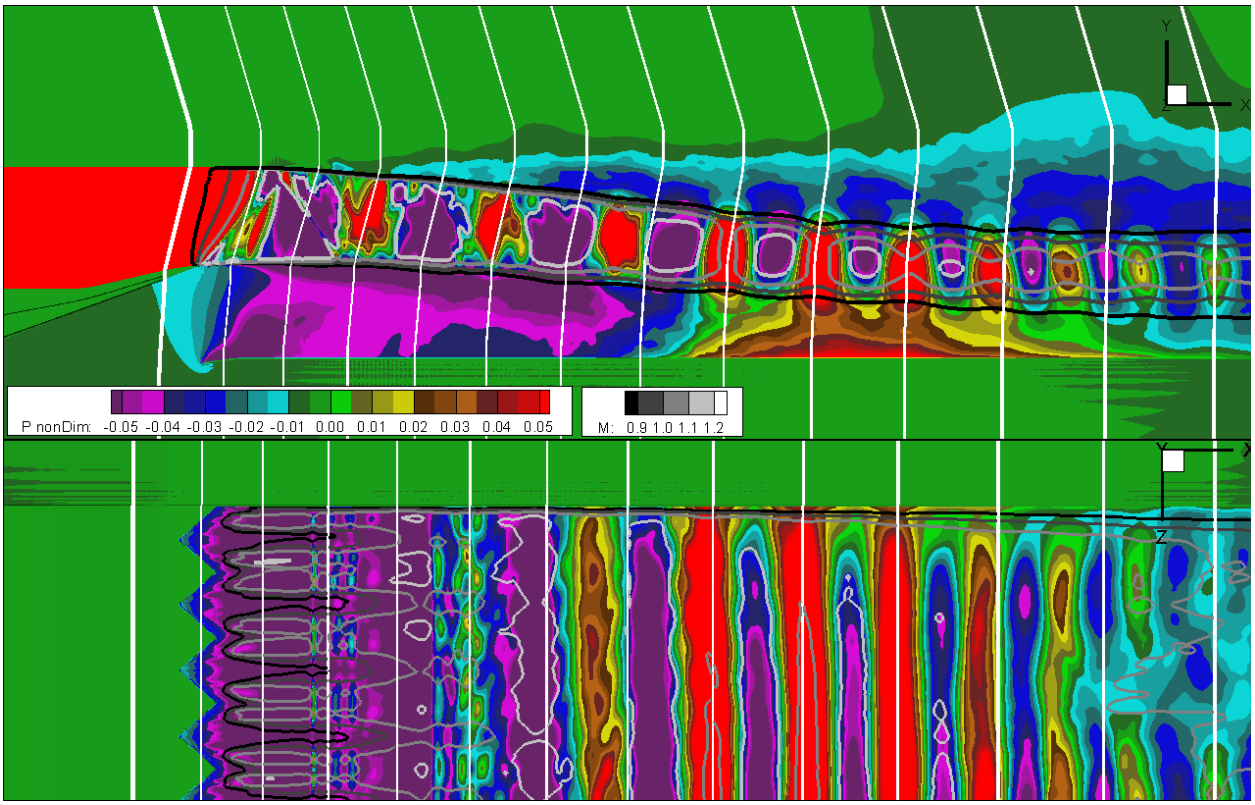


Рисунок 5.27 – Средние значения числа Маха и превышение среднего давления над давлением на бесконечности, нормированное на скоростной напор струи для M_∞=0

Потери от эжекции связаны с разрежением на стенке и определяются проекцией давления на горизонтальную ось внутри эжектора. На рисунке 5.27 видно, что для рассматриваемой конфигурации разрежение на стенке (вследствие большой площади) достигает ~1% только на небольшой части поверхности.

Что касается тональной составляющей, то вспомним, что минимизировать шум необходимо в условиях M_∞=0.2-0.3, когда расход эжектируемого воздуха должен вырасти.

5.2.4 Результаты расчета при M_∞=0.24

На рисунке 5.28 представлена мгновенная картина течения для M_∞=0.24. Видно, что колебания струи теперь не различимы, а струя напрямую взаимодействует только с небольшой частью центрального тела около его задней кромки.

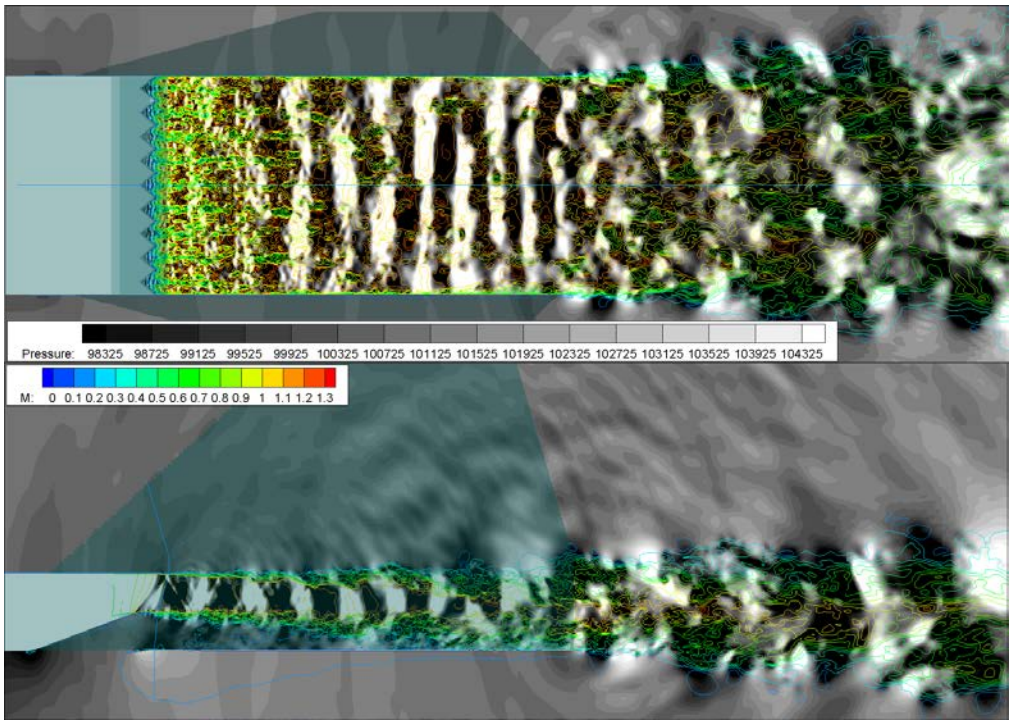


Рисунок 5.28 – Мгновенные поля статического давления (серая шкала) и изолинии числа Маха (цветная шкала) для M_∞=0.24

На рисунке 5.29, аналогичном рисунку 5.26, представлены интегральные параметры исследуемого ВУ при M_∞=0.24 .

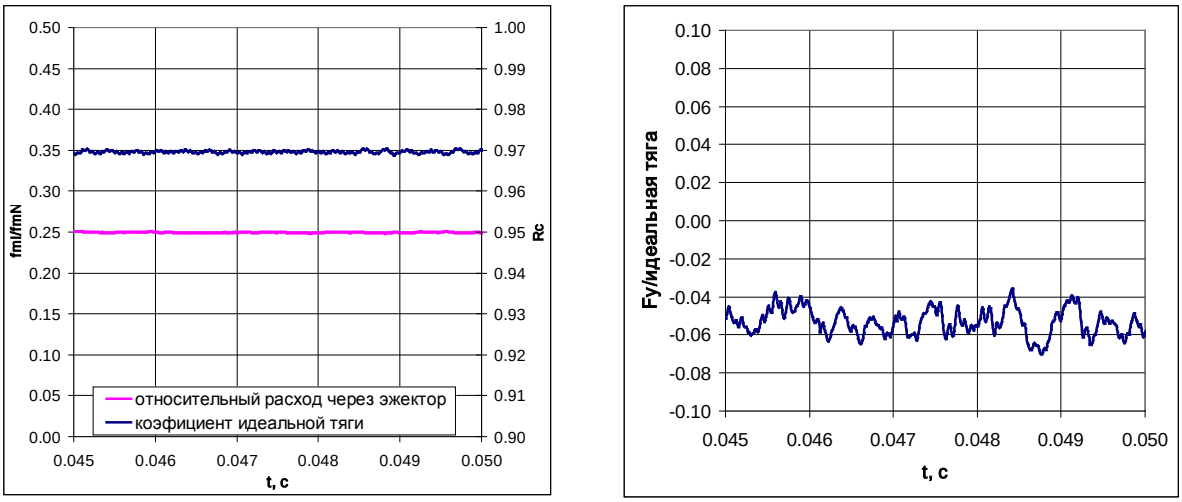


Рисунок 5.29 – Расход через эжектор, коэффициент идеальной тяги и безразмерная вертикальная сила для M_∞=0.24

Расход через эжектор растет примерно до 25% от расхода через основное сопло. Коэффициент идеальной тяги падает примерно на 1%. На этом режиме удается разместить всё потенциальное ядро струи между экранирующими поверхностями. Рассмотрев рисунок 5.30, аналогичный рисунку 5.27, можно увидеть, что и в этом случае эжектируемого снизу воздуха также немного не хватает.

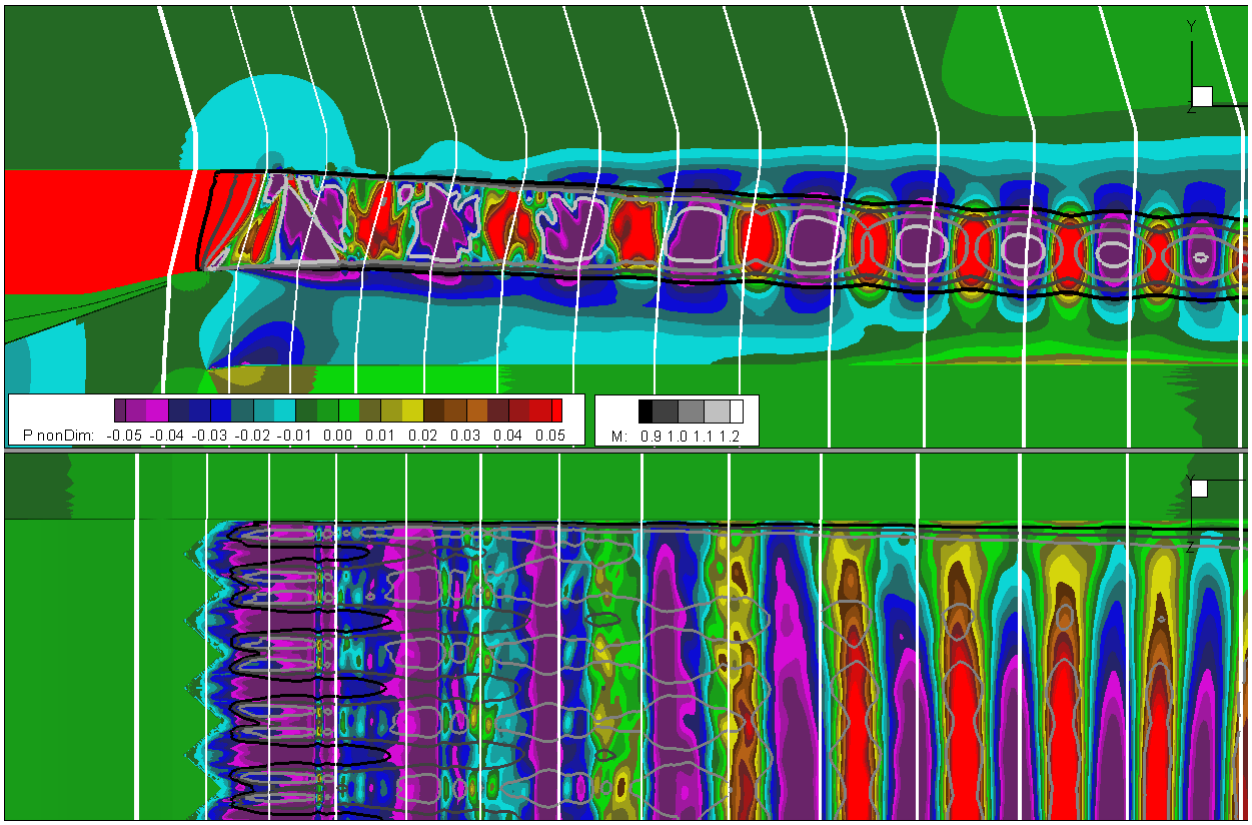


Рисунок 5.30 – Средние значения числа Маха и превышение среднего давления над давлением в набегающем потоке, нормированное на скоростной напор струи для $M_\infty = 0.24$

В конце канала присутствует повышение давления на 2 - 3%, перед ним исчезает разрежение, характерное для слоя смешения. Вероятно, оптимум по расходу через эжектор для рассматриваемой конфигурации будет достигаться при M_∞ немного больше 0.24.

5.2.5 Расчет шума в дальнем поле и сравнение с экспериментальными данными

Для режима обтекания исследуемого ВУ с $M_\infty = 0.24$ был проведен расчет шума в дальнем поле с использованием изображенной на рисунке 5.31 одной контрольной поверхности с одним замыкающим диском. На предварительном этапе, для экономии расчетных ресурсов, временная выборка составила 0.015 секунд, а максимальная частота в преобразовании Фурье - 11 кГц. Также на нижней части рисунка 5.31 можно увидеть, что зона турбулентного смешения попадает на поверхность в области под соплом.

Сказанное выше не дает возможности расценивать расчет шума в дальнем поле как окончательный.

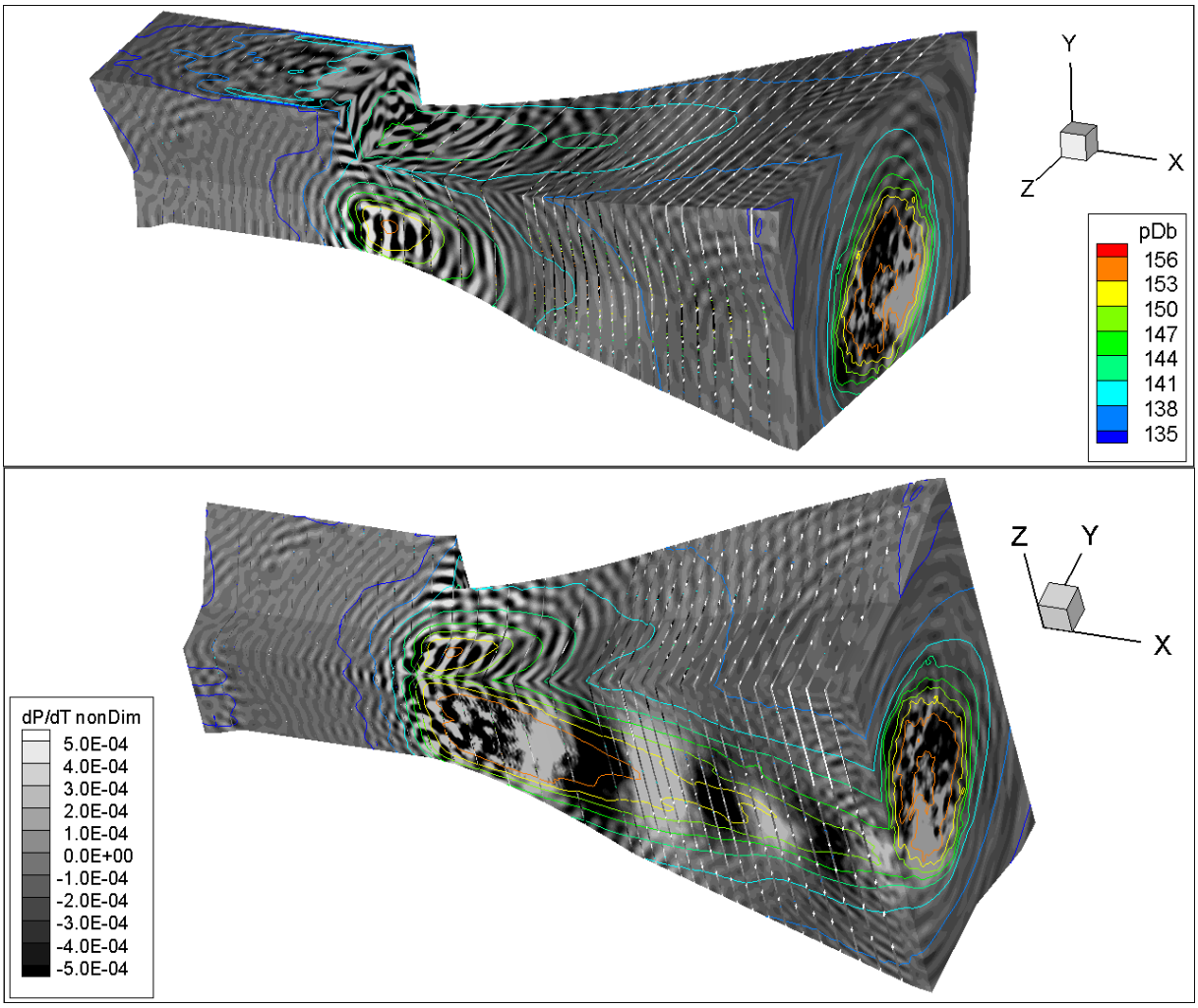
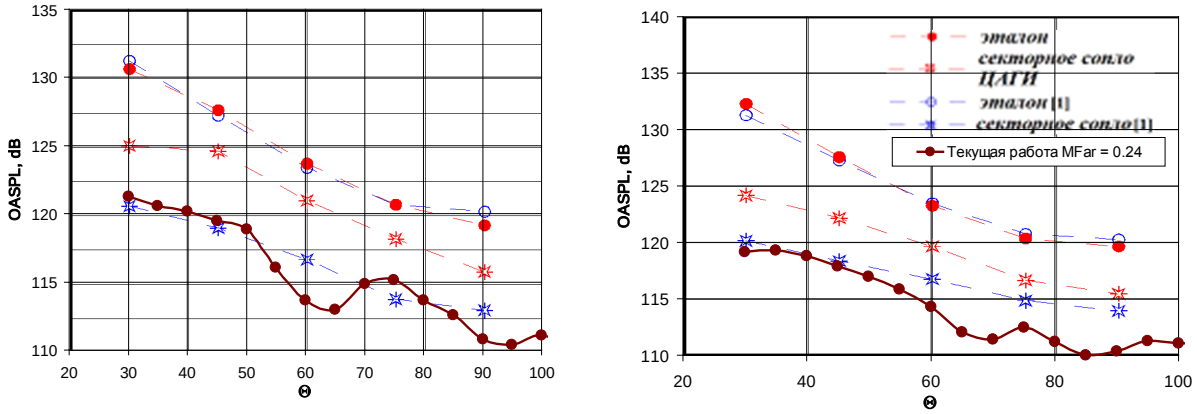


Рисунок 5.31 – Контрольная поверхность, залитая безразмерной производной от давления, восстановленной по коэффициентам Фурье и содержащая изолинии SPL для $M_\infty = 0.24$

Для сопоставления шума в дальнем поле были выбраны данные работы [33]. В ней приводятся результаты испытания секторного сопла, изображенного на рисунке 5.22, и еще одного варианта секторного сопла с еще меньшей площадью каналов для эжекции.

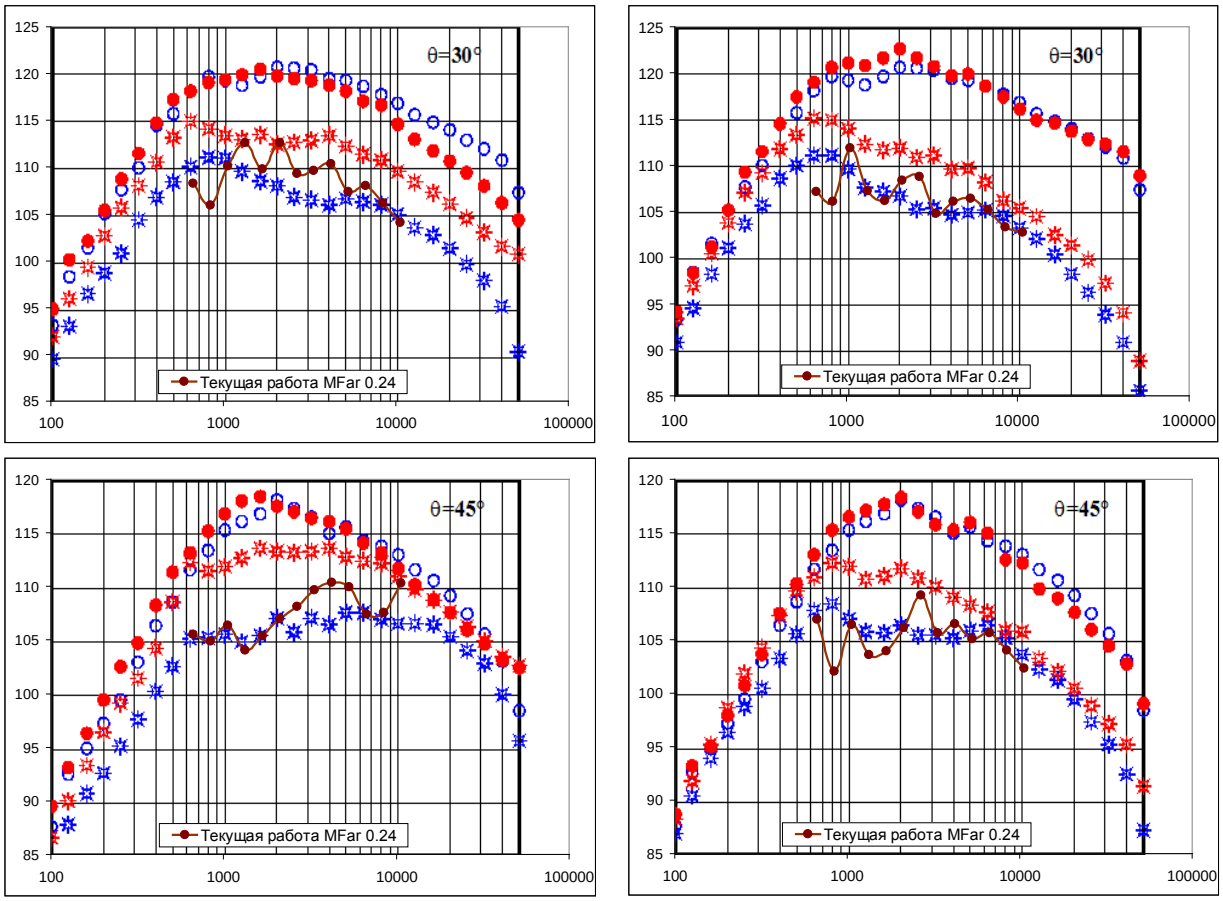
Диаграммы направленности можно сопоставить на рисунке 5.32. Используемые ниже на графиках словосочетания «Микрофон снизу» и «Микрофон сбоку» поясняются в разделе 5.1.

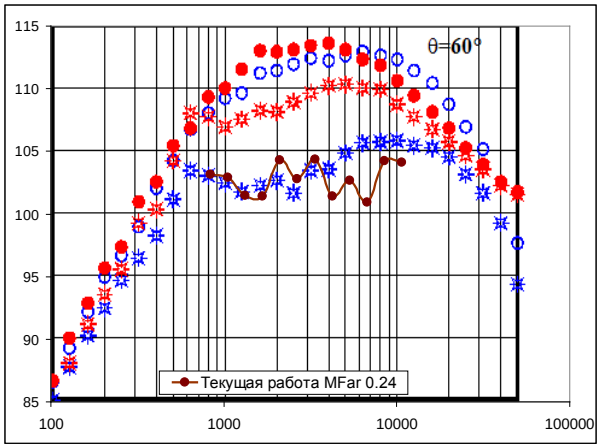


Микрофон снизу Микрофон сбоку

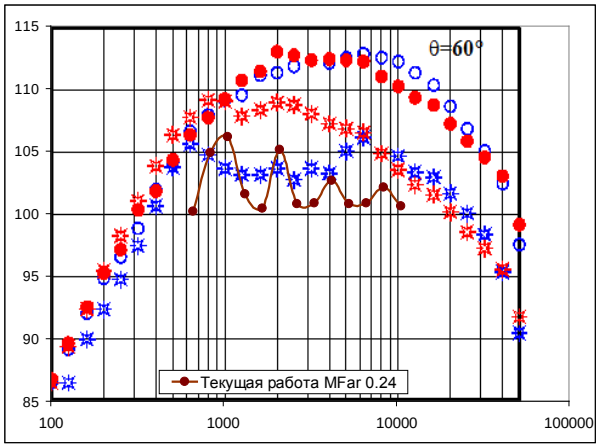
Рисунок 5.32 – Сопоставление расчетной диаграммы направленности в двух плоскостях с данными работы [33]

На рисунке 5.33 сопоставляются третьоктавные спектры





Микрофон снизу



Микрофон сбоку

Рисунок 5.33 – Сопоставление расчетных третьоктавных спектров в двух плоскостях с данными работы [33]. Используемые маркеры такие же, как на рисунке 5.32

То, что в расчете поля коэффициентов присутствуют частоты только до 11кГц, привело к некоторому занижению общего уровня шума на диаграмме направленности, а очень короткая временная выборка - к значительной немонотонности в третьоктавных спектрах.

Несмотря на эти неточности, все же можно рассчитывать, что предложенное ВУ, изображенное на рисунке 5.23, может сравниться с секторными соплами по уровню шума, при этом превзойдя их по уровню потери тяги и весу конструкции.

5.2.6 Заключение к разделу 5.2

1. На основе выполненного в разделе критического анализа существующего решения по так называемому секторному шумоглушащему выходному устройству, в котором интенсивность смешения выхлопной струи и спутного (внешнего) потока повышается за счет формирования продольной завихренности, а необходимый для смешения внешний воздух эжектируется через систему вспомогательных воздухозаборников, автором настоящей работы была предложена схема выходного устройства с менее сложным способом интенсификации смешения, настроенная на заданные перепады давления в сопле для условий взлета и сверхзвукового полета с числом Маха 1.8, равные 2.4 и ~10 соответственно.

2. В предложенной схеме используется одна крупная поворотная деталь, являющаяся либо клином расширения для крейсерского режима (поднятое состояние), либо экранирующей поверхностью для взлетного режима (опущенное состояние). Стык поворотной детали с нижней стенкой основного сопла выполняется по ломаной линии, обеспечивающей во взлетной конфигурации наличие шевронов для интенсификации смешения с внешним эжектируемым воздухом и гладкую образующую сопла Лаваля в конфигурации, предназначенной для крейсерского полета.

3. Выполненные расчеты показали, что

   – наибольший коэффициент эжекции (до 25% от расхода через основное сопло) достигается при числе Маха полета ~0.24 (режим отрыва) с сохранением высокого (~0.97) значения коэффициента тяги и при этом удается разместить все потенциальное ядро струи между экранирующими поверхностями;

   – сравнение полученных в настоящей работе расчетных диаграмм направленности шума в дальнем поле и третьоктавных спектров для предложенного выходного устройства с соответствующими экспериментальными данными для секторного выходного устройства свидетельствуют о том, что акустические характеристики нового выходного устройства (даже на начальной стадии его разработки) не хуже аналогичных характеристик для секторного ВУ при более высоком коэффициенте тяги и гораздо более простой и, следовательно, легкой конструкции.

5.3 Модельная вентиляторная ступень NASA

В качестве модельной в настоящей работе использовалась вентиляторная ступень NASA, для которой в рамках комплексной программы аэроакустических исследований Source Diagnostic Test (SDT) с использованием низкоскоростной АДТ Glenn Research Center (размер рабочей части 9×15 футов), был получен большой объем экспериментальных данных, большая часть которых была опубликована в открытой печати в работах [8 -14]. Задачи программы SDT состояли в определении различных физических механизмов генерации шума в перспективном турбовентиляторном авиационном двигателе, которые были частично решены в процессе обширных модельных испытаний с проведением детальных акустических и аэродинамических измерений. В частности, определялась модальная структура тонального шума в канале вентилятора перед ротором и за статором, измерялись спектры широкополосного шума, излучаемого из канала вперед и назад, осредненные и пульсационные характеристики следов от лопаток ротора между венцами. Все акустические результаты представлены в децибелах акустической мощности в канале относительно уровня 10^{-12} ватт.

С использованием полученной базы данных были также разработаны и проверены эффективные с вычислительной точки зрения и более точные численные методы прогнозирования шума вентилятора.

К настоящему моменту разработаны методы расчета тональных составляющих шума вентилятора, опирающиеся на стационарность следов от лопаток ротора в его системе координат. Акустические возмущения от взаимодействия ротор - статор в этом случае ищутся как решение линеаризованной системы уравнений Эйлера. Такой подход обладает высокой численной эффективностью, однако, как и любая модель, не лишен недостатков. Так, интуитивно понятно, что след с пульсациями более 10% от расчетной скорости и наполненный вихревыми структурами, соизмеримыми с шириной межлопаточного канала статора, создает отличное от стационарного следа силовое воздействие на лопатку вышеупомянутого статора. Также такой метод полностью исключает возможность расчета широкополосной составляющей шума.

Текущий раздел работы посвящен расчету как тональной, так и широкополосной составляющих шума, генерируемых упомянутой выше модельной вентиляторной ступенью в условиях посадки. Расчет велся в рамках зонного подхода к вихреразрешению, и полученные результаты сравнивались с опубликованными по результатам программы SDT экспериментальными данными.

5.3.1 Исследуемая конфигурация

В программе SDT исследовались несколько моделей одноступенчатых вентиляторов (вентиляторных ступеней), спроектированных компанией General Electric. Модели были выполнены в масштабе 1/5 реального вентилятора двигателя GE90, размещались в мотогондоле, установленной в упоминавшийся выше низкоскоростной АДТ Glenn Research Center, и позволяли воспроизводить аэродинамические и акустические явления в воздухозаборнике и наружном контуре двигателя в условиях взлета и посадки.

В настоящей работе рассматривался показанный на рисунке 5.34 наиболее исследованный модельный вентилятор с рабочим колесом (ротором), содержащим 22 лопатки (вариант R4), и спрямляющим аппаратом (статором), содержащим 54 лопатки (вариант «base line»).

Ротор и статор вентилятора

Вентилятор в мотогондоле в низкоскоростной АДТ Glenn Research Center

Рисунок 5.34 – Исследуемый модельный вентилятор

Геометрия лопаток ротора и статора, а также геометрия проточной части были восстановлены по данным работ [8, 10].

5.3.2 Расчетная модель

Структура расчетной области для модельной вентиляторной ступени представлена на рисунке 5.35.

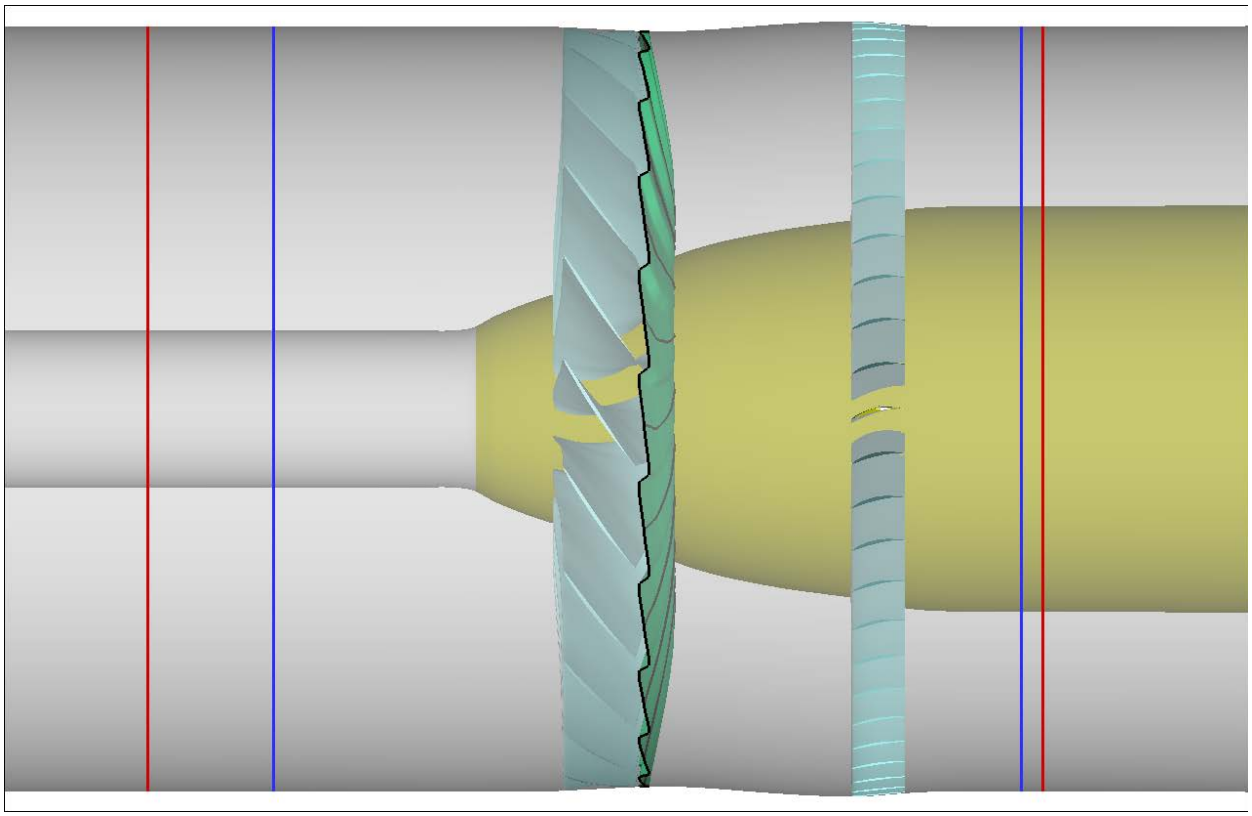


Рисунок 5.35 – Структура расчетной области: красные линии - границы зон демпфирования, синие - поверхности сбора акустических данных, зеленая поверхность - вход в зону вихреразрешения

Между левой границей расчетной области и левой красной линией, так же, как и между правой границей и правой красной линией, используются зоны демпфирования нестационарных возмущений. Работа этих зон основана на взвешивании текущего решения на каждом временном шаге с средним значением в области. Вес среднего пропорционален шагу по времени, обратно пропорционален времени прохождения акустического возмущения через зону демпфирования и линейно убывает до нуля по продольной координате от границы расчетной области до красных линий. На синих линиях производился сбор акустических данных для расчета модального состава и суммарного значения акустической мощности в канале вентилятора. Зеленая поверхность разделяет зоны URANS моделирования и вихреразрешения.

Для сопоставления с расчетом был выбран посадочный режим, потому что на этом режиме наибольшее значение имеет широкополосная составляющая шума. Исходные данные для расчета выбранного режима и некоторые интегральные стационарные характеристики модельного вентилятора на этом режиме приведены в таблицах 5.2 и 5.3.

Таблица 5.2 – Исходные данные для расчета стационарных характеристик посадочного режима

Параметр, ед. измерения	Значение	Примечание
Частота вращения ротора, %	61.7	От проектной
Угловая скорость ротора, рад/с	817.757	
Статическое давление на входе, Па	101325	
Статическая температура на входе, К	288.15	
Число Маха на входе	0.1	

В качестве начального приближения для последующих расчетов использовался расчет в постановке URANS. При этом параметры на выходной границе расчетной области подбирались так, чтобы обеспечить в среднем за оборот расход воздуха через вентилятор, полученный в эксперименте. Некоторые осредненные интегральные характеристики вентилятора на выбранном режиме приведены в таблице 5.3.

Таблица 5.3 – Интегральные характеристики вентилятора для посадочного режима

Параметр, ед. измерения	Значение		Примечание
	Расчет	Эксперимент	
Расход воздуха, кг/с	26.32	26.44	Приведенный
Повышение полного давления	1.147	1.159	
Повышение полной температуры	1.047	1.049	

В работе использовались две сетки, параметры которых представлены в таблице 5.4, где перечислено количество ячеек по осевому, азимутальному и радиальному направлениям.

Таблица 5.4 – Параметры используемых расчетных сеток

	1 канал			22 канала		54 канала	Всего в миллионах ячеек
	URANS ротор	IDDES ротор	IDDES статор	URANS ротор	IDDES ротор	IDDES статор	
Сетка 1	150x81x120	150x81x240	170x43x240	150x1782x120	150x1782x240	170x2322x240	191
Сетка 2	300x81x120	150x81x240	170x43x240	150x1782x120	150x1782x240	170x2322x240	223

Различия между сетками — это вдвое измельченная по осевому направлению сетка 2 в зоне URANS. Указанное различие иллюстрируется на рисунке 5.36.

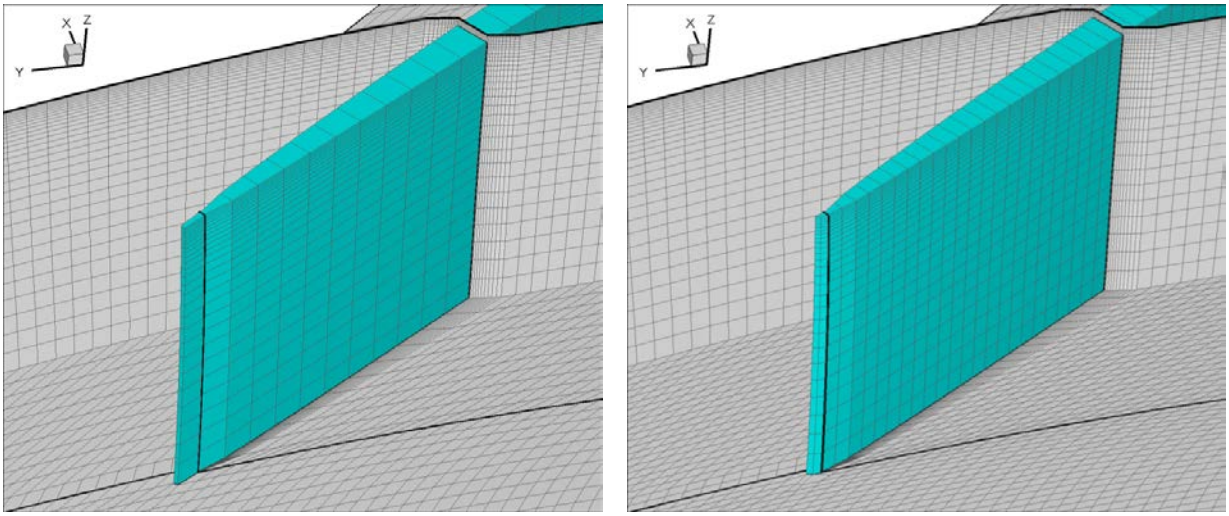


Рисунок 5.36 – Различия между сетками 1 (слева) и 2 (справа)

Периферийная стенка канала вентилятора была представлена подвижной стенкой во вращающейся системе координат ротора. Между ней и периферией лопатки был устроен зазор 0.5мм, грубо представленный 4-мя ячейками по высоте и 1-ой по азимуту.

В обеих сетках была организована единая для всех каналов область VSTG генерации, сектор которой изображен на рисунке 5.37.

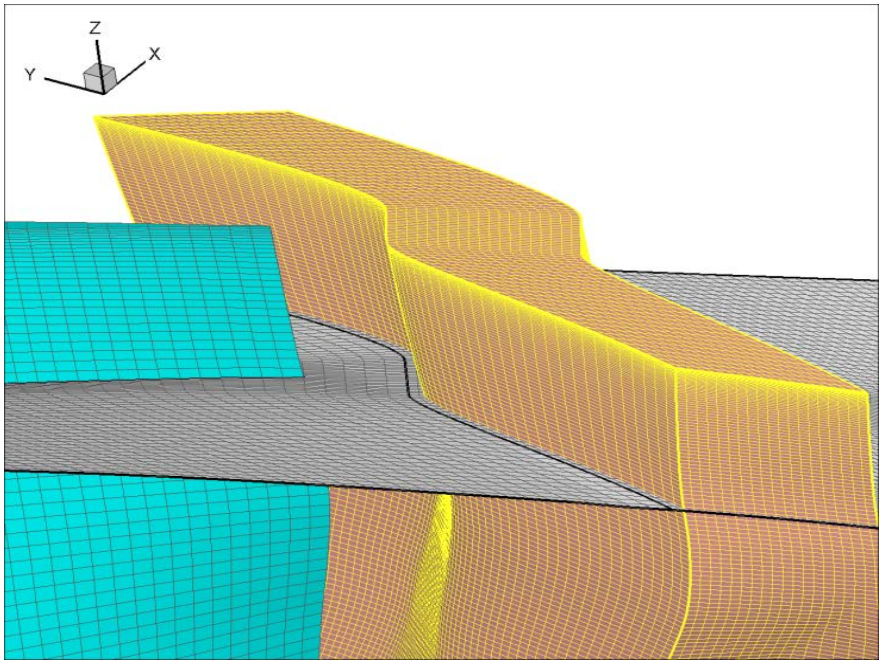


Рисунок 5.37 – Сектор зоны VSTG генерации

5.3.3 Обработка акустических данных

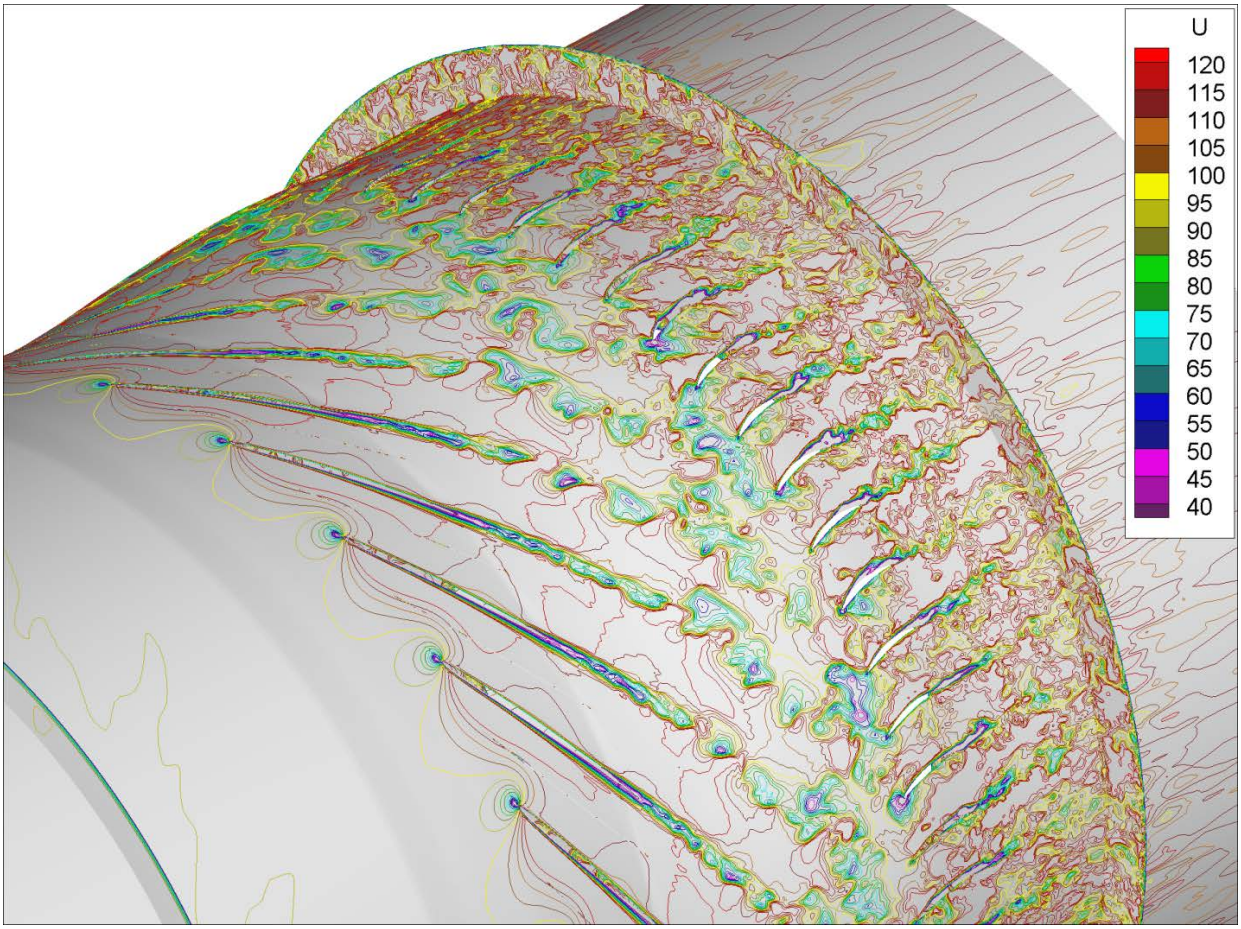
Обработка акустических данных опирается на аналитическое решение задачи о распространении малых возмущений в цилиндрическом канале на фоне однородного среднего потока, представленное в работе [38]. Любое решение такой задачи может быть представлено в виде суммы функций вида $\left(A_{m\mu}\cdot e^{-ik^{+}_{m\mu}\cdot x}+B_{m\mu}\cdot e^{-ik^{-}_{m\mu}\cdot x}\right)\cdot U_{m\mu}(r)\cdot e^{-im\Theta}$, именуемых модами. Здесь $U_{m\mu}$ - нормированная функция Бесселя, а $A_{m\mu}$ и $B_{m\mu}$ - амплитуды мод, движущихся по и против потока соответственно. Сумма мод дает комплексное поле амплитуды возмущений давления для выбранной частоты. Если $k_{m\mu}$ действительное число, то такое возмущение распространяется в вышеуказанных условиях не затухая, иначе – затухает экспоненциально. При обработке результатов расчета предполагается, что акустическую мощность несут только распространяющиеся моды. Из разложения Фурье-Бесселя мы получаем сумму амплитуд давления волн, движущихся по потоку $A_{m\mu}$ и против потока $B_{m\mu}$. Но если мы имеем разложение Фурье-Бесселя для осевой скорости в канале, то, используя связь давления и скорости через известный действительный коэффициент, мы можем разделить A и B. Соответствующие формулы приведены в работе [38], как и формула вычисления плотности акустической мощности $\langle I_x\rangle=\frac{1}{2}\cdot\mathrm{Re}\left[(1+M^2)p\bar{u}+M\,|\,p\,|^2+M\,|\,u\,|^2\right]$, здесь M - Мах среднего потока, p - комплексная амплитуда давления, обезразмеренная на плотность среднего потока и его скорость звука в квадрате, а u - комплексная амплитуда осевой скорости, обезразмеренная на скорость звука среднего потока.

5.3.4 Проблема VSTG генерации, встреченная в расчете, и ее решение

Генератор синтетической турбулентности, изложенный в работе [49], предполагает движение источников в области генерации с постоянной скоростью U, источники в этом случае даются формулами:

$$
\begin{aligned}
v_i'(\vec{r},t) &= 2\cdot\sqrt{3/2}\cdot\sum_{n=1}^{N}\sqrt{q^n}\cdot\left[\sigma_i^n\cdot\cos(d_j^n\cdot r_j^{'}+\varphi^n)\right]\\
x^{'} &= 2\cdot\pi\cdot(x-U\cdot t)/l_e^{\max}\\
y^{'} &= k^n\cdot y\\
z^{'} &= k^n\cdot z
\end{aligned}
\qquad (21)
$$

Для потока во вращающейся системе координат ротора движение с постоянной осевой скоростью есть движение по зависящим только от оборотов ротора и заданной U спиралям. Однако сгенерированный таким образом турбулентный контент оказался неудовлетворительным (рисунок 5.38).



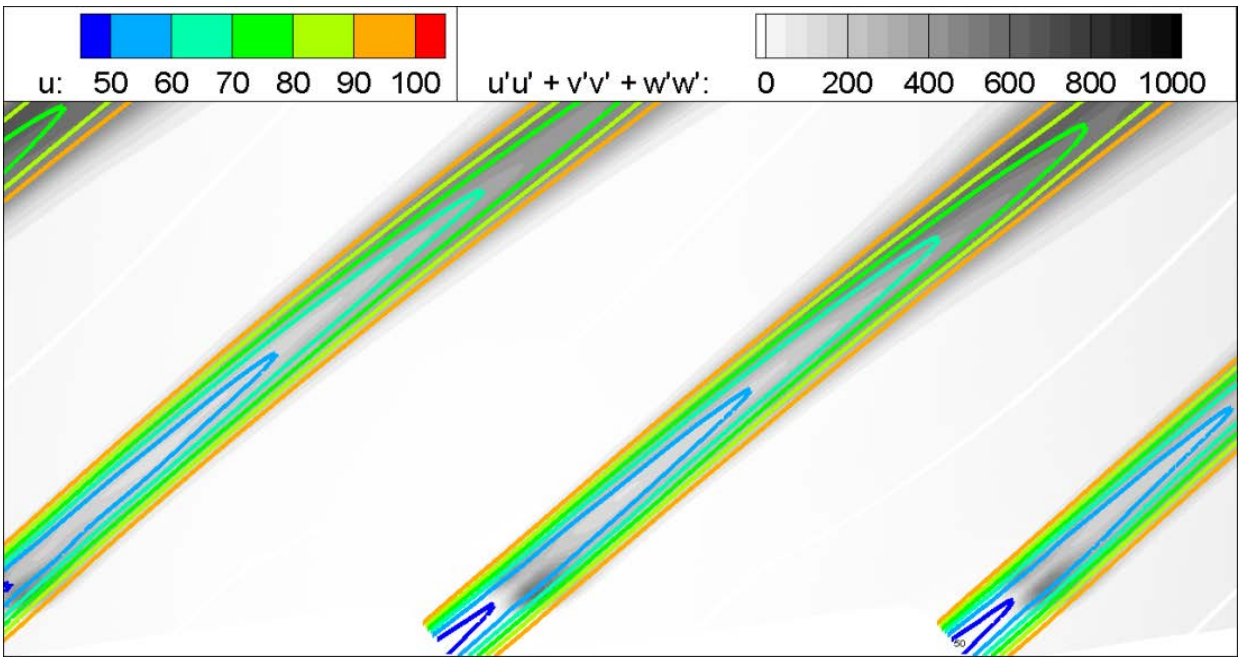


Рисунок 5.38 – Мгновенное поле осевой скорости (сверху), средняя осевая скорость и след разрешаемого тензора Рейнольдсовых напряжений (снизу) для VSTG с формулами (21)

На верхней его части можно заметить, что турбулентные структуры не генерируются в зоне VSTG, что приводит к численной турбулизации и появлению крупных образований уже ближе к статору. Нижняя часть рисунка 5.38 позволяет понять причину. Для пограничного слоя U движения вихрей, взятого как 0.9 скорости потока над ним, было неплохим приближением: за счет медленного роста логарифма относительно малому изменению средней скорости соответствует толстая полоса по толщине слоя. Ситуация в следе за лопаткой не такая. Средняя осевая скорость в зоне высокой интенсивности турбулентности меняется в два раза на протяжении примерно трети толщины следа. На нижней части рисунка 5.38 мы видим узкие серые пятна пульсаций в зоне генерации около входа (нижняя граница рисунка). Это та область, где истинная средняя скорость потока совпадает со скоростью движения источников. Но часть крупной структуры не сохраняется в потоке, и разрешаемая турбулентность исчезает после зоны генерации. За счет отсутствия турбулентных напряжений провал средней скорости почти не уменьшается до того, как поток турбулизируется численно. Автору так и не удалось подобрать единую скорость движения источников для этой задачи.

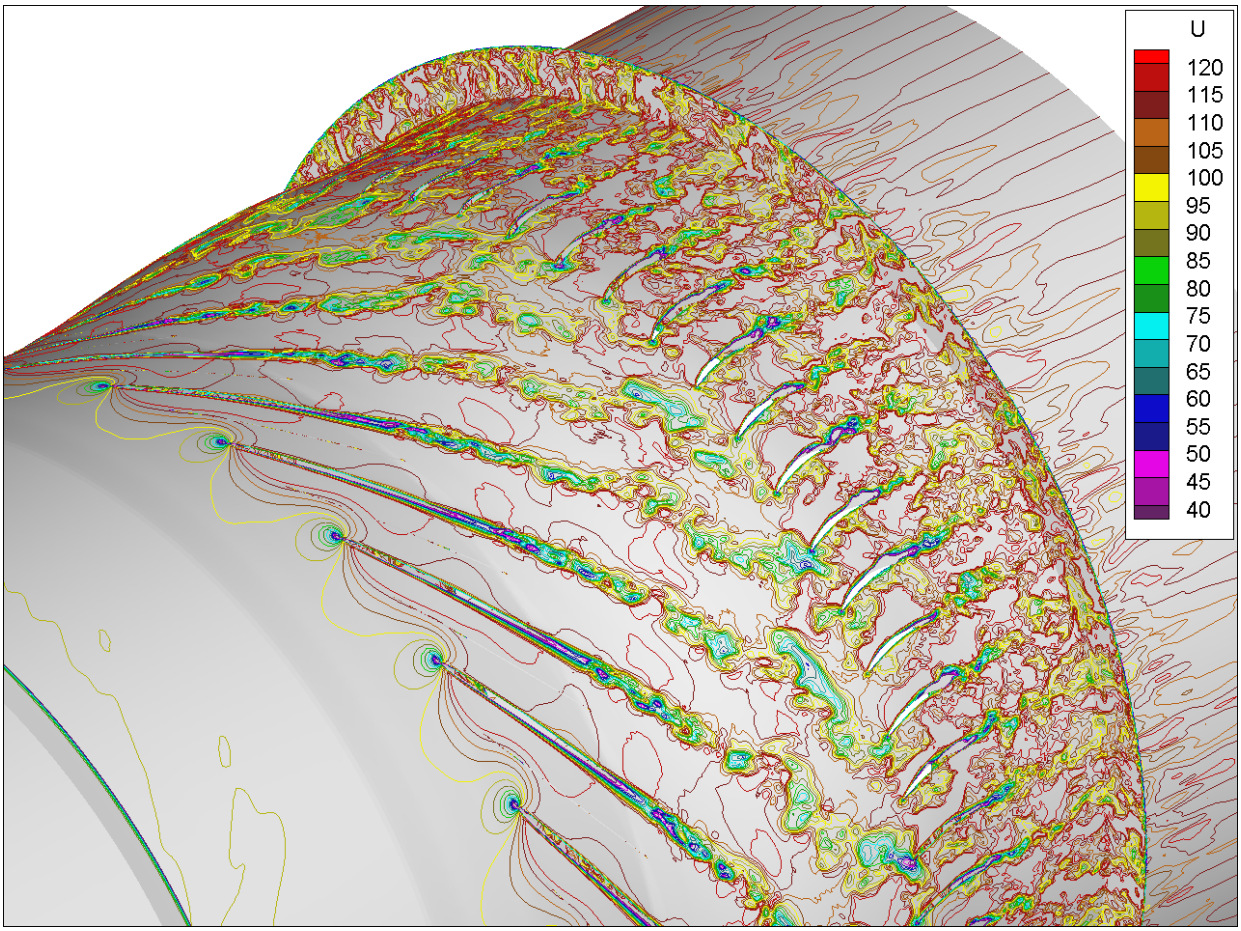
Формулы (21) не допускают локального U, иначе правильный спектр по масштабам в момент времени t=0 безвозвратно распадается с течением времени, а предложенная ниже их модификация допускает:

$$v_i'(\vec{r},t) = 2\cdot\sqrt{3/2}\cdot\sum_{n=1}^{N}\sqrt{q^n}\cdot\left[\sigma_i^n\cdot\cos(d_j^n\cdot r_j^{'}+\varphi^n)\right]$$

$$x' = 2 \cdot \pi \cdot (x_0 - U_{xGlobal} \cdot (t - \frac{x - x_0}{U_{xLocal}})) / l_e^{\max}$$
$$y' = k^n \cdot y_0 \qquad (22)$$
$$z' = k^n \cdot z_0$$

Здесь x_0, y_0, z_0 – координаты точки входа спирали в зону генерации, $U_{xGlobal}$ – глобальная скорость, с которой вихри движутся до входа в зону генерации и не влияют на поток, а U_{xLocal} – осредненная по времени скорость в точке x_0, y_0, z_0, повторяющая профиль средней скорости следа, с которой точки вихрей источника двигаются по области генерации. Переменная скорость движения источников искажает структуры, но на протяжении зоны генерации они не успевают распасться.

Рисунок 5.39 аналогичен рисунку 5.38, но с модифицированным VSTG. Здесь турбулентный контент генерируется успешно. На мгновенной картине скорости видно, что при движении вниз по потоку характерный размер структур увеличивается. А на картине средней скорости и следа тензора Рейнольдсовых напряжений видно, что энергия турбулентности и турбулентные напряжения монотонно убывают вниз по течению. Последнее подтверждается и характером изменения средней осевой скорости в следе. Ее провал сначала убывает быстрее, подверженный более сильным касательным напряжениям, а потом медленнее.



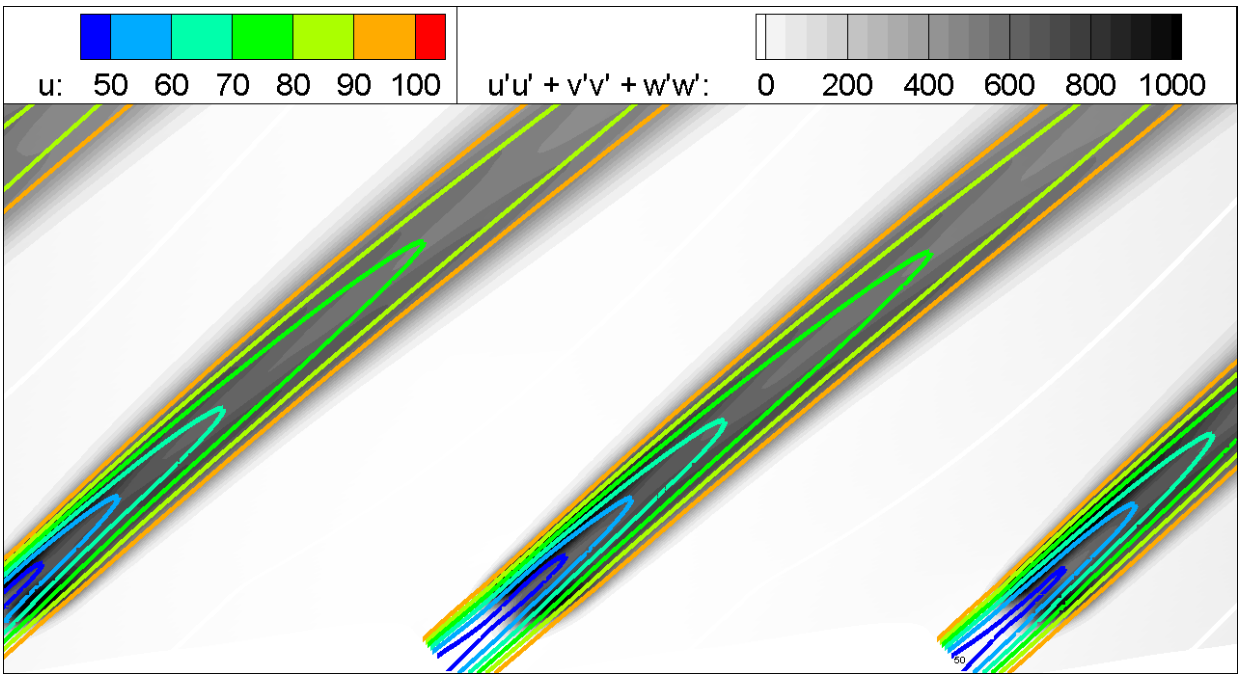


Рисунок 5.39 – Мгновенное поле осевой скорости (сверху), средняя осевая скорость и след разрешаемого тензора Рейнольдсовых напряжений (снизу) для VSTG с формулами (22)

5.3.5 Проблема сильного ложного шума на частоте f≈1.2bpf

Еще одной встреченной проблемой стало появление сильного тонального шума при расчете на сетке 1 с частотой, не связанной с частотами следования ротора.

На рисунке 5.40 показаны мгновенные поля различных параметров течения, полученные на сетке 1.

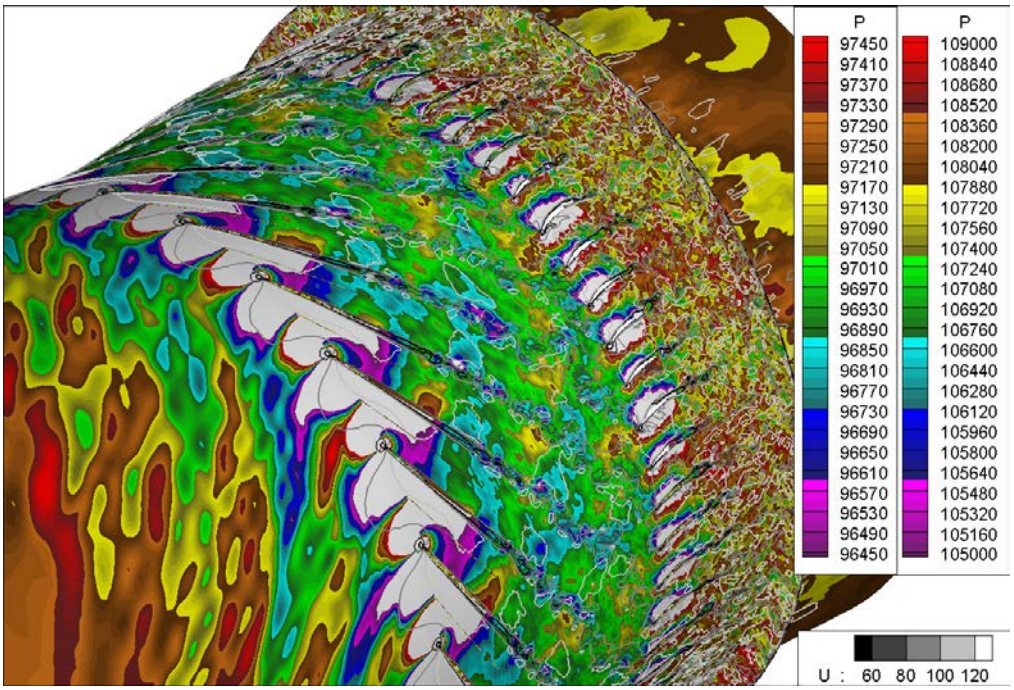


Рисунок 5.40 – Мгновенные поля давления в области перед ротором (диапазон 96450-97450 Па), в области за ротором (диапазон 10500-10900 Па) и изолинии осевой скорости (сетка 1)

На фоне множества разномасштабных возмущений статического давления легко можно выделить области неоднородности с размером около двух межлопаточных каналов ротора. Они заметны как красные полосы перед рабочим колесом и чередующиеся через лопатку красные пятна на задних кромках лопаток ротора со стороны поверхности сжатия.

В системе координат ротора эти возмущения имеют дискретную частоту 2082Гц. Поля коэффициентов Фурье для скорости и давления на этой частоте показаны на рисунке 5.41.

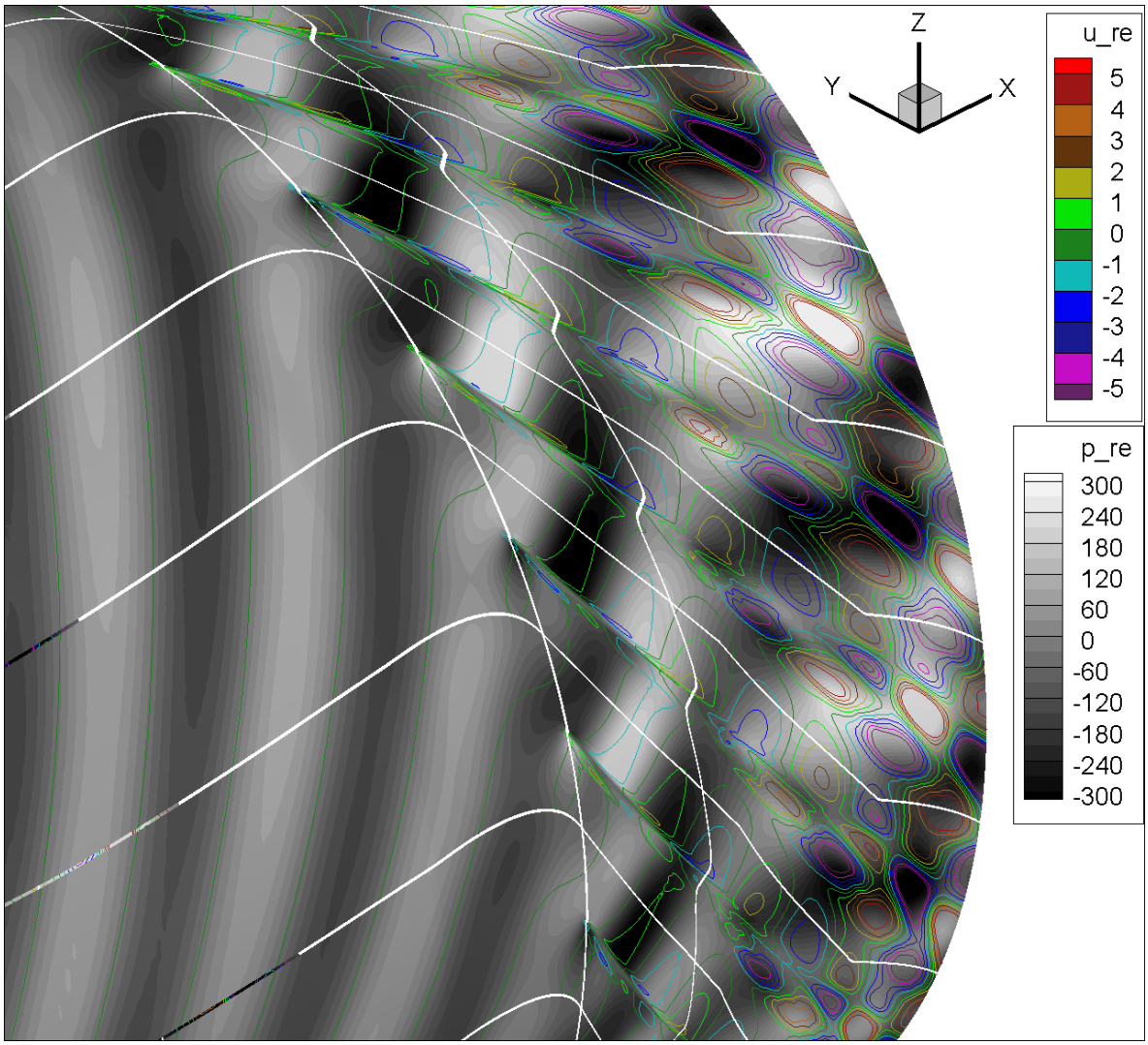


Рисунок 5.41 – Поля действительной части давления (серая палитра) и изолинии осевой скорости (цветная палитра) на частоте 2082Гц (сетка 1)

По данным рисунков 5.40, 5.41 автору не удалось понять причину возникновения ложного шума в расчете. Колебание осевой скорости в следах нарастает по потоку и не имеет видимой связи с колебаниями давления. Максимумы давления примерно одинаковы как между лопатками ротора, так и перед входными кромками статора.

Помогло найти источник ложного шума сопоставление полученных результатов с расчетами работ [16,17], представленное на рисунке 5.42.

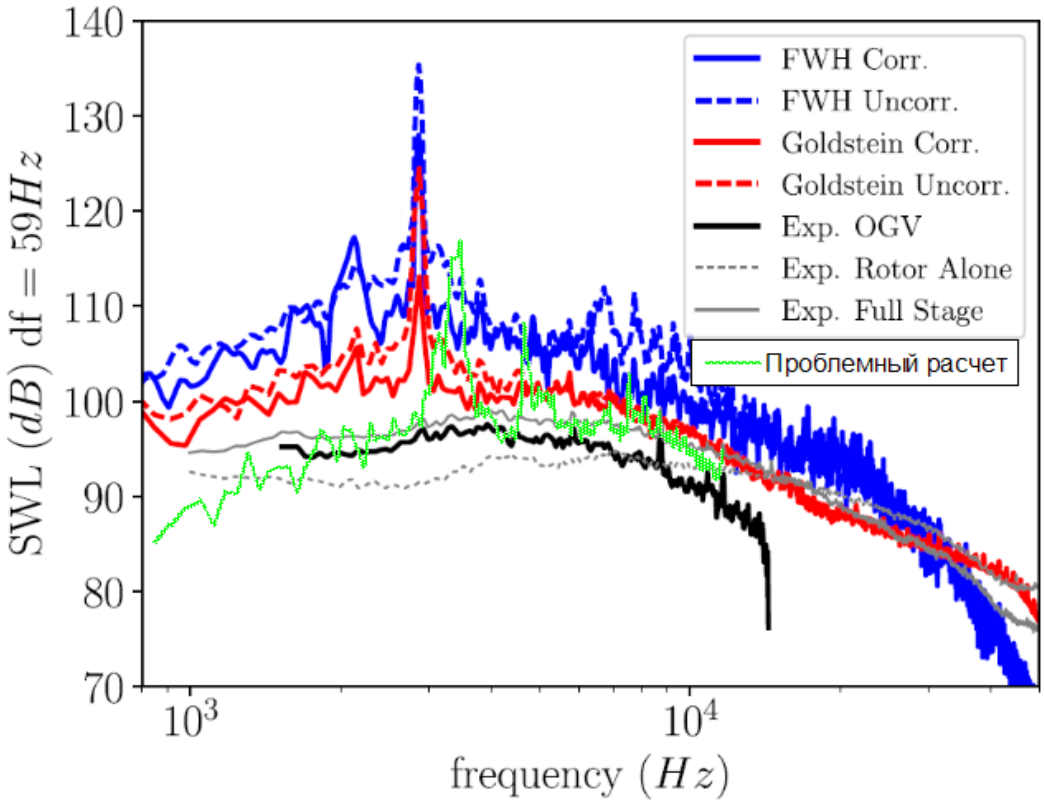


Рисунок 5.42 – Спектры акустической мощности в канале перед вентилятором, полученные в работах [16,17] и в настоящей работе (зеленая кривая, сетка 1)

В расчетах работ [16,17] также возникает сильный тональный шум и его причиной называется сход крупных когерентных структур с лопатки ротора около радиального зазора.

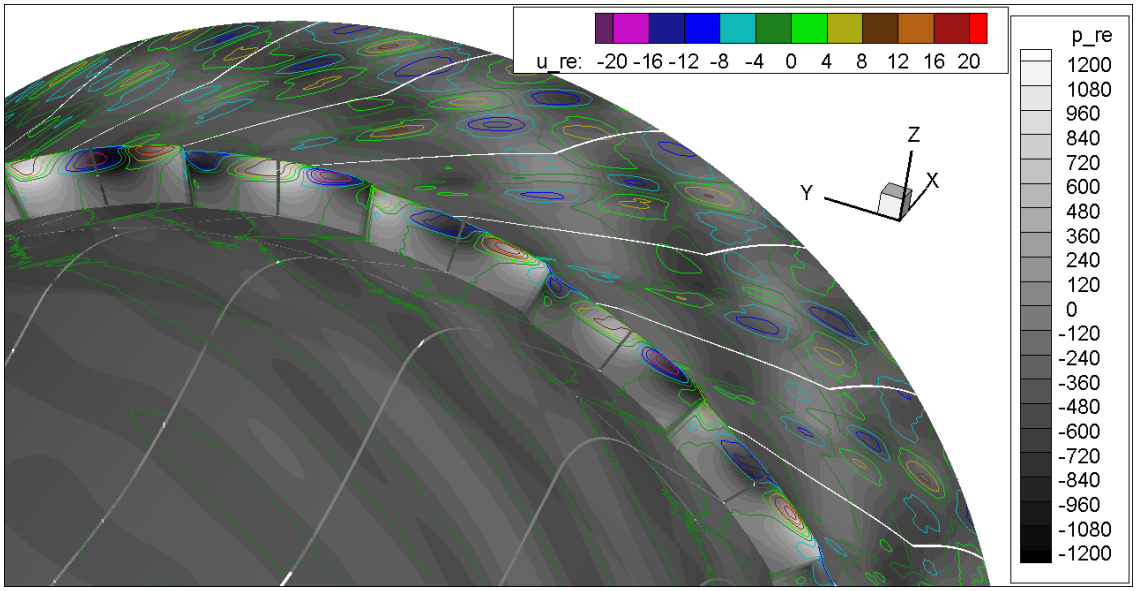


Рисунок 5.43 – Поля действительной части давления (серая палитра) и изолинии осевой скорости (цветная палитра) на частоте 2082Гц (сетка 1)

Поля коэффициентов Фурье для давления и осевой скорости в области радиального зазора из расчета настоящей работы, представленные на рисунке 5.43, свидетельствуют о

том, что максимальные уровни как давления, так и осевой скорости, достигаются в окрестности радиального зазора, причем в этом месте фаза скорости и давления совпадают. Механизм их появления — это механизм нефизичного вращающегося срыва. При построении расчетной модели все внимание было уделено области вихреразрешения, и сетка в зоне URANS оказалась слишком грубой. Была построена сетка 2 при помощи измельчения ячеек вдвое в осевом направлении, на которой описанный выше процесс **исчез**.

Следует особо отметить, что любое появление в зоне URANS нестационарного процесса, не связанного с граничными условиями, требует критического внимания расчетчика, поскольку осреднение по Рейнольдсу предполагает стационарность поля течения. Если такой процесс имеет короткие периоды, то он не может быть физичным, иначе следует поискать подтверждение наличия такого процесса в рассматриваемой задаче в сторонних источниках.

5.3.6 Результаты итогового расчета

Мгновенные поля различных параметров течения, полученные в результате итогового расчета на сетке 2, представлены на рисунке 5.44.

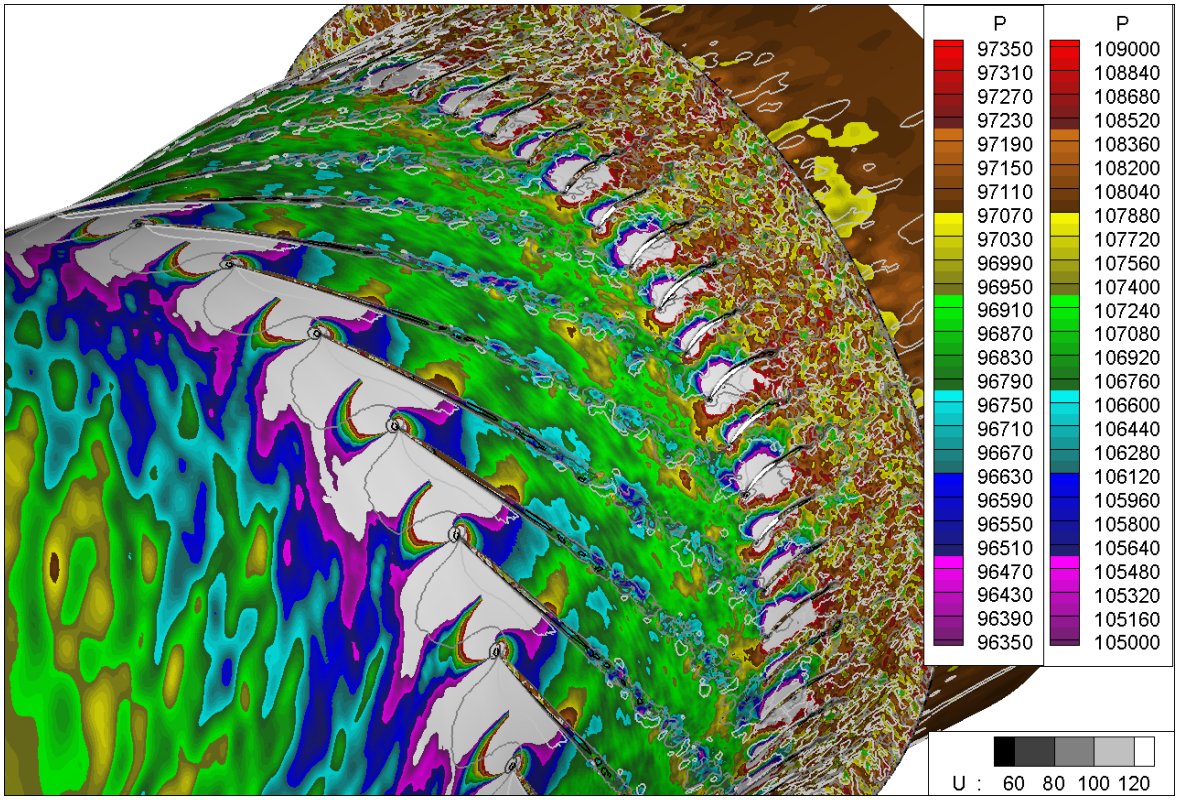


Рисунок 5.44 – Мгновенные поля давления в области перед ротором (диапазон 96450-97450 Па), в области за ротором (диапазон 10500-10900 Па) и изолинии осевой скорости (сетка 2)

Качественное отличие мгновенных полей течения на рисунках 5.40 и 5.44 заключается в том, что в последнем случае не удается выделить возмущения с угловым размером в две лопатки ротора, как и других крупных масштабов, характерных для сетки 1.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов, полученных в настоящей работе в канале перед вентилятором.

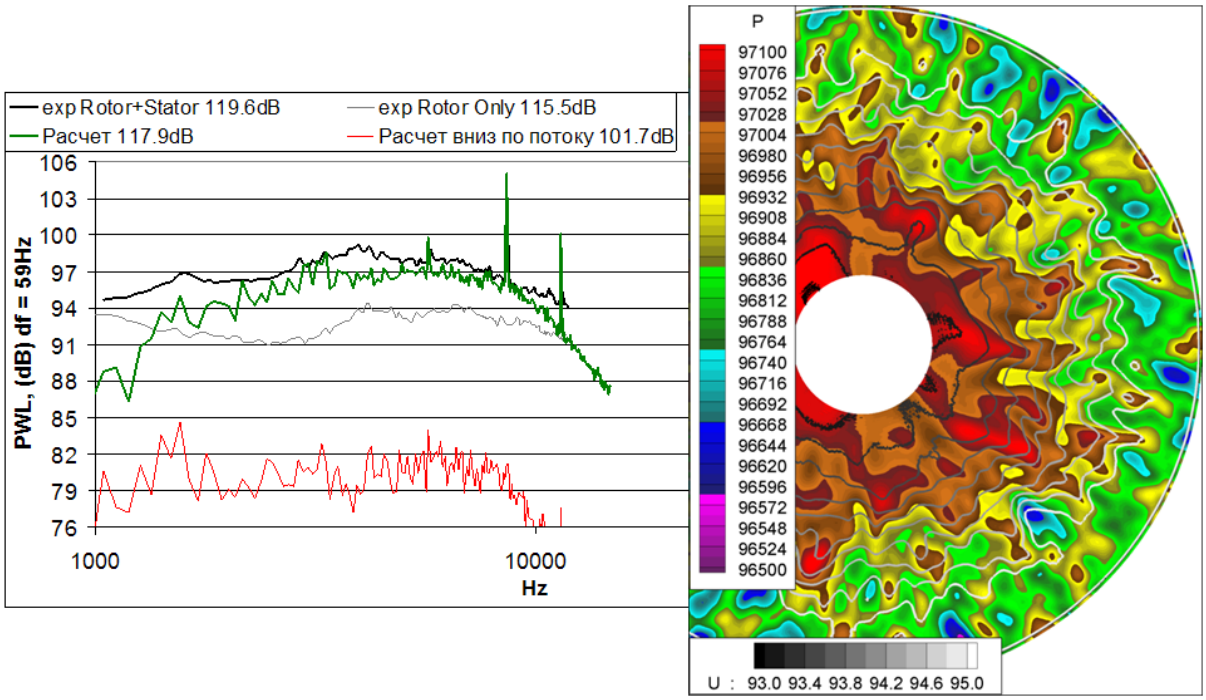


Рисунок 5.45 – Мгновенное поле в плоскости сбора акустических данных перед вентилятором (справа) и спектр акустической мощности в полосе 59Гц в сравнении с экспериментом

На правой части рисунка 5.45 проиллюстрировано мгновенное поле течения в плоскости сбора данных, левая часть — это спектры акустической мощности, полученные по выборке 4 оборота ротора в расчете. Они сопоставлены с экспериментальными данными. Красная кривая – это мощность акустических возмущений, распространяющихся вниз по потоку от границы входа. Это возмущения, отразившиеся от входной зоны демпфирования. Их уровень примерно на 15dB ниже мощности возмущений, идущих от вентилятора (зеленая кривая), что говорит о вполне удовлетворительной работе зоны демпфирования. Отличие зеленой расчетной кривой от экспериментальной превосходит 3 dB только в области частот ниже 2кГц, где шум в большей степени определяется низкочастотным шумом изолированного ротора (серая кривая).

На рисунке 5.46 сопоставляется с экспериментом акустическая мощность тональной азимутальной распространяющейся моды на удвоенной частоте следования лопаток ротора.

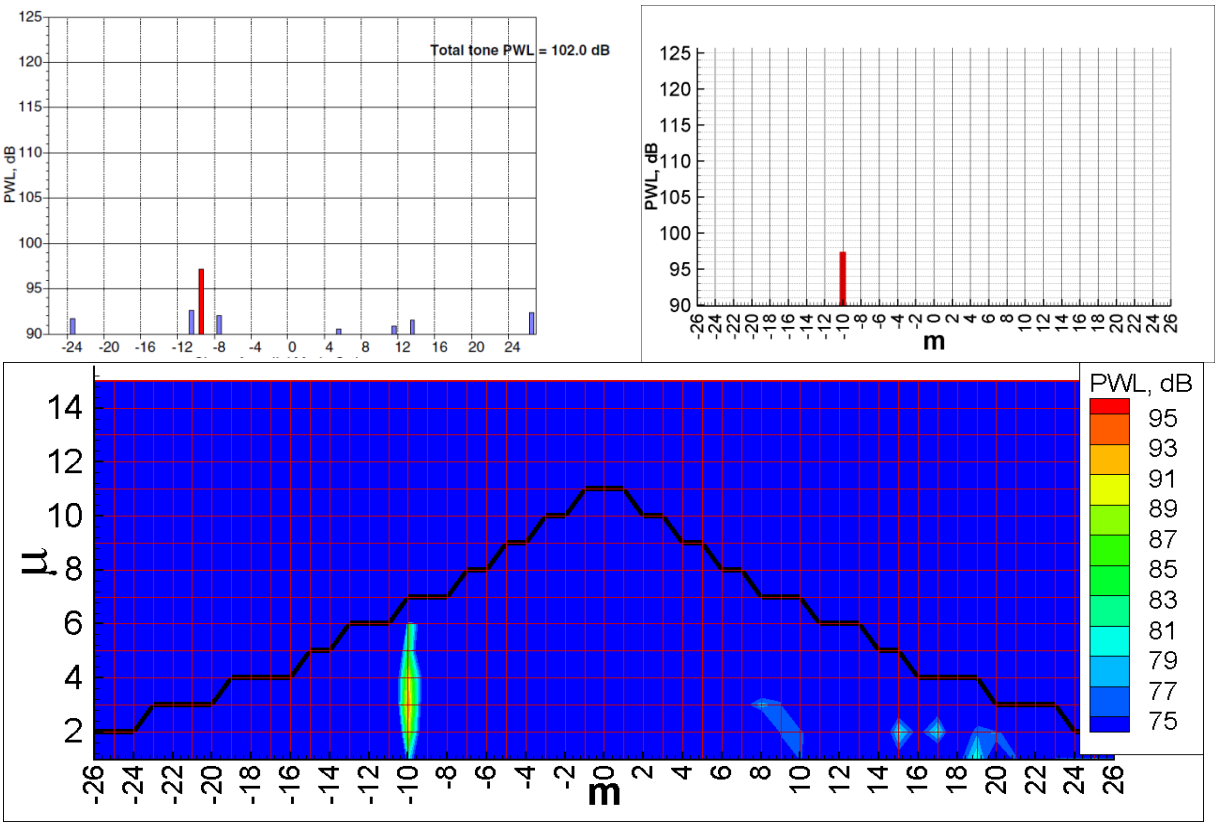


Рисунок 5.46 – Тональная составляющая на удвоенной частоте следования лопаток ротора: эксперимент (сверху слева), суммы для каждого азимутального m (сверху справа), поля мощностей по азимутальным радиальным модам (снизу). Черная линия разделяет распространяющиеся и не распространяющиеся моды

Тональные составляющие должны быть дискретны не только по частоте, но и по азимутальному числу, удовлетворяющему формуле $\omega = k \cdot 22 \quad m = k \cdot 22 + n \cdot 54$, где 22 и 54 это количество лопаток ротора и статора соответственно, а k и n целые числа, равные 2 и -1 для рисунка 5.46.

На рисунке 5.47 приведены расчетные тональные составляющие для утроенной частоты следования k=3, n=-1 (к сожалению, в работе [23] экспериментальные данные по этой частоте отсутствуют).

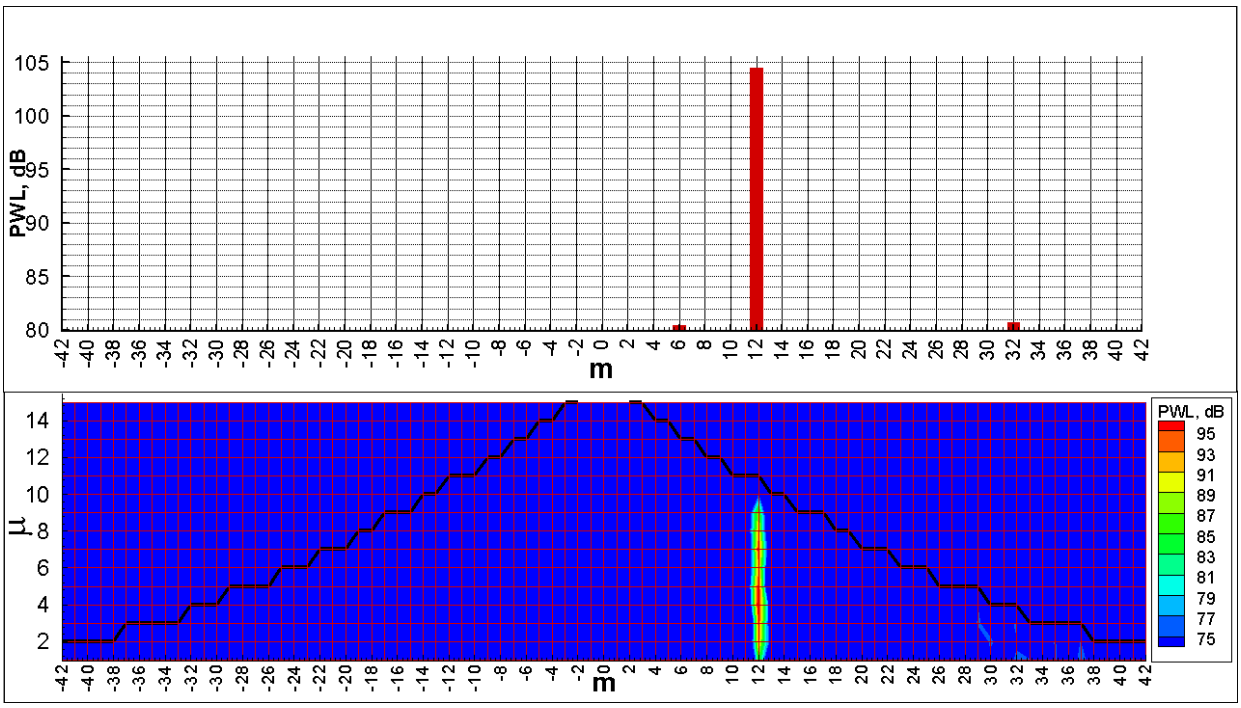


Рисунок 5.47 – Тональная составляющая на утроенной частоте следования лопаток ротора (расчет)

На рисунке 5.48 приведены расчетные тональные составляющие для учетверенной частоты следования (экспериментальные данные также отсутствуют), k и n равны 4, -1 соответственно.

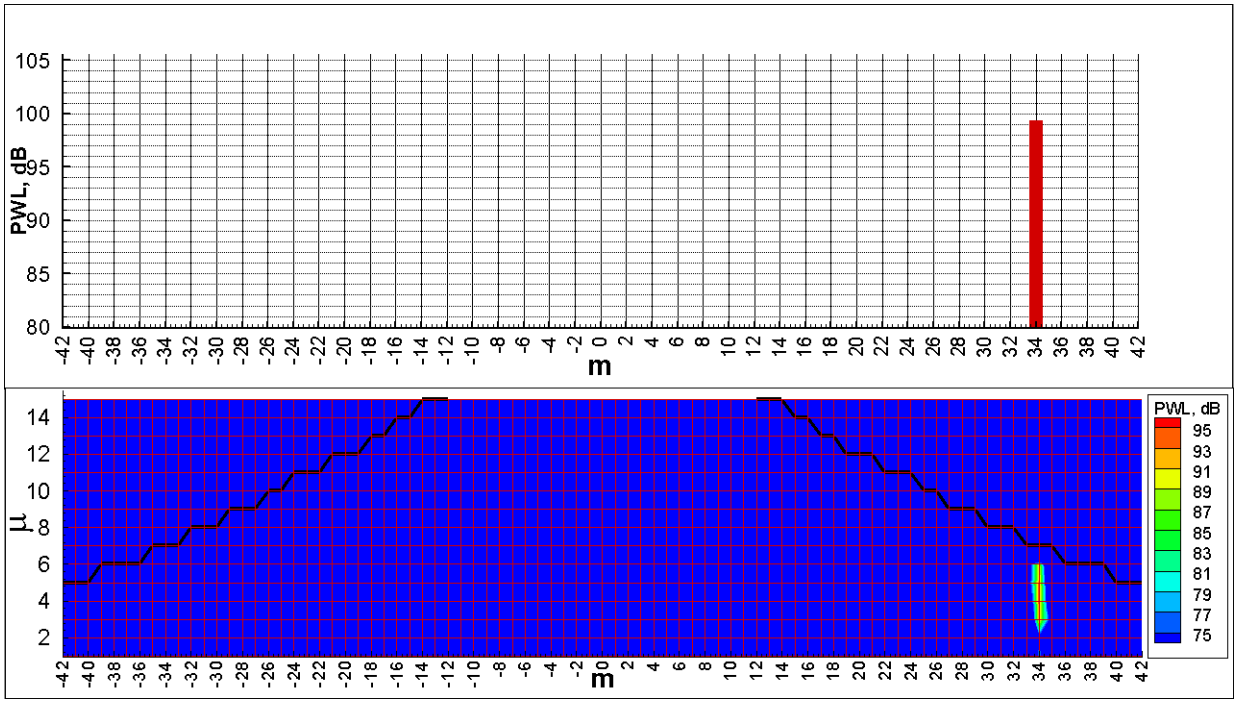


Рисунок 5.48 – Расчетные тональные составляющие на утроенной частоте следования лопаток ротора

Теперь рассмотрим представленные на рисунке 5.49 результаты, полученные в канале за статором.

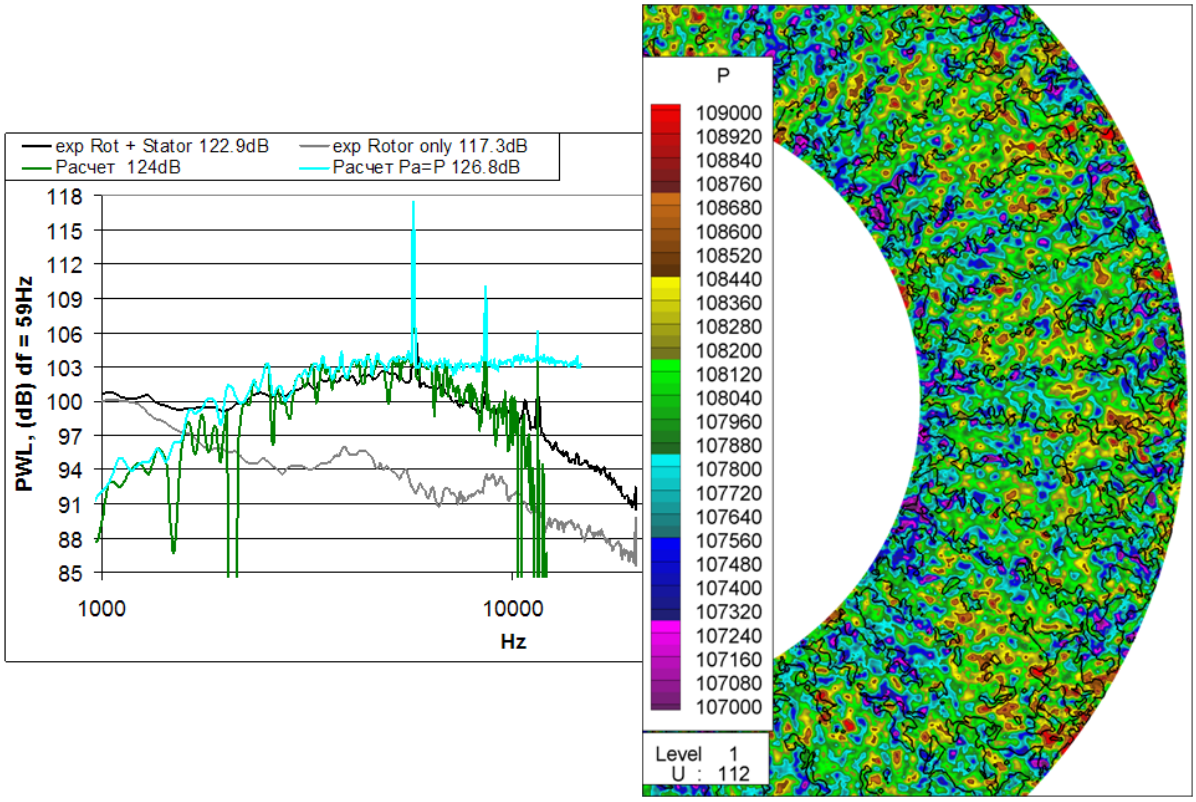
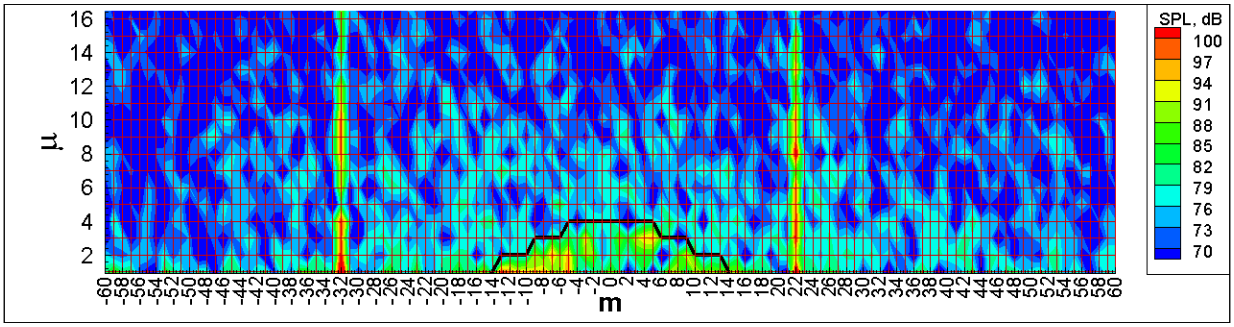


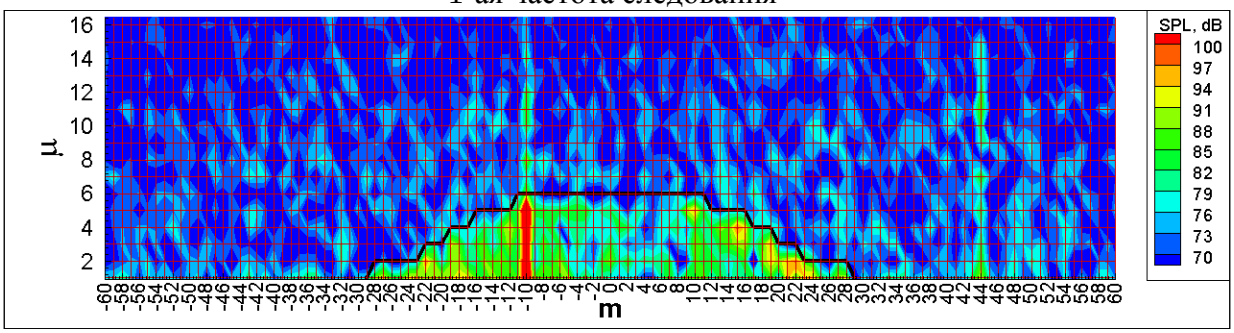
Рисунок 5.49 – Мгновенное поле в плоскости сбора акустических данных за вентилятором (справа) и спектр акустической мощности в полосе 59Гц в сравнении с экспериментом (слева). Голубая кривая дает оценку сверху, всё давление распространяющихся мод считается акустическим. Зеленая кривая – слагаемые в формуле модифицированы

На мгновенных полях давления ~~течения~~ и изолиний осевой скорости можно различить следы за лопатками статора. Действительно, пульсации давления и скорости в этом сечении имеют разную природу.

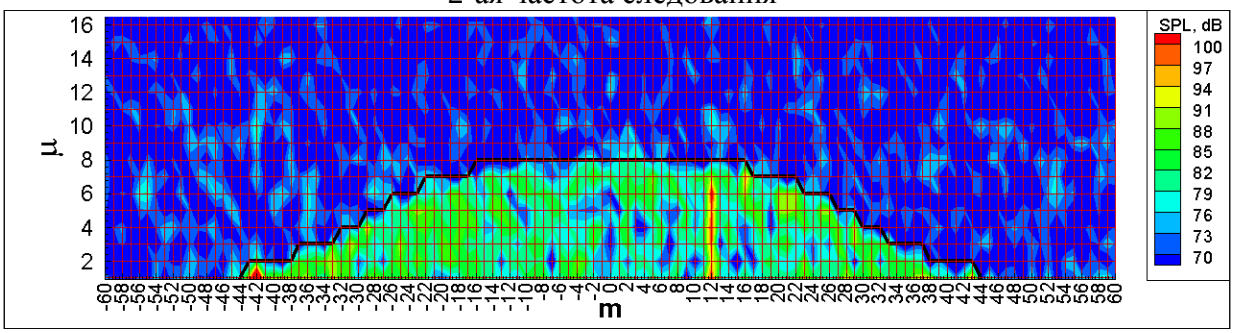
Лучше всего это видно на диаграммах разложения Фурье-Бесселя для первых четырех частот следования ротора, показанных на рисунке 5.50.



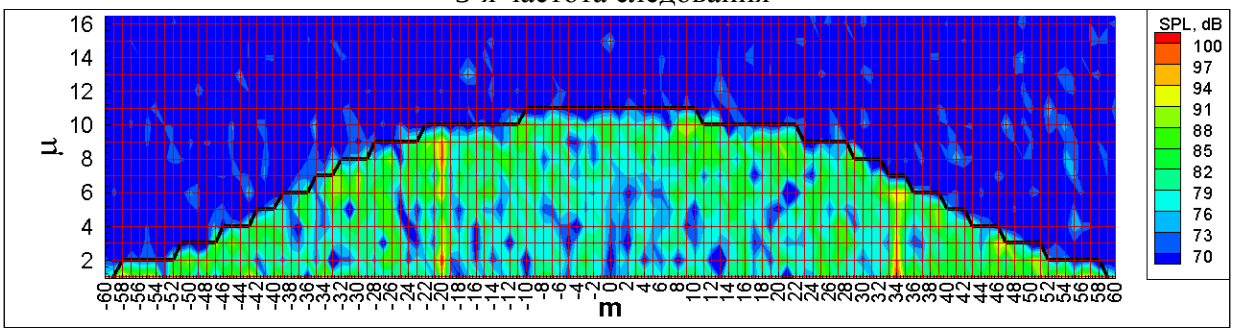
1-ая частота следования



2-ая частота следования



3-я частота следования



4-ая частота следования

Рисунок 5.50 – Диаграммы разложения Фурье-Бесселя давления для различных частот следования лопаток ротора в единицах SPL. Черная линия разделяет распространяющиеся и не распространяющиеся акустические моды

Выше черных линий акустические возмущения отсутствуют. Рассмотрим эти области. Вертикальные линии m=22, m=-32 для первой частоты следования и m=44, m=-10 для удвоенной частоты следования – это следы лопаток ротора, в том числе и провзаимодействовавшие с лопатками статора, а хаотичные пятна – разрешаемая

турбулентность. Следы не вносят ощутимого вклада при расчете шума, выполняемого только по распространяющимся модам. Под черную кривую попадает только m=-10 на удвоенной частоте следования, но падение амплитуды более, чем на 10dB на границе распространяющихся мод, говорит о том, что возмущения следов много меньше акустических. За границей распространения акустических мод турбулентных пятен становится меньше с ростом частоты следования, потому что давление разрешаемой турбулентности смешивается с акустическим под черной линией. Учитывая вышесказанное и вернувшись к рисунку 5.49, можно понять характер голубой кривой, где за акустическое давление берется $p_{m,\mu}$, а за акустическую скорость $p_{m,\mu} \cdot \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}}$. Начиная с 2кГц, она хорошо совпадает с экспериментом до некоторой частоты, начиная с которой смешанное с акустическим турбулентное давление искажает картину.

Отделить акустические возмущения можно при помощи метода наименьших квадратов, используя протяженную по оси область, но таких данных при проведении расчета не собиралось.

Можно предложить другой, менее точный подход, использующий только данные в плоскости сбора акустических данных.

$$
\begin{aligned}
&\sum_{m,\mu(cutOn)} (p^a_{m,\mu} + p^t_{m,\mu}) \cdot \overline{(u^a_{m,\mu} + u^t_{m,\mu})} = \sum_{m,\mu(cutOn)} p^a_{m,\mu} \cdot \overline{u^a_{m,\mu}} + \\
&\quad + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^a_{m,\mu} \cdot \overline{u^t_{m,\mu}} + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^t_{m,\mu} \cdot \overline{u^a_{m,\mu}} + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^t_{m,\mu} \cdot \overline{u^t_{m,\mu}} \\
&\sum_{m,\mu(cutOn)} (p^a_{m,\mu} + p^t_{m,\mu}) \cdot \overline{(u^a_{m,\mu} + u^t_{m,\mu})} \cdot \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}} = \sum_{m,\mu(cutOn)} |u^a_{m,\mu}|^2 + \\
&\quad + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^a_{m,\mu} \cdot \overline{u^t_{m,\mu}} \cdot \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}} + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^t_{m,\mu} \cdot \overline{u^a_{m,\mu}} \cdot \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}} + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^t_{m,\mu} \cdot \overline{u^t_{m,\mu}} \cdot \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}} \\
&\sum_{m,\mu(cutOn)} (p^a_{m,\mu} + p^t_{m,\mu}) \cdot \overline{(u^a_{m,\mu} + u^t_{m,\mu})} / \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}} = \sum_{m,\mu(cutOn)} |p^a_{m,\mu}|^2 + \\
&\quad + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^a_{m,\mu} \cdot \overline{u^t_{m,\mu}} / \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}} + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^t_{m,\mu} \cdot \overline{u^a_{m,\mu}} / \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}} + \sum_{m,\mu(cutOn)} p^t_{m,\mu} \cdot \overline{u^t_{m,\mu}} / \frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}}
\end{aligned}
\tag{23}
$$

здесь $p^a_{m,\mu} + p^t_{m,\mu}$ и $u^a_{m,\mu} + u^t_{m,\mu}$ - суммы акустических и турбулентных давления и скорости по модам разложения Фурье-Бесселя, которые берутся из расчета, а $\frac{\delta_{m,\mu} - M}{1 - M\delta_{m,\mu}}$ – связь между акустической скоростью и давлением из работы [38], зависящая только от числа Маха среднего потока в канале, m и μ. В однородной изотропной турбулентности давление не коррелировано с компонентами скорости, приписывание такого свойства турбулентности в формулах (23) делает малым последнее слагаемое каждой из трех формул при достаточном количестве распространяющихся мод. Предположив

некоррелированность турбулентных параметров с акустическими, можно сделать аналогичный вывод и про другие два слагаемых второй строчки каждого равенства, получив приближенные оценки для $\sum_{m,\mu(cutOn)} p^a_{m,\mu} \cdot \overline{u^a_{m,\mu}}$, $\sum_{m,\mu(cutOn)} |u^a_{m,\mu}|^2$, $\sum_{m,\mu(cutOn)} |p^a_{m,\mu}|^2$. Минимум между такой оценкой и голубой кривой изображен на графике зеленым цветом.

Ниже на рисунках 5.51 – 5.53 представлены полученные в настоящей работе результаты, характеризующие распространяющиеся в канале тональные составляющие для различных частот следования лопаток ротора.

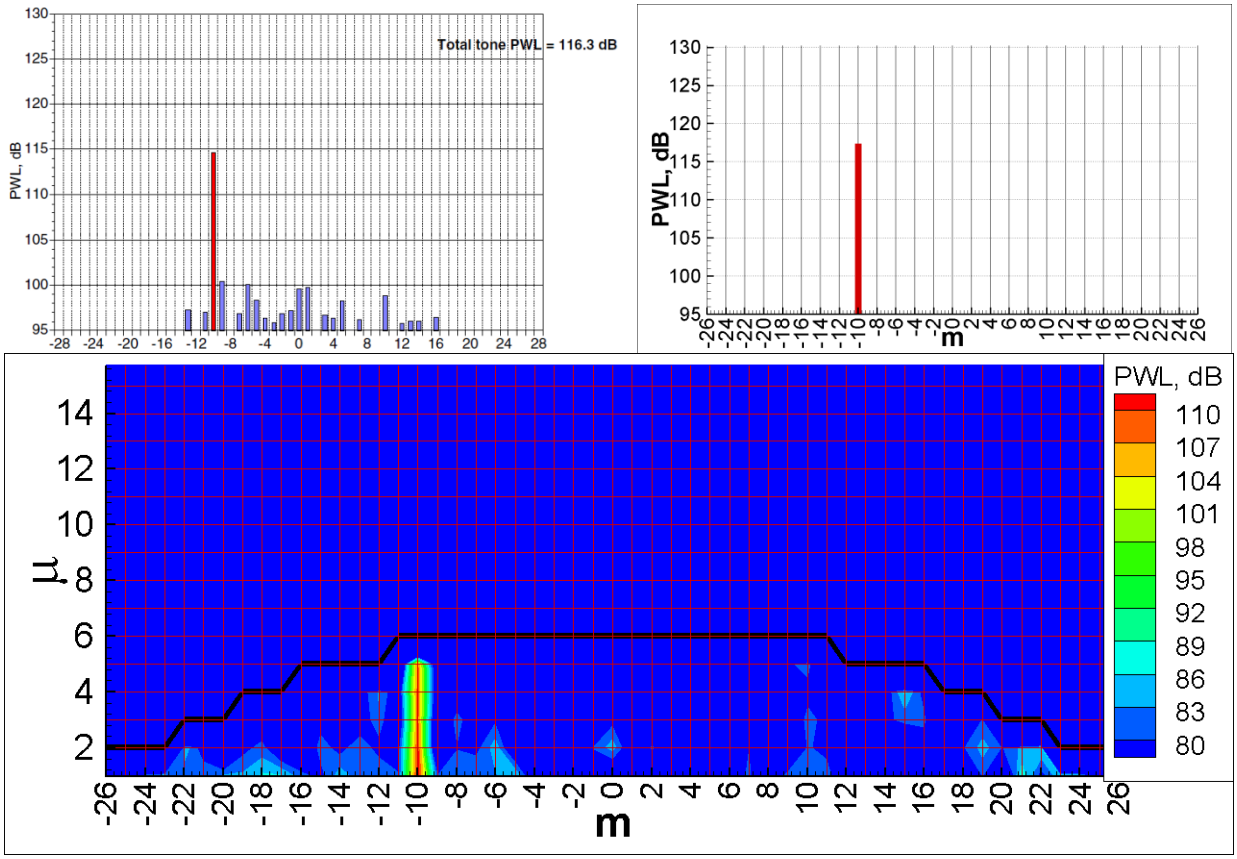


Рисунок 5.51 – Тональная составляющая на удвоенной частоте следования лопаток ротора эксперимент (сверху слева), суммы для каждого азимутального m (сверху справа), поля мощностей по азимутальным радиальным модам (снизу). Черная линия разделяет распространяющиеся и не распространяющиеся моды

По рисунку 5.51 можно заметить, что тон на удвоенной частоте следования завышается относительно эксперимента примерно на 3dB. Причиной может быть не очень хорошая работа зоны демпфирования возмущений, расположенной слишком близко к поверхности сбора данных. Для проверки этого предположения нужны дополнительные расчеты.

На утроенной частоте следования лопаток ротора (рисунок 5.52) присутствует две азимутальных моды: k=3, n=-1 и k=3, n=-2.

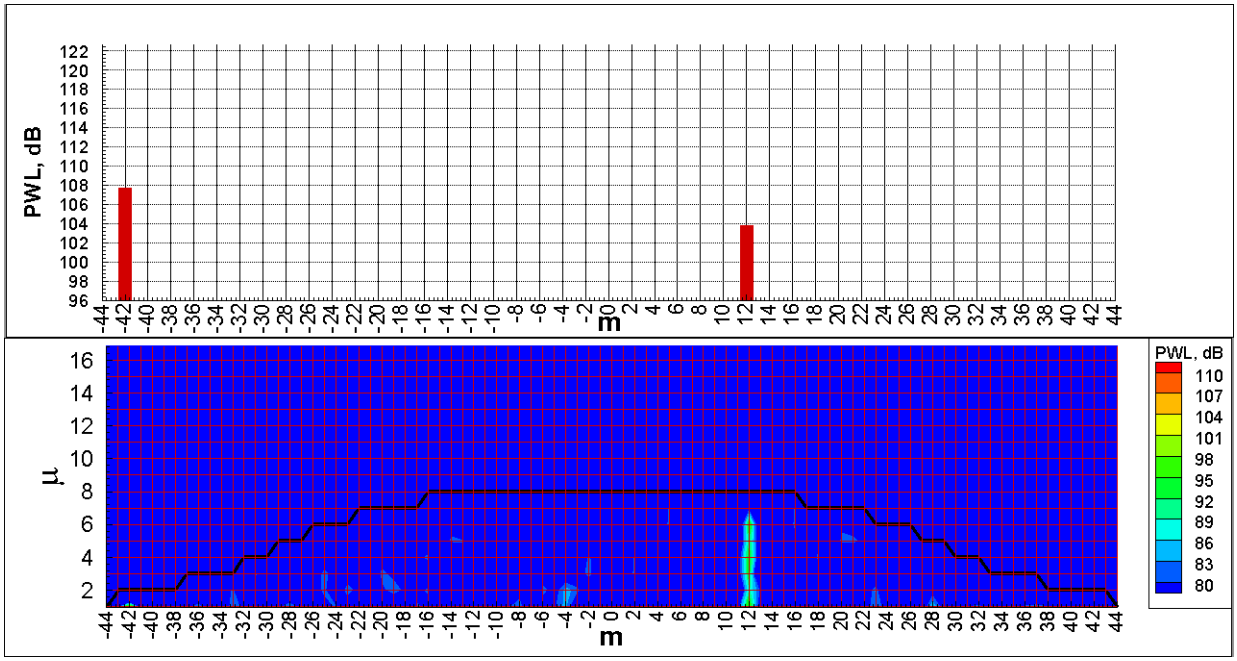


Рисунок 5.52 – Тональная составляющая на утроенной частоте следования лопаток ротора (расчет)

Аналогичный результат имеет место и на учетверенной частоте следования лопаток ротора (рисунок 5.53): k=4, n=-1 и k=4, n=-2.

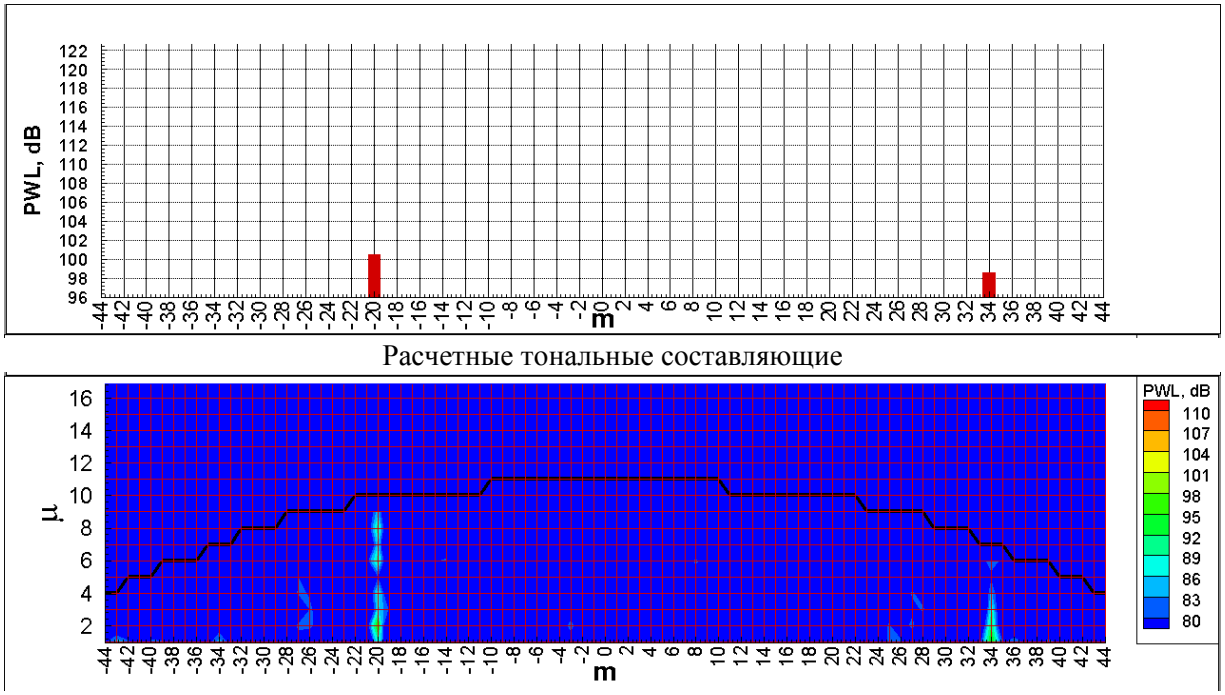


Рисунок 5.53 – Результаты расчета для разных мод на учетверенной частоте следования лопаток ротора

5.3.7 Заключение к разделу 5.3

1. В разделе поставлена и решена задача по созданию метода расчета широкополосного шума вентиляторной ступени ТРДД большой (m=8…10) степени двухконтурности для современных дозвуковых пассажирских самолетов, основанного на предложенном в работе численном методе и известном зонном RANS-IDDES подходе к вихреразрешению. Валидация метода осуществлялась с использованием опубликованных в открытой печати результатов экспериментальных исследований по выполненной в 2002 году в NASA Программе Source Diagnostic Test (SDT), посвященной изучению физических процессов генерации шума в модельных вентиляторных ступенях, использованных в дальнейшем при создании двигателя GE90 с m=8.5, ставшим родоначальником современных двигателей большой тяги для дальнемагистральных самолетов.
2. В рамках решения поставленной задачи получены следующие результаты:
   - предложена и реализована модификация VSTG, адаптированная к неравномерному полю средних параметров, позволившая улучшить качество турбулентного контента в следах за рабочими лопатками вентилятора;
   - выявлены особенности расчетной модели, приводящие к генерации ложного шума, встречающегося в ряде зарубежных публикаций, и предложен способ модификации расчетной модели, обеспечивающий его устранение;
   - получены тональные составляющие акустической мощности во входном и выходном сечениях канала ступени, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными и результатами расчетов других авторов.
3. Разработанный метод может использоваться для:
   - формирования поправок к расчетам тонального шума со стационарным (в системе координат ротор а) RANS – представлением следа;
   - выявления взаимного влияния тональной и широкополосной составляющих шума;
   - выявления особенностей распределения широкополосного шума по модам (из-за большого количества сравнимых по амплитуде мод в выбранной узкой полосе это будет затруднительно сделать только по экспериментальным данным);
   - совместного с моделью ЗПК расчета шума вентилятора (модель ЗПК в процессе расчета будет получать информацию о модальном составе шума и влиять на течение через источники подобно VSTG - генератору).

Заключение

1. Предложен численный метод, включающий:
   - Новую конечноразностную схему типа MP5, обладающую свойствами, необходимыми для применения вихреразрешающих методов (управляемая неявность, алгоритм реконструкции «предраспадных» параметров на гранях ячеек, повышающий точность на сгущающейся сетке, управляемую в диссипативность).
   - Зонную методику расчета, позволяющую одновременно использовать различные зоны описания турбулентности, в том числе: зоны RANS с применением неравновесного закона стенки; зоны IDDES с улучшением работы в режиме WMLES на сетках с равными тангенциальными (вдоль стенки) шагами; зоны DES с масштабом ΔSLA; зоны генерации синтетической турбулентности (VSTG) на входе в зоны с вихреразрешением с адаптацией VSTG к неравномерному полю средних параметров и однопараметрической RANS-модели.
2. Осуществлена калибровка предложенного численного метода на модельных задачах о распаде изотропной турбулентности и о развитом турбулентном течении в плоском канале, свидетельствующая о том, что предложенный численный метод:
   - правильно отражает каскадный характер передачи энергии изотропной турбулентности (полученный при числе ячеек N=64 в «инерциальном» диапазоне спектр практически параллелен известному «закону -5/3»), а кривая, отвечающая N =32, повторяя, в значительной степени, предыдущую кривую, просто обрывается при больших масштабах (последняя точка на каждой расчетной кривой отвечает масштабу, равному размеру 2-х ячеек);
   - позволяет получить профили осредненной продольной скорости, среднеквадратичных отклонений и ковариаций компонент вектора скорости в плоском канале для различных режимов развитого турбулентного течения, практически идентичные профилям, полученным с использованием наилучших аналогичных численных методов.
3. Предложены мероприятия по снижение требований к вычислительным ресурсам WMLES расчетов, включающие использование пристеночных функций и увеличение поперечного шага сетки до уровня продольного в WMLES, что позволило для рассмотренной модельной задачи о развитом турбулентном течении в плоском канале в разы снизить число ячеек расчетной модели при сохранении точности получаемых результатов.

4. Осуществлено тестирование разработанного метода на упрощенных задачах, близких к практическим, включающим шум задней кромки профиля NACA0012, обтекаемого дозвуковым потоком без угла атаки при разных числах Рейнольдса, расчет шума круглой дозвуковой струи и расчет ближнего поля при истечении сверхзвуковой недорасширенной струи из прямоугольного сопла большого удлинения. Полученные в рамках проведенного тестирования результаты свидетельствуют о том, что:
   - спектр шума профиля NACA0012 в рассмотренных условиях обтекания при числе Рейнольдса по хорде $Re_c=10^6$ как качественно, так и количественно хорошо согласуется с соответствующими экспериментальными данными; при этом максимальное отличие расчетного и экспериментального значений уровня шума не превосходит (с учетом влияния выбора поверхности Кирхгофа) 3 SPL dB;
   - при снижении числа Re_c до значений $\sim 2\cdot 10^5$ шум задней кромки профиля NACA0012 существенно зависит от деталей турбулизации в отрыве ламинарного пограничного слоя вблизи кромки;
   - акустические характеристики (диаграмма направленности и спектры в дальнем поле) модельной струи, истекающей из круглого сопла с числом Маха на срезе Mc=0.9, находятся в удовлетворительном соответствии с известными экспериментальными данным и в хорошем соответствии с расчетными данными, полученными в работах, выполненных ведущими специалистами по вихреразрешающим численным методам;
   - расчетные поля осредненных параметров течения и пульсаций компонент вектора скорости, полученные в ближнем поле в задаче об истечении сверхзвуковой недорасширенной струи из прямоугольного сопла большого удлинения, находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными, а найденные по результатам расчета акустические характеристики этой струи – в хорошем качественном соответствии с данными измерений для похожих струй.
5. С использованием предложенного в работе численного метода и развиваемого зонного подхода решены экспериментально исследованные практические задачи, связанные с упомянутыми во введении актуальными в настоящее время проблемами шума силовых установок существующих и перспективных самолетов. Эти задачи включают шум модельного выходного устройства с соплом с прямоугольным поперечным сечением для перспективного сверхзвукового гражданского самолета и широкополосный шум модельной вентиляторной ступени ТРДД большой (m~8) степени двухконтурности,

типичного для современных дозвуковых гражданских дальнемагистральных самолетов. Полученные результаты свидетельствуют о том, что:

- нестационарные процессы, возникающие при истечении струи в рассматриваемом выходном устройстве, приводят к возникновению в спектре шума ярко выраженных дискретных составляющих при докритических и близких к критическим перепадах давления на сопле и к их исчезновению при сверхкритических перепадах;
- с высокой долей вероятности причиной этого акустического явления является возникающая при докритическом перепаде давления на сопле **положительная** обратная связь между изменением статического давления на нижней стенке и центральном теле сопла и смещением слоя смешения, сходящего с верхней стенки сопла, причем физический механизм этого явления носит гидродинамический характер и не связан с возможным акустическим резонансом;
- сопоставления результатов расчетов диаграмм направленности и третьоктавных спектров с соответствующими экспериментальными данными для исследуемого выходного устройства на рассмотренных режимах истечения находятся в хорошем качественном (наличие тоновых составляющих при дозвуковом перепаде давления на сопле и их отсутствие при сверхкритическом) и удовлетворительном количественном соответствии. При этом расчетные и экспериментальные значения частот тоновых составляющих при докритическом истечении выхлопной струи практически совпадают;
- существует возможность создания регулируемых выходных устройств (по типу близких к рассмотренному), в которых шумоглушение осуществляется за счет интенсификации смешения выхлопной струи с наружным спутным потоком, и предложенное автором настоящей работы решение по такому шумоглушащему выходному устройству подтверждается результатами сравнения полученных в настоящей работе расчетных диаграмм направленности шума в дальнем поле и третьоктавных спектров с соответствующими экспериментальными данными для гораздо более сложного по конструкции выходного устройства;
- для успешного решения задачи о широкополосном шуме модельной вентиляторной ступени с использованием объемного генератора синтетической турбулентности (VSTG) необходимо использовать предложенный автором модифицированный вариант VSTG, адаптированный к неравномерному полю средних параметров, позволивший улучшить качество турбулентного контента в следах за рабочими лопатками вентилятора;

- подавление ложного шума, полученного на промежуточном этапе исследования в настоящей работе, а также встречающегося в ряде зарубежных публикаций, возможно с помощью предложенной автором модификации расчетной модели;
- полученные тональные составляющие акустической мощности во входном и выходном сечениях канала ступени хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в рамках реализации программы SDT, и результатами расчетов других авторов;
- разработанный автором метод расчета широкополосного шума вентиляторной ступени может использоваться для решения ряда актуальных задач, включающих: формирование поправок к расчетам тонального шума со стационарным (в системе координат ротора) RANS - представлением следа; выявление взаимного влияния тональной и широкополосной составляющих шума; выявление особенностей распределения широкополосного шума по модам (из-за большого количества сравнимых по амплитуде мод в выбранной узкой полосе это будет затруднительно сделать только по экспериментальным данным); проведение расчета шума вентилятора совместно с математической моделью звукопоглощающих конструкций.

Литература

1. European Aviation Environmental Report, 2019.
2. Lennart S. Hultgren. Core-Noise. NASA Fundamental Aeronautics Subsonic Fixed Wing Program. Acoustics Technical Working Group, October 21-22, 2010.
3. P.R. Gliebe, B.A. Janardan. Ultra·High Bypass Engine Aeroacoustic Study. Final Report Prepared for NASA Lewis Research Center, Contract NAS3, 25269, Task Order No.4, July 8, 1993.
4. Philip R Gliebe, Patrick Y. Ho, Ramani Mani. UHB Engine Fan Broadband Noise Reduction Study. Final Report Prepared for National Aeronautics and Space Administration Lewis Research Center, Contract NAS3 26617, Task Order 3, May 30, 1995.
5. E. Envia. Fan Noise Reduction: An Overview. NASA TM-210699, 2001.
6. Daniel L. Sutliff. Advanced Noise Control Fan: A 20-Year Retrospective of Contributions to Aeroacoustics Research. Glenn Research Center, Cleveland, Ohio. NASA SP-643, 2019.
7. Clifford A. Brown and David B. Stephens. Acoustic Methods Used in the NASA Glenn 9- by 15-Foot Low-Speed Wind Tunnel. Glenn Research Center, Cleveland, Ohio. NASA TM-218874, 2018.
8. Christopher E. Hughes Aerodynamic Performance of Scale-Model Turbofan Outlet Guide Vanes Designed for Low Noise. AIAA Paper AIAA-2002-0374, 2002.
9. Podboy, G. G., Krupar, M. J., Hughes, C. E., Woodward, R. P. Fan Noise Source Diagnostic Test — LDV Measured Flow Field Results. AIAA Paper, AIAA-2002-2431, 2002.
10. Hughes, C. E., Jeracki, R. J., Woodward, R. P., and Miller, C. J. Fan noise source diagnostic test – Rotor alone aerodynamic performance results. AIAA Paper AIAA-2002-2426, 2002.
11. Heidelberg, L. J. Fan noise source diagnostic test –Tone modal structure results. AIAA Paper 2002-2428, 2002.
12. Woodward, R. P., Hughes, C. E., Jeracki, R. J., and Miller, C. J. Fan noise source diagnostic test –Far-field acoustic results. AIAA Paper, AIAA-2002-2427, 2002.
13. Edmane Envia. Fan Noise Source Diagnostic Test – Vane Unsteady Pressure Results, AIAA Paper, AIAA - 2002-2430, 2002.
14. M. Nallasamy, E. Envia and S.A. Thorp, A. Shabbir. Fan Noise Source Diagnostic Test Computation of Rotor Wake Turbulence Noise. AIAA Paper, AIAA–2002–2489, 2002.
15. Lars Enghardt. PROBAND: Improvement of Fan Broadband Noise Prediction: Experimental investigation and computational modelling - Selected Final Results. CEAS BBN Workshop, 2008, Bilbao.
16. C. Perez Arroyo, T. Leonard, M. Sanjose, S. Moreau1, F. Duchaine. Large Eddy Simulation of a Scale-model Turbofan for Fan Noise Source Diagnostic. 17th International Symposium

on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC2017), Dec. 2017, Maui, Hawaii, United States.

17. C. Perez Arroyo, T. Leonard, M. Sanjose, S. Moreau1, F. Duchaine.Large Eddy Simulation of a scale-model turbofan for fan noise. source diagnostic. Journal of Sound and Vibration, 445 (2019) 64-76.
18. Michael Shur, Michael Strelets, and Andrey Travin, Philippe Spalart, Takao Suzuki. Unsteady Simulations of a Fan/Outlet-Guide-Vane System. Part 1: Aerodynamics and Turbulence. AIAA 2017-3875, AIAA AVIATION Forum, 5-9 June 2017, Denver, Colorado, 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
19. Takao Suzuki, Philippe L. Spalart, Michael L. Shur, Michael K. Strelets, and Andrey K. Travin. Unsteady Simulations of a Fan/Outlet-Guide-Vane System. Part 2: Tone Noise Computation. AIAA 2017-3876, AIAA AVIATION Forum, 5-9 June 2017, Denver, Colorado, 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
20. Takao Suzuki, Philippe R. Spalart, Michael L. Shur, Michael K. Strelets, and Andrey K. Travin. Unsteady Simulations of a Fan/Outlet-Guide-Vane System. Part 3: Broadband Noise Computation. AIAA 2018-3918, AIAA AVIATION Forum, June 25-29, 2018, Atlanta, Georgia, 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
21. Takao Suzuki, Philippe L. Spalart, Michael L. Shur, Michael K. Strelets, and Andrey K. Travin. Unsteady Simulations of a Fan/Outlet-Guide-Vane System: Tone–Noise Computation. Computation. AIAA Journal, Volume 56, Number 9, 2018.
22. Takao Suzuki, Philippe R. Spalart, Michael L. Shur, Michael K. Strelets, and Andrey K/ Travin. Unsteady Simulations of a Fan/Outlet-Guide-Vane System: Broadband-Noise Computation. AIAA Journal, Volume 57, Number 12, 2019.
23. Yicheng Sun1, Howard Smith. Review and prospect of supersonic business jet design. Progress in Aerospace Sciences, Vol. 90, April 2017, pp. 12-38.
24. Walter A. Silva, Mark D. Sanetrik, Pawel Chwalowski, Christy Funk, Donald F. Keller, Ulf Ringertz. A Status Review of the Commercial Supersonic Technology (CST) Aeroservoelasticity (ASE) Project. AIAA 2016-3417) 34th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AVIATION-2016, 13-17 June 2016, Washington, D.C.
25. Donald A. Durston, Alaa A. Elmiligui, Susan E. Cliff, Courtney S. Winski, Melissa B. Carter, Eric L. Walker. Experimental and Computational Sonic Boom Assessment of Boeing N+2 Low Boom Models. NASA/TP–2015–218482.
26. Flightglobal. Russia working on quiet supersonic business jet. 20 September 2012, Source: https://www.flightglobal.com/news/articles/russia-working-on-quiet-supersonic-business-jet-369505/.

27. HISAC – High Speed Aircraft. Aerodays, Madrid, 2011.
28. Макаров В.Е., Аукин М.К., Коровкин В.Д., Федорченко Ю.П., Фролов В.Н., Евстигнеев А.А., Деев А.И., Миронов А.К., Казаков В.Г. Аэродинамические и акустические экспериментальные исследования модели соплового аппарата СДС. Технический отчет ЦИАМ №14342, 2013.
29. Макаров В.Е., Аукин М.К., Коровкин В.Д., Федорченко Ю.П., Фролов В.Н., Евстигнеев А.А., Деев А.И., Миронов А.К., Казаков В.Г. Экспериментальные исследования доработанной модели «сопл ТРДД РС» на акустическом стенде ЦИАМ (с горячими струями). Технический отчет ЦИАМ № 14531, 2014 г.
30. Миронов А.К., Макаров В.Е., Коровкин В.Д., Аукин М.К. и др. Исследования акустических характеристик модели плоского сопла ДИЦ с третьим контуром, Технический отчет ЦИАМ №14590, 2015.
31. Макаров В.Е., Фролов В.Н., Орлова Я.В., Шорстов В.А. Расчетные исследования акустических характеристик сопла двигателей ДСГС. Технический отчет ЦИАМ №15125, 2018.
32. А.К. Миронов А.К., В.А. Столяров, В.Г. Казаков. Материалы экспериментальных исследований акустических характеристик модели сопла двигателей ДСГС с экранирующими элементами планера на акустическом стенде ЦИАМ Ц-17А4. Материалы испытаний ЦИАМ № 15231, 2019.
33. Миронов А.К., Казаков В.Г., Столяров В.А., Аукин М.К. и др. Основные результаты исследований акустических характеристик модели плоского секторного эжекторного сопла ЛСДС с горячими струями. Технический отчет ЦИАМ №15102, 2018.
34. James Bridges. Noise of Embedded High Aspect Ratio Nozzles. Technical Conference, March 15-17, 2011, Cleveland, Ohio.
35. James Bridges. Acoustic Measurements of Rectangular Nozzles with Bevel. 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 4–6 June 2012, Colorado Springs, CO.
36. James Bridges. Noise from Aft Deck Exhaust Nozzles – Differences in Experimental Embodiments. NASA/TM—2014-218123.
37. James Bridges. Noise Measurements of High Aspect Ratio Distributed Exhaust Systems. AIAA Aviation 2015 Conference – 22-26 June 2015.
38. S.W. Rienstra & A. Hirschberg. An Introduction to Acoustics. 2004.
39. David P. Lockard. A comparison of FFOWCS WILLIAMS – HAWKINGS solvers for airframe noise applications. AIAA-2002-2580, 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit, 17 June 2002 - 19 June 2002, Breckenridge, Colorado.

40. А.А. Осипов, А.А. Россихин, Метод расчета нестационарного аэродинамического взаимодействия решеток в многоступенчатой турбомашине. Ученые записки ЦАГИ, том XLV, №2, 2014.
41. Forsythe J., Squires K., Wurtzler K., Spalart P. “Detached-eddy simulation of fighter aircraft at high alpha”, AIAA Paper 2002-0591.
42. Spalart P. R., Deck S., Shur M. L., Squires K. D., Strelets M. Kh., Travin A. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. Theor. Comput. Fluid Dyn., 2006, v. 20, No. 3, pp. 181-195.
43. A.K. Travin, M.L. Shur, Ph.R. Spalart, M.Kh. Strelets. Improvement of Delayed Detached-Eddy Simulation for LES with Wall Modelling // European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD, 2006.
44. В.А. Шорстов, В.Е. Макаров. Расчет аэродинамических и акустических характеристик профиля NACA0012 с использованием зонного RANS-IDDES подхода. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МДЕЛИРОВАНИЕ, 2018 год, том 30, номер 5, стр.19-36.
45. A. Uzun, M.Y. Hussaini, High-fidelity numerical simulation of a chevron nozzle jet flow, AIAA Paper, AIAA-2009-3194, 2009.
46. L.A. Benderskiy, D. A. Lyubimov. Investigation of flow parameters and noise of subsonic and supersonic jets using RANS/ILES high resolution method. 29th Congress of the International Council of the Aeronautical Science, St. Peterburg, Russia, 2014.
47. 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.
48. Mikhail L. Shur, Philippe R. Spalart, Mikhail Kh. Strelets, Andrey K. Travin.An Enhanced Version of DES with Rapid Transition from RANS to LES in Separated Flows // Flow, Turbulence and Combustion, 2015, Volume 95, Issue 4, pp. 709-737.
49. M. Shur, M. Strelets, A. Travin, A. Probst, S. Probst, D. Schwamborn, S. Deck, A. Skillen, J. Holgate and A. Revell // Improved Embedded Approaches Springer International Publishing AG 2018, C. Mockett et al. (eds.), Go4Hybrid: Grey Area Mitigation for Hybrid, RANS-LES Methods, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary, Design 134, DOI 10.1007/978-3-319-52995-0_3.
50. Zhaorui Li1 and Farhad A. Jaberi. Lage-Scale Simulation of High Speed Turbulent Flows. 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 5 - 8 January 2009, Orlando, Florida.
51. Yujing Lin, Mark Savill, Nagabhushana Rao Vadlamani, Richard Jefferson-Loveday. Wall-Resolved Large Eddy Simulation over NACA0012 Airfoil. International Journal of Aerospace Sciences, Vol.2, No.4, pp149-162.

52. М.Ю. Балдин, Ю.П. Шурина. Методы решения СЛАУ большой размерности. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. — 70 стр.
53. A. Suresh, H.T. Huynh. Accurate Monotonicity-Preserving Schemes with Runge-Kutta Time Stepping // J. of Comput. Phys. v.136, 1997, pp. 83-99.
54. Spalart P. R., Deck S., Shur M. L., Squires K. D., Strelets M. Kh., Travin A. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities, Theor. Comput. Fluid Dyn., 2006, v. 20, No. 3, pp. 181-195.
55. Mikhail L. Shur, Philippe R. Spalart, Mikhail Kh. Strelets, Andrey K. Travin. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities. International Journal of Heat and Fluid Flow 29 (2008) 1638–1649.
56. M.S. Gritskevich et al. Development of DDES and IDDES formulations for the k-ω shear stress transport model // Flow Turbulence and Combustion,2012, Vol. 88, № 3, P. 431-449.
57. FLUENT, Inc., FLUENT 6.1 User’s Guide, 2003, (Lebanon: NH).
58. Spalart P. R., Allmaras S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. AIAA Paper 1992-0439.
59. R. D. Moser, J. Kim & N. N. Mansour DNS of Turbulent Channel Flow up to Re_tau=590, 1998, Phys. Fluids, vol. 11, pp. 943-945.
60. A. Herrig, W. Würz, E. Krämer, S. Wagner. New CPV-results of NACA0012 trailing-edge noise // International Conference on Methods of Aerophysical Research, ICMAR 2008.
61. T.F. Brooks, M.A. Marcolini, and D.S. Pope. Airfoil Self Noise and Prediction. NASA Reference Publication, 1989.
62. J. H. Seo, K. W. Chang, and Y. J. Moon. Aerodynamic Noise Prediction for Long-Span Bodies. 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 08 May 2006 - 10 May 2006, Cambridge, Massachusetts.
63. Behrouzi, P. and Mcguirk, J.J. Underexpanded jet development from a rectangular nozzle with aft-deck // AIAA Journal, 2015, 53 (5), pp. 1287 – 1298.
64. А.С. Гиневский, Е.В. Власов, П.К. Каравосов Акустическое управление турбулентными струями. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. - 240 с. ISBN:5-9221-0161-7.
65. Ffowcs-Williams J. E. The noise from turbulence convected at high speed // Phil Trans R Soc. A. - 1963. - no. 255. - P. 469.
66. Ribner H. S. Quadrupole correlations governing the pattern of jet noise // Journal of Fluid Mechanics, 1969, Vol. 38, No. 1, pp. 1-24.

Работы автора по теме диссертации

1. В.А. Шорстов, В.Е. Макаров. Расчет аэродинамических и акустических характеристик профиля NACA0012 с использованием зонного RANS-IDDES подхода. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МДЕЛИРОВАНИЕ, 2018 год, том 30, номер 5, стр.19-36. (**список ВАК, Scopus**)
2. В.А. Шорстов, В.Е. Макаров. Развитие зонного RANS-IDDES подхода к моделированию обтекания тел с целью снижения требований к вычислительным ресурсам при решении задач аэроакустики. УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЦАГИ, 2019, том L, номер 6, стр. 41-52 (**список ВАК**).
3. В.А. Шорстов, В.Е. Макаров. Расчет акустических характеристик струи из прямоугольного сопла с оценкой влияния пластины, примыкающей к его срезу. УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЦАГИ, 2020, том LI, номер 1, стр. 41-57 (**список ВАК**).