

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ
«ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ИНСТИТУТ АВИАЦИОННОГО МОТОРОСТРОЕНИЯ
ИМЕНИ П.И.БАРАНОВА»

На правах рукописи

Любимов Дмитрий Александрович

АНАЛИЗ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙНЫХ И ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В
ЭЛЕМЕНТАХ ТРД КОМБИНИРОВАННЫМИ RANS/LES-МЕТОДАМИ
ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Научный консультант:
доктор технических наук,
профессор Секундов А.Н.

Москва – 2014

Введение	7
Глава 1. Построение комбинированных RANS/LES-методов высокого разрешения	30
1.1 Выбор элементов для построения RANS/LES-методов высокого разрешения для расчета течений в элементах ТРД	30
1.1.1 Элементы численного метода, определяющие его точность.	30
1.1.2 Влияние способа вычисления давления на точность метода	31
1.1.3 Разностные схемы для RANS и для LES	33
1.1.4 Модель турбулентности и SGS-модель	37
1.1.5 LES с неявной SGS-моделью	38
1.1.6 Интегрирование уравнений по времени	40
1.1.7 Выбор схем для построения эффективных комбинированных RANS/LES-методов	41
1.2 Построение численной реализации комбинированных RANS/LES методов высокого разрешения	43
1.2.1. Системы уравнений	43
1.2.2 Метод решения	46
1.2.3 Модель турбулентности	47
1.2.4 Построение неявного оператора	48
1.2.5 Разностная аппроксимация диффузионных членов уравнений Навье-Стокса и переноса	50
1.2.6 Разностная аппроксимация конвективных членов уравнений Навье-Стокса и переноса	51
1.2.7 Метод DES для расчета несжимаемых течений	55
1.2.8 Комбинированный RANS/ILES-метод для расчета сжимаемых течений	57
1.2.9 WMILES метод для расчета сжимаемых течений	58
1.2.10 Решение системы разностных уравнений	59
1.2.11 Повышение точности методов при расчетах на нерегулярных сетках	59

1.2.12	Граничные условия	60
1.2.13	Особенности граничных условий для затопленных струй	64
Глава 2. Возможности RANS/LES-методов для расчета струйных течений разных типов		66
2.1	Расчет низкоскоростных турбулентных струйных течений методом DES	66
2.1.1	Постановка задачи	66
2.1.2	Свободная струя из прямоугольного сопла	67
2.1.3	Пристеночная струя из круглого сопла	72
2.2	Исследование влияния режима истечения из сопла на течение и характеристики турбулентности в дозвуковых и сверхзвуковых струях с помощью RANS/ILES-метода	78
2.2.1	Постановка задачи	78
2.2.2	Влияние скорости и температуры на срезе сопла на характеристики течения и турбулентности в дозвуковой струе	80
2.2.3	Влияние порядка разностной аппроксимации и числа ячеек сетки на точность расчета струи из конического сопла на различных режимах	88
2.2.4	Влияние параметров на входе в сопло на истечение сверхзвуковой нерасчетной струи из биконического сопла	93
2.3	Повышение точности расчета течения в струе около среза сопла с помощью создания нестационарного пограничного слоя на срезе сопла	97
2.3.1	Постановка задачи	97
2.3.2	Совместный расчет WMILES/ILES методом течения в коническом сопле и его дозвуковой струе	100
2.4	Применение RANS/ILES-метода для расчета течения и параметров турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД	106
2.4.1	Постановка задачи	106
2.4.2	Результаты расчетов течения и параметров турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД	108
Глава 3. Применение RANS/ILES- и WMILES-методов для исследования средств пассивного воздействия на течение в струях из сопел разных		

типов	112
3.1 Исследование влияния шевронов на течение в струях из конических шевронных сопел	112
3.1.1 Постановка задачи	112
3.1.2 Исследование влияния геометрии шевронов и температуры на входе в сопло на течение и характеристики турбулентности в струе	113
3.2 Исследование влияния шевронов на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД	119
3.2.1 Постановка задачи	119
3.2.2 Влияние шевронов на сопле газогенератора двухконтурного сопла ТРД на течение и характеристики турбулентности в его струе	121
3.3 Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на течение и уровень турбулентности в струе	124
3.3.1 Постановка задачи	124
3.3.2 Результаты расчетов по исследованию влияния эксцентриситета сопла газогенератора на течение и параметры турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД	125
3.4 Применение RANS/ILES-метода для исследования воздействия «аэродинамических шевронов» на течение в струе из двухконтурного сопла ТРД	132
3.4.1 Постановка задачи	132
3.4.2 Исследование влияния аэродинамических шевронов на течение и характеристики турбулентности в струе	135
3.5 Исследование с помощью WMILES-метода влияния геометрии шевронов на течение и характеристики турбулентности в струях из конических шевронных сопел	142
3.5.1 Постановка задачи	142
3.5.2 Результаты расчетов	143
3.5.3. Влияние геометрии шевронов на ближнее акустическое поле.	146

Глава 4. Исследования влияния пилона, крыла с закрылками и угла атаки внешнего потока на течение в струе из сопел двухконтурных ТРД	151
4.1. Постановка задачи	151
4.2 Исследование влияния компоновки и угла атаки внешнего потока на характеристики турбулентности и течение в струе из сопла ТРД с двухконтурностью равной 5.	156
4.2.1 Влияние геометрии закрылков	156
4.2.2 Влияние угла атаки внешнего потока	169
4.3 Исследование влияния компоновки и угла атаки внешнего потока на характеристики турбулентности и течение в струе для сопла со степенью двухконтурности равной 10	173
4.3.1 Постановка задачи	173
4.3.2 Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на режиме взлета	174
4.4 Исследование влияния режима работы двигателя на течение в струе для сопла ТРД со степенью двухконтурности равной 10	189
Глава 5. Применение RANS/ILES-метода для исследования турбулентных отрывных течений в S-образных диффузорах с отрывом потока	195
5.1 Исследование особенностей отрывных турбулентных течений в диффузорах различной формы	195
5.1.1 Постановка задачи.	195
5.1.2 Прямоугольный S-образный диффузор	196
5.1.3 Межкомпрессорный и межтурбинный кольцевые S-образные диффузоры	202
5.2 Влияние неравномерности полного давления на входе в диффузор на течение в нем	211
5.2.1 Прямоугольный S-образный диффузор	212
5.2.2 Кольцевой межкомпрессорный диффузор	218
5.2.3 Кольцевой межтурбинный диффузор	222

Глава 6. Исследование RANS/ILES-методом эффективности применения синтетических струй для управления отрывными течениями в диффузорах различной геометрии и улучшения их характеристик	226
6.1 Анализ известных способов моделирования синтетических струй. Постановка задачи	226
6.2 Объединенное расчетно-экспериментальное исследование влияния синтетических струй на отрывное турбулентное течение в прямоугольном S-образном диффузоре с отношением площадей выхода и входа 2.25	230
6.3 Анализ влияния режимных параметров синтетических струй на эффективность управления течением в прямоугольном S-образном диффузоре с отношением площадей выхода и входа 1.8 при разных скоростях на входе в него	241
6.4 Применение синтетических струй для улучшения характеристик течения на выходе «агрессивного» S-образного кольцевого межтурбинного диффузора	255
Заключение	262
Литература	267

Введение

Современные авиационные турбореактивные двигатели (ТРД) должны удовлетворять требованиям повышения эффективности их работы, сокращению размеров и, как следствие, веса, постоянно ужесточающимся нормам экологии. Это может быть достигнуто с помощью совершенствования их элементов. Для достижения этой цели необходимо проводить большой объем поисковых и исследовательских работ. В этих работах широко используется численное моделирование рабочего процесса в элементах ТРД на основе решения уравнений Навье-Стокса. Возможны два подхода при численном исследовании турбулентных течений. В первом случае решаются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса (RANS). При этом нестационарные процессы, вызванные турбулентными явлениями, осреднены и описываются с помощью полуэмпирических моделей турбулентности, которые используются для замыкания системы уравнений, а течение рассматривается как стационарное. Такие методы достаточно эффективны и не требуют больших вычислительных затрат, поэтому в настоящее время они наиболее распространены. Однако точность методов RANS для разных течений различна. Например, пограничные слои с приемлемой точностью описывают большинство современных моделей турбулентности. К числу течений, точность расчета которых с помощью RANS и моделей турбулентности невысока, могут быть отнесены струйные течения. Так интенсивность расширения круглой затопленной струи в расчете с помощью лучших моделей турбулентности и в эксперименте различаются, на 30-300% [1]. Некоторые струйные течения: свободную струю из прямоугольного сопла, круглую струю, распространяющуюся вдоль стенки, с помощью RANS не удается описать даже качественно. Однако такие струйные течения встречаются в авиационных приложениях. Другим типом течений, точность описания которых с помощью RANS невысока, являются турбулентные течения с отрывом потока. В первую очередь относится к

ситуациям, когда поток отрывается от гладкой поверхности без излома контура [1–4]. В ТРД отрывные течения такого типа могут возникать в различных переходных диффузорных каналах. Для практических приложений, связанных с анализом течений в элементах ТРД, нужно знать турбулентные характеристики течения: пульсации скорости, давления и других параметров течения. При использовании RANS для большинства моделей турбулентности это невозможно, или возможно с привлечением некоторых не универсальных эмпирических соотношений.

Точный расчет упомянутых выше течений в приложениях, связанных с авиацией, диктуется требованиями безопасности, экологии, необходимостью создания более эффективных элементов ТРД. Для струйных течений в первую очередь это относится к выхлопным струям ТРД. Так на аэродромах для определения зоны безопасного нахождения людей и техники около самолета с работающим двигателем необходимо правильно описывать распространение выхлопной струи вдоль поверхности аэродрома. Ужесточение экологических норм по уровню шума самолетов также требует точного расчета течения в струях. Это нужно для оценки эффективности различных устройств снижения шума струи, например, шевронов, а также аэродинамического воздействия на струю элементов планера. Подобные устройства воздействуют на поле течения около среза сопла. Это, в свою очередь, делает важным с одной стороны моделирование реалистических, турбулентных и нестационарных, условий на срезе сопла, а с другой – достоверное описание турбулентного течения в слое смешения около среза сопла.

Рабочие режимы двигателей пассажирских самолетов таковы, что возникают сверхзвуковые перепады давления в соплах, результатом которых являются струи со скачками уплотнения [5]. В сверхзвуковых струях из биконических одноконтурных сопел (сопел Лавалья с изломом контура в критическом сечении), которые применяются в военной авиации, как правило, присутствуют скачки уплотнения [6,7]. Активно исследуются устройства для снижения шума сверхзвуковых струй [8,9]. Однако использование RANS с

моделями турбулентности не позволяет выполнить расчеты струйных течений со скачками уплотнения с достаточной для практических приложений точностью [5].

Расчетное и экспериментальное исследование струй из сопел ТРД проводится чаще всего для модельных осесимметричных или шевронных изолированных сопел. В реальных условиях на течение в струе влияют элементы компоновки: пилон и крыло с элементами его механизации. Эксперименты [10–12] и расчеты с помощью RANS [10,13] показывают, что наличие одного только пилона значительно увеличивает максимальный уровень турбулентности и вызывает выраженную асимметрию турбулентности в азимутальном направлении течения и параметров в струе. Следствием этого обычно является увеличение шума струи. Заметное влияние на течение в струе, оказывает ее взаимодействие с крылом и закрылками на режимах взлета и посадки [14,15], оно вызывает увеличение шума струи [16–18].

Для современных ТРД характерна тенденция к компактности отдельных их элементов. Это относится и к переходным диффузорным каналам в элементах ТРД. Повышение «агрессивности» таких диффузоров [19], т.е. сокращение длины при сохранении степени расширения приводит к возникновению отрывных зон и обусловленному их наличием ухудшению характеристик диффузоров. Детальное экспериментальное исследование таких каналов затруднительно, сложно получить данные обо всем поле течения. Кроме того, при оптимизации геометрических параметров диффузоров требуется перебор большого количества вариантов, что невозможно при экспериментальном исследовании: резко увеличиваются затраты и время на продувки.

Для переходных каналов в элементах ТРД типично наличие внутри них или перед ними различных стоек и пилонов. Это приводит к неравномерному распределению параметров потока во входном сечении диффузора. Неоднородности течения на входе могут оказывать влияние на характеристики

диффузора. Известны публикации, посвященные экспериментальному исследованию этих явлений, например, [20].

Нужно отметить, что исторически наибольшее внимание расчетному исследованию отрывных и вихревых течений уделяется в задачах внешней аэродинамики. Так в работах коллектива, возглавляемого А.М. Гайфуллиным, был достигнут заметный прогресс в исследованиях, посвященных исследованию отрывных течений на крыле и взаимодействию выхлопной струи ТРД с вихревыми следами от самолета. Численное исследование внутренних отрывных течений в силу своей специфики начало развиваться позже. В настоящее время для таких задач чаще всего используются методы RANS [3,21–23]. Эти же методы используются и для оптимизации формы переходных каналов [19,24] и исследования влияния неоднородности параметров течения на входе в них [21,22]. Однако в работах [2–4,25–28] отмечается, что точность описания пространственных отрывных течений на гладких поверхностях с помощью RANS невысока и зависит от модели турбулентности.

Повысить точность расчетов турбулентных течений, которые не удается моделировать с помощью RANS, и получить характеристики турбулентности в полном объеме можно, если использовать те или иные варианты методов прямого численного моделирования (ПЧМ). В этом случае решаются неосредненные нестационарные уравнения Навье-Стокса, а турбулентные вихри разрешаются явным образом. В том случае, если разрешаются даже мелкие вихри, говорят, что используется прямое численное моделирование. В англоязычной литературе: Direct Numerical Simulation – DNS. Подход, при котором разрешаются только крупные вихри, определяющие особенности течения, а мелкие, которые более универсальны, описываются с помощью подсеточной (subgrid scale – SGS) модели турбулентности, называется методом моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation – LES). Если LES используется только в части расчетной области, а в остальной ее части течение описывается с помощью RANS, говорят, что используется RANS/LES-метод.

Следует отметить, что для расчетов указанными методами требуются очень большие вычислительные ресурсы.

В нашей стране работы, посвященные применению методов ПЧМ, появились более 30 лет тому назад. Так в публикациях В.Л. Грязнова и В.И. Полежаева в 1975-1977 годах приведены результаты моделирования турбулентной конвекции с помощью ПЧМ. Первые результаты по описанию с помощью DNS перехода от ламинарного течения к турбулентному в трубах были получены Н.В. Никитиным в 1984 году. Заметный вклад в развитие ПЧМ внес коллектив под руководством академика О.Н. Белоцерковского в МФТИ. В последние 10-15 лет важные результаты были получены в группах М.Х. Стрельца, Е.М. Смирнова (Политех, Санкт-Петербург), К.Н. Волкова и В.Н. Емельянова (Военмех, Санкт-Петербург), Н.В. Никитина (Институт механики МГУ), А.Н. Секундова (ЦИАМ, Москва). Активно используются методы ПЧМ в коллективе Т.К. Козубской (ИПМ, Москва).

Анализ литературы показывает, что прогресс в использовании методов ПЧМ для разных типов течений неодинаков. Наибольшее их число посвящено расчетам течений в пограничном слое и в каналах. Так, расчет пограничного слоя методом DNS был выполнен Ф. Спэларттом еще в 1988 году. Позже предложенная им модификация метода LES – метод отсоединенных вихрей (DES) – позволила существенно улучшить описание отрывных течений вблизи крылового профиля. Исследование течения в канале с помощью DNS было выполнено Н.В. Никитиным [29].

Одни из первых попыток расчета затопленных турбулентных струй были описаны в работах [30,31]. В последние годы большое внимание развитию различных вариантов ПЧМ для исследования в струйных течениях уделяется в Стенфордском центре (Lele, Vodonу и др.), в университете Чалмерса (Davidson, Andersson и др.), в Политехе СПб (Стрелец, Шур и др.). Активно исследуются струйные течения авторами работ [6,7,32– 38].

Однако, в целом в расчетах струйных течений точность расчетов с помощью методов ПЧМ невысока. Это в значительной степени связано с тем,

что размеры турбулентных вихрей в слое смешения очень сильно меняются по длине струи. Сложнее всего разрешить течение около среза сопла, поскольку размеры турбулентных вихрей в слое смешения около среза сопла малы, и это требует использования сеток с большим количеством ячеек.

Следует отметить, что элементы струйных течений – слои смешения – присутствуют и в отрывных течениях. Сложности, которые возникают при описании слоев смешения такие же, как и при расчете струй. Точность их описания определяет длину отрывной зоны [39], развитие всего течения.

Трудности для расчетов с помощью LES представляют также и сверхзвуковые течения с разрывами, для расчета которых требуются монотонные разностные схемы. Такие схемы, как правило, обладают высоким уровнем схемной вязкости. Использование их для методов LES может к искажению реальной картины течения, если схемная вязкость окажется порядка или больше, чем SGS-вязкость. Вследствие этого методы LES для расчета сверхзвуковых струйных течений менее развиты, чем для дозвуковых течений.

На точность расчета с помощью ПЧМ струйных и отрывных течений влияет и постановка задачи, которая используется. Так для моделирования струйных течений с помощью LES применяются два подхода. В первом случае выполняется расчет только струи, а параметры на срезе сопла задаются приближенно, либо для их определения используется вспомогательный расчет с помощью RANS и модели турбулентности [40–43]. Выходное сечение сопла является искусственной границей, через которую возмущения не могут передаваться вверх по потоку. Измельчение сетки не обеспечивает предельного перехода. При использовании описанного подхода, струя становится нестационарной и турбулентной, как правило, на расстоянии одного-двух калибров от среза сопла, и течение в слое смешения на меньших расстояниях не удается достоверно моделировать [44,45]. Рассмотренный подход удобен в случае, когда важно описать основной участок струи, а точность описания течения около среза сопла не играет большой роли. При расчете струй из реальных сопел ТРД (двухконтурных, с пилоном и т.п.) с помощью такого

подхода могут возникнуть сложности при определении положения входной границы расчетной области для расчета с помощью LES.

При втором подходе с помощью LES выполняется совместный расчет течения в струе и в сопле. В работах [33,35,45–49] приведены результаты совместного расчета истечения изотермических и нагретых струй из осесимметричных и шевронных сопел. В перечисленных публикациях самая грубая сетка содержала 1.6×10^6 ячеек, а самая мелкая – 370×10^6 ячеек. Однако и при использовании совместного расчета течения в сопле и в струе авторам не удалось заметно повысить точность предсказания течения около среза сопла по сравнению с расчетами струй с помощью LES без расчета течения в сопле. Причина этого будет объяснена ниже. Результаты расчетов с помощью LES в соплах и их сверхзвуковых струй, как на расчетных, так и на нерасчетных режимах можно найти в работах [6,50–54]. Расчеты выполнялись на сетках с числом ячеек $(2–137) \times 10^6$. Анализ представленных результатов показал, что лишь в отдельных работах наблюдается удовлетворительное совпадение с экспериментом по осредненным параметрам течения, а по параметрам турбулентности отличие от эксперимента составляет 30-35% и более. Двухконтурные сопла ТРД и их струи были исследованы авторами [55–58]. Расчеты выполнялись с помощью различных вариантов LES на сетках с числом ячеек $(4.5–51) \times 10^6$. Сравнение с экспериментом либо отсутствует, либо размер рисунков, где сравниваются расчетные и экспериментальные данные, мал, поэтому явно судить о точности полученных результатов затруднительно, но представленный иллюстративный материал косвенно свидетельствует о том, что точность расчета струи около среза сопла невысока.

Анализ результатов совместных расчетов течений в соплах и их выхлопных струях с помощью LES, показывает, что в настоящее время эта задача не решена с достаточной для практических приложений точностью. Главная причина состоит в том, что даже на самых мелких из использованных сеток не удается описать вихревые структуры в пограничном слое на стенках сопла и в слое смешения около среза сопла. Оценка, сделанная в работе [59]

показывают, что расчетов течения в сопле и струе с помощью хорошо разрешенного LES потребуется сетка с 40×10^9 ячеек. В случае реалистических двухконтурных сопел ТРД потребуются еще более мелкие расчетные сетки.

Альтернативой, позволяющей существенно снизить вычислительные затраты и при этом повысить точность расчетов по сравнению с RANS, могут быть комбинированные RANS/LES-методы. Один из первых удачных вариантов таких методов – метод отсоединенных вихрей (DES) – был предложен в работе [60]. При использовании RANS/LES-методов течение в пограничном слое описывается с помощью нестационарного метода RANS с полуэмпирической моделью турбулентности. Вдали от стенок, в частности в струе – с помощью LES. При этом расчет в областях течения, описываемых с помощью RANS и с помощью LES, происходит совместно на каждом шаге по времени. При достаточном измельчении сетки метод переходит в LES во всей области течения. Этот подход позволяет выполнять расчеты при больших числах Рейнольдса.

Однако в силу особенностей своего построения комбинированные RANS/LES-методы описывают течение сразу за кромкой сопла с погрешностями. Это связано с тем, что течение в пограничном слое на стенке сопла рассчитывается с помощью RANS с моделью турбулентности и близко к стационарному, а в струе – с помощью LES и имеет выраженный нестационарный характер. Происходит «численный» переход от течения в пограничном слое к течению в струе, сопровождающийся образованием в слое смещения вихрей большой интенсивности, что приводит к завышению пульсаций параметров течения на этом участке струи [61]. Размеры этой зоны «перехода», степень неточности описания параметров турбулентности в ней зависят от того, насколько удачно выбраны численный метод, SGS-модель турбулентности, граничные условия. Но, несмотря на этот недостаток, возможность расчетов турбулентных струй из сопел реалистической формы при высоких числах Рейнольдса обусловила широкое распространение комбинированных RANS/LES-методов для расчета струйных течений. Так в

работах [36,58,61–67] были выполнены совместные расчеты течения в соплах разных типов (прямоугольных, конических, шевронных, двухконтурных с центральным телом, биконических) и в их струях. Расчетные сетки содержали $(4–50) \times 10^6$ ячеек. В большинстве случаев было получено приемлемое совпадение с экспериментом по осредненным параметрам течения. Наибольшие отличия от эксперимента наблюдались по уровню пульсаций скорости. В слое смешения наблюдался «численный» переход, уровень пульсаций скорости становился близким к экспериментальным значениям на расстоянии 2–3 калибров от среза сопла.

В упомянутых работах с помощью LES и RANS/LES-методов были исследованы струи из модельных осесимметричных и шевронных сопел. Однако, как отмечалось выше, наличие пилона и элементов планера сильно влияет на течение в струе. Известны примеры использования LES и RANS/LES для расчетов струи из сопла ТРД при наличии элементов планера. Так в [68] приведены результаты совместных расчетов с помощью LES течения в сопле двухконтурного ТРД с пилоном и в его струе. Использование в сопле грубой неструктурированной сетки привело к тому, что турбулентным течение становится в слоях смешения только на значительном удалении от среза сопла. Совпадение с экспериментом по радиальному распределению полного давления на расстоянии четырех калибров от среза сопла – удовлетворительное. Тем не менее, получено, что наличие пилона приводит к значительной асимметрии течения в продольной плоскости. Авторами [69] с помощью RANS/LES-метода на сетках, содержащих 12×10^6 и 50×10^6 ячеек, было исследовано влияние пилона на характеристики течения и турбулентности в струе двухконтурного ТРД. Получено, что пилон оказывает заметное влияние на развитие течения в струе, приводит к его асимметрии и увеличению энергии турбулентности со стороны пилона. Сравнение с экспериментом отсутствует.

В литературе последних лет появились первые примеры использования комбинированных RANS/LES-методов для расчета выхлопных струй при наличии компоновки, включающей в себя сопло, пилон и крыло. Исследование

такой конфигурации с помощью зонального RANS/DES-метода на сетках, содержащих 20×10^6 и 40×10^6 ячеек, было выполнено в работе [70,71] для крейсерского режима полета. Было проведено сравнение с экспериментальными данными для этой конфигурации. В расчете, как и в эксперименте, получено значительное влияние пилона и крыла на течение и распределение параметров турбулентности в струе. Уровень пульсаций скорости в слоях смешения со стороны пилона и крыла был заметно выше, чем с противоположной стороны. Полученные в расчетах распределения осредненных параметров течения хорошо совпадают с экспериментом. По характеристикам турбулентности наблюдаются заметные различия между расчетом и экспериментом. Авторами [38] с помощью RANS/LES-метода на сетке, содержащей 53×10^6 ячеек, был проведен расчет двухконтурного сопла ТРД с пилоном и крылом с отклоненным закрылком (без промежутка для выхода выхлопной струи). Совпадение с экспериментом по радиальному распределению осредненной продольной скорости удовлетворительное. Наблюдается влияние компоновки на течение в струе. По параметрам турбулентности количественные результаты отсутствуют.

Для моделирования отрывных течений в дозвуковых диффузорах также используются два подхода: течение во всей расчетной области рассчитывается с помощью LES, или используется тот или иной вариант RANS/LES-метода. Примеры использования LES для расчетов течения в диффузорах с отрывом потока можно найти в работах [39,72–75]. В перечисленных работах расчеты проводились на сетках, содержащих $(0.65-4.67) \times 10^6$ ячеек. Следует отметить, что в большинстве из этих работ рассматриваются квазидвумерные задачи: осредненное течение является двумерным, рассматривается только часть полной геометрии, а на боковых границах ставятся условия периодичности. Это позволило использовать достаточно мелкие сетки в продольном сечении, в результате было достигнуто хорошее совпадение не только по осредненным параметрам течения, но и по характеристикам турбулентности [75]. При расчетах реальных полных конфигураций прямоугольных диффузоров

потребуется расчетные сетки с числом ячеек, по меньшей мере, на порядок больше.

В работе [60] было наглядно продемонстрировано повышение точности предсказания отрывных течений по сравнению с RANS с помощью метода DES – варианта RANS/LES-метода. Это определило широкое использование RANS/LES-методов для расчета внутренних турбулентных течений с отрывом потока [76–79]. Указанные расчеты выполнялись на сетках, содержащих $(1-1.6) \times 10^6$ ячеек. В большинстве случаев они дублировали квазидвумерные конфигурации, расчеты течения в которых выполнялись с помощью LES. При этом удалось получить примерно такую же точность результатов на более грубых сетках. [79]. Однако при расчетах течения в пространственных диффузорах точность расчетов невысока как при использовании LES [74], так и RANS/LES-методов [78], и по параметрам турбулентности недостаточна для практических приложений.

Важной для практики задачей является анализ эффективности средств управлением отрывными течениями в диффузорах. Для борьбы с отрывом в диффузорах могут быть использованы пассивные методы, такие, как генераторы вихрей, которые устанавливаются на стенках канала перед отрывной зоной [80]. Однако они всегда оказывают воздействие на поток вне зависимости от того, есть ли в этом необходимость, их эффективность сложно регулировать. Перспективным является газодинамическое управление потоком. К таким средствам управления отрывом относятся вдув в пограничный слой газа с высокой энергией или отсос пограничного слоя, возможна также комбинация этих мероприятий [81–84]. При этом возможно создание систем с обратной связью: т.е. уровень вдува или отсоса будет меняться в зависимости от интенсивности отрыва. Однако для них требуется рабочее тело, устройство для подвода энергии к нему, магистрали для подачи рабочего тела в зону отрыва для систем с выдувом в пограничный слой. Для систем с отсосом устройство для создания пониженного давления, магистраль для отвода воздуха и система его выброса.

Этих недостатков лишены системы с нулевым суммарным массовым расходом рабочего тела [85,86]. В этом случае работа устройства газодинамического управления течением сводится к чередующимся фазам выдува газа в поток из замкнутой полости за счет изменения ее объема с последующим затем всасыванием в нее низкоэнергетического потока из диффузора. Полость сообщается только с проточной частью диффузора, поэтому суммарный по времени расход газа равен нулю. Струи, образующиеся при работе таких устройств, в англоязычной литературе обычно называются «синтетическими» (synthetic jet), а устройства для их создания называются генераторами синтетических струй (ГСС). ГСС могут быть достаточно компактны, их можно установить непосредственно около места выхода синтетических струй. Экспериментальному изучению синтетических струй уделяется заметное внимание, но рассматриваются в основном модельные задачи. [81,87–89] Однако, в условиях лабораторного эксперимента затруднительно, а порой и невозможно создать и исследовать прототип диффузора реалистической конфигурации с ГСС [90], детальное исследование воздействия синтетических струй на течение в диффузоре также технически сложно или невозможно провести в условиях эксперимента. Выходом из этой ситуации может быть применение численного моделирования воздействия синтетических струй на отрывные течения. Наиболее перспективно для этой цели использование методов ПЧМ, поскольку применение URANS для исследования влияния синтетических струй на отрывное течение в диффузоре не может обеспечить приемлемой точности результатов [28].

В настоящее время методами ПЧМ синтетические струи и их воздействие на отрывные течения исследуется в модельной постановке. Так в [91] с помощью LES и DNS было исследовано влияние синтетической струи на отрыв на гладкой поверхности. Расчетные сетки содержали 7×10^6 и 28×10^6 ячеек. В статье [92] исследовано влияние синтетической струи на отрыв на гладкой поверхности. Расчеты выполнялись с помощью LES на сетке с 8.2×10^6 . В приведенных примерах рассматривались квазидвумерные задачи. Авторами

[93] RANS/LES-методом исследовано воздействие синтетической струи на отрывное течение на гладкой поверхности. Детальное исследование течения в синтетической струе с помощью метода DES приведено в работе [86]. Общее состояние моделирования синтетических струй с помощью RANS, а также LES и RANS/LES-методов представлено в обзоре [4]. В работе подчеркивается, что при использовании LES или RANS/LES методов важно разрешение в трансверсальном направлении даже при решении квазидвумерных задач, высказываются сомнения в эффективности и точности коммерческих кодов при расчетах с помощью LES или RANS/LES методов.

На основе анализа литературы можно сделать заключение, что при существующем уровне развития LES и RANS/LES-методов точность расчетов струйных и внутренних отрывных течений, как правило, недостаточна для практического использования при разработке и исследовании турбулентных течений в элементах ТРД. Наибольшие расхождения с экспериментом обнаруживаются при расчете струйных течений по параметрам турбулентности. В большинстве случаев методы ПЧМ используются для расчета упрощенных модельных конфигураций и тестовых задач. Решение практически значимых задач для расчета течений в элементах ТРД при реальных числах Рейнольдса при современном уровне развития компьютеров возможно только с использованием RANS/LES-методов.

Анализ известных методов ПЧМ, в том числе и RANS/LES-методов, свидетельствует о том, что в большинстве из них используются разностные схемы не выше третьего порядка. Невысокое разрешение разностных схем заставляет использовать экспансивные расчетные сетки, что также является сдерживающим фактором для практического применения методов ПЧМ для прикладных задач. Выходом может быть использование методов ПЧМ высокого разрешения, построенных на основе разностных схем высокого порядка аппроксимации. Наглядный пример влияния порядка аппроксимации разностной схемы на точность расчетов можно найти, например в [94]. Это дает возможность проводить RANS/LES-методами расчеты сложных течений и

исследовать тонкие физические эффекты на экономичных сетках, число ячеек которых меньше в несколько раз, чем используется при расчетах с помощью большинства современных RANS/LES-методов. Применение RANS/LES-методов высокого разрешения позволит проводить единичные расчеты на настольных многоядерных компьютерах, а на многопроцессорных кластерах выполнять массовые расчеты течений в элементах ТРД, необходимые при практических приложениях, либо проводить численное исследование течений в сложных многоэлементных узлах ТРД.

Таким образом, актуальной задачей является создание эффективных и надежных RANS/LES-методов высокого разрешения для расчета течений в элементах ТРД, применение этих методов для исследования важных для практики течений с доминирующим влиянием турбулентных эффектов, которые не удастся с приемлемой точностью рассчитать с помощью RANS с моделями турбулентности: дозвуковых и сверхзвуковых струй из изолированных сопел ТРД, струй из сопел ТРД при наличии пилона и крыла с закрылками; отрывных течений в диффузорах в элементах ТРД и средств управления ими. С учетом массового характера расчетов при инженерных приложениях эти методы должны позволять выполнять расчеты на экономичных сетках, быть нетребовательны к качеству расчетных сеток при сохранении достаточной для практических приложений точности результатов.

Целью работы является разработка эффективных RANS/LES-методов высокого разрешения, позволяющих обеспечить приемлемую точность расчета сложных турбулентных течений в элементах ТРД при малых вычислительных затратах; исследование с их помощью турбулентных течений в элементах ТРД, которые не удастся описать с достаточной точностью с помощью RANS и исследовать экспериментально: дозвуковых и сверхзвуковых струй из изолированных сопел ТРД, струй из сопел ТРД при наличии пилона и крыла с закрылками; отрывных течений в диффузорах в элементах ТРД и средств управления ими.

Основные задачи работы:

1. Выбор наиболее эффективных элементов для создания комбинированных RANS/LES-методов высокого разрешения для расчета течений в элементах ТРД сложной геометрии в широком диапазоне скоростей потока, включая сверхзвуковые течения со скачками уплотнения, на основе критического анализа известных LES и RANS/LES-методов для расчета несжимаемых и сжимаемых течений.
2. Численная реализация метода DES высокого порядка разностной аппроксимации применительно к расчету низкоскоростных струйных течений.
3. Исследование с помощью разработанного варианта метода DES течения и характеристик турбулентности в свободной прямоугольной струе и пристеночной струе, вытекающей из круглого сопла.
4. Разработка и численная реализация эффективных комбинированных RANS/ILES- и WMILES-методов высокого разрешения для расчета сжимаемых турбулентных течений, включая сверхзвуковые течения со скачками уплотнения.
5. Оценка точности определения характеристик турбулентных струй при совместном расчете течений в соплах разных типов, включая сопла ТРД, и в их струях с помощью разработанных методов, исследование влияния геометрии сопла, а также параметров потока на его срезе на течение и характеристики турбулентности в струе.
6. Анализ влияния малых изменений геометрии сопла двухконтурного ТРД на течение и характеристики турбулентности в его выхлопной струе.
7. Исследование механизма воздействия «аэродинамических шевронов» на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД.
8. Анализ влияния пилона и крыла с закрылками на течение и характеристики турбулентности в струях из сопел двухконтурных ТРД при различных углах атаки внешнего потока и режимах работы двигателя.

9. Оценка точности определения характеристик течения при исследовании с помощью разработанного RANS/ILES-метода отрывных течений в S-образных диффузорах различной геометрии в элементах ТРД.
10. Исследование особенностей отрывных турбулентных течений в диффузорах различной геометрии в элементах ТРД.
11. Исследование RANS/ILES-методом возможностей управления с помощью синтетических струй отрывными течениями в переходных диффузорах в элементах ТРД.

Диссертация состоит из введения, шести глав, выводов и списка литературы.

Во введении описана специфика задач, которые рассмотрены в диссертации, приведен обзор литературы, сформулированы цели и задачи диссертационной работы, дано краткое содержание глав диссертации.

В первой главе в параграфе 1.1 выполнен критический анализ известных LES и RANS/LES-методов для расчета течений в элементах ТРД. Сформулированы основные требования, предъявляемые к эффективному комбинированному RANS/LES-методу для инженерных приложений. Рассмотрены основные составляющие, определяющие точность и эффективность метода: разностная аппроксимация уравнений, SGS-модель турбулентности, способы численного интегрирования по пространству и по времени. Показано, что для расчета низкоскоростных течений можно использовать комбинированный RANS/LES-метод с явной SGS-моделью. А для расчета сжимаемых дозвуковых и сверхзвуковых течений целесообразно использовать комбинированные RANS/ILES-методы с неявной SGS-моделью. На основе анализа известных подходов и методов выбраны конкретные элементы, позволяющие построить эффективные RANS/LES-методы. Во втором параграфе описаны детали численной реализации комбинированных RANS/LES-методов расчета несжимаемых и сжимаемых течений. Приведены системы уравнений для расчета несжимаемых и сжимаемых течений, описан метод решения, модель турбулентности, которая была использована. Описано

построение неявного оператора, представлены основные элементы конечно-разностной аппроксимации для диффузионных и конвективных членов уравнений Навье-Стокса и уравнения переноса для модели турбулентности. Кратко описан принцип построения метода DES. Рассмотрены основные элементы комбинированного RANS/ILES- и WMILES-методов высокого разрешения для расчета сжимаемых течений. Далее представлены элементы численных методов, позволяющие повысить точность расчетов и надежность работы кодов на нерегулярных сетках. Сформулированы граничные условия для рассмотренных в диссертации задач. Отдельно обсуждаются граничные условия для затопленных струй.

Во второй главе диссертации обсуждаются результаты расчетов струй из сопел разных типов, полученные с помощью DES, RANS/ILES- и WMILES-методов, описанных в главе 1. Эти результаты позволяют оценить точность, которая может быть достигнута при использовании этих методов при расчете различных струйных течений. В параграфе 2.1 приведены результаты, полученные при расчете методом DES несжимаемых турбулентных струй с сильной деформацией поперечного сечения: свободной прямоугольной и пристеночной, вытекающей из круглого сопла. В начале параграфа сформулирована постановка задачи. Затем анализируются результаты расчетов течения в свободной прямоугольной струе при разных числах Рейнольдса. Обсуждаются полученный «переворот осей» струи, характеристики осредненного течения и турбулентности. Далее представлены результаты расчетов течения в трехмерной пристеночной струе, истекающей из круглого сопла. Основное внимание уделено полученному трансверсальному растеканию струи и анализу характеристик турбулентности. В последнем разделе параграфа на основе анализа результатов расчетов делается вывод о возможности применения "закона стенки" при расчете турбулентных пограничных слоев RANS/LES-методами.

В параграфе 2.2 представлены результаты исследования RANS/ILES-методом влияния режима истечения из сопла на течение и характеристики

турбулентности в дозвуковых и сверхзвуковых струях. Во всех случаях выполнялся совместный расчет течений в сопле и в струе. Получено влияние числа Маха и температуры на срезе конического сопла на характеристики течения в дозвуковых струях. Приведены результаты расчетов истечения сверхзвуковой струи в затопленное пространство на нерасчетном режиме. Показано влияние порядка разностной аппроксимации предраспадных параметров в методе Роу на точность результатов расчетов дозвуковой и нерасчетной сверхзвуковой струй. Получено влияние числа ячеек расчетной сетки на точность расчета течения в дозвуковой струе. Исследовано влияние температуры на входе в сопло на течение и на характеристики турбулентности в сверхзвуковой нерасчетной струе из биконического сопла. Для описанных выше расчетов проведено сравнение по осредненным параметрам, уровню турбулентных пульсаций скорости и статического давления на оси струи и в слое смешения с данными имеющихся экспериментов и результатами расчетов других авторов.

В третьем параграфе главы 2 представлены результаты исследования влияния турбулизации пограничного слоя в сопле на течение в струе. Для того чтобы разрешить турбулентное течение в пограничном слое, расчеты проводились WMILES-методом. Сформулирована постановка задачи, описан способ турбулизации пограничного слоя на входе в сопло, приведены результаты совместного расчета течения в коническом сопле и дозвуковой струе из него. Особое внимание уделено анализу параметров турбулентности в пограничном слое и слое смешения струи около среза сопла.

Результаты совместного расчета течения в сопле ТРД со степенью двухконтурности 5 ($BPR=5$) и в его струе представлены в параграфе 2.4. Сформулирована постановка задачи, исследовано влияние порядка аппроксимации разностной схемы на точность результатов расчетов параметров течения и турбулентности. Проведено сравнение с известными экспериментальными данными для этого сопла.

В главе 3 анализируются результаты расчетов средств пассивного воздействия на течение в струях из сопел разных типов. В параграфе 3.1 исследовано влияние параметров на срезе сопла и угла наклона шевронов на течение в дозвуковых струях из конических шевронных сопел. Определена постановка задачи. Затем с помощью RANS/ILES-метода исследовано влияние температуры и скорости на срезе шевронных сопел на течение в струях из них. Далее (п. 3.2) представлены результаты расчетов RANS/LES-методом струи из сопла двухконтурного ТРД с шевронами на сопле газогенератора. Точность расчетов оценивается сравнением с экспериментальными данными для этого сопла. Третий параграф главы посвящен анализу влияния смещения (эксцентриситета) сопла газогенератора и центрального тела относительно сопла вентилятора сопла двухконтурного ТРД на уровень энергии турбулентности в струе. Получена зависимость параметров течения и турбулентности в струе от величины эксцентриситета.

В параграфе 3.4 RANS/ILES-методом исследовано влияние «аэродинамических шевронов» на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД с $BPR=10$. На основании результатов расчетов объяснен механизм воздействия «аэродинамических шевронов» на течение в струе. Получено распределение энергии турбулентности и осредненных параметров течения по длине струи из сопла с «аэродинамическими шевронами».

В последнем параграфе главы 3 детально исследовано влияние геометрии шевронов при нестационарном пограничном слое на срезе сопла на параметры течения и турбулентности в струе на малых расстояниях от среза сопла. Расчеты выполнялись с помощью WMILES-методом. Точность расчетов оценивалась с помощью сравнения параметров течения и турбулентности с данными экспериментов и расчетами других авторов. Представлены результаты исследования влияния геометрии шевронов на ближнее акустическое поле струи. Анализ полученных результатов позволил объяснить влияние шевронов на акустическое поле струи.

В главе 4 представлены результаты исследования RANS/ILES-методом высокого разрешения влияния пилона и крыла с закрылками, а также угла атаки внешнего потока на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД. В первом параграфе главы приведены результаты расчетов влияния компоновки с соплом с $BPR=5$ на течение и параметры турбулентности струи на режиме взлета при нулевом угле атаки. Расчеты проводились для разных углов отклонения закрылков и ширины промежутка между ними для выхода струи. В параграфе 4.2 анализируется влияние угла атаки внешнего потока $\alpha=10^\circ$ на течение в струе для компоновки, описанной в предыдущем параграфе. Получено и объяснено влияние угла атаки на распределение осевой скорости струи и параметров турбулентности при разных углах отклонения закрылков.

Параграф 4.3 посвящен исследованию влияния компоновки с соплом с $BPR=10$ на характеристики турбулентности и течения в струе. Расчеты проводились для углов атаки $\alpha=0$ и $\alpha=9^\circ$, режимные параметры течения соответствовали взлету. Влияние компоновки на течение в струе оценивалось сравнением с данными, полученными при расчете струи из осесимметричного сопла той же геометрии на том же режиме. Представлены зависимости влияния угла отклонения закрылков, ширины промежутка между ними для выхода струи и угла атаки α на течение и параметры турбулентности в струе.

В четвертом параграфе главы обсуждаются результаты исследования влияния компоновки с соплом с $BPR=10$ на течение и характеристики турбулентности в струе на режиме посадки (подлета). Внешний поток был направлен под углом $\alpha=0^\circ$ к оси сопла. Представлено распределение осредненной осевой скорости и пиковых значений энергии турбулентности по длине струи. По ряду параметров течения проведено сравнение с результатами, полученными для этого варианта компоновки на режиме взлета.

Глава 5 посвящена обсуждению результатов изучения особенностей турбулентных отрывных течений в S-образных диффузорах с отрывом потока с помощью RANS/ILES-метода. В параграфе 5.1 анализируются результаты расчетов отрывных турбулентных течений в диффузорах различной формы.

Исследовано влияние перепада давления на течение в S-образных прямоугольном и кольцевых диффузорах с различной степенью диффузорности, геометрия которых типична для элементов ТРД. Приведены распределения параметров течения и турбулентности в сечениях диффузоров для различных перепадов давления, определены потери полного давления на выходе из диффузоров и выполнено их сравнение с экспериментальными данными для этих каналов.

Во втором параграфе главы 5 представлены результаты исследования влияния неравномерности полного давления на входе в диффузор на течение в нем. Расчеты проводились для S-образных прямоугольного и кольцевых диффузоров при разных уровнях неравномерности полного давления на входе в расчетную область. Обнаружено, что характер влияния неравномерности полного давления на течение и параметры турбулентности качественно различен у диффузоров с различной геометрией. Получено влияние неравномерности полного давления на уровень турбулентных пульсаций параметров течения и величину потерь полного давления в исследованных диффузорах.

В шестой главе диссертации с помощью RANS/ILES-метода исследована эффективность применения синтетических струй для управления отрывными течениями в диффузорах различной геометрии и улучшения их характеристик. В первом параграфе главы выполнен анализ известных подходов к моделированию ГСС. Выбран упрощенный способ моделирования ГСС, обеспечивающий удовлетворительную точность задания синтетических струй с минимальными дополнительными вычислительными затратами.

В параграфе 6.2 представлены результаты расчетов по влиянию синтетических струй на течение с отрывом потока в прямоугольном S-образном диффузоре с диффузорностью 2.25. В ходе расчетов варьировались частота и амплитуда синтетических струй: они соответствовали экспериментальным режимам для этого диффузора. Приведено сравнение расчетов и эксперимента по уровню потерь полного давления и распределению полного давления по

высоте на выходе из диффузора как для режима без струй, так с синтетическими струями. Представлены результаты влияния режимных параметров синтетических струй и геометрических параметров щелей для их выхода на параметры течения и турбулентности на выходе из диффузора.

В третьем параграфе для прямоугольного S-образного диффузора с отношением площадей выхода и входа 1.8 представлен анализ влияния газодинамических параметров синтетических струй на течение и параметры турбулентности, как внутри диффузора, так и на выходе из него. Получено влияние перепада давления в диффузоре, или, что эквивалентно, скорости на входе на эффективность синтетических струй. В ходе расчетов менялись частота и амплитуда синтетических струй. Приведены зависимости от режимных параметров синтетических струй распределений осредненных параметров течения, уровня турбулентных пульсаций скорости и давления, а также величины снижения потерь полного давления в этом диффузоре.

В последнем параграфе главы 6 представлены результаты расчетов течения в базовом и «агрессивном» кольцевых S-образных межтурбинных диффузорах. Для обоих вариантов геометрии получено влияние частоты и амплитуды синтетических струй на уровень потерь, а также параметры течения и турбулентности на выходе из диффузоров. Установлено, что при определенных режимных параметрах синтетических струй характеристики «агрессивного» диффузора могут быть приближены к их значениям у базового диффузора.

В заключении представлены основные выводы, сделанные по результатам диссертационной работы.

Работы, результаты которых вошли в диссертацию, выполнены при поддержке грантов РФФИ (№№93-02-17687, 95-01-00251, 98-01-00153, 01-01-81916, 04-01-00670, 07-01-00384, 08-01-00308, 10-01-00255, 12-08-00951-а).

Основные результаты диссертации опубликованы в 47 печатных работах. Эти результаты докладывались на российских и международных конференциях и семинарах: 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, USA,

2002; 8th, 9th, 10th, 11th, 12th, 13th, 15th, 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conferences & Exhibit: Breckenridge, USA, 2002, South Carolina, USA, 2003, Manchester U.K, 2004, Monterey USA, 2005, Cambridge U.K, 2006, Rome, Italy, 2007; Miami, USA, 2009, Berlin, Germany, 2013, Секции НТС ЦИАМ Москва, 2001, 2006; Юбилейной конференции «ЦИАМ-75 лет», Москва 2005; Совместном заседании РАН и НТС ЦИАМ, Тураево, 2006; Расширенном заседании отделения РАН, Москва 2006; IX, X Всероссийском Съезде по теоретической и прикладной механике, Нижний Новгород, 2006, 2011, Всероссийской Конференции «Современные проблемы механики сплошной среды», Москва, МИАН, 2007, VIII, XII, XIII Международных школах-семинарах 2008, 2012, 2013, Евпатория, Украина, III Международной Научно-Технической Конференции «Авиадвигатели XXI века». Сборник тезисов, Москва, 2010, 6th International Conference on Computational Fluid Dynamics, (ICCFD6), Санкт-Петербург, 2010, 4th, 5th European Conference for Aerospace Science (EUCASS), Санкт-Петербург, 2011, Munich, 2013, XXIII, XXIV Научно-технических конференциях по аэродинамике. 2012, 2013, пос. Володарского, XVI Международной конференции по методам аэрофизических исследований (ICMAR 2012), 2012, Казань, 28th International congress of the aeronautical science (ICAS), 2012, Brisbane, Australia, Четвертой Всероссийской конференции «Вычислительный эксперимент в аэроакустике», Светлогорск, 2012г., Международной научной конференции «Параллельные вычислительные технологии (ПаВТ`2013)», 2013, Челябинск.

Глава 1. Построение комбинированных RANS/LES-методов высокого разрешения

1.1 Выбор элементов для построения RANS/LES-методов высокого разрешения для расчета течений в элементах ТРД

1.1.1 Элементы численного метода, определяющие его точность

Рассмотрим, какие элементы определяют точность и эффективность комбинированных RANS/LES-методов. Ключевое значение имеет способ расчета давления. Способ и порядок разностной аппроксимации уравнений Навье-Стокса также в большой степени влияют на точность метода. Следует отметить, что в разных областях течения доминирующее значение имеет точность аппроксимации различных членов уравнений Навье-Стокса. Так, вязкие эффекты проявляются у стенок, где сетки наиболее неоднородны, могут быть сильно искривлены и неортогональны. Здесь требуется аккуратное вычисление диффузионных членов, а также надежная работа уравнения для модели турбулентности, поскольку течение описывается с помощью RANS. Вдали от твердых стенок для расчета течения используется LES. В этой части течения доминируют конвективные члены, и определяющую роль играет их аппроксимация, а также способность SGS-модели адекватно описывать подсеточные характеристики турбулентности для исследуемого течения.

Надежная работа расчетного кода на нерегулярных расчетных сетках обеспечивается наряду с выбором способа аппроксимации конвективных и диффузионных членов уравнений, методом численного интегрирования по пространству. На общую эффективность алгоритма влияют способ организации вычислений и метод интегрирования по времени.

1.1.2 Влияние способа вычисления давления на точность метода

Давление входит в уравнения движения незволюционным образом, и это создает сложности при его вычислении. Одним из возможных способов является использование методов с коррекцией давления: SIMPLE и ему подобных: SIMPLER, SIMPLEC, PISO. Метод SIMPLE, разработанный Сполдингом [95], требует решения уравнения Пуассона для давления. Известны примеры использования таких методов второго и третьего порядка разностной аппроксимации [74,75,78,79,96] для расчетов с помощью LES. Однако этот метод не обеспечивает высокой точности вычисления давления. Методы с коррекцией давления весьма критичны к качеству сетки – ортогональности и равномерности. Также они не дают высокой точности расчета сверхзвуковых течений со скачками уплотнения.

Повысить точность расчета давления можно, если применять численные методы, основанные на решении задачи о распаде разрыва в той или иной форме. Используются как методы [97–99], базирующиеся на точном решении задачи о распаде разрыва [100], так и методы, где эта задача решена приближенно. Среди приближенных методов наибольшее распространение получили метод расщепления разности потоков (flux difference splitting), разработанный Роу [101], и различные варианты метода расщепления потоков (flux splitting) [102,103]. Параметры на гранях ячеек, необходимые для работы процедуры распада разрыва (т.н. предраспадные параметры), вычисляются по известным значениям переменных в центрах расчетных ячеек. Повышение разрешения схемы может быть достигнуто использованием аппроксимации высокого порядка для предраспадных параметров.

Из методов расщепления потоков для расчета сжимаемых течений с помощью LES и RANS/LES-методов чаще всего применяется метод, предложенный в работе [103], имеющий низкую схемную вязкость, и его более поздние модификации. Примеры использования этого метода можно найти в работах [42,91,104–106].

Метод Роу удобно использовать для расчета дозвуковых и сверхзвуковых течений при отсутствии сложной структуры разрывов. Он прост в реализации, легко позволяет конструировать схемы высоких порядков и неявные схемы [107–108], при этом точность его не хуже, чем у других методов. Все его элементы отработаны в методах RANS, где он широко используется.

Методы, основанные на решении задачи о распаде разрыва, пригодны только для расчета сжимаемых течений. При малых числах Маха жесткость матрицы Якоби системы уравнений возрастает, что делает использование этих методов неэффективным. Для несжимаемых течений уравнение неразрывности становится неэволюционным, применение схем, основанных на решении задачи о распаде разрыва, формально невозможно. Вследствие этого для расчета несжимаемых течений долгое время использовались методы с коррекцией давления, несмотря на их низкую точность.

Повысить точность расчета несжимаемых течений позволил метод искусственной сжимаемости, предложенный Чориным [109]. В рамках этого метода производится модификация уравнения неразрывности. В результате модифицированная система уравнений становится эволюционной по параметру, заменяющему время, и удаляется жесткость матрицы Якоби системы уравнений. Метод искусственной сжимаемости позволяет использовать для расчетов стационарных и нестационарных несжимаемых течений некоторые схемы высокого порядка с разностями против потока, основанные на решении задачи о распаде разрыва, первоначально разработанные для сжимаемых течений. Для интегрирования по параметру, заменяющему время, можно применять метод установления, который используется при расчете сжимаемых течений. Распространение получил вариант метода Роу, адаптированный для метода искусственной сжимаемости, который был предложен авторами работ [110,111].

Автором диссертации были разработаны и успешно применялись компьютерные коды для методов RANS, использующих метод Роу как несжимаемых [108,112–116], так и сжимаемых течений [10, 117–124]. В

перечисленных работах использовались разностные схемы 3-го и 5-го порядков для несжимаемых течений и 5-го для сжимаемых. Это позволило получить высокую точность расчетов даже на грубых сетках для задач, описанных в упомянутых работах.

Примеры использования метод Рoу для расчета несжимаемых и сжимаемых течений с помощью LES и комбинированных RANS/LES-методов можно найти, например, в работах [36,46,50,57,61,125–128].

1.1.3 Разностные схемы для RANS и для LES

Точность численного метода при расчете течений с большими числами Рейнольдса в значительной степени определяет способ вычисления и порядок аппроксимации конвективных членов уравнений Навье-Стокса. Для LES и RANS/LES-методов это особенно важно: использование схем с высоким разрешением позволяет выполнять расчеты на относительно грубых сетках и существенно уменьшить необходимые вычислительные ресурсы, сократить время расчетов, снизить их стоимость.

В методах RANS наибольшее распространение получили схемы с разностями против потока с относительно высоким уровнем схемной вязкости, которые основаны на решении задачи о распаде разрыва. Для таких схем удобно ставить граничные условия, строить неявные операторы, выполнять расчет сверхзвуковых течений со скачками уплотнения. Для методов LES с явной SGS-моделью, напротив, требуются схемы, не имеющие схемной вязкости, и лучшими кандидатами для аппроксимации конвективных членов в уравнениях являются схемы с центральными разностями. Это обусловлено тем, что подсеточная вязкость на несколько порядков меньше вязкости турбулентной в методах RANS. При использовании разностных схем с большой схемной вязкостью последняя будет суммироваться с подсеточной вязкостью, что может привести к некорректному описанию течения. Известны примеры применения центрально-разностных схем для расчета дозвуковых течений в

элементах ТРД. Используются схемы второго порядка аппроксимации [70,71,76,129], а также различные варианты схем четвертого порядка [51,65,126,130,131].

Некоторое распространение получили методы с использованием компактных разностных схем высоких порядков: 4-го [132] и 6-го [2,35,58,133].

При использовании схемы с разностями против потока для LES и RANS/LES-методов выбираются варианты схем с низким уровнем схемной вязкости. Это может быть достигнуто применением разностных схем высоких порядков для предраспадных параметров. Однако, чаще всего встречаются схемы не выше третьего порядка. Так при использовании метода расщепления потоков AUSM [103] применяются разностные аппроксимации 2-го порядка разностной аппроксимации [91,42,104,105]. Схема третьего порядка с расщеплением потоков применена в работе [106]. Для метода Роу известны примеры использования разностных схем 2-го [36,57,61] и 3-его порядков [46,50,127,128] для предраспадных параметров. В работе [134] хорошо себя зарекомендовала оригинальная малодиффузионная схема с разностями против потока 3-го порядка.

Применение для расчетов с помощью LES упомянутых выше разностных схем с разностями против потока с фиксированным разностным шаблоном дает удовлетворительные результаты только для течений без больших градиентов: дозвуковых и сверхзвуковых, в которых нет разрывов. При использовании немонотонных схем повышенного порядка аппроксимации в окрестности разрывов возникнут нефизичные осцилляции параметров течения. У монотонных разностных схем в окрестности разрывов порядок схемы будет снижаться до первого, что приведет к чрезмерному увеличению схемной вязкости. Это ограничивает использование монотонных разностных схем с фиксированным шаблоном для течений с разрывами.

Повысить порядок разностной схемы в окрестности разрывов и уменьшить схемную диффузию можно при использовании разностных схем с переменным шаблоном, например ENO [67,135], WENO [54,136,137]. Обычно

используются схемы WENO третьего и выше порядков разностной аппроксимации, что позволяет существенно улучшить разрешение метода без увеличения числа узлов расчетной сетки. Это продемонстрировано авторами [94,136], где была использована схема WENO5 пятого порядка, в работах [3,39,138] – WENO9 девятого порядка, а в статье [139] WENO11 – одиннадцатого порядка. Вместе с тем, недостатком схем WENO является относительно высокий уровень схемной вязкости, приводящий к заметному «размазыванию» скачков уплотнения [140].

Известны примеры применения метода Роу с различными схемами высокого порядка для вычисления предраспадных параметров при расчетах с помощью LES. Так в работе [141] была использована схема MUSCL 5-го порядка аппроксимации. Схемы WENO 5-го и 9го порядков были применены авторами [142] и [143]. При этом в [142,144] было получено, что схема WENO5 менее эффективна для рассмотренной в статье задачи, чем схема MUSCL5.

С учетом сказанного выше представляет интерес предложенная в работе [140] схема 5-го порядка аппроксимации MP5 (Monotonicity Preserving). Схема MP5 имеет меньший уровень схемной вязкости и обеспечивает разрешение скачков с более высокой точностью по сравнению со схемой WENO5. Кроме того, вычислительные затраты для схемы MP меньше, чем для схемы WENO того же порядка. Авторами [140] также отмечается, что возможно построение схем MP еще более высоких порядков. Это было реализовано в работе [94], где используется схема MP7 7-го порядка аппроксимации. В указанной статье получено, что схемы MP имеют лучшие спектральные свойства по сравнению со схемами WENO. Известны примеры использования схем MP в сочетании с методом HLLC для комбинированного RANS/VLES-метода [145] и DNS [139]. Результаты расчетов, приведенные в упомянутых работах, продемонстрировали более высокое разрешение и точность схем MP при меньших вычислительных затратах по сравнению со схемами WENO тех же порядков аппроксимации. В [146] схема MP успешно используется для расчета слоя смешения со скачками уплотнения.

Дополнительный путь уменьшения схемной вязкости для методов с разностями против потока – использование их в сочетании с центрально-разностными методами. Возможны два подхода. В первом случае потоки на грани расчетной ячейки вычисляются двумя способами: с помощью противопоточного и центрально-разностного методов. Затем вычисленные таким образом потоки складываются с весовыми коэффициентами, сумма которых равна единице. Изменяя значения этих коэффициентов, можно менять вклад противопоточной и центрально-разностной частей в результирующий поток [147,148]. Однако это требует дополнительных вычислительных затрат для вычисления потоков на гранях ячеек двумя способами. Более экономичный способ снижения схемной вязкости в методе Роу был предложен в работе [149]. Он сводится к уменьшению вклада диффузионной части потока на грани расчетной ячейки с помощью умножения ее на коэффициент, меньший единицы. При расчетах с помощью LES и RANS/LES-методов этот подход использовался, например, в работах [86,150,151].

Обзор литературы, сделанный в этом разделе, показывает, что для LES и RANS/LES-методов возможно применение различных вариантов методов и разностных схем. Основным требованием является малая схемная вязкость. Однако конкретный выбор разностной схемы зависит от типа SGS-модели турбулентности. Этот вопрос будет обсуждаться в следующих разделах главы.

1.1.4 Модель турбулентности и SGS-модель

Вопрос, возникающий при выборе или разработке комбинированного RANS/LES-метода – это выбор модели турбулентности для RANS и SGS-модели для LES. В настоящее время у большинства наиболее распространенных моделей турбулентности существуют модификации для комбинированных RANS/LES-методов. Кроме того, различных сочетаний модели для RANS и SGS-модели для области течения, где используется LES,

пожалуй, больше, чем работоспособных моделей турбулентности для RANS. Можно привести некоторые примеры из большого количества вариантов, описанных в литературе.

Например, в работе [152] в области, где решаются уравнения RANS, использовалась алгебраическая модель Болдуина-Ломакса. Среди однопараметрических моделей турбулентности наибольшее распространение получила модификация модели Спэларта-Аллмараса (SA) [153] для метода DES [60]: [62,154–157]. Известен вариант комбинированного метода на основе K1E1 модели турбулентности [158]. Для двухпараметрических моделей турбулентности чаще других встречаются комбинированные RANS/LES-методы, в которых модифицируются различные варианты k-ε модели турбулентности: [155,159,160]. Используются также модификации SST модели турбулентности [154,161], k-l модели турбулентности [32,162], k-ω модели турбулентности [163,164]. Известны и более сложные комбинированные методы, использующие модель тензора напряжений Рейнольдса: [144,165].

Однако анализ результатов расчетов разных авторов показал, что ни один из описанных вариантов модели турбулентности и SGS-модели для комбинированного RANS/LES-метода не продемонстрировал значительных преимуществ перед другими в плане повышения точности расчетов. С учетом этого при выборе конкретного варианта можно руководствоваться утилитарными критериями. Модель турбулентности для области RANS должна с достаточной точностью описывать те типы течений, которые встречаются при решении поставленных задач. Так, при расчете выхлопных струй или течений в диффузорах – это пограничный слой на стенках сопла или диффузора. Его удовлетворительно описывают все упомянутые модели турбулентности. Важными с практической точки зрения являются простота и надежность модели турбулентности, удобство программирования, нетребовательность к качеству расчетных сеток. Всем этим требованиям удовлетворяет, например, однопараметрическая модель турбулентности SA.

В области течения, где используется метод LES, модель турбулентности заменяется SGS-моделью. В этом случае критерии выбора такие же: адекватное описание течения, простота и надежность. С точки зрения удобства численной реализации, предпочтительно, чтобы SGS-модель и модель турбулентности для RANS были по возможности близки. Перечисленным требованиям удовлетворяет, в частности, метод DES [60].

1.1.5 LES с неявной SGS-моделью

Альтернативой явным SGS-моделям, когда для вычисления подсеточных параметров турбулентности используются те или иные соотношения, являются так называемые неявные SGS-модели. В этом случае функцию SGS-модели выполняет схемная вязкость разностной схемы. Такие варианты метода LES именуется MILES – Monotone Integrated LES или, в последние годы, ILES – Implicit LES. Идея ILES состоит в том, что выражение для SGS-модели Смагоринского близко к выражению для схемной вязкости, использованной Нейманом при разработке монотонных разностных схем для расчета течений со скачками уплотнения. В статье [166] отмечается, что этот факт был установлен еще в 1955 году. Однако на многие годы он был забыт, и одной из первых работ, где был использован метод ILES, может считаться публикация [167], появившаяся почти через 40 лет. В работах [166,168–170] было показано, что для многих монотонных нелинейных разностных схем высокого порядка схемная вязкость может выполнять функции SGS-модели. При этом интегрирование конечно-разностных уравнений по пространству должно выполняться с помощью метода конечных объемов. В упомянутых работах сделана попытка теоретического анализа некоторых из вариантов разностных схем, использующихся при численном моделировании с помощью ILES. Установлено, что свойства неявной SGS-модели зависят от вида оператора, который применяется для монотонизации схемы [166,169]. При этом в

некоторых вариантах ILES у неявной SGS-модели нет аналогов в классе явных SGS моделей турбулентности [166].

Преимуществом ILES является использование монотонных разностных схем с относительно высоким уровнем схемной вязкости, поскольку она выполняет функцию подсеточной. Это расширяет круг разностных схем, которые могут быть использованы при разработке методов ILES. Кроме того применение монотонных разностных схем позволяет выполнять расчеты сверхзвуковых течений со скачками без модификации метода. И наконец, он прост в реализации и экономичен с вычислительной точки зрения, поскольку не требуется тратить время на вычисления, связанные с SGS-моделью. Это обусловило растущую в последние годы популярность ILES: [31,35,36,42,48,128,135,147,171–173]. В указанных работах были использованы различные монотонные схемы с расщеплением потоков 2-го порядка, с разностями потоков 2-го и более высоких порядков, схема с компактными разностями, комбинация центрально-разностной и противопоточной схем. Во всех случаях были получены достоверные результаты, точность которых не уступала методам LES с явной SGS-моделью. Статья [164] является, видимо, одной из первых, где приведены примеры использования RANS/ILES-метода. При этом в области RANS была использована двухпараметрическая модель турбулентности Ментера. Конвективные члены в уравнениях Навье-Стокса вычислялись с помощью схемы 3-го порядка с разностями против потока.

1.1.6 Интегрирование уравнений по времени

При расчетах RANS/LES-методами необходимо решать нестационарные уравнения Навье-Стокса. Способ интегрирования по времени определяет эффективность и точность метода. При использовании явных схем интегрирования шаг по времени будет определяться минимальным размером ячейки. Чаще всего ячейки с минимальным размером по нормали к стенке находятся в пограничном слое, который описывается с помощью RANS, где

шаг интегрирования по времени может быть существенно больше без потери точности решения. Это делает для RANS/LES-методов оправданным использование неявных схем, которые широко используются в методах RANS для расчета стационарных течений методом установления по времени. Для расчета нестационарных течений используется технология интегрирования по двойному времени (dual time stepping), например [110]. При таком подходе на каждом шаге по времени решение находится с помощью неявного метода установления по параметру, «искусственному времени». Примеры использования такого подхода для LES и RANS/LES-методов можно найти в [139,161,174]. Использование неявных схем позволяет выбирать шаг интегрирования по времени на основании физических особенностей течения, а не устойчивости разностной схемы. Итогом является уменьшения общего времени расчетов без потери точности.

1.1.7 Выбор схем для построения эффективных комбинированных RANS/LES-методов

На основе критического анализа литературы в предыдущих разделах этой главы были определены принципы построения эффективных RANS/LES-методов и выбраны их основные элементы.

Высокая точность расчета давления может быть достигнута при использовании для вычисления параметров на гранях расчетных ячеек методов, основанных на решении задачи о распаде разрыва [100] в той или иной форме. Это позволяет применять для аппроксимации конвективных членов в уравнениях Навье-Стокса схемы с разностями против потока высокого разрешения, которые обеспечивают высокое разрешение в областях, где нет больших градиентов течения, монотонные варианты таких схем дают

возможность выполнять расчеты течений со скачками уплотнения. Такой подход позволяет использовать с минимальными модификациями алгоритмы и коды, разработанные для RANS. Большим достоинством и преимуществом разработки LES или RANS/LES-методов на основе методов RANS является то, что последние уже доведены до высокого уровня точности и надежности. Можно либо брать отработанные элементы, либо проводить их отладку на грубых сетках, может быть даже двумерных, в стационарной постановке с помощью RANS.

Создание независимых кодов для расчета несжимаемых и сжимаемых течений позволяет наиболее рационально использовать вычислительные ресурсы и применять для расчетов варианты RANS/LES-методов, которые наиболее эффективны для решения конкретных задач.

Анализ литературы также показал, что в рамках метода искусственной сжимаемости возможно создание эффективного и точного RANS/LES-метода для расчета несжимаемых течений. Высокое разрешение метода обеспечивается использованием схем 3-го и 5-го порядков [110] с низкой схемной диффузией для аппроксимации конвективных членов в уравнениях Навье-Стокса. Это позволяет использовать явную SGS-модель. Упомянутая схема [110] успешно применялась в методе DES [125]. На основании этого, а также с учетом того, что автором диссертации были созданы эффективные компьютерные коды, использующие метод искусственной сжимаемости высокого разрешения [110,111], для расчета низкоскоростных течений, которые будут рассмотрены в диссертации, был выбран метод DES [60].

Расчеты сверхзвуковых течений со скачками уплотнения требуют применения монотонных разностных схем, уровень схемной вязкости которых значительно выше, чем у схем для несжимаемых течений. Вследствие этого создание эффективного RANS/LES-метода с явной SGS-моделью для расчета сжимаемых течений затруднительно. Для расчета течений со скачками уплотнения хорошим кандидатом может быть вариант метода LES с неявной SGS-моделью – ILES. Он позволяет использовать монотонные схемы с

разностями против потока высокого порядка и при этом избежать избыточной суммарной подсеточной вязкости. Задача в этом случае сводится к выбору монотонной разностной схемы высокого порядка: схемная вязкость должна быть малой, и в то же время она должна выполнять функцию SGS-модели. Результаты расчетов в работах [40,144,156,161] наглядно показали, что предпочтительнее использовать разностные схемы, которые имеют порядок аппроксимации выше третьего (наиболее сейчас распространенного для ILES). В этом случае некоторое усложнение кода с избытком компенсируется повышением точности расчетов, снижением уровня схемной вязкости, возможностью использования более грубых сеток, либо расчета более сложных конфигураций без увеличения потребных вычислительных ресурсов.

С учетом сказанного для RANS/LES-методов для расчета сжимаемых течений был выбран вариант LES с неявной SGS-моделью – ILES. Для вычисления конвективных членов в разностных аналогах уравнений Навье-Стокса был использован метод Poy . Предраспадные параметры на гранях расчетных ячеек определялись с помощью монотонных схем семейства MP. В зависимости от задачи были использованы разностные аппроксимации 5-го или 9-го порядков. Как отмечалось выше, они проще и экономичнее, чем схема WENO, соответствующего порядка, однако точность схем MP заметно выше, чем у WENO. Интегрирование по пространству производилось с помощью метода конечных объемов. В области RANS метод Poy обеспечивает высокую точность и надежность.

Для интегрирования по времени как для DES, так и RANS/ILES-метода была использована технология интегрирования по двойному времени – dual time stepping.

1.2 Построение численной реализации комбинированных RANS/LES-методов высокого разрешения

Описанные в этом параграфе численные методы включают в себя элементы, которые были взяты из более простых численных подходов: методов RANS с различными моделями турбулентности и задач, использующих решение уравнения для потенциала скорости. Все они были разработаны автором диссертации. Ссылки на работы, где описанные в настоящем разделе элементы численных методов были использованы в упомянутых методах, приведены в соответствующих разделах этого параграфа. Разностные схемы, представленные ниже, записаны для структурированных расчетных сеток.

1.2.1. Системы уравнений

Уравнения, которые решаются в области, где течение описывается с помощью LES, формально совпадают с нестационарными уравнениями RANS. Система уравнений Навье-Стокса, описывающая нестационарные течения сжимаемого газа, в декартовой системе координат может быть записана в консервативной форме следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{A}_i - \mathbf{A}_v) + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{B}_i - \mathbf{B}_v) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{C}_i - \mathbf{C}_v) = 0 \quad (1.2.1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_i = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(e+p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}_i = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(e+p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C}_i = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ w(e+p) \end{pmatrix}, \quad (1.2.2)$$

$$\mathbf{A}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + c\tilde{T}_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + c\tilde{T}_y \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{C}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} + c\tilde{T}_z \end{pmatrix}$$

Компоненты тензора вязких напряжений τ_{ij} в (1.2.2) имеют вид

$$\tau_{ij} = \mu (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i - 2/3 \delta_{ij} \partial u_i / \partial x_j) \quad (1.2.3)$$

Другие величины, входящие в (1.2.1)-(1.2.3) определяются следующим образом:

$$\tilde{T} = p/\rho, \quad \mu = \rho(\nu + \nu_t), \quad e = \frac{1}{\gamma-1} p + \frac{\rho(\mathbf{u}^2 + \mathbf{v}^2 + \mathbf{w}^2)}{2}, \quad c = \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right)$$

Отличие от уравнений RANS заключается в определении величины ν_t . В области течения, где решаются уравнения RANS ν_t – турбулентная вязкость, получаемая из решения уравнения для модели турбулентности. В области течения, где используется LES, под ν_t понимается подсеточная вязкость, способ вычисления которой будет описан ниже.

Система уравнений, описывающая нестационарные течения несжимаемой жидкости, в векторном виде может быть представлена аналогично системе (1.2.1):

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{A}_i - \mathbf{A}_v) + \frac{\partial}{\partial y} (\mathbf{B}_i - \mathbf{B}_v) + \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{C}_i - \mathbf{C}_v) = 0 \quad (1.2.4)$$

В этом случае нет необходимости решать уравнение энергии, и число уравнений в системе всего четыре. Кроме того, в уравнении неразрывности отсутствует нестационарный член, поскольку $\rho = \text{const}$. Векторы, входящие в систему (1.2.4), определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\mathbf{Q} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_i = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}_i = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C}_i = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \end{pmatrix}, \\
\mathbf{C}_v &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.2.5)
\end{aligned}$$

Упрощаются выражения для компонент тензора τ_{ij} :

$$\tau_{ij} = \mu (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i), \quad \mu = \rho(\nu + \nu_t).$$

Под ν_t понимается турбулентная вязкость в области RANS и SGS вязкость при описании течения с помощью LES.

Системы уравнений Навье-Стокса (1.2.1) или (1.2.4) дополняются уравнениями переноса, например, для описания модели турбулентности, которые могут быть записаны в обобщенной форме:

$$\frac{\partial \rho f}{\partial t} + \frac{\partial \rho u f}{\partial x} + \frac{\partial \rho v f}{\partial y} + \frac{\partial \rho w f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (\mu_f \frac{\partial f}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_f \frac{\partial f}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_f \frac{\partial f}{\partial z}) + S_f \quad (1.2.6)$$

$$\mu_f = \frac{\mu}{Sh} + \frac{\rho \nu_t}{Sh_t} \quad (1.2.7)$$

В уравнении (1.2.6) S_f – источникный член, вид которого зависит от конкретного уравнения, величина ν_t определяется так же, как и для уравнений Навье-Стокса.

1.2.2 Метод решения

Для решения нестационарных уравнений (1.2.1), (1.2.4) и (1.2.6) был использован метод интегрирования по двойному времени (dual time stepping), который подробно описан авторами [110]. В этом случае на каждом шаге по времени происходит установление по параметру τ (см. ниже) с использованием неявной схемы для решения системы разностных уравнений. Использование неявной схемы позволяет выбрать шаг по времени, руководствуясь

физическими ограничениями. Такой способ расчета удобен для расчета течений с помощью RANS/LES-методов, поскольку заметно повышает эффективность вычислений. Уравнения Навье-Стокса и переноса, описанные в п.1.2.1, были преобразованы к виду, который позволяет применять технологию dual time stepping. При этом численная реализация почти одинакова, как для метода искусственной сжимаемости, так для уравнений, описывающих сжимаемые течения.

В систему уравнений (1.2.1), описывающих течения сжимаемого газа, был добавлен еще один нестационарный член: производная по параметру τ от вектора зависимых переменных \mathbf{Q}_τ :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{Q}_\tau}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{A}_i - \mathbf{A}_v) + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{B}_i - \mathbf{B}_v) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{C}_i - \mathbf{C}_v) = 0 \quad (1.2.8)$$

$$\mathbf{Q}_\tau = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}$$

Введение этого нестационарного члена не влияет на решение системы (1.2.8), поскольку он в процессе установления стремится к нулю.

Уравнения (1.2.5) для несжимаемой жидкости были переписаны в виде, который использовался в методе искусственной сжимаемости для расчета нестационарных течений в работе [110]:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{Q}_\tau}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{A}_i^{\text{ac}} - \mathbf{A}_v) + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{B}_i^{\text{ac}} - \mathbf{B}_v) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{C}_i^{\text{ac}} - \mathbf{C}_v) = 0 \quad (1.2.9)$$

$$\mathbf{Q}_\tau = \begin{pmatrix} p \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_i^{\text{ac}} = \begin{pmatrix} \beta \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}_i^{\text{ac}} = \begin{pmatrix} \beta \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C}_i^{\text{ac}} = \begin{pmatrix} \beta \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \end{pmatrix} \quad (1.2.10)$$

Система (1.2.9) гиперболическая по параметру τ для набора переменных, описанных вектором \mathbf{Q}_τ . В (1.2.10) β – коэффициент искусственной сжимаемости. Отметим, что формальное сохранение плотности в (1.2.9)-(1.2.10)

позволяет использовать эти уравнения для расчета течений с переменной плотностью [108].

Уравнение переноса (1.2.6) также дополняется производной по параметру τ :

$$\frac{\partial \rho f}{\partial t} + \frac{\partial \rho f}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho u f}{\partial x} + \frac{\partial \rho v f}{\partial y} + \frac{\partial \rho w f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}(\mu_f \frac{\partial f}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_f \frac{\partial f}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu_f \frac{\partial f}{\partial z}) + S_f \quad (1.2.11)$$

1.2.3 Модель турбулентности

В области течения, где течение рассчитывалось с помощью RANS – пограничные слои около стенок – для замыкания системы уравнений Навье-Стокса при расчете, как несжимаемых течений, так и сжимаемых течений, была использована модель турбулентности SA [153], которая описывается уравнением переноса (1.2.11). Источниковый член $S(f)$ для этой модели турбулентности имеет вид:

$$S(f) = (c_{b1}(1 - f_{t2})\tilde{S}\tilde{\nu} + \frac{c_{b2}}{\sigma}(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x})^2 - (c_{w1}f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2})(\frac{\tilde{\nu}}{d})^2) \quad (1.2.12)$$

В (1.2.12) использованы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} v_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu}, \quad \tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad S = (\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{1/2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \\ f_w = g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{S\kappa^2 d^2}, \quad f_{t2} = c_{t3} \exp(-c_{t4}\chi^2), \quad c_{b1} = 0.1355, \\ \sigma = 2/3, \quad c_{b2} = 0.622, \quad \kappa = 0.41, \quad c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1 + c_{b2})/\sigma, \quad c_{w2} = 0.3, \quad c_{w3} = 2, \quad c_{v1} = 7.1, \\ c_{t1} = 1, \quad c_{t2} = 2, \quad c_{t3} = 1.2, \quad c_{t4} = 0.5. \end{aligned} \quad (1.2.13)$$

В соотношении (1.2.7), необходимом для замыкания уравнения (1.2.11) полагалось $Sh_t = Sh = \sigma$.

1.2.4 Построение неявного оператора

Интегрирование по физическому времени t выполнялось со 2-м порядком с использованием трехслойной односторонней разностной аппроксимации, описанной в работе [110]. На каждом слое по времени уравнения

интегрируются численно с помощью неявного метода установления. Эта процедура близка к той, что описана в [110,111]. Для того чтобы найти значения параметров течения на итерации с номером $(m+1)$ по известным значениям на итерации с номером m на слое по времени с номером $(n+1)$, искомые параметры в уравнениях Навье-Стокса и уравнении переноса представляются в виде:

$$\mathbf{Q}^{n+1,m+1} = \mathbf{Q}^{n+1,m} + \Delta \mathbf{Q}, \quad f^{n+1,m+1} = f^{n+1,m} + \Delta f$$

Конечно-разностные аналоги исходных уравнений (1.2.8), (1.2.9) и (1.2.11) записываются следующим образом:

$$\mathbf{I}_m \frac{1.5\Delta \mathbf{Q}}{\Delta t} + \frac{\Delta \mathbf{Q}}{\Delta \tau} + \tilde{R}(\Delta \mathbf{Q}) = R(\mathbf{Q}), \quad \rho^{m,n+1} \left(\frac{1.5}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau} \right) \Delta f + \tilde{r}(\Delta f) = r(f) \quad (1.2.14)$$

В (1.2.14) \mathbf{I}_m - диагональная матрица, первый элемент которой равен нулю, остальные - единице, R и r - конечно-разностные аналоги дифференциальных операторов систем (1.2.8) или (1.2.9) а также уравнения переноса (1.2.11) соответственно, \tilde{R} и \tilde{r} - упрощенные разностные операторы, вид которых влияет только на скорость сходимости итераций. В (1.2.14) для краткости записи опущены верхние индексы, а операторы R и r также включены члены разностной аппроксимации производной по времени со слоев n и $n-1$.

Для построения разностной аппроксимации конечно-разностных аналогов R и r , а также \tilde{R} и \tilde{r} вычислительная область разбивается на ячейки, которые образуются пересечением координатных поверхностей криволинейной неортогональной системы координат $(\xi\eta\zeta)$. Эта система координат выбирается таким образом, чтобы границы расчетной области совпадали с координатными поверхностями, что упрощает постановку граничных условий. Преобразование координат $(xyz) \rightarrow (\xi\eta\zeta)$ выбирается так, чтобы в преобразованном пространстве расчетная область являлась параллелепипедом, а расчетная сетка была равномерной с шагом равным единице по всем направлениям. Параметры течения считаются известными в центрах ячеек, грани ячеек совпадают с границами расчетной области. Центрам ячеек приписывается целочисленный индекс. Тогда граням ячейки будет соответствовать полуцелый индекс по

одной из переменных. Так ячейка с индексом в центре (i,j,k) имеет шесть граней с индексами $(i\pm 1/2,j,k)$, $(i,j\pm 1/2,k)$, $(i,j,k\pm 1/2)$. Для удобства постановки граничных условий снаружи расчетная область была окружена слоем фиктивных ячеек, в центрах которых значения параметров задавались в соответствии с конкретными граничными условиями [175,176].

С учетом введенных обозначений оператор \tilde{R} для системы уравнений Навье-Стокса (1.2.8) или (1.2.9) может быть записан в следующем виде (для краткости оставлены пространственные члены только по одному направлению и опущены индексы по другим пространственным координатам):

$$(\Delta \mathbf{q}_i)^{m+1} (1/\Delta \tau + 1.5 \mathbf{I}_m / \Delta t) - (\mathbf{A}_{i-1/2}^+ + \mathbf{B}_{i-1/2}) (\Delta \mathbf{q}_{i-1})^{m+1} + (\mathbf{A}_{i-1/2}^+ + \mathbf{B}_{i-1/2}) (\Delta \mathbf{q}_i)^{m+1} - (\mathbf{A}_{i+1/2}^- - \mathbf{B}_{i+1/2}) (\Delta \mathbf{q}_i)^{m+1} + (\mathbf{A}_{i+1/2}^- - \mathbf{B}_{i+1/2}) (\Delta \mathbf{q}_{i+1})^{m+1} = \mathbf{R}(\mathbf{q}_i^m) \quad (1.2.15)$$

Здесь \mathbf{A}^+ , \mathbf{A}^- - расщепленные по знакам собственных чисел составляющие матрицы Якоби конвективных членов, которые будут описаны ниже, \mathbf{B} - матрица Якоби диффузионных членов, матрица \mathbf{I}_m определена выше. Неявный оператор для уравнений переноса строится аналогичным образом, только в нем вместо матриц используются скалярные коэффициенты, постольку он применяется к скалярному уравнению (1.2.11). Такой подход раньше был применен автором диссертации для методов RANS в работах [11,108,112–120,122–124,177–182] и во всех случаях хорошо себя зарекомендовал.

1.2.5 Разностная аппроксимация диффузионных членов уравнений Навье-Стокса и переноса

Для вычисления невязки $\mathbf{R}(\mathbf{q}_i^m)$, входящей в правую часть (1.2.15) необходимо выполнить численное интегрирование по объему ячейки. Интегрирование по объему на основании теоремы Остроградского-Гаусса было заменено интегрированием потоков через грани расчетной ячейки. Например, поток через грань ячейки с индексом $(i+1/2,j,k)$ для системы (1.2.8) или (1.2.9) вычислялся следующим образом:

$$\mathbf{f}_{i+1/2} = \mathbf{S}(\mathbf{n}_{xi+1/2} \mathbf{A}_{vi+1/2} + \mathbf{n}_{yi+1/2} \mathbf{B}_{vi+1/2} + \mathbf{n}_{zi+1/2} \mathbf{C}_{vi+1/2}) \quad (1.2.16)$$

В (1.2.16) целые индексы для краткости опущены, S - площадь рассматриваемой грани ячейки, n_x , n_y , n_z - проекции единичного вектора внешней нормали к грани ячейки на оси декартовой системы координат, векторы \mathbf{A}_v , \mathbf{B}_v , \mathbf{C}_v определяются соотношениями (1.2.5) или (1.2.10). Диффузионный поток на грани ячейки для уравнения переноса (1.2.11) вычисляется с использованием скалярного аналога соотношения (1.2.16). Необходимые для вычисления диффузионных потоков производные по декартовым координатам вычислялись по правилу дифференцирования сложной функции через производные по направлениям ξ , η и ζ . от значений параметров в узлах криволинейной расчетной сетки. Для аппроксимации производных на гранях расчетных ячеек по направлениям ξ , η и ζ как в уравнениях Навье-Стокса, так и в уравнениях переноса были использована единообразная центрально-разностная аппроксимация 2-го порядка, описанная в работах [108,175,176]. Центрально-разностная аппроксимация не имеет схемной вязкости, а использование аппроксимации 2-го порядка не приводит к заметному снижению точности в области LES, поскольку при этих членах стоит малый коэффициент – сумма ламинарной и подсеточной вязкостей.

1.2.6 Разностная аппроксимация конвективных членов уравнений Навье-Стокса и переноса

Аппроксимация конвективных членов на гранях расчетной ячейки в уравнениях Навье-Стокса была различной в случаях метода DES для расчета течений несжимаемой жидкости и комбинированного RANS/ILES-метода для сжимаемых течений. Различалась для этих случаев и аппроксимация конвективных членов в уравнениях переноса, которые решались вместе с уравнениями Навье-Стокса.

В методе DES для аппроксимации конвективных членов системы уравнений (1.2.9)–(1.2.10), модифицированной с помощью метода искусственной сжимаемости, была использована схема с разностями против

потока высокого порядка из работы [110]. Она построена на основе схемы Роу [101] с расщеплением разности потоков. Построение схемы можно пояснить на примере одномерного уравнения Эйлера, записанного в векторной форме [110]:

$$\partial \mathbf{q} / \partial t + \partial \mathbf{f} / \partial x = 0 \quad (1.2.17)$$

В (1.2.17) \mathbf{q} - вектор зависимых переменных, \mathbf{f} - вектор потоков. С учетом введенной ранее системы индексов в полудискретной форме эта система может быть записана следующим образом:

$$(\partial \mathbf{q} / \partial t)_i + (\mathbf{f}_{i+1/2} - \mathbf{f}_{i-1/2}) / \Delta x = 0 \quad (1.2.18)$$

С первым порядком точности выражение для разностного аналога потока на грани ячейки может быть представлено в следующем виде [101]:

$$\mathbf{f}_{i+1/2} = 1/2[\mathbf{f}(\mathbf{q}_{i+1}) + \mathbf{f}(\mathbf{q}_i)] - 1/2\{\Delta \mathbf{f}_{i+1/2}^+ - \mathbf{f}_{i+1/2}^-\} \quad (1.2.19)$$

Разность расщепленных потоков в фигурных скобках в (1.2.19) определяется следующим образом:

$$\Delta \mathbf{f}_{i+1/2}^+ = \mathbf{A}^+(\mathbf{q}_{i+1/2})\Delta \mathbf{q}_{i+1/2}, \quad \Delta \mathbf{f}_{i+1/2}^- = \mathbf{A}^-(\mathbf{q}_{i+1/2})\Delta \mathbf{q}_{i+1/2} \quad (1.2.20)$$

Матрицы \mathbf{A}^+ и \mathbf{A}^- , которые в сумме дают матрицу Якоби $\mathbf{A} = \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{q}$ системы уравнений (1.2.17), определяются следующим образом:

$$\mathbf{A} = \mathbf{R}\mathbf{L} = \mathbf{R}(\mathbf{A}^+ + \mathbf{A}^-)\mathbf{L} = \mathbf{R}\mathbf{A}^+\mathbf{L} + \mathbf{R}\mathbf{A}^-\mathbf{L} = \mathbf{A}^+ + \mathbf{A}^-$$

Здесь \mathbf{R} и \mathbf{L} – матрицы правых и левых собственных векторов матрицы Якоби \mathbf{A} . Диагональные матрицы \mathbf{A}^+ и \mathbf{A}^- содержат неотрицательные и отрицательные собственные числа матрицы \mathbf{A} соответственно.

Входящие в (1.2.20) величины в соответствии с методом Роу определяются следующим образом:

$$\mathbf{q}_{i+1/2} = 1/2(\mathbf{q}_{i+1} + \mathbf{q}_i), \quad \Delta \mathbf{q}_{i+1/2} = \mathbf{q}_{i+1} - \mathbf{q}_i$$

Отметим, что выражение для $\mathbf{q}_{i+1/2}$ справедливо только для постоянной плотности. В случае переменной плотности для $\mathbf{q}_{i+1/2}$ используются обычные для метода Роу соотношения для параметров на грани расчетной ячейки [101].

Схема первого порядка (1.2.19) слишком диссипативна, чтобы использоваться для аппроксимации конвективных членов невязки уравнений. Ее элементы были использованы при построении конвективной части неявного

оператора \tilde{R} , определенного системой (1.2.15). Необходимые для вычисления невязки $\mathbf{R}(\mathbf{q}_i^m)$ в правой части (1.2.15) конвективные потоки на грани расчетной ячейки могут быть вычислены с 5-м порядком аппроксимации с помощью соотношений [110]:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_{i+1/2} = & \frac{1}{2}[\mathbf{f}(\mathbf{q}_{i+1}) + \mathbf{f}(\mathbf{q}_i)] \\ & + 1/60[-2\Delta\mathbf{f}_{i-3/2}^+ + 11\Delta\mathbf{f}_{i-1/2}^+ - 6\Delta\mathbf{f}_{i+1/2}^+ - 3\Delta\mathbf{f}_{i+3/2}^+] \\ & + 1/60[2\Delta\mathbf{f}_{i+5/2}^- - 11\Delta\mathbf{f}_{i+3/2}^- + 6\Delta\mathbf{f}_{i+1/2}^- - \Delta\mathbf{f}_{i-1/2}^-] \end{aligned} \quad (1.2.21)$$

В пространственном случае указанный способ вычисления конвективных потоков на грани расчетной ячейки (1.2.21) применяется по каждому координатному направлению независимо. В варианте метода DES, описанном в работе [183], в уравнениях Навье-Стокса конвективные потоки на гранях расчетных ячеек вычислялись с помощью (1.2.21).

Соотношение (1.2.21) может применяться только для расчета потоков внутри расчетной области на удалении от границ, достаточном для построения разностного шаблона. Вблизи от границы в случае, если граничное условие не позволяет поддерживать высокий порядок аппроксимации, использовались разностные аппроксимации с понижающимся порядком, для построения разностного шаблона которого со стороны границы имеется достаточное количество ячеек сетки.

Описанный выше способ разностной аппроксимации нельзя применять при расчете течений с большими градиентами течения, в частности со скачками уплотнения, поскольку схема (1.2.21) не обладает свойством монотонности.

При расчете сжимаемых течений для аппроксимации конвективных членов в системе уравнений Навье-Стокса (1.2.8) был использован другой способ вычисления предраспадных параметров для метода Роу. Основные элементы этого метода описаны в статьях [184,185]. Выражение (1.2.19) было записано в следующем модифицированном виде [149]:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_{i+1/2} = & \frac{1}{2}[\mathbf{f}(\mathbf{q}_L) + \mathbf{f}(\mathbf{q}_R)] - \frac{1}{2}\alpha|A|(\mathbf{q}_R - \mathbf{q}_L) \\ & |A| = A^+ - A^- \end{aligned} \quad (1.2.22)$$

Здесь $\mathbf{f}_{i+1/2}$, $\mathbf{f}(\mathbf{q}_L)$, $\mathbf{f}(\mathbf{q}_R)$ - векторы конвективных членов уравнений Навье-Стокса на грани расчетной ячейки, с левой и правой стороны грани расчетной ячейки соответственно, $|A|$ – «модуль» матрицы Якоби, α – коэффициент, регулирующий уровень схемной вязкости. Параметры \mathbf{q}_L и \mathbf{q}_R вычислялись на гранях ячеек в зависимости от реализации метода с помощью монотонной противопоточной схемы 5-го порядка MP5 либо 9-го порядка MP9 [140]. Дополнительное снижение схемной вязкости достигается уменьшением вклада диффузионной части в выражении (1.2.22) с помощью параметра α . При $\alpha = \alpha_{\max} = 1$ (1.2.22) соответствует оригинальной схеме Роу. При $\alpha < 1$ получается комбинация центрально-разностной и противопоточной схем с уменьшенной схемной вязкостью. Минимальное значение $\alpha_{\min} = 0.3$ было выбрано из соображений устойчивости и сохранения монотонности схемы. При расчетах с помощью LES и RANS/LES-методов в работах [86,150,151] разными авторами α_{\min} выбирался в диапазоне 0.1–0.4.

Коэффициент α был выбран функцией отношения модуля завихренности ω течения в рассматриваемой точке к некоторой характерной завихренности ω_{ref} [184]:

$$\alpha = \alpha_{\max} + (\alpha_{\min} - \alpha_{\max}) \min(1.0, \omega/\omega_{\text{ref}}) \quad (1.2.23)$$

При расчете сверхзвуковых течений со скачками уплотнения коэффициент α полагался равным единице.

В описываемом RANS/ILES-методе отсутствует явная SGS-модель турбулентности. Ее функцию выполняет схемная вязкость в схеме Роу – второй член в выражении (1.2.22). О возможности использования схемы Роу в для ILES говорится, например, в работе [57]. Уровень неявной подсеточной вязкости в (1.2.22) будет зависеть от величины параметра α и способа вычисления предраспадных параметров \mathbf{q}_L и \mathbf{q}_R . Так, при использовании вместо MP5 схемы WENO5 [140], которая успешно применялась автором диссертации при расчете струйных течений с помощью RANS [117], было установлено следующее. При $\alpha = 1$ уровень схемной вязкости при расчете струйных течений на грубых сетках был слишком велик. Это приводило к ламинарному слою смешения почти на

всей длине начального участка струи. Попытки уменьшить α к успеху не привели: схема теряла устойчивость, решение становилось нефизичным или разваливалось. Схемы MP5 и MP9 использовались только внутри расчетной области на удалении от границ, достаточном для построения разностного шаблона. По мере приближения к границам расчетной области использовались монотонные разностные аппроксимации с понижающимся порядком, для построения разностного шаблона которых со стороны границы имелось достаточное количество ячеек сетки. Так для схемы MP9 [185] по мере приближения к границе к границам расчетной области для вычисления q_R и q_L последовательно использовались схемы MP5 [140,184], TVD3 и на гранях, совпадающих с границами расчетной области, была использована схема первого порядка.

Способ вычисления конвективных потоков на гранях расчетных ячеек в уравнениях переноса в меньшей степени влияет на точность решения, поэтому был использован одинаковый способ для вычисления этих параметров для DES и RANS/ILES- метода:

$$a_{i+1/2} = \left(\rho \frac{u_n + |u_n|}{2}\right)_{i+1/2} f_{i+1/2}^R + \left(\rho \frac{u_n - |u_n|}{2}\right)_{i+1/2} f_{i+1/2}^L \quad (1.2.24)$$

Эта схема была использована для расчета несжимаемых и сжимаемых течений с помощью RANS [108,177]. Выражение (1.2.24) представляет собой скалярный аналог схемы Роу (1.2.19). Разностные аппроксимации для параметров слева и справа от грани ячейки f^L и f^R совпадали с теми, что применялись соответствующих кодах для расчета несжимаемых и сжимаемых течений методом RANS. При расчете несжимаемых течений использовалась разностная аппроксимация 3-го порядка [108]:

$$f_{i+1/2}^L = \frac{1}{6}(f_{i+1} + 5f_i - f_{i-1}) \quad f_{i+1/2}^R = \frac{1}{6}(f_i + 5f_{i+1} - f_{i+2})$$

Для разностной аппроксимации f^L и f^R в комбинированном RANS/ILES-методе для расчета сжимаемых течений была выбрана схема WENO-5 из работы [140], которая ранее была использована автором диссертации при разработке кода для расчета сжимаемых течений с помощью RANS [117].

1.2.7 Метод DES для расчета несжимаемых течений

Для расчета несжимаемых течений был использован вариант метода DES высокого порядка разностной аппроксимации, описанный в работе [183]. Метод DES является одним из самых успешных и простых с точки зрения численной реализации комбинированных RANS/LES-методов. Он был предложен Спэлартом с соавторами более пятнадцати лет назад [60]. Предполагается, что течение около стенки слабо влияет на вихревое течение на некотором удалении от нее. Течение около стенки можно описать с помощью более простой, чем LES, модели – с помощью нестационарного метода RANS. В методе DES для замыкания системы уравнений у стенки используется модель турбулентности SA. Вдали от стенки она преобразуется в SGS-модель турбулентности, аналогичную модели Смагоринского [186]. Выражение для подсеточной вязкости в модели Смагоринского может быть представлено в виде:

$$v_t = (C_s \Delta_c)^2 (2S_{ij}S_{ij})^{1/2} \quad (1.2.25)$$

Здесь $\Delta_c = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$ – среднее геометрическое из размеров текущей ячейки, S_{ij} компоненты тензора скоростей деформации, C_s – константа, зависящая от типа течения.

Для модели турбулентности SA можно приближенно записать, подразумевая, что в турбулентном течении порождение и диссипация турбулентной вязкости одного порядка:

$$\bar{\nu} (\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{1/2} \sim (\bar{\nu}/d)^2 \quad (1.2.26)$$

Если в (1.2.26) расстояние до стенки d заменить размером ячейки Δ и предположить, что $v_t \approx \bar{\nu}$, то можно получить выражение аналогичное модели Смагоринского (1.2.25):

$$v_t \sim \Delta^2 (\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{1/2} \quad (1.2.27)$$

Таким образом, заменяя в модели SA по мере удаления от стенки расстояние до нее размером текущей ячейки сетки, можно переходить с обычной модели турбулентности на явную SGS-модель, сходную с моделью

Смагоринского. Достаточно проста и численная реализация метода DES. Формально переход в компьютерном коде от нестационарного метода RANS к DES сводится к замене в диссипативном члене модели турбулентности (правая часть соотношения (1.2.26)) расстояния до стенки d на величину \tilde{d} :

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta_{\max}) \quad (1.2.28)$$

В выражении (1.2.28) $C_{DES}=0.65$, а $\Delta_{\max}=\max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$, где $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ размеры текущей ячейки сетки по соответствующему координатному направлению.

1.2.8 Комбинированный RANS/ILES-метод для расчета сжимаемых течений

Для расчета сжимаемых течений был разработан комбинированный RANS/ILES-метод расчета [184,185], основанный на модификации модели турбулентности SA. Около стенок, где течение описывается с помощью RANS, модель турбулентности остается без изменений. Вдали от стенок для описания течения используется метод ILES, и модель турбулентности SA изменяется таким образом, чтобы турбулентная вязкость равнялась нулю. Это достигается модификацией расстояния в диссипативном члене выражения (1.2.12) в уравнении для модели турбулентности. Величина \tilde{d} вычислялась по формулам:

$$\tilde{d} = d, \text{ при } d \leq C_{DES}\Delta_{\max} \quad (1.2.29)$$

$$\tilde{d} = 10^{-6}D, \text{ при } d > C_{DES}\Delta_{\max}$$

В соотношениях (1.3.29) d – истинное расстояние от стенки до центра рассматриваемой ячейки, $C_{DES}=0.65$, Δ_{\max} – максимальный размер этой ячейки сетки, D – характерный размер задачи, на который обезразмеривались линейные размеры. В описанных в диссертации примерах разрывный характер \tilde{d} не повлиял на решение. Был также использован вариант гладкого распределения \tilde{d} с использованием гиперболических функций при $d > C_{DES}\Delta_{\max}$.

$$\tilde{d} = d, \text{ при } d \leq C_{DES}\Delta_{\max}$$

$$\tilde{d} = \max(10^{-6}D, d[(1-\text{th}[(d/(C_{DES}\Delta_{\max}))^6])], \text{ при } d > C_{DES}\Delta_{\max}$$

В задачах, для которых он применялся, это не привело к заметным изменениям решения. Пример использования разрывного \tilde{d} для RANS/ILES-метода можно найти в работе [152], где в области RANS была использована модель турбулентности Болдуина-Ломакса.

1.2.9 WMILES-метод для расчета сжимаемых течений

Во введении отмечалось, что при использовании RANS/LES-методов для расчета струйных течений на малых расстояниях от среза сопла течение в слое смешения описывается с большими погрешностями по сравнению с экспериментом. Это вызвано с тем, что пограничный слой на срезе сопла стационарный. Слой смешения около среза сопла также вначале стационарный или почти стационарный, «ламинарный». Далее происходит «численный» переход к турбулентному слою смешения, сопровождающийся, как и в случае перехода от реального ламинарного к турбулентному слою смешения, образованием вихрей большой интенсивности. Избавиться от этого недостатка можно, если разрешать крупные вихри в пограничном слое в сопле явным образом. Однако применение метода LES для расчета пограничного слоя при больших числах Рейнольдса требует очень мелких расчетных сеток [187]. В работе [185] был предложен компромиссный вариант: Wall Modeled ILES – WMILES. Этот подход позволил улучшить точность расчета слоя смешения около среза сопла на относительно грубых расчетных сетках по сравнению с RANS/ILES-методом. При использовании WMILES-метода для расчета течения в пограничном слое решение определялось с помощью ILES во всей области течения за исключением ячейки, ближайшей к стенке. Способ вычисления параметров в центре этой ячейки описан в разделе граничных условий. Для аппроксимации предраспадных параметров в выражении (1.2.22) была использована разностная схема MP9. По мере приближения к стенке использовались аппроксимации более низких порядков, согласно тому, как это описано в разделе 1.2.6 для RANS/ILES-метода.

1.2.10 Решение системы разностных уравнений

На каждом шаге по времени решение системы разностных аналогов уравнений Навье-Стокса и уравнений переноса находилось с помощью неявного метода установления по параметру τ . При этом на каждой итерации система уравнений Навье-Стокса решалась блочным методом Гаусса-Зейделя, а затем последовательно одно за другим скалярные уравнения – с помощью скалярного варианта метода Гаусса-Зейделя. Расчеты, описанные ниже, выполнялись с числами Куранта 10-1000. Указанный способ решения разностных уравнений и организация вычислений были одинаковы для DES, RANS/ILES- и WMILES-методов. При расчетах с помощью WMILES решения уравнения для турбулентной вязкости не требовалось, поскольку она полагалась равной нулю.

1.2.11. Повышение точности методов при расчетах на нерегулярных сетках

Применение нерегулярных структурированных сеток при расчете сложных реалистических конфигураций практически неизбежно. С другой стороны надежная работа кода на "плохих" сетках позволяет упростить их построение и сократить необходимое для этого время. Для повышения работоспособности метода и уменьшения погрешностей при расчетах на нерегулярных, сильно деформированных сетках был использован ряд специальных приемов. Так, для интегрирования по пространству был использован конечно-объемный метод: разностные уравнения были записаны в форме баланса потоков через грани расчетной ячейки. Это обеспечивает хорошую консервативность схемы. При расчете конвективных потоков на грани ячейки параметры слева и справа от грани $\mathbf{q}_{I+1/2}^L$ и $\mathbf{q}_{I+1/2}^R$, входящие в центрально-разностную и диффузионную части схемы P_{ou} (1.2.22), вычислялись по одним и тем же разностным шаблонам. Производные, входящие в диффузионные потоки уравнений Навье-

Стокса и уравнений переноса, рассчитывались непосредственно на гранях расчетных ячеек. Необходимые для их вычисления метрические производные преобразования координат определялись на гранях ячеек по тем же разностным шаблонам, что и производные от параметров течения. Применение такого согласованного способа вычисления производных описано в работах [175,176]. Использование этого приема и вычисление потоков на грани ячейки с помощью соотношения (1.2.16) обеспечивают воспроизведение однородного потока на нерегулярных, произвольным образом деформированных сетках, и дают значительное снижение погрешностей, обусловленных нерегулярностью расчетной сетки.

Отличительной особенностью метода является использование скалярного аналога метода Роу высокого порядка для уравнений переноса. Это позволяет построить схему решения скалярных уравнений, согласованную с основной системой уравнений Навье-Стокса. С этой же целью при вычислении потоков через грани расчетной ячейки в качестве коэффициентов в конвективных членах (1.2.24) использованы величины из уравнения неразрывности системы уравнений Навье-Стокса – первые элементы векторов (1.2.21) или (1.2.22) [178,179,180]. Такой подход особенно важен при использовании разностных аппроксимаций высокого порядка и расчетах на нерегулярных сетках. Он позволяет повысить точность расчета скалярных параметров и избежать дополнительных погрешностей, которые неизбежно возникнут при ином способе вычисления коэффициентов конвективных потоков.

1.2.12 Граничные условия

Точная постановка граничных условий для LES невозможна, поскольку течение хотя бы на части границы расчетной области является турбулентным: нестационарным и меняющимся случайным образом по пространству и времени. Для задач, рассмотренных в диссертации, простым и эффективным подходом является использование расчетной области, размеры которой

значительно превышают область течения, представляющую интерес, с крупной сеткой около границ подобно тому, как это сделано в работе [46] при расчете струйных течений. Акустические волны и турбулентные пульсации будут затухать около границ вследствие большой схемной вязкости, и не будет отражения. Это позволит применять упрощенные стационарные граничные условия, заимствованные из методов RANS для расчета соответствующих течений.

Криволинейная структурированная многоблочная расчетная сетка строилась таким образом, чтобы с границами расчетной области совпадали грани ячеек. Для удобства постановки граничных условий расчетная область была окружена слоем фиктивных ячеек, в центрах которых параметры определялись в соответствии с конкретными граничными условиями. При их формулировке использовалась теория характеристик как при расчетах сжимаемых, так и несжимаемых течений. В последнем случае это возможно, поскольку уравнения Навье-Стокса в методе искусственной сжимаемости являются гиперболическими по параметру установления [110].

Входная и выходная границы течения

Для дозвуковой входной границы, через которую поток втекает в расчетную область, следует задавать значения всех параметров течения (или их комбинаций) кроме одного. Он вычисляется по его значениям внутри расчетной области. На выходной дозвуковой границе, через которую поток вытекает, задается только один параметр, а значения остальных вычисляются по их значениям внутри расчетной области.

На входной границе в зависимости от задачи использовался один из двух вариантов задания граничных условий для уравнений Навье-Стокса. В ряде случаев было важно задавать распределение скорости и полную температуру (для сжимаемых течений), а давление брать изнутри расчетной области. В других задачах, когда заранее было неизвестно распределение статических параметров течения на границе, задавались полные параметры течения и угол

наклона вектора скорости на входной границе, а величина модуля скорости бралось изнутри расчетной области около границы.

В том случае, если поток на входной границе был сверхзвуковой, задавались и поддерживались постоянными значения всех параметров течения.

Для уравнения переноса (1.2.11) всегда задавалось распределение величины f на входной границе.

На дозвуковой выходной границе фиксировалось распределение статического давления, а значения других параметров течения и скалярных величин сносились изнутри расчетной области. Для струйных течений дополнительно налагалось условие, что нормальная к выходной границе скорость не может быть меньше некоторой малой величины, пропорциональной максимальной скорости в этом сечении. В тех случаях, когда поток на выходной границе был сверхзвуковой, все параметры течения сносились изнутри расчетной области.

Твердая стенка

На твердой стенке для уравнений Навье-Стокса точным условием для компонент скорости является условие «прилипания». В этом случае значения компонент скорости и параметров турбулентности на стенке полагаются равными нулю. Это соответствует заданию в центрах фиктивных ячеек расчетной сетки значений указанных параметров антисимметричных соответствующим величинам в центрах ячеек ближайшим к стенке. Производные по нормали к стенке для давления, температуры (для адиабатической стенки), плотности и концентрации пассивной примеси, если таковая рассматривалась в данной задаче, также равны нулю. В этом случае значения величин в центрах фиктивных ячеек вычислялись из условия равенства на стенке нулю следующего скалярного произведения:

$$(\text{grad}(g)\mathbf{n})=0 \quad (1.2.30)$$

В (1.2.30) \mathbf{n} – вектор нормали к стенке, g – любая из перечисленных выше величин. Численная реализация (1.2.30) описана в работах [175,176].

Условие прилипания можно использовать в случае, если пограничный слой разрешен полностью, т.е. центр первой ячейки лежит внутри ламинарного подслоя и для нее выполняется условие $y^+ \sim 1-2$ (в зависимости от используемой модели турбулентности в области RANS). Применение этого условия для расчетов при числах Рейнольдса $\sim 10^5$ и выше требует очень мелкой сетки в направлении нормальном к стенке. Для того чтобы иметь возможность выполнять расчеты при высоких числах Рейнольдса на сетках с умеренным числом узлов, когда пограничный слой не удается полностью разрешить, вместо условия прилипания использовалось другое граничное условие, заимствованное из методов RANS [117]. Предполагалось, что у стенки распределение параметров течения соответствует логарифмическому участку профиля турбулентного пограничного слоя. Использовался так называемый «закон стенки». Значения параметров в центре ячейки, ближайшей к стенке, определялись не из решения, а в соответствии с «законом стенки». Допустимость использования такого подхода продемонстрирована в работе [183]. На практике, применялось комбинированное граничное условие. Если в центре ближайшей к стенке ячейки выполнялось условие: $y^+ > 8.0$ использовался «закон стенки» для турбулентного пограничного слоя, при меньших значениях y^+ – условие прилипания. При использовании WMILES-метода параметры потока в центре ячейки, ближайшей к стенке также определялись на основании «закона стенки». Величина турбулентной вязкости ν_t была отлична от нуля и также определялась на основании «закона стенки» для модели SA.

Условие периодичности

Условие периодичности сводится к пересылке в фиктивные ячейки параметров из ячеек смежных с другой границей, которая является периодической для рассматриваемой границы. Оно было реализовано с таким порядком, который позволял сохранить в окрестности границ такого типа однородный алгоритм для вычисления конвективных потоков.

Граница между блоками расчетной сетки

Граница между блоками расчетной сетки часто находится в области течения, где важно сохранить однородность алгоритма. По этой причине около нее использована разностная аппроксимация такого же порядка, как и внутри блока расчетной сетки. Недостающие для построения разностного шаблона значения параметров в центрах ячеек берутся из соответствующих ячеек смежного блока расчетной сетки.

1.2.13 Особенности граничных условий для затопленных струй

Граничные условия в дальнем поле затопленной струи определяются ее эжектирующими свойствами: вдали от струи существует индуцированное потенциальное течение, направленное к струе. Свойства и параметры этого течения заранее неизвестны и определяются самой струей. Некорректное задание распределения скоростей на внешней границе расчетной области может заметно исказить поле течения в самой струе. При проведении расчетов с помощью RANS [112,118,119] было установлено, что наилучший результат дает использование граничных условий, основанных на аналитическом решении, полученным для потенциального течения вне круглой турбулентной струи в [188]:

$$u = b/r, \quad v = -b(1 + \cos\alpha)(y - y_0)/(r \sin\alpha)/r_{cs}, \quad w = -b(1 + \cos\alpha)(z - z_0)/(r \sin\alpha)/r_{cs} \quad (1.2.31)$$

Здесь $r = ((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2)^{0.5}$, $r_{cs} = ((y - y_0)^2 + (z - z_0)^2)^{0.5}$, $\alpha = \arctg(r_{cs}/r)$, где x_0 , y_0 , z_0 – координаты центра среза сопла.

Это условие можно рассматривать как разновидность условия на входной границе расчетной области, описанного выше в этом разделе. Условие (1.3.31) используется дважды. Сначала, для определения коэффициента b , соотношения (1.2.31) применяются к параметрам в центрах внутренних ячеек, смежных с границей расчетной области, решение в которых известно. Затем вычисляются компоненты скорости в центрах фиктивных ячеек. Давление определяется из интеграла Бернулли по известному давлению на бесконечности и предположения о потенциальном характере течения вне струи. Такой выбор

граничных условий не противоречит теории характеристик и обеспечивает хорошие результаты, как для стационарных, так и для нестационарных течений, хотя формально в последнем случае нельзя говорить о сохранении интеграла Бернулли. Во входном сечении расчетной области снаружи от сопла ставились аналогичные граничные условия.

Использование граничных условий (1.2.31) для комбинированных RANS/LES-методов допустимо, поскольку вне струи используется грубая сетка и течение близко к стационарному. Оно было использовано при расчетах затопленных струй как при расчетах с помощью RANS и RANS/LES-методом автором диссертации в работах [112,115,117–120,122,183–185,189,190].

Глава 2. Возможности RANS/LES-методов для расчета струйных течений разных типов

2.1 Расчет низкоскоростных турбулентных струйных течений методом DES

Описанный в главе 1 метод DES был применен к расчету турбулентных струй с деформацией поперечного сечения: свободной прямоугольной струи и пристеночной струи из круглого сопла. Эти течения не удается описать даже качественно с помощью RANS и традиционных моделей турбулентности. Потребовалось создание анизотропной модели турбулентности и введение новых определяющих соотношений в уравнения Навье-Стокса для того, чтобы правильно описать указанные течения [112]. Целями расчетов с помощью DES были: проверка возможности описания с помощью этого метода турбулентных струйных течений с деформацией поперечного сечения, а также определение характеристик турбулентности на основном участке пристеночной струи. Течения предполагались несжимаемыми; для описания использовались уравнения (1.2.9), (1.2.11) и (1.2.13). Основные результаты расчетов приведены в работах [183,190–192].

2.1.1 Постановка задачи

В описываемых расчетах была использована постановка задачи [183]. Течение в сопле не рассчитывалось: задавалось распределение параметров течения на срезе сопла. Входная граница расчетной области совпадала с плоскостью выходного сечения сопла, и на ней ставились условия двух типов. На ее части, совпадающей с выходным сечением сопла, фиксировались распределения скорости и подсеточной вязкости. В ядре потока при $R \leq 0.9R_0$ эти параметры поддерживались постоянными, а около стенок сопла при $0.9R_0 < R \leq R_0$, скорость и турбулентная вязкость убывали к стенке до нулевых значений по квадратичному закону. Здесь R_0 – радиус сопла, в случае прямоугольного сопла – это полуширина или полувысота сопла. Для того чтобы «пометить» вещество струи, решалось уравнение переноса для концентрации пассивной примеси (1.2.11) с нулевым источниковым членом S . Концентрация пассивной примеси равнялась единице в выходном сечении сопла. Максимальное значение подсеточной вязкости на срезе сопла было одинаковым во всех расчетах, таким, что $Re_{sgs} = 1000$. Здесь Re_{sgs} вычислялось по скорости на срезе сопла и R_0 . Производная статического давления по нормали к границе принималась равной нулю.

На внешней границе расчетной области и во входном сечении расчетной области вне струи ставились граничные условия дальнего поля затопленной турбулентной струи (1.2.31), а концентрация пассивной примеси и подсеточная вязкость полагались равными нулю. На выходе из расчетной области ставились условия для выходной границы течения, описанные в разделе 1.2.12. Для пристеночной струи на стенке ставилось условие прилипания.

Описанный метод расчета струйных течений был реализован в виде компьютерного кода на языке FORTRAN. Времена счета указаны для персонального компьютера с частотой процессора 1 ГГц.

Для удобства представления результатов скорость отнесена к максимальной скорости на срезе сопла U_0 , а линейные размеры – к радиусу

сопла R_0 . Для прямоугольного сопла $R_0 = 0.5S^{0.5}$, где S – площадь сопла. Число Re вычислялось по этим параметрам. Безразмерное время T введено как $T = tU_0/R_0$, где t – физическое время.

2.1.2 Свободная струя из прямоугольного сопла

Расчеты течения в свободной прямоугольной струе были выполнены при двух числах Рейнольдса: $Re=2 \times 10^3$ и $Re=10 \times 10^3$. Расчетная область имела следующие размеры: длина $50R_0$, ширина и высота во входном сечении $40R_0$ и $10R_0$, в выходном сечении ширина и высота были $40R_0$. Неравномерная расчетная сетка сгущалась входному сечению в продольном направлении. В поперечном сечении сетка была сгущена к краям сопла. По длине струи сетка плавно переходила в близкую к равномерной. Фрагмент расчетной сетки приведен на рис. 2.1. При расчете струи с числом $Re=2 \times 10^3$ сетка содержала $N_x \times N_y \times N_z = 80 \times 45 \times 60 = 216000$ ячеек. Ось сопла совпадала с положительным направлением оси координат x . Шаг по безразмерному времени $\Delta T = 1.0$.

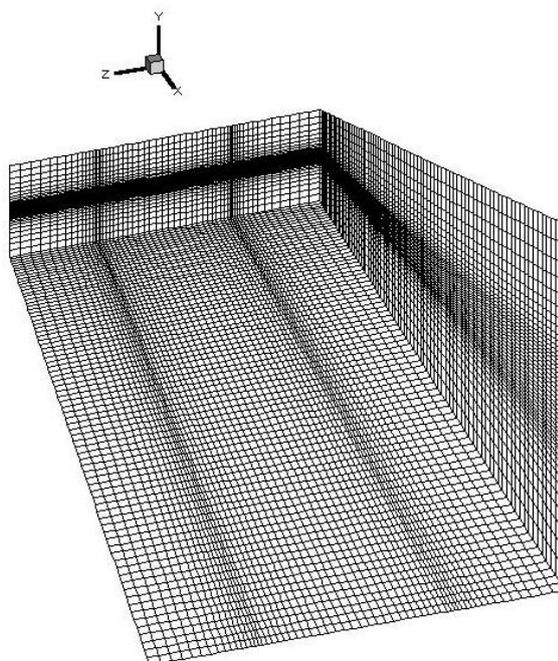


Рис. 2.1. Фрагмент расчетной сетки для прямоугольной струи.

На рис. 2.2 представлена поверхность $C=0.05$ для мгновенного распределения концентрации пассивной примеси. Около среза сопла из-за

стационарных граничных условий, и недостаточного разрешения по пространству и времени пульсации почти отсутствуют. В большей же части струи течение турбулентное. На рисунке можно наблюдать «переворот осей» струи. Это явление не удастся моделировать при расчетах с помощью RANS и традиционных моделей турбулентности. Эволюция течения в струе представлена на рис. 2.3. На рисунке показаны распределения мгновенной продольной скорости, отнесенной к U_0 , в горизонтальной и вертикальной плоскостях, проходящих через ось струи. В расчетах было получено, что в большей части течения подсеточная вязкость на этой сетке не превышала молекулярную, поэтому можно сказать, что в данном случае был реализован метод DNS.

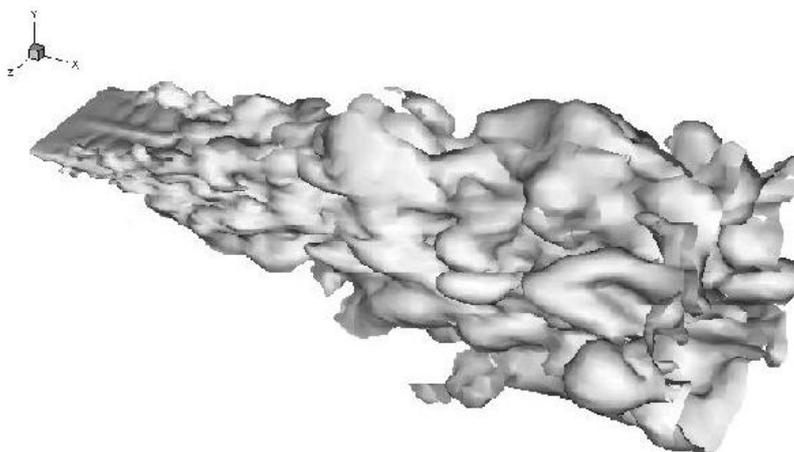


Рис. 2.2. Изоповерхность постоянной концентрации пассивной примеси $C=0.05$ для прямоугольной струи при $Re=2 \times 10^3$.

Представленные результаты получены для $T=800\Delta T$, что соответствует времени счета около 25 часов. Мгновенные распределения статистически независимы, но выполненное осреднение недостаточно для получения высококачественных результатов (гладких полностью симметричных распределений параметров).

Расчет этой же струи для $Re=10 \times 10^3$ был выполнен на сетке с числом ячеек $N_x \times N_y \times N_z = 90 \times 60 \times 60 = 324000$. Шаг по безразмерному времени $\Delta T = 1.0$. Приведенные результаты получены для безразмерного времени $T=2000\Delta T$ и времени счета около 65 часов. Картина мгновенного распределения

концентрации пассивной примеси напоминает приведенную на рис. 2.2 для струи с $Re=2 \times 10^3$. Однако использованная в расчете сетка оказалась слишком грубой, чтобы разрешить вихри того же размера, что и в случае струи при $Re=2 \times 10^3$. Удалось разрешить только более крупные вихревые структуры. Существенно более высоким, чем в предыдущем случае, оказался и уровень подсеточной вязкости. Максимальная подсеточная вязкость более, чем на порядок, превышала молекулярную. С учетом этого можно считать, что в данном случае для описания течения был использован метод LES с SGS-моделью [60].

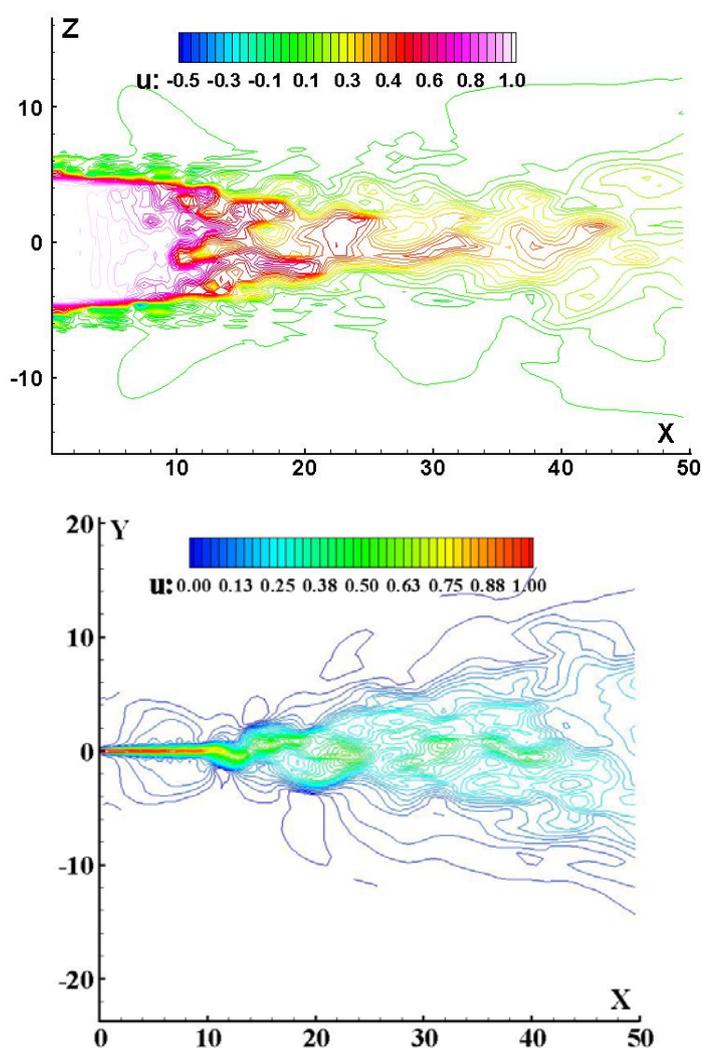


Рис. 2.3. Мгновенное поле продольной скорости в плоскостях $y=0$ и $z=0$ в прямоугольной струе при $Re=2 \times 10^3$.

«Переворот осей» струи при $Re=10 \times 10^3$ можно видеть на рис. 2.4, где показано изменение высоты струи B_y и ее ширины B_z по длине струи. Осевые

распределения мгновенной максимальной $U_m(T)$ и осредненной $\langle U_m \rangle$ компоненты скорости показаны на рис. 2.5. Видно, что время интегрирования, для которого получены эти распределения, достаточно для получения удовлетворительного распределения $\langle U_m \rangle$. На этом же рисунке приведено распределение осевой скорости для круглой струи, истекающей из сопла той же площади. У прямоугольной струи в отличие от круглой струи практически отсутствует начальный участок. Это связано с тем, что длина начального участка определяется минимальным поперечным размером струи на срезе сопла: слои смещения в продольной плоскости, проходящей через это сечение, смыкаются гораздо ближе к срезу сопла, чем у струи из круглого сопла такой же площади.

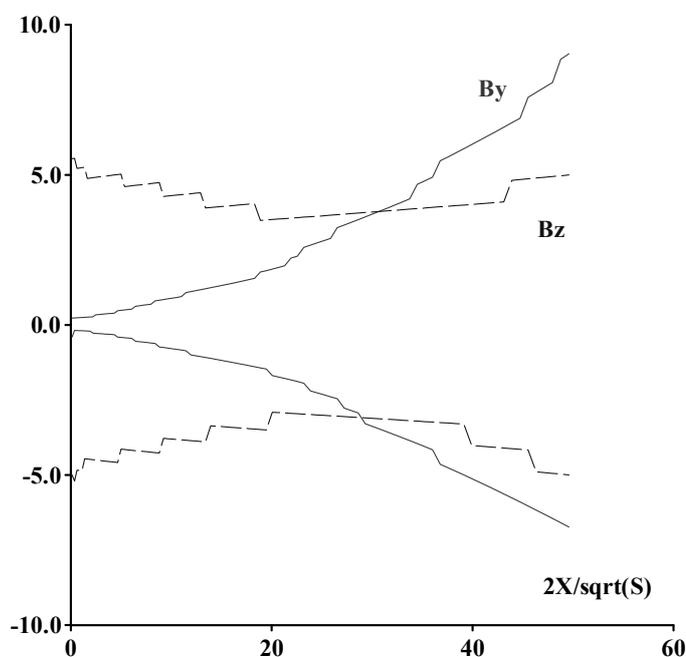


Рис. 2.4. Полуширина прямоугольной струи при $Re=10 \times 10^3$ в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

При использовании методов ПЧМ можно вычислить все компоненты тензора напряжений Рейнольдса. Развитие вторичных течений в струе определяется корреляциями $\langle v^2 \rangle$, $\langle w^2 \rangle$ и $\langle vw \rangle$. Интерес представляет распределение корреляционного коэффициента $\langle vw \rangle / (\langle v^2 \rangle \langle w^2 \rangle)^{0.5}$ в поперечных сечениях. В круглой струе эта величина равна нулю. В прямоугольной струе в настоящих расчетах наблюдалась иная картина. Приблизительно до $X=10$ распределение корреляционного коэффициента имело

антисимметричный относительно центра струи характер, максимумы и минимумы достигаются в «углах» струи. Вниз по потоку упорядоченность разрушается. Случайный характер распределение имеет уже при $X=20$, при этом сохраняются большие пиковые значения корреляционного коэффициента. Эти величины по длине струи менялись слабо и были порядка $\pm 0,4$.



Рис. 2.5. Распределения мгновенной и средней скорости вдоль оси прямоугольной струи при $Re=10 \times 10^3$ в сравнении с распределением средней скорости круглой струи из сопла той же площади.

2.1.3 Пристеночная струя из круглого сопла

В этом разделе описаны результаты расчетов для пристеночной струи, вытекающей из круглого сопла. При расчетах развития круглой струи вдоль плоской стенки ось струи, параллельная стенке, располагалась на высоте равной радиусу сопла. Система координат выбрана так, что ось X начиналась на срезе сопла и направлена вдоль струи, а плоскость $Y=0$ соответствовала стенке. Расчетная область для этих расчетов имела следующие размеры: длина $40R_0$, ширина и высота во входном сечении были $7R_0$ и $16R_0$, в выходном сечении ширина и высота – $12R_0$ и $30R_0$ соответственно. Неравномерная

расчетная сетка сгущалась входному сечению в продольном направлении. В поперечном сечении прямоугольная сетка была сгущена в области выходного сечения сопла и к стенке. По длине струи сгущение сетки менялось, и в выходном сечении она была сгущена только к стенке. Расчеты также были выполнены для двух чисел Рейнольдса: $Re=2 \times 10^3$ и $Re=10 \times 10^3$. Расчет при $Re=2 \times 10^3$ был выполнен на сетке с числом ячеек $N_x \times N_y \times N_z = 80 \times 60 \times 50 = 240000$. Шаг по безразмерному времени $\Gamma \Delta t = 0.5$. Приведенные ниже результаты соответствуют $T=1200 \Delta t$ и времени счета 40 часов.

Подсеточная вязкость, показанная на рис. 2.6, была меньше молекулярной, и расчет соответствовал DNS. На рис. 2.7 показана поверхность $C=0.05$ мгновенного распределения концентрации пассивной примеси. Около среза сопла имеется ламинарный участок. Это связано со стационарными граничными условиями на срезе сопла и слишком грубой сеткой в этой части струи. Вниз по потоку течение в струе приобретает выраженный вихревой характер, наблюдается значительное растекание пристеночной струи вдоль плоскости в направлении перпендикулярном основному течению. Распределение осредненной продольной скорости на рис. 2.9 дает количественное представление о трансверсальном растекании струи.

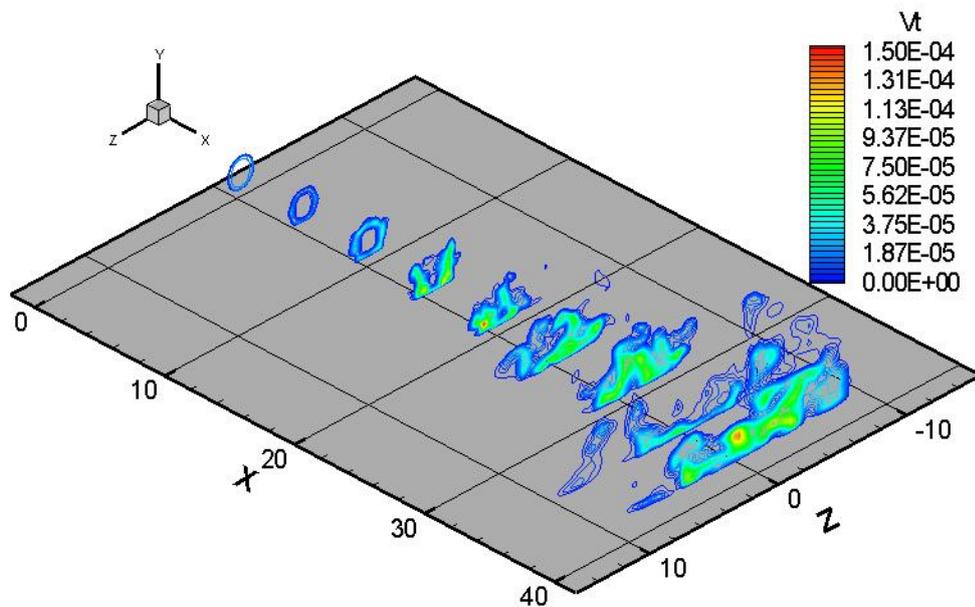


Рис. 2.6. Распределение подсеточной вязкости в пристеночной струе при $Re=2 \times 10^3$.

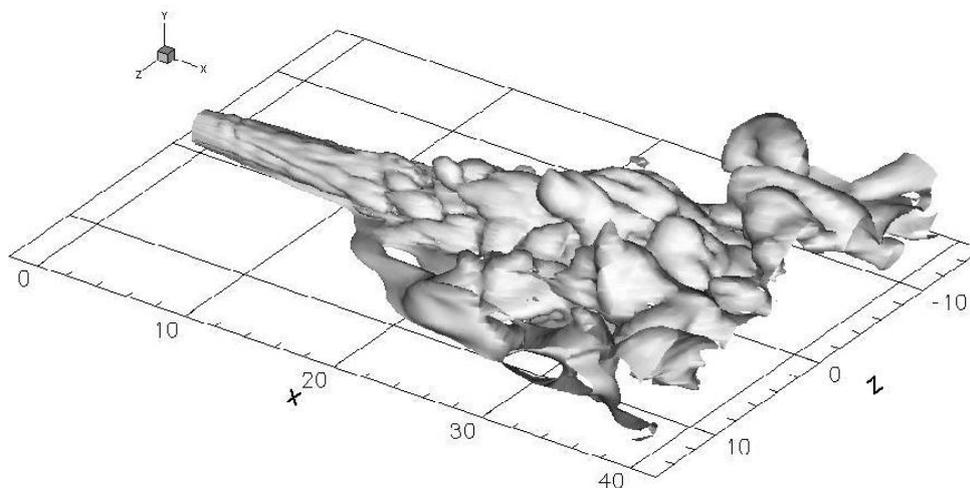


Рис. 2.7. Изоповерхность $C=0.05$ мгновенного распределения концентрации пассивной примеси в пристеночной струе при $Re=2 \times 10^3$.

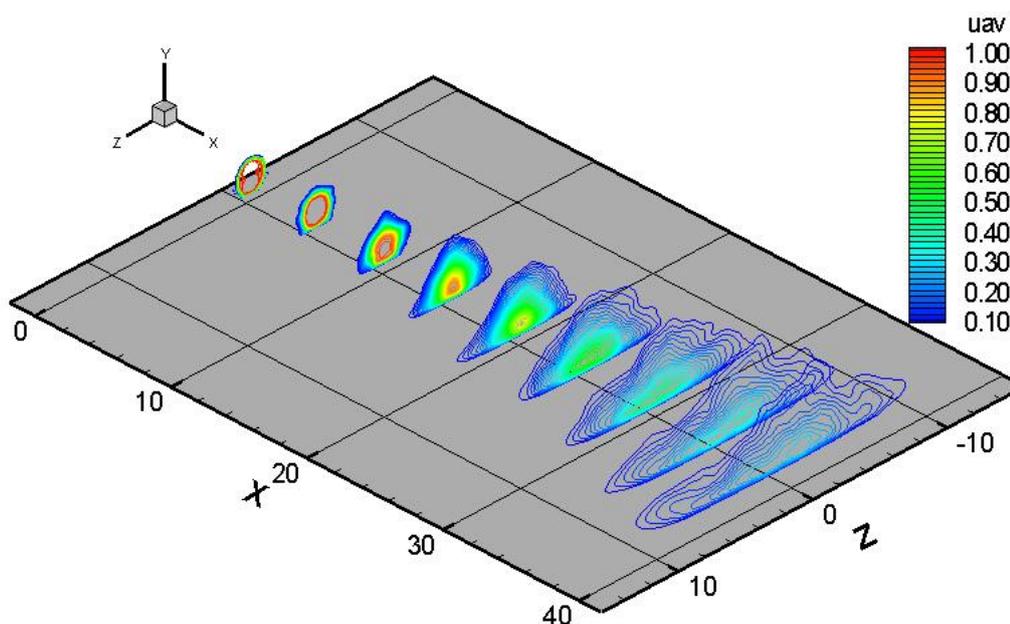


Рис. 2.8. Распределение осредненной продольной скорости в поперечных сечениях пристеночной струи при $Re=2 \times 10^3$.

Расчет течения в пристеночной круглой струе при $Re=10 \times 10^3$ производился на более мелкой, чем в предыдущем случае, сетке с числом ячеек $N_x \times N_y \times N_z = 110 \times 70 \times 60 = 462000$. Шаг по безразмерному времени $\Delta T = 1.0$. Описанные ниже результаты получены для времени интегрирования $T = 3000 \Delta T$. Время счета составляло 150 часов. Максимальное значение подсеточной

вязкости на этой сетке в 10-15 раз превышало молекулярную вязкость, и расчет соответствовал DES. Высокий уровень подсеточной вязкости привел к длинному ламинарному участку в струе около среза сопла, вниз по потоку от которого удалось разрешить только самые крупные вихри. Но и в этом случае получено трансверсальное растекание струи. Это можно наблюдать на рис. 2.9, где представлена изоповерхность осредненного распределения концентрации пассивной примеси. Поперечный размер пристеночной струи примерно в 8-10 раз больше вертикального и это неплохо соответствует известным экспериментальным данным [113,190,192,193].

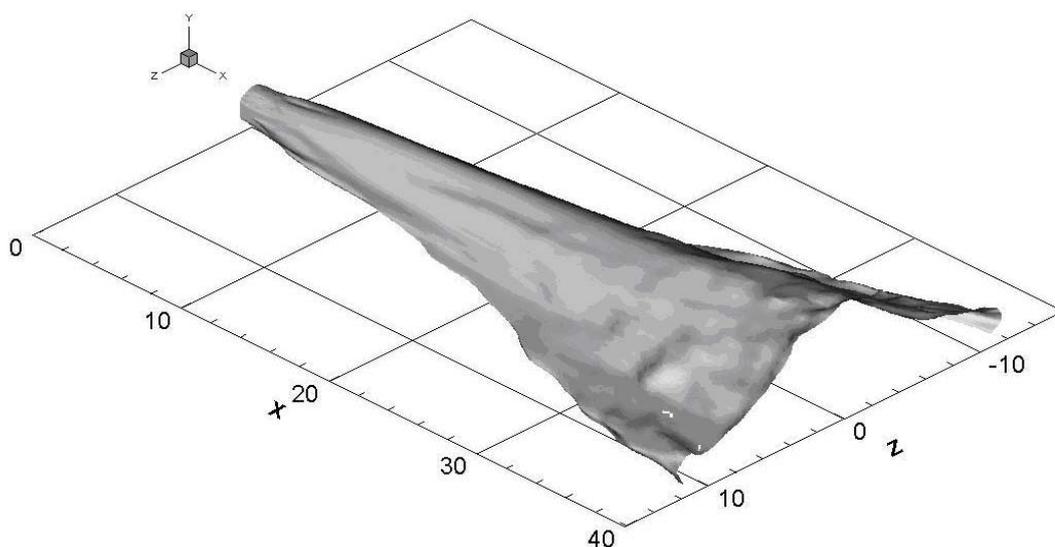


Рис. 2.9. Изоповерхность $C=0.05$ осредненной концентрации пассивной примеси в пристеночной струе $Re=10 \times 10^3$.

На рис. 2.10 и 2.11 представлены корреляции $\langle v^2 \rangle$, $\langle w^2 \rangle$ и $\langle vw \rangle$ в выходном сечении расчетной области. Обращает на себя внимание различие в поведении $\langle v^2 \rangle$ и $\langle w^2 \rangle$ вблизи стенки, так, если $\langle v^2 \rangle$ монотонно убывает к стенке, то $\langle w^2 \rangle$ имеет небольшой локальный максимум непосредственно у стенки. Эти расчетные результаты подтверждаются известными экспериментальными данными [113]. Наиболее интересна корреляция $\langle vw \rangle$, которую трудно измерить экспериментально и которая определяет анизотропию расширения струи в поперечном направлении [112,113]. Распределение $\langle vw \rangle$ на рис. 2.11 очень неоднородное, а знак указанной корреляции переменный по сечению. Это означает, что время интегрирования,

для которого приведены данные результаты, недостаточно для получения этой корреляции с приемлемой точностью. Тем не менее, удастся определить порядок величины корреляционного коэффициента $\langle vw \rangle / (\langle v^2 \rangle \langle w^2 \rangle)^{0.5} \approx 0,1-0,2$. Эти данные были использованы для корректировки анизотропной модели турбулентности, описанной в работах [112,113].

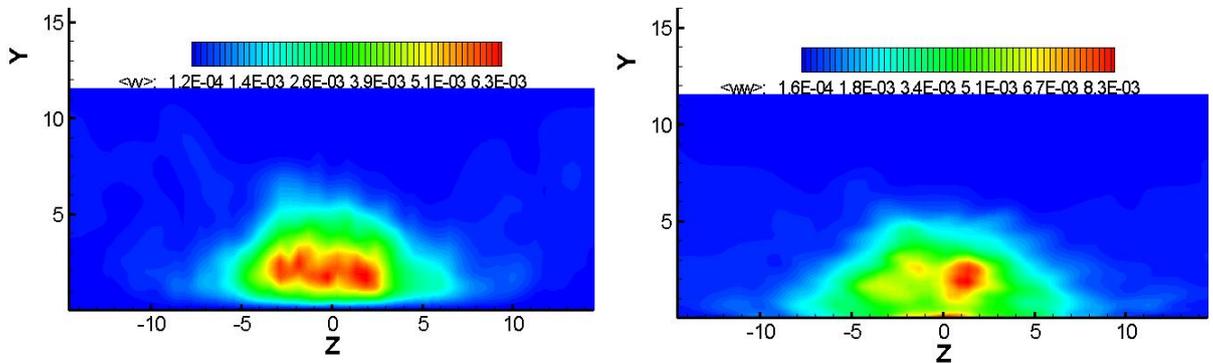


Рис. 2.10. Распределение корреляций поперечных компонент скорости в сечении $X=38$ пристеночной струи при $Re=10 \times 10^3$: слева – $\langle v^2 \rangle$, справа – $\langle w^2 \rangle$.

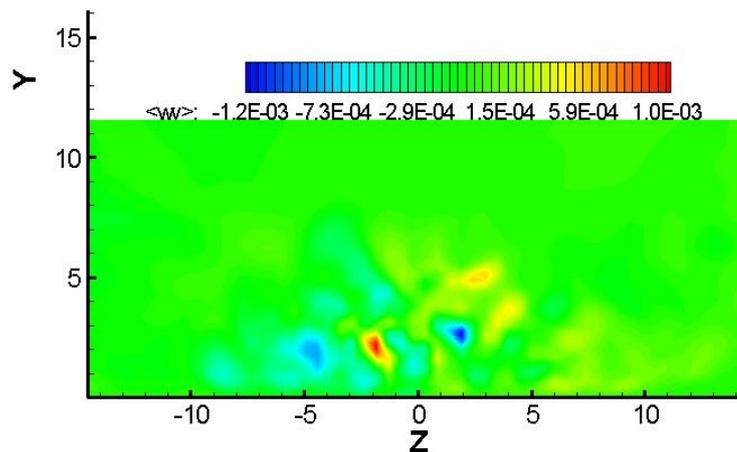


Рис. 2.11. Распределение корреляции $\langle vw \rangle$ в сечении $X=38$ пристеночной струи при $Re=10 \times 10^3$.

Расчет с помощью LES и комбинированных RANS/LES-методов пристеночных течений с реальными числами $Re \sim 10^6-10^7$ приведет к очень большому увеличению числа ячеек в направлении перпендикулярном стенке, если полностью разрешать пограничный слой. Можно применять более грубые сетки, если воспользоваться «законом стенки». Однако заранее неизвестно, справедлив ли «стационарный закон стенки» в случае использования указанных методов. Известный логарифмический закон при $y^+ > 10-20$ соответствует следующему соотношению: $v_t = \kappa y U_t$. Здесь $\kappa \approx 0,41$ – константа Кармана. В

модели SA соотношение $\tilde{\nu} = \kappa y U_\tau$ справедливо вплоть до стенки. Для пристеночной струи было вычислено значение $\kappa = \tilde{\nu} / (y U_\tau)$ в центрах ближайших к стенке ячеек. Полученные результаты представлены на рис. 2.12. Видно, что на большей части поверхности стенки внутри струи $\kappa \approx 0,4$. Только небольшие пятна имеют значения в пределах $\kappa = 0,3-0,6$. Это подтверждает возможность использования обычного «закона стенки» в методах ПЧМ, по крайней мере, для приближенных расчетов. Полученный вывод позволил использовать «закон стенки» в расчетах, которые описаны в диссертации.

На рис. 2.13 показан спектр пульсаций давления для того же течения. Любопытно, что полученные данные близки к известному закону Колмогорова «-5/3» для пульсаций скорости.

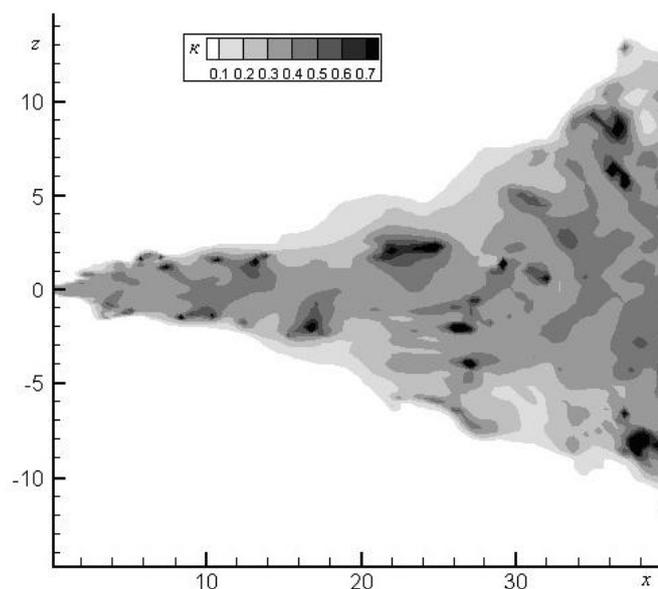


Рис. 2.12. Распределение константы Кармана на стенке для пристеночной струи, истекающей из круглого сопла при $Re=10 \times 10^3$.

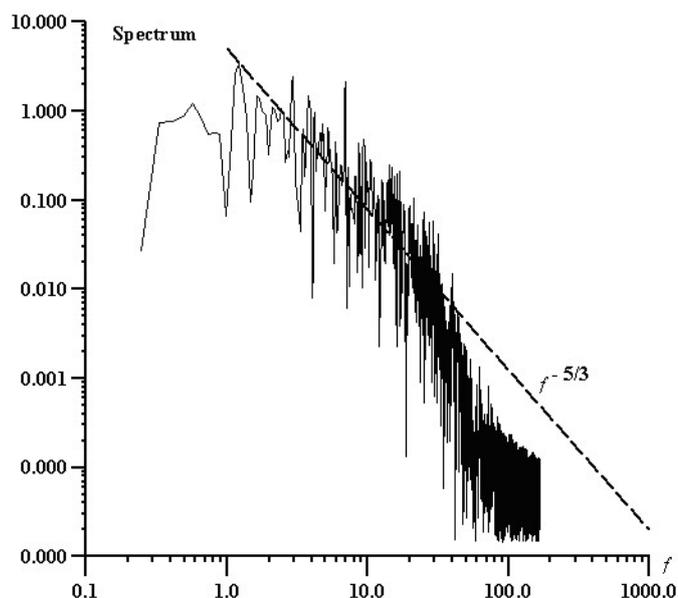


Рис. 2.13. Спектр пульсаций давления в круглой пристеночной струе при $Re=10 \times 10^3$.

В ходе описанных выше расчетов установлено, что течение становится турбулентным, если максимальная величина подсеточной вязкости хотя бы в 10 раз меньше, чем вихревая вязкость, полученная при расчете того же течения с помощью RANS и модели турбулентности. В противном случае течение остается ламинарным и почти стационарным.

2.2 Исследование влияния режима истечения из сопла на течение и характеристики турбулентности в до- и сверхзвуковых струях с помощью RANS/ILES-метода

2.2.1 Постановка задачи

Описанный в главе 1 комбинированный RANS/ILES-метод для расчета сжимаемых течений был реализован в виде компьютерного кода на языке FORTRAN, с помощью которого были исследованы течения в соплах различных типов и их струях. Расчеты проводились с использованием схем 5-го порядка MP5 и 9-го порядка MP9. Безразмерный шаг по времени для разных расчетов и менялся в диапазоне от 2.0×10^{-2} до 6.0×10^{-2} . Осреднение начиналось

после достижения статистически независимого распределения параметров течения. Сбор статистики продолжался до тех пор, пока весовой коэффициент параметров с текущего слоя в осреднении становился $1.0 \times 10^{-4} - 1.0 \times 10^{-5}$. Это соответствовало хорошему осреднению параметров течения, но не всегда было достаточно для получения удовлетворительно распределения турбулентных пульсаций параметров. Расчеты выполнялись на структурированных многоблочных криволинейных сетках, сеточные линии которых совпадали с поверхностью сопла и границами расчетной области. В продольном направлении строилась сетка типа «Н», в поперечных сечениях, кроме блока около оси струи, была применена сетка типа «О». В этом блоке в поперечных сечениях использовалась сетка типа «Н». Расчетные сетки для сопел различных конфигураций будут показаны в соответствующих разделах этой главы. Во всех случаях проводился совместный расчет течения в сопле и его струе.

На входе в сопло, снаружи сопла на входной и внешней границах расчетной области задавались полные параметры течения, угол наклона вектора скорости и величина турбулентной вязкости. Для затопленных струй на внешних границах расчетной области ставились условия (1.2.31). Около границ расчетной области была использована сетка с крупными ячейками, и течение было близко к стационарному. Это позволило использовать указанные упрощенные граничные условия, которые ранее дали хорошие результаты при расчетах струй с помощью RANS [117,118]. Параметры течения и турбулентности на стенках сопла определялись с использованием «законов стенки» для турбулентного пограничного слоя. На выходе из расчетной области ставились условия для выходной границы течения, описанные в разделе 1.2.12. Основные результаты расчетов были описаны в работах [181,184,190,191,194–198].

2.2.2 Влияние скорости и температуры на срезе сопла на характеристики течения и турбулентности в дозвуковой струе

Для проверки работоспособности и оценки точности RANS/ILES-метода были произведены расчеты истечения круглой струи из конического сопла с углом наклона образующей к оси сопла 5° (сопло SMC000 из работы [199]). Представленные результаты были получены при использовании схемы MP5. Для сопел похожей конфигурации имеются экспериментальные результаты и расчетные данные различных авторов. Фрагменты расчетной сетки представлены на рис. 2.14 и рис. 2.15. Внутри сопла сетка сильно сгущалась к стенкам сопла, также к выходному сечению сопла, которое соответствовало $X/D=0$.

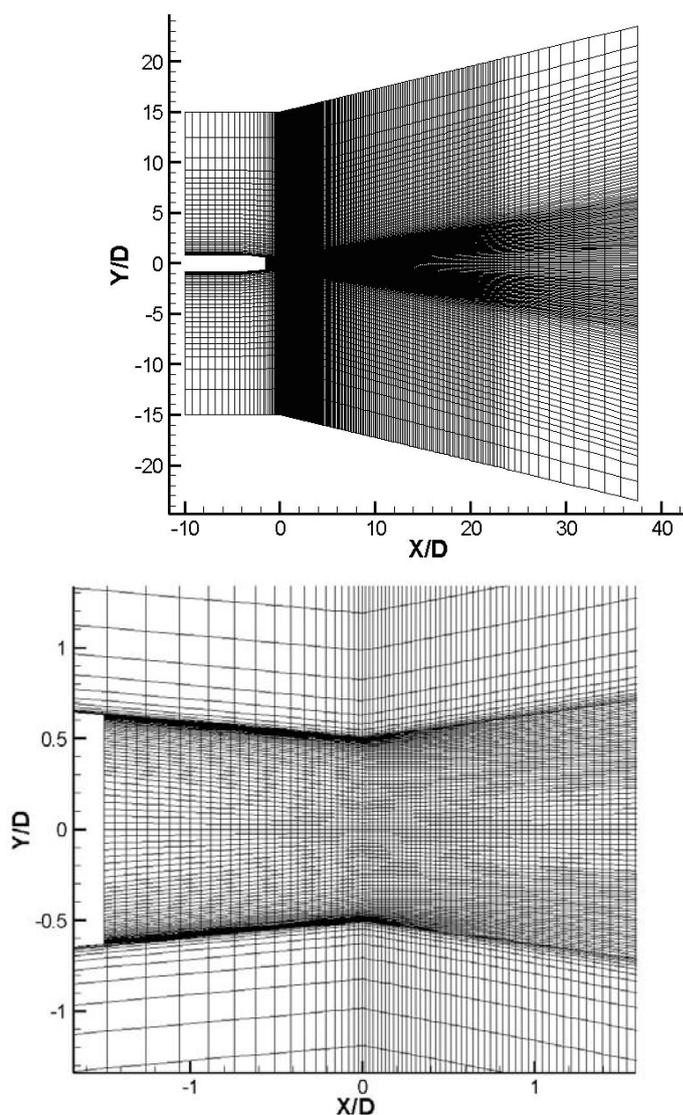


Рис. 2.14. Общий вид расчетной сетки и фрагмент сетки около сопла в продольном сечении, проходящем через ось сопла.

Для исследования влияния температуры и скорости истечения струи из сопла на характеристики турбулентности в ней были проведены расчеты для четырех режимов, у которых различались параметры на срезе сопла: акустическое число Маха ($M_a = U_j/C_\infty$) и температура струи. Режимы течения, общее число ячеек расчетной сетки, число ячеек вниз по потоку от среза сопла и число Рейнольдса для этих расчетов приведены в табл.2.1.

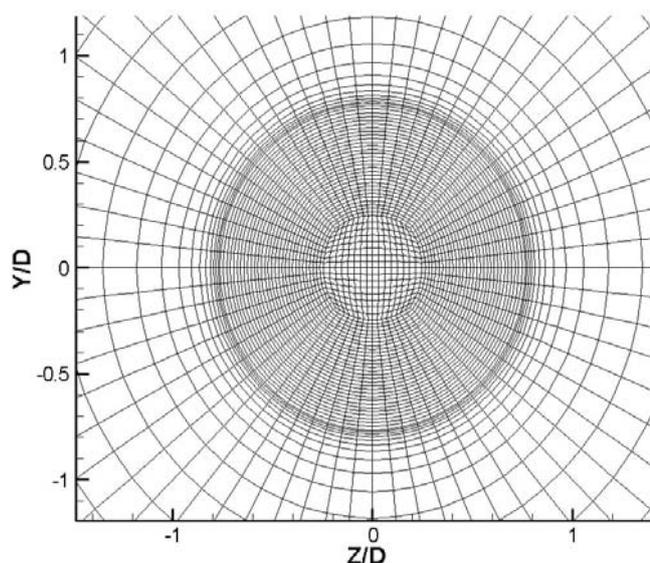


Рис.2.15. Фрагмент расчетной сетки в поперечном сечении $X/D=2.0$.

Таблица 2.1

M_a	T_j/T_a	Общее число ячеек	Число ячеек вниз по потоку от среза сопла	Re
0.9	0.9	1.11×10^6	93%,	2.0×10^6
	2.7	0.98×10^6	87%	1.0×10^6
0.5	1.0	0.75×10^6	88%	1.0×10^6
	2.7	0.79×10^6	88%	2.0×10^6

На рис. 2.16 показана изоповерхность постоянной плотности для режима $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$. Видно, что нестационарный характер течения приобретает уже вблизи среза сопла. Однако около среза сопла вихри имеют структуру близкую к упорядоченной. Затем происходит переход к турбулентному течению в струе. С кромки сопла сходят вихри регулярной структуры, которые

довольно быстро трансформируются в хаотичное турбулентное движение, происходит «численный» переход. Этот переходный процесс порождает крупные вихри большой интенсивности [200], приводящие к заметному утолщению слоев смешения, и они смыкаются раньше, чем в эксперименте. Следствием является более короткий, чем в эксперименте, начальный участок струи.

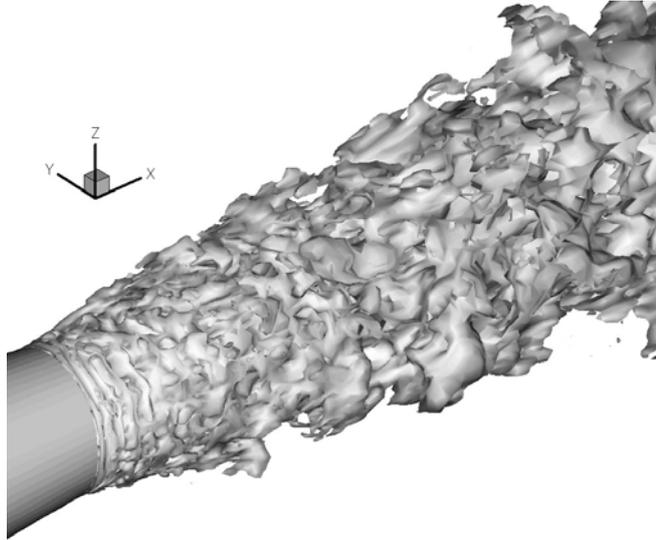


Рис. 2.16. Изоповерхность постоянной плотности для режима $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$.

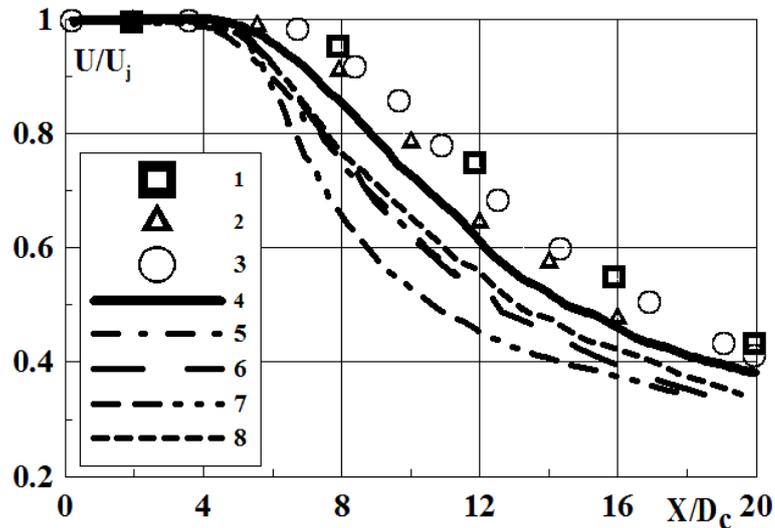


Рис. 2.17. Распределение осредненной продольной скорости вдоль оси струи из конического сопла при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$: эксперимент: 1 – [201], 2 – [202], 3 – [203], расчет: 4 – настоящий RANS/ILES-метод, 5 – [55], 6 – [204], 7 – [44], 8 – [40].

Распределение осредненной осевой скорости для режима течения с $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$ показано на рис. 2.17. Максимум пульсаций продольной скорости на оси струи, который соответствует концу начального участка, также достигается ближе к срезу сопла, чем в эксперименте. Это можно видеть на рис. 2.18. Следует отметить, что все расчеты других авторов, результаты которых приведены на этих рисунках, за исключением [55], были выполнены без расчета течения в сопле.

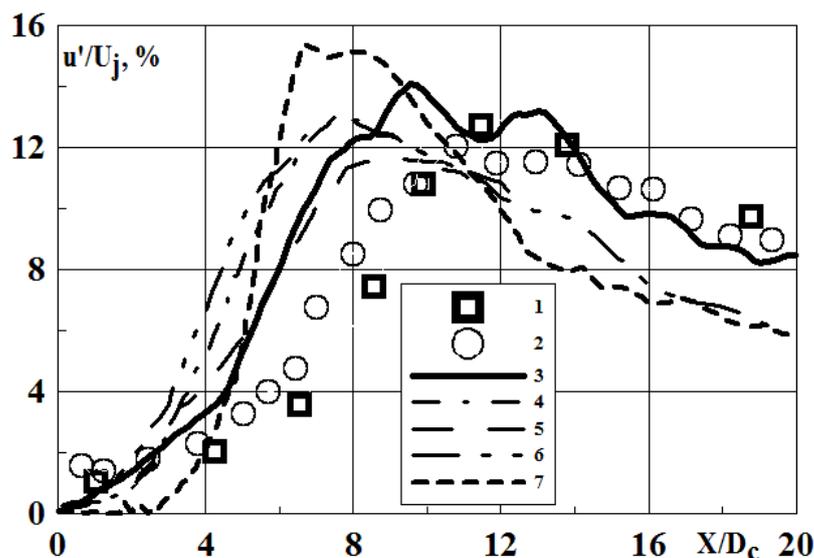


Рис. 2.18. Распределение пульсаций продольной компоненты скорости вдоль оси струи из круглого сопла при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$: эксперимент: 1 – [201], 2 – [203], расчет: 3 – настоящий RANS/ILES-метод, 4 – [55], 5 – [204], 6 – [44], 7 – [40].

На рис. 2.19 для режима истечения струи из сопла с $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=1.0$ приведены распределения максимальных пульсаций компонент скорости в слое смешения. Эти величины более точно характеризуют достоверность описания течения в слое смешения на начальном участке струи, чем распределения осевых параметров. Для оценки точности расчетов параметров турбулентности на этих же рисунках также нанесены известные экспериментальные данные для таких же или близких режимов течения. Во всех случаях при расчетах настоящим RANS/ILES-методом наблюдается приемлемое совпадение с экспериментом, начиная с $X/D_c=1.5-2.0$. На рис. 2.19 показано также распределение пульсаций продольной компоненты скорости из работы [33]. В

этой работе была сделана попытка при расчете методом LES разрешить пограничный слой в сопле, расчетная сетка содержала 50×10^6 ячеек. Однако авторам упомянутой работы не удалось правильно описать уровень турбулентности в слое смешения.

Далее представлены результаты исследования влияния температуры струи на течение и параметры турбулентности в ней. Влияние температуры на течение в струе можно видеть на рис. 2.20, где показаны мгновенные распределения продольной скорости в плоскости, проходящей через ось сопла, для холодной и горячей струй при $M_a=0.9$. На рис. 2.21 приведены поля пульсаций продольной скорости для этих режимов. Видно, что у горячей струи длина начального участка заметно короче, чем у холодной: толщина слоев смешения нарастает быстрее, и они смыкаются раньше.

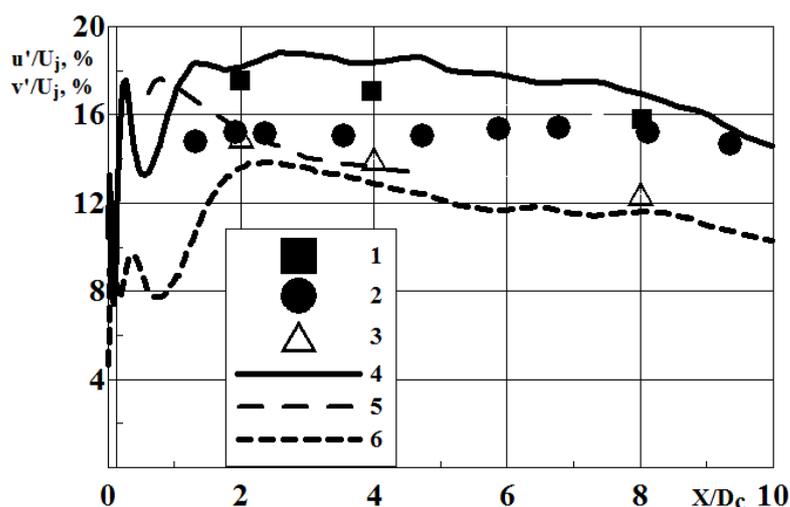


Рис 2.19. Распределение пиковых значений пульсаций компонент скорости в слое смешения по длине струи при $T_j/T_\infty=1.0$. Эксперимент: 1 – u' [205], 2 – u' [206], 3 – v' [202]. Расчет: 4 – u' настоящий RANS/ILES-метод, 5 – u' [33] при $M_j=0.6$, 6 – v' настоящий RANS/ILES-метод.

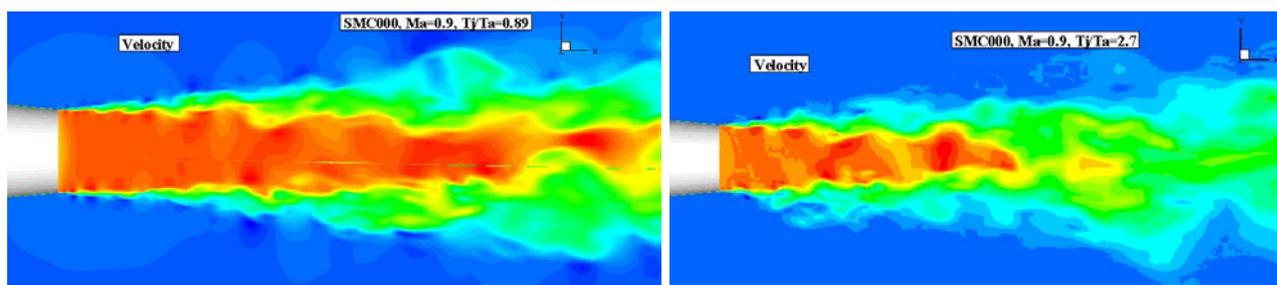


Рис. 2.20. Мгновенное поле продольной скорости в плоскости, проходящей через ось сопла, для режима с $M_a=0.9$: слева – $T_j/T_\infty=0.9$, справа – $T_j/T_\infty=2.7$.

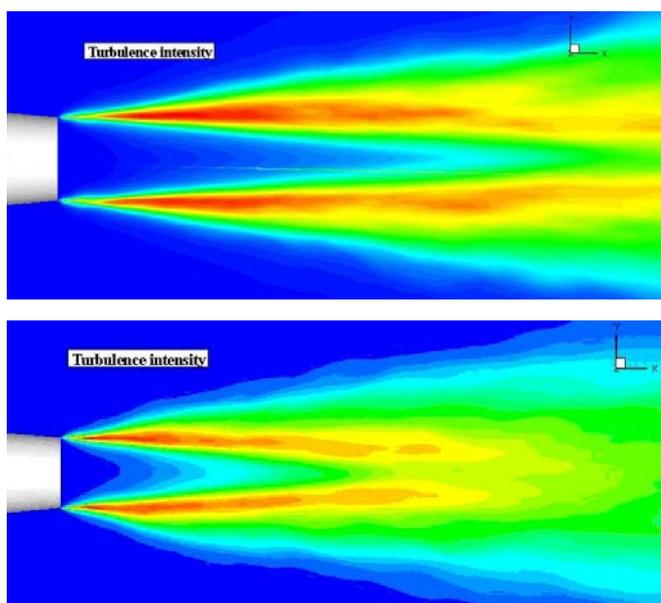


Рис. 2.21. Поле пульсаций продольной скорости в плоскости, проходящей через ось сопла, для режима с $M_a=0.9$: слева – $T_j/T_\infty=0.9$, справа – $T_j/T_\infty=2.7$.

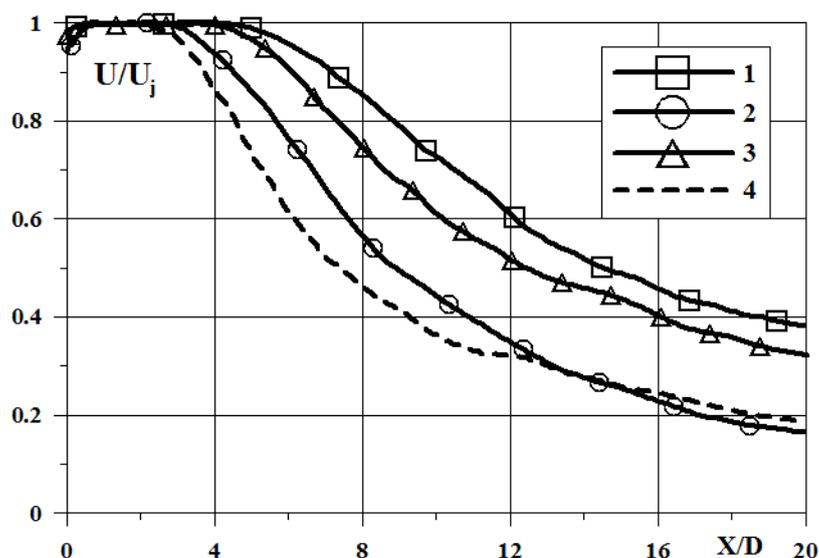


Рис. 2.22. Влияние параметров течения на срезе сопла на распределение осевой скорости в струе: 1 – при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$, 2 – при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=2.7$, 3 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=1.0$, 4 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=2.7$.

На рис. 2.22 приведены распределения осредненной продольной скорости для всех исследованных режимов, полученные в расчетах настоящим RANS/ILES-методом. Видно, что длина начального участка при фиксированной температуре струи увеличивается с ростом числа M_a на срезе сопла. При

постоянном числе M_a на срезе сопла длина начального участка уменьшается с ростом температуры струи. Такая зависимость длины начального участка от параметров потока на срезе сопла соответствует экспериментальным результатам, которые представлены в [205] и недавней работе [206].

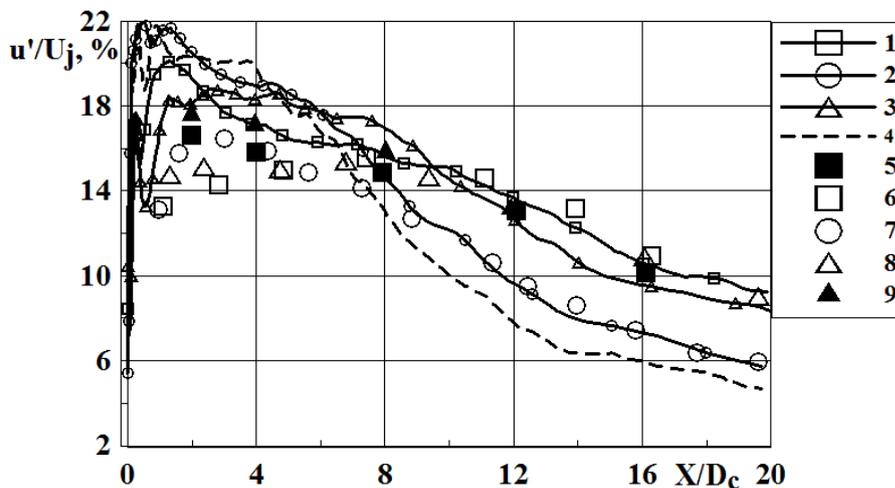


Рис 2.23. Влияние параметров течения на срезе сопла на распределение по длине струи пиковых значений пульсаций продольной компоненты скорости в слое смешения. Расчет настоящим методом: 1 – при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$, 2 – при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=2.7$, 3 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=1.0$, 4 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=2.7$. Эксперимент: 5 – [205] при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$, 6 – [206] при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$, 7 – [206] при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=2.7$, 8 – [206] при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=1.0$, 9 – [205] при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=1.0$.

Полученные в расчетах максимальные значения пульсаций продольной скорости для всех режимов из табл. 2.1 показаны на рис. 2.23. На этом же рисунке приведены и экспериментальные данные из работ [205] и [206]. После «численного» перехода на расстояниях $2 < X/D < 6 \dots 7$ минимальный уровень пульсаций скорости был у струи с $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$, при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=1.0$ уровень пульсаций скорости несколько выше, еще выше при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=2.7$, а самый высокий – для струи с $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=2.7$. Подобная зависимость уровня пульсаций продольной скорости от числа Маха и температуры на срезе сопла наблюдалась и в экспериментах, данные которых также приведены на этом рисунке. Таким образом, несмотря на наличие «численного» перехода, зависимость длины начального участка и уровня

пульсаций скорости в слое смешения от параметров на срезе сопла соответствует экспериментальным данным. Это является свидетельством того, что настоящий метод правильно описывает влияние режимных параметров на срезе сопла на течение и параметры турбулентности в струе даже на сетках, содержащих около 10^6 ячеек.

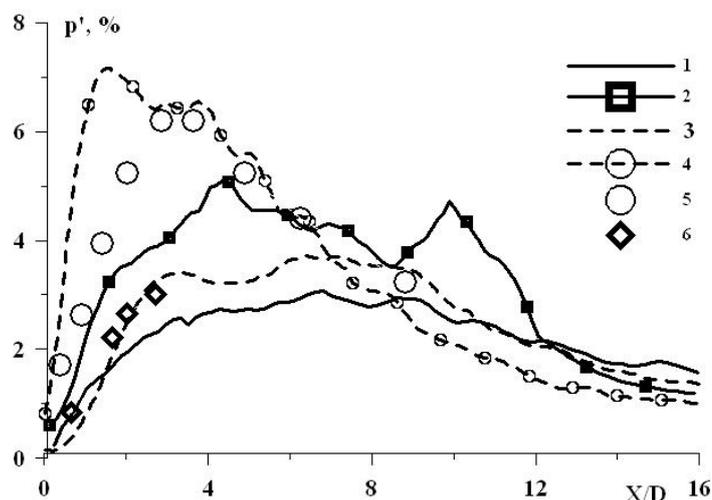


Рис. 2.24. Влияние параметров течения на срезе сопла на распределение пульсаций статического давления на оси круглой струи: расчет настоящим RANS/ILES-методом: 1 – при $M=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$, 2 – при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=2.7$, 3 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=1.0$, 4 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=2.7$; эксперимент: 5 – [207] при $M_a=0.15$ и $T_j/T_\infty=1.0$, 6 – [207] при $M_a=0.3$ и $T_j/T_\infty=1.0$.

В описываемых расчетах были получены распределения по длине струи пульсаций статического давления p' на оси струи и в слое смешения. Экспериментально эту величину замерить сложно, и в литературе имеется очень мало данных. На рис. 2.24 показано распределение пульсаций давления на оси струи для всех четырех режимов течения из табл.2.1. При представлении результатов пульсации давления были отнесены к скоростному напору на срезе сопла. Дополнительно на этом рисунке нанесены доступные экспериментальные результаты из монографии [207]. Наблюдается приемлемое совпадение расчетных данных с экспериментом. Распределение по длине струи максимальных значений p' в слое смешения для указанных режимов расчета представлено на рис. 2.25. Высокий уровень пульсаций около среза сопла является следствием «численного» перехода. После того, как течение

становится турбулентным ($X/D > 2.0$), уровень пульсаций попадает в разброс известных экспериментальных данных [208,209], которые также приведены на этом рисунке. Зависимость уровня пульсаций статического давления на оси и в слое смешения от параметров течения на срезе сопла аналогична той, что наблюдалась для пульсаций скорости.

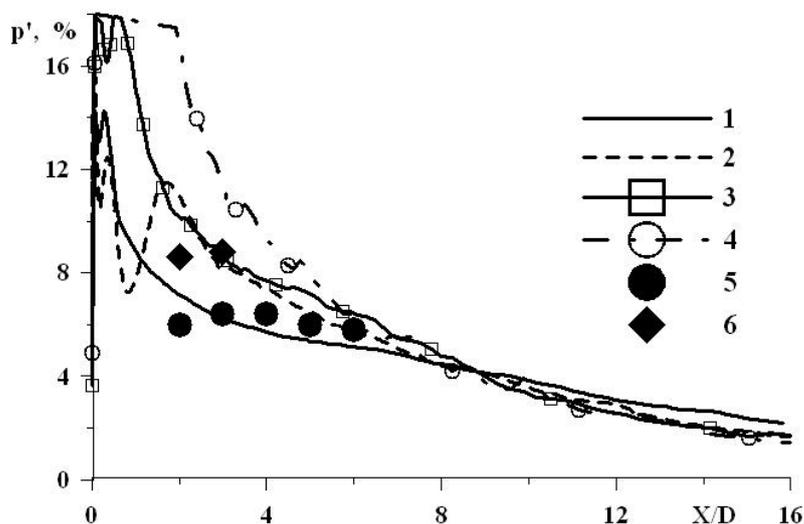


Рис. 2.25. Влияние параметров течения на срезе сопла на распределение по длине струи пиковых значений пульсаций статического давления в слое смешения струи: расчет настоящим RANS/ILES-методом: 1 – при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=0.9$, 2 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=0.9$, 3 – при $M_a=0.9$ и $T_j/T_\infty=2.7$, 4 – при $M_a=0.5$ и $T_j/T_\infty=2.7$; эксперимент: 5 – [208] при $M_a=0.3$ и $T_j/T_\infty=1.0$, 6 – [209] при $M_a=0.3$ и $T_j/T_\infty=1.0$.

2.2.3 Влияние порядка разностной аппроксимации и числа ячеек сетки на точность расчета струи из конического сопла на различных режимах

Для оценки влияния порядка аппроксимации разностной схемы на точность расчетов RANS/ILES-методом со схемами MP5 и MP9 до- и сверхзвуковых течений с разрывами были проведены расчеты дозвуковой и недорасширенной сверхзвуковой струй из сопла SMC000. Число ячеек расчетной сетки равнялось 1.1×10^6 . Сетка была сгущена к срезу сопла для улучшения разрешения скачков уплотнения. Шаг сетки в продольном направлении у среза сопла был $0.042D$. Он линейно увеличивался до $0.29D$ при

$X_F=25D$. Коэффициент увеличения шага был 1.01. Безразмерный шаг по времени в этих расчетах был 2×10^{-2} .

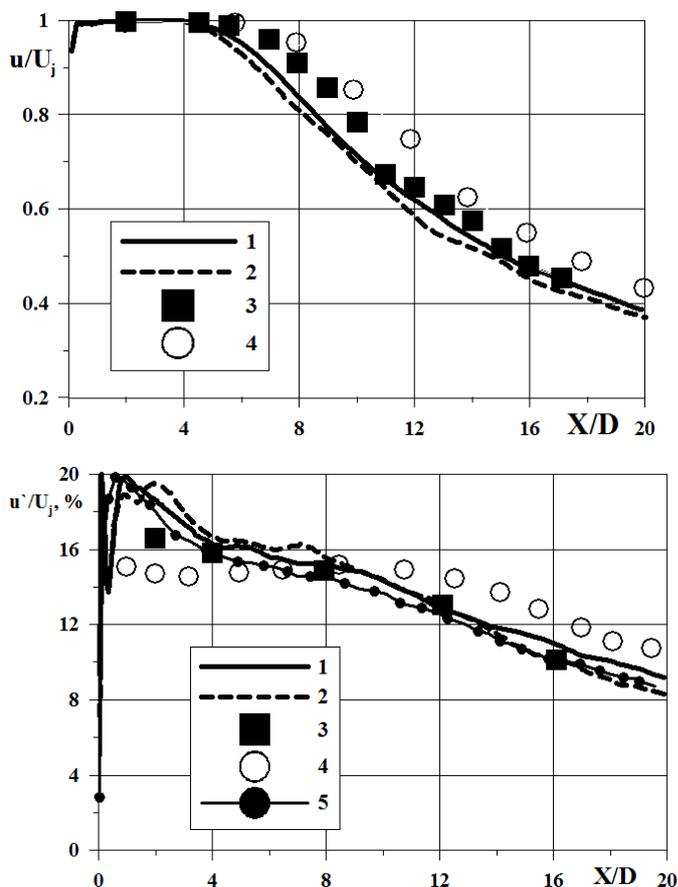


Рис. 2.26. Распределение по длине струи параметров течения в дозвуковой струе из сопла SMC000. Слева: осредненная скорость на оси струи, справа: максимальные пульсации продольной скорости в слое смешения. 1 – RANS/ILES-метод, схема MP9; 2 – RANS/ILES-метод, схема MP5; 3 – эксп. [202,205], 4 – эксп. [206], 5 – LES [210].

Режим истечения дозвуковой струи соответствовал первому режиму из табл. 2.1. На рис. 2.26 показаны распределения по длине струи осредненной скорости на си струи и максимальных пульсаций продольной скорости в слое смешения. Видно, что при использовании схемы MP9 улучшается совпадение с экспериментом по длине начального участка. Увеличение его длины связано с уменьшением длины области «численного» перехода в слое смешения струи. Это также видно на этом рисунке. При использовании схемы MP9 улучшается совпадение и по уровню пульсаций продольной скорости в слое смешения. Однако это улучшение совпадения с экспериментом невелико, что делает

возможным использование схемы MP5 при расчетах дозвуковых течений без большой потери точности по сравнению со схемой MP9. Для оценки точности расчетов RANS/ILES-методом на рисунке также представлены результаты из работы [210], где расчеты проводились на сетке с 4.2×10^6 ячеек с помощью метода LES.

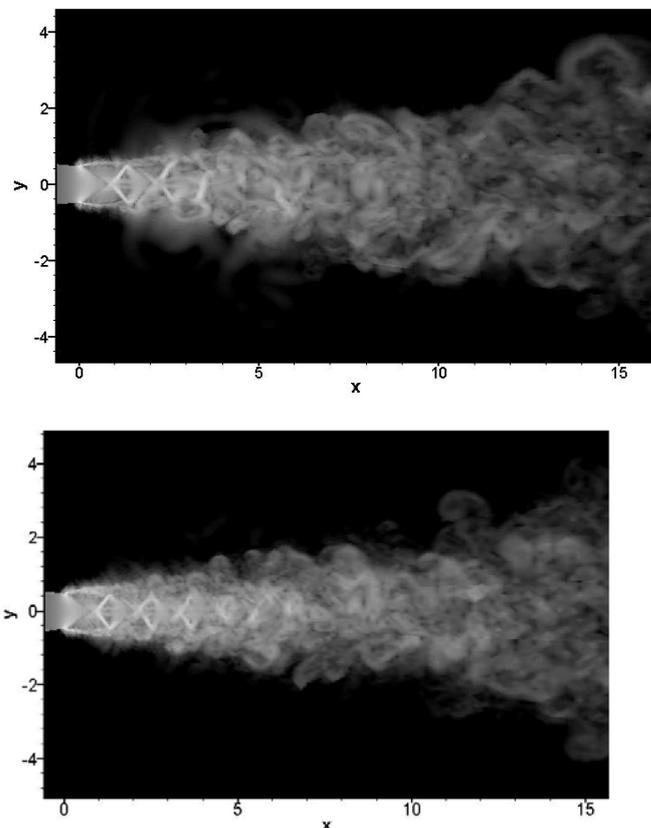


Рис. 2.27. Поле $|\text{grad}(\rho)|$ в продольной плоскости для сверхзвуковой струи при нерасчетном истечении при использовании схемы MP5 (слева) и MP9 (справа).

Значительно сильнее влияние порядка аппроксимации разностной схемы сказывается при расчетах сверхзвуковых течений со скачками уплотнения. Это наглядно проявилось при исследовании недорасширенной сверхзвуковой струи из сопла SMC000. Отношение полного давления на входе в сопло к давлению окружающего воздуха (NPR) было 3.18. На рис.2.27 показаны поля модуля градиента плотности в продольном сечении струи, полученные при расчетах RANS/ILES-методом со схемами MP5 и MP9 для вычисления предраспадных параметров в методе Роу (1.2.22). При использовании схемы MP9 структура скачков прослеживается до расстояния в 2 раза большем, чем при использовании схемы MP5. Струя меньше «размывается» в радиальном

направлении, несмотря на использование большого шага сетки на периферии струи. Толщина слоя смешения становится несколько меньше за счет лучшего разрешения турбулентных вихрей. Это приводит к увеличению длины начального участка. На рис. 2.28 представлено распределение по длине струи осредненной продольной компоненты скорости, отнесенной к скорости на срезе сопла U_J , на оси струи и в слое смешения, полученное при расчетах с помощью схем MP5 и MP9, а также экспериментальное распределение продольной скорости из работ [202,211]. В статье [202] данные приведены для случая расчетного истечения при $M=1.37$. Видно, что при использовании схемы MP9 расчет дает хорошее совпадение с экспериментальными данными, в случае схемы MP5 начальный участок значительно короче.

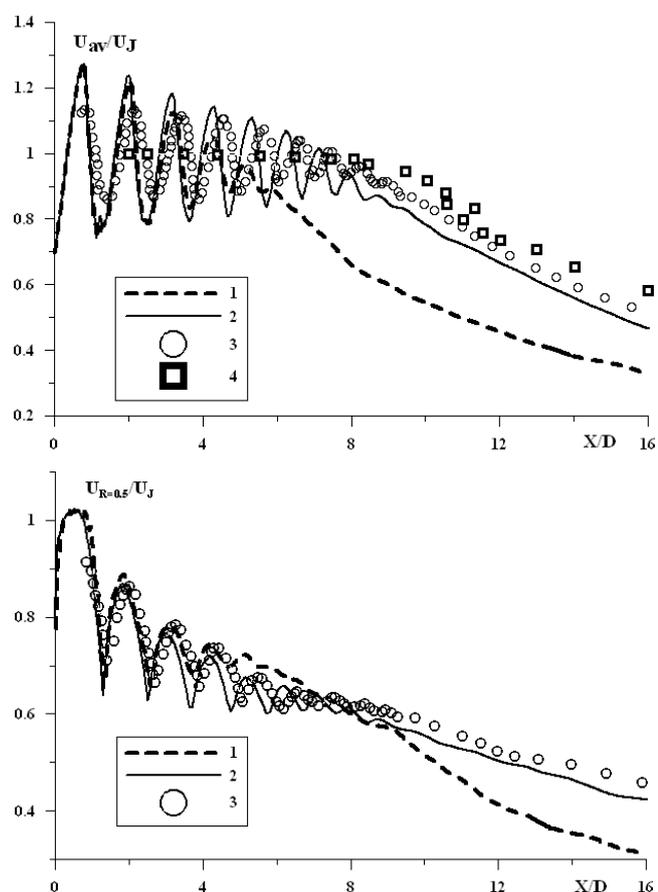


Рис. 2.28. Распределение по длине струи осредненной продольной скорости сверхзвуковой струи при нерасчетном истечении. Слева на оси струи, справа при $R=0.5$. 1 – RANS/ILES-метод, схема MP5; 2 – RANS/ILES-метод, схема MP9; 3 – эксп. [211], 4 – эксп. [202].

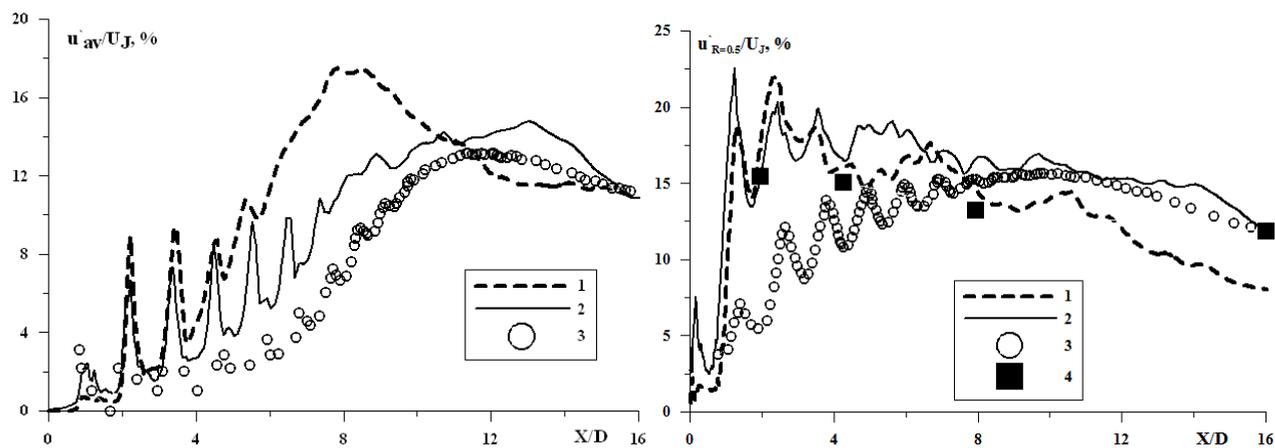


Рис. 2.29. Распределение пульсаций продольной скорости сверхзвуковой струи при нерасчетном истечении. Слева – на оси струи, справа – при $R=0.5$. 1 – RANS/ILES-метод, схема MP5; 2 – RANS/ILES-метод, схема MP9; 3 – эксп. [211], 4 – эксп. [205].

Значительное улучшение совпадения расчета с экспериментом для распределения по длине струи пульсаций продольной скорости на оси и в слое смешения струи при применении схемы MP9 можно видеть на рис. 2.29. Здесь же приведены и данные экспериментов. Однако, вследствие «численного» перехода на малых расстояниях от среза сопла наблюдается завышенный уровень турбулентных пульсаций параметров течения.

Для дозвуковой холодной струи из сопла SMC000 (режим 1 из табл. 2.1) было проведено исследование влияния числа узлов расчетной сетки на точность расчетов параметров течения в струе. Расчеты выполнялись RANS/ILES-методом со схемой MP9 на трех сетках, содержащих 1.1×10^6 , 2.2×10^6 и 4.3×10^6 ячеек. Эти сетки далее будут именоваться сетка 1, сетка 2 и сетка 3 соответственно.

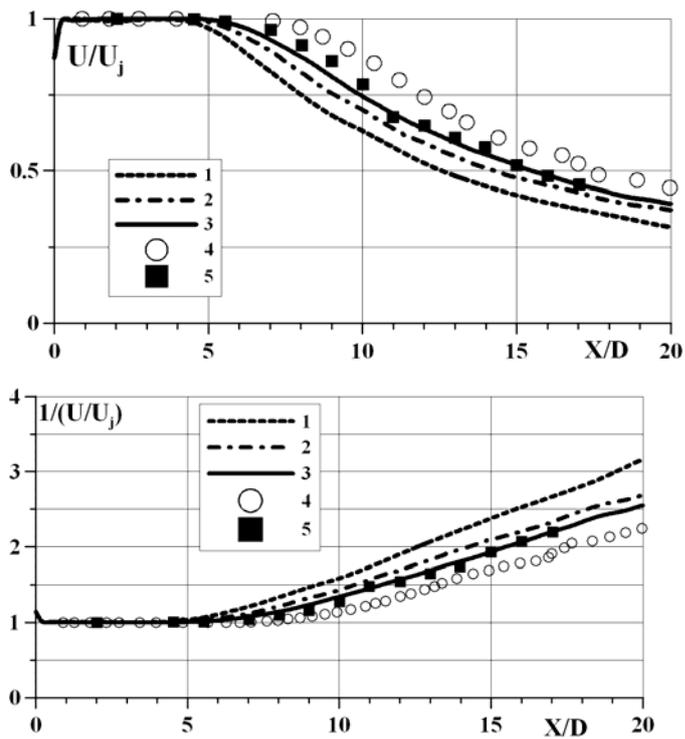


Рис. 2.30. Влияние числа ячеек расчетной сетки на распределение осевой скорости (слева) и величины обратной осевой скорости (справа) в струе из сопла SMC000: 1 – сетка 1, 2 – сетка 2, 3 – сетка 3, 4 – эксп. [206], 5 – эксп. [202].

На рис. 2.30 показано распределение осредненной скорости на оси струи, полученное при расчетах на этой серии сеток. На рисунке также показана величина, обратная осевой скорости. Известно, что на основном участке струи скорость убывает обратно пропорционально расстоянию от среза сопла. Линейный характер изменения величины обратной осевой скорости хорошо виден на рис. 2.30. При этом на обоих рисунках видно, что по мере измельчения расчетной сетки в постоянное число раз зависимость распределения осевой скорости от числа ее узлов значительно снижается. На рисунке также приведены экспериментальные данные из работ [202,206] для этой струи. Видно, что распределение осевой скорости на сетке 3 хорошо совпадает с экспериментальными данными из работы [202]. Распределение пульсаций продольной скорости в слое смешения, полученное при расчетах на сетке 3 также хорошо совпадает с экспериментальными данными из этой работы (рис. 2.31). Следует отметить, что при увеличении числа ячеек расчетной сетки

уменьшается интенсивность «численного» перехода, а также пиковое значение пульсаций скорости в слое смешения. На рисунке также приведены данные из работы [210], где расчеты струи проводились на сетке с 4.2×10^6 ячеек с помощью метода LES.

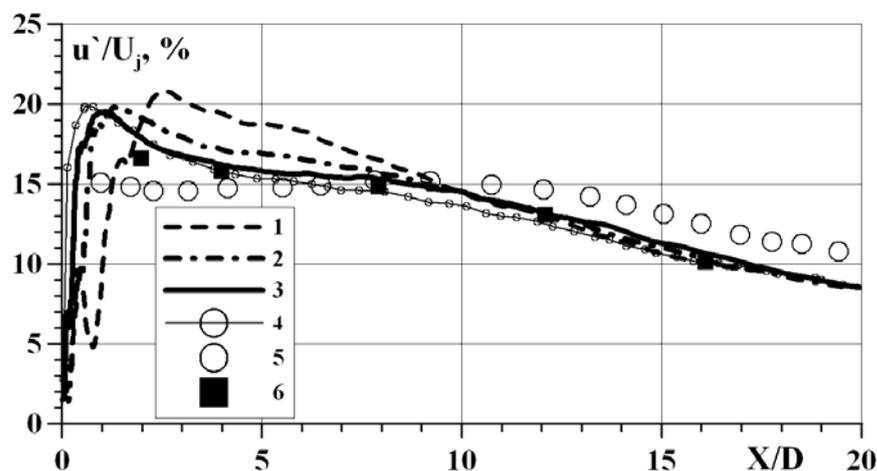


Рис. 2.31. Влияние числа ячеек расчетной сетки на распределение пульсаций продольной скорости в слое смешения струи из сопла SMC000: 1 – сетка 1, 2 – сетка 2, 3 – сетка 3, 4 – расчет методом LES [210], 5 – эксп. [206], 6 – эксп. [205].

2.2.4 Влияние параметров на входе в сопло на истечение сверхзвуковой нерасчетной струи из биконического сопла

Далее были выполнены расчеты сверхзвуковой недорасширенной струи из биконического сопла [7], показанного на рис. 2.32. Угол наклона дозвуковой части сопла равнялся 57.8° , сверхзвуковой 2.3° . Расчетное число Маха сопла равнялось 1.5. Это соответствует перепаду давления в сопле $NPR=3.67$. Число ячеек расчетной сетки составляло 1.4×10^6 . Шаг сетки в продольном направлении у среза сопла равнялся $0.017D$. Он линейно увеличивался по длине струи до $0.16D$ при $X/D=10$. Топология сетки была такой же, как и у дозвуковой струи. Расчеты выполнялись для недорасширенной струи с $NPR=4.0$ при двух значениях полной температуры на входе в сопло 300К и 600К. Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам потока на срезе сопла,

равнялось 2.5×10^6 для холодной струи и 1.55×10^6 горячей струи. Безразмерный шаг по времени был 1.4×10^{-2} . Основные результаты этих расчетов приведены в [198].

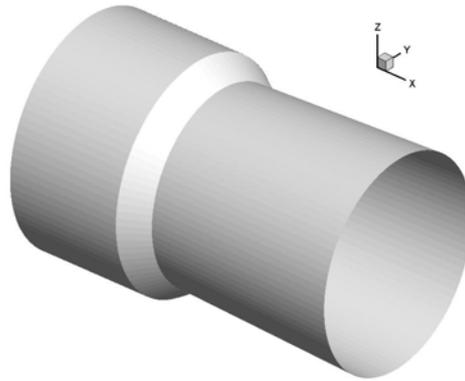


Рис. 2.32. Геометрия биконического сопла

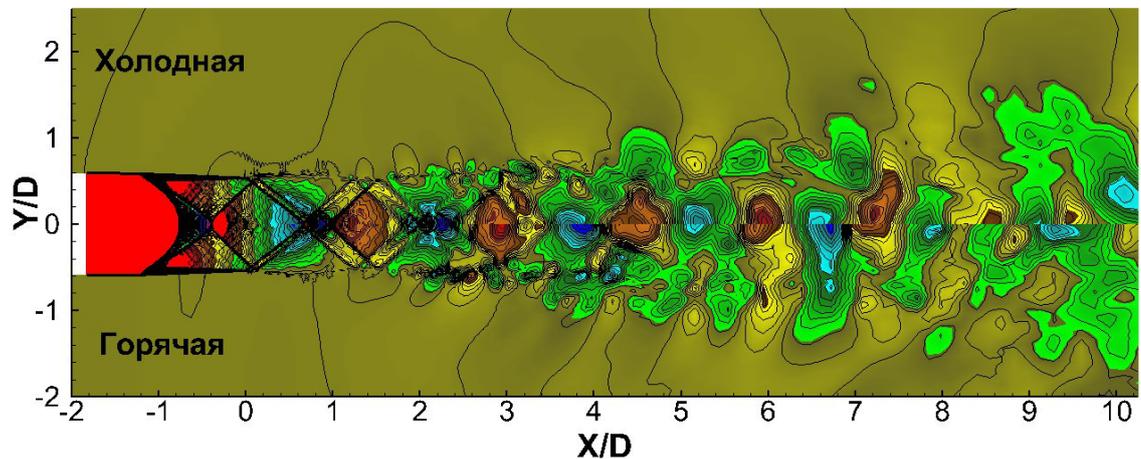


Рис. 2.33. Мгновенное поле статического давления для холодной ($T_0=300\text{K}$) и горячей ($T_0=600\text{K}$) струй из биконического сопла с $\text{NPR}=4.0$

Для расчетов был использован RANS/ILES-метод со схемой MP9. В предыдущем разделе этой главы было продемонстрировано, что схема MP9 обеспечивает хорошее разрешение скачков уплотнения. На рис. 2.33 показано мгновенное распределение статического давления в продольном сечении струй при $T_0=300\text{K}$ и $T_0=600\text{K}$. Несмотря на то, что была использована расчетная сетка с относительно небольшим числом ячеек в радиальном направлении, удалось разрешить диск Маха на оси струи.

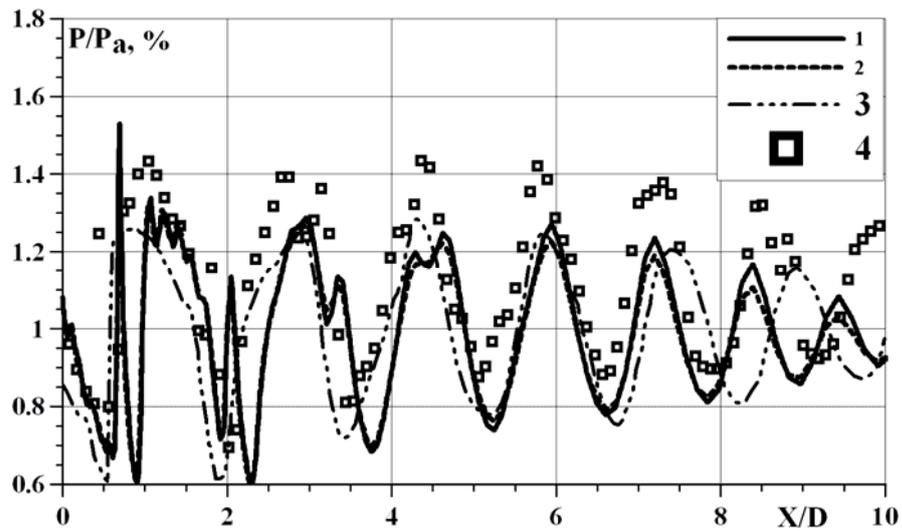


Рис. 2.34. Влияние полной температуры на входе в сопло на распределение осредненного статического давления на оси струи из биконического сопла: 1 – RANS/ILES $T_0=300\text{K}$, 2 – RANS/ILES $T_0=600\text{K}$, 3 – ILES [6] $T_0=300\text{K}$, 4 – эксп. [6] $T_0=300\text{K}$.

Влияние температуры струи на распределение осредненного статического давления на оси струи вдоль струи можно видеть на рис. 2.34. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные из работы [6]. До расстояния $X/D=7-8$ наблюдается удовлетворительное сравнение с экспериментальными данными. На больших расстояниях от среза сопла расчетная сетка становится слишком грубой, и скачки уплотнения начинают сильно «размазываться». На рисунке также показаны результаты расчетов из [6], где расчеты проводились на неструктурированной сетке, содержащей 66×10^6 тетраэдров, с помощью разностной схемы второго порядка точности. В работе [6] был использован метод ILES, основанный на решении уравнений Эйлера. Следует отметить, что в [6] шаг сетки в продольном направлении был в 4-5 раз меньше, чем при расчетах настоящим RANS/ILES-методом. Однако до $X/D \approx 6-7$ результаты расчетов настоящим RANS/ILES-методом и методом из [6] весьма близки. Указанное обстоятельство является дополнительным подтверждением преимуществ методов высокого разрешения для расчетов течений со скачками уплотнения.

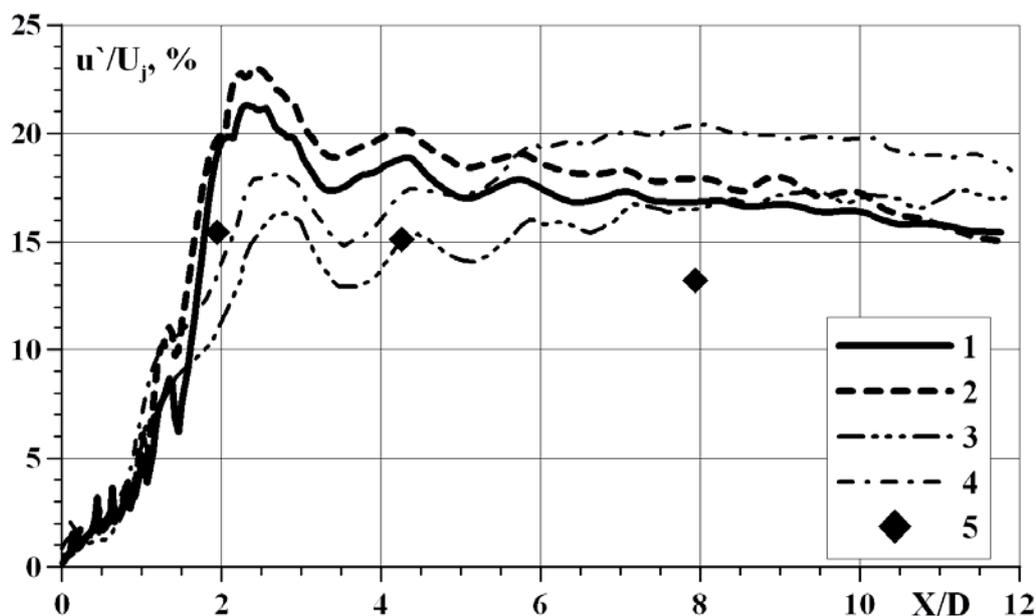


Рис. 2.35. Влияние полной температуры на входе в сопло на распределение максимальных значений пульсаций продольной скорости в слое смешения для струи из биконического сопла: 1 – RANS/ILES $T_0=300\text{K}$, 2 – RANS/ILES $T_0=600\text{K}$, 3 – ILES [7] $T_0=300\text{K}$, 4 – ILES [7] $T_0=600\text{K}$, 5 – эксп. [205].

На рис. 2.35 показано распределение максимальных значений пульсаций продольной скорости в слое смешения для струи из биконического сопла при различных значениях полной температуры на входе в сопло. Немонотонное распределение пульсаций скорости около среза сопла связано с недостаточным сеточным разрешением в этой части расчетной области. Видно, что при $3 \leq X/D \leq 5$ уровень пульсаций скорости несколько выше, чем экспериментальные данные из работы [205], где была исследована струя из сопла Лавалья при $\text{NPR}=3.05$, соответствующего $M=1.37$. Как и в случае дозвуковой струи, рост температуры струи приводит увеличению уровня пульсаций скорости в слое смешения, увеличивается угол расширения слоя смешения за счет большей интенсивности смешения. Это, в свою очередь, вызывает сокращение длины начального участка. На рис. 2.35 также приведены результаты расчетов [7], где, как и в работе [6], расчеты выполнялись сетке размерами ячеек 4-5 раз меньшими, чем в расчетах настоящим RANS/ILES-методом. В работе [7] использовался метод ILES, основанный на решении уравнений Эйлера. Это привело к тому, что в сопле течение не было турбулентным: уровень пульсаций

скорости на срезе сопла близок к нулю. Пограничного слоя в сопле также не было, поскольку решались уравнения Эйлера. В результате слой смешения развивался совершенно иначе, чем при расчете настоящим RANS/ILES-методом. Это проявилось в уровне турбулентных пульсаций скорости, представленных на рис. 2.35.

2.3 Повышение точности расчета течения в струе около среза сопла с помощью создания нестационарного пограничного слоя на срезе сопла

2.3.1 Постановка задачи

Как отмечалось выше, использование RANS/LES-методов для совместного расчета течения в соплах и в их струях приводит к тому, что в слое смешения около среза сопла происходит «численный» переход, сопровождающимся повышенным уровнем пульсаций параметров течения, которого нет в действительности, если пограничный слой в сопле турбулентный. Улучшить точность описания течения в струе на малых расстояниях от сопла можно, если на срезе сопла будет реалистическое нестационарное распределение параметров в пограничном слое. Это потребует расчета пограничного слоя в сопле с помощью LES, чтобы явным образом разрешить турбулентные вихри в пограничном слое. Для разрешения вихрей во внутренней части пограничного слоя с помощью LES с ростом Re потребные расчетные сетки будут расти как $Re^{2.4}$ [187]. В то время как во внешней части пограничного слоя эта зависимость значительно слабее: $Re^{0.6}$. По этой причине при больших Re для расчета пограничного слоя с помощью LES применяются различные упрощенные модели для описания течения в пристеночной части пограничного слоя: используются WMLES-методы. Критический обзор некоторых из них приведен в [187].

Целью расчетов, результаты которых приведены в этом разделе, было исследование возможности получения нестационарного пограничного слоя на

срезе сопла на относительно грубых сетках и исследование влияния распределения параметров пограничного слоя на срезе сопла на точность расчета характеристик слоя смешения струи на малых расстояниях от среза сопла. Был использован способ, заимствованный из эксперимента. При исследовании малоразмерных сопел внутри сопла часто устанавливается кольцо, выступающее над стенкой на высоту порядка толщины пограничного слоя [120]. Кольцо обтекается с отрывом, и это приводит к турбулизации пограничного слоя вниз по потоку. Подобное решение было применено и при расчетах, описанных далее. На входе в сопло задавался обратный уступ, который обтекался с отрывом. При некотором сочетании параметров пограничного слоя на входе в сопло и высоты уступа слой смешения между пограничным слоем над уступом и отрывной зоной получался нестационарным. Он и турбулизировал пограничный слой вниз по потоку от точки присоединения в конце отрывной зоны. Для уменьшения числа ячеек, необходимых для описания течения в пограничном слое, параметры в центрах ячеек, соседних со стенкой, находились помощью «закона стенки» для турбулентного пограничного слоя. Расчет течения в сопле производился с помощью WMILES-метода, описанного в разделе 1.2.9.

Для проверки эффективности предложенного выше способа турбулизации пограничного слоя в пограничном слое был выполнен совместный расчет течения в сопле SMC000 [199] и его струе. Полное давление на входе в сопло составляло 186100Па, полная температура 300К, вне сопла давление равнялось 100000Па, а температура 300К. Число Re, определенное по диаметру сопла ($D=5.5 \times 10^{-3}$ м) и скорости U_j на срезе сопла, было 2.0×10^5 .

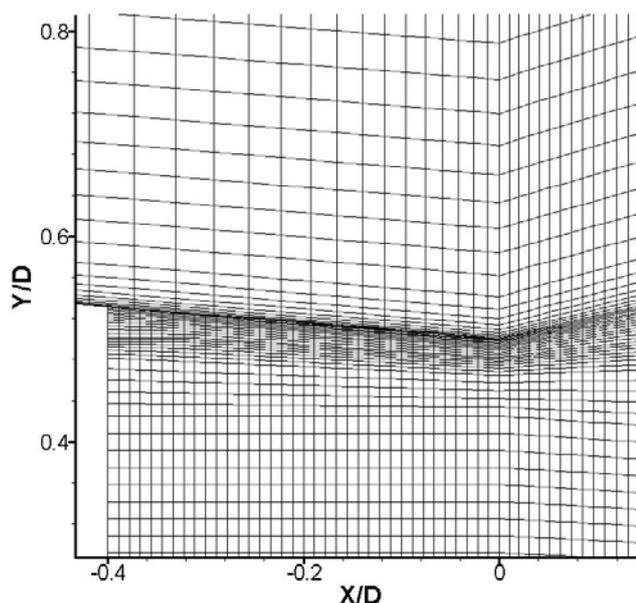


Рис. 2.36. Расчетная сетка в продольной плоскости около стенки сопла SMC000 и в начале слоя смешения при расчетах WMILES-методом.

Безразмерный шаг по времени в этих расчетах был 3×10^{-2} . Расчеты выполнялись на сетке, содержащей 2.32×10^6 ячеек. В азимутальном направлении было $NA=204$ ячейки. В продольном направлении – $NX=150$ ячеек, на струю приходилось $NJ=105$ ячеек. Шаг сетки в продольном направлении менялся кусочно-линейно. От среза сопла до $X=XF$ был участок мелкой сетки, где ее шаг в продольном направлении нарастал медленно. При $X > XF$ шаг сетки быстро нарастал по длине, на этом участке сетки все колебания течения затухали, что позволило избежать отражения от выходной границы. В настоящих расчетах от среза сопла до $XF=6D$ было $NF=100$ ячеек. В разных расчетах шаг сетки в продольном направлении менялся линейно от $0.009-0.016D$ около среза сопла до $0.17-0.18D$ при $X=XF$. Коэффициент увеличения шага составлял $1.028-1.03$. Фрагмент расчетной сетки около среза сопла можно видеть на рис.2.36. Общая длина расчетной области составляла $12.5D$.

Дополнительно для этого сопла были проведены расчеты с помощью RANS/ILES-метода со схемой MP9 с 1.44×10^6 ячеек. Параметры расчетной сетки были следующими: в азимутальном направлении она содержала $NA=156$ ячеек, в продольном – $NX=190$ ячеек, и $NF=120$ ячеек соответственно. Шаг

сетки в продольном направлении у среза сопла был $0.006D$, а при $XF=6D$ – $0.18D$.

Основные результаты работы изложены в [185,191,197,212–214].

2.3.2 Совместный расчет WMILES методом течения в коническом сопле и его дозвуковой струе

Выбор высоты уступа турбулизатора на входе в сопло, длины сопла, а также толщины пограничного слоя на входе в сопло были сделаны на основании следующих соображений. За уступом образуется отрывная зона, длина которой в несколько раз больше его высоты H . Она не должна доходить до среза сопла. При увеличении H будут увеличиваться длина сопла, и возрастать число ячеек внутри сопла, поскольку нужно разрешить хотя бы самые крупные вихри в пограничном слое, это требует мелкой сетки в продольном направлении. Кроме того увеличение H приводит к изменению проточной части сопла, что нежелательно. При малых H необходима мелкая сетка в продольном и радиальном направлениях, чтобы получить нестационарный слой смешения за уступом. При малой толщине пограничного слоя на входе в сопло δ_i нужна мелкая сетка в радиальном и продольном направлениях для того, чтобы разрешить и поддерживать вихревые структуры в слое смешения за уступом. При больших δ_i требуется уступ большой высоты, чтобы за ним образовался нестационарный слой смешения. Количество ячеек сетки в радиальном направлении, приходящихся на уступ и на пограничный слой, должно быть таким, чтобы можно было разрешить минимум два вихря. Для используемой разностной схемы MP9 – это 10-12 ячеек.

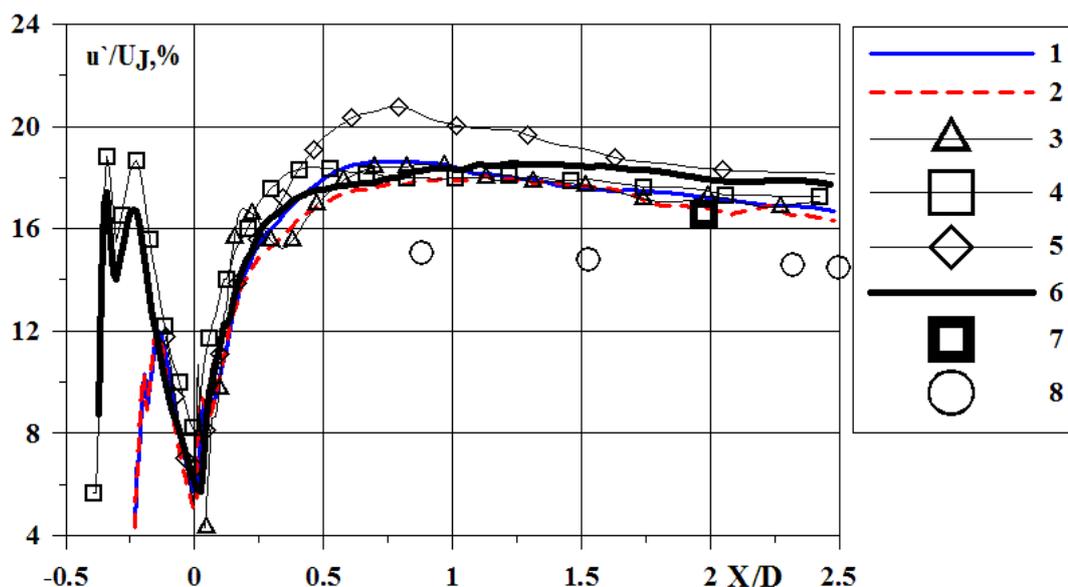


Рис. 2.37. Распределение по длине струи максимальных значений пульсации продольной скорости в слое смешения струи из сопла SMC000: 1 – WMILES-метод, $H=0.015D$, $\delta_i=0.03D$; 2 – WMILES-метод, $H=0.015D$, $\delta_i=0.04D$; 3 – WMILES-метод, $H=0.0$, $\delta_i=0.075D$; 4 – WMILES-метод, $H=0.025D$, $\delta_i=0.03D$; 5 – RANS/ILES-метод, $H=0.017D$, $\delta_i=0.04D$; 6 – WMILES-метод, $H=0.025D$, $\delta_i=0.075D$; 8 – эксп. [205]; 8 – эксп. [206].

Для выбора оптимального размера турбулизатора была выполнена серия расчетов, в которых варьировались высота уступа H и толщина пограничного слоя δ_i , менялась также и длина сопла ($0.25-0.4D$). На рис. 2.37 приведены распределения максимальных значений пульсаций продольной скорости в пограничном слое и слое смешения, полученные в этих расчетах. Видно, что при малой высоте уступа интенсивность турбулентности в слое смешения за ним невысока (кривые 1 и 2), а в слое смешения струи образуется локальный максимум при $X=0.7D$. При отсутствии уступа пограничный слой на выходе из сопла стационарный. Затем происходит быстрый рост пульсаций, сопровождающийся «численным» переходом – кривая 3. В случае, когда высота H близка к δ_i , пограничный слой за уступом колеблется как целое, что приводит к образованию вихрей относительно высокой интенсивности в слое смешения за уступом. В слое смешения струи в этом случае уровень пульсаций быстро нарастает на длине (кривая 4). При расчетах с помощью RANS/ILES-метода уровень пульсаций за уступом был невысоким, а в слое смешения наблюдался

нефизичный максимум – кривая 5. В этой серии расчетов наилучший результатов был получен при $H=0.025D$ и $\delta_i=0.075D$ (кривая 6).

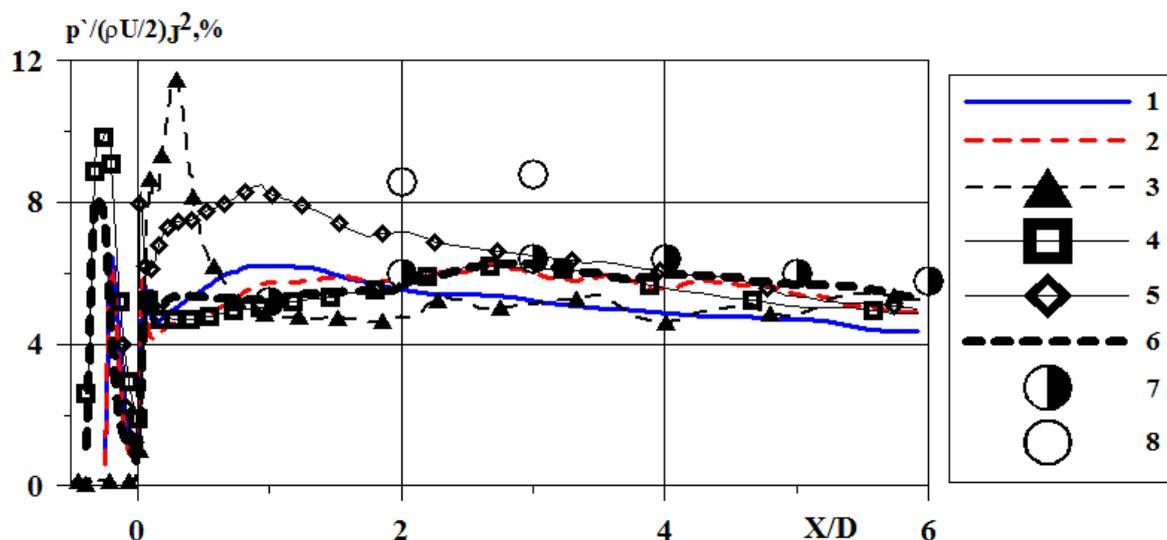


Рис. 2.38. Распределение по длине струи максимальных пульсаций статического давления в слое смешения струи из сопла SMC000: 1 – WMILES-метод, $H=0.015D$, $\delta_i=0.03D$; 2 – WMILES-метод, $H=0.015D$, $\delta_i=0.04D$; 3 – WMILES-метод, $H=0.0$, $\delta_i=0.075D$; 4 – WMILES-метод, $H=0.025D$, $\delta_i=0.03D$; 5 – RANS/ILES-метод, $H=0.017D$, $\delta_i=0.04D$; 6 – WMILES-метод, $H=0.025D$, $\delta_i=0.075D$; 7 – эксп. [208]; 8 – эксп. [209].

Распределения максимальных пульсаций статического давления в слое смешения, полученные при этих расчетах, приведены на рис. 2.38. Пульсации давления отнесены к скоростному напору на срезе сопла. Нумерация расчетных кривых такая же, как и на рис.2.36. Видно, что при изменении высоты уступа и толщины пограничного слоя на входе в сопло значительно меняется уровень пульсаций давления в слое смешения за уступом и в слое смешения струи. И в этом случае наилучшие результаты получены для варианта 6.

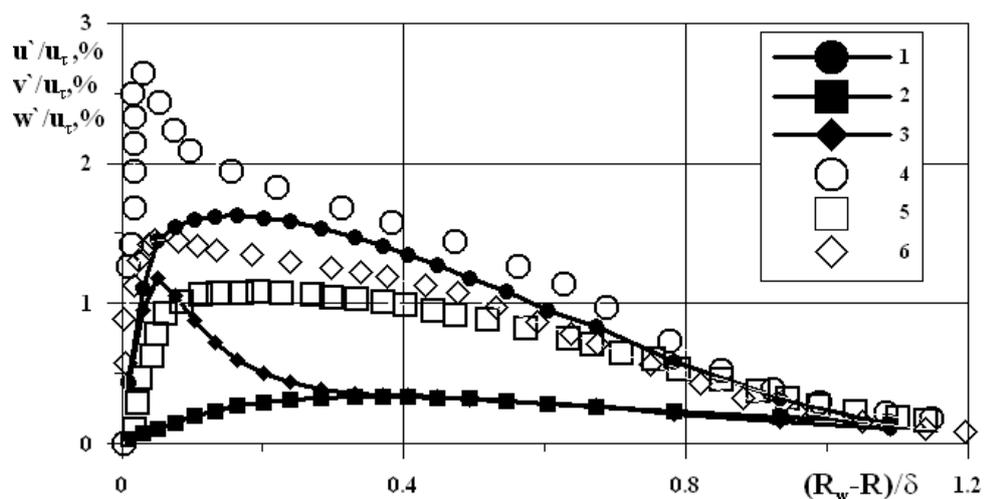


Рис. 2.39. Распределение пульсаций компонент скорости в пограничном слое на срезе сопла. WMILES-метод: 1 – u' , 2 – v' , 3 – w' . DNS [215]: 4 – u' , 5 – v' , 6 – w' .

Для варианта 6 на рис. 2.39 показано распределение пульсаций компонент скорости в пограничном слое на срезе сопла. Для сравнения здесь же приведены данные из работы [215], где с помощью DNS проводился расчет пограничного слоя на плоской пластине. Видно, что уровень пульсаций компонент скорости в настоящих расчетах значительно ниже, чем в [215]. Особенно это проявляется в распределениях поперечных компонент скорости, где различие достигает 4-5 раз. Это связано с малым количеством ячеек сетки по этим направлениям в пограничном слое. На рис. 2.40 показан профиль осредненной скорости в пограничном слое в выходном сечении сопла. Видно, что имеется участок профиля скорости, близкий к логарифмическому. Однако даже такое распределение параметров пограничного слоя на срезе сопла обеспечивает повышение точности расчета слоя смешения струи около среза сопла. На рис. 2.41 представлено мгновенное поле поперечной компоненты скорости w для вариантов сопла без турбулизатора и с турбулизатором. Турбулентное течение всегда трехмерно, поэтому эта компонента скорости отлична от нуля даже в вертикальном продольном сечении, где $\langle w \rangle = 0$. Видно, что при отсутствии уступа на входе в сопло потеря устойчивости и турбулизация течения начинаются только на некотором расстоянии от среза. Напротив, наличие турбулизатора на входе в сопло приводит к тому, что

пограничный слой становится близким к турбулентному, вследствие чего слой смешения также становится нестационарным сразу за кромкой сопла.

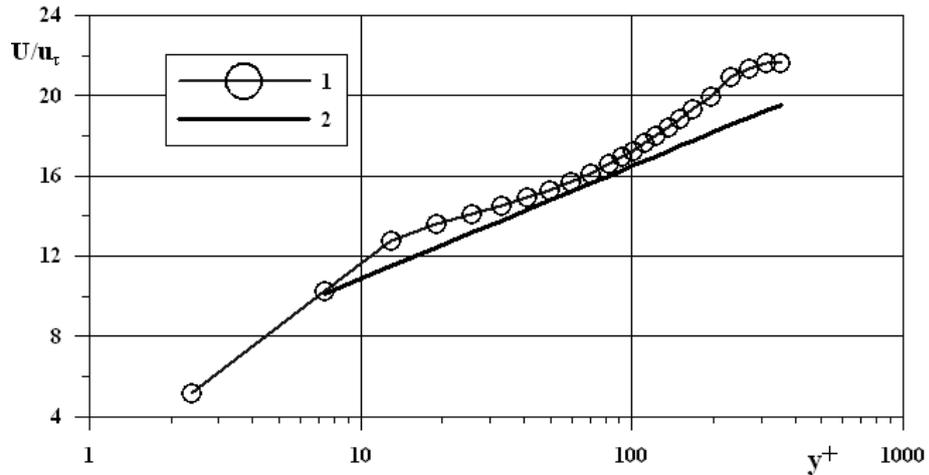


Рис. 2.40. Профиль осредненной продольной скорости в пограничном слое на срезе сопла 1 – WMILES-метод, 2 – $U/u_\tau = \log(y^+)/0.41 + 5.2$.

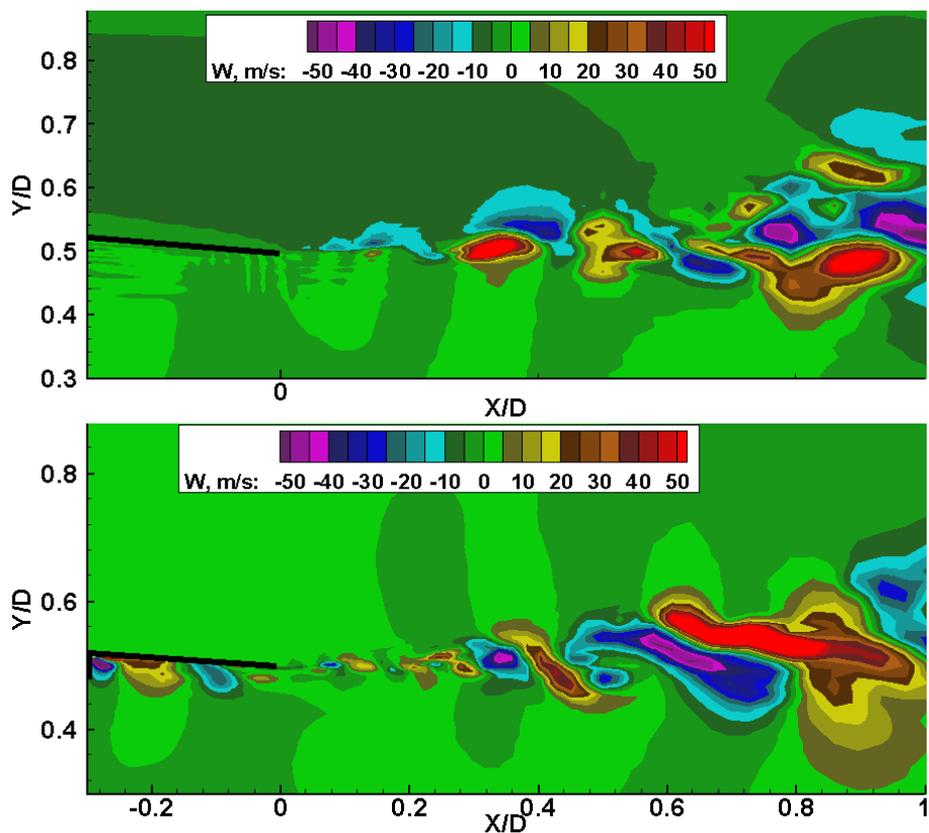


Рис. 2.41. Мгновенное поле компоненты скорости w . Вверху без турбулизатора на входе в сопло, внизу – с турбулизатором. около среза сопла.

На рис. 2.42 представлено поле пульсаций продольной компоненты скорости в пограничном слое и слое смешения около среза сопла. На этом рисунке также видно, что нестационарное течение присутствует не только в

пограничном слое, но и в слое смешения сразу за кромкой сопла. Хорошо видно, что переход от пограничного слоя к слою смешения достаточно протяженный. При этом течение внутри струи скорее ближе к погранслою, в то время как снаружи струи нарастает слой смешения, причем его толщина начинается практически с нуля и линейно нарастает по длине струи. Полученная в расчете структура области перехода, состоящая из нескольких зон, близка к той, что наблюдалась в экспериментальной работе [216].

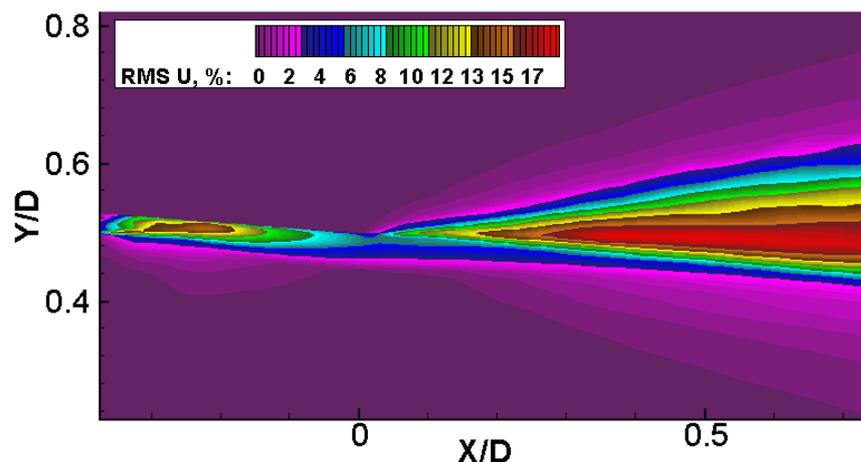


Рис. 2.42. Поле пульсаций продольной скорости в пограничном слое в сопле и переходном участке слоя смешения струи при расчете WMILES-методом.

На рис. 2.43 показано распределение максимальных пульсаций продольной скорости в слое смешения по длине струи. Видно, что и при расчете нестационарного течения в пограничном слое в сопле с помощью WMILES «численный» переход значительно уменьшается, улучшается совпадение с экспериментальными данными около среза сопла.

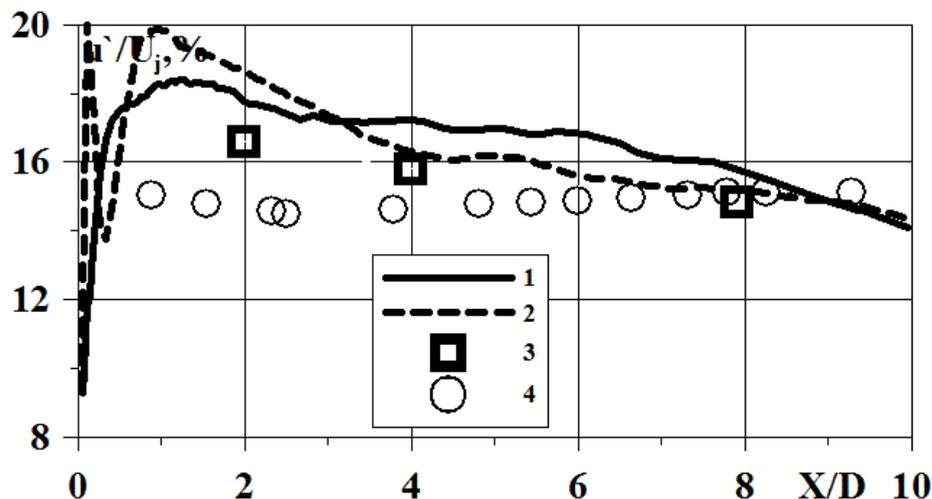


Рис. 2.43. Распределение осредненной скорости вдоль оси струи: 1 – WMILES, 2 –RANS/ILES, 3 – эксп. [205], 4 – эксп. [206].

2.4 Применение RANS/ILES-метода для расчета течения и параметров турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД

2.4.1 Постановка задачи

В этом разделе представлены результаты расчетов течения в сопле двухконтурного ТРД с центральным телом. Целью расчетов была оценка точности и работоспособности разработанного RANS/ILES-метода со схемами MP5 и MP9 при расчетах реалистических струй из сопел ТРД.

Параметры струи на выходе из сопла газогенератора были $M_j=0.8$, $T_j/T_\infty=2.5$, а из сопла внешнего контура (вентилятора) – $M_j=0.9$, $T_j/T_\infty=1.0$. Снаружи сопло обдувалось потоком с $M_\infty=0.28$. Число Рейнольдса, определенное по скорости на выходе из сопла газогенератора и его диаметру D_c , было $Re=5 \times 10^6$. При представлении результатов линейные размеры были отнесены к выходному диаметру сопла газогенератора D_c , а продольная координата отсчитывалась от среза сопла внешнего контура. Степень двухконтурности сопла (Bypass Ratio – BPR) равнялась пяти (BPR=5).

При использовании схемы MP5 расчетная сетка содержала 1.05×10^6 ячеек. Ее фрагмент показан на рис.2.44. В азимутальном направлении было 60 ячеек. На область течения вниз по потоку от срезов сопел приходилось 88% от общего числа ячеек. Шаг сетки в продольном направлении на срезе сопла вентилятора составлял $\Delta X=0.009D_c$, на срезе сопла газогенератора $\Delta X=0.008D_c$ и около конца центрального тела – $\Delta X=0.015D_c$.

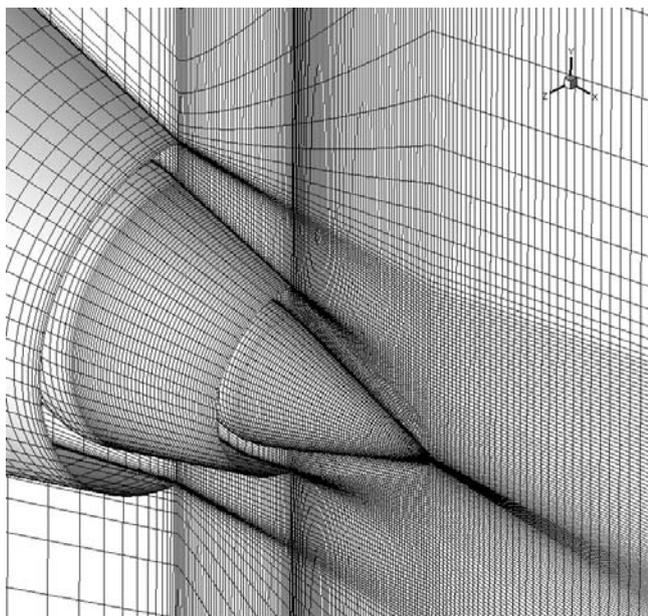


Рис. 2.44. Фрагмент сетки для сопла двухконтурного ТРД с центральным телом.

Расчеты со схемой МР9 выполнялись на сетке с общим число узлов 2.224×10^6 ячеек. В азимутальном направлении было 96 ячеек. Шаг сетки в продольном направлении у среза сопла вентилятора составлял $\Delta X = 0.018D_c$, у среза сопла газогенератора и около конца центрального тела – $\Delta X = 0.032D_c$. Следует отметить, что размер расчетной области при использовании схемы МР9 в продольном направлении был в 2.5 раза больше, чем при расчетах с помощью схемы МР5. Основные результаты этих расчетов изложены в публикациях [184,217].

2.4.2 Результаты расчетов течения и параметров турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД

Распределения максимальной скорости по длине струи, полученные в расчетах с помощью схем МР5 и МР9, представлены на рис. 2.45. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные из работы [12], полученные с помощью метода PIV и замеров гребенкой. Видно, что распределение скорости,

полученное при использовании схемы MP9 очень хорошо совпадает с данными эксперимента. В то время как для схемы MP5 наблюдается более раннее, чем в эксперименте, падение максимальной скорости. Справедливости ради следует отметить, что возможно это также связано с использованием более грубой сетки.

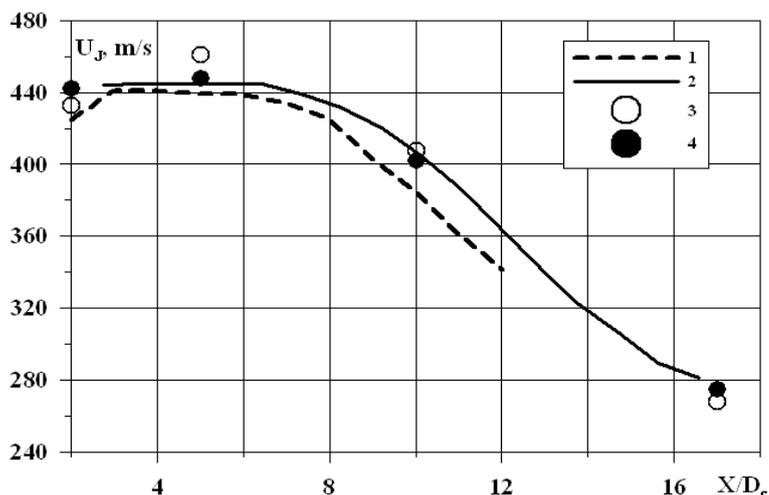


Рис. 2.45. Распределение максимальной осредненной скорости по длине струи. Расчет RANS/ILES-методом: 1 – схема MP5, 2 – схема MP9. Эксперимент: 3 – [12], метод PIV, 4 – [12], замеры гребенкой.

На рис. 2.46-2.48 представлены радиальные распределения осредненной продольной скорости в поперечных сечениях $X/D_c=2.0-10.0$, полученные в расчетах, в сравнении с экспериментальными данными [12]. Видно, что обе схемы обеспечивают в целом хорошее совпадение с экспериментом. Однако схема MP9 лучше описывает тонкие особенности течения вследствие меньшей схемной диффузии. Более высокое разрешение схемы MP9 определило ее использование при выполнении расчетов сложных дозвуковых струй в помощь RANS/ILES-метода, которые будут описаны в третьей и четвертой главах диссертации.

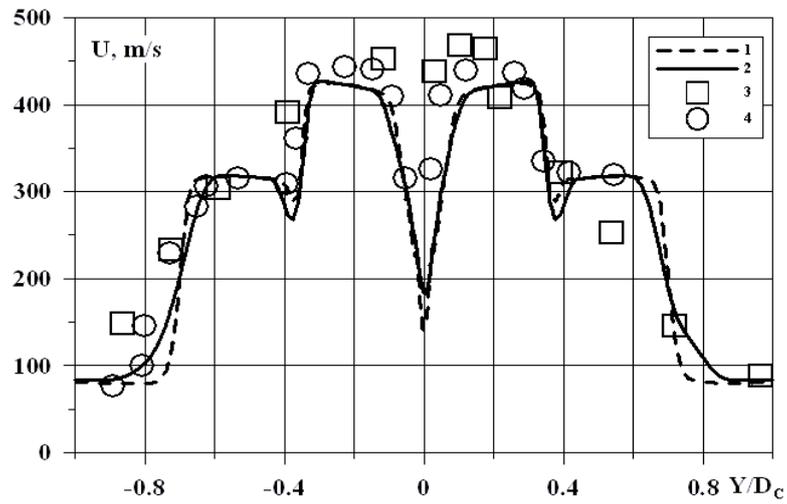


Рис. 2.46. Распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи при $X/D_c=2$. Расчет RANS/ILES методом: 1 – схема MP5, 2 – схема MP9. Эксперимент: 3 – [12], метод PIV, 4 – [12], замеры гребенкой.

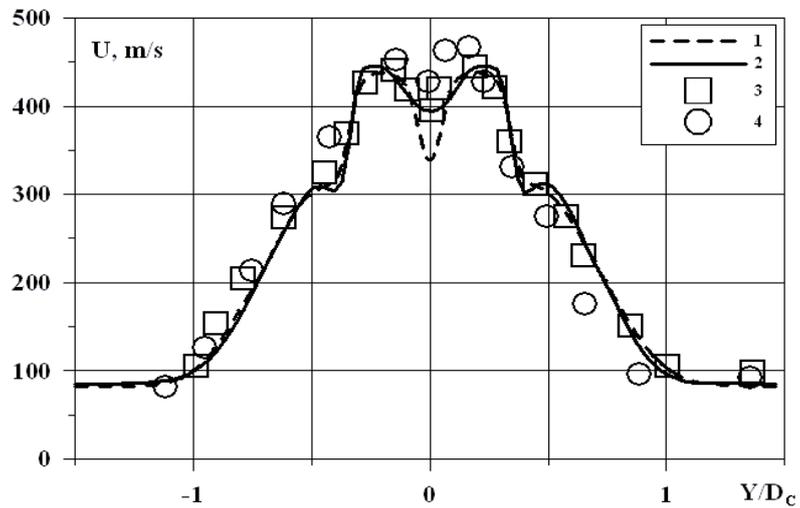


Рис. 2.47. Распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи из при $X/D_c=5$. Легенда, как на рис. 2.46.

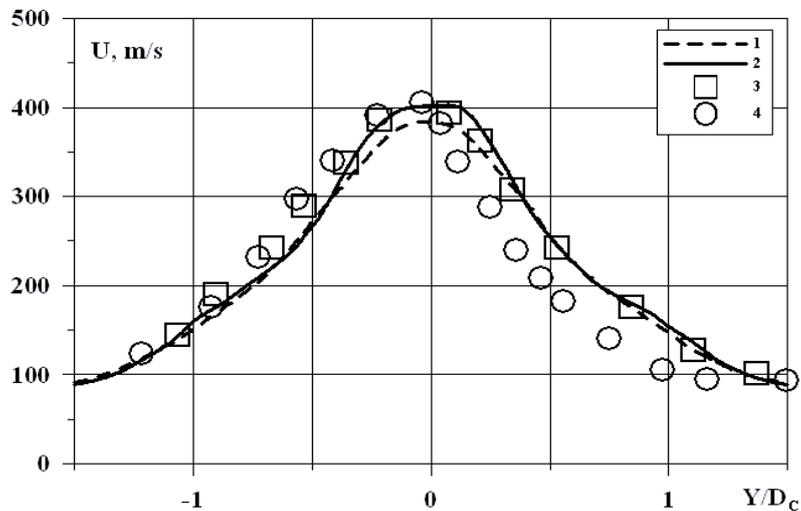


Рис. 2.48. Распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи при $X/D_c=10$. Легенда, как на рис. 2.46.

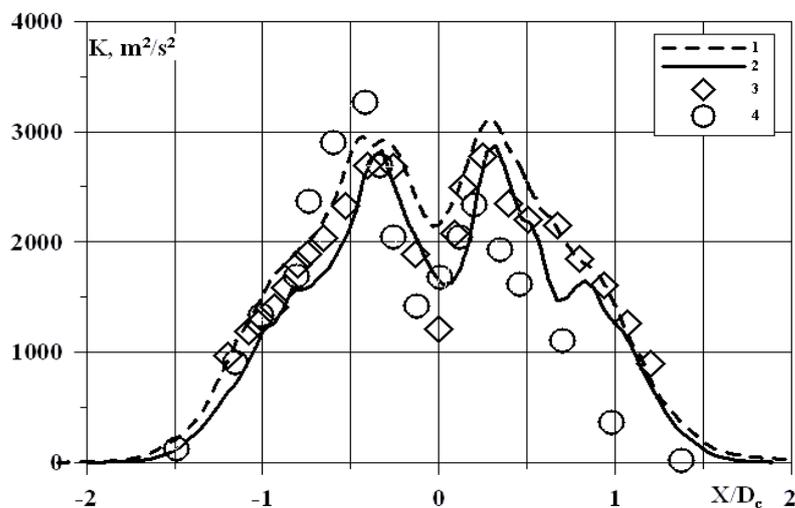


Рис.2.49. Распределение энергии турбулентности в поперечном сечении струи при $X/D_c=10.0$. Расчет RANS/ILES методом: 1 – схема MP5, 2 –схема MP9. Эксперимент: 3 – [11], 4 – [12]

На рис. 2.49 показано распределение энергии турбулентности поперек струи в сечении $X/D_c=10.0$ в сравнении с данными [12]. И в этом случае наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов, как по пиковым значениям энергии турбулентности, так и по ширине струи. Однако следует отметить, что при использовании схемы MP9 струя меньше «размывается» по длине, и улучшается совпадение уровня турбулентности около оси струи с данными экспериментов. Возможно, что это не только влияние разностной схемы, но и более подробной в азимутальном направлении сетки.

Спектр пульсаций давления в слое смешения сопла внешнего контура в конце начального участка при $X/D_c=6.0$ приведен на рис. 2.50. Эти данные получены при расчетах при использовании схемы MP5. Как и в случае несжимаемой пристеночной струи, полученные данные близки к известному закону Колмогорова «-5/3» для пульсаций скорости.

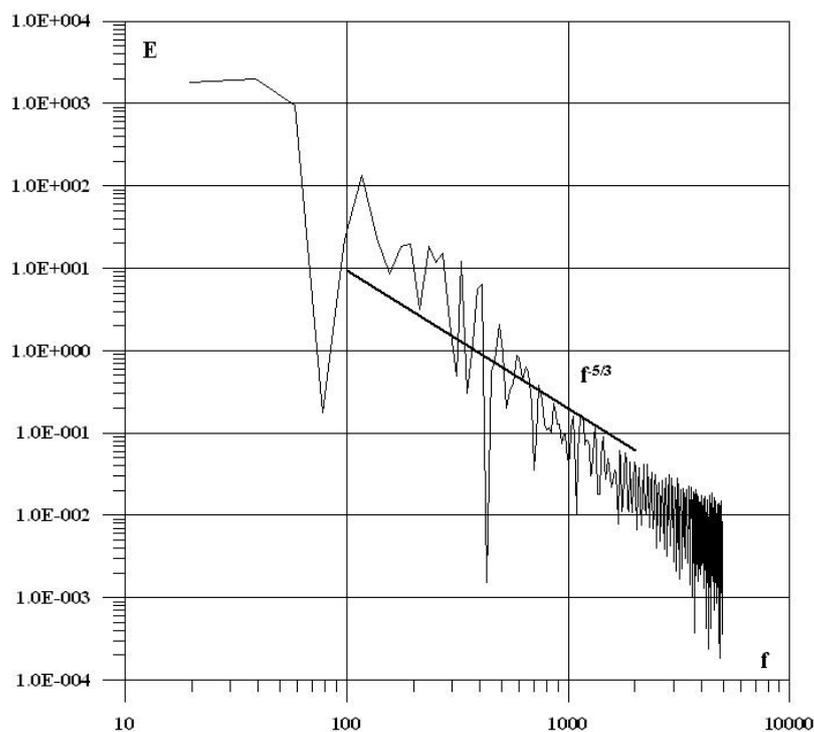


Рис. 2.50. Спектр пульсаций давления в конце начального участка струи из сопла двухконтурного ТРД при $X/D_c=6.0$, $R/D_c=0.85$.

Глава 3. Применение RANS/ILES- и WMILES-методов для исследования средств пассивного воздействия на течение в струях из сопел разных типов

3.1 Исследование влияния шевронов на течение в струях из конических шевронных сопел

3.1.1 Постановка задачи

Для снижения шума выхлопных струй ТРД используются различные устройства. Довольно часто применяются шевроны. Пример модельного шевронного сопла показан на рис. 3.1. Шевроны сильно изменяют течение и параметры турбулентности сразу за срезом сопла. Экспериментально исследовать течение в слое смешения сразу за кромками шевронов технически сложно, а порой невозможно. Наиболее эффективным для анализа таких

течений являются методы ПЧМ. С их помощью можно получить как характеристики осредненного течения, так и параметры турбулентности, что необходимо для выбора оптимальной геометрии шевронов, детального исследования их влияния на течение в струе и расчета шума струи с помощью аэроакустических интегралов.

Целью расчетов, результаты которых описаны в этом параграфе, являлось исследование влияние шевронов на течение и характеристики турбулентности в струе. Были проведены расчеты истечения струй из конических сопел с углом наклона образующей к оси сопла 5° с 6 треугольными шевронами с углами наклона к оси струи 5° и 18° , геометрия которых описана в работе [199] (сопла SMC001 и SMC006 соответственно). Расчетная сетка в продольном сечении имела структуру аналогичную показанной на рис. 2.14. Однако ее поперечные сечения в окрестности среза сопла были не плоскими, поскольку сеточные линии совпадали с поверхностью шевронного сопла, в том числе и с кромкой сопла. Расчетная сетка на поверхности сопла SMC006 показана на рис. 3.1. Общее число узлов сетки в этих расчетах было 1.05×10^6 ячеек, из них 84% – вниз по потоку от среза сопла.

Для обоих сопел было также исследовано влияние температуры на течение в струе. Расчеты проводились с помощью RANS/ILES-метода со схемой MP5 для двух значений температуры на входе в сопло: $T_j/T_\infty=0.9$ и $T_j/T_\infty=2.7$ при $Re=1.6 \times 10^6$ и $Re=1.0 \times 10^6$ соответственно. На срезе сопел акустическое число $M_a=0.9$. Внешний поток отсутствовал.

Основные результаты этих расчетов были описаны в публикациях [189,191,204].

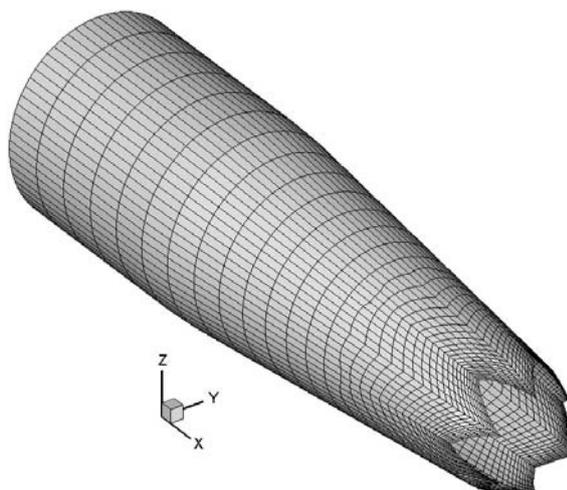


Рис. 3.1. Расчетная сетка на поверхности сопла SMC006.

3.1.2 Исследование влияния геометрии шевронов и температуры на входе в сопло на течение и характеристики турбулентности в струе

В ходе расчетов было установлено, что «численный» переход происходит практически сразу за кромкой сопла вследствие интенсификации смешения шевронами. Подъем пульсаций параметров течения, обусловленный им, проявляется в значительно меньшей степени, чем в струе из конического сопла. На рис. 3.2, где показана изоповерхность постоянной плотности для струи с $T_j/T_\infty=0.9$ для сопла SMC006, видно, что неупорядоченные вихревые структуры появляются уже между шевронами. Вследствие того, что внутри сопла давление выше, чем вне его, начинается активное формирование «лепестков» струи: вытекание струи в промежутки между шевронами сразу у основания шевронов. На рис. 3.3 показаны мгновенные поля продольной скорости в поперечных сечениях горячей струи из сопла SMC006 при $T_j/T_\infty=2.7$ для $X/D=0.5, 1.0, 3.5$. (Сечение $X=0$ соответствует концам шевронов.) Можно видеть, что уже в первом из этих сечений течение имеет нестационарный неупорядоченный характер. Слой смешения в струе из шевронного сопла имеет большую поверхность и изрезанную структуру по сравнению со слоем смешения струи из осесимметричного сопла. Это приводит к интенсификации

турбулентного смешения и уменьшению длины начального участка струи из шевронного сопла. На рис. 3.4 изображены поля осредненной продольной скорости, полученные с помощью настоящего RANS/ILES-метода, а на рис. 3.5 – экспериментальные распределения скорости из работы [218] в тех же сечениях горячей струи из сопла SMC006. В расчете длина «лепестков» струи несколько меньше, чем в эксперименте, что связано с недостаточным сеточным разрешением на периферии струи.

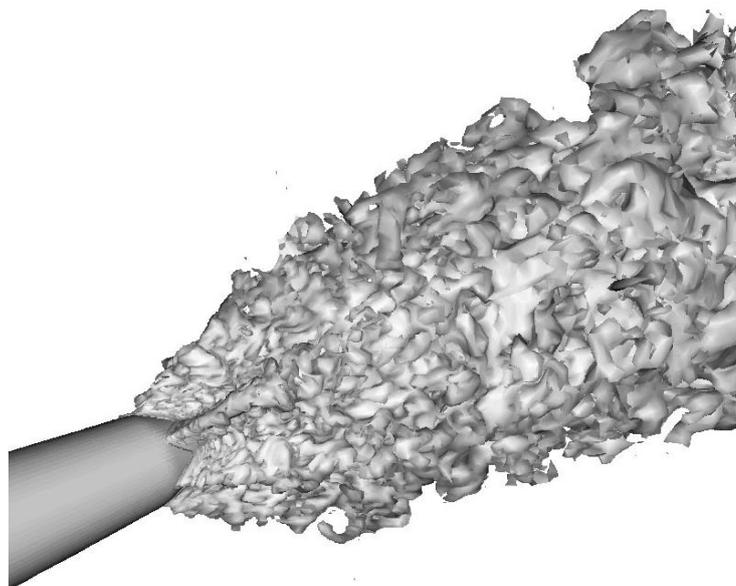


Рис. 3.2. Изоповерхность постоянной плотности для струи из сопла SMC006 при $T_j/T_\infty=0.9$.

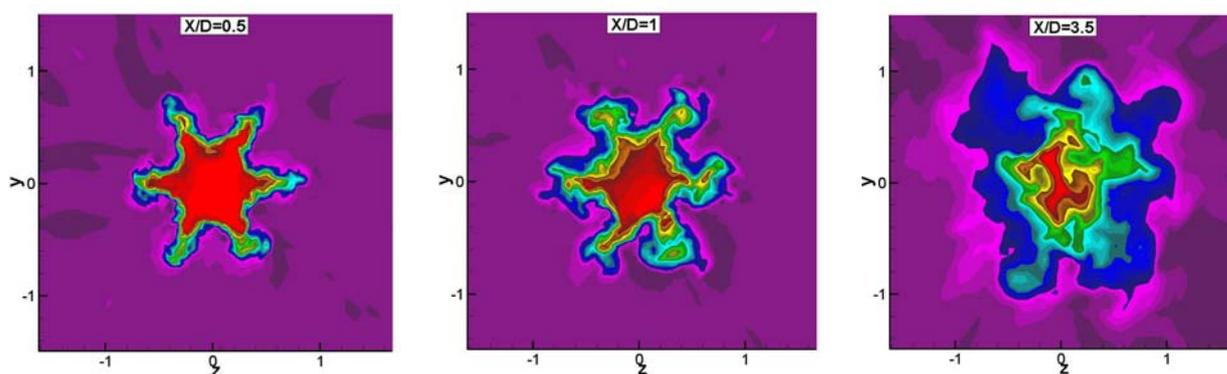


Рис. 3.3. Поле продольной скорости в поперечных сечениях струи из сопла SMC006 при $T_j/T_\infty=2.7$, мгновенные значения; расчет RANS/ILES-методом.

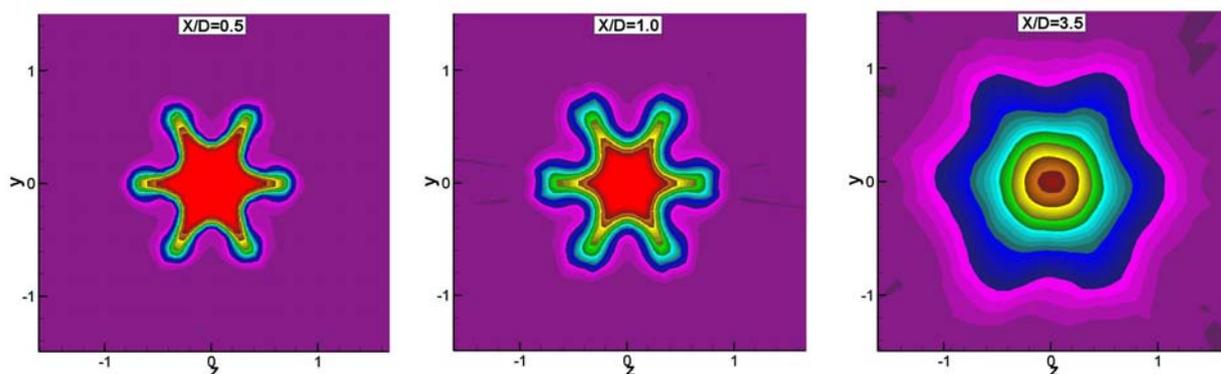


Рис. 3.4. Поле продольной скорости в поперечных сечениях струи из сопла SMC006 при $T_j/T_\infty=2.7$, осредненные значения; расчет RANS/ILES-методом.

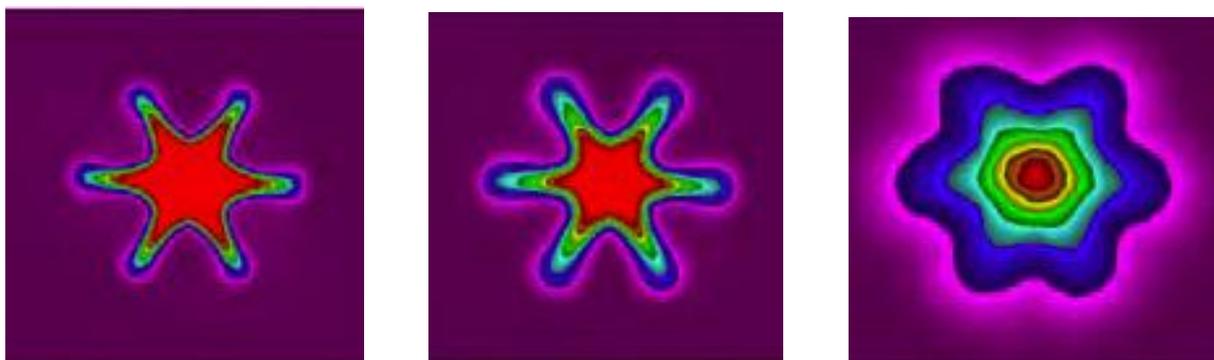


Рис. 3.5. Поле продольной скорости в поперечных сечениях струи из сопла SMC006 при $T_j/T_\infty=2.7$, осредненные значения; эксперимент [218].

На рис. 3.6 струи для сопел SMC001 и SMC006 показаны распределения: осредненной продольной скорости для холодной и горячей струй вдоль оси. На рисунке также нанесены экспериментальные данные для этих сопел из работы [199]. Во всех случаях наблюдается хорошее совпадение расчета и эксперимента. Распределения максимальных значений пульсаций для продольной компоненты скорости в слое смешения для этих сопел при $T_j/T_\infty=0.9$ приведены на рис. 3.7. Для сравнения на рисунке показаны экспериментальные данные для этих сопел из работы [36], а также результаты расчетов RANS/LES-методом из той же работы на сетке с 13×10^6 ячеек. Видно, что в расчете на малых расстояниях от среза сопла наблюдается превышение пиковых значений пульсаций скорости по сравнению с экспериментальными данными. Тем не менее, совпадение с экспериментом лучше, чем в расчетах [36]. При $X/D > 2$, расчетные результаты хорошо совпадают с экспериментом. Превышение в расчетах пульсаций скорости для SMC001 при $X/D > 5$ по

сравнению с данными эксперимента связано с недостаточной степенью осреднения по времени. Об этом свидетельствует волнистый характер этой кривой на больших расстояниях от среза сопла.

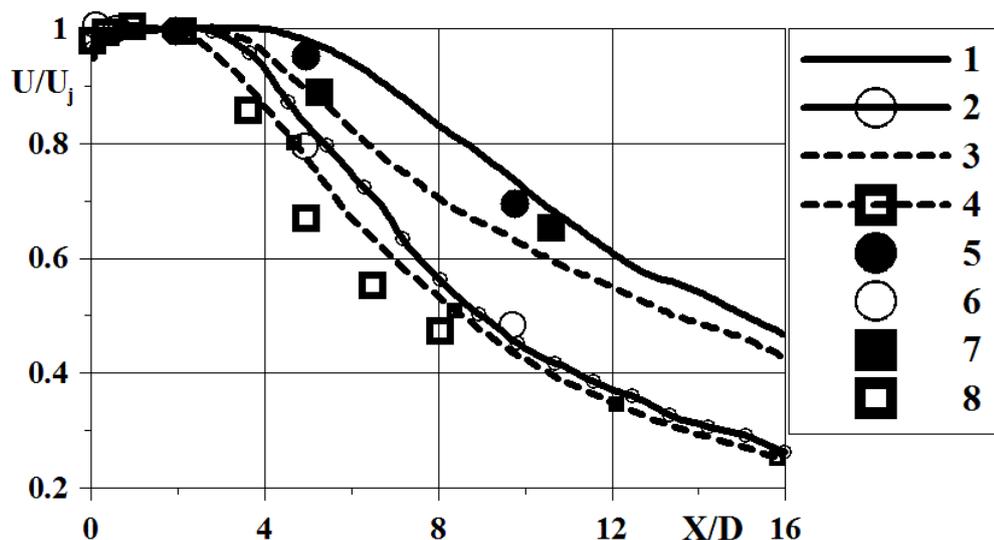


Рис. 3.6. Влияние температуры на распределение осредненной продольной скорости в струях из шевронных сопел. RANS/ILES: 1 – SMC001, $T_j/T_\infty=0.9$; 2 – SMC001, $T_j/T_\infty=2.7$; 3 – SMC006, $T_j/T_\infty=0.9$; 4 – SMC006, $T_j/T_\infty=2.7$. Эксперимент [199]: 5 – SMC001, $T_j/T_\infty=0.9$; 6 – SMC001, $T_j/T_\infty=2.7$; 7 – SMC006, $T_j/T_\infty=0.9$; 8 – SMC006, $T_j/T_\infty=2.7$.

Влияние температуры струи на распределения максимальных пульсаций продольной компоненты скорости на оси струи из сопла SMC006 можно видеть на рис. 3.8. Для сравнения на рисунках приведены распределения этих параметров для струи из сопла SMC000 на таких же режимах истечения.

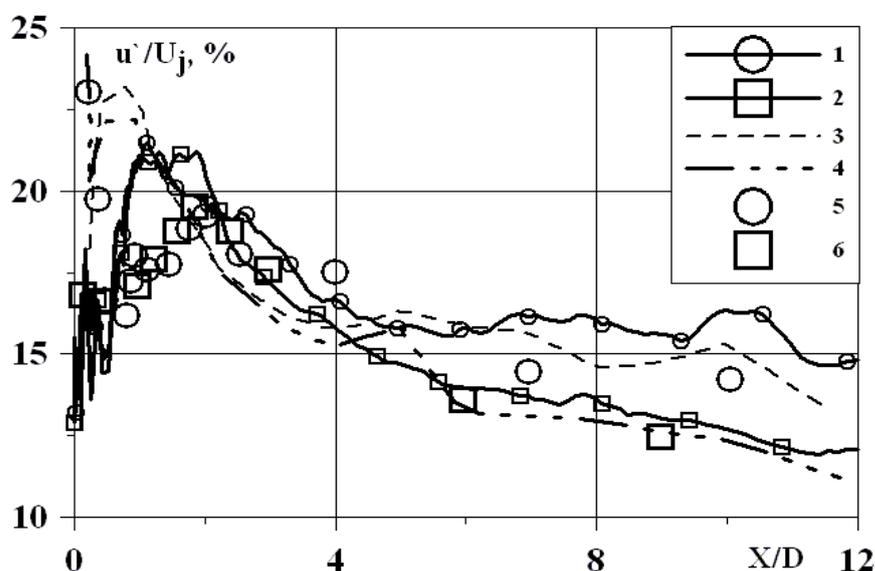


Рис. 3.7. Распределение максимальных пульсаций продольной скорости по длине струи для шевронных сопел при $T_j/T_\infty=0.9$. Настоящий RANS/ILES-метод: 1 – SMC001, 2 – SMC006. RANS/LES-метод [36]: 3 – SMC001, 4 – SMC006. Экспериментальные данные из работы [36]: 5 – SMC001, 6 – SMC006.

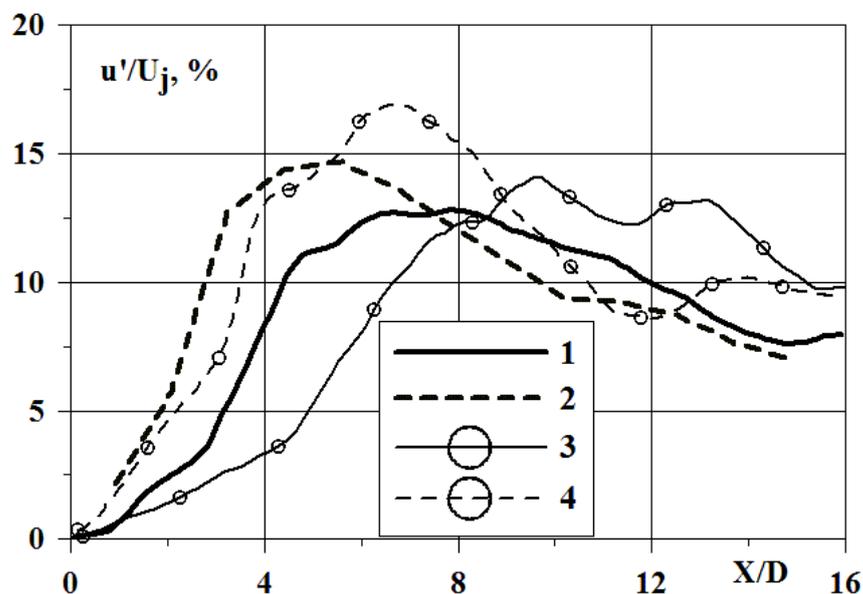


Рис. 3.8. Влияние температуры на распределение пульсаций продольной скорости на оси струи при $M_a=0.9$. Струя из сопла SMC006: 1 – при $T_j/T_\infty=0.9$, 2 – при $T_j/T_\infty=2.7$. Струя из сопла SMC000: 3 – при $T_j/T_\infty=0.9$, 4 – при $T_j/T_\infty=2.7$.

Видно, что пиковое значение пульсаций скорости на оси струи для шевронного сопла несколько ниже, чем для струи из конического сопла SMC000 на тех же режимах. Это связано с тем, что уровень пульсаций продольной скорости в слое смешения струи из исследованных шевронных сопел на расстояниях от среза сопла до $X/D=3-4$ выше, чем в струе из осесимметричного сопла (рис. 3.8). На больших расстояниях он уже ниже, чем в струе из осесимметричного сопла, поскольку скорость в струе из шевронного сопла ниже, чем из осесимметричного, и меньше интенсивность турбулентных вихрей. Это наблюдается и на основном участке струи, когда слои смешения смыкаются на оси струи, а максимум пульсаций скорости оказывается на оси струи. Иллюстрацией этого может служить рис. 3.8.

Для сопла SMC006 было также исследовано влияние температуры струи на распределение пульсаций статического давления в ней. На рис. 3.9 показано

распределение p' , отнесенных к скоростному напору на срезе сопла, вдоль оси струи. Уровень пульсаций статического давления для шевронного сопла как в случае близкой к изотермической, так и горячей струй ниже, чем для струи из сопла SMC000 на таких же режимах.

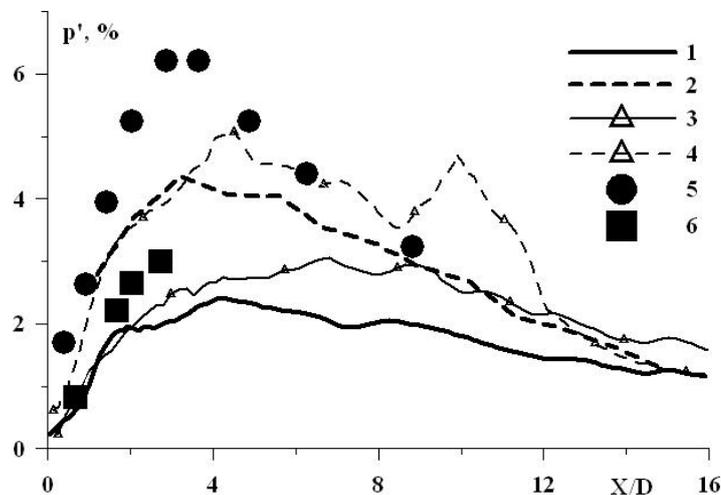


Рис. 3.9. Влияние температуры на распределение пульсаций статического давления вдоль оси струи. Расчет: струя из сопла SMC006 1 – при $T_j/T_\infty = 1.0$, 2 – при $T_j/T_\infty = 2.7$; струя из сопла SMC000: 3 - при $T_j/T_\infty = 1.0$, 4 – при $T_j/T_\infty = 2.7$. Круглая струя, эксп. [219]: 5 – при $M=0.15$, $T_j/T_\infty = 1.0$, 6 – при $M=0.3$, $T_j/T_\infty = 1.0$.

Сходный результат получен и для максимальных пульсаций статического давления в слое смешения, которые показаны на рис. 3.10. Уровень пульсаций давления в горячей и в изотермической струях ниже, чем в струях из сопла SMC000 на тех же режимах. Это связано с тем, что течение в слое смешения струи из шевронного сопла в расчетах было турбулентным уже на малых расстояниях от кромки сопла, поэтому «численный» переход менее выражен, меньше заброс турбулентных пульсаций около среза сопла. А на больших расстояниях скорость в струе и уровень турбулентных пульсаций ниже в ней, чем в струе из сопла SMC000.

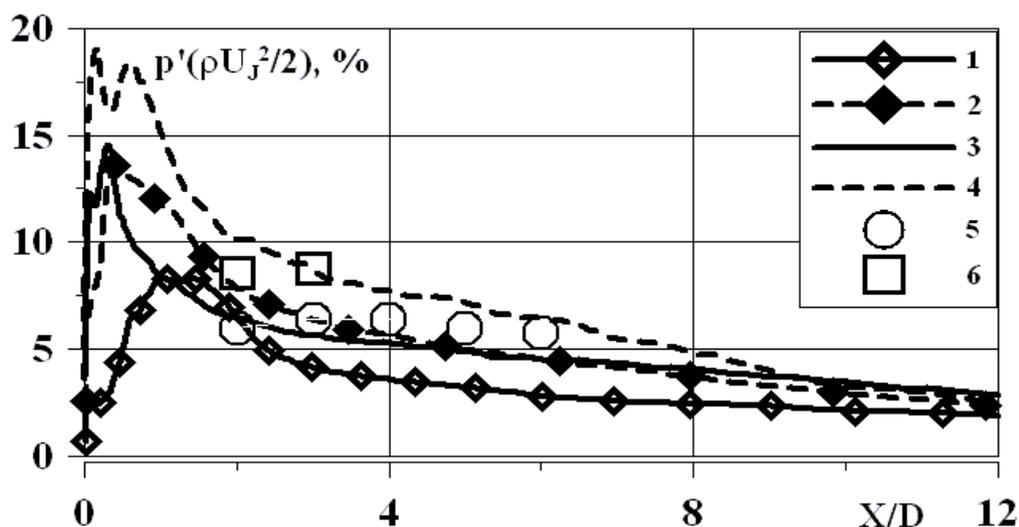


Рис. 3.10. Влияние температуры на распределение максимальных пульсаций давления вдоль струи: расчет: струя из сопла SMC006 1 – при $T_j/T_\infty = 0.9$, 2 – при $T_j/T_\infty = 2.7$; струя из сопла SMC000: 3 – при $T_j/T_\infty = 0.9$, 4 – при $T_j/T_\infty = 2.7$; круглая струя, эксперимент: 5 – [208], 6 – [209].

3.2 Исследование влияния шевронов на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД

3.2.1 Постановка задачи

В предыдущем параграфе было исследовано влияние шевронов на течение в струе из модельного конического сопла при отсутствии внешнего течения. Однако для практики важно знать влияние шевронов на течение в струях из сопел двухконтурных ТРД. В этом случае меняется режим работы шевронов: скорость потока с их наружной стороны отлична от нуля: шевроны воздействуют и на поток с внешней стороны. Эффективность шевронов будет иной, чем в случае затопленной струи.

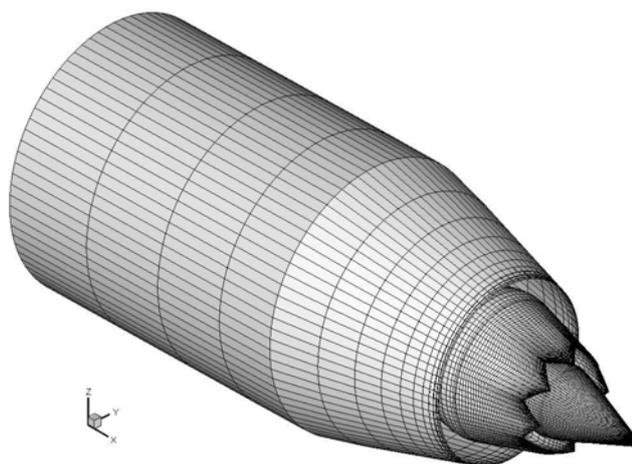


Рис. 3.11. Геометрия шевронного сопла двухконтурного ТРД и расчетная сетка на его поверхности.

Известно немного примеров совместного расчета течения в шевронном сопле двухконтурного ТРД и его струе даже с помощью RANS: [13,117,119,120,220]. В параграфе 2.4 были представлены результаты расчетов течения в струе из осесимметричного сопла двухконтурного ТРД с $BPR=5$. В настоящем параграфе будут описаны результаты исследования влияния шевронов на сопле газогенератора на течение и параметры турбулентности в струе двухконтурного ТРД сходной геометрии. При выполнении расчетов был использован комбинированный RANS/ILES-метод со схемой MP5. Геометрия шевронного сопла и сетка на его поверхности показана на рис. 3.11. Сопло газогенератора имело 8 шевронов. Его геометрия за исключением участка сопла газогенератора с шевронами совпадала с геометрией осесимметричного сопла с $BPR=5$, описанного в параграфе 2.4. Расчетная сетка в азимутальном направлении содержала 80 ячеек. Общее число ячеек сетки было около 1.3×10^6 . Режим течения совпадал с тем, который был исследован для сопла с $BPR=5$ в параграфе 2.4. Параметры на выходе из сопла газогенератора были $M_j=0.8$, $T_j/T_\infty=2.5$, а из сопла вентиляторного контура – $M_j=0.9$, $T_j/T_\infty=1.0$. Снаружи сопло обдувалось потоком с $M_\infty=0.28$. Число Рейнольдса, определенное по скорости на выходе из сопла газогенератора и его диаметру D_c , было $Re=5 \times 10^6$. При представлении результатов линейные размеры были отнесены к

выходному диаметру сопла газогенератора D_c исходного осесимметричного сопла ТРД, описанного в разделе 2.4, а продольная координата отсчитывалась от среза сопла вентилятора. Граничные условия были такими же, как и при расчете сопла с $BPR=5$ в параграфе 2.4. Шевронное сопло близкой геометрии было исследовано экспериментально в работе [12].

Основные результаты расчетов, которые представлены в этом параграфе, были приведены в работах [189,194].

3.2.2 Влияние шевронов на сопле газогенератора двухконтурного сопла ТРД на течение и характеристики турбулентности в струе

Воздействие шевронов на течение в струе усиливается при наличии спутного потока по сравнению с затопленной струей. Это связано с тем, что в этом случае шевроны воздействуют как на течение в струе, так и во внешнем потоке. Причем, если в струе они вызывают увеличение скорости, то в потоке с их внешней стороны – ее уменьшение. Возрастает радиальный градиент давления в струе около шевронов, что приводит к большей, чем для затопленной струи, деформации поперечного сечения струи, увеличению длины «лепестков» струи. Это можно видеть на рис. 3.12, на котором показаны распределения мгновенной и осредненной продольной скорости в поперечных сечениях струи из сопла двухконтурного ТРД с шевронами на сопле газогенератора. Видно, что отдельные «лепестки» струи из сопла газогенератора быстро сливаются, что приводит к значительному увеличению толщины слоя смешения и быстрому слиянию слоев смешения струй из сопла газогенератора и внешнего контура. Следствие этого – более быстрое, чем в случае осесимметричного сопла, падение параметров по длине струи, при этом уровень турбулентности, как будет показано далее, во внутренней струе относительно невысок.

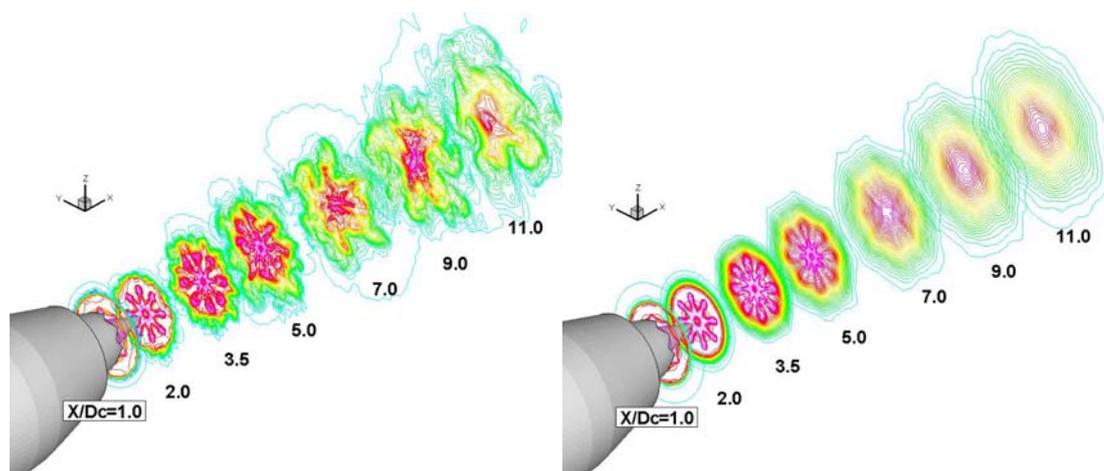


Рис. 3.12. Распределение продольной скорости в поперечных сечениях струи из шевронного сопла ТРД, слева – мгновенные значения, справа – осредненные.

Поля мгновенного распределения скорости продольной скорости и энергии турбулентности представлено на рис. 3.13. Турбулентный характер течение в наружном слое смешения приобретает на расстоянии около $0.5D_c$ от среза сопла вентилятора. Уровень пульсаций в наружном слое смешения заметно выше, чем во внутреннем слое смешения. Наличие шевронов приводит к тому, что течение в струе становится турбулентным практически сразу за срезом сопла газогенератора. В осесимметричном случае слой смешения струи из сопла газогенератора становится турбулентным на расстоянии 2-2.5 D_c от среза сопла газогенератора. (Это показано ниже на рис. 3.17)

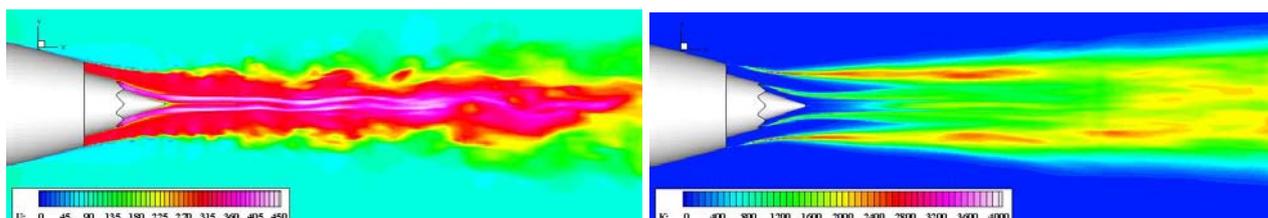


Рис. 3.13. Поля параметров течения в продольной плоскости: слева – мгновенной продольной скорости, справа – энергии турбулентности

На рис. 3.14 представлено полученное при расчетах распределение осредненной полной температуры вдоль оси струи. Видно, что расчет хорошо совпадает с экспериментальными данными [220] для этого сопла. Для сравнения на этом рисунке показаны результаты расчетов для сопла ТРД с $BPR=5$, полученные в параграфе 2.4, и экспериментальные данные для него из работы [220].

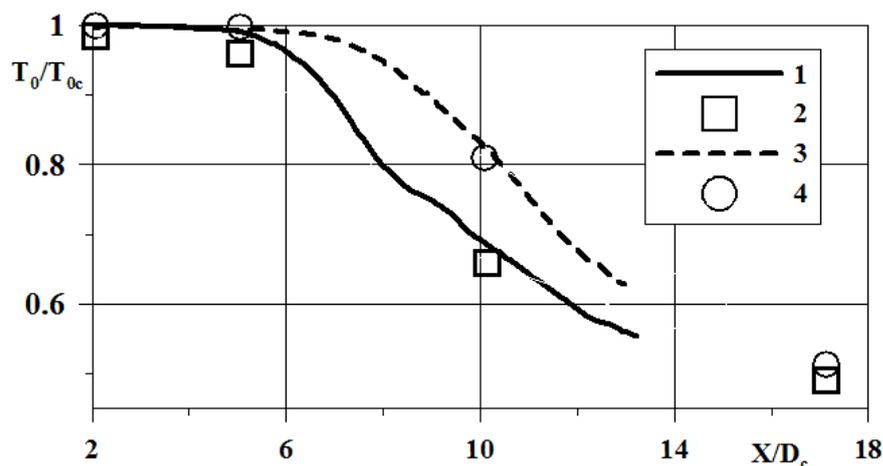


Рис. 3.14. Изменение осредненной максимальной полной температуры вдоль оси струи из двухконтурных сопел ТРД. Шевронное сопло: 1 – расчет, 2 – эксп. [220]. Осесимметричное сопло с BPR=5: 3 – расчет, 4 – эксп. [220].

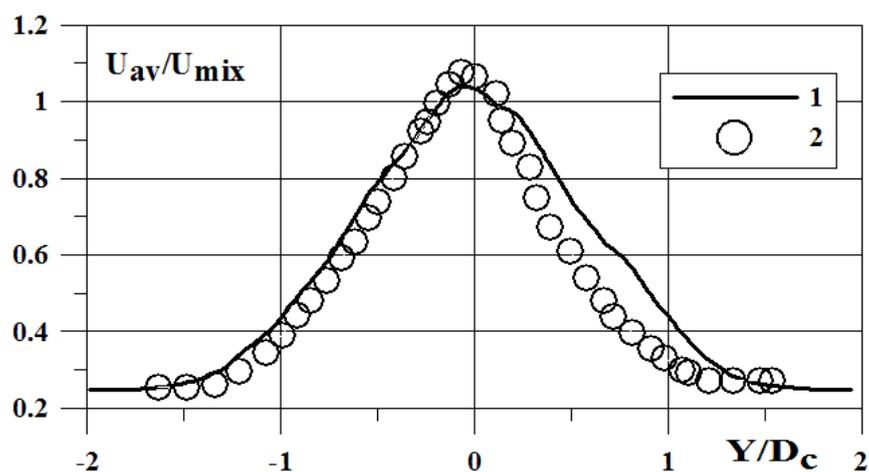


Рис. 3.15. Распределение осредненной продольной скорости в струе из шевронного сопла двухконтурного ТРД в сечении $X/D_c=10$: 1 – расчет, 2 – эксп. [12].

Распределение осредненной продольной скорости в сечении $X/D_c=10$ показано на рис. 3.15. Здесь: $U_{mix} = \frac{U_c + BPR \times U_f}{1 + BPR}$. U_c и U_f - скорости на срезе сопел двигателя и вентилятора соответственно. Наблюдается хорошее совпадение с экспериментальными данными [12] для этого сопла. Сравнение расчетного и экспериментального распределения энергии турбулентности в поперечном сечении $X/D_c=10.0$ в сечениях, проходящих через концы и основания шевронов, представлено на рис. 3.16. Асимметрия расчетного распределения является следствием недостаточного осреднения. Однако

максимальный уровень и ширина турбулентной области блики к экспериментальным данным [12].

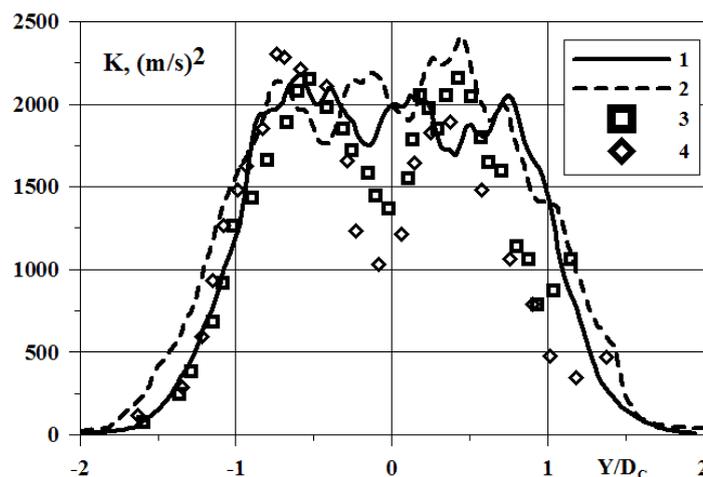


Рис. 3.16. Радиальное распределение энергии турбулентности в струе из шевронного сопла двухконтурного ТРД в сечении $X/D_c=10.0$. Расчет: 1 – в сечении, проходящем через шевроны, 2 – в сечении между шевронами. Эксп. [12]: 3 – в сечении, проходящем через шевроны, 4 – в сечении между шевронами.

3.3 Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на течение и уровень турбулентности в струе

3.3.1 Постановка задачи

При экспериментальном исследовании [11,12] осесимметричного сопла двухконтурного ТРД, геометрия которого близка к описанной в параграфе 2.4, была обнаружена асимметрия струи, истекающей из него. Наиболее заметно асимметрия проявилась в азимутальном распределении энергии турбулентности. Возможны две причины этого. При расчетах, выполненных автором диссертации RANS-методом [10], было установлено, что малая асимметрия сопла приводит к значительной азимутальной асимметрии течения. Другим возможным источником асимметрии струи из сопла двухконтурного ТРД может являться неустойчивость течения в ней, т.е. даже в случае

осесимметричной геометрии распределение осредненных параметров течения может быть асимметричным. Экспериментально это невозможно проверить, поскольку в любой реальной геометрии есть отклонения от идеальной симметрии. Ответить на этот вопрос позволяют методы ПЧМ: есть возможность задать идеальную осесимметричную геометрию, а осредненные параметры течения получаются осреднением по времени мгновенных нестационарных распределений, подобно тому, как это делается в эксперименте.

Целью настоящих расчетов были: проверка предположения о возможной неустойчивости осесимметричной струи из сопла двухконтурного ТРД, а также исследования влияния малых отклонений от симметрии геометрии сопла на течение и уровень турбулентности в струе. Основные результаты расчетов были представлены в [10,189,212,191].

3.3.2 Результаты расчетов по исследованию влияния эксцентриситета сопла газогенератора на течение и параметры турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД

Расчеты выполнялись с помощью RANS/ILES-метода со схемой MP5 для режима течения, который был описан в параграфе 2.4 для осесимметричного сопла ТРД с $BPR=5$. Расчетная сетка содержала 1.05×10^6 ячеек. Ее фрагмент был показан на рис.2.47 в главе 2. В азимутальном направлении было 60 ячеек. На область течения вниз по потоку от срезов сопел приходилось 88% от общего числа ячеек. Шаг сетки в продольном направлении на срезе сопла вентилятора составлял $\Delta X=0.009D_c$, на срезе сопла газогенератора $\Delta X=0.008D_c$ и около конца центрального тела – $\Delta X=0.015D_c$.

Параметры потока на выходе из сопла газогенератора были $M_j=0.8$, $T_j/T_\infty=2.5$, а из сопла вентилятора – $M_j=0.9$, $T_j/T_\infty=1.0$. Снаружи сопло обдувалось потоком с $M_\infty=0.28$. Число Рейнольдса, определенное по скорости на выходе из сопла газогенератора и его диаметру D_c , было $Re=5 \times 10^6$. При

представлении результатов линейные размеры были отнесены к выходному диаметру сопла газогенератора D_c , а продольная координата отсчитывалась от среза сопла вентилятора. При расчетах сопло внешнего контура было смещено параллельно оси сопла вверх относительно сопла газогенератора на расстояние ε . Было исследовано три значения эксцентриситета ε : 0, $0.01D_c$ и $0.04D_c$.

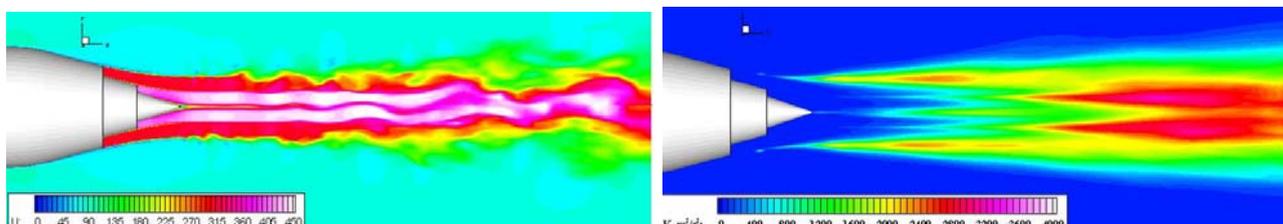


Рис. 3.17. Поля мгновенного распределения продольной скорости (слева) и энергии турбулентности (справа) в струе из осесимметричного сопла двухконтурного ТРД в плоскости, проходящей через ось сопла.

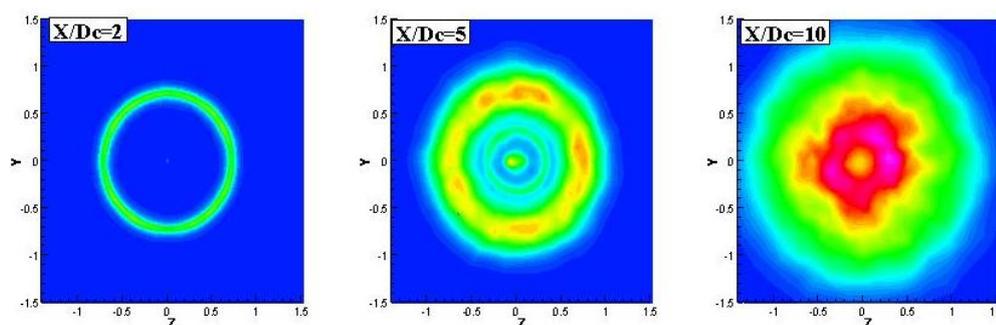


Рис. 3.18. Поля энергии турбулентности в струе из осесимметричного сопла двухконтурного ТРД в поперечных сечениях струи.

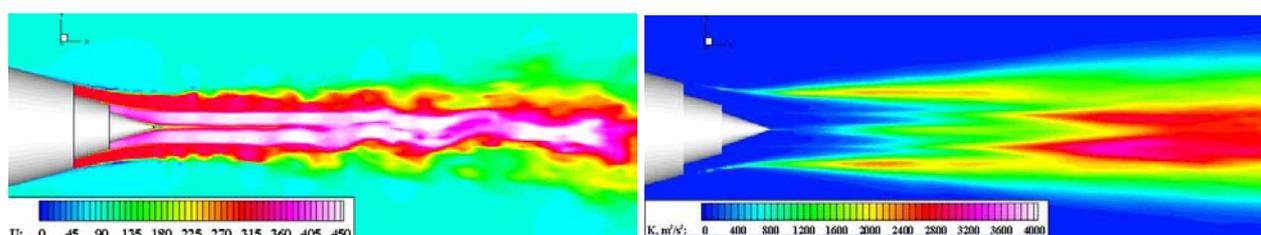


Рис. 3.19. Поля мгновенной продольной скорости (слева) и энергии турбулентности (справа) в струе из сопла двухконтурного ТРД при $\varepsilon=0.01D_c$ в плоскости, проходящей через ось сопла газогенератора.

На рис. 3.17 показано поле мгновенной скорости в вертикальной продольной плоскости, проходящей через ось сопла для случая с $\varepsilon=0.0$ – осесимметричного сопла, которое было исследовано в параграфе 2.4. Видно, что мгновенное течение в слоях смешения носит случайный характер без

видимой асимметрии. Симметричный характер осредненного течения хорошо виден и на распределении энергии турбулентности, которое также показано на рис. 3.17 и на рис. 3.18, где приведены распределения энергии турбулентности продольном и нескольких поперечных сечениях струи из этого сопла.

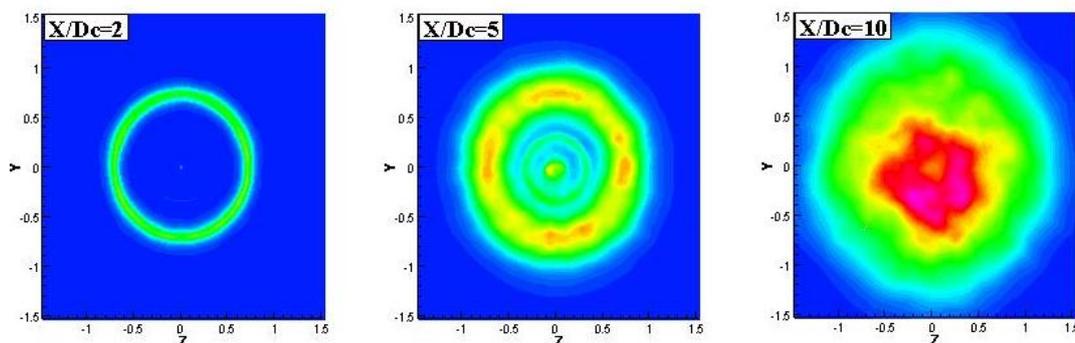


Рис. 3.20. Поля энергии турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД с $\varepsilon=0.01D_c$ в поперечных сечениях струи.

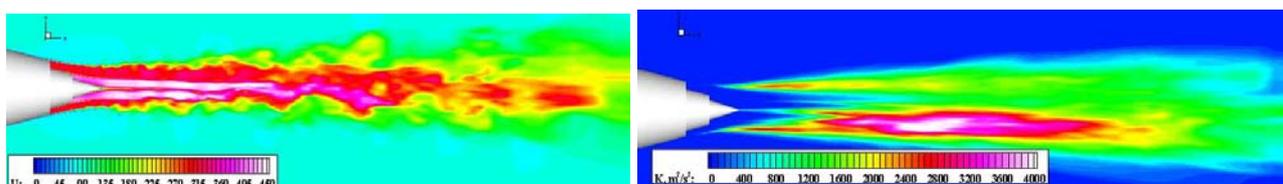


Рис. 3.21. Поля мгновенной продольной скорости (слева) и энергии турбулентности (справа) в струе из сопла двухконтурного ТРД при $\varepsilon=0.04D_c$ в плоскости, проходящей через ось сопла.

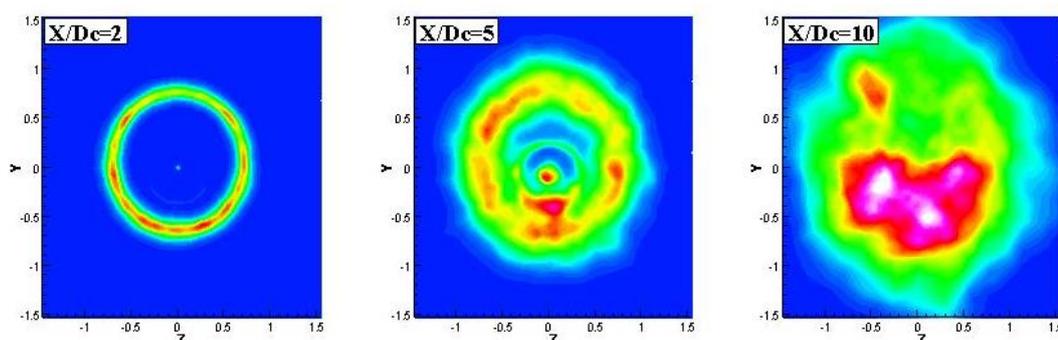


Рис. 3.22. Поля энергии турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД с $\varepsilon=0.04D_c$ в поперечных сечениях струи.

Далее было исследовано влияние эксцентриситета. Результаты расчетов при эксцентриситете $\varepsilon=0.01D_c$ показаны на рис. 3.19 и 3.20. Асимметрия течения видна уже в распределении мгновенной скорости на рис. 3.19. Распределение энергии турбулентности приобретает несимметричный характер

по мере удаления от среза сопла, что показано на рис. 3.19 и 3.20. Асимметрия в распределении энергии турбулентности заметно возрастает при увеличении эксцентриситета ε . Это можно видеть на рис. 3.21 и 3.22, на которых представлены результаты расчетов с $\varepsilon=0.04D_c$. В этом случае с нижней стороны струи, где слои смешения смыкаются раньше, уровень турбулентности выше, чем в струе из осесимметричного сопла, а сама струя отклоняется вниз.

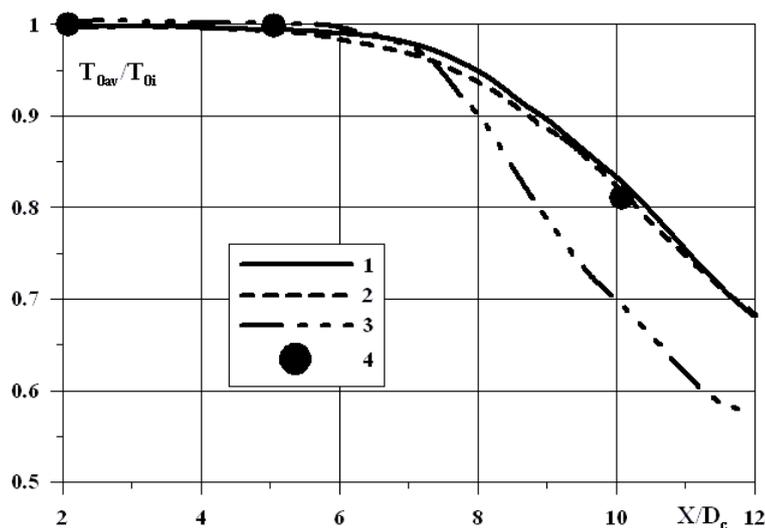


Рис. 3.23. Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на распределение максимальной осредненной полной температуры по длине струи: 1 – $\varepsilon=0$, 2 – $\varepsilon=0.01D_c$, 3 – $\varepsilon=0.04D_c$, 4 – эксп. [220] при $\varepsilon=0$.

Количественное влияние эксцентриситета на параметры течения в струе представлено на рис. 3.23 – 3.28. Так на рис. 3.23 показано влияние эксцентриситета на распределение максимальной осредненной полной температуры по длине струи. На рисунке также приведены данные для этого сопла при $\varepsilon=0$ из работы [220]. Видно, что $\varepsilon=0.01D_c$ практически не оказывает влияния на распределение максимальной осредненной полной температуры в струе. В то время как при $\varepsilon=0.04D_c$ полная температура в струе при $X/D_c > 7$ начинает падать значительно быстрее, чем в струе из базового осесимметричного сопла. На рис. 3.24 приведено распределение осредненной полной температуры поперек струи в сечении $X/D_c=10.0$. Видно, что при большом эксцентриситете распределение полной температуры становится несимметричным, его максимум смещается вниз от геометрической оси сопла. Это свидетельствует о том, что струя отклоняется вниз. При удалении от центра

струи с нижней стороны струи температура убывает медленнее, чем с верхней ее стороны. Это обусловлено тем, что уровень энергии турбулентности выше в нижней части струи, что приводит к большей диффузии горячего ядра с этой стороны струи.

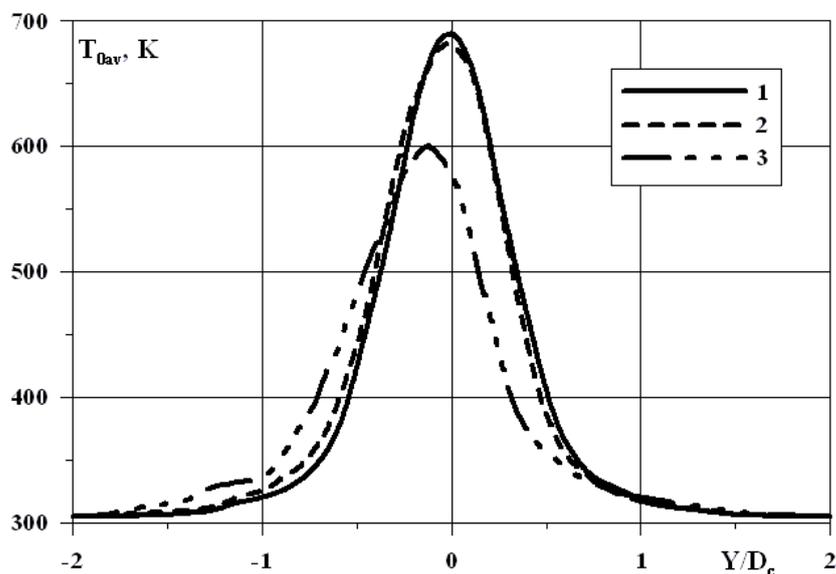


Рис. 3.24. Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на распределение максимальной осредненной полной температуры в струе при $X/D_c=10$: 1 – $\epsilon=0$, 2 – $\epsilon=0.01D_c$, 3 – $\epsilon=0.04D_c$,

Влияние эксцентриситета сопла на распределение осредненной продольной скорости показано на рис. 3.25 и 3.26. Распределение максимальной осредненной скорости по длине струи зависит от эксцентриситета так же, как и распределение осредненной полной температуры. Интересно отметить, что поперечное распределение скорости в сечении $X/D_c=10$ несколько отличается от того, которое наблюдалось для полной температуры. Скорость во внешнем слое смешения убывает медленнее в верхней части струи. Это обусловлено тем, что при $R/D_c > 1$ уровень энергии турбулентности в верхней части слоя смешения больше, чем в нижней, что вызывает большую диффузию скорости в радиальном направлении в слое смешения в верхней части струи (см. рис. 3.28). При этом максимум скорости смещен вниз от геометрической оси сопла вследствие отклонения струи.

Позднее авторами работы [38] при исследовании влияния эксцентриситета двухконтурного сопла ТРД на длину начального участка и отклонение струи были получены аналогичные результаты.

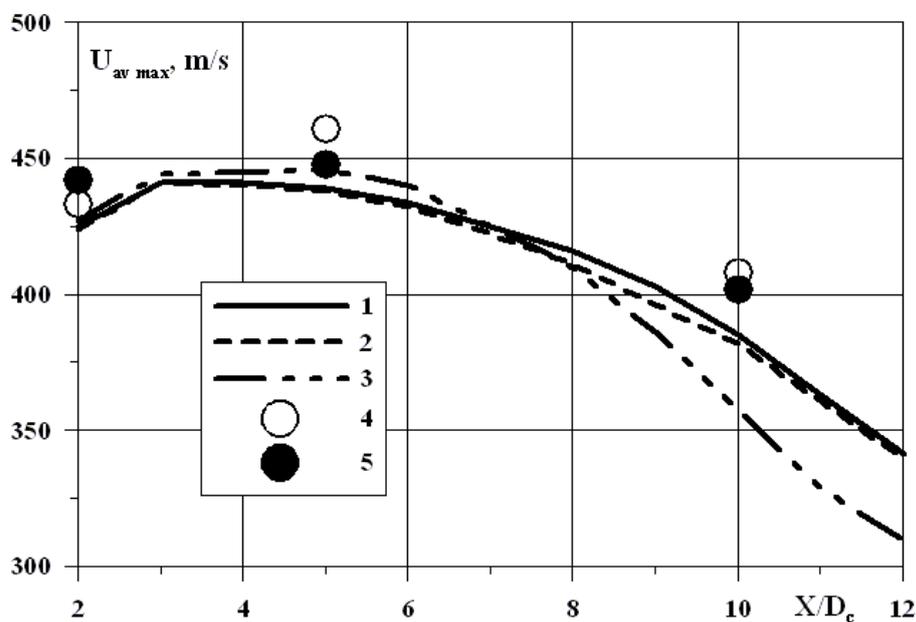


Рис. 3.25. Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на распределение максимальной осредненной скорости по длине струи: 1 – $\varepsilon=0$, 2 – $\varepsilon=0.01D_c$, 3 – $\varepsilon=0.04D_c$, 4 – эксп. [12], метод PIV, 5 – эксп. [12], замеры гребенкой.

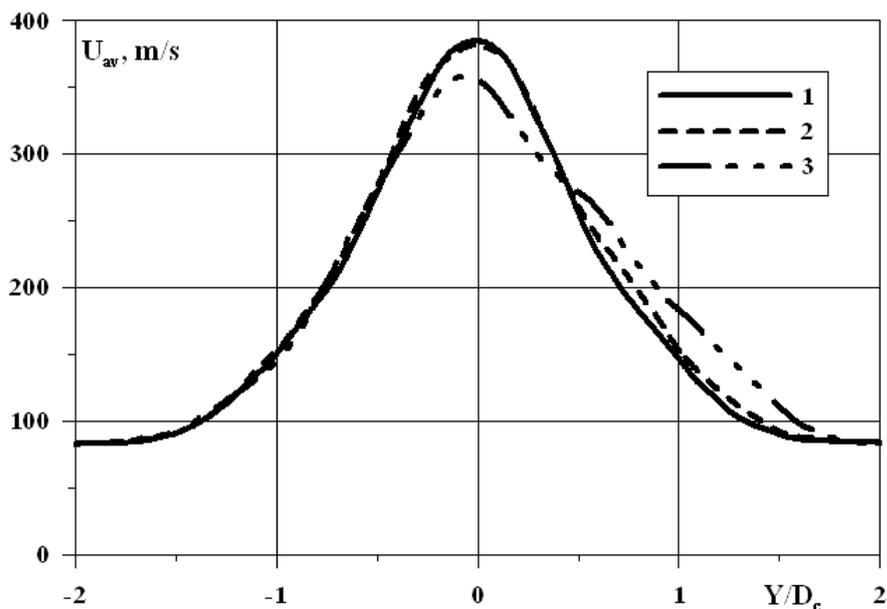


Рис. 3.26. Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на распределение осредненной скорости в струе при $X/D_c=10$: 1 – $\varepsilon=0$, 2 – $\varepsilon=0.01D_c$, 3 – $\varepsilon=0.04D_c$.

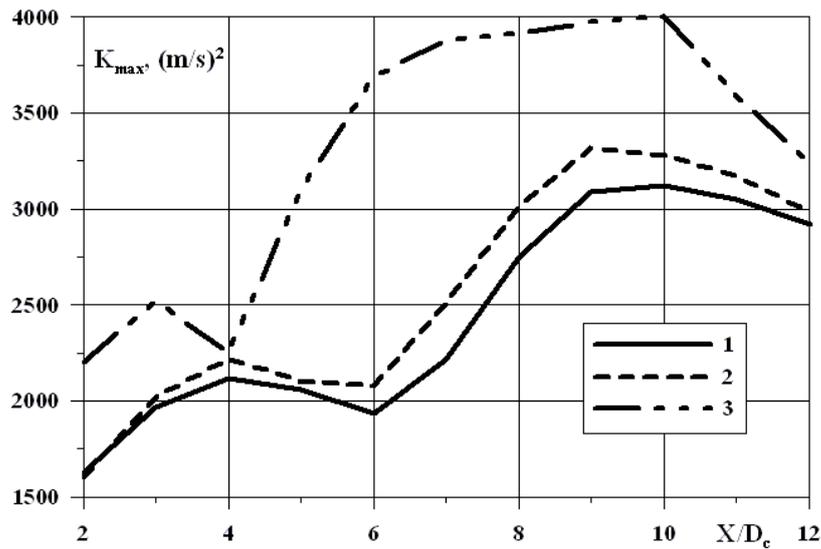


Рис. 3.27. Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на распределение максимальной энергии турбулентности по длине струи: 1 – $\varepsilon=0$, 2 – $\varepsilon=0.01D_c$, 3 – $\varepsilon=0.04D_c$.

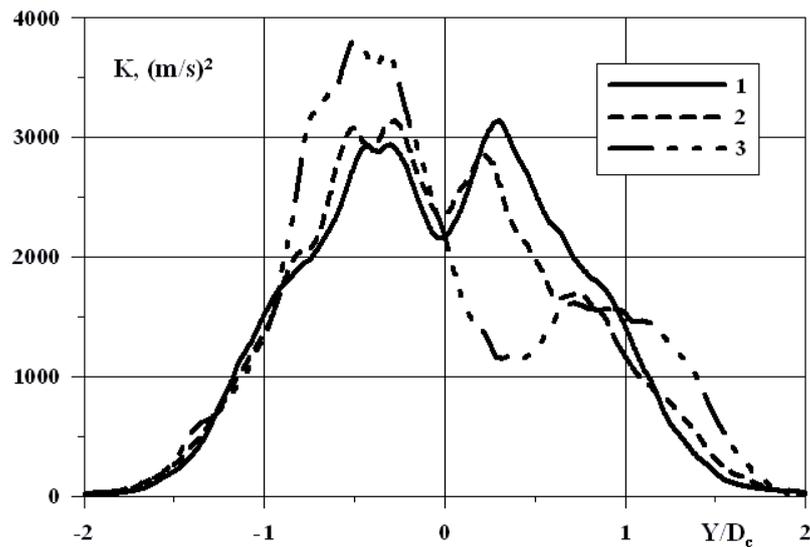


Рис. 3.28. Влияние эксцентриситета сопла газогенератора двухконтурного ТРД на радиальное распределение энергии турбулентности в струе в сечении $X/D_c=10$: 1 – $\varepsilon=0$, 2 – $\varepsilon=0.01D_c$, 3 – $\varepsilon=0.04D_c$.

Описанное выше влияние эксцентриситета на распределение параметров в струе вызвало изменение распределения и уровня энергии турбулентности в зависимости от величины ε , которое было показано на рис. 3.19-3.22. При наличии эксцентриситета слои смещения раньше смыкаются с нижней стороны, где расстояние между ними меньше, с этой стороны возрастает уровень энергии турбулентности, что вызывает асимметрию течения в струе. Кроме того при

$\varepsilon=0.04D_c$ максимум энергии турбулентности смещается на ось струи значительно раньше, чем в других исследованных случаях.

Распределение максимальных значений энергии турбулентности по длине струи в зависимости от величины эксцентриситета показано на рис. 3.27. Видно, что при $\varepsilon=0.01D_c$ максимальное значение энергии турбулентности меняется незначительно по сравнению с осесимметричным вариантом. При $\varepsilon=0.04D_c$ максимальное значение энергии турбулентности быстро нарастает при удалении от сопла и достигает значения, близкого к максимуму по длине струи при $X/D_c=6.0$, в то время как в других случаях он достигается при $X/D_c=9.0$. При этом пиковое значение энергии турбулентности увеличивается на 25-30% по сравнению с осесимметричной струей. Подъем уровня энергии турбулентности на малых расстояниях от среза сопла при $\varepsilon=0.04D_c$ может вызвать увеличение уровня шума струи, в том числе и высокочастотного. При $X/D_c>10.0$ энергия турбулентности для варианта $\varepsilon=0.04D_c$ начинает уменьшаться по длине струи быстрее, чем в других исследованных случаях. Распределение энергии турбулентности в сечении $X/D_c=10.0$ показано на рис. 3.28. Для варианта с $\varepsilon=0.04D_c$ распределение энергии турбулентности становится очень асимметричным. В нижней и в верхней частях слоя смешения максимальные значения энергии турбулентности различаются в более чем в два раза.

3.4 Применение RANS/ILES-метода для исследования воздействия «аэродинамических шевронов» на течение в струе из двухконтурного сопла ТРД

3.4.1 Постановка задачи

Исследованные в предыдущих разделах этой главы шевроны используются для уменьшения шума струй. Шевроны могут быть отнесены к средствам пассивного управления течением в струе. Они постоянно

воздействуют на течение в струе, независимо от того, есть ли в этом необходимость. Этому недостатку лишены активные устройства для управления течением в струе. К ним можно отнести вдув небольших струй воздуха в выхлопную струю. Известны примеры применения такого подхода как для осесимметричных сопел [221], так и для улучшения характеристик шевронных сопел [222]. В указанных работах были исследованы простые модельные сопла. Делаются также попытки использования вдува струй и для сопел двухконтурных ТРД [223]. В указанной работе было исследовано влияние вдува струй в сопло газогенератора через щели в его обечайке. Отмечается, что такой вдув имеет сильное воздействие на структуру скачков в струе при сверхзвуковых перепадах давления. Описанный способ управления течением в струе получил название «fluidic chevrons».

Несмотря на преимущества активного управления течением в струях, перечисленные выше подходы сложны с точки зрения практической реализации. Кроме того им необходим подвод воздуха для вдува струй и магистрали для этого подвода. Перспективным может оказаться применение так называемых «аэродинамических шевронов», описанных в работе [124]. Принцип работы «аэродинамических шевронов» сводится к следующему. Проточная часть сопла вентилятора соединяется с внешним потоком с помощью специальным образом спрофилированных каналов, проходящих через внешнюю обечайку сопла (рис. 3.29 и 3.30). Вследствие перепада давления вдоль внешней стороны обечайки сопла вентилятора образуется течение в виде прямоугольных сходящихся друг с другом струй. Взаимодействие пар струй между собой порождает вихри подобно традиционным шевронам. Эти вихри взаимодействуют с основной струей и вызывают изменение течения в ней. Результаты исследования автором диссертации описанного явления с помощью RANS представлено в [124]. В эксперименте в работе [124] было получено, что с помощью «аэродинамических шевронов» определенной формы удастся снизить шум струи.

Настоящие расчеты были проведены для более детального исследования влияния «аэродинамических шевронов» на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД, а также для изучения механизма взаимодействия струй из «аэродинамических шевронов» с выхлопной струей. Для улучшения разрешения деталей течения, обусловленных «аэродинамическими шевронами», расчеты выполнялись с помощью RANS/ILES-метода со схемой MP9.

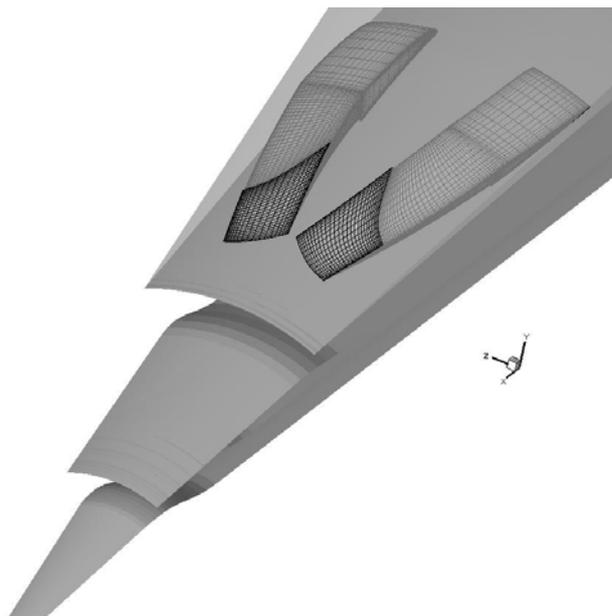


Рис.3.29. Геометрия проточной части каналов «аэродинамических шевронов».

Сложность геометрии и необходимость разрешения течения в струях из «аэродинамических шевронов», размеры которых значительно меньше размеров выхлопной струи из сопла ТРД, требуют очень больших расчетных сеток и значительных вычислительных ресурсов для разрешения всех деталей течения при использовании RANS/ILES-метода. Избежать этого можно, если применить экономичный упрощенный подход, позволяющий, тем не менее, получить высокое разрешение на начальном участке струи при умеренных вычислительных затратах. Расчет течения проводится в азимутальном направлении лишь для части струи, включающей в себя только один «аэродинамический шеврон», как это показано на рис. 3.29. В литературе известны примеры расчета с помощью LES только части струи в азимутальном направлении [224]. Это позволяет повысить точность расчета на начальном

участке струи на относительно небольших сетках. Ограничением данного подхода является то, что он обеспечивает достоверные результаты только на начальном участке струи, пока слой смещения не достиг оси струи. При исследовании взаимодействия струй из «аэродинамических шевронов» наиболее интересны первые 2-3 калибра от среза сопла. На этих расстояниях использование указанного упрощенного подхода, когда рассматривается только один «аэродинамический шеврон», позволяет получить достаточно корректные результаты. При расчетах основное внимание уделялось разрешению внешнего слоя смещения сопла вентилятора и его взаимодействию со струями «аэродинамических шевронов». Геометрия сопла и каналов «аэродинамического шеврона», была близка к варианту СН6 из работы [124]. Основные результаты расчетов опубликованы в статье [198].

3.4.2 Исследование влияния аэродинамических шевронов на течение и характеристики турбулентности в струе

Расчеты выполнялись на многоблочной структурированной сетке. Сеточные линии совпадали со стенками сопла и границами расчетной области. В азимутальном направлении расчетная область представляла собой сектор 45° – в расчетах рассматривалась часть конфигурации с 8 «аэродинамическими шевронами», которая была исследована экспериментально в работе [124]. В продольном направлении была использована сетка типа H. В поперечных сечениях – сетка типа C, точнее часть сетки типа O, за исключением проточной части каналов «аэродинамических шевронов», где использована сетка типа H. Расчетная сетка состояла из 5 блоков. Три из них – для описания сопел газогенератора, вентиляторного контура, а также области внешнего течения. В продольном направлении они содержали 100, 140 и 170 ячеек. В радиальном направлении – 15, 25 и 50 ячеек соответственно. В азимутальном направлении в них было по 72 ячейки. Это соответствует 576 ячейкам на полный круг. В азимутальном направлении сетка сгущалась в окрестности выхода из

«аэродинамических шевронов». Два блока были использованы для описания каналов «аэродинамических шевронов». Каждый из них содержал 80, 20. и 20 ячеек в продольном, радиальном и азимутальном направлениях. Общее число ячеек расчетной сетки было 0.96×10^6 . Фрагмент геометрии сопла в продольном сечении, проходящем через канал «аэродинамического шеврона», и расчетная сетка показаны на рис.3.30.

На входных границах расчетной области, а также наружной границе внешнего блока ставились условия для входной границы течения, описанные в разделе 1.2.12. Параметры на входе в сопло газогенератора были $P_0=156000\text{Pa}$, $T_0=828\text{K}$, в сопло вентилятора – $P_0=175000\text{Pa}$, $T_0=290\text{K}$. Во внешнем потоке полные параметры потока были $P_0=104500\text{Pa}$ и $T_0=290\text{K}$, статическое давление $P_s=100000\text{Pa}$, что соответствовало $M_e=0.25$. Геометрия проточной части сопел газогенератора и вентилятора была, как у сопла с $VPR=5$, исследованного в параграфе 2.4. На боковых границах расчетной области было использовано условие периодичности. На оси струи поперечные компоненты скорости равнялись нулю, а для остальных параметров течения производные в радиальном направлении полагались равными нулю. На выходе из расчетной области ставились условия для выходной границы течения, описанные в разделе 1.2.12.

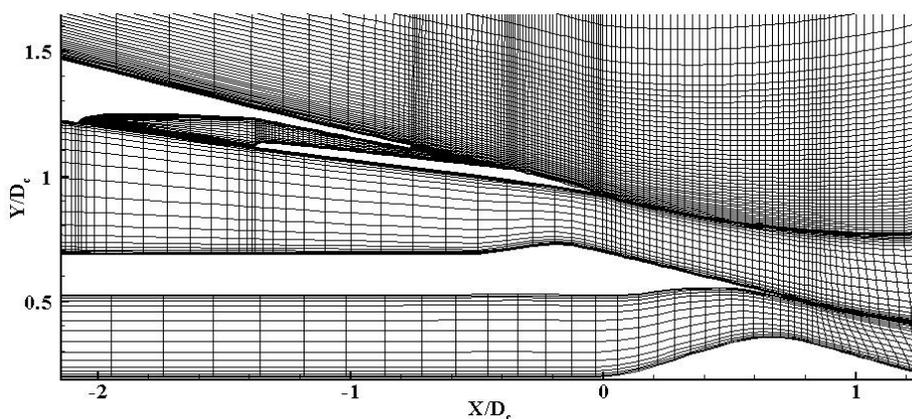


Рис. 3.30. Фрагмент сетки для сопла с «аэродинамическими шевронами».

Параметры течения, полученные при расчетах RANS/ILES-методом в поперечном сечении $X/D_c=1.45$, были сравнены с экспериментальными данными из работы [124]. На рис 3.31 показано распределение осредненной

продольной скорости, полученное при расчетах и в эксперименте. Видно, что в расчете скорость в струях из «аэродинамических шевронов» выше, чем в эксперименте. Возможной причиной этого может быть расхождение в режимных параметрах и геометрии проточной части «аэродинамических шевронов» в расчете и эксперименте [124].

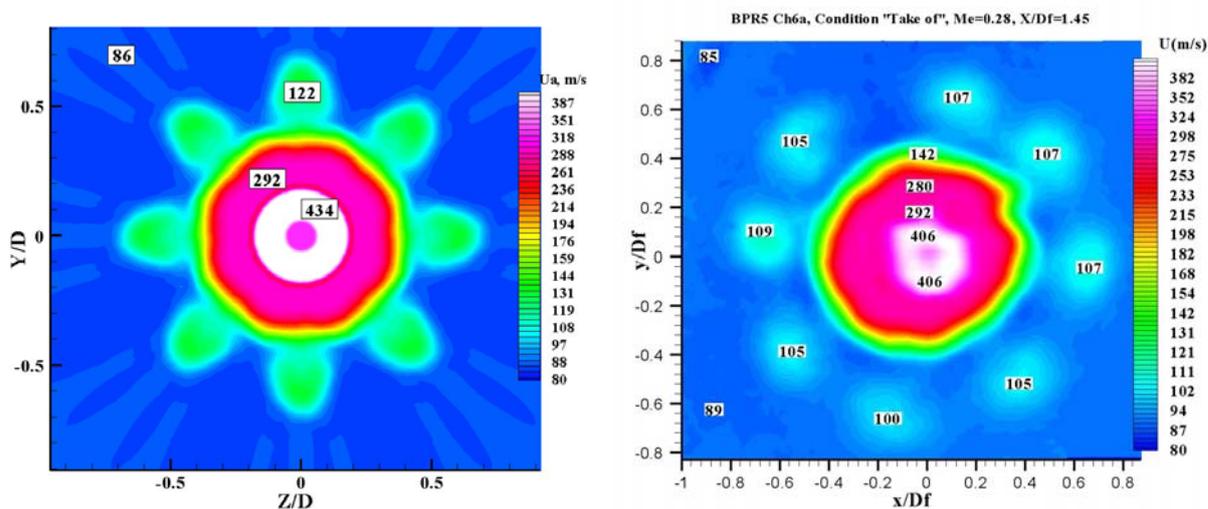


Рис. 3.31. Распределение осредненной продольной скорости в струе из сопла двухконтурного ТРД с «аэродинамическими шевронами» в сечении $X/D_c=1.45$. Слева – расчет RANS/ILES-методом, справа – эксперимент [124].

Распределение пульсаций продольной скорости в сечении $X/D_c=1.45$, полученное в расчете и в эксперименте представлено на рис. 3.32. Уровень пульсаций продольной скорости в расчете выше, чем в эксперименте. Это связано с большим, чем в эксперименте, уровнем скорости в струях из «аэродинамических шевронов» и слоях смешения струи ТРД. Однако можно говорить о том, что расчет качественно и частично количественно описывает особенности течения, которые наблюдались в эксперименте. Это позволяет использовать результатов расчетов для изучения механизма взаимодействия «аэродинамических шевронов» на течение в струе из сопла ТРД.

На рис. 3.33 показаны мгновенные и осредненные распределения продольной компоненты скорости в поперечных сечениях струи, полученные в этих расчетах. Цифрами обозначены расстояния сечений от среза сопла вентилятора. Видно, что уже у среза сопла вентилятора течение в струе из «аэродинамического шеврона» турбулентное. Следует отметить, что действие

струй из «аэродинамических шевронов» на основную струю ТРД проявляется на значительных расстояниях от среза сопла. По мере удаления от среза сопла вид струи в поперечных сечениях становится близким к тому, который наблюдается в струе из обычного шевронного сопла.

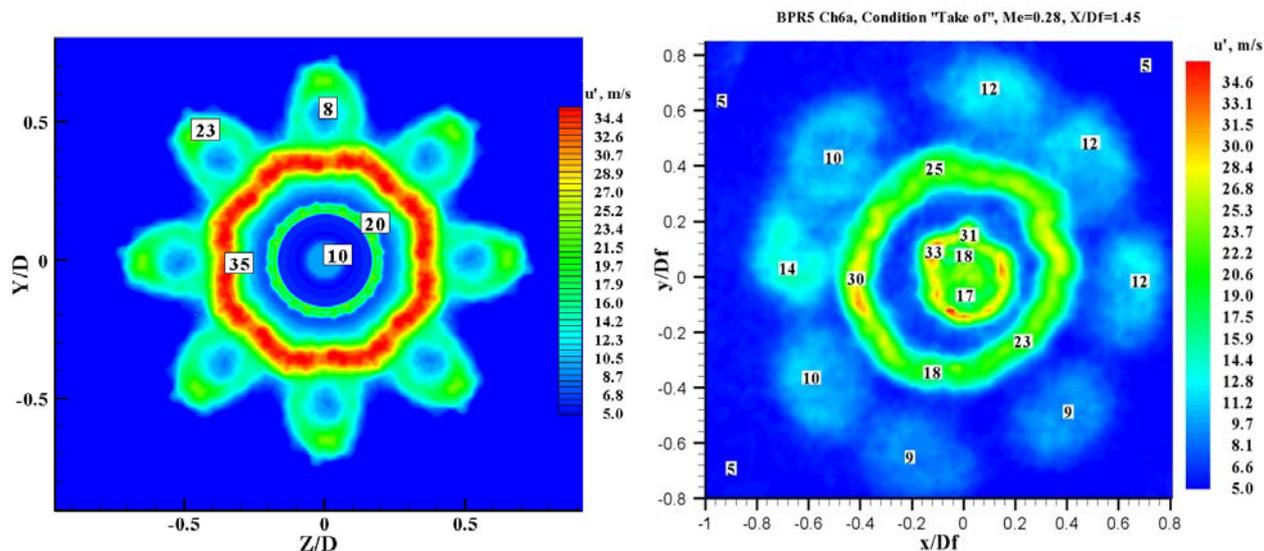


Рис. 3.32. Распределение пульсаций продольной скорости струе из сопла двухконтурного ТРД с «аэродинамическими шевронами» при $X/D_c=1.45$. Слева – расчет RANS/ILES-методом, справа – эксперимент [124].

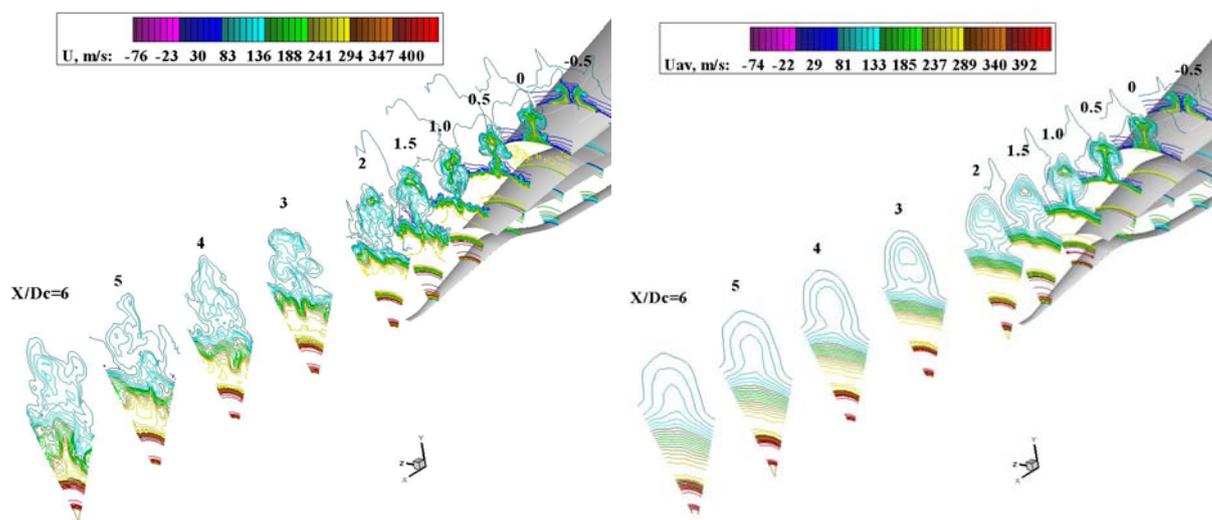


Рис. 3.33. Распределение продольной компоненты скорости в поперечных сечениях струи из сопла двухконтурного ТРД с «аэродинамическими шевронами»: слева – мгновенное распределение, справа – осредненное.

Мгновенное распределение продольной скорости в плоскости $Z=0$, между выходными сечениями каналов «аэродинамического шеврона» показано на рис.

3.34. Видно, что течение, как в основной струе, так и в струе из «аэродинамического шеврона» носит турбулентный характер. Но радиальный градиент скорости в этом сечении меньше, чем в струе без «аэродинамических шевронов». Следует отметить, что высота струи из «аэродинамического шеврона» примерно такая же, как и радиус выхлопной струи из сопла ТРД.

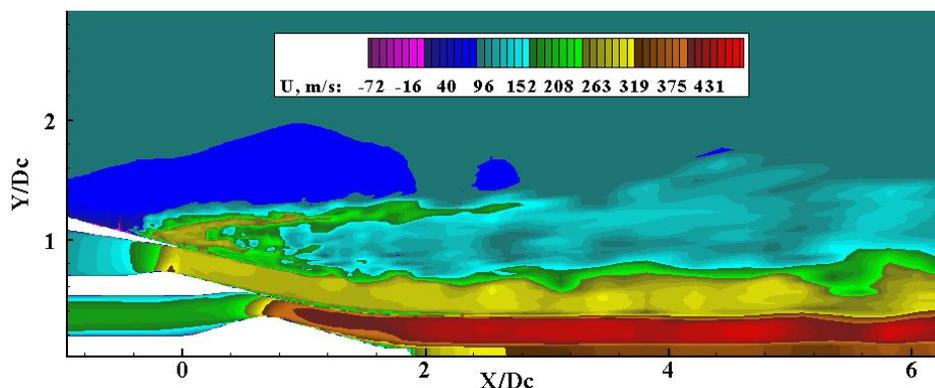


Рис. 3.34. Мгновенное распределение продольной скорости в продольном сечении между выходными сечениями «аэродинамических шевронов».

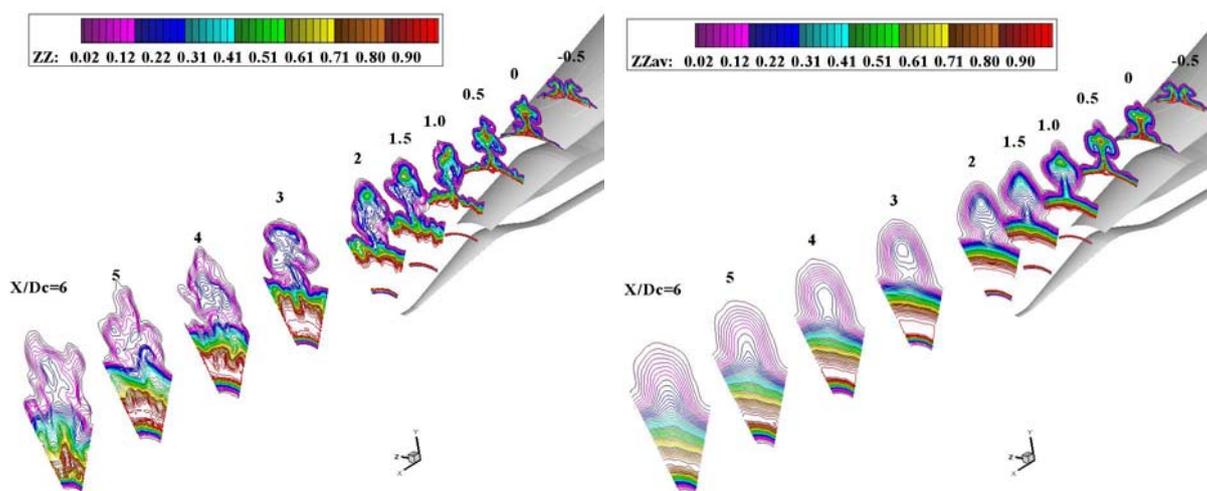


Рис. 3.35. Распределение концентрации пассивной примеси ZZ в поперечных сечениях струи. Слева – мгновенное распределение, справа – осредненное.

Для визуализации струй из «аэродинамического шеврона» газ в сопле внешнего контура был «помечен» пассивной примесью. На рис. 3.35 представлены полученные в расчетах мгновенное и осредненное распределения концентрации пассивной примеси ZZ в поперечных сечениях струи. Координаты сечений такие же, как и на рис. 3.33. Получено, что осредненное распределение пассивной примеси близко к тому, которое наблюдалось в

эксперименте в работе [124,192], где для визуализации использовался дым. Дополнительно на рис. 3.36 представлены мгновенное и осредненное поля концентрации пассивной примеси в продольной плоскости $Z=0$. На рис. 3.33-3.36 видно, что взаимодействие струи от «аэродинамического шеврона» приводит к утолщению слоя смешения струи из сопла вентиляторного контура. Это проявляется уже у среза сопла вентилятора.

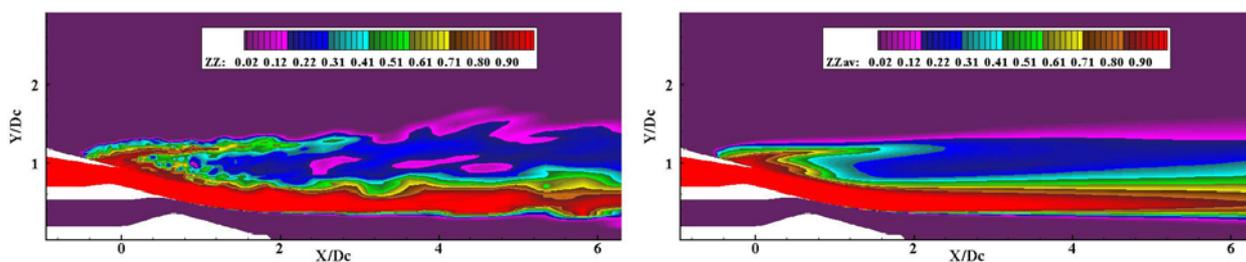


Рис. 3.36. Поле концентрации пассивной примеси ZZ в сечении $Z=0$ струи из сопла двухконтурного ТРД с «аэродинамическими шевронами»: слева – мгновенное, справа – осредненное.

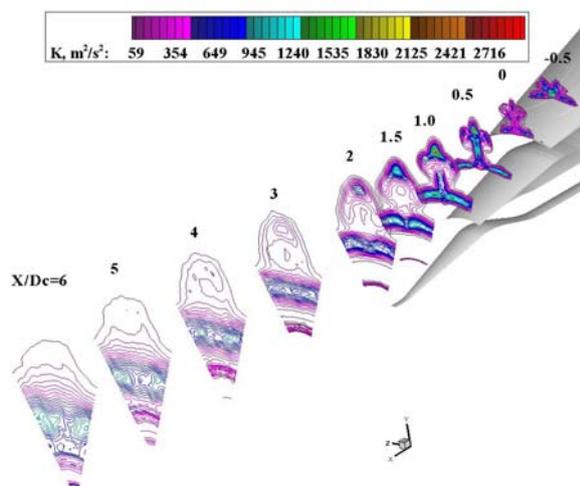


Рис. 3.37. Распределение энергии турбулентности в поперечных сечениях струи

Следствием этого должно быть уменьшение энергии турбулентности в слое смешения в струе из сопла вентилятора ТРД. На рис. 3.37 показано распределение энергии турбулентности в поперечных сечениях струи. Распределение энергии турбулентности в продольном сечении $Z=0$ представлено на рис. 3.38. Видно, что максимум энергии турбулентности находится в зоне взаимодействия струй из «аэродинамических шевронов» над основной струей. Размеры этой области малы. В слое смешения струи из сопла

вентилятора уровень энергии турбулентности ниже. Иллюстрацией этого служит рис. 3.39.

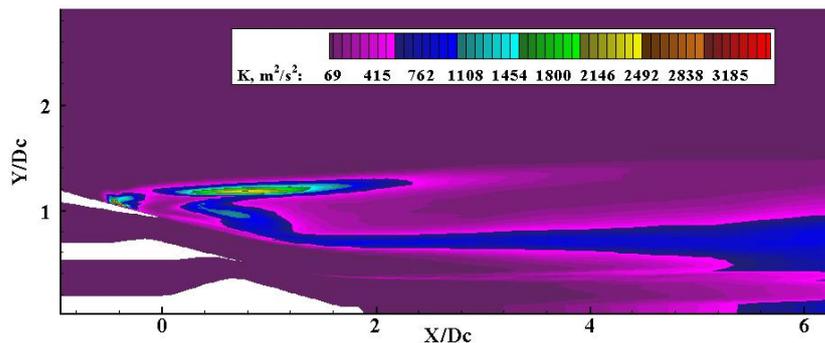


Рис. 3.38. Поле энергии турбулентности в продольном сечении струи $Z=0$.

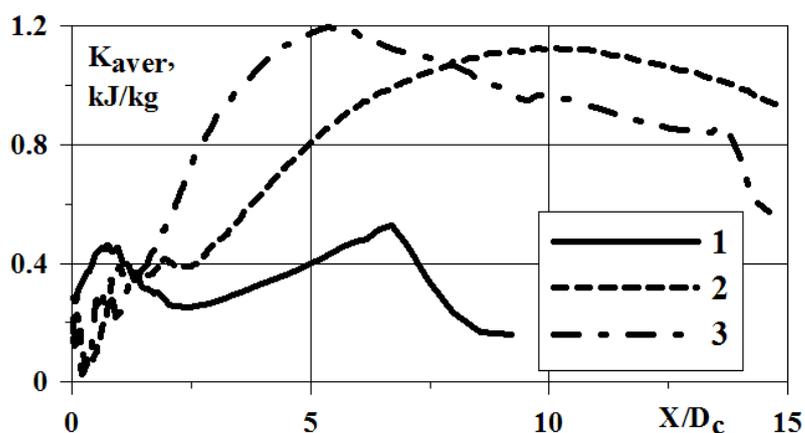


Рис. 3.39. Распределение энергии турбулентности, осредненной по расходу струи, по длине струи: 1 – струя из сопла с «аэродинамическими шевронами», 2 – струя из базового осесимметричного сопла с $BPR=5$, 3 – струя из сопла с 8 шевронами на сопле газогенератора.

На рис. 3.39 показано распределение энергии турбулентности, осредненной по расходу струи [225], в струе из сопла с «аэродинамическими шевронами», из базового осесимметричного сопла с $BPR=5$, а также шевронного сопла, описанного в разделе 3.2.2. Расчеты струи из осесимметричного сопла выполнялись на сетке содержащей 2.4×10^6 ячеек с помощью настоящего RANS/ILES-метода со схемой MP9. Размеры ячеек были недостаточными для разрешения турбулентных вихрей в слоях смешения на малых расстояниях от срезов сопел, поэтому уровень энергии турбулентности около срезов сопел занижен. Резкий спад энергии турбулентности в сопле с «аэродинамическими шевронами» после $X/D_c=6$ вызван тем, что на больших

расстояниях была использована грубая сетка в продольном направлении. Однако, на рис. 3.39 видно, что при $X/D_c \geq 1.5$ темп нарастания и уровень энергии турбулентности для сопла с «аэродинамическими шевронами» меньше, чем у базового осесимметричного сопла с $BPR=5$ и сопла ТРД с шевронами на сопле газогенератора.

3.5 Исследование с помощью WMILES-метода влияния геометрии шевронов на течение и характеристики турбулентности в струях из конических шевронных сопел

3.5.1 Постановка задачи

В предыдущих разделах этой главы были приведены результаты расчетов истечения струй из сопел сложной формы: шевронных, с эксцентриситетом, с «аэродинамическими шевронами». Во всех случаях расчеты выполнялись с помощью RANS/ILES-метода, описанного в главе 1, и пограничный слой в сопле был стационарным. Однако, как отмечалось в главе 2, комбинированные RANS/LES-методы в силу своего построения не могут обеспечить точного описания турбулентных вихрей в слое смещения струи сразу за срезом сопла. Однако для ряда практических приложений важен именно этот участок струи, например, для оценки эффективности шевронов, для лучшего понимания механизма их воздействия на течение в струе. В параграфе 2.3 на примере расчета струи из конического сопла SMC000 продемонстрировано, что при создании нестационарного пограничного слоя в сопле, можно значительно улучшить точность описания течения сразу за срезом сопла, и практически избавиться от «численного» перехода. Расчет течения в пограничном слое в этом случае проводился WMILES-методом, описанным в разделе 1.2.9.

Целью расчетов, результаты которые описаны ниже, было исследование влияния геометрии шевронов (угла наклона по отношению к оси сопла) на течение в струе и ближнее акустическое поле струи. Для расчета

нестационарного пограничного слоя в сопле был использован WMILES-метод со схемой MP9. Расчеты выполнялись для трех простых конических сопел с шестью треугольными шевронами, геометрия которых близка к геометрии сопел SMC005, SMC001, SMC006 из работы [199]. Угол наклона стенки сопла к оси струи для всех сопел был одинаков и составлял 5° . Угол наклона шевронов к оси струи составлял 0° , 5° и 18° соответственно. Геометрия сопел показана на рис. 3.40. Во всех случаях длина шевронов в проекции на ось сопла составляла $0.445D$. Длина сопла от сечения входа до основания шевронов составляла $0.4D$. Концы шевронов совпадали в продольном направлении с $X=0$.

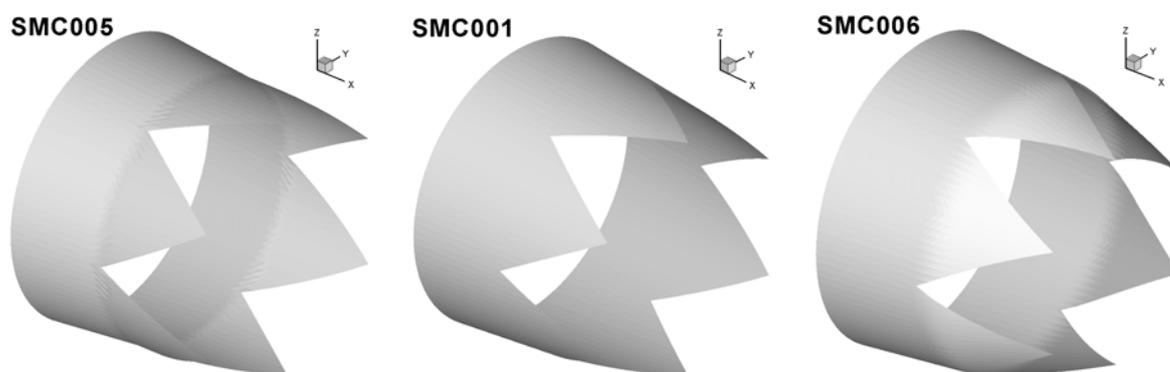


Рис. 3.40. Геометрия сопел SMC005, SMC001, SMC006.

Основные результаты расчетов опубликованы в работах [185, 190–192, 212].

3.5.2 Результаты расчетов

Расчеты выполнялись на двух сетках. Топология сеток совпадала с той, что была использована для расчета осесимметричного сопла, описанного в разделе 2.2.1. Первая из них (далее сетка 1) содержала около 2.5×10^6 ячеек. В азимутальном направлении было 204 ячейки, в продольном – $NX=180$ ячеек, $XF=5.75D$, при этом $NJ=100$ и $NF=86$. На оси струи при $X=0$ шаг сетки был $0.015D$, а при $X=XF$ – $0.18D$. Здесь использованы такие же обозначения для параметров сетки, как и в параграфе 2.3. У другой сетки (сетка 2) общее число ячеек было 2.13×10^6 ячеек. В азимутальном направлении было 120 ячеек, а в продольном – $NX=235$ ячеек, при этом $NJ=205$ и $NF=190$. На оси струи при $X=0$

шаг сетки был $0.016D$, а при $XF=10D$ – $0.13D$. Для турбуликации течения в пограничном слое, как и в случае осесимметричного сопла, использовался обратный уступ. Его высота равнялась $H=0.025D$, а толщина пограничного слоя на входе была $\delta_i=0.05D$.

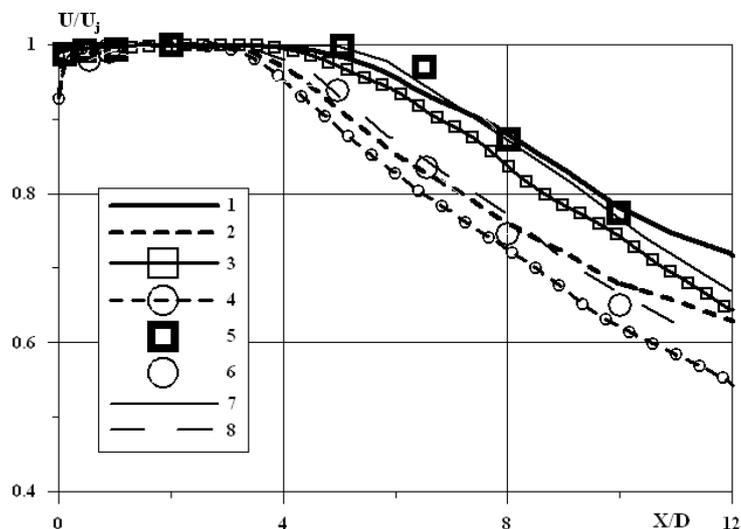


Рис. 3.41. Распределение по длине струи осредненной продольной скорости на оси струй из шевронных сопел: 1 – SMC001, WMILES-метод, сетка 1; 2– SMC006, WMILES-метод, сетка 1; 3– SMC001, WMILES-метод, сетка 2; 4– SMC006, WMILES-метод, сетка 2; 5 – SMC001, эксп. [36]; 6– SMC006, эксп. [36]; 7 – SMC001, RANS/LES-метод [36] 1; 8– SMC006, RANS/LES-метод [36].

Полное давление на входе в сопло составляло 186100Па , полная температура 300К , вне сопла давление было 100000Па , а температура 300К . Число Re , определенное по диаметру сопла и скорости U_j , вычисленной по перепаду давления в сопле, равнялось 2.0×10^5 . Безразмерный шаг по времени в этих расчетах был 3×10^{-2} . На рис. 3.41 для сопел SMC001 и SMC006 представлено распределение осредненной продольной скорости на оси струи в сравнении расчетами с помощью RANS/ILES-метода из работы [36], а также экспериментальными данными, приведенными в указанной работе. Видно, что расчеты на сетке 1 близки к данным эксперимента и расчета RANS/ILES-методом [36], которые выполнялись на сетке с 13×10^6 ячеек. Сетки 1 и 2 имеют примерно одинаковый шаг в продольном направлении. Наибольшие различия в количестве ячеек, а, следовательно, и шаге в азимутальном направлении: у

сетки 1 он в 1.7 раза меньше, чем у сетки 2. Влияние изменения разрешения сетки в азимутальном направлении можно наглядно видеть на рис. 3.41.

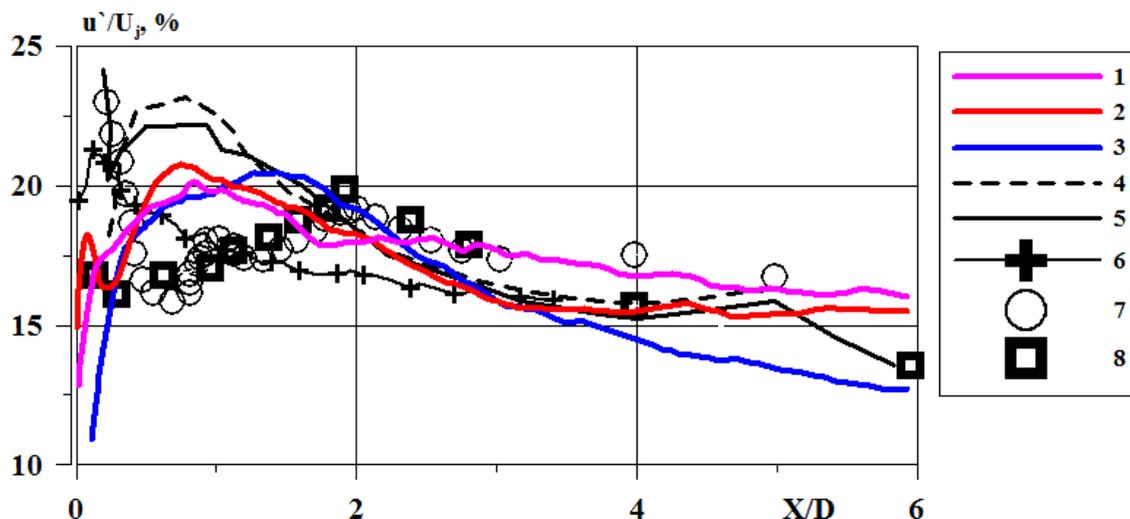


Рис. 3.42. Распределение по длине струи максимальных пульсаций продольной скорости в слоях смешения струй из шевронных сопел: 1 – SMC005, WMILES-метод; 2 – SMC001, WMILES-метод; 3 – SMC006, WMILES-метод; 4 – SMC001, RANS/LES-метод[36]; 5 – SMC006, RANS/LES-метод [36]; 6 – SMC001, LES-метод [48]; 7 – SMC001, эксп. [36]; 8 – SMC006, эксп. [36].

На рис. 3.42 показано влияния угла отклонения шевронов на распределение максимальных пульсаций продольной скорости в слое смешений струй из этих сопел. Пульсации отнесены к скорости на срезе сопла. Расчеты выполнялись на сетке 2. Здесь же нанесены известные экспериментальные данные, приведенные в работе [36]. Максимальный уровень пульсаций скорости, полученный с помощью WMILES-метода, близок к экспериментальным значениям этого параметра. При расчетах на сетке 1 получены близкие пиковые значения пульсаций скорости, во избежание загромождения рисунка они не приведены. При использовании RANS/LES-методов наблюдается завышенный уровень пульсаций скорости на малых расстояниях от среза сопла. Это видно из приведенных на этом же рисунке результатов расчетов из работы [36]. На рисунке также показаны (кривая 6) результаты расчетов течения в сопле SMC001 и его струе с помощью LES на сетке 100×10^6 из работы [48].

3.5.3. Влияние геометрии шевронов на ближнее акустическое поле.

Турбулизация пограничного слоя и применение WMILES-метода для расчета пограничного слоя в сопле позволяет получить близкое к турбулентному течение сразу за срезом сопла. Это дает возможность исследовать влияние геометрии шевронов на течение в струе и ближнее акустическое поле на малых расстояниях от сопла и даже между шевронами. Расчеты, результаты которых будут обсуждаться ниже, проводились на сетке 2: она имела мелкий шаг в радиальном расстоянии на больших расстояниях от струи, чем сетка 1. Последнее требовалось для визуализации акустических волн, необходимой для анализа влияния шевронов на акустическое поле струи.

На рис. 3.43 представлено распределение статической температуры в поперечных сечениях, проходящих через концы шевронов и в сечении на расстоянии одного калибра вниз по потоку для всех рассмотренных сопел. Мгновенное распределение статической температуры позволяет хорошо визуализировать течение. Видно, что уже при $X=0$ течение имеет нестационарный, близкий к турбулентному характер. К сечению $X/D=1.0$ для всех исследованных сопел наблюдается выраженная турбулентная структура слоя смешения. Здесь для удобства представления результатов в качестве D был использован диаметр осесимметричного сопла SMC000. Для сопла SMC005 течение уже от среза сопла напоминает истечение из круглого сопла, азимутальная неоднородность, вызванная шевронами, практически незаметна. Для сопла SMC001 шевроны вызывают деформацию струи и появление небольших «лучей» или «лепестков». На срезе сопла струя превращается в шестиугольную. Качественно картина сохраняется и в сечении $X/D=1.0$. «Лепестки» короткие и размытые, длина их меньше, чем их ширина и сопоставима с толщиной слоя смешения. Наибольшую деформацию струи вызывают шевроны сопла SMC006. В этом случае длина «лепестков» на срезе сопла порядка радиуса сопла. Видно, что в сечении $X/D=1.0$ «лучи» остаются

длинными, с сильно изрезанной поверхностью, их длина значительно больше толщины.

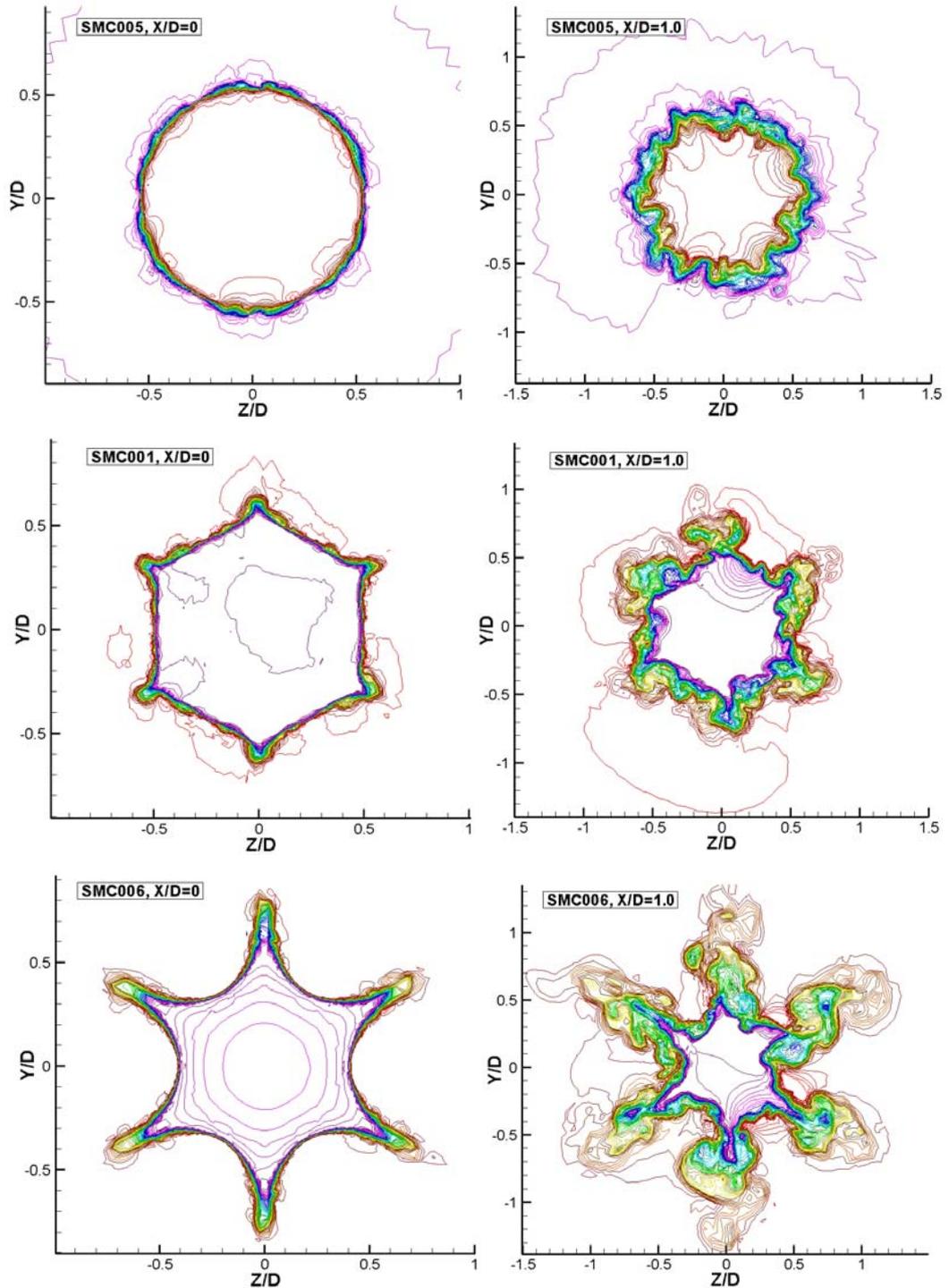


Рис. 3.43. Распределение статической температуры в поперечном сечении, проходящем через концы шевронов при $X/D=0$, и в сечении $X/D=1.0$ для сопел SMC005, SMC001 и SMC006 при расчетах WMILES-методом.

Совместный расчет течения в сопле и струе позволяет исследовать течение не только в струе, но и в сопле. На рис. 3.44 и 3.45 представлены поля

величины $\partial p/\partial t$ в различных поперечных сечениях сопла и струи для сопел SMC005, SMC001, SMC006. Для удобства сравнения диапазон изменения параметра и количество линий уровня везде одинаковы. У всех сопел уже в сечении около основания шевронов при $X=-0.4D$ между шевронами появляются волны давления высокой частоты. Однако у струи из сопла SMC005 волны имеют малую интенсивность и исчезают почти сразу за срезом сопла. В случае сопла SMC001 интенсивность волн выше. Они заметны на некотором расстоянии от среза сопла, но уже к сечению $X/D=1.0$ распределение $\partial p/\partial t$ очень похоже на то, которое наблюдается для струи из сопла SMC005. Самые заметные волны в струе из сопла SMC006. Они не затухают дальше всех из рассмотренных сопел и имеют наибольшую интенсивность по сравнению с другими вариантами сопел. Для сопла SMC006 волны от «лепестков» струи еще хорошо видны при $X=1.0D$. Детальный анализ результатов расчетов показал, что источником высокочастотных волн являются турбулентные вихри на «лепестках» струи из шевронного сопла. Чем длиннее эти «лепестки», тем больше количество вихрей на них, тем сильнее их колебания. Как следствие – выше интенсивность излучаемых волн давления. Чем больше продольная протяженность эти «лепестков», тем больше суммарная интенсивность излучаемых ими волн.

Описанные результаты хорошо согласуются с акустическими измерениями, выполненными в работе [199] для этих сопел. Так, сопло SMC005 практически не вызывает увеличения шума на высоких частотах по сравнению с базовым коническим соплом SMC000. На рис. 3.44 и рис. 3.45 видно, что течение в слое смещения струи из этого сопла уже на малых расстояниях близко к тому, что наблюдалось у струи из сопла SMC000. Высокочастотные волны практически отсутствуют. В струе из сопла SMC001 появляются небольшие «лепестки». Высокочастотные волны также наблюдаются. Но интенсивность их невелика, а протяженность участка в продольном направлении, где они наблюдаются, ограничена. В эксперименте для этого

сопла наблюдается подъем шума на высоких частотах. Наибольший подъем высокочастотного шума был у струи из сопла SMC006.

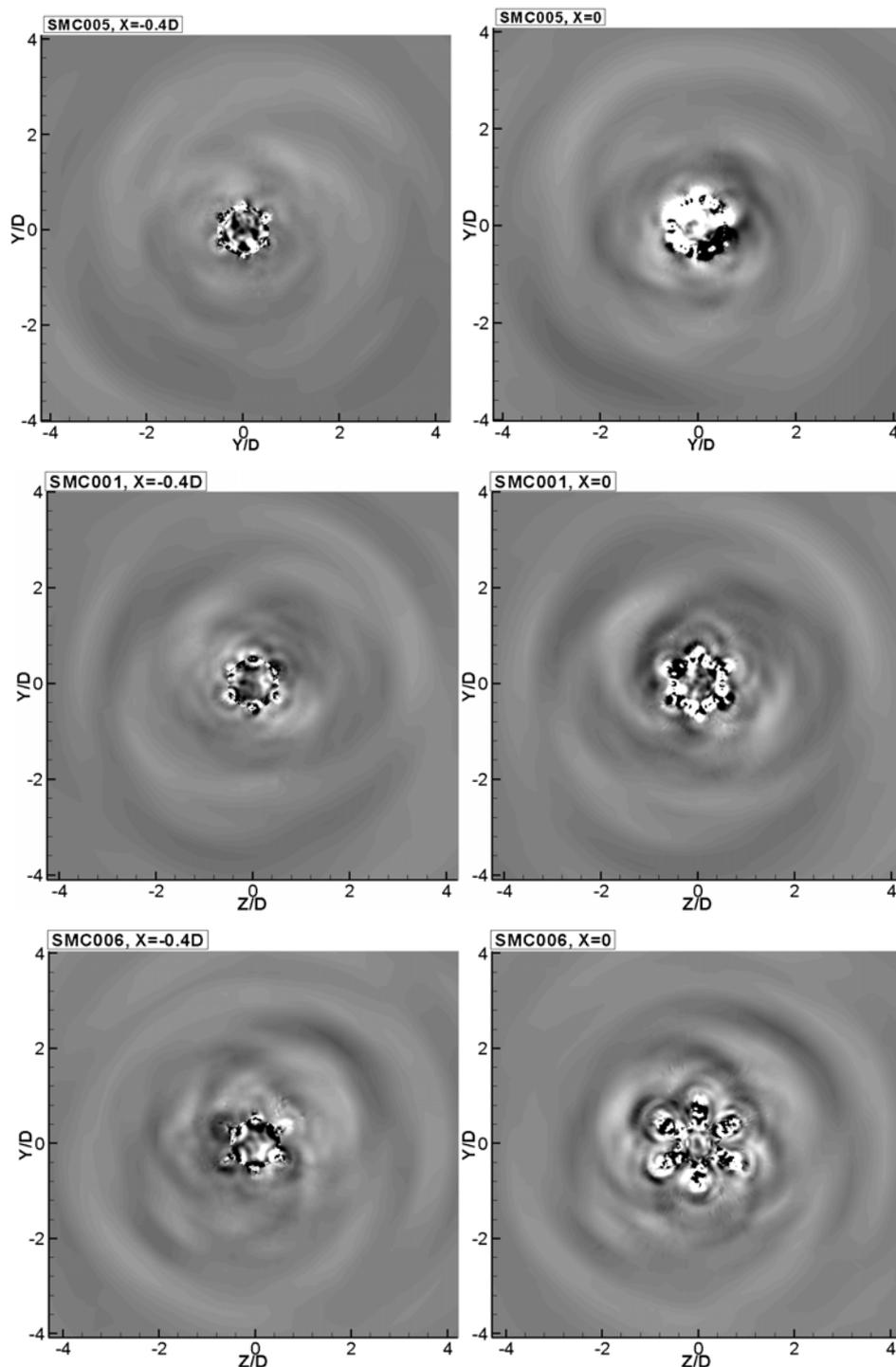


Рис. 3.44. Поле $\partial p/\partial t$ в поперечных сечениях сопла и струи при $X=-0.4D$ и $X=0$ для сопел SMC005, SMC001 и SMC006 при расчетах WMILES-методом.

В расчетах, результаты которых описываются здесь, для струи из этого сопла наблюдалась наибольшая длина «лепестков» и наибольшая интенсивность высокочастотных волн. Таким образом, на основании

полученные в расчетах результатов по эмиссии высокочастотных волн давления, можно прийти к заключению, что источником высокочастотного шума рассмотренных шевронных сопел являются высокочастотные волны, которые излучаются «лепестками» струи из шевронного сопла.

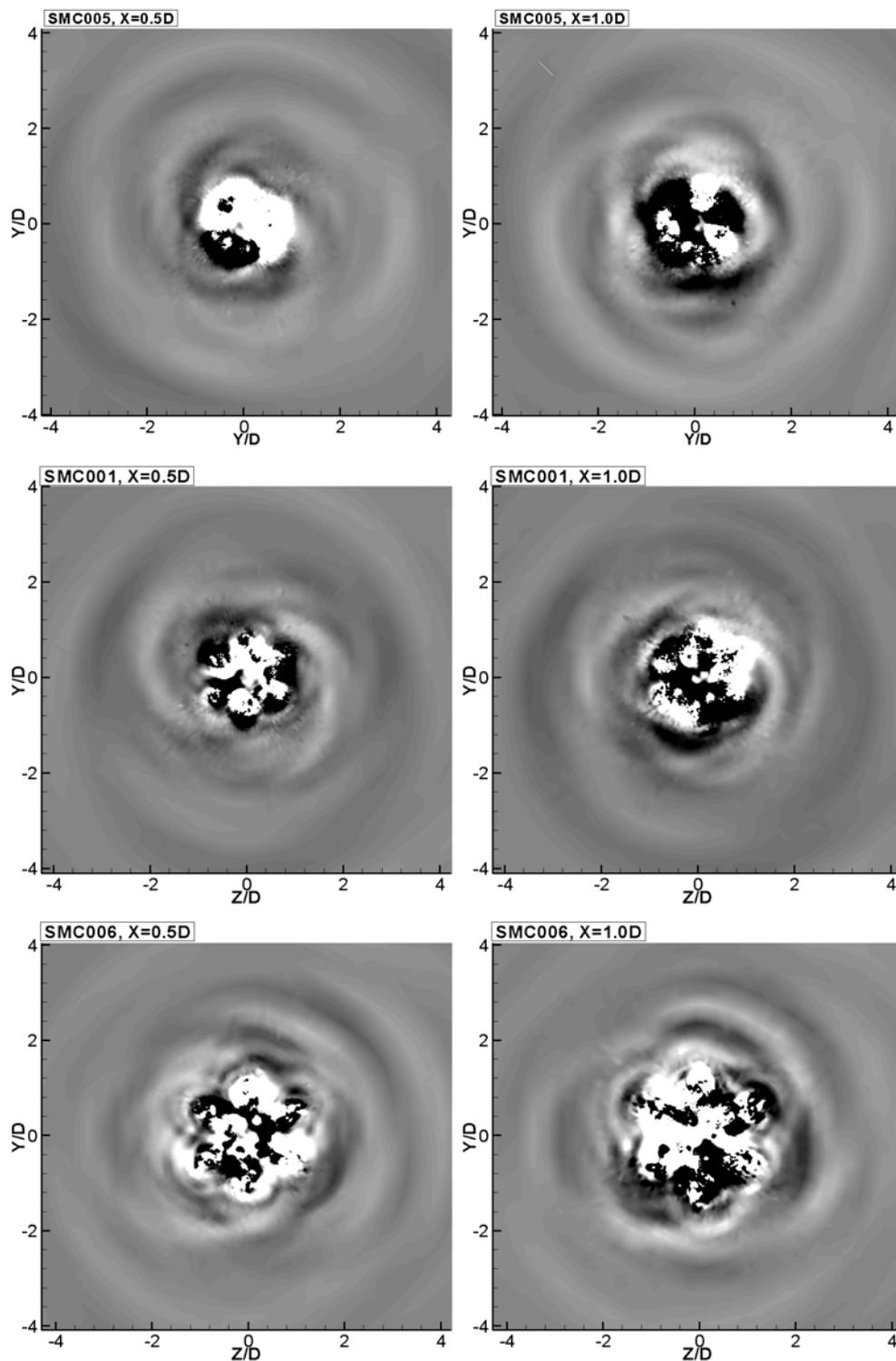


Рис. 3.45. Поле $\partial p / \partial t$ в поперечных сечениях струи при $X=0.5D$ и $X=1.0D$ для сопел SMC005, SMC001 и SMC006 при расчетах WMILES-методом.

Глава 4. Исследования влияния пилона, крыла с закрылками и угла атаки внешнего потока на течение в струе из сопел двухконтурных ТРД

4.1. Постановка задачи

Исследование выхлопных струй ТРД часто проводится для определения уровня их шума и оценки эффективности средств для его снижения. Это требует воспроизведения течения в струе с условиями, максимально соответствующим реальным. В первую очередь это относится к параметрам турбулентности. Однако, как уже отмечалось во введении, в экспериментах и при расчетах выхлопных струй двухконтурных ТРД обычно рассматриваются модельные упрощенные изолированные осесимметричные сопла. Вместе с тем эксперименты [11], и расчеты с помощью RANS [10,13] показывают, что наличие одного только пилона приводит к значительной перестройке течения в струе: повышается уровень турбулентности, наблюдается выраженная асимметрия течения в азимутальном направлении. Следствием этого обычно является увеличение шума струи. Взаимодействие крыла и закрылков со струей также влияет на течение в ней [14,15], приводит к увеличению шума струи [16–18]. Сказанное выше делает важным для практических приложений исследование влияния пилона и элементов планера на течение в струе ТРД. Однако, экспериментальное исследование подобных конфигураций сложно и затратно, поскольку требуются большие и сложные модели.

Шум струи ТРД наиболее критичен на режимах взлета и посадки, когда для увеличения подъемной силы используются элементы механизации крыла. На течение в струе заметное влияние оказывают закрылки. Эксперименты подтверждают, что в отклоненном положении они могут вызывать увеличение шума струи [16]. Важно понять механизм их воздействия на течение в струе. Численное моделирование даже с помощью RANS/LES-методов компоновки, включающей в себя сопло, пилон и крыло с закрылками с промежутком для

выхода выхлопной струи ТРД является чрезвычайно сложной задачей: в доступной литературе не удалось публикаций с подобными расчетами.

Угол атаки внешнего потока на режимах взлета и посадки также оказывает влияние на течение в струе. С одной стороны меняется режим обтекания крыла, а с другой – наличие поперечной компоненты скорости во внешнем потоке приводит к деформации струи и изменению траектории движения, как струи, так и кромочных вихрей от закрылков, которые могут оказывать влияние на течение в струе. Экспериментально исследовать влияние угла атаки сложно с технической точки зрения. Расчетное исследование влияния угла атаки на течение в струе сопла двухконтурного ТРД в компоновке является практически единственным способом исследования таких течений.

Целью настоящих расчетов было исследование влияния компоновки, включающей в себя пилон и крыло с отклоненными закрылками, а также угла атаки внешнего потока на течение и параметры турбулентности в выхлопной струе двухконтурного ТРД на режимах взлета и посадки. Был использован RANS/ILES метод высокого разрешения MP9. В ходе расчетов варьировался угол отклонения закрылков и ширина промежутка между ними для выхода выхлопной струи. Расчеты выполнялись для двух компоновок с соплами ТРД с $BPR=5$ и $BPR=10$.

На входной границе расчетной области, а также наружной границе внешнего блока ставились условия для входной границы течения, а на выходе из расчетной области ставилось условие для выходной границы течения. На стенках сопла, поверхности пилона, крыла и закрылков параметры течения и турбулентности определялись с использованием комбинированного условия «закон стенки»/прилипание. Все эти условия описаны в разделе 1.2.12.

Контуры проточной части двухконтурного сопла соответствовали геометрии осесимметричного сопла с $BPR=5$, для которого были выполнены расчеты в параграфе 2.4. Геометрия пилона была близка к исследованной в работе [11]. Форма профиля крыла, размер хорды и расположение относительно

сопла были заимствованы из работы [226]. Для упрощения построения сетки было использовано прямоугольное крыло.

В настоящее время при использовании LES или RANS/LES-методов для расчетов крыла со средствами механизации рассматриваются фактически двумерные конфигурации, имеющие очень малую протяженность вдоль размаха крыла, например [105]. Воспроизведение реальной конфигурации закрылков, ниши на нижней поверхности крыла, в которую они убираются на крейсерском режиме, для крыла реального размаха потребует усложнения расчетной сетки и значительного увеличения числа ее узлов. Детальное описание течения около закрылка важно при исследовании обтекания крыла: оценке его сопротивления, подъемной силы и т.д. В настоящей задаче важно воздействие крыла и закрылков, а также сходящих с них концевых вихрей на поле течения около них и вниз по потоку от крыла около струи. Это допускает упрощенное моделирование геометрии закрылков, подобно тому, как это было сделано в работе [227], где не моделировалась щель между крылом и закрылком и ниша на нижней поверхности крыла, в которую убирается закрылок в нерабочем положении. Часть крыла, соответствующая закрылку, просто поворачивалась вниз на требуемый угол. В настоящих расчетах эта процедура выполнялась следующим образом. Задняя кромка крыла опускалась вниз на величину $h_{\text{flap}} = \Delta x_{\text{flap}} \text{tg}(\alpha_{\text{flap}})$. Здесь Δx_{flap} – длина закрылка в неотклоненном положении и α_{flap} – угол отклонения закрылка. Далее вертикальные координаты нижней и верхней поверхностей крыла при $x > x_{\text{flap}}$ модифицировались следующим образом: $y_w = y_{w0} - h_{\text{flap}}(x - x_{\text{flap}}) / \Delta x_{\text{flap}}$. При таком подходе по мере увеличения угла отклонения закрылка его длина увеличивается, что отчасти соответствует реальным условиям, когда закрылок по мере его отклонения выдвигается из-под крыла. Описанная модель крыла и закрылков позволяет значительно сократить число ячеек расчетной сетки, необходимой для описания геометрии крыла и закрылков, и упростить построение расчетной сетки.

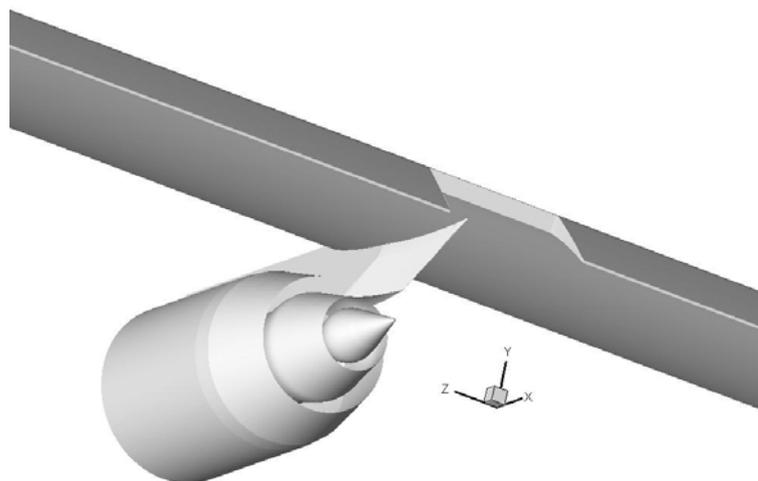


Рис. 4.1. Общий вид конфигурации FD30 со стороны закрылков и выхода из сопла.

Однако при отсутствии щели между крылом и закрылком при больших углах отклонения закрылков на верхней части закрылка возникает отрывная зона. Это приводит к ослаблению интенсивности кромочных вихрей, сходящих с концов закрылков. Как будет показано далее, взаимодействие струи с закрылками вызывает заметное изменение течения в ней. Таким образом, использование упрощенного подхода для описания закрылков будет определять своеобразную «границу снизу» по влиянию закрылков на течение в струе, т.е. минимальное воздействие закрылков на течение в струе.

Расчеты выполнялись на многоблочной структурированной сетке с помощью RANS/ILES-метода со схемой MP9. Число ячеек было около 3.34×10^6 . В азимутальном направлении сетка внутри канала сопла газогенератора содержала 144 ячейки, число ячеек в продольном направлении было 270. Сечение выхода из сопла внешнего контура соответствовало $X=0$. Правая граница расчетной области была при $X=34D_c$, где D_c – диаметр выходного сечения сопла газогенератора. Шаг сетки в продольном направлении на срезе сопла вентилятора составлял $\Delta X=0.017D_c$, на срезе сопла газогенератора – $\Delta X=0.01D_c$, около конца центрального тела – $\Delta X=0.013D_c$, в окрестности конца закрылков – $\Delta X=0.026D_c$, а при $X=15D_c$ продольный шаг сетки равнялся $\Delta X=0.39D_c$.

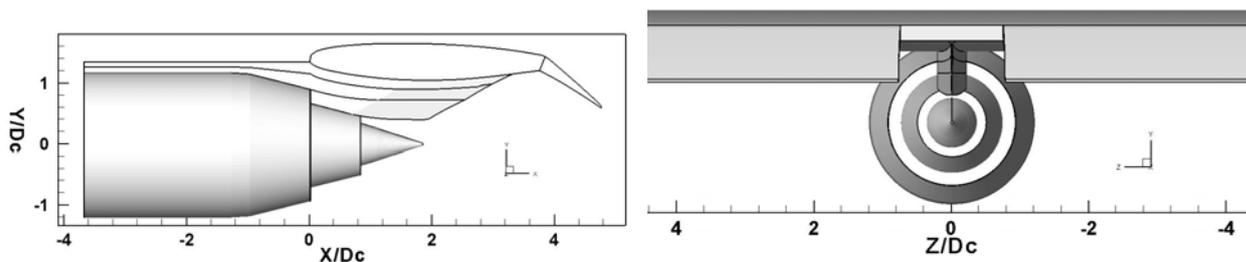


Рис. 4.2. Компоновка FD30: слева – вид сбоку, справа – вид сзади со стороны закрылков.

В ходе расчетов варьировались геометрические параметры компоновки: угол отклонения закрылков и ширина промежутка между ними для выхода струи ТРД. В первом случае расстояние между внутренними концами закрылков составляло $W=1.565D_c$, что близко к расстоянию между закрылками у крыла из статьи [16]. Было рассмотрено два варианта геометрии с различными углами отклонения закрылков вниз по отношению к оси струи: 5° и 30° . Далее эти варианты будут обозначаться FD5 и FD30 соответственно. Варианты, у которых ширина промежутка между закрылками была $W=2.1D_c$, с такими же углами отклонения закрылков будут обозначаться FD5W и FD30W соответственно. Общий вид геометрии сопла пилона и крыла с закрылками для варианта FD30 показан на рис. 4.1.

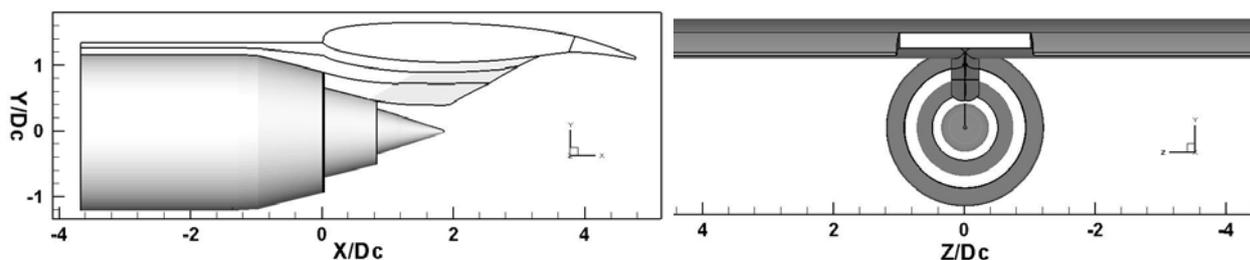


Рис. 4.3. Компоновка FD5W: слева – вид сбоку, справа – вид сзади со стороны закрылков.

На рис 4.2 показан вид сбоку и сзади со стороны закрылков для конфигурации FD30, а на рис. 4.3 представлены те же проекции для сопла FD5W. Фрагмент расчетной сетки в продольном вертикальном сечении, проходящем через ось сопла, и в поперечном сечении около концов закрылков при $X/D_c=4.5$ для варианта FD30 можно видеть на рис. 4.4.

Для оценки влияния компоновки на течение в струе было проведено сравнение с результатами расчетов осесимметричного сопла с $BPR=5$ RANS/ILES-методом со схемой MP9 на сетке, содержащей 2.224×10^6 ячеек. Подробно эти результаты были представлены в параграфе 2.4.

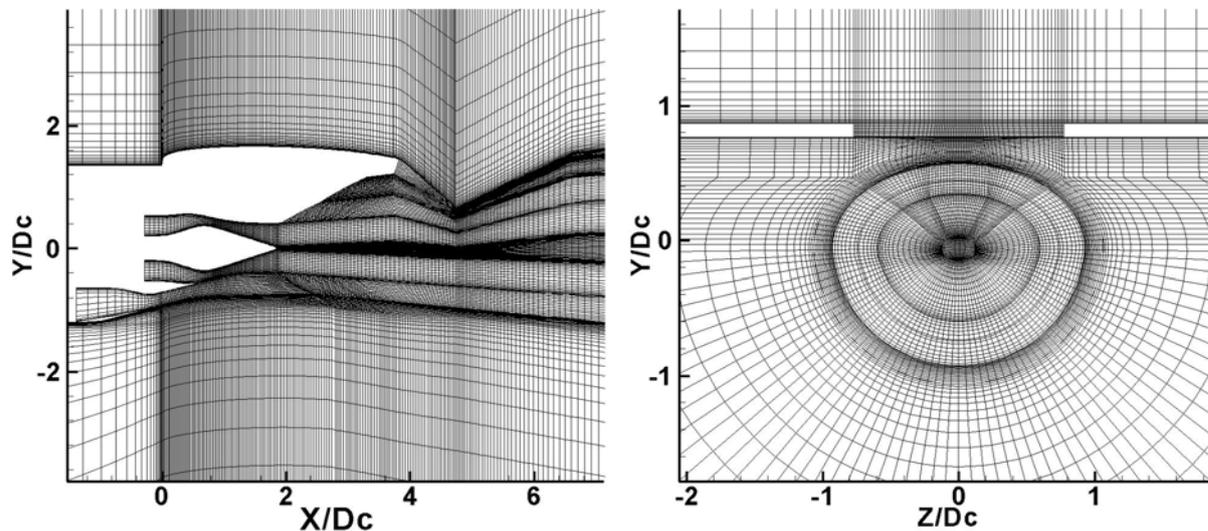


Рис. 4.4. Фрагмент сетки для варианта компоновки FD30. Слева вид сбоку, справа – вид сзади при $X/D_c=4.5$.

Основные результаты расчетов, которые описаны в этой главе, изложены в статьях [197,198,217,228–231].

4.2 Исследование влияния компоновки и угла атаки внешнего потока на характеристики турбулентности и течение в струе из сопла ТРД с двухконтурностью равной 5

4.2.1 Влияние геометрии закрылков

Был исследован режим течения, соответствующий взлету. Полные давление и температура на входе в сопла газогенератора, вентилятора и во внешнем потоке были соответственно: $P_{0c}=156000\text{Pa}$, $T_{0c}=828\text{K}$, $P_{0f}=175000\text{Pa}$, $T_{0f}=350\text{K}$, $P_{0a}=104000\text{Pa}$, $T_{0a}=300\text{K}$. Угол атаки внешнего потока α был равен нулю. В параграфе 2.4 этот режим был исследован для осесимметричного сопла с $BPR=5$. Статическое давление во внешнем потоке равнялось $P_a=100000\text{Pa}$.

Число Re , вычисленное по скорости на выходе сопла газогенератора и его диаметру, было 5×10^6 .

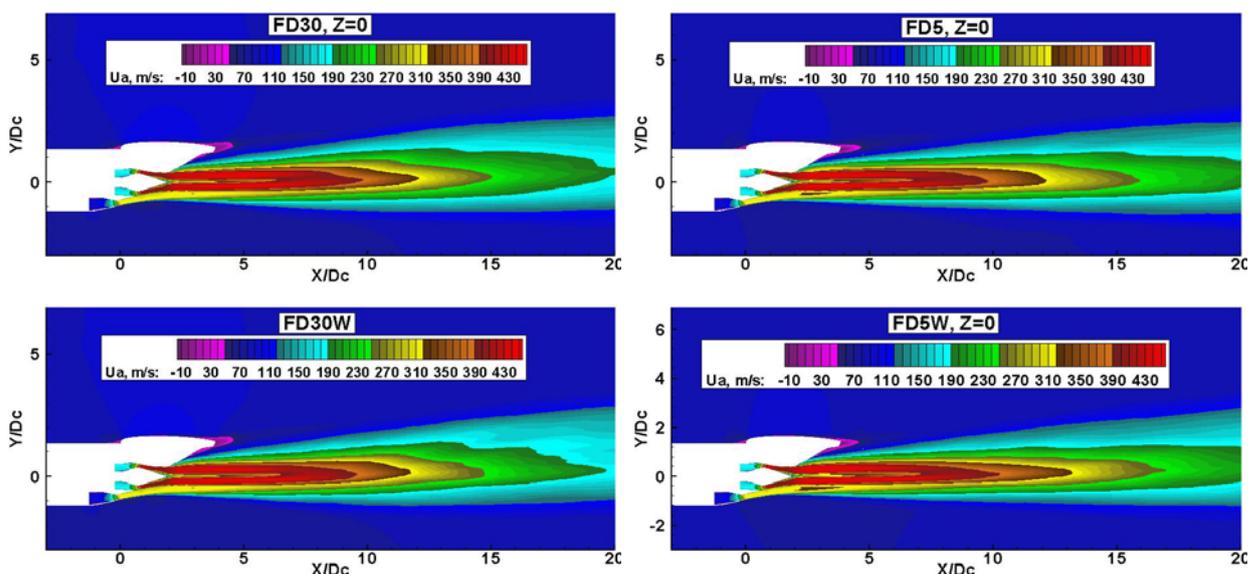


Рис. 4.5. Влияние геометрии закрылков на распределение осредненной скорости в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла.

На рис. 4.5 показаны поля осредненной продольной скорости для исследованных конфигураций в продольной вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла. На этом и следующих рисунках, где представлено сравнение полей параметров течения или турбулентности, диапазон изменения параметров и шкала разбиения выбраны одинаковыми для всех четырех вариантов. Наличие пилона приводит к тому, что течение на срезе сопла в азимутальном направлении становится несимметричным. Вследствие влияния геометрии сопла в струе около среза сопла радиальная компонента скорости отлична от нуля и направлена к оси струи. В случае, когда отсутствует зависимость параметров течения от азимутального угла, суммарный радиальный импульс струи равен нулю. Наличие пилона приводит к тому, что радиальный импульс верхней части струи из сопла вентилятора меньше, чем нижней части струи. В результате в струе появляется импульс, направленный вверх. Вследствие этого, а также воздействия самого пилона на поток струя деформируется и несколько отклоняется вверх. Но наибольшее влияние на течение в струе и деформацию ее формы в поперечных сечениях оказывают концевые вихри, сходящиеся с закрылков. Это можно видеть рис. 4.5.

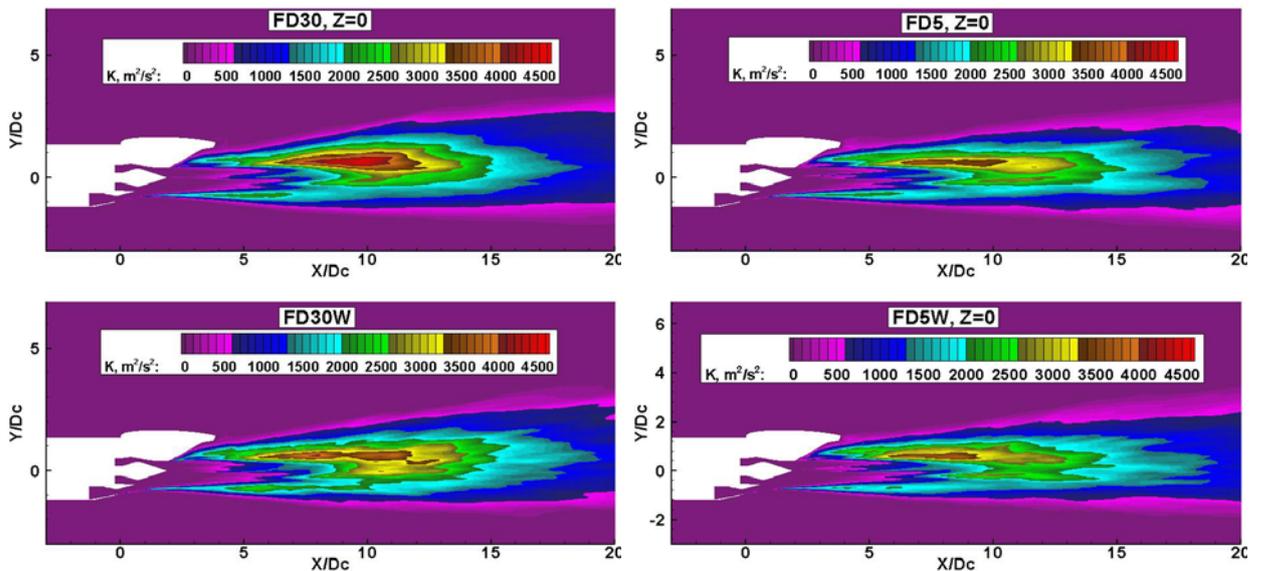


Рис. 4.6. Влияние геометрии закрылков на распределение энергии турбулентности в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла.

Обращает на себя внимание, что на деформацию струи влияет не только угол отклонения, но и ширина промежутка между закрылками W . Так, у конфигурации $FD30W$ вихри достигают струи на большем расстоянии от крыла, и она начинает деформироваться на большем удалении от крыла, чем в случае варианта $FD30$. В меньшей степени деформация струи проявляется для вариантов геометрии закрылков $FD5$ и $FD5W$. Это можно видеть и на рис.4.6, где показано распределение энергии турбулентности в продольной вертикальной плоскости: для всех конфигураций наблюдается повышенный уровень энергии турбулентности в верхней части струи за пилоном. Это связано с более ранним слиянием слоев смешения струй из сопел газогенератора и вентилятора, а также их взаимодействием со следом от пилон. Однако уровень турбулентности и положение его максимума зависят как от угла отклонения закрылков, так и от расстояния между закрылками.

Распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении $X/D_c=4.5$ около концов закрылков для всех исследованных конфигураций показано на рис. 4.7. Видно, что в этом сечении пилон оказывает основное влияние на течение в струе. Оно приводит к заметной деформации струи из сопла газогенератора.

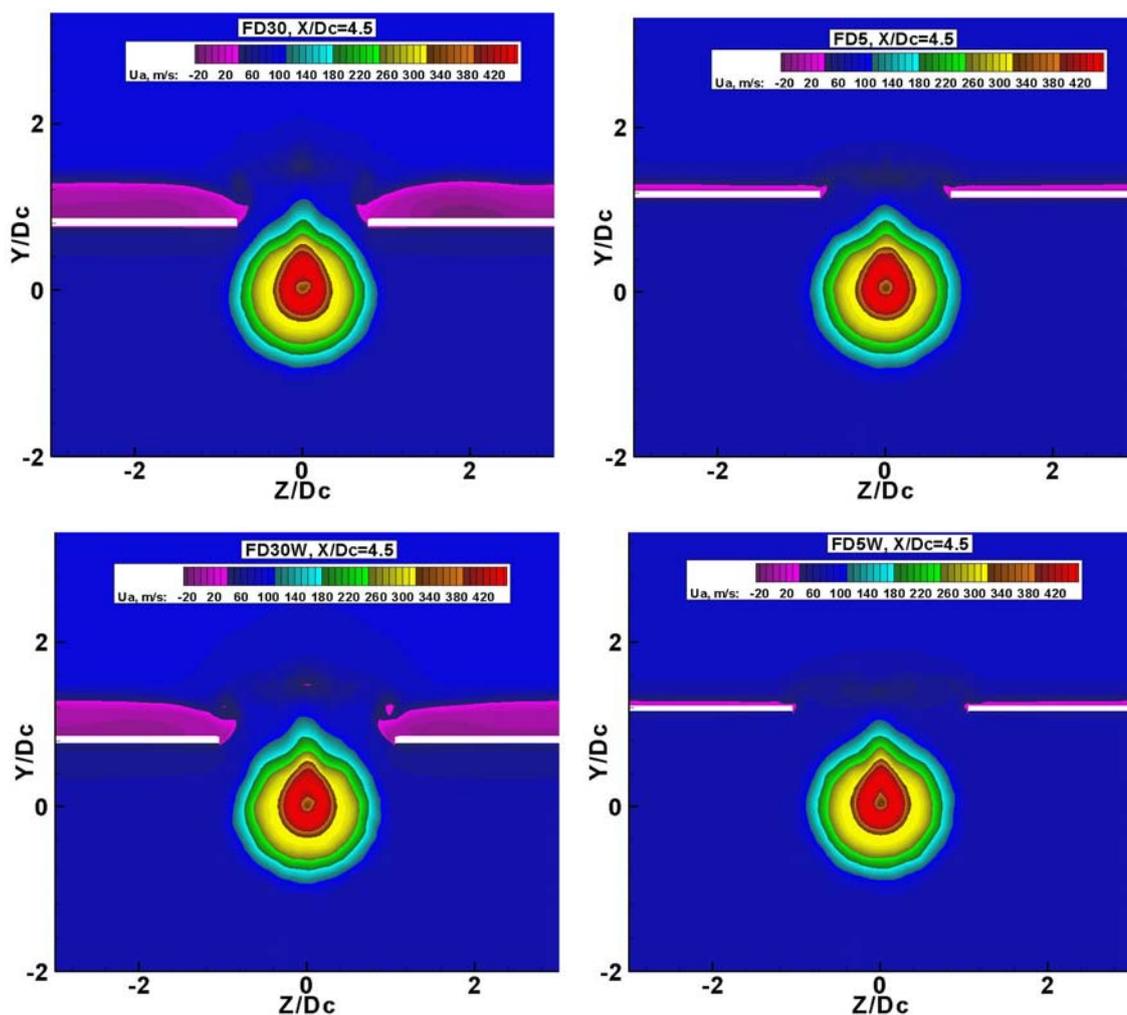


Рис. 4.7. Влияние геометрии закрылков на распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи при $X/D_c=4.5$.

Для конфигураций с углом отклонения закрылков 30° на верхней стороне закрылков происходит отрыв потока. Видимого влияния крыла и закрылков на течение в струе в этом сечении еще не наблюдается. Иллюстрацией этого может также служить рис. 4.8, где показано распределение энергии турбулентности. Максимум параметра наблюдается в области следа за пилоном в верхней части слоя смешения из сопла вентилятора. Слой смешения струи газогенератора сильно вытянут кверху и уже почти слился со слоем смешения струи сопла вентилятора. Уровень энергии турбулентности в верхней части слоя смешения из сопла газогенератора значительно выше, чем в нижней его части.

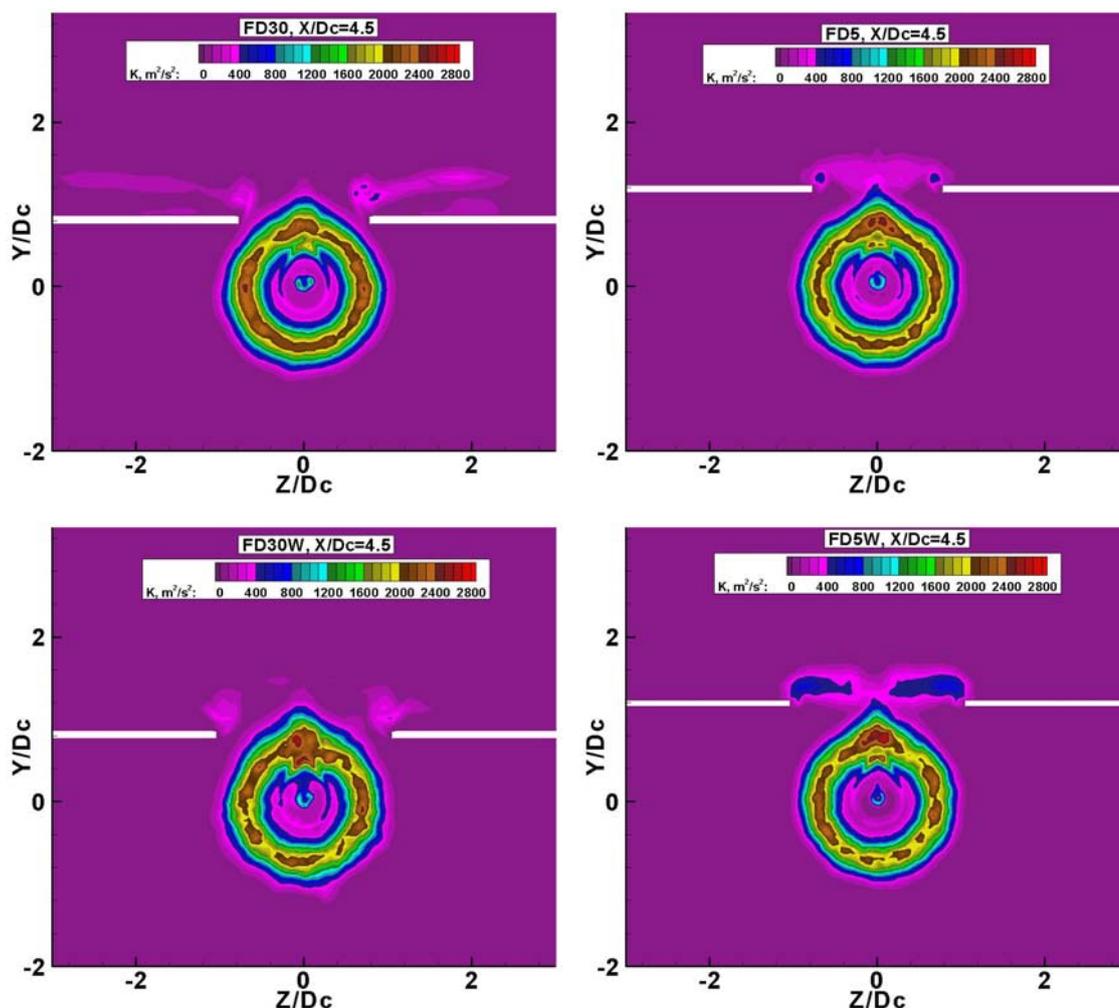


Рис. 4.8. Влияние геометрии закрылков на распределение энергии турбулентности в поперечном сечении струи при $X/D_c=4.5$.

Распределение пульсаций статического давления в поперечном сечении струи при $X/D_c=4.5$ для исследованных вариантов положения закрылков показано на рис. 4.9. Для конфигураций FD30 и FD30W наблюдается деформация формы области, в которой наблюдаются пульсации статического давления. Причем эта деформация незначительна и выражена в основном в периферийной верхней части струи. Распределение пульсаций давления для вариантов FD5 и FD5W близко к осесимметричному. Следует обратить внимание, что область возмущенного нестационарного поля давления больше, чем область, где отлична от нуля энергия турбулентности. В области возмущенного нестационарного поля давления находятся и закрылки, и они будут подвержены нестационарным нагрузкам, вызванным пульсациями давления около струи.

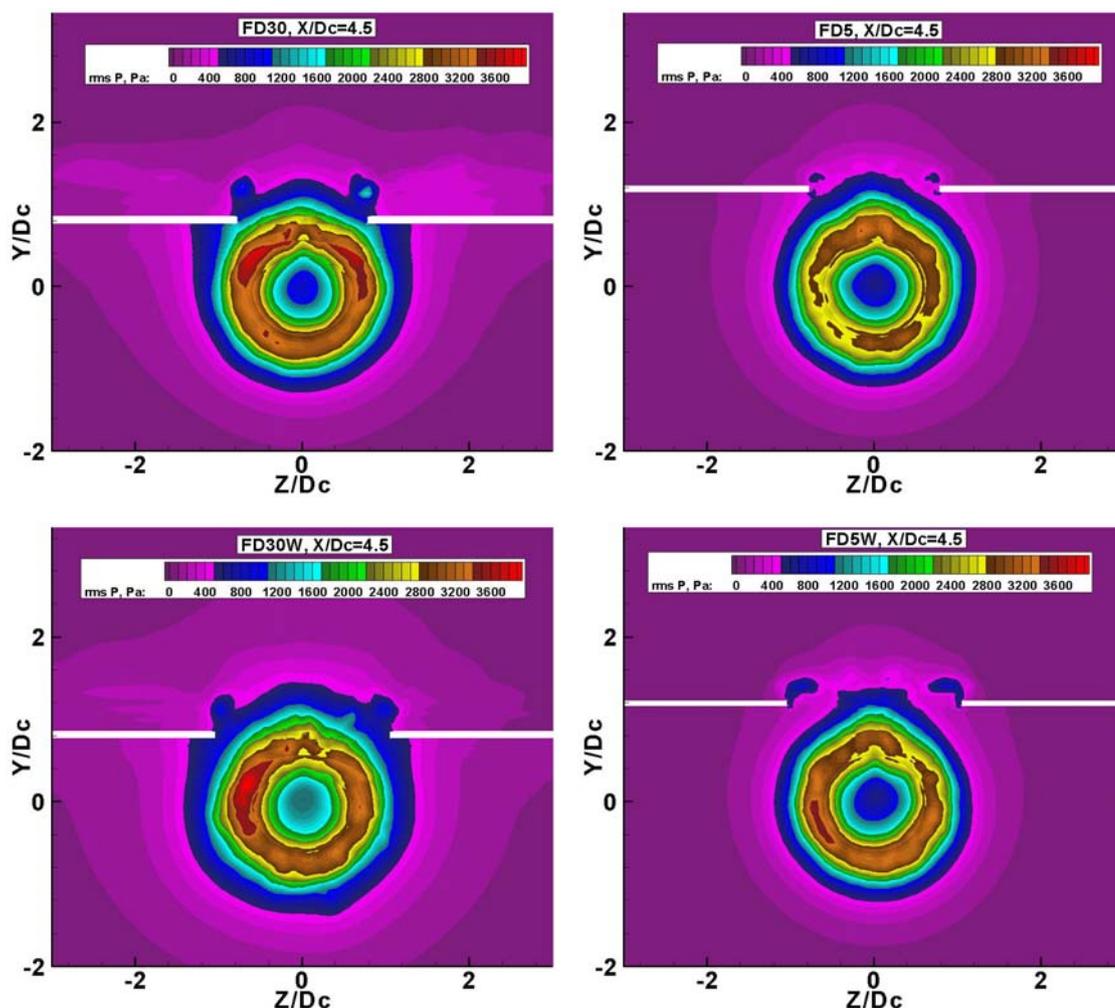


Рис. 4.9. Влияние геометрии закрылков на распределение пульсаций статического давления в поперечном сечении струи при $X/D_c=4.5$.

Воздействие концевых вихрей от закрылков на струю нарастает по мере удаления от среза сопла. Это видно рис. 4.10, где показано распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении $X/D_c=15$. Для всех вариантов геометрии закрылков вертикальный размер поперечного сечения струи в 1.5-1.7 раза больше, чем горизонтальный, а форма сечения скорее ближе к прямоугольной, чем к эллиптической. Степень деформации струи нарастает по мере движения от ее центра к периферии.

Деформация поля энергии турбулентности в этом сечении несколько меньше, чем для продольной скорости, а форма турбулентной области ближе к слабо вытянутому эллипсу. Для конфигураций FD30 и FD30W видны турбулентные следы от отрывных зон на верхней поверхности закрылков. Это

показано на рис. 4.11. Видимого влияния на струю от ее взаимодействия с турбулентным следом от крыла не наблюдалось.

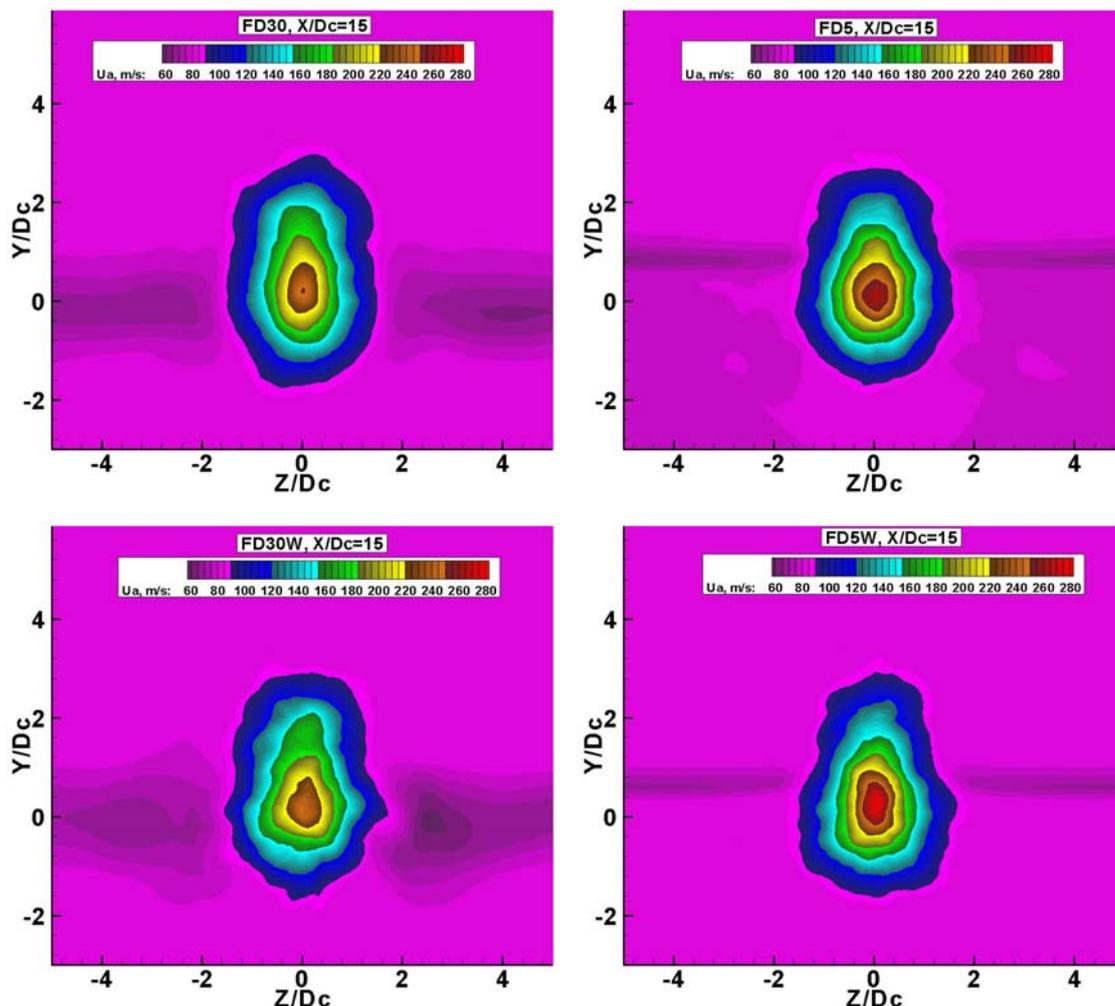


Рис. 4.10. Влияние геометрии закрылков на распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи при $X/D_c=15.0$

На рис. 4.12 представлено распределение пульсаций статического давления в поперечном сечении $X/D_c=15$. Форма области нестационарного поля давления слабо зависит от геометрии закрылков и близка к кругу. При этом ширина области нестационарного поля давления на 25-30%, чем ширина поля скорости струи. Асимметрия относительно вертикальной плоскости $Z=0$ распределения параметров турбулентности связана с недостаточным временем осреднения, а не влиянием компоновки на течение в струе.

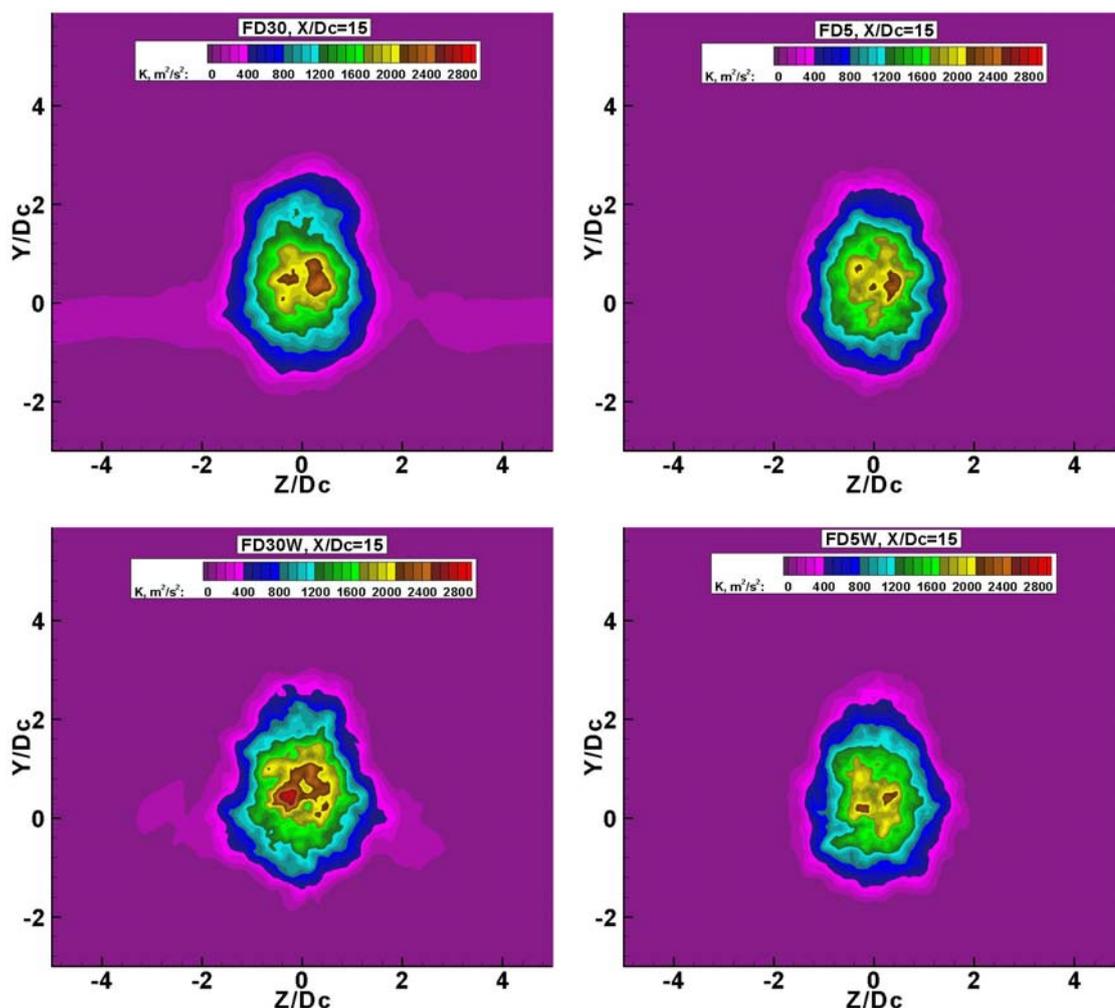


Рис. 4.11 Влияние геометрии закрылков на распределение энергии турбулентности в поперечном сечении струи при $X/D_c=15.0$.

Далее приведены количественные результаты влияния геометрии закрылков на течение в струе. Распределение по длине струи максимальной осредненной продольной скорости для всех исследованных вариантов показано на рис. 4.13. Здесь же для сравнения нанесены результаты расчета, выполненного в параграфе 2.4, и эксперимента [12] для исходного осесимметричного сопла с $BPR=5$. Наличие компоновки приводит к более быстрому падению скорости по длине на основном участке струи. В наибольшей степени этот эффект определяется углом отклонения закрылков. Так для варианта FD5W снижение максимальной скорости по сравнению с базовым осесимметричным вариантом проявляется в наименьшей степени, а наиболее выражено оно для конфигураций FD30 и FD30W.

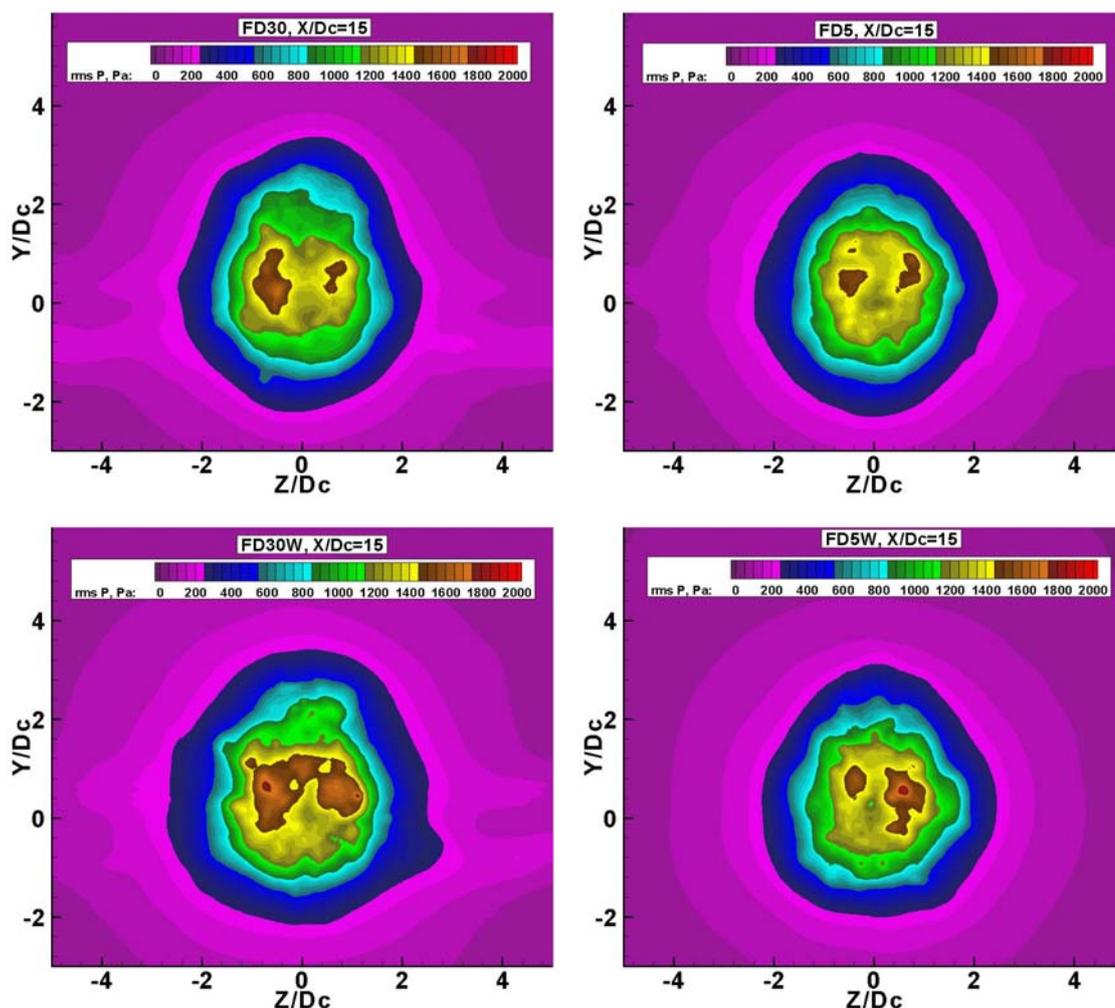


Рис. 4.12. Влияние геометрии закрылков на распределение пульсаций статического давления в поперечном сечении струи при $X/D_c=15.0$.

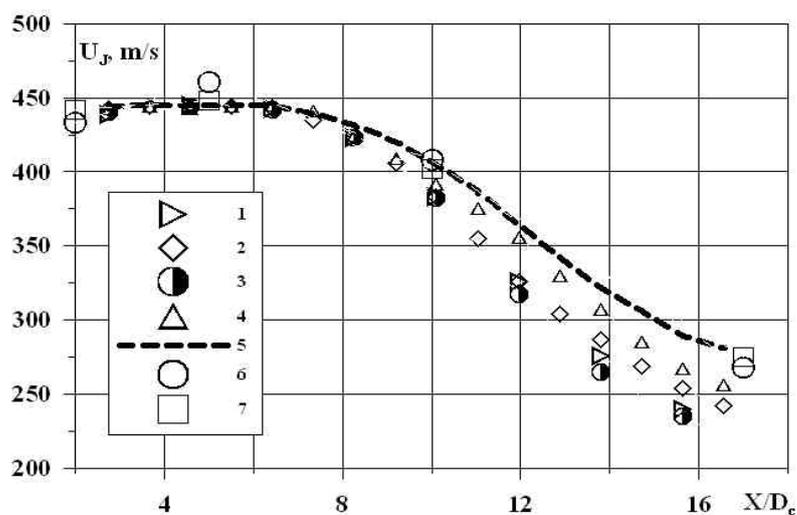


Рис. 4.13. Распределение максимальной осредненной скорости по длине струи при различной геометрии закрылков. Расчет: 1 – FD30, 2 – FD5, 3 – FD30W, 4 – FD5W, 5 – осесимметричное сопло с $BPR=5$. Эксперимент [12] для базового сопла: 6 – метод PIV, 7 – замеры с помощью гребенки.

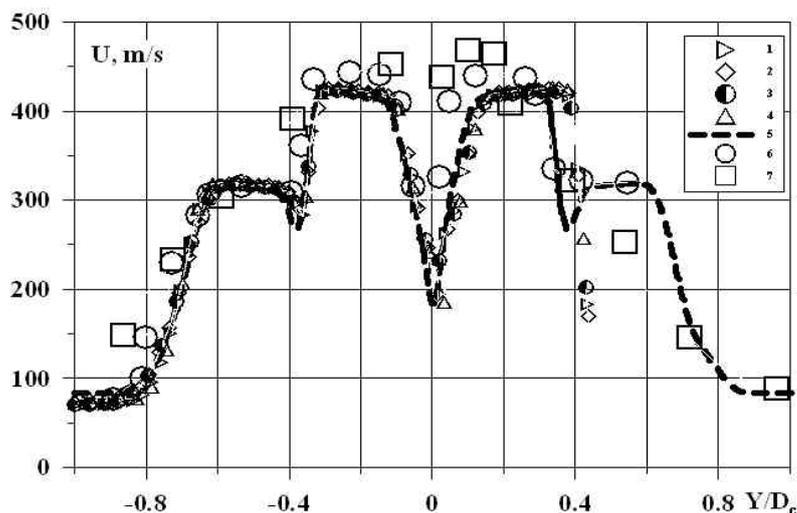


Рис. 4.14. Распределение поперек струи осредненной продольной скорости при $X/D_c=2.0$ при различной геометрии закрылков. Легенда как на рис. 4.13.

На рис. 4.14 представлено распределение осредненной продольной скорости по вертикали в сечении $X/D_c=2$, проходящем через ось сопла. Видно, что распределение скорости как для осесимметричного случая, так и при наличии пилона и крыла практически совпадают между собой. На рисунке также нанесены экспериментальные данные из работы [12]. Распределение по вертикали осредненной продольной скорости в сечении $X/D_c=5$ показано на рис. 4.15. Для сравнения здесь также представлены расчетные данные для базового осесимметричного сопла с $BPR=5$ и экспериментальные данные [12] для него же. Следует отметить, что для конфигураций с пилоном и крылом в нижней части струи распределение осредненной продольной скорости совпадает с результатами для осесимметричного сопла. Однако в верхней части струи уже наблюдаются отличия: струя становится шире, вытягивается вверх.

По мере удаления от сопла воздействие закрылков на струю увеличивается. Это хорошо видно на рис. 4.16, где показано распределение по вертикали осредненной продольной скорости для конфигураций FD30-FD5W при $X/D_c=10$.

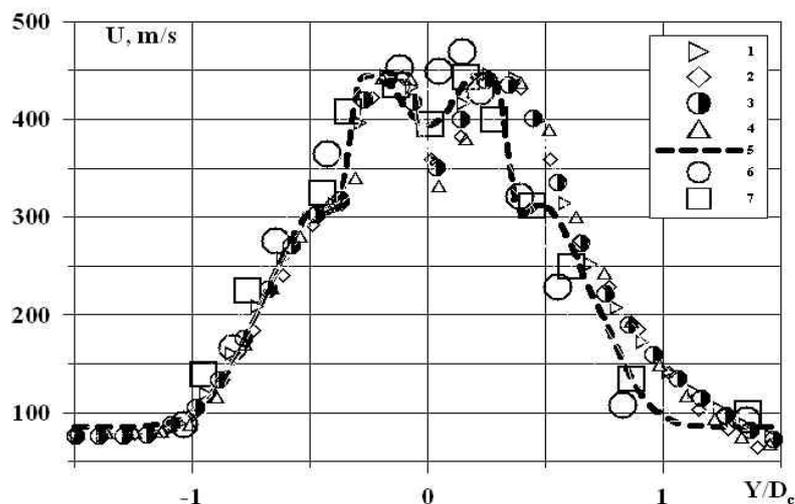


Рис. 4.15. Влияние геометрии закрылков на распределение поперек струи осредненной продольной скорости при $X/D_c=5.0$ Легенда как на рис. 4.13.

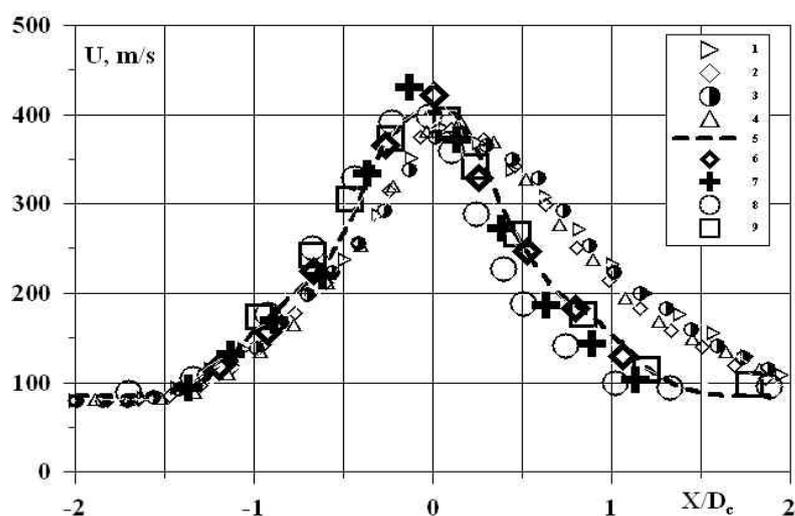


Рис. 4.16. Влияние геометрии закрылков на распределение поперек струи осредненной продольной скорости при $X/D_c=10.0$. Расчет: 1 – FD30, 2 – FD5, 3 – FD30W, 4 – FD5W, 5 – осесимметричное сопло с $BPR=5$. Эксперимент [11]: 6 – осесимметричное сопло, 7 – сопло с пилоном. Эксперимент [12] для осесимметричного сопла: 8 – PIV, 9 – замеры с помощью гребенки.

Для сравнения на рис. 4.16 представлены результаты расчетов для осесимметричного сопла с $BPR=5$ и экспериментов для этого сопла [11,12], а также сопла с пилоном из работы [11]. В этом сечении происходит деформация профиля скорости во всей струе. Вытягивание струи кверху сильнее всего проявляется у вариантов геометрии FD30 и FD30W.

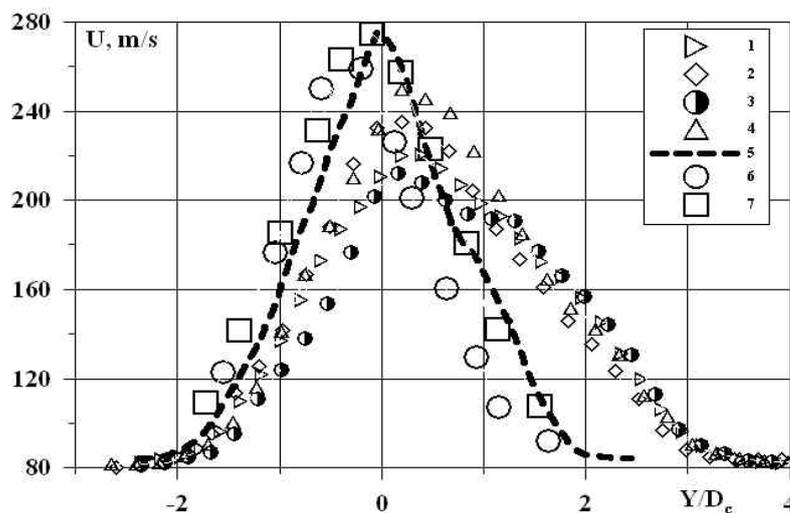


Рис. 4.17. Влияние геометрии закрылков на распределение поперек струи осредненной продольной скорости при $X/D_c=17.0$. Легенда как на рис. 4.13.

К сечению $X/D_c=17$ деформация струи под воздействием концевых вихрей от закрылков еще более усиливается. Это можно видеть на рис. 4.17. Наряду с асимметрией профиля скорости происходит также и уменьшение максимальной скорости. Для вариантов FD30 и FD30W максимум скорости в этом сечении на 20-22% ниже, чем у базового осесимметричного варианта с $BPR=5$. Менее всего скорость снижается для конфигурации FD5W – на 9%. У компоновки FD5 снижение максимальной скорости в этом сечении составляет около 15%.

Асимметрия в поперечном распределении скорости в струе является следствием асимметричного азимутального распределения энергии турбулентности в поперечных сечениях струи (см. рис. 4.8 и 4.11). На рис. 4.18 показаны распределения энергии турбулентности в вертикальном направлении в струе в сечении $X/D_c=10$ для вариантов FD30-FD5W. Кроме того на рисунке приведены результаты расчетов для осесимметричного сопла с $BPR=5$, а также экспериментальные данные из работ [11,12] для этого сопла и сопла с пилоном. Возможной причиной асимметрии экспериментальных данных для осесимметричного сопла в работе [12] является некоторое отклонение геометрии от осесимметричной [10,12,189]. Влияние асимметрии сопла на течение в струе описано параграфе 3.3.

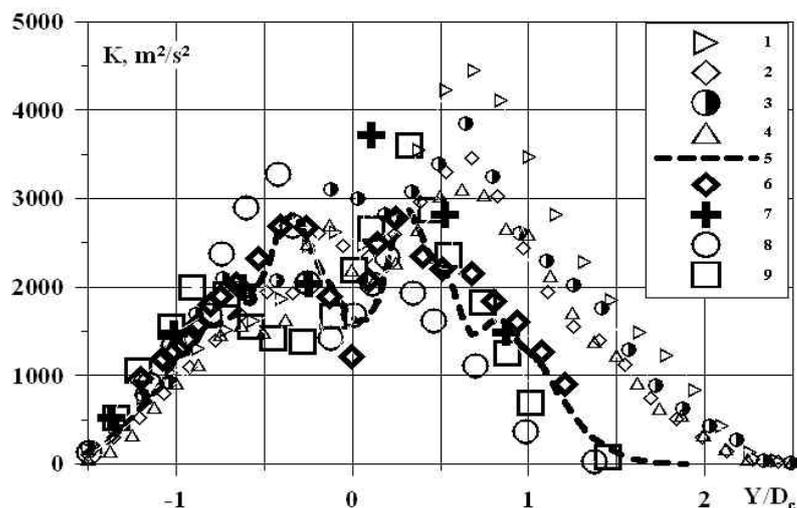


Рис. 4.18. Влияние геометрии закрылков на распределение поперек струи энергии турбулентности при $X/D_c=10.0$. Расчет: 1 – FD30, 2 – FD5, 3 – FD30W, 4 – FD5W, 5 – осесимметричное сопло $BPR=5$. Эксперимент [11]: 6 – осесимметричное сопло $BPR=5$, 7 – сопло с пилоном. Эксперимент [12]: 8 – осесимметричное сопло $BPR=5$, 9 – сопло с пилоном.

В эксперименте наличие пилон приводит к увеличению энергии турбулентности в слое смешения со стороны пилон и ее уменьшению в слое смешения со стороны, противоположной пилону. Крыло с закрылками усиливает эту асимметрию. Максимальный уровень энергии турбулентности в этом сечении наблюдается у варианта FD30, он примерно в 1.5 раза выше, чем у сопла с $BPR=5$. Уровень энергии турбулентности для вариантов FD5 и FD5W примерно на 20-25% выше, чем у базового сопла, и близок к уровню энергии турбулентности для сопла с пилоном, который наблюдался в эксперименте [12].

Распределение максимальных значений энергии турбулентности в верхней и нижней частях слоя смешения струи для всех рассмотренных конфигураций по длине струи показано на рис. 4.19. Для сравнения приведено распределение энергии турбулентности для осесимметричного сопла с $BPR=5$, полученное в расчетах. Видно, что в верхней части слоя смешения уровень энергии турбулентности для всех рассмотренных конфигураций до $X/D_c=12$ выше, чем в струе из сопла с $BPR=5$. Наибольшее увеличение энергии турбулентности в 2-2.5 раза наблюдается при $X/D_c=7-10$ для конфигураций FD30 и FD30W. У вариантов геометрии FD5 и FD5W превышение над базовым

уровнем меньше: 1.5-2 раза. В нижней части слоя смешения уровень энергии турбулентности до $X/D_c=7$ примерно такой же, как и у осесимметричного сопла. На больших расстояниях для конфигураций FD5 и FD5W уровень энергии турбулентности меньше на 30-100% по сравнению с уровнем для сопла с $BPR=5$. Для конфигураций FD30 и FD30W уровень энергии турбулентности становится ниже, чем у сопла $BPR=5$, начиная $X/D_c=12$, при этом он практически одинаков для обеих конфигураций.

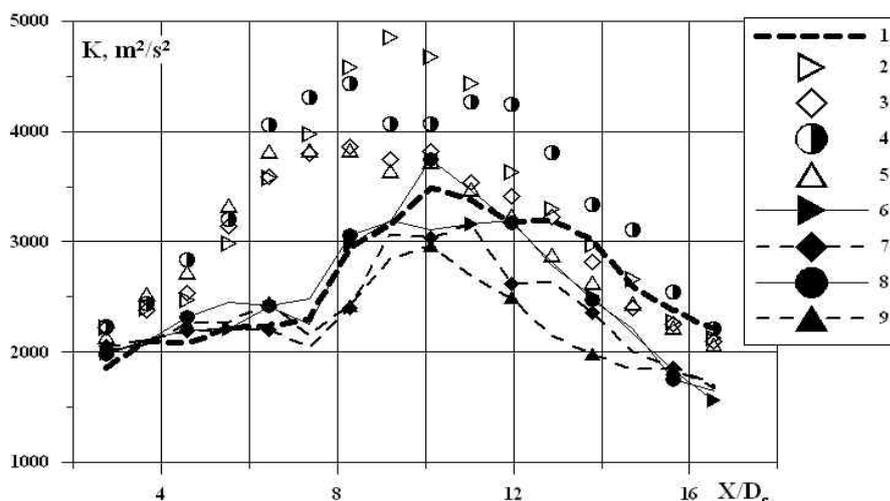


Рис. 4.19. Влияние геометрии закрылков на распределение максимальных значений энергии турбулентности в слоях смешения по длине струи: 1 – осесимметричное сопло $BPR=5$; компоновка, верхняя часть слоя смешения: 2 – FD30, 3 – FD5, 4 – FD30W, 5 – FD5W; компоновка, нижняя часть слоя смешения: 6 – FD30, 7 – FD5, 8 – FD30W, 9 – FD5W.

4.2.2 Влияние угла атаки внешнего потока

Для вариантов геометрии закрылков FD30W и FD5W были выполнены расчеты при угле атаки внешнего потока $\alpha=10^\circ$. Полные параметры на входе в сопла и внешнего потока были такими же, как и в предыдущем разделе. Расчеты выполнялись на тех же сетках, что и при $\alpha=0$ для соответствующих вариантов геометрии закрылков.

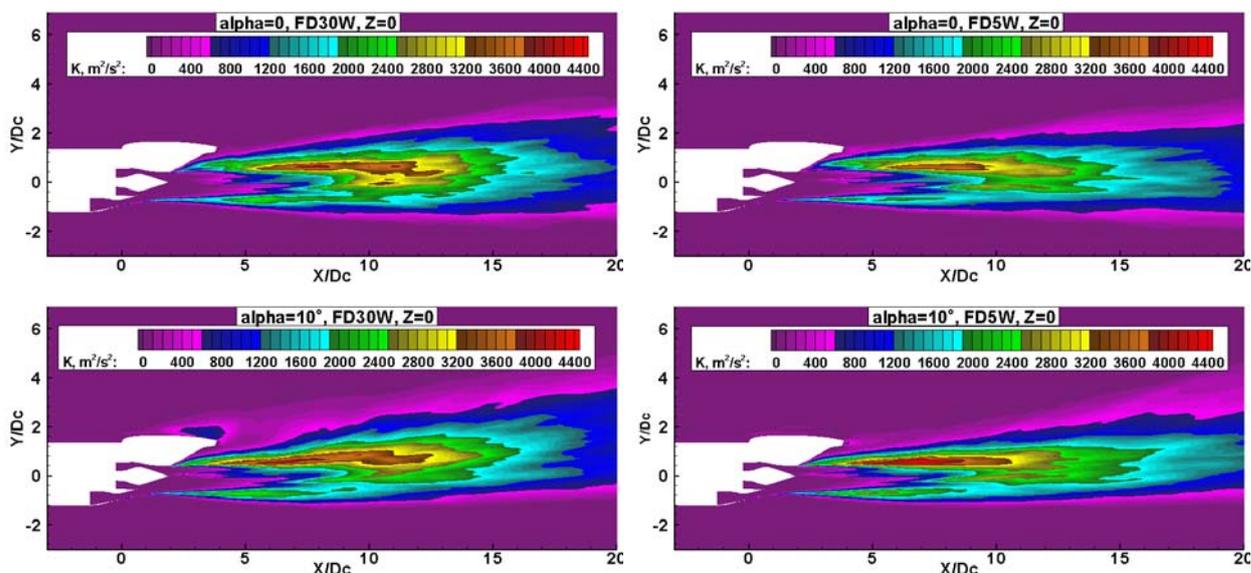


Рис. 4.20. Влияние геометрии закрылков и угла атаки на распределение энергии турбулентности в продольном сечении струи.

На рис. 4.20 представлено влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение энергии турбулентности продольной вертикальной плоскости, проходящей через продольную ось сопла. При $\alpha=10^\circ$ энергия турбулентности в верхней части слоя смешения нарастает быстрее, чем при нулевом угле атаки. Деформация струи под действием вихрей, сходящих с концов закрылков, в наибольшей степени проявляется при $\alpha=0$. Наличие угла атаки приводит к тому, что струя отклоняется вверх под действием вертикальной компоненты внешнего потока. Вихри также сносятся вверх внешним потоком, но в большей степени, чем струя. В результате они оказываются выше струи уже на относительно малых расстояниях от сопла. Вследствие этого уменьшается влияние вихрей от закрылков на струю. Это можно видеть на рис. 4.21, где представлены поля осредненной продольной скорости при $X/D_c=15$ для режимов с $\alpha=0$ и $\alpha=10^\circ$. Видно, что при $\alpha=10^\circ$ деформация струи значительно меньше по сравнению с $\alpha=0$ при одном и том же угле отклонения закрылков. Здесь же нанесены проекции линий тока в этом сечении. При $\alpha=10^\circ$ концевые вихри от закрылков в этом сечении уже выше струи, в то время как $\alpha=0$ они еще находятся около струи, и их воздействие вызывает ее деформацию.

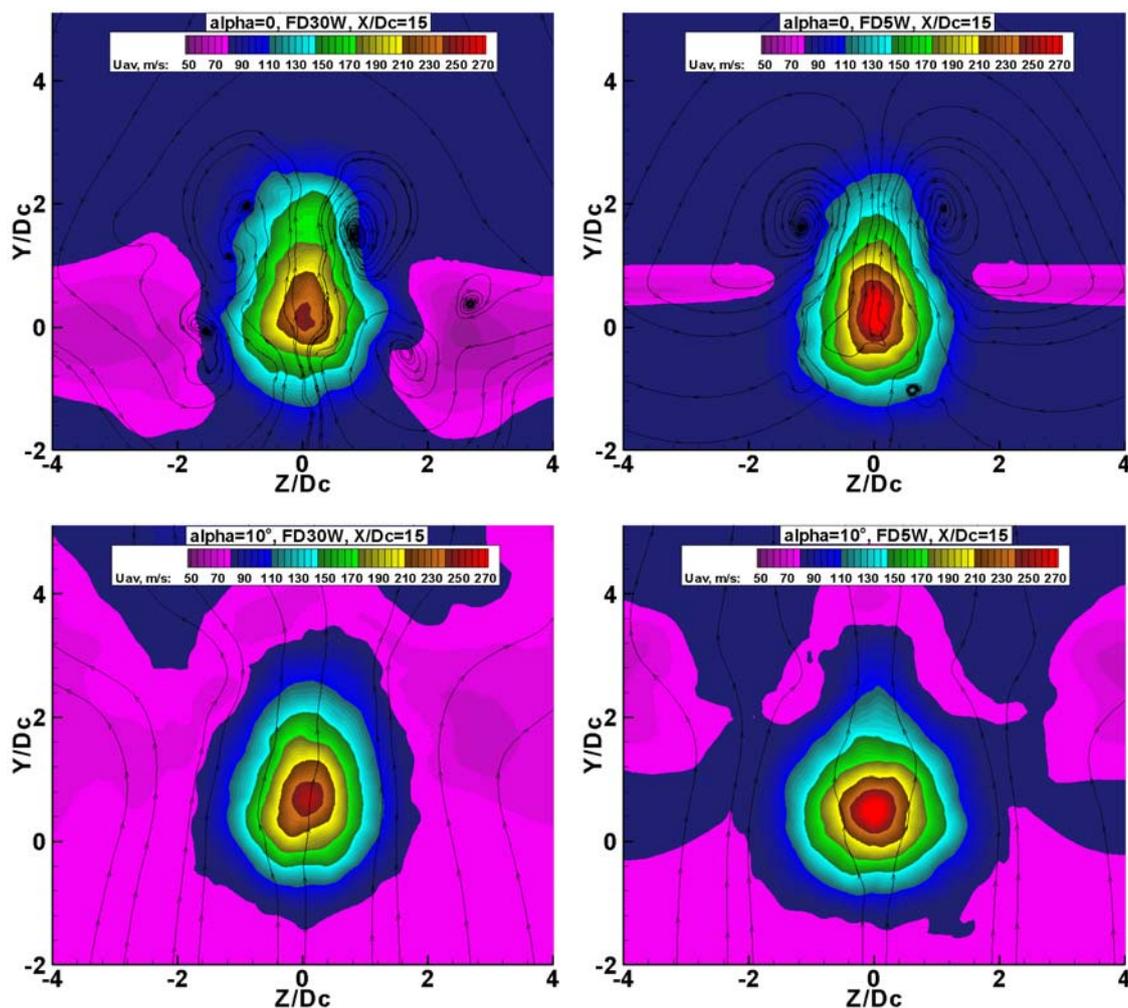


Рис. 4.21. Влияние геометрии закрылков и угла атаки на распределение осредненной скорости в поперечном сечении струи при $X/D_c=15$.

На рис. 4.22 показано влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение максимальной осредненной продольной скорости по длине струи. Для сравнения на рисунке также нанесены результаты для базового осесимметричного сопла: расчетные данные, полученные RANS/ILES методом со схемой MP9 в параграфе 2.4, и экспериментальные из работы [12]. Видно, что при $\alpha=10^\circ$ влияние угла отклонения закрылков на темп падения осевой скорости по длине струи уменьшается незначительно по сравнению с вариантами при нулевом угле атаки внешнего потока.

Влияние угла атаки на распределение энергии турбулентности в слоях смешения по длине струи на исследованных режимах можно видеть на рис. 4.23. Интересно, что на режимах с $\alpha=10^\circ$ энергия турбулентности нарастает быстрее, чем при нулевом угле атаки. Пиковые значения энергии

турбулентности практически не зависят от угла атаки, но при $\alpha=10^\circ$ они достигаются на $(1-2)D_c$ ближе к срезу сопла, чем при $\alpha=0$. Это может привести к появлению дополнительного высокочастотного шума. В нижней части слоя смешения значения энергии турбулентности близки к тем, что наблюдались у осесимметричного сопла. При этом на расстояниях менее $X/D_c=6$ они примерно на 20% превышают уровень энергии турбулентности для струи из осесимметричного сопла и не зависят от угла атаки. На больших расстояниях при $\alpha=10^\circ$ он ниже на 30-50%, чем у сопла с $BPR=5$. При этом уровень энергии турбулентности не зависит от геометрии закрылков. На расстоянии $(14-16)D_c$ от среза сопла уровень энергии турбулентности становится близким значениям энергии турбулентности, полученным при расчетах струи из базового осесимметричного сопла.

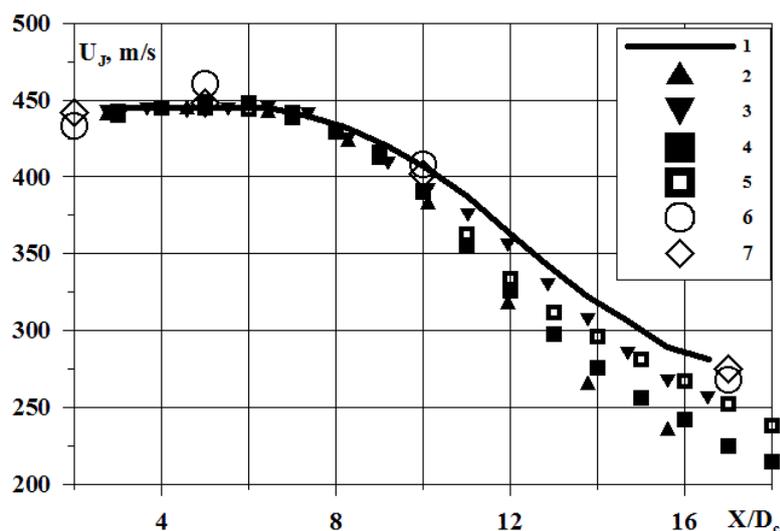


Рис. 4.22. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего пока на распределение максимальной осредненной продольной скорости по длине струи. Расчет RANS/ILES-методом: 1 – осесимметричное сопло с $BPR=5$ при $\alpha=0$; компоновка: 2 – FD30W при $\alpha=0$, 3 – FD5W при $\alpha=0$, 4 – FD30W при $\alpha=10^\circ$, 5 – FD5W при $\alpha=10^\circ$. Эксперимент [12]: 6 – метод PIV, 7 – замеры гребенкой.

Описанный выше характер изменения энергии турбулентности и служит причиной более быстрого падения осевой скорости в струе при наличии компоновки. Следует также отметить, что при $\alpha=10^\circ$ максимальные значения

энергии турбулентности зависят от угла отклонения закрылков значительно слабее, чем при нулевом угле атаки. Меньшая зависимость темпа падения осевой скорости от угла отклонения закрылков при угле атаки внешнего потока $\alpha=10^\circ$ является следствием слабой зависимости энергии турбулентности от угла отклонения закрылков.

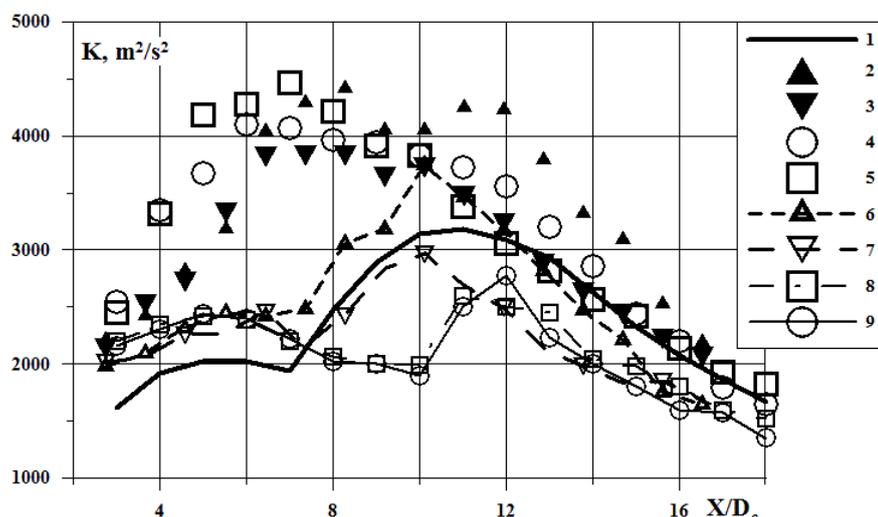


Рис. 4.23. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение по длине струи энергии турбулентности в верхней и нижней частях слоев смешения: 1 – осесимметричное сопло с BPR=5 при $\alpha=0$; компоновка, верх слоя смешения: 2 – FD30W при $\alpha=0$, 3 – FD5W при $\alpha=0$, 4 – FD30W при $\alpha=10^\circ$, 5 – FD5W при $\alpha=10^\circ$; компоновка, низ слоя смешения: 6 – FD30W при $\alpha=0$, 7 – FD5W при $\alpha=0$, 8 – FD30W при $\alpha=10^\circ$, 9 – FD5W при $\alpha=10^\circ$.

4.3 Исследование влияния компоновки и угла атаки внешнего потока на характеристики турбулентности и течение в струе для сопла со степенью двухконтурности равной 10

4.3.1 Постановка задачи

В этом параграфе будут представлены результаты исследования влияния компоновки с различной геометрией закрылков на течение в струе для сопла с BPR=10 на разных углах атаки внешнего потока. Геометрия сопла совпадала с описанной в работе [123], форма крыла и закрылков была идентична

рассмотренной в параграфе 4.2. Геометрия пилона близка к той, что рассматривалась в параграфе 4.2 для сопла с $BPR=5$. Несколько отличался только наклон его задней кромки, что было обусловлено изменением геометрии сопла.

Расчеты выполнялись на многоблочной структурированной сетке. Число ячеек было около 3.34×10^6 . Как и в предыдущем случае в ходе расчетов варьировались угол отклонения закрылков и ширина промежутка между ними для выхода струи ТРД. В базовом варианте расстояние между концами закрылков составляло $W=1.7D_c$. Углы отклонения закрылков составляли 5° и 30° . Как и прежде эти варианты будут обозначаться FD5 и FD30 соответственно. Варианты с $W=2.3D_c$ и с такими же углами отклонения закрылков будут обозначаться FD5W и FD30W соответственно. Структура сетки и ее шаг были близки к этим параметрам, описанным в п. 4.2.1.

Для того чтобы оценить влияние компоновки на течение в струе по сравнению со струей из базового осесимметричного сопла, был выполнен расчет осесимметричного сопла с $BPR=10$ на сетке, содержащей 2.38×10^6 ячеек. В азимутальном направлении сетка содержала 144 ячейки. Все расчеты выполнялись с помощью RANS/ILES-метода с использованием схемы MP9.

4.3.2 Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на режиме взлета

Исследование влияния геометрии закрылков и угла атаки на течение в струе было выполнено для режима, соответствующего взлету. Полные параметры на входе в сопла газогенератора, вентилятора и во внешнем потоке были соответственно: $P_{0c}=156000\text{Pa}$, $T_{0c}=875\text{K}$, $P_{0f}=165000\text{Pa}$, $T_{0f}=360\text{K}$, $P_{0a}=105600\text{Pa}$, $T_{0a}=360\text{K}$. Статическое давление во внешнем потоке составляло $P_a=100000\text{Pa}$. Число Re равнялось 5×10^6 . Расчеты выполнялись для углов атаки $\alpha=0$ и $\alpha=9^\circ$.

При нулевом угле атаки картина течения в струе из сопла с $BPR=10$ в компоновке с пилоном и крылом с отклоненными закрылками качественно совпадает с той, что наблюдалась для сопла с $BPR=5$. По этой причине на рисунках, которые приведены ниже, в большинстве случаев показаны только результаты, полученные для вариантов геометрии FD30 и FD5W, которые характеризуют максимальное и минимальное влияние геометрии закрылков на течение в струе. Кроме того, для удобства сравнения на одном рисунке приводятся результаты расчеты при $\alpha=0$ и при $\alpha=9^\circ$.

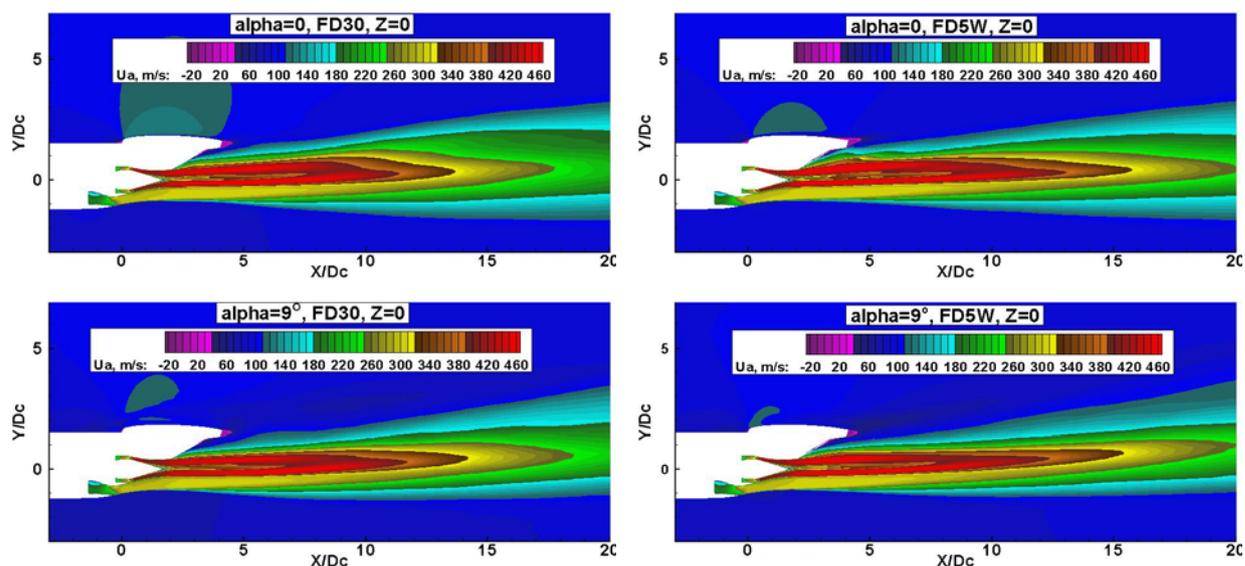


Рис. 4.24. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение продольной осредненной скорости в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла и пилон. Вверху при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

На рис. 4.24 показано влияние угла атаки и геометрии закрылков на распределение продольной осредненной скорости. Как и в случае струи из сопла с $BPR=5$, наличие пилон приводит к тому, что течение на срезе сопла в азимутальном направлении несимметрично: струя несколько отклоняется вверх. Но наибольшее влияние на отклонение струи оказывают концевые вихри, сходящие с закрылков. При $\alpha=9^\circ$ струя становится несколько компактнее в вертикальном направлении, а толщина слоя смешения в нижней части струи становится меньше по сравнению соответствующими вариантами

при $\alpha=0$. В наибольшей степени это проявляется у варианта FD5W, у которого закрылки оказывают минимальное влияние на течение в струе.

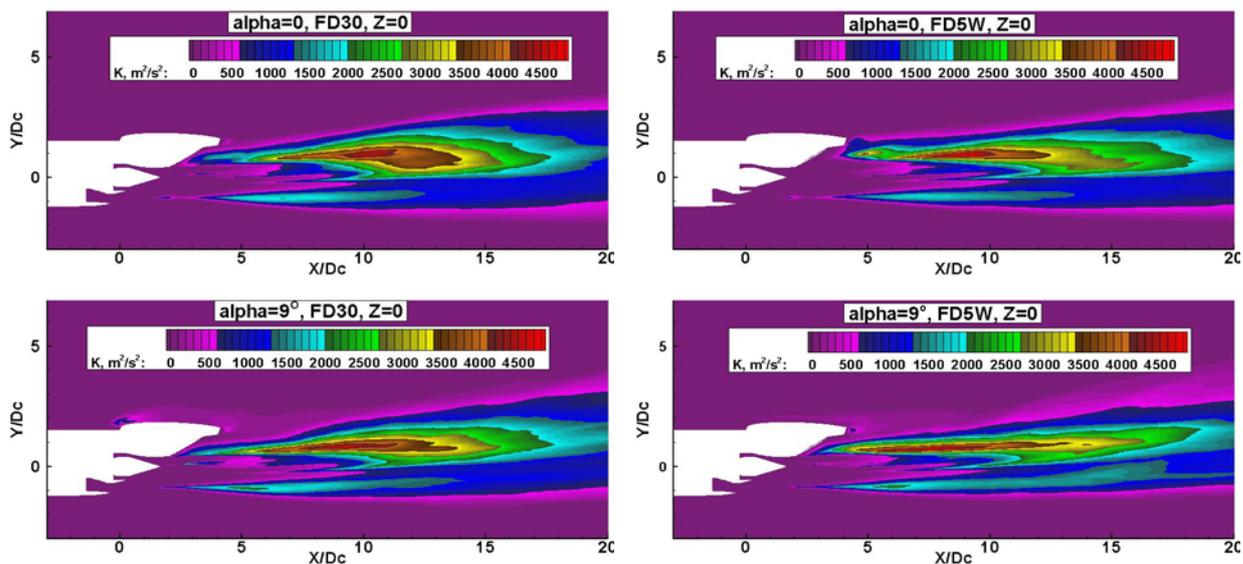


Рис. 4.25. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение энергии турбулентности в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла и пилон. Вверху при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

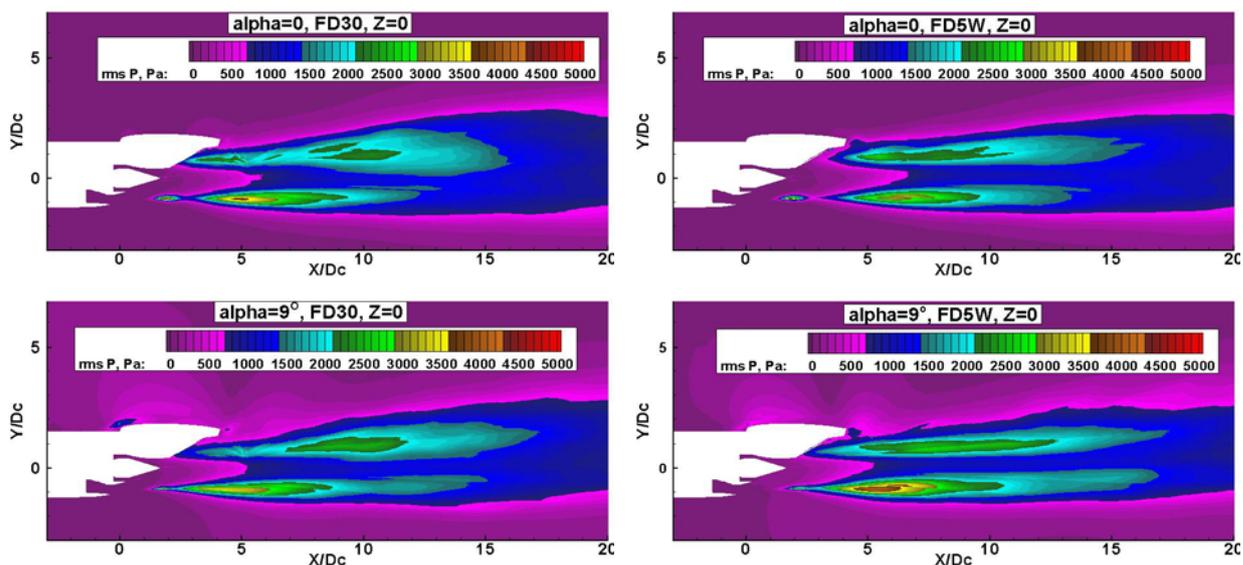


Рис. 4.26. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение пульсаций статического давления в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла и пилон. Вверху при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

Влияние угла атаки на распределение энергии турбулентности в слоях смешения струи показано на рис. 4.25. При $\alpha=9^\circ$ уменьшается радиальный размер области с высоким уровнем энергии турбулентности в верхней части

слоя смешения, и снижается азимутальная неоднородность в распределении энергии турбулентности. Максимум пульсаций статического давления в продольном сечении струи находится в нижней части слоя смешения. На рис. 4.26 видно, что при $\alpha=9^\circ$ уровень пульсация статического давления с нижней стороны струи увеличивается.

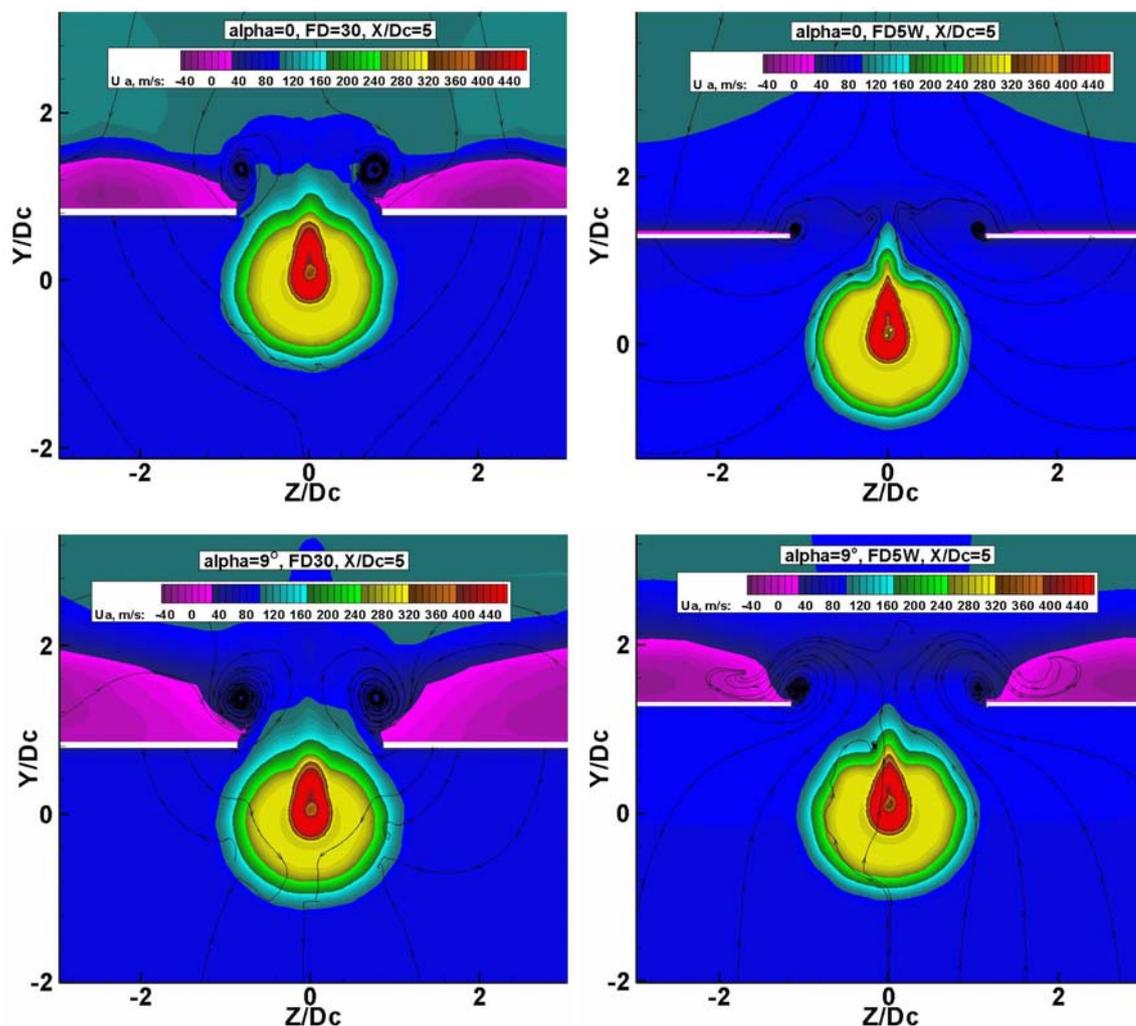


Рис. 4.27. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи $X/D_c=5$. Вверху: при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

Дополнительную информацию о влиянии угла атаки внешнего потока на течение в струе можно получить из анализа распределения параметров в поперечных сечениях струи. На рис. 4.27 показаны распределения осредненной продольной скорости в сечении $X/D_c=5.0$ около концов закрылков. Видно, что деформация верхней части струи становится несколько меньше при наличии угла атаки. На рисунке также показаны проекции линий тока. Уже в этом

сечении при $\alpha=9^\circ$ центры кромочных вихрей находятся несколько выше, чем для вариантов с $\alpha=0$. Наличие угла атаки приводит к тому, что меняется обтекание крыла и закрылков: увеличиваются области с низкой скоростью с верхней стороны закрылков.

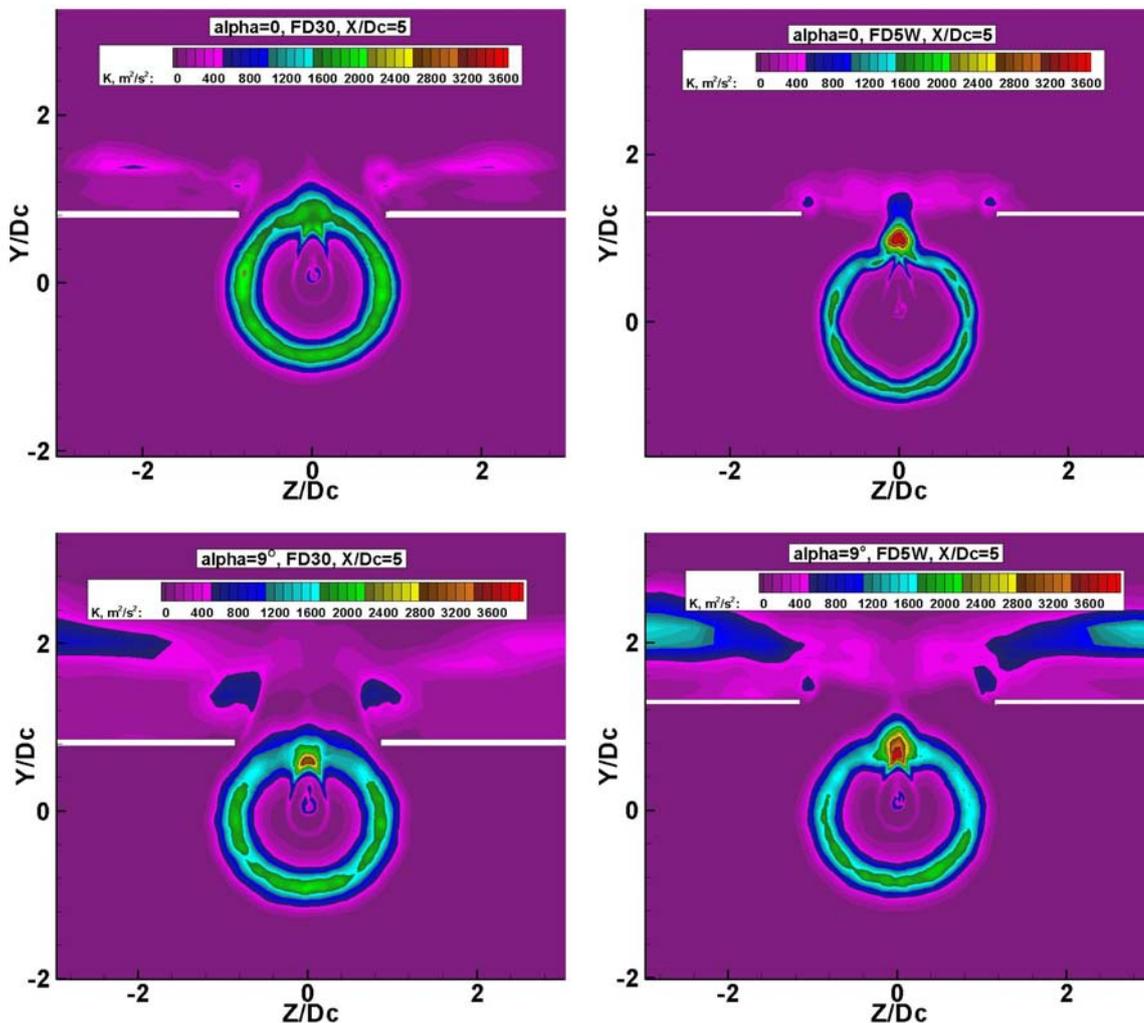


Рис. 4.28. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение энергии турбулентности в поперечном сечении струи при $X/D_c=5$. Вверху: при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

Угол атаки слабо влияет и на распределение энергии турбулентности в струе в сечении $X/D_c=5.0$ (рис. 4.28). Как и для осредненной скорости, при угле атаки уменьшается вытянутость слоя смешения в верхней его части для вариантов геометрии закрылков FD5W.

Распределение пульсаций статического давления при $\alpha=9^\circ$ приобретает более выраженную азимутальную неоднородность: Их уровень в нижней части слоя смешения струи заметно выше, чем в верхней. Это видно на рис. 4.29, где

представлено распределение пульсаций статического давления в сечении $X/D_c=5.0$.

По мере удаления от задней кромки крыла взаимодействие струи с вихрями от закрылков возрастает. Следует отметить, что влияние концевых вихрей и вертикальной компоненты скорости внешнего потока разнонаправлено. Под действием вихрей струя вытягивается вверх, и ее вертикальный размер увеличивается по сравнению с горизонтальным.

Действие вертикальной компоненты скорости внешнего потока при наличии угла атаки, напротив, приводит к уменьшению вертикального размера струи, вызывает деформацию формы струи и сворачивание ее в вихри на боковых сторонах. При этом направление вращения вихрей от закрылков и вихрей, порожденных взаимодействием струи с вертикальной компонентой скорости внешнего потока, противоположны. Следствием этого является более слабая зависимость течения в струе при угле атаки $\alpha=9^\circ$ от геометрии закрылков по сравнению с теми же вариантами геометрии закрылков для режима $\alpha=0$. Кроме того под действием вертикальной компоненты скорости при угле атаки вихри сносятся вверх, что уменьшает их воздействие на струю. Для иллюстрации этого явления далее приведены распределения параметров в сечении $X/D_c=16.0$

В сечении $X/D_c=16.0$ взаимодействие струи с кромочными вихрями при $\alpha=0$ приводит к тому, что для конфигураций FD30 и FD30W струя трансформировалась в близкую к прямоугольной. Для вариантов FD5 и FD5W форма поперечного сечения струи напоминает неправильный эллипс. Интересно, что вертикальный и максимальный горизонтальный размер струй для всех конфигураций в этом сечении примерно одинаковы (рис. 4.30).

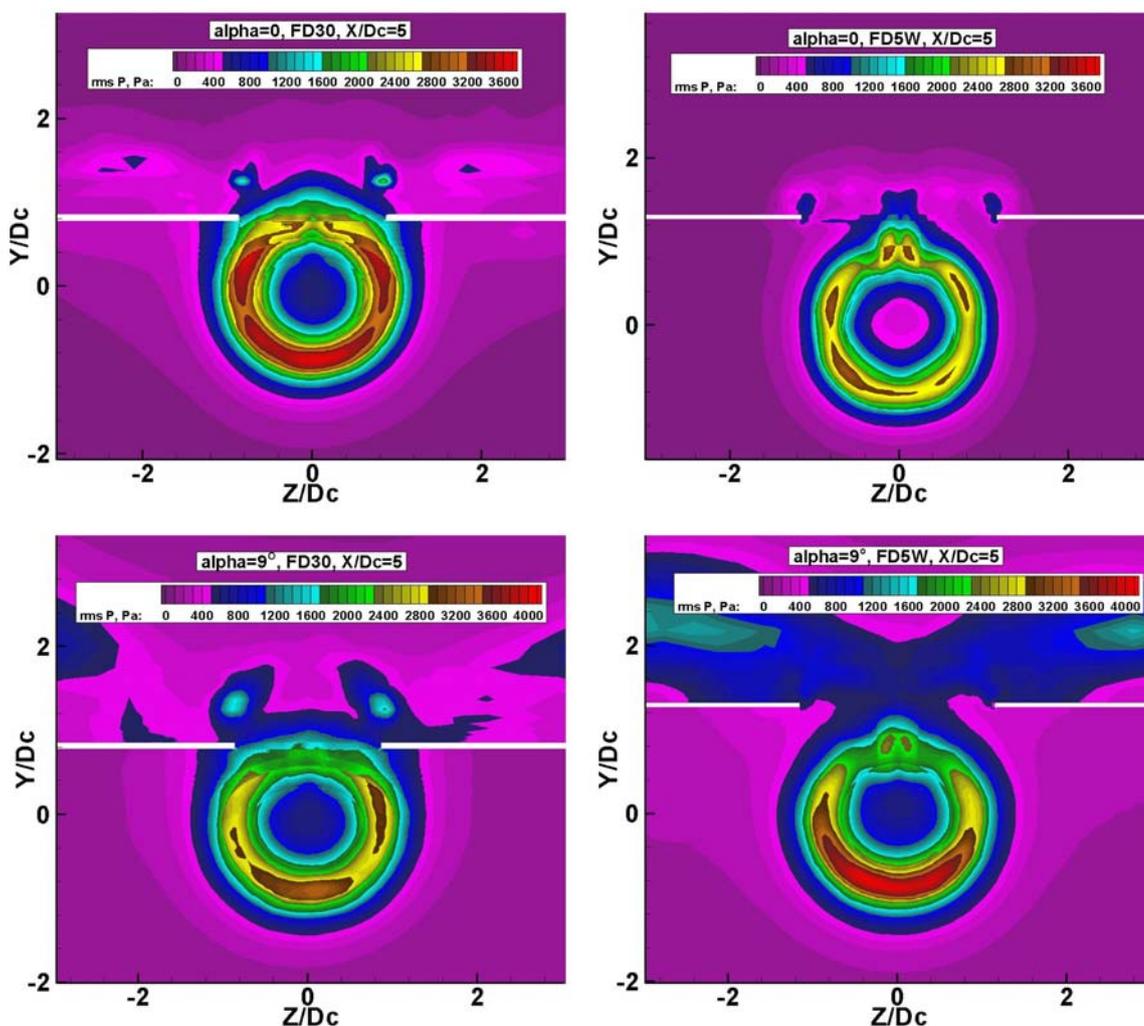


Рис. 4.29. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение пульсаций статического давления в поперечном сечении струи при $X/D_c=5$. Вверху при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

Обращает на себя внимание меньший уровень скорости на оси струи у конфигураций с углом отклонения закрылков 30° . Это можно видеть на рис. 4.30, где показано распределение осредненной продольной скорости при $\alpha=0$. Представляется интересным распределение «линий тока» осредненной скорости, которые также нанесены на рисунке. Концевые вихри в этом сечении имеют наибольшую интенсивность у конфигурации FD30W.

При $\alpha=9^\circ$ картина распределения осредненной скорости и «линий тока» в сечении $X/D_c=16.0$ заметно меняется (рис. 4.31). Причина этого описана выше. Деформация струи уменьшается. В меньшей степени это проявляется для вариантов геометрии с углом отклонения закрылков 30° – FD30 и FD30W, у

которых большую роль в деформации формы поперечного сечения струи продолжают играть концевые вихри от закрылков.

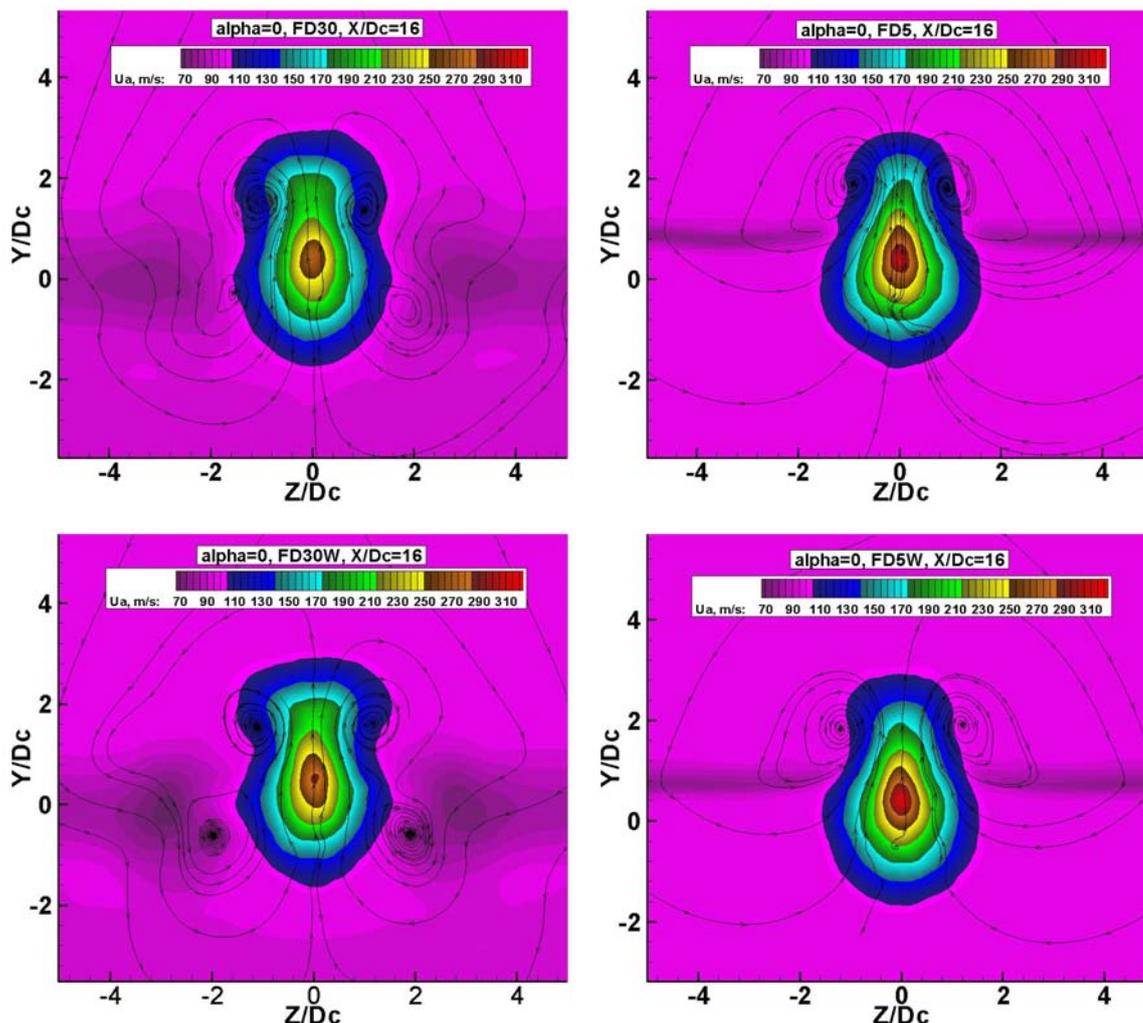


Рис. 4.30. Распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи при $X/D_c=16.0$ при $\alpha=0$.

При угле отклонения закрылков 5° , у вариантов геометрии FD5 и FD5W воздействие концевых вихрей на струю в значительной степени парируется противоположно направленным влиянием вертикальной компоненты скорости внешнего потока и сносом вверх вихрей под действием вертикальной компоненты скорости. Следствием этого является незначительная деформация поперечного сечения, преимущественно на периферии ее верхней части. Интересна картина проекций линий тока осредненного течения, которая наблюдается в этом сечении струи при угле атаки. Здесь хорошо виден снос вихрей. Вновь концевые вихри наиболее интенсивны для варианта геометрии закрылков FD30W. Однако центры вихрей находятся над струей, а не под ней,

как это было при нулевом угле атаки (см. рис. 4.30). Кроме того при наличии угла атаки расстояние между центрами вихрей примерно в два раза больше, чем при $\alpha=0$. Унос вихрей внешним потоком вверх является дополнительной причиной уменьшения деформации струи при малых углах отклонения закрылков.

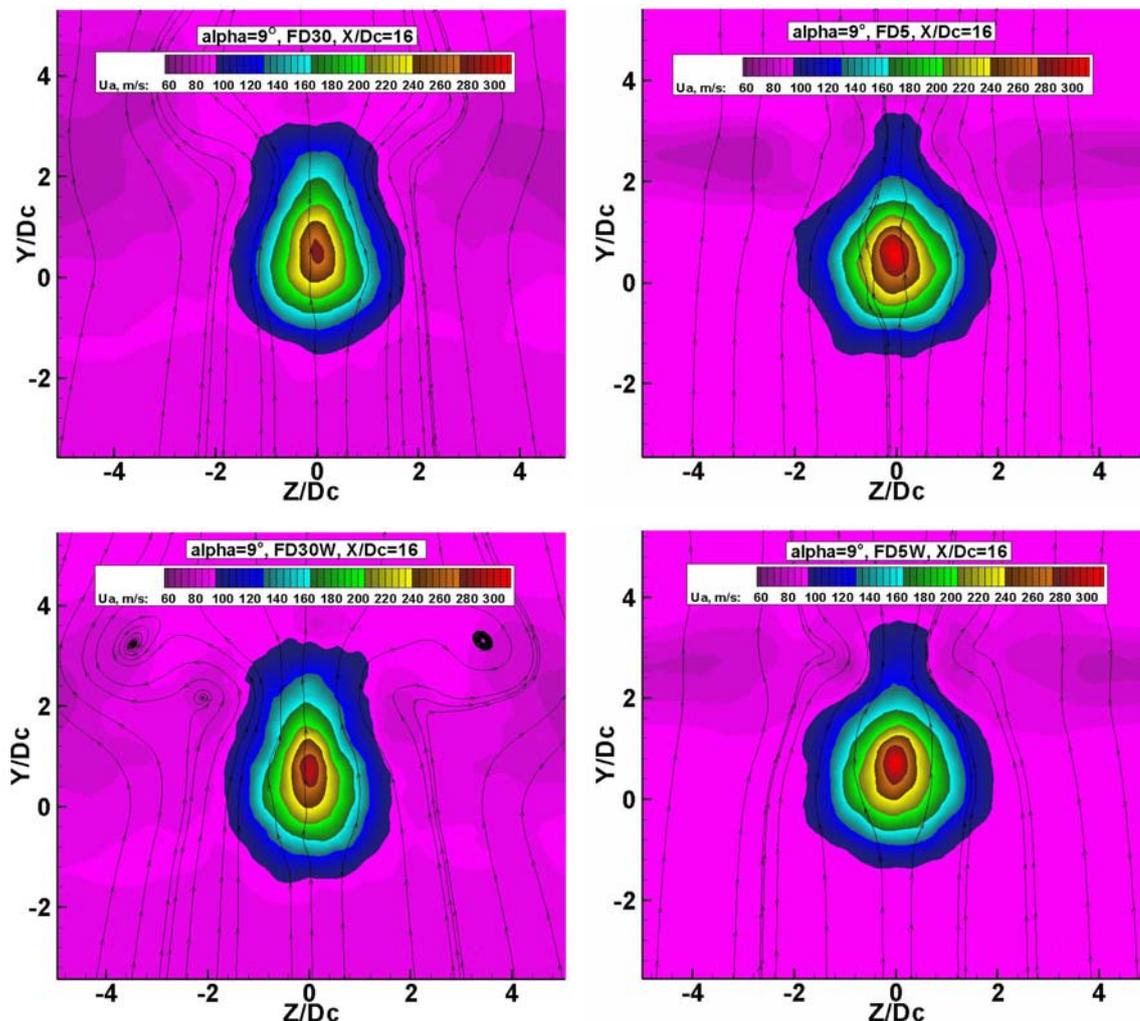


Рис. 4.31. Распределение осредненной продольной скорости в поперечном сечении струи при $X/D_c=16.0$ при $\alpha=9^\circ$.

На рис. 4.32 приведено распределение энергии турбулентности в сечении $X/D_c=16.0$ при $\alpha=0$ и при $\alpha=9^\circ$. Видно, что наличие угла атаки внешнего потока качественно оказывает такое же влияние на форму поперечного сечения турбулентной части струи, как и на распределение осредненной скорости. Следует обратить внимание, что для вариантов геометрии закрылков FD30 и FD30W след от отрывной зоны с верхней стороны закрылков находится практически над струей, поскольку, так же, как и концевые вихри от закрылков,

носится вертикальной компонентой скорости внешнего потока, в то время как при $\alpha=0$ он расположен около нижней части струи. Однако во всех случаях не наблюдалось видимого взаимодействия следа и струи.

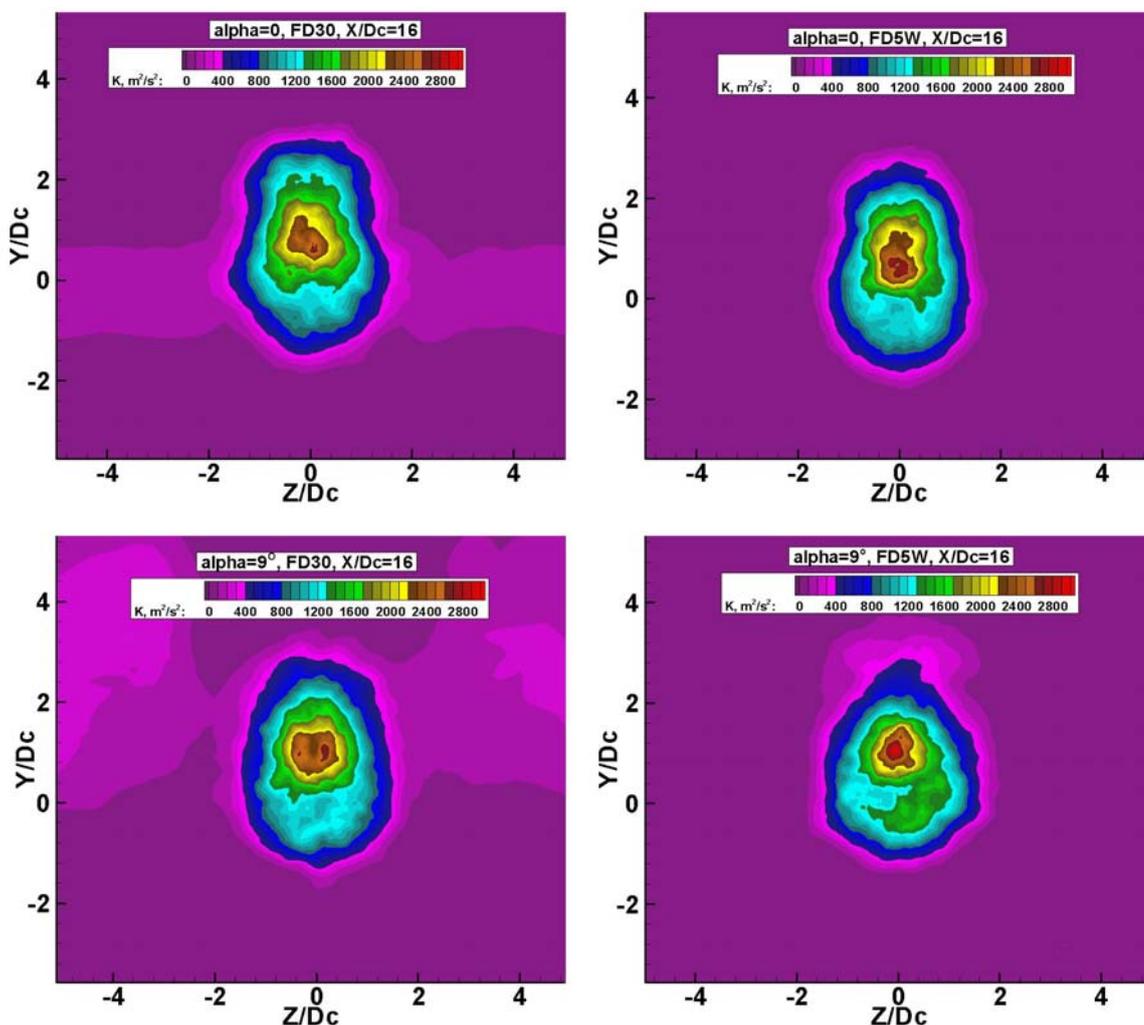


Рис. 4.32. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение энергии турбулентности в поперечном сечении струи при $X/D_c=16$. Вверху при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

Поля пульсаций статического давления в сечении $X/D_c=16.0$ показаны на рис. 4.33. Как и в случае струи из сопла VPR5 форма области в поперечном сечении струи, где отличны от нуля пульсации статического давления, не совпадает с областью, занятой турбулентным течением. Форма ее скорее близка к слабо вытянутому эллипсу. Угол атаки внешнего потока незначительно влияет на форму периферийной части области, где отличны от нуля пульсации статического давления. При угле атаки максимальные значения пульсаций статического давления в ядре струи слабо зависят от угла отклонения

закрылков, в то время как при $\alpha=0$ уровень пульсаций статического давления в ядре струи возрастает при увеличении угла отклонения закрылков.

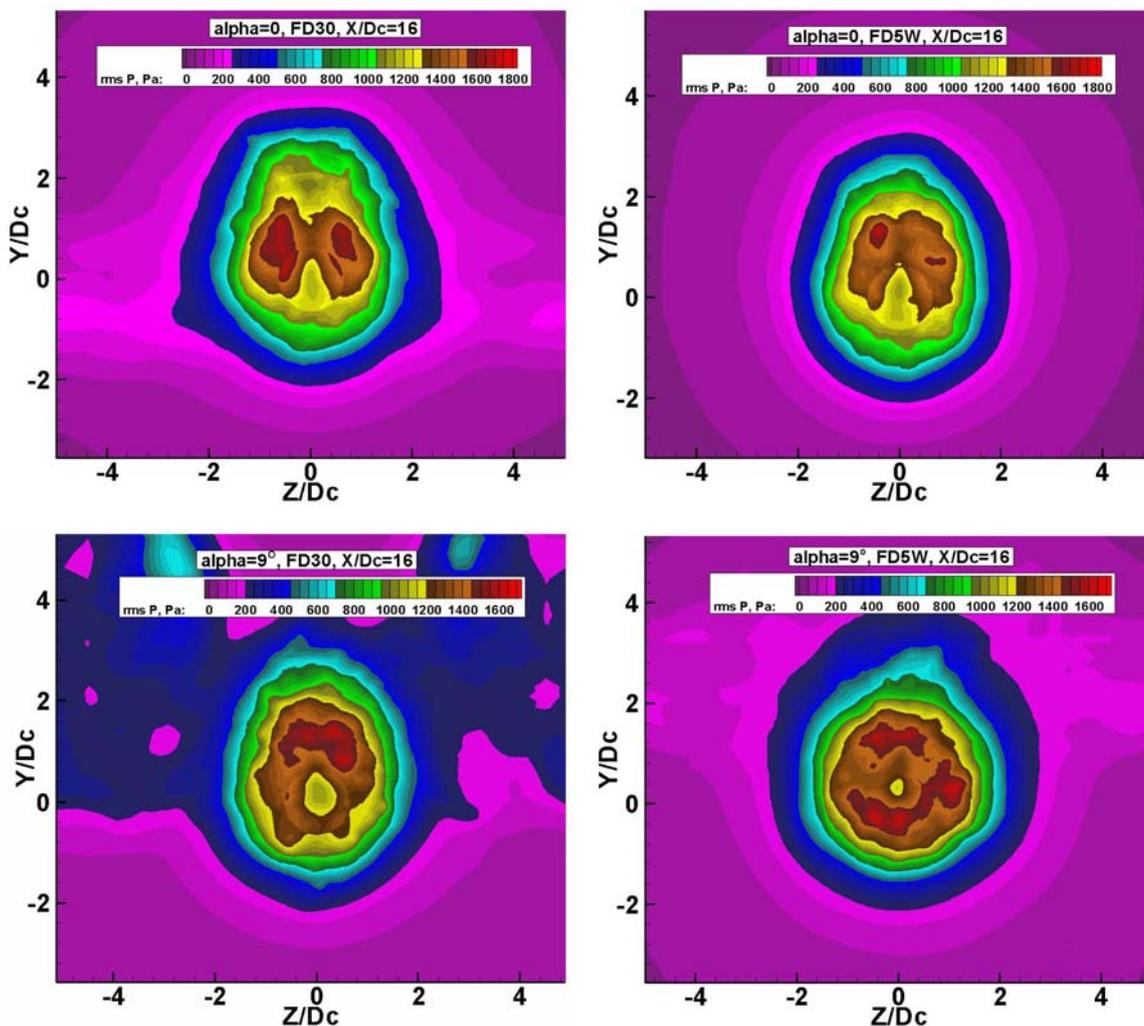


Рис. 4.33. Влияние геометрии закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение пульсаций статического давления в поперечном сечении струи при $X/D_c=16$. Вверху при $\alpha=0$, внизу при $\alpha=9^\circ$.

На следующих рисунках будут представлены некоторые количественные результаты по осредненным параметрам течения и турбулентности, полученные в этих расчетах. На рис. 4.34 показано распределение максимальной осредненной продольной скорости вдоль оси струи для всех исследованных вариантов геометрии закрылков при $\alpha=0$ и $\alpha=9^\circ$. Дополнительно здесь приведены результаты расчетов для струи из базового осесимметричного сопла с $BPR=10$, выполненные в рамках описываемого исследования. Наличие компоновки приводит к заметному уменьшению длины начального участка по сравнению с исходным осесимметричным соплом. Следует отметить, что для

сопла с $BPR=5$ это влияние значительно слабее – рис. 4.13. На рис. 4.34 также видно, что наличие угла атаки приводит к меньшей зависимости длины начального участка от геометрии закрылков по сравнению с режимом $\alpha=0$.

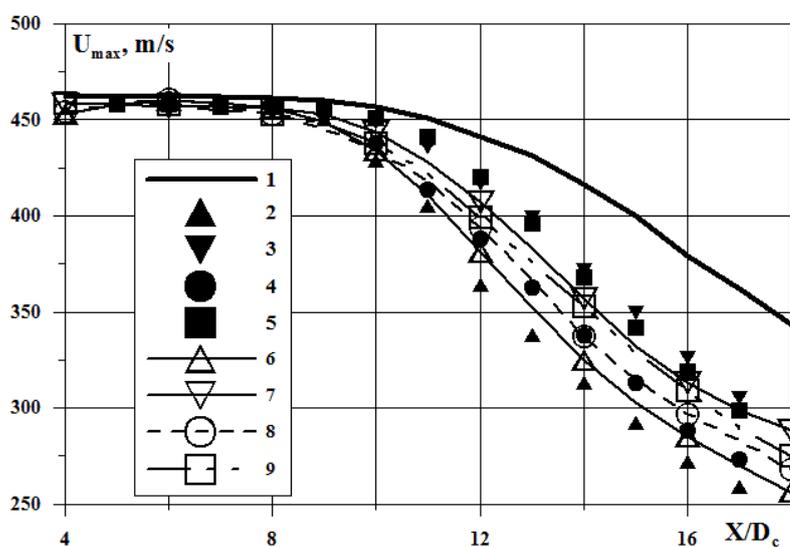


Рис. 4.34. Влияние угла атаки и геометрии закрылков на распределение максимальной осредненной продольной скорости по длине струи. 1 – осесимметричное сопло с $BPR=10$ при $\alpha=0$; компоновка при $\alpha=0$: 2 – FD30, 3 – FD5, 4 – FD30W, 5 – FD5W; компоновка $\alpha=9^\circ$: 6 – FD30, 7 – FD5, 8 – FD30W, 9 – FD5W.

Объяснением такому характеру изменения максимальной скорости может служить рис. 4.35, где представлено распределение максимальной энергии турбулентности по длине струи при $\alpha=0$ и $\alpha=9^\circ$. Как и в случае струи из сопла с $BPR=5$, на режимах с углом атаки внешнего потока темп нарастания энергии турбулентности по длине струи выше, чем при нулевом угле атаки. Это особенно выражено для вариантов геометрии FD5 и FD5W. При $\alpha=9^\circ$ длина зоны с высоким уровнем энергии турбулентности больше, чем в случае с $\alpha=0$. Здесь же приведено распределение максимальной энергии турбулентности по длине струи для осесимметричного сопла с $BPR=10$. Видно, что до $X/D_c=15.0$ уровень энергии турбулентности в струе из сопла в компоновке значительно выше, чем для струи из базового сопла.

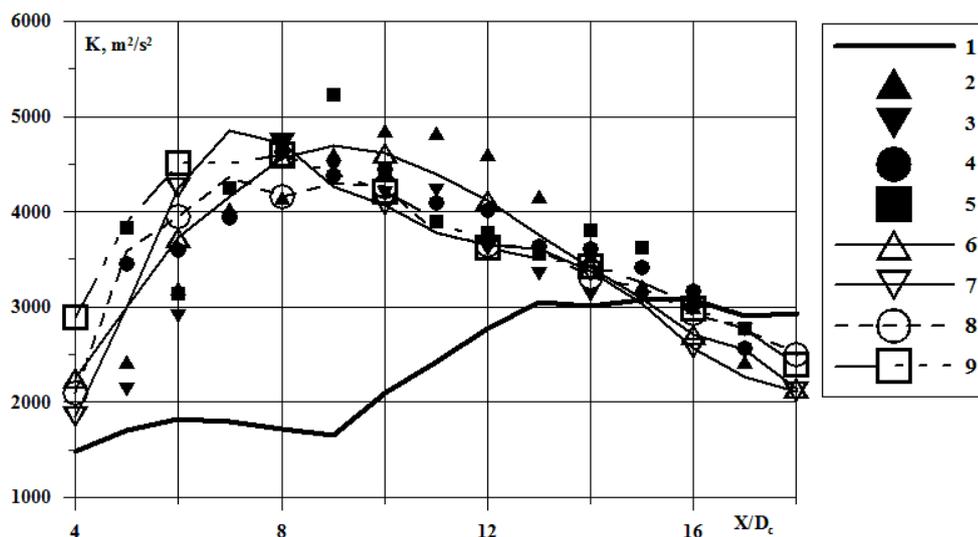


Рис. 4.35. Влияние угла атаки и геометрии закрылков на распределение максимальной энергии турбулентности по длине струи. 1 – осесимметричное сопло с $BPR=10$ при $\alpha=0$; компоновка при $\alpha=0$: 2 – FD30, 3 – FD5, 4 – FD30W, 5 – FD5W; компоновка при $\alpha=9^\circ$: 6 – FD30, 7 – FD5, 8 – FD30W, 9 – FD5W.

На рис. 4.35 видно, что изменение геометрии закрылков незначительно влияет на уровень пикового значения энергии турбулентности, однако меняет положение пикового значения по длине струи и протяженность зоны с большим уровнем турбулентности. Угол атаки также слабо влияет на пиковое значение энергии турбулентности. Но наличие угла атаки изменяет положение максимума по длине струи. В поперечном сечении размеры области с высоким уровнем энергии турбулентности невелики и, несмотря на значительное увеличение уровня энергии турбулентности, вклад ее в общий уровень шума также может быть невелик. С другой стороны в области высокого уровня турбулентности размеры вихрей малы вследствие ее близости к срезу сопла, где слои смешения тонкие, поэтому основной вклад будет в область высокочастотного шума, что крайне нежелательно. Следует обратить внимание, что наибольшее смещение пика энергии турбулентности к срезу сопла происходит при угле атаки.

Дополнительная информация представлена на рис. 4.36, где для режима с $\alpha=9^\circ$ показано распределение энергии турбулентности вдоль нижней и верхней частей слоя смешения струи. Видно, что до $X/D_c=9.0$ уровень энергии

турбулентности в осесимметричном сопле с $BPR=10$ ниже, чем минимальный уровень турбулентности в сопле с компоновкой. Столь большая разница в уровне энергии турбулентности на начальном участке струй для базового сопла и сопла в компоновке и служит причиной большой разницы в длине начального участка этих струй. Для сопла с $BPR=5$ соответствующая разница заметно меньше (рис. 4.22).

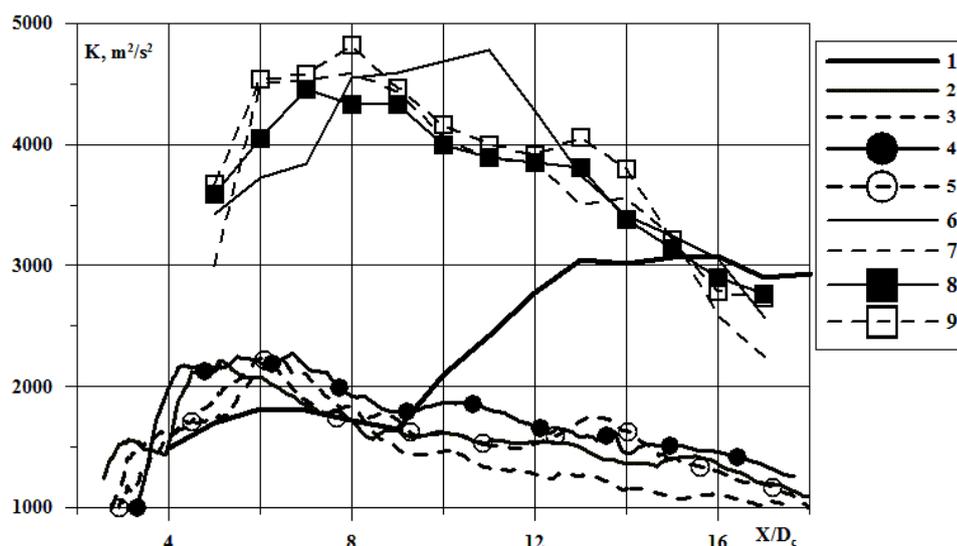


Рис. 4.36. Распределения по длине струи максимальных значений энергии турбулентности при $\alpha=9^\circ$. 1 – осесимметричное сопло с $BPR=10$ при $\alpha=0$; компоновка, нижняя часть слоя смешения: 2 – FD30, 3 – FD5, 4 – FD30W, 5 – FD5W; компоновка, верхняя часть слоя смешения: 6 – FD30, 7 – FD5, 8 – FD30W, 9 – FD5W.

На рис. 4.37 и 4.38 показано влияние геометрии закрылков и угла атаки на распределение по длине струи модуля продольной завихренности Ω_{23} в центрах кромочных вихрей от закрылков. Для удобства анализа эта величина отнесена к диаметру сопла газогенератора и скорости внешнего потока. Во всех случаях наблюдается быстрое падение завихренности по длине, что свидетельствует о том, что вихрь находится в области течения с относительно высоким уровнем турбулентности – в выхлопной струе. При $\alpha=0$ для вариантов FD30 и FD30W уровень завихренности сразу за крылом в 1.5-2 раза выше, чем при $\alpha=9^\circ$. При наличии угла атаки увеличивается отрыв с верхней стороны крыла и закрылков, что и приводит к уменьшению уровня завихренности при $\alpha=9^\circ$. Однако при

нулевом угле атаки вихри на большом протяжении взаимодействуют с турбулентными слоями смешения, что вызывает быстрое падение их интенсивности. При $\alpha=9^\circ$ вихри сносятся внешним потоком вверх, их взаимодействие со струей значительно меньше.

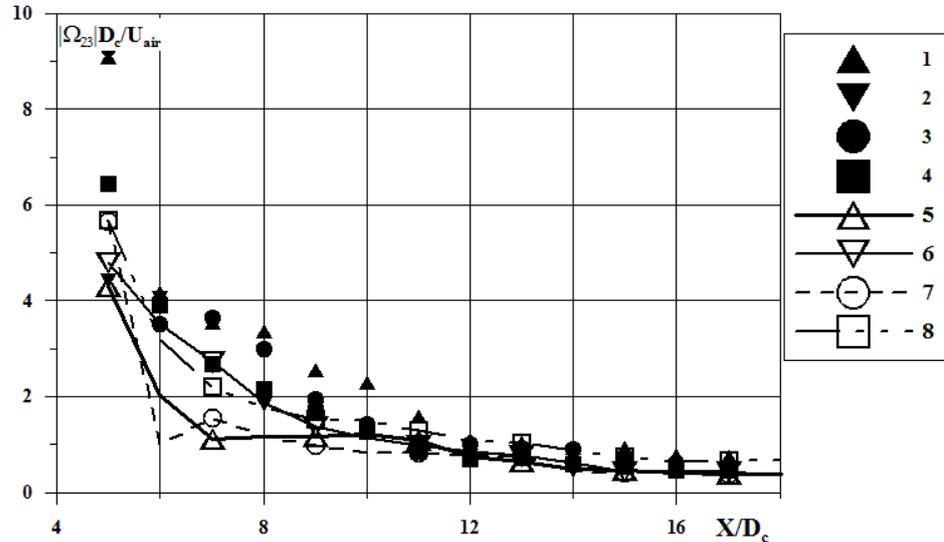


Рис 4.37. Влияние угла атаки и геометрии закрылков на распределение модуля продольной завихренности Ω_{23} в центрах кромочных вихрей по длине струи. $\alpha=0$: 1 – FD30, 2 – FD5, 3 – FD30W, 4 – FD5W. $\alpha=9^\circ$: 5 – FD30, 6 – FD5, 7 – FD30W, 8 – FD5W.

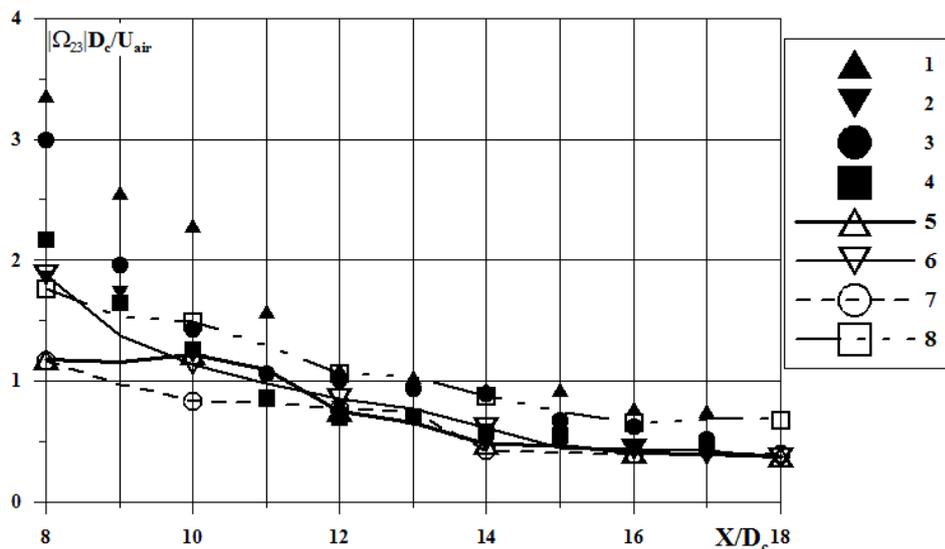


Рис 4.38. Влияние угла атаки на распределение модуля продольной завихренности Ω_{23} в центрах кромочных вихрей по длине струи при $X/D_c \geq 8$. $\alpha=0$: 1 – FD30, 2 – FD5, 3 – FD30W, 4 – FD5W. $\alpha=9^\circ$: 5 – FD30, 6 – FD5, 7 – FD30W, 8 – FD5W.

Следствием этого является то, что при $7 \leq X/D_c \leq 12$ их интенсивность почти не сменяется, в то время как при $\alpha=0$ Ω_{23} падает примерно в три раза для вариантов с углом отклонения закрылков 30° . У вариантов геометрии закрылков FD5 и FD5W изменение уровня завихренности в центрах вихрей слабо зависит от угла атаки. Причем при $\alpha=0$ на больших расстояниях от среза сопла Ω_{23} в 1.5-2.0 раза выше у вариантов FD30 и FD30W, чем у FD5 и FD5W. При угле атаки эта зависимость носит обратный характер, но выражена слабее.

4.4 Исследование влияния режима работы двигателя на течение в струе для сопла ТРД со степенью двухконтурности равной 10

В параграфе 4.3 было исследовано течение в струе из сопла двухконтурного ТРД с $BPR=10$ при наличии пилона и крыла с отклоненными закрылками с параметрами потока на входе в сопло и внешнего потока, соответствующими взлету. В настоящем параграфе приведены результаты расчетов течения в струе из этого сопла ТРД в компоновке с газодинамическими параметрами соответствующими режиму посадки (подлета). Полные параметры на входе в сопла газогенератора, вентилятора и во внешнем потоке были соответственно: $P_{0c}=110000\text{Pa}$, $T_{0c}=700\text{K}$, $P_{0f}=113000\text{Pa}$, $T_{0f}=315\text{K}$, $P_{0a}=102200\text{Pa}$, $T_{0a}=300\text{K}$. Статическое давление во внешнем потоке составляло $P_a=100000\text{Pa}$. Внешний поток был направлен под углом $\alpha=0^\circ$ к оси сопла. Число Re , вычисленное по скорости на срезе сопла газогенератора и его диаметру, равнялось 5×10^6 . Расчетная сетка и геометрия закрылков остались прежними и соответствовали варианту FD30 из параграфа 4.3. Этот вариант геометрии закрылков оказывал наибольшее влияние на течение в струе, поэтому и был выбран для расчета.

На рис. 4.39 показано поле осредненной продольной скорости в вертикальной плоскости, проходящей через продольную ось сопла и пилон. Видно, что и на этом режиме струя заметно отклоняется вверх под влиянием элементов компоновки.

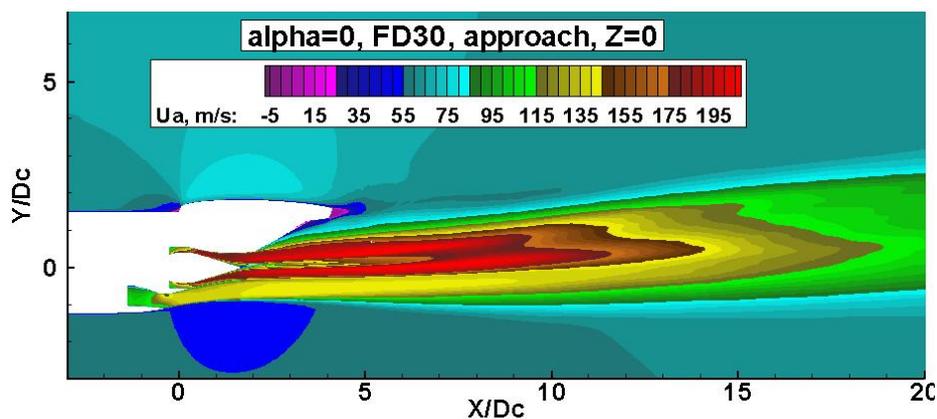


Рис. 4.39. Поле осредненной продольной скорости в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла и пилон на режиме посадки при $\alpha=0$.

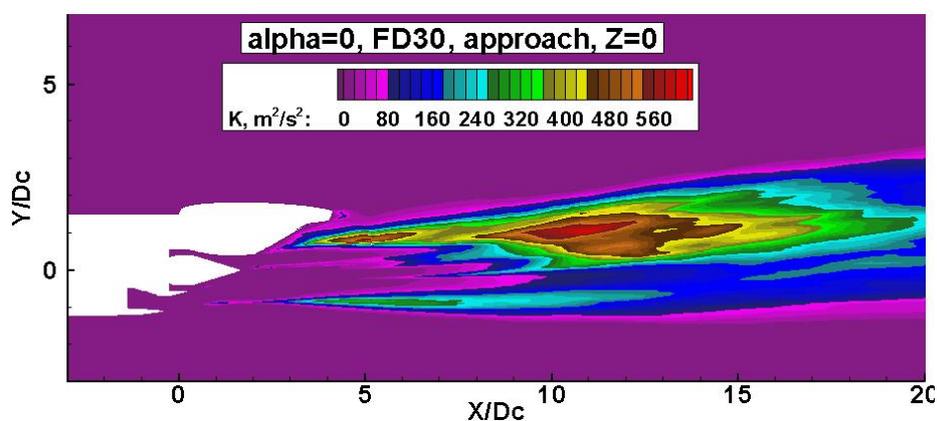


Рис. 4.40. Поле энергии турбулентности в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла и пилон на режиме посадки при $\alpha=0$.

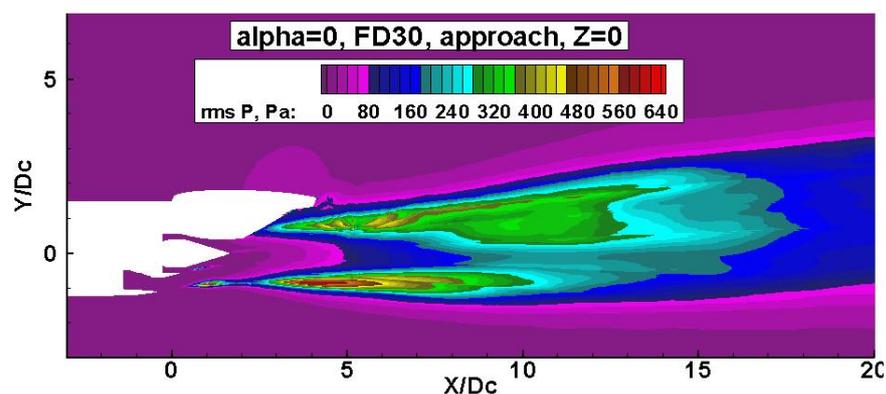


Рис. 4.41. Поле пульсаций статического давления в струе в вертикальной плоскости, проходящей через ось сопла и пилон на режиме посадки при $\alpha=0$.

Распределение энергии турбулентности качественно совпадает с тем, которое наблюдалось при расчетах на режиме взлета при нулевом угле атаки. Это можно видеть на рис. 4.40. Однако абсолютный уровень значений параметров в несколько раз ниже. Это связано с тем, что полные параметры на

входе в сопла и, как следствие, скорости струй на срезе сопел, на режиме посадки были значительно ниже, чем на режиме взлета. Поле пульсаций статического давления в этом же сечении показано на рис. 4.41. Видно, что качественно оно очень похоже на представленное на рис. 4.26 для режима взлета.

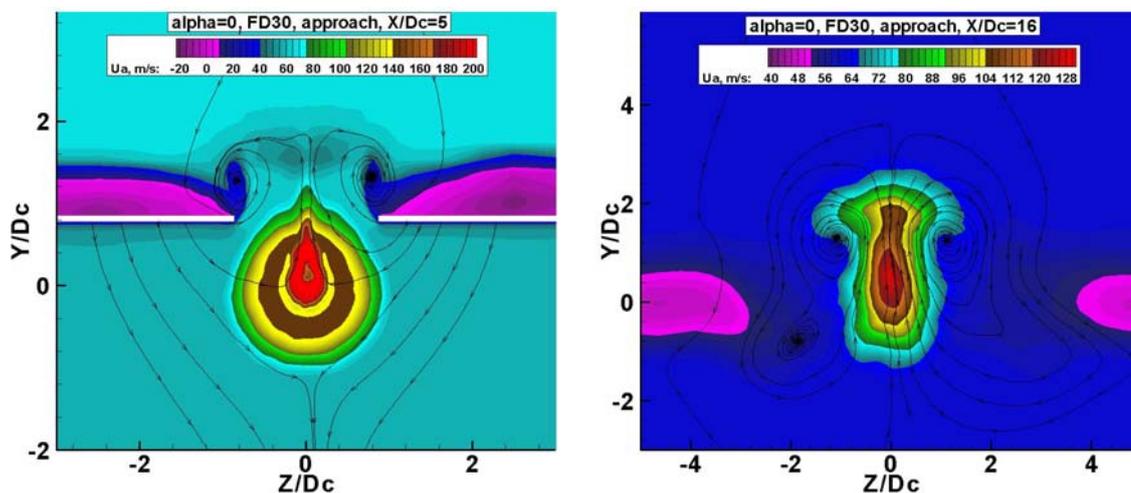


Рис. 4.42. Поля осредненной продольной скорости в поперечных сечениях струи при $X/D_c=5$ и $X/D_c=16$ на режиме посадки при $\alpha=0$.

Поля осредненной продольной компоненты скорости в поперечных сечениях струи $X/D_c=5.0$ и $X/D_c=16.0$ представлены на рис. 4.42. При $X/D_c=16.0$ деформация поперечного сечения струи сильно выражена. Это же наблюдается и в распределении энергии турбулентности. На качественном уровне влияние концевых вихрей на режиме посадки на распределение осредненной скорости и энергии турбулентности проявляется сильнее, чем на режиме взлета. Деформация распределения энергии турбулентности в этом сечении также велика (рис.4.43). Однако деформации распределения пульсаций статического давления в поперечном сечении струи при $X/D_c=16.0$ почти не наблюдается. Это можно видеть на рис. 4.44.

Столь сильное воздействие концевых вихрей связано с тем, что уровень энергии турбулентности в струе на режиме посадки значительно ниже, чем на режиме взлета. Вследствие этого воздействие турбулентной струи на концевые вихри слабее, их интенсивность сохраняется на больших расстояниях, чем на режиме взлета.

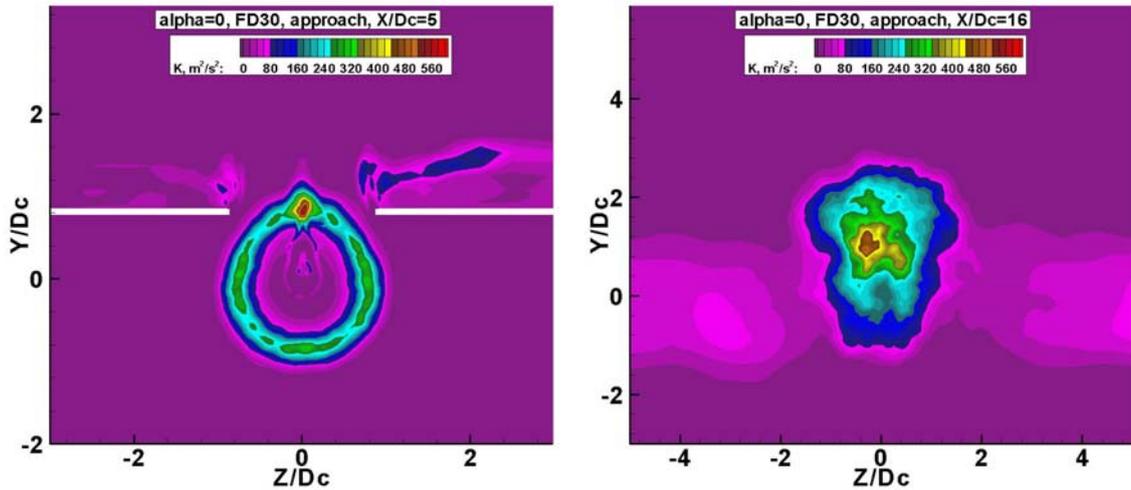


Рис. 4.43. Поля энергии турбулентности в поперечных сечениях струи при $X/D_c=5$ и $X/D_c=16$ на режиме посадки при $\alpha=0$.

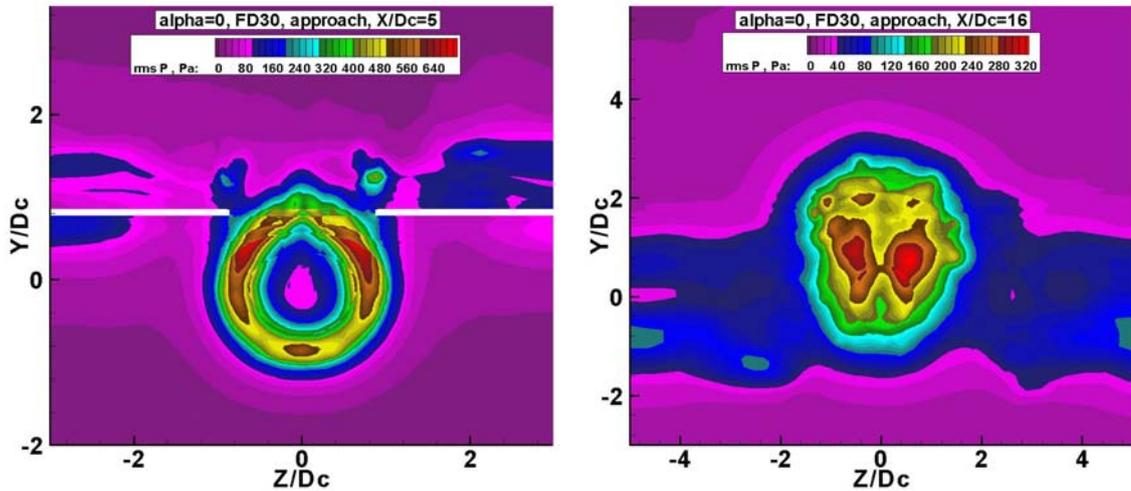


Рис. 4.44. Распределение пульсаций статического давления в поперечных сечениях струи при $X/D_c=5$ и $X/D_c=16$ на режиме посадки при $\alpha=0$.

На рис. 4.45 показаны распределения безразмерной максимальной скорости по длине струи для всех режимов взлета и посадки для геометрии закрылков FD30. Видно, что все кривые очень близки. Небольшое отличие кривых возможно вызвано недостаточным осреднением.

Распределение максимальных значений энергии турбулентности для режима посадки представлено на рис. 4.46. Пиковое значение энергии турбулентности на режиме посадки примерно в шесть раз меньше, чем на режиме взлета для той же конфигурации FD30.

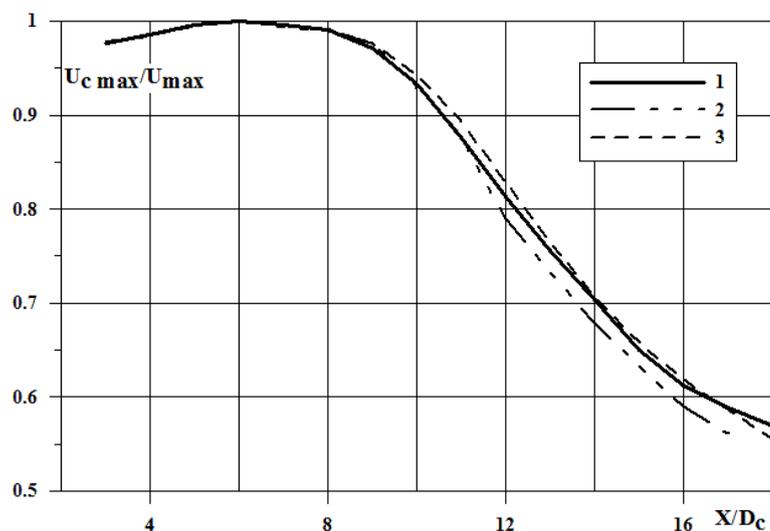


Рис. 4.45. Влияние режима течения на распределение максимальных значений продольной безразмерной осредненной скорости по длине струи: 1 – режим посадки, $\alpha=0$; 2 – режим взлета, $\alpha=0$; 3 – режим взлета, $\alpha=9^\circ$.

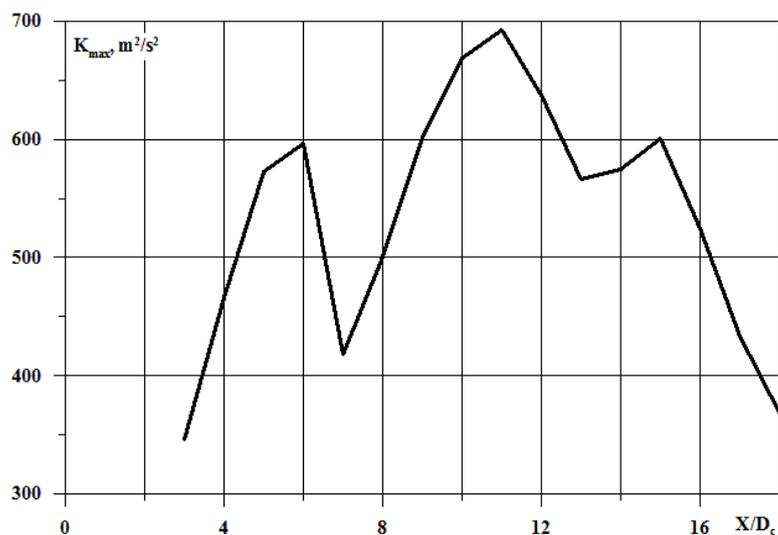


Рис. 4.46. Распределение максимальных значений энергии турбулентности по длине струи на режиме посадки при $\alpha=0$.

Сравнение распределения по длине максимальных значений модуля безразмерной продольной завихренности Ω_{23} для всех исследованных режимов течения для конфигурации FD30 представлено на рис. 4.47. Обращает на себя внимание, что для режима посадки продольная завихренность в центрах кромочных вихрей выше на 20-40%, чем на режиме взлета при нулевом угле атаки. Это является причиной сильной деформации поперечного сечения струи на этом режиме, о которой было написано выше.

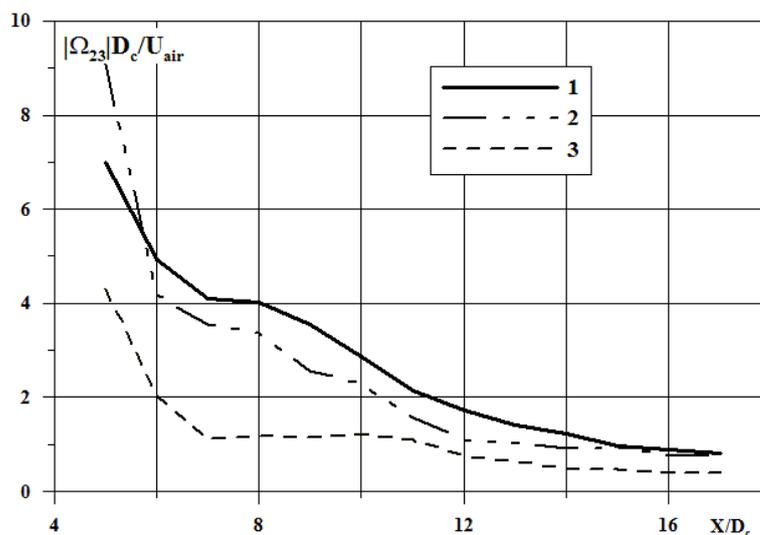


Рис. 4.47. Влияние режима течения на распределение максимальных значений модуля безразмерной продольной завихренности Ω_{23} в центрах кромочных вихрей по длине струи: 1 – режим посадки, $\alpha=0$; 2 – режим взлета, $\alpha=0$; 3 – режим взлета, $\alpha=9^\circ$.

В заключение главы следует отметить, что столь сильное влияние компоновки на течение в струе в значительной степени вызвано взаимодействием кромочных вихрей, сходящих с внутренних концов закрылков. Для конфигураций, у которых закрылок расположен вдоль всей задней части крыла и не имеет разреза для выхода выхлопной струи влияние компоновки на течение слабее. Результаты исследования такой компоновки представлены авторами [38].

Глава 5 Применение RANS/ILES-метода для исследования турбулентных отрывных течений в S-образных диффузорах с отрывом потока

5.1 Исследование особенностей отрывных турбулентных течений в S-образных диффузорах

5.1.1 Постановка задачи.

Во введении диссертации отмечалось, что при расчетах отрывных турбулентных течений в диффузорах часто используется упрощенная квазидвумерная постановка, когда по трансверсальной координате рассматривается только часть расчетной области, на границах расчетной области по этому направлению ставятся условия периодичности. Это позволяет экономить вычислительные ресурсы, но не всегда обеспечивает достоверное описание течения. Известны примеры экспериментальных исследований [27,232], в которых наблюдалась потеря симметрии по осредненным параметрам отрывных течений в диффузорах симметричной геометрии, характерной для элементов ТРД, при симметричном распределении параметров течения во входном сечении. Как и в случае струйных течений, неизвестно, чем вызвана потеря симметрии течения: асимметрией реальной геометрии, несимметричным распределением параметров на входе в диффузор или неустойчивостью течения. Выяснить причину можно расчетным путем, если использовать методы ПЧМ, которые позволяют моделировать реальное нестационарное турбулентное течение. При этом геометрия и граничные условия могут быть заданы симметричными с точностью, которая существенно выше, чем в эксперименте. В расчетах просто моделировать влияние несимметричного распределения параметров на входе в диффузор на течение в нем.

Сформулированная выше проблема определила цель расчетов, результаты которых будут описаны в этом параграфе: исследование влияния геометрии диффузора и параметров потока на входе на характеристики течения в нем. Были рассмотрены S-образные диффузоры с прямоугольным и кольцевым поперечным сечением, геометрия которых характерна для элементов ТРД. Во входном сечении расчетной области задавались граничные условия для дозвуковой входной границы течения. Параметры течения и турбулентности на стенках определялись с помощью комбинированного граничного условия «закон стенки»/прилипание. В выходном сечении расчетной области задавалось условие для дозвуковой выходной границы

течения. Перечисленные граничные условия описаны в п. 1.2.12. Распределение параметров во входном сечении и статическое давление в выходном были постоянными по сечению. Для уменьшения влияния упрощенных граничных условий во входном и выходном сечениях к криволинейному диффузору были пристыкованы прямоугольные участки, длиной 2-4 высоты канала, а расчетная сетка около входного и выходного сечений в продольном направлении имела большой шаг. Расчеты выполнялись RANS/ILES-методом со схемой MP5.

Основные результаты этих расчетов были описаны в публикациях [27,233–236].

5.1.2 Прямоугольный S-образный диффузор.

Расчеты отрывного турбулентного течения в прямоугольном S-образном диффузоре с отношением площади выходного сечения к площади входа 2.16 выполнялись на структурированной криволинейной сетке, сеточные линии которой совпадали с поверхностью канала и границами расчетной области. Она содержала в продольном, вертикальном и поперечном направлениях 220, 55 и 64 ячейки. Всего – 0.75×10^6 ячеек. Геометрия расчетной области и расчетная сетка показаны на рис. 5.1.

Было исследовано три режима течения для разных значений статического давления P_e в выходном сечении расчетной области: $0.9P_0$, $0.925P_0$, $0.95P_0$. Здесь P_0 – полное давление во входном сечении. Число Рейнольдса, вычисленное по скорости и высоте канала на входе составляло $Re_H = (3.0-5.0) \times 10^5$. Высота входного сечения H составляла 33мм, ширина диффузора была постоянна по длине и составляла 148мм.

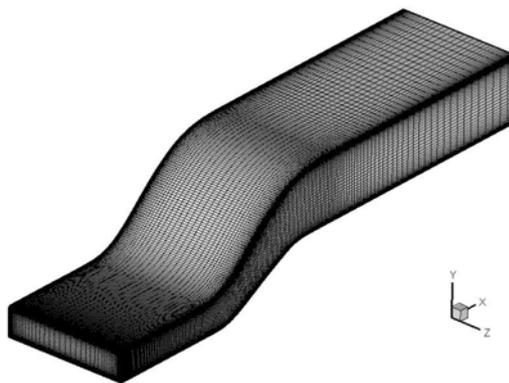


Рис. 5.1. Расчетная сетка на поверхности прямоугольного S-образного диффузора.

На рис.5.2 показано мгновенное поле скорости, которое наблюдалось при расчетах течения в этом диффузоре с помощью настоящего RANS/ILES-метода. Видно, что на прямолинейном входном участке перед диффузором течение стационарное. Затем около верхней стенки диффузора начинался отрыв потока, причем вначале он зарождался в углах канала и сопровождался «численным» переходом, в результате которого появлялись вихри повышенной интенсивности. Далее течение приобретало турбулентный характер с неупорядоченными вихревыми структурами.

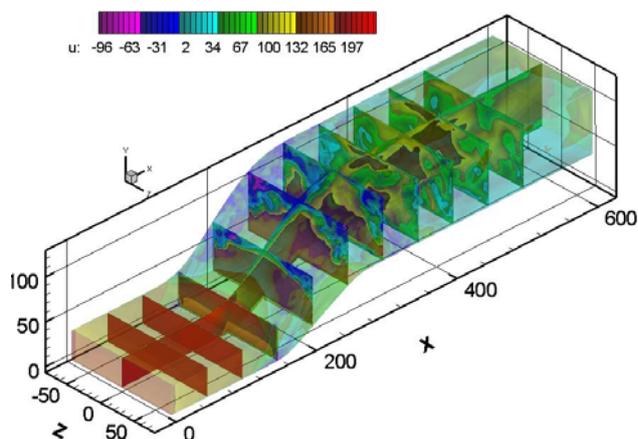


Рис. 5.2. Мгновенные поля скорости в продольном и поперечных сечениях прямоугольного диффузора.

Анализ осредненных параметров течения и характеристик турбулентности показал, что симметрия течения зависит от перепада давления в диффузоре (скорости на входе): реализуются различные варианты отрывного течения. Это показано на рис. 5.3, где представлены распределения

осредненной продольной скорости и энергии турбулентности в выходном сечении диффузора при $X=300\text{мм}$ для всех исследованных режимов. Так для режима с $Re=0.9P_0$ распределение осредненной продольной скорости близко к симметричному, отрывная зона слева лишь немного больше, чем справа. Но в распределении турбулентности наблюдается уже заметная асимметрия. Это свидетельствует о том, что разность скоростей в отрывной зоне и основном течении больше слева.

Для других значений Re , соответствующим меньшим скоростям на входе, распределение осредненных параметров течения и турбулентности становится несимметричным, причем асимметрия носит случайный характер. При $Re=0.925P_0$ в выходном сечении диффузора наблюдается сильная асимметрия в распределении осредненных параметров течения и турбулентности. На этом режиме отрывная зона с правой стороны диффузора значительно больше, чем с левой. Это приводит к значительной асимметрии в распределении энергии турбулентности: ее пиковое значение с правой стороны на выходе из диффузора в 1.5 раза больше, чем с левой. Это обусловлено с тем, что разность скоростей в слое смешения, отделяющем отрывную зону от основного течения с правой стороны больше, чем с левой, вследствие чего в нем выше уровень энергии турбулентности.

Для варианта при $Re=0.95P_0$ картина наблюдается противоположная: отрывная зона с левой стороны больше, чем с правой. Однако асимметрия течения выражена слабее, чем в предыдущем случае, что связано с меньшим по сравнению с предыдущим случаем уровнем скоростей в диффузоре. Интересно отметить, что визуально распределение осредненной скорости очень похоже на то, которое наблюдалось при $Re=0.9P_0$, но асимметрия в распределении энергии турбулентности менее выражена.

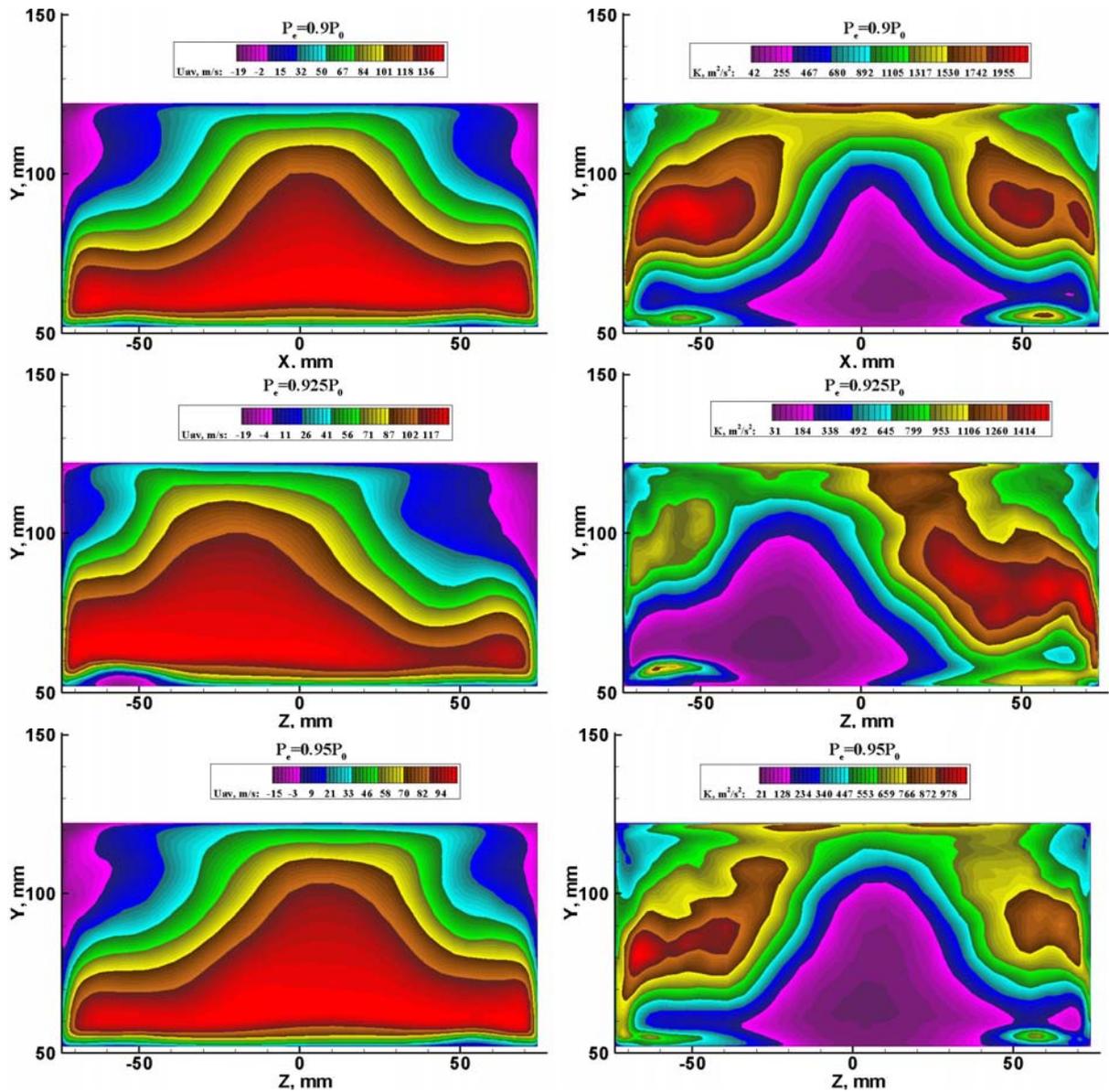


Рис. 5.3. Влияние перепада давления на распределения в выходном сечении диффузора при $X=300\text{mm}$ осредненной продольной скорости (слева) и энергии турбулентности (справа).

Подобная картина наблюдается в распределении осредненного статического давления и пульсаций статического давления на выходе из диффузора. Это можно видеть на рис. 5.4. При $P_e=0.9P_0$ распределение осредненного статического давления близко к симметричному. На других режимах качественно асимметрия распределения осредненного статического давления напоминает асимметрию распределения осредненной продольной скорости. Интересно отметить, что области с повышенным уровнем пульсаций статического давления находятся вплотную к правой и левой стенкам и более

компактны, чем зоны с высоким уровнем энергии турбулентности на соответствующих режимах.

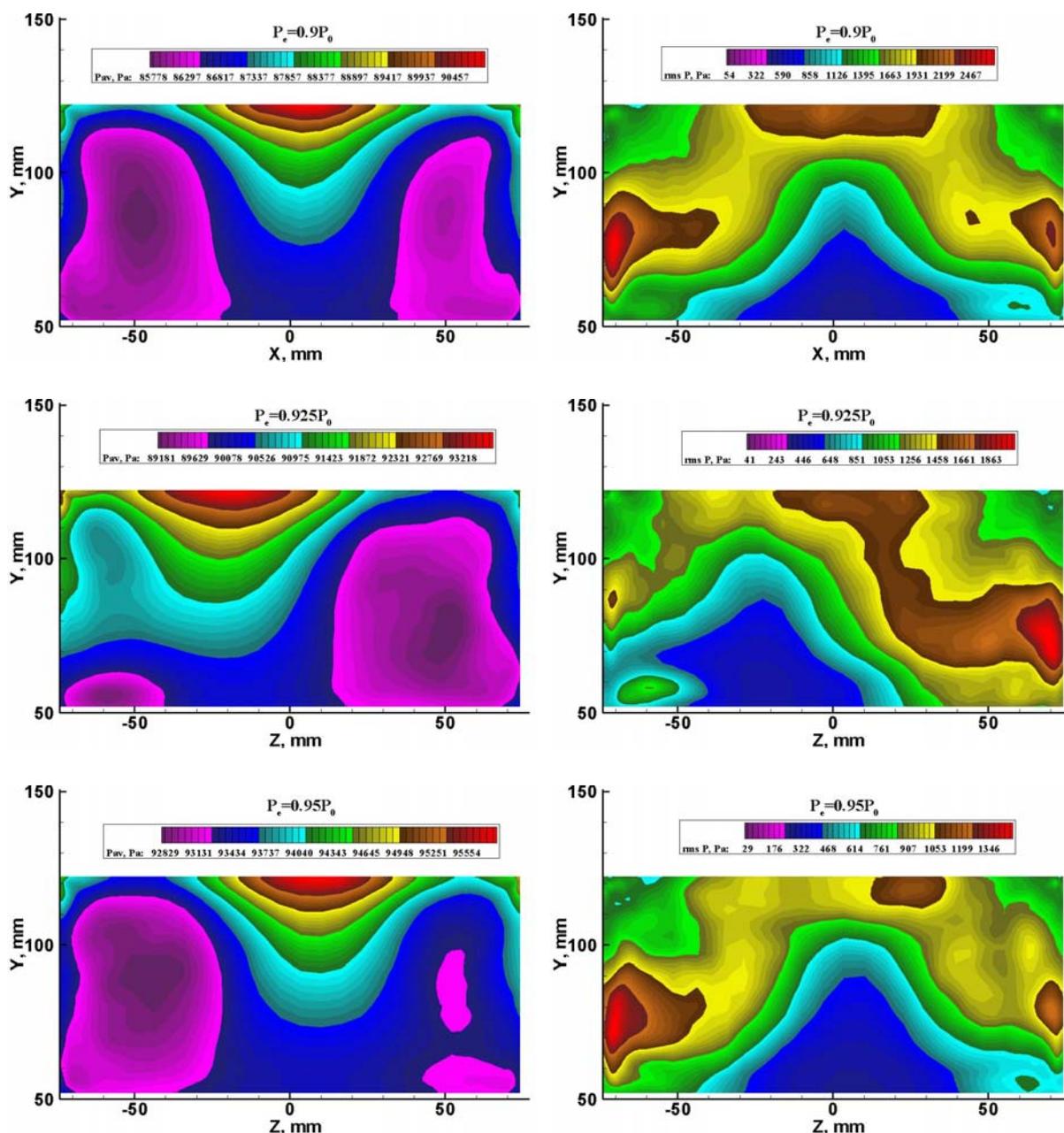


Рис. 5.4 Влияние перепада давления на распределения в выходном сечении диффузора при $X=300\text{mm}$ осредненного статического давления (слева) и пульсаций статического давления (справа).

Такой «случайный» характер поведения отрывных зон на различных режимах характерен для отрывных течений на гладких поверхностях. Это вызвано тем, что положение линии отрыва неустойчиво и может перемещаться по стенке под действием случайных малых возмущений.

Распределение интенсивности турбулентности, отнесенной к скорости на входе в канал, для всех исследованных режимов приведено на рис. 5.5. Видно, что на входе в диффузор интенсивность турбулентности близка к нулю. Это следствие использования RANS/ILES-метода, когда течение в пограничных слоях смешения описывается с помощью RANS и близко к стационарному. В слое смешения, который отделяет отрывную зону от ядра потока, вначале происходит «численный» переход, сопровождающийся повышенным уровнем пульсаций. Далее уровень турбулентности становится почти постоянным по длине канала. Он примерно одинаков для всех исследованных режимов и составляет примерно 24-25%. Интенсивность турбулентности отнесена к скорости, которая вычислялась по перепаду давления в сопле. Действительная скорость на входе в расчетную область была до полутора раз больше и зависела от уровня потерь полного давления в диффузоре.

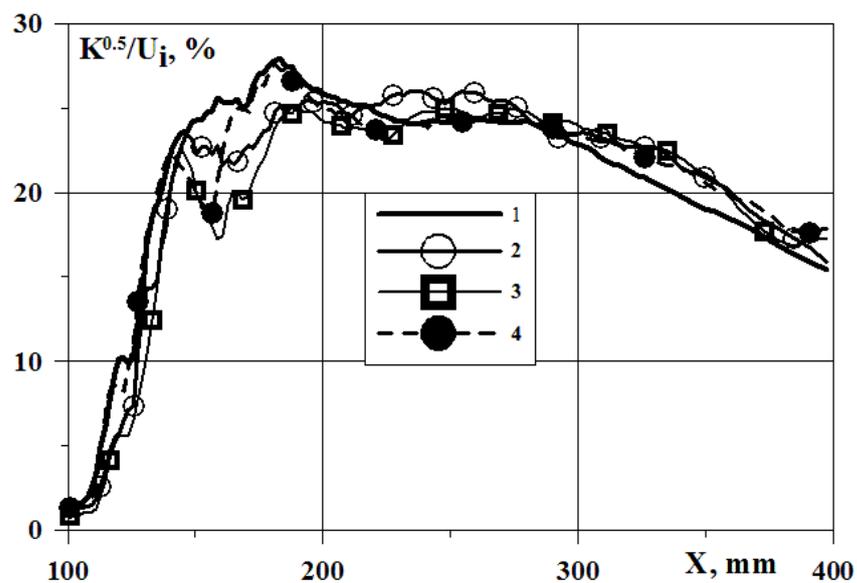


Рис. 5.5. Влияние перепада давления на распределение по длине диффузора пиковых значений интенсивности турбулентности: 1 – $P_e=0.9P_0$, 2 – $P_e=0.925P_0$, 3 – $P_e=0.95P_0$, 4 – $P_e=0.9P_0$ и пограничный слой на входе.

На рис. 5.6 показана зависимость уровня потерь полного давления $\Delta\sigma$ в зависимости от числа M на входе в диффузор в сравнении с экспериментальными результатами из работы [27], где замеры проводились датчиками различных типов. Здесь $\Delta\sigma=(P_{0i}-P_{0e})/P_{0i}$, где P_{0i} и P_{0e} – полное давление на входе в диффузор и на выходе из него. Потери вычислялись с

помощью осреднения распределения параметров потока по площади сечения. Точки 5 и 6 на этом графике получены при неравномерном на величину δP распределении полного давления на входе. Подробно этот вопрос будет обсуждаться в п. 5.4.2.

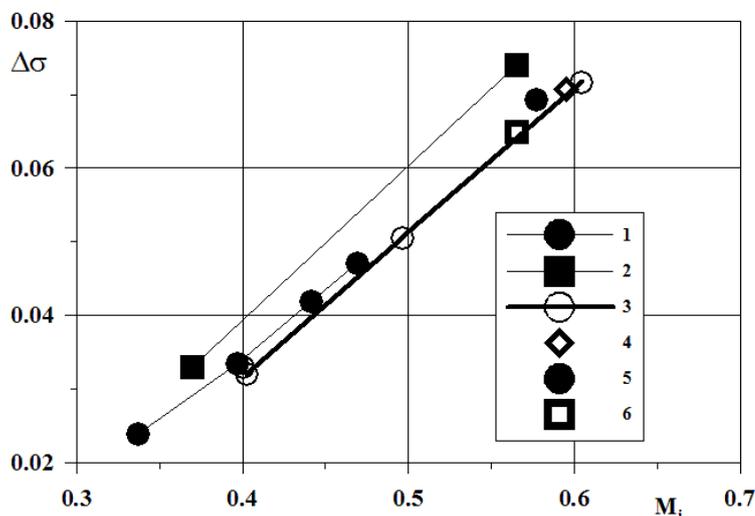


Рис. 5.6. Зависимость потерь полного давления в прямоугольном диффузоре от числа Маха входе и неоднородности δP полного давления на входе. Эксперимент: 1 – [27], 2 – [27]. Расчет RANS/ILES-методом: 3 – $\delta P=0$, 4 – $\delta P=0$ и пограничный слой на входе, 5 – $\delta P=0.005P_0$, 6 – $\delta P=0.05P_0$.

Пограничный слой на входе в канал, толщиной 5% от высоты входа не оказал заметного влияния на симметрию течения в диффузоре по сравнению с тем же режимом, с постоянными параметрами во входном сечении. Наличие пограничного слоя уменьшило расход через диффузор, скорость на входе и потери полного давления выходе из диффузора. Влияние пограничного слоя на интенсивность турбулентности и уровень потерь полного давления показаны на рис. 5.5 и 5.6.

5.1.3 Межкомпрессорный и межтурбинный кольцевые S-образные диффузоры

Расчеты течений в межкомпрессорном и межтурбинных кольцевых S-образных диффузорах выполнялись на структурированных криволинейных сетках, сеточные линии которых совпадали с поверхностью канала и границами

расчетной области. В продольном направлении строилась сетка типа H. В поперечных сечениях, была использована сетка типа O. Сеточные линии сгущались к стенкам канала.

Далее в этом разделе будут представлены результаты расчетов течения в межкомпрессорном диффузоре. Расчетная сетка содержала в продольном, радиальном и азимутальном направлениях $200 \times 55 \times 72$ ячеек, общее их число было 0.8×10^6 . Шаг по времени при расчетах течения в этом диффузоре составлял 10^{-5} с. Отношение площадей выходного и входного сечений для этого канала была 2.04. На рис. 5.7 показана его геометрия и расчетная сетка. В работе [232] этот диффузор был исследован экспериментально.

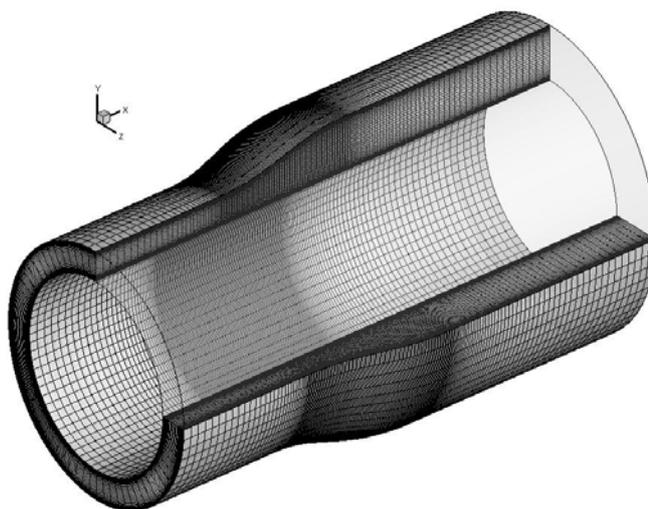


Рис. 5.7. Геометрия межкомпрессорного диффузора и расчетная сетка.

Результаты расчетов, которые приводятся в настоящем разделе, носят отчасти методический характер. Расчеты разных вариантов проводились на компьютерах с разной производительностью, в разное время, и степень осреднения различается от варианта к варианту. Было различным как количество слоев по времени, на которых осреднялись параметры течения N_{flw} , так и количество слоев, на которых осреднялись параметры турбулентности N_{rms} . Однако именно это и позволило выявить некоторые интересные особенности течения в этом диффузоре.

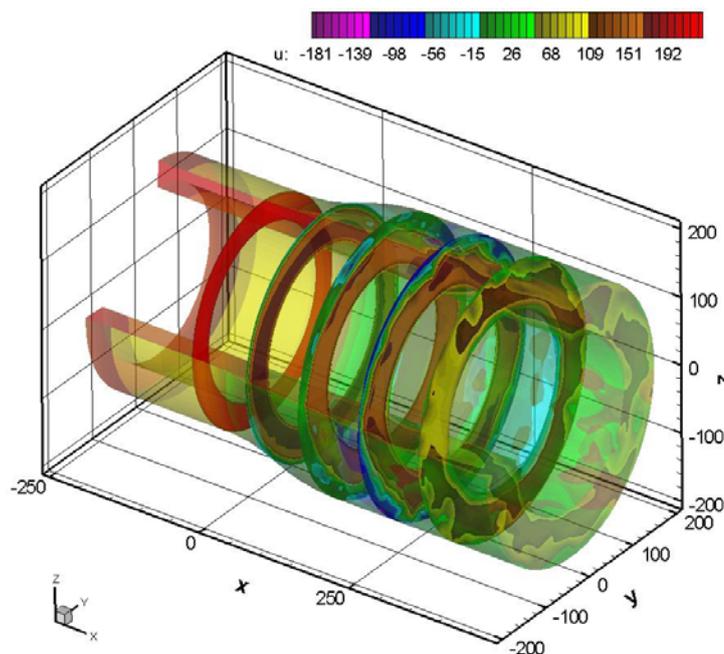


Рис. 5.8. Мгновенные поля продольной компоненты скорости в межкомпрессорном канале для режима $P_e = 0.9P_0$. Координаты на рисунке указаны в мм.

Расчеты были выполнены при двух значениях статического давления P_e в выходном сечении канала: $0.95P_0$ и $0.9P_0$. Числа Re , вычисленные по высоте входного сечения канала и скорости в ядре потока в этом сечении, для этих перепадов были 3.8×10^5 и 5.5×10^5 соответственно. На рис. 5.8 для режима $P_e = 0.9P_0$ показаны поля мгновенного распределения скорости в продольных и поперечных сечениях канала, отстоящих друг от друга на 40 мм. Среднее из поперечных сечений соответствует выходу из диффузорной части канала. При экспериментальном исследовании течения в этом канале [232] было установлено, что течение в нем из осесимметричного во входном сечении становится трехмерным в окрестности выходного сечения диффузора: появляются неоднородности распределения параметров потока в азимутальном направлении, причем число неоднородностей зависит от режима течения. В расчетах RANS/ILES-методом также была обнаружена зависимость параметров потока от азимутального угла в окрестности выхода из диффузора. При этом для режима с $P_e = 0.9P_0$ был получен интересный результат. Течение имеет «нестационарный» характер, и это проявляется в том, что количество

неоднородностей меняется по времени. Это означает, что происходит очень медленная перестройка течения.

При этом есть «короткоживущий» режим с пятью неоднородностями и «долгоживущий» режим с четырьмя неоднородностями: при большом времени осреднения наблюдается четыре неоднородности в азимутальном распределении осредненных параметров течения и параметров турбулентности, при относительно малом времени осреднения – пять. Это можно видеть на рис. 5.9, где представлено азимутальное распределение полного давления, вычисленного по осредненным параметрам течения, в выходном сечении диффузора. Дополнительно этот параметр был осреднен по радиусу. Видно, что в зависимости от времени осреднения параметров течения N_{flw} может быть 4 или 5 неоднородностей в распределении осредненного полного давления. Для режима $P_e=0.95P_0$ наблюдалось 5 неоднородностей в распределении осредненного полного давления, также представленного на рис. 5.9, независимо от времени осреднения. Азимутальные распределения других осредненных параметров течения вели себя сходным образом.

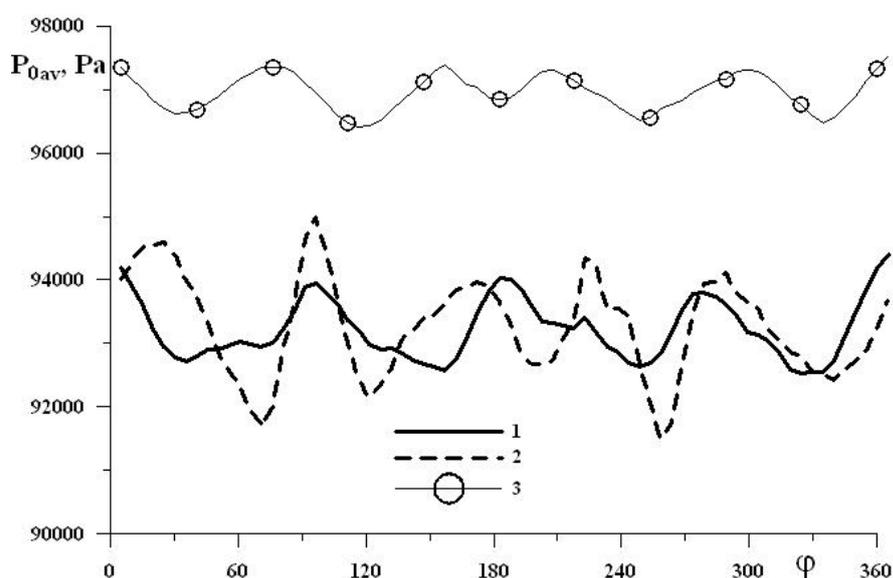


Рис. 5.9. Азимутальное распределение осредненного по радиусу полного давления в выходном сечении межкомпрессорного канала: 1 – при $P_e=0.9P_0$, $N_{flw}=42000$; 2 – $P_e=0.9P_0$, $N_{flw}=34000$; 3 – $P_e=0.95P_0$, $N_{flw}=22800$.

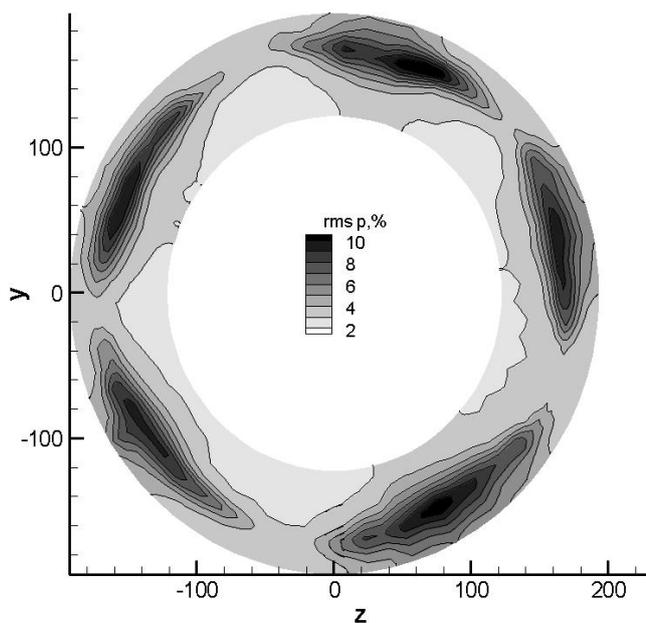


Рис. 5.10. Поле пульсаций статического давления p' , отнесенных к скоростному напору на входе в канал, в выходном сечении межкомпрессорного диффузора при $P_e=0.9P_0$, $N_{flw}=47900$, $N_{rms}=5900$.

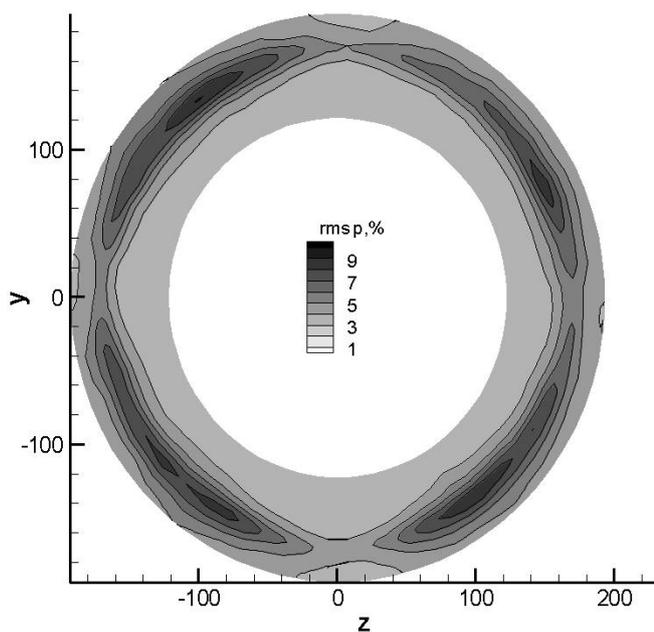


Рис. 5.11. Поле пульсаций статического давления p' , отнесенных к скоростному напору на входе в канал, в выходном сечении межкомпрессорного диффузора при $P_e=0.9P_0$, $N_{flw}=N_{rms}=42000$.

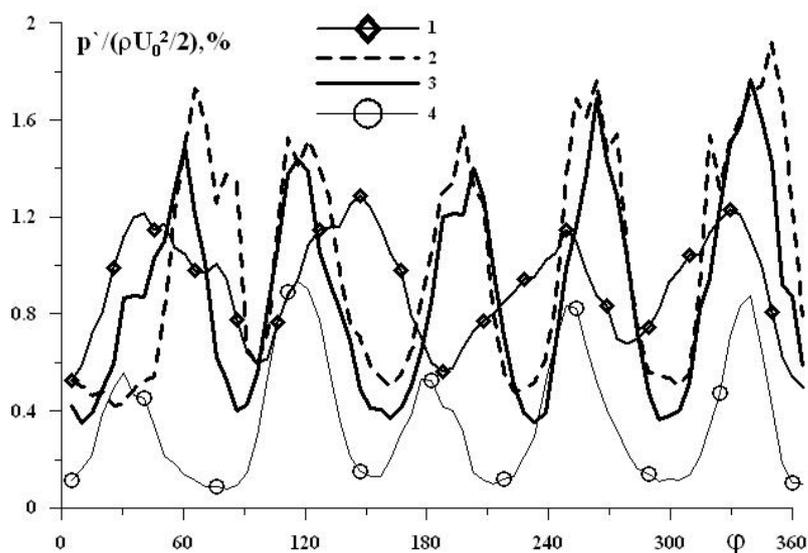


Рис. 5.12. Азимутальное распределение осредненных по радиусу пульсаций статического давления в выходном сечении межкомпрессорного канала: 1 – при $P_e=0.9P_0$, $N_{flw}=N_{rms}=42000$, 2 – $P_e=0.9P_0$, $N_{flw}=5100$, $N_{rms}=3400$; 3 – $P_e=0.9P_0$, $N_{flw}=47900$, $N_{rms}=5900$; 4 – $P_e=0.95P_0$, $N_{flw}=N_{rms}=22700$.

Интересный результат был обнаружен и в азимутальном распределении параметров турбулентности. Как и для осредненных параметров течения, при малых временах осреднения турбулентных параметров N_{rms} в выходном сечении наблюдается 5 неоднородностей, а при большом времени осреднения – 4. Это наглядно видно на рис. 5.10 и рис. 5.11, где показаны поля пульсаций статического давления в выходном сечении диффузора. Следует отметить, что качественно одинаковые результаты получаются как при малом времени осреднения параметров течения N_{flw} , так и при большом N_{flw} , т.е. независимо от того, сколько неоднородностей в распределении осредненных параметров течения. Это показано на рис.5.12, где представлены азимутальные распределения пульсаций статического давления, полученные при разных значениях N_{flw} и N_{rms} . Представленное на рисунке распределение p' для режима $P_e=0.95P_0$ имеет 5 неоднородностей вне зависимости от времени осреднения.

Далее были выполнены расчеты течения в кольцевом диффузоре с отношением площадей выходного и входного сечений 2.7, геометрия которого типична для переходных каналов между ступенями турбины. Экспериментально течение в этом канале было исследовано в работах [25–27].

Расчеты выполнялись на сетке, содержащей в продольном, радиальном и азимутальном направлениях 190, 55 и 120 ячеек. Общее число ячеек было 1.254×10^6 . Геометрия диффузора и расчетная сетка показаны на рис. 5.13. Течение в этом канале было исследовано для следующих значений статического давления на выходе из канала: $P_e = 0.975P_0$, $P_e = 0.95P_0$ и $P_e = 0.9P_0$. Эти режимы соответствовали числам Re , вычисленным по высоте входного сечения канала и скорости в ядре потока в этом сечении, равным 1.1×10^5 , 1.48×10^5 и 2.1×10^5 . Во всех расчетах шаг по времени составлял 6.7×10^{-6} с. Количество шагов по времени для осреднения параметров течения и параметров турбулентности было 20000–25000.

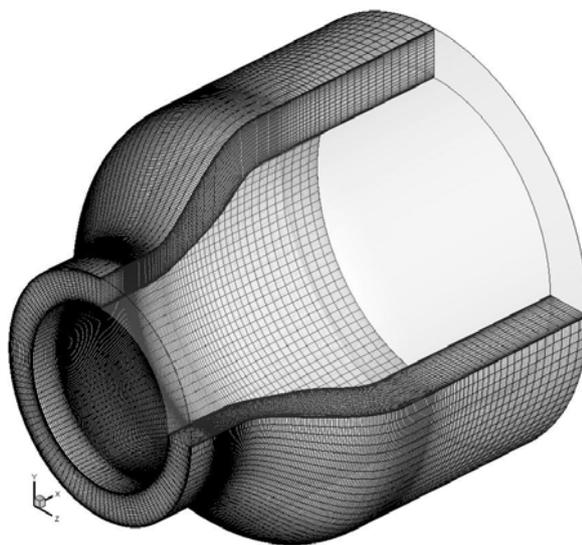


Рис. 5.13. Геометрия межтурбинного диффузора и фрагмент расчетной сетки.

На рис. 5.14 представлены поля мгновенного распределения продольной компоненты скорости для режима $P_e = 0.9P_0$ в продольном и поперечных сечениях с шагом 50 мм. Среднее из представленных поперечных сечений соответствует выходу из диффузора. В отличие от межкомпрессорного канала, рассмотренного выше, распределение осредненных параметров в выходном сечении диффузора не имеет выраженной зависимости от азимутального угла, т.е. его можно считать осесимметричным. Это видно на рис. 5.15, на котором представлено поле пульсаций статического давления в выходном сечении диффузора для режима $P_e = 0.9P_0$. Некоторое изменение в азимутальном

направлении представленных на рис. 5.15 параметров является следствием недостаточного осреднения.

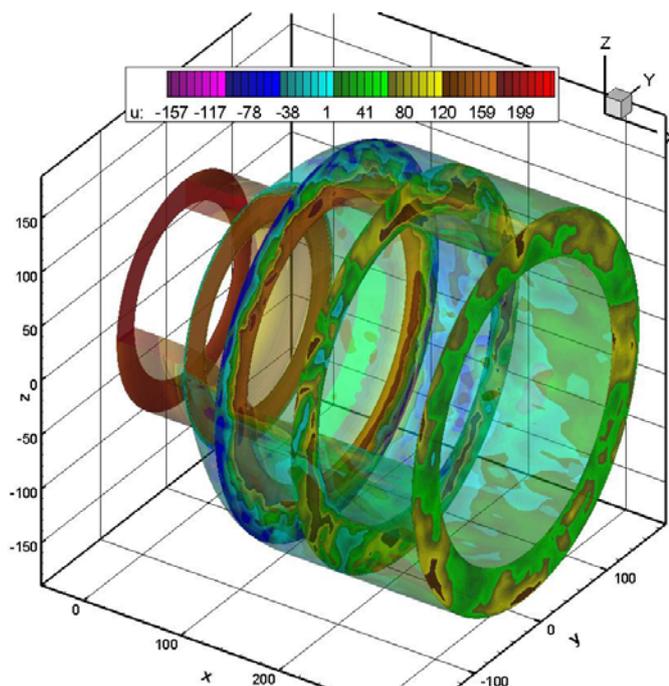


Рис. 5.14. Мгновенные поля продольной компоненты скорости в сечениях межтурбинного диффузора для режима $Re = 0.9P_0$.

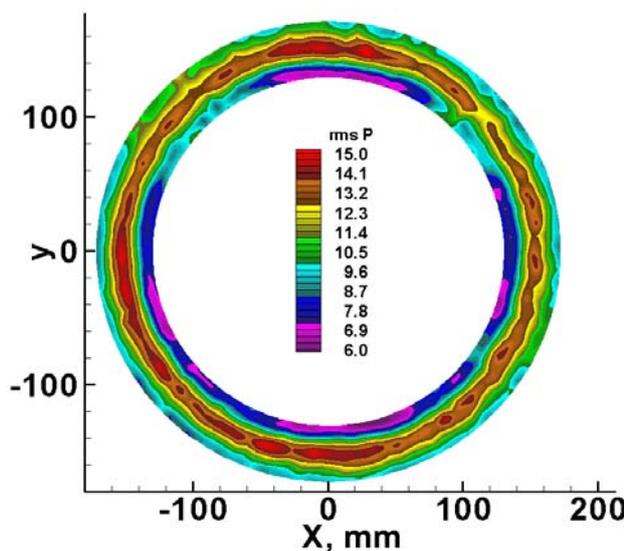


Рис. 5.15. Поле пульсаций статического давления p' , отнесенных к скоростному напору на входе в канал, в выходном сечении межтурбинного диффузора при $Re = 0.9P_0$.

На рис. 5.16 и 5.17 показаны распределения пульсаций продольной компоненты скорости и пульсаций статического давления. Для уменьшения влияния недостаточного осреднения по времени было выполнено осреднение

по азимутальному углу. Это допустимо, поскольку не обнаружено зависимости параметров течения от азимутального угла.

При расчете течения в этом диффузоре также наблюдался «численный» переход, сопровождающийся образованием вихрей большой интенсивности, имеющих регулярную структуру. Это видно на рис. 5.16, где представлены пульсации продольной компоненты скорости. Поток отрывается от наружной стенки в начале диффузорной части ($X=40$ мм), а затем от внутренней стенки в начале цилиндрического канала ($X=150$ мм). В области турбулентного течения (средняя часть диффузорного канала) уровень пульсаций слабо зависит от перепада давления и числа Re и составляет 17–20%.

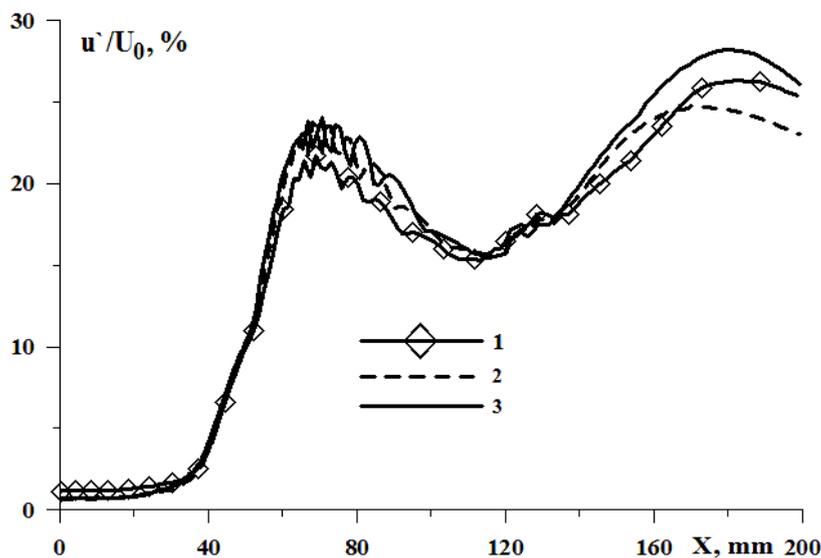


Рис. 5.16. Влияние режима течения на распределение по длине межтурбинного канала максимальных пульсаций продольной компоненты скорости: 1 – при $P_e=0.975P_0$, $Re=1.1 \times 10^5$; 2 – $P_e=0.95P_0$, $Re=1.46 \times 10^5$; 3 – $P_e=0.9P_0$, $Re=2.1 \times 10^5$.

Максимальный уровень пульсаций статического давления, отнесенный к скоростному напору на входе в канал, зависит от перепада давления в канале и числа Re . Это можно видеть на рис 5.17. Максимальный уровень слабо меняется по длине диффузора и составляет около 12–16% в зависимости от режима течения. При этом в начале диффузорной части наблюдается повышенный уровень пульсаций, вызванный «численным» переходом. С ростом перепада давления в диффузоре и, как следствие, скорости потока на входе, уровень пульсаций снижается.

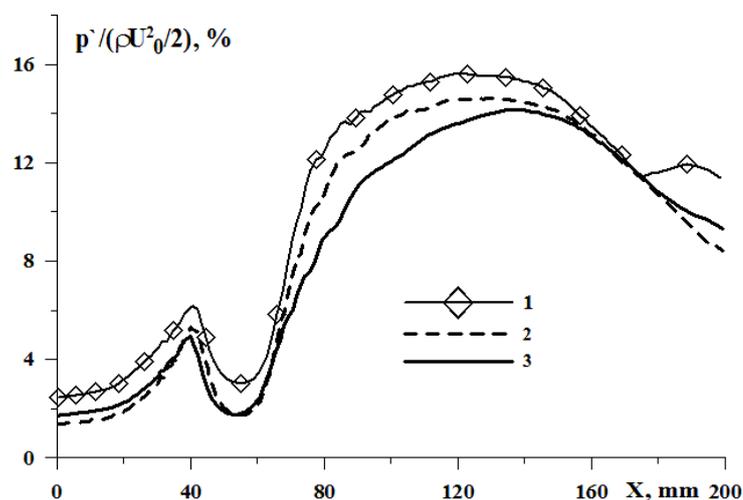


Рис. 5.17. Влияние режима течения на распределение по длине межтюрбинного диффузора максимальных пульсаций статического давления: 1 – при $P_e=0.975P_0$, $Re=1.1 \times 10^5$; 2 – $P_e=0.95P_0$, $Re=1.46 \times 10^5$; 3 – $P_e=0.9P_0$, $Re=2.1 \times 10^5$.

5.2 Влияние неравномерности полного давления на входе в диффузор на течение в нем

В реальных условиях поле параметров на входе в диффузоры в элементах ТРД часто не является равномерным. Это может быть вызвано, например, наличием стоек или пилонов перед диффузором, следов от спрямляющих аппаратов. При проведении экспериментов также не всегда возможно получить идеальное равномерное поле течения на входе в диффузор. Для практики важно знать, как влияет неоднородность в распределение параметров на входе в диффузор на течение в нем и распределение параметров течения в его выходном сечении. При проведении расчетов, результаты которых будут описаны в этом разделе, на части входного сечения в диффузор было задано пониженное полное давления. Были рассмотрены те же конфигурации диффузоров, что и в параграфе 5.1. Основные результаты расчетов, которые будут представлены ниже, опубликованы в работах [195,234,235].

5.2.1 Прямоугольный S-образный диффузор

В этом разделе приведены результаты исследования влияния неравномерного поля полного давления на входе в прямоугольный S-образный диффузор с отношением площадей выходного и входного сечений 2.16. Результаты расчетов течения в этом диффузоре при постоянных полных параметрах потока на входе описаны в разделе 5.1.2. Была использована та же расчетная сетка, содержащая 0.75×10^6 ячеек. Расчеты выполнялись при перепаде давления $P_e = 0.9P_0$, это соответствует приведенной скорости на входе $\lambda_i = 0.6$. На части входной границы при $0.08 \leq z/Z_i \leq 0.23$ задавалось пониженное на величину δP полное давление. Здесь Z_i – ширина диффузора. В абсолютных размерах при $-38 \text{ мм} \leq z \leq -15 \text{ мм}$. Полная температура во входном сечении полагалась постоянной. Было исследовано два режима с $\delta P = 0.005P_0$ и $\delta P = 0.05P_0$.

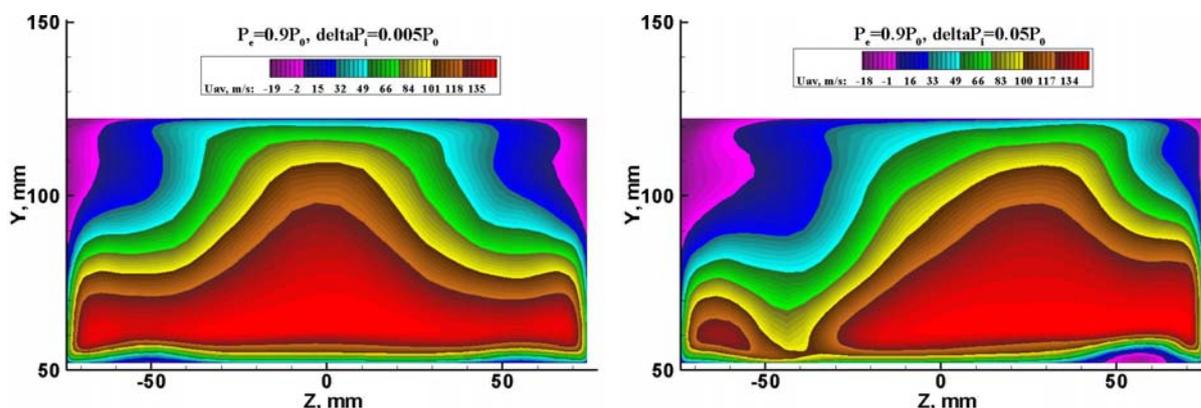


Рис. 5.18. Влияние неоднородности полного давления во входном сечении на распределение осредненной продольной скорости на выходе из диффузора при $X=300 \text{ мм}$. Слева $\delta P = 0.005P_0$, справа $\delta P = 0.05P_0$.

В ходе расчетов было установлено, что при неоднородности полного давления 0.5% течение становится симметричным в поперечных сечениях по осредненным параметрам течения и турбулентности. При неравномерности полного давления 5%, асимметрия течения, напротив, увеличивается, и отрыв потока происходит только со стороны области пониженного давления на входе. Это хорошо видно на рис. 5.18 и 5.19, где показаны поля осредненной скорости

и осредненного полного давления на выходе из диффузора для обоих исследованных вариантов.

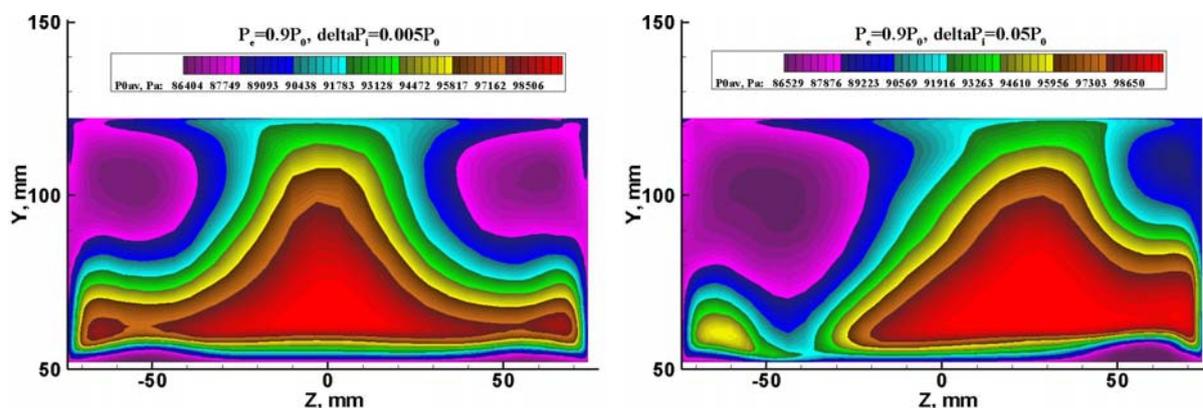


Рис. 5.19. Влияние неоднородности полного давления во входном сечении на поле осредненного полного давления на выходе из диффузора при $X=300$ мм. Слева $\delta P=0.005P_0$, справа $\delta P=0.05P_0$.

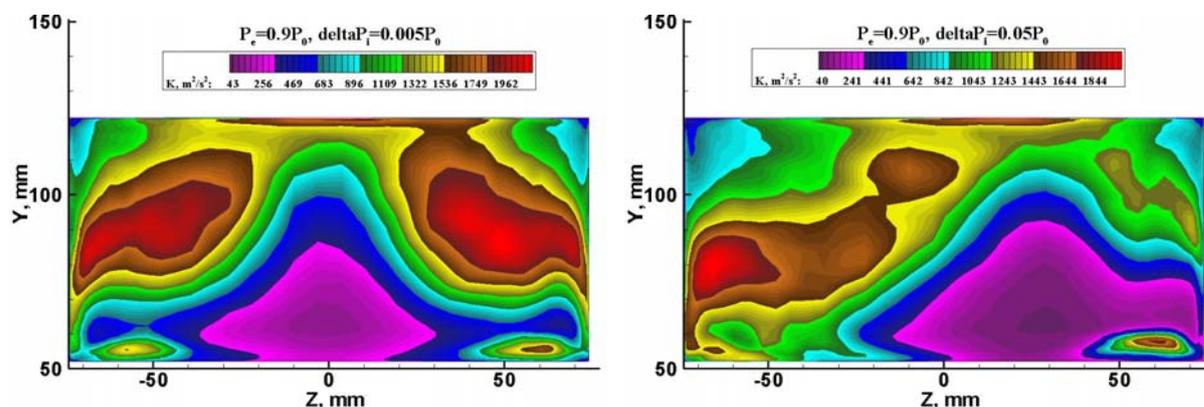


Рис. 5.20. Влияние неоднородности полного давления во входном сечении на поле энергии турбулентности на выходе из диффузора при $X=300$ мм. Слева $\delta P=0.005P_0$, справа $\delta P=0.05P_0$.

Влияние неоднородности полного давления на распределение энергии турбулентности в выходном сечении диффузора показано на рис. 5.20. При $\delta P=0.005P_0$ распределение близко к симметричному. При этом оно становится более симметричным, чем для варианта с $\delta P=0.0$, результаты расчетов которого были показаны выше на рис.5.3. Однако при неравномерности полного давления 5% течение становится ассиметричным, и отрывная зона располагается со стороны области пониженного давления. С этой стороны наблюдается максимум энергии турбулентности в слое смешения, который разделяет области прямого и возвратного течений.

Влияние неоднородности полного давления на входе в диффузор на распределение пульсаций статического давления в его выходном сечении выражено несколько слабее, чем на распределение энергии турбулентности. Однако и в этом случае неоднородность полного давления вызывает асимметрию в распределении пульсаций статического давления на выходе из диффузора. Как и для режима с $\delta P=0.0$, который был описан в п. 5.1.2, максимумы пульсаций скорости и статического давления не совпадают. Это хорошо видно на рис. 5.20 и 5.21. Области с высоким уровнем энергии турбулентности занимают довольно большую область внутри течения, а области с пиковыми значениями пульсаций статического давления располагаются нижней части около боковых стенок.

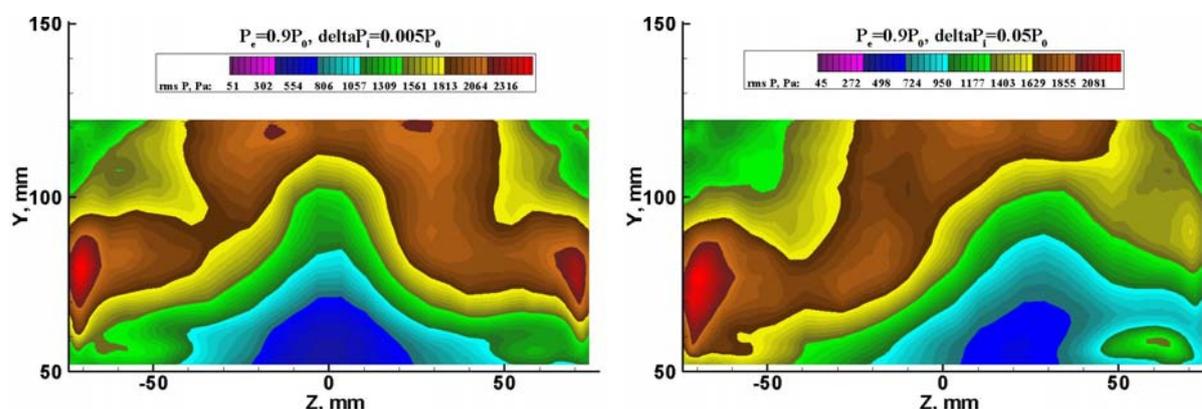


Рис. 5.21. Влияние неоднородности полного давления во входном сечении на поле пульсаций статического давления на выходе из диффузора при $X=300$ мм. Слева: $\delta P=0.005P_0$, справа: $\delta P=0.05P_0$.

На рис. 5.22 и 5.23 показано влияние неоднородности течения на входе на распределение осредненного полного давления на нижней и верхней стенках диффузора. На каждой из стенок распределения представлены при $z=-50$ мм и $z=50$ мм. Видно, что при $\delta P=0.005P_0$ наблюдается симметрия в распределении осредненного статического давления на верхней и нижней стенках диффузора: линии сливаются. При неоднородности полного давления 5% симметрия в распределении статического давления нарушается уже от входа в расчетную область. Это следствие того, что отрывная зона образуется только со стороны, где на входе в диффузор имеется область пониженного полного давления.

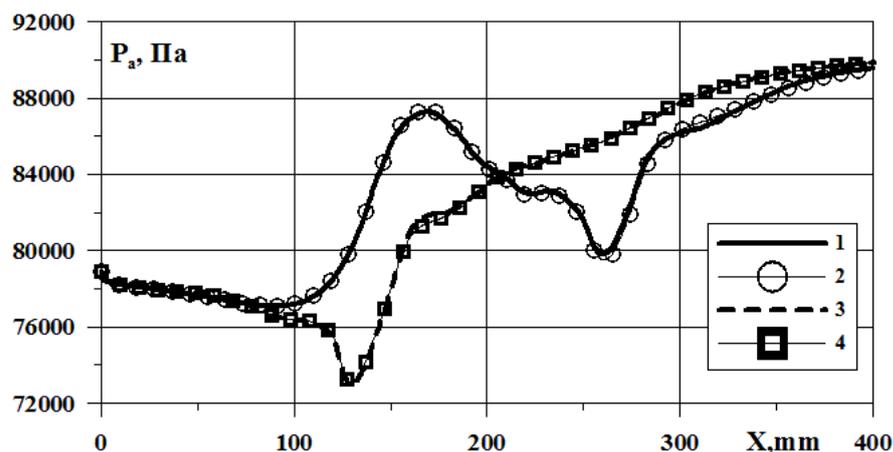


Рис. 5.22. Распределения осредненного статического давления на стенках диффузора по длине канала при $\delta P=0.005P_0$. Нижняя стенка: 1 – $z=-50$ мм, 2 – $z=50$ мм. Верхняя стенка: 3 – $z=-50$ мм, 4 – $z=50$ мм.

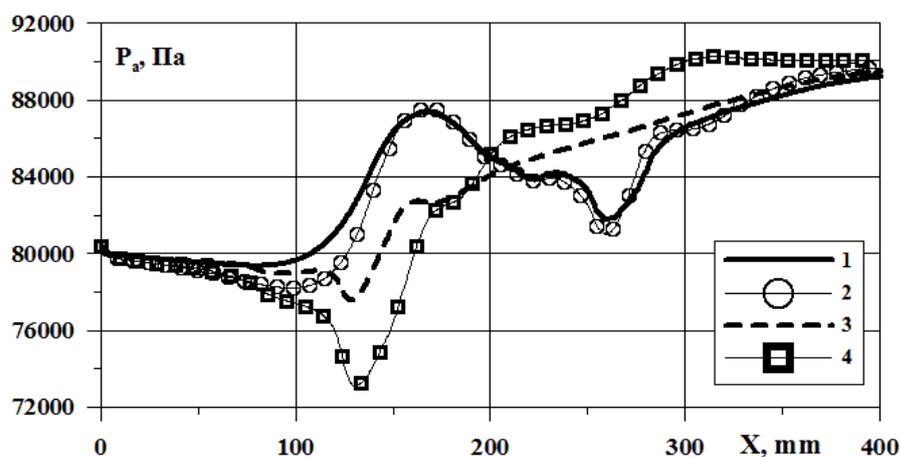


Рис. 5.23. Распределения осредненного статического давления на стенках диффузора по длине канала при $\delta P=0.05P_0$. Нижняя стенка: 1 – $z=-50$ мм, 2 – $z=50$ мм. Верхняя стенка: 3 – $z=-50$ мм, 4 – $z=50$ мм.

В распределении пульсаций статического давления на нижней и верхней стенках диффузора в зависимости от уровня неоднородности полного давления на входе в диффузор наблюдается похожая картина. Это можно видеть на рис. 5.24 и 5.25. Распределения пульсаций статического давления показаны в тех же продольных сечениях, что и осредненное статическое давление.

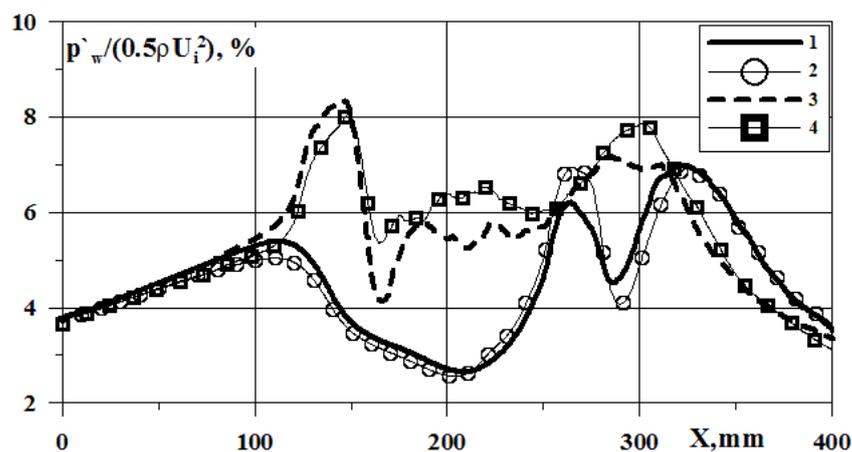


Рис. 5.24. Распределения пульсаций статического давления на стенках диффузора по длине канала при $\delta P=0.005P_0$. Нижняя стенка: 1 – $z=-50$ мм, 2 – $z=50$ мм. Верхняя стенка: 3 – $z=-50$ мм, 4 – $z=50$ мм.

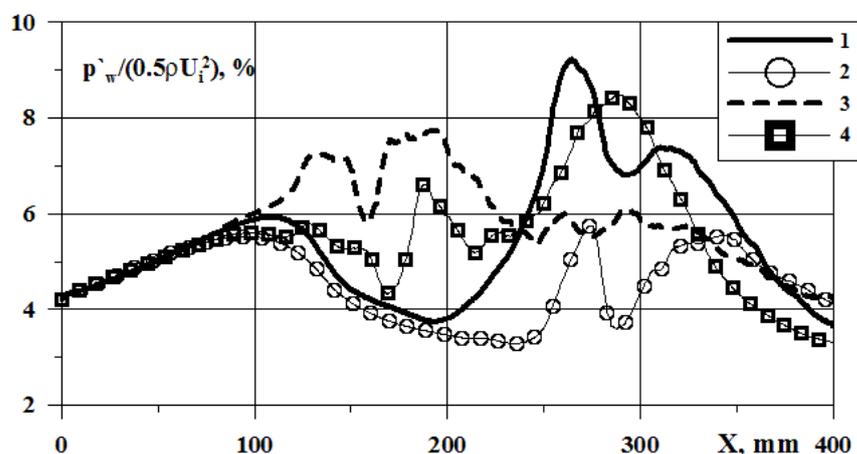


Рис. 5.25. Распределения осредненного статического давления на стенках диффузора по длине канала при $\delta P=0.05P_0$. Нижняя стенка: 1 – $z=-50$ мм, 2 – $z=50$ мм. Верхняя стенка: 3 – $z=-50$ мм, 4 – $z=50$ мм.

При неоднородности полного давления на входе в диффузор 0.5% асимметрия в распределении пульсаций статического давления невелика. Максимум в плоскости симметрии составляет 12% (пульсации давления отнесены к скоростному напору на входе), с боков – около 8%. В этих расчетах максимум пульсаций статического давления на стенке в плоскости симметрии достигался около выходного сечения диффузора при $X \approx 280$ мм. На рис. 5.24 и 5.25 эти кривые не показаны, чтобы не загромождать рисунки. При неоднородности 5% наблюдается асимметричное распределение пульсаций статического давления. Максимум этого же параметра в плоскости симметрии в

том же поперечном сечении составляет 11% на верхней стенке. С боков 6% и 9% с разных сторон.

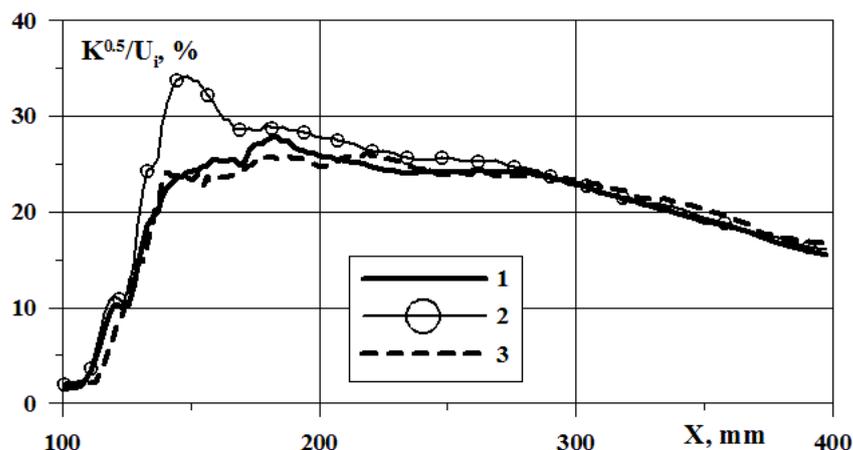


Рис. 5.26. Влияние неоднородного полного давления на распределение по длине диффузора пиковых значений интенсивности турбулентности: 1 – $\delta P=0$, 2 – $\delta P=0.005P_0$, 3 – $\delta P=0.05P_0$.

На рис. 5.26 показано распределение интенсивности турбулентности, осредненной по площади поперечных сечений, при различных уровнях неоднородности полного давления во входном сечении. При неоднородности полного давления 5% распределение интенсивности турбулентности близко к распределению этого параметра в случае постоянного полного давления на входе. Но при величине неоднородности полного давления 0.5% интенсивность турбулентности выше почти на всей длине канала. Детальный анализ показал, что выраженный пик в распределении интенсивности турбулентности – это локальный максимум, связанный с «численным» переходом, который в поперечном сечении занимает незначительную площадь. Дальнейшее небольшое превышение интенсивности турбулентности вызвано тем, что наличие двух симметричных отрывных зон привело к некоторому увеличению скорости в ядре потока, что, в свою очередь, вызвало увеличение интенсивности турбулентности.

В случае неоднородного полного давления на входе зависимость от скорости на входе потерь полного давления в диффузорах примерно такая же, как и при постоянном полном давлении на входе. Неоднородность полного давления приводит к изменению скорости на входе в канал λ_1 . При этом уровень

потерь полного давления в каналах с неоднородностью хорошо совпадает с кривой зависимости потерь полного давления от λ_1 для каналов с постоянным полным давлением на входе. Данные по уровням потерь при неоднородном полном давлении на входе были показаны выше на рис. 5.7.

5.2.2 Кольцевой межкомпрессорный диффузор

Для кольцевого межкомпрессорного диффузора было исследовано влияние неоднородного полного давления на входе для режима $P_e=0.9P_0$. Геометрия диффузора и расчетная область были такими же, как и при расчетах этого диффузора, описанных в п. 5.1.2. Угловой размер области пониженного давления составлял 30° , высота области совпадала с высотой входного сечения канала. Было рассмотрено два режима с разными уровнями неравномерности полного давления: $\delta P=0.03P_0$ и $\delta P=0.07P_0$.

На рис. 5.27 представлено азимутальное распределение осредненного полного давления в выходном сечении диффузора для различных значений δP и разных N_{flw} и N_{rsm} . Видно, что во всех случаях качественно распределение имеет сходный характер вне зависимости от времени осреднения и величины неоднородности полного давления на входе в канал. При этом чем больше δP , тем больше возмущение азимутального распределения полного давления во всем выходном сечении по сравнению со случаем $\delta P=0$. Распределение параметров турбулентности в выходном сечении за исключением области следа качественно совпадает со случаем однородного полного давления на входе в канал. Это можно видеть на рис. 5.28, где представлено поле пульсаций статического давления, отнесенных к скоростному напору на входе в канал, в выходном сечении диффузора для режима $P_e=0.9P_0$, $\delta P=0.07P_0$.

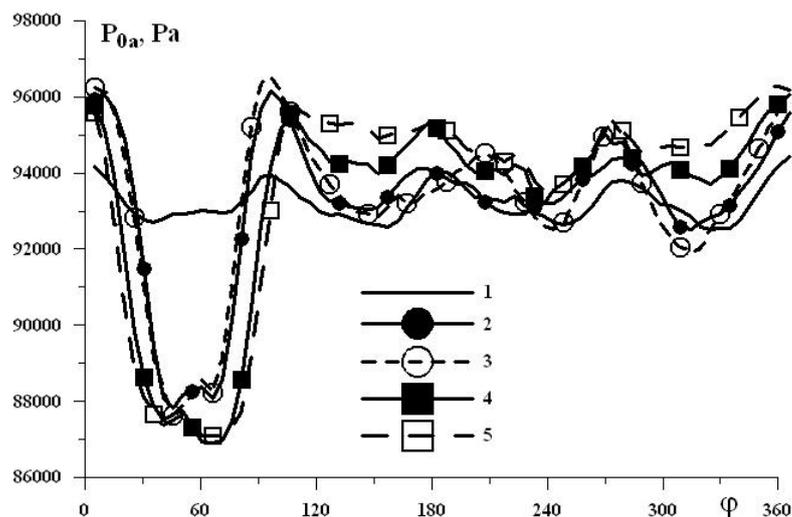


Рис. 5.27. Влияние неоднородного полного давления на входе в канал на азимутальное распределение осредненного по радиусу полного давления в выходном сечении межкомпрессорного диффузора при $P_e = 0.9P_0$: 1 – $\delta P = 0$, $N_{flw} = N_{rms} = 42000$; 2 – $\delta P = 0.03P_0$, $N_{flw} = N_{rms} = 18200$; 3 – $\delta P = 0.03P_0$, $N_{flw} = 5800$, $N_{rms} = 4000$; 4 – $\delta P = 0.07P_0$, $N_{flw} = N_{rms} = 8900$; 5 – $\delta P = 0.07P_0$, $N_{flw} = 8900$, $N_{rms} = 3000$.

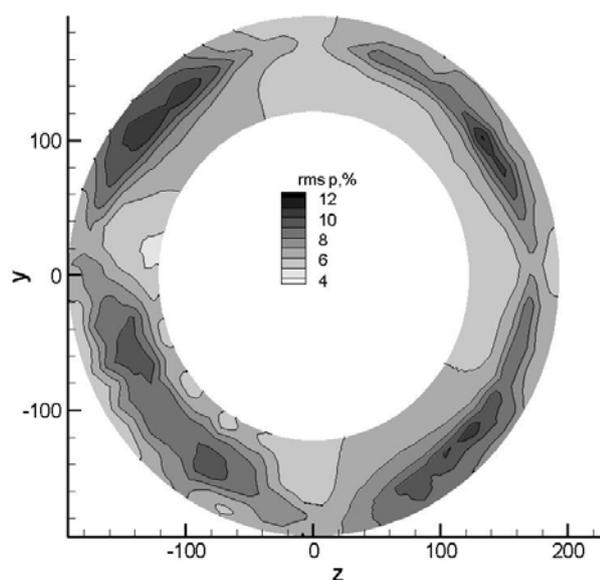


Рис. 5.28. Поле пульсаций статического давления p' , отнесенных к скоростному напору на входе в канал, в выходном сечении межкомпрессорного диффузора при $P_e = 0.9P_0$, $\delta P = 0.07P_0$, $N_{flw} = N_{rms} = 8900$.

На рис. 5.29 показано азимутальное распределение осредненных по радиусу пульсаций статического давления в выходном сечении диффузора. В области следа уровень пульсаций давления возрастает в обоих случаях на 50–70% в зависимости от величины δP . В остальной части выходного сечения

пиковые значения пульсаций статического давления возрастают лишь в случае $\delta P=0.07P_0$.

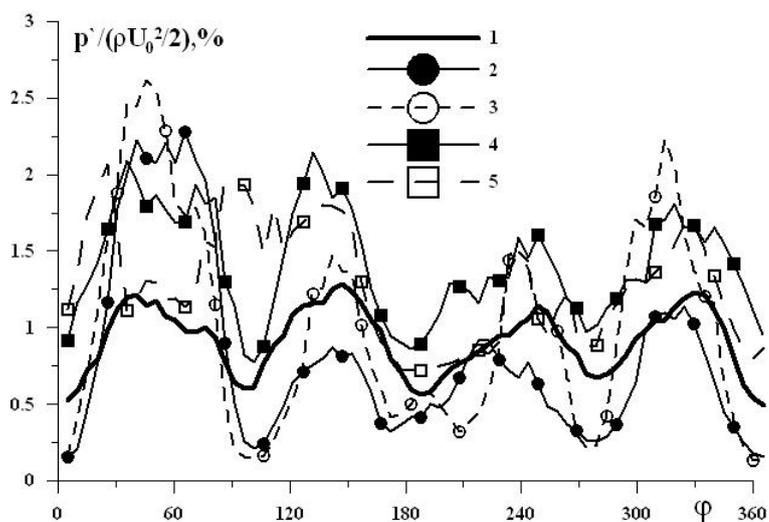


Рис. 5.29. Влияние неоднородного полного давления на входе на азимутальное распределение осредненных по радиусу пульсаций статического давления в выходном сечении межкомпрессорного диффузора при $P_e=0.9P_0$: 1 — $P=0.0$, $N_{flw}=N_{rms}=42000$; 2 — $\delta P=0.03P_0$, $N_{flw}=N_{rms}=18200$; 3 — $\delta P=0.03P_0$, $N_{flw}=5800$, $N_{rms}=4000$; 4 — $\delta P=0.07P_0$, $N_{flw}=N_{rms}=8900$; 5 — $\delta P=0.07P_0$, $N_{flw}=8900$, $N_{rms}=3000$.

Уровень пульсаций продольной скорости, осредненных по радиусу, в выходном сечении диффузора в области следа повышается в 1.5–2.5 раза, в зависимости от величины δP . Это можно видеть на рис. 5.30. При $\delta P=0.07P_0$ возрастает неоднородность распределения пульсаций продольной скорости по углу. Сходная картина наблюдалась и в распределении поперечных компонент скорости v' и w' . Рост пульсаций компонент скорости связан с тем, что неоднородное распределение полного давления порождает неоднородное распределение продольной компоненты скорости во входном сечении. Это, в свою очередь, приводит к образованию слоев смешения на боковых границах области пониженной скорости, в которых наблюдается повышенный уровень пульсаций компонент скорости. Время осреднения на количество неоднородностей в азимутальном распределении параметров не влияет.

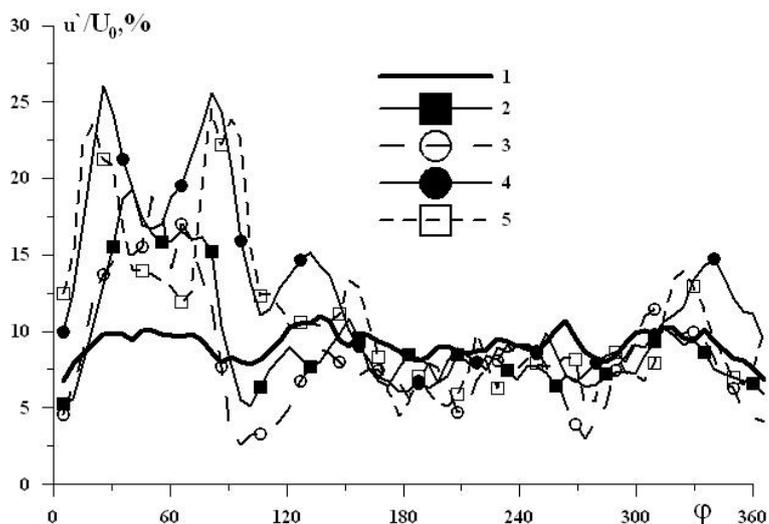


Рис. 5.30. Влияние неоднородного полного давления на входе в канал на азимутальное распределение осредненных по радиусу пульсаций продольной компоненты скорости, в выходном сечении межкомпрессорного диффузора при $P_e=0.9P_0$: 1 – $\delta P=0.0$, $N_{flw}=N_{rms}=42000$; 2 – $\delta P=0.03P_0$, $N_{flw}=N_{rms}=18200$; 3 – $\delta P=0.03P_0$, $N_{flw}=5800$, $N_{rms}=4000$; 4 – $\delta P=0.07P_0$, $N_{flw}=N_{rms}=8900$; 5 – $\delta P=0.07P_0$, $N_{flw}=8900$, $N_{rms}=3000$.

На рис. 5.31 показаны потери полного давления между входным и выходным сечениями диффузорной части канала в зависимости от приведенной скорости $\lambda_i = U_0/a_{0cr}$ на входе в канал. Здесь U_0 и a_{0cr} – скорость и критическая скорость звука в ядре потока на входе в канал. Потери вычислялись с помощью осреднения распределения параметров потока по площади сечения. Полное давление определялось по осредненным параметрам течения в выходном сечении. Расчетные данные приведены для всех случаев, включая и варианты с неоднородным распределением полного давления на входе в канал. При этом выбраны случаи с наибольшим для данного режима временем осреднения. На рис. 5.31 также приведены экспериментальные данные для этого канала из работы [232]. Видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

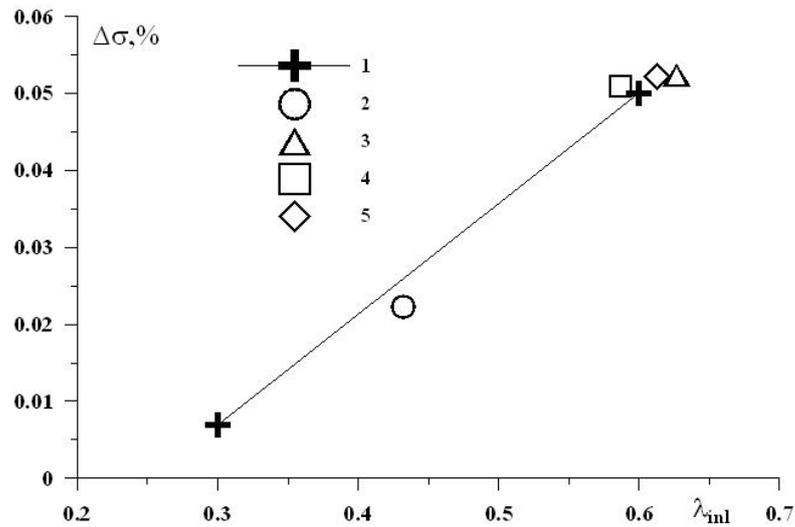


Рис. 5.31. Уровень потерь полного давления на входе из межкомпрессорного диффузора в зависимости от скорости на входе в диффузор и величины неоднородности полного давления на входе: 1 – эксп. [232]; расчет RANS/ILES-методом: 2 – при $P_e=0.95P_0$, $\delta P=0.0$; 3– $P_e=0.9P_0$, $\delta P=0.0$; 4– $P_e=0.9P_0$, $\delta P=0.03P_0$; 5 – $P_e=0.9P_0$, $\delta P=0.07P_0$.

5.2.3 Кольцевой межтурбинный диффузор

При исследовании влияния неоднородности полного давления на входе в межтурбинный диффузор размер области пониженного давления в азимутальном направлении составлял 27° . Геометрия расчетной области и расчетная сетка совпадали с теми, которые были использованы при расчетах, описанных в п. 5.1.2. Были выполнены расчеты для значений неоднородности полного давления $\delta P=0.025P_0$, $\delta P=0.05P_0$ и $\delta P=0.07P_0$. Во всех случаях давление на выходе из канала было $P_e=0.9P_0$. На рис.5.32 и 5.33 представлены распределения по азимутальному углу пульсаций статического давления и продольной компоненты скорости в выходном сечении диффузора. Эти параметры, как и прежде, были осреднены по радиусу. Вследствие ограниченности времени расчетов и недостаточного осреднения по времени наблюдается некоторая «высокочастотная» неоднородность параметров по азимутальному углу. Однако даже при таком осреднении видно, что уровень

пульсаций статического давления в следе за неоднородностью полного давления на входе в канал в 2–5 раз ниже для случаев $\delta P=0.05P_0$ и $\delta P=0.07P_0$, чем для варианта с постоянным полным давлением на входе в канал.

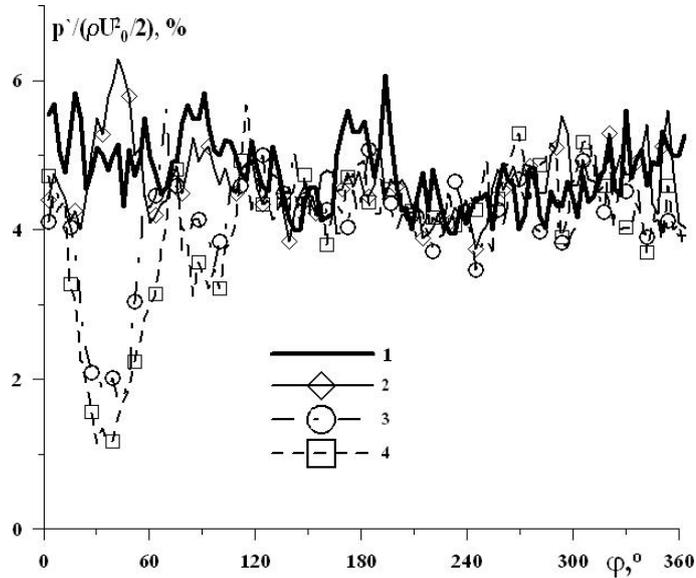


Рис. 5.32. Влияние неоднородного полного давления на входе в канал на азимутальное распределение осредненных по радиусу пульсаций статического давления в выходном сечении межтурбинного диффузора при $P_c=0.9P_0$: 1 — $\delta P=0$; 2 — $\delta P=0.025P_0$; 3 — $\delta P=0.05P_0$; 4 — $\delta P=0.07P_0$.

При $\delta P=0.025P_0$ снижения уровня пульсаций на выходе из диффузора не наблюдается. Напротив, происходит некоторый рост пульсаций. Таким образом, в рассматриваемом диффузоре влияние неоднородного полного давления на распределение этого параметра отличается от того, что наблюдалась для межкомпрессорного диффузора (рис. 5.29). Неоднородность полного давления на входе в канал привела к росту пульсаций всех компонент скорости в выходном сечении диффузора. Азимутальное распределение осредненных по радиусу пульсаций продольной компоненты скорости представлено на рис. 5.33. Во всех случаях неоднородное полное давление на входе в диффузор приводит к значительному, на 50–80%, увеличению пульсаций компонент скорости в следе за областью пониженного давления. Причина роста пульсаций скорости объяснена выше. В рассматриваемых расчетах их пиковые значения довольно близки при $\delta P=0.05P_0$ и $\delta P=0.07P_0$ и несколько ниже при $\delta P=0.025P_0$. Нужно отметить, что слои смешения,

вызванные неравномерностью распределения параметров на входе для вариантов с $\delta P=0.05P_0$ и $\delta P=0.07P_0$ не успевают слиться в выходном сечении диффузора, поэтому между ними наблюдается пониженный уровень пульсаций. Его значения такого же порядка, как пульсации скорости вне слоев смешения.

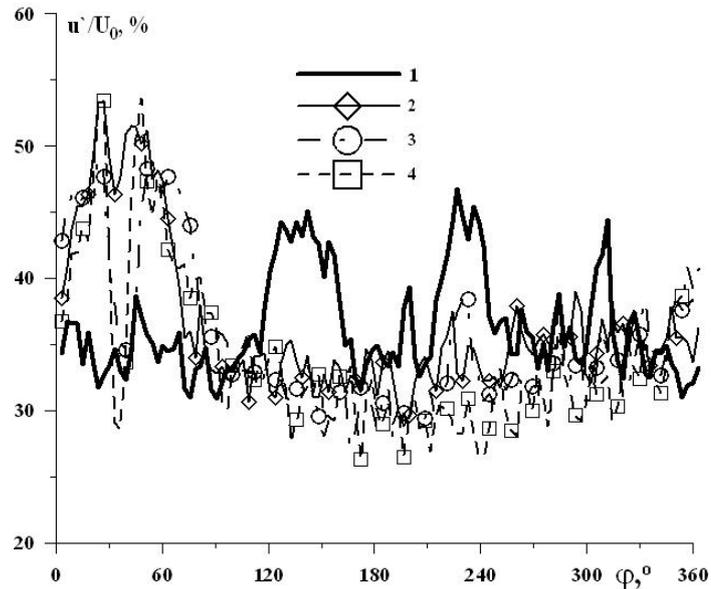


Рис. 5.33. Влияние неоднородного полного давления на входе в канал на азимутальное распределение осредненных по радиусу пульсаций продольной скорости в выходном сечении межтурбинного диффузора при $P_e=0.9P_0$: 1 — $\delta P=0.0$; 2 — $\delta P=0.025P_0$; 3 — $\delta P=0.05P_0$; 4 — $\delta P=0.07P_0$.

На рис. 5.34 приведены значения потерь полного давления на выходе из диффузора для всех исследованных режимов, включая и случаи с неоднородным полным давлением на входе в канал, в зависимости от величины приведенной скорости λ_i на входе в канал. На рисунке также представлены данные эксперимента и расчетов с помощью RANS для этого диффузора из [27]. Как и в случае межкомпрессорного диффузора, при неоднородном полном давлении на входе в канал величина λ_i , осредненная по площади, оказывается ниже, чем при постоянном полном давлении. Это приводит к меньшим потерям в выходном сечении, но зависимость величины потерь от величины λ_i сохраняется такой же, как при постоянных полных параметрах на входе.

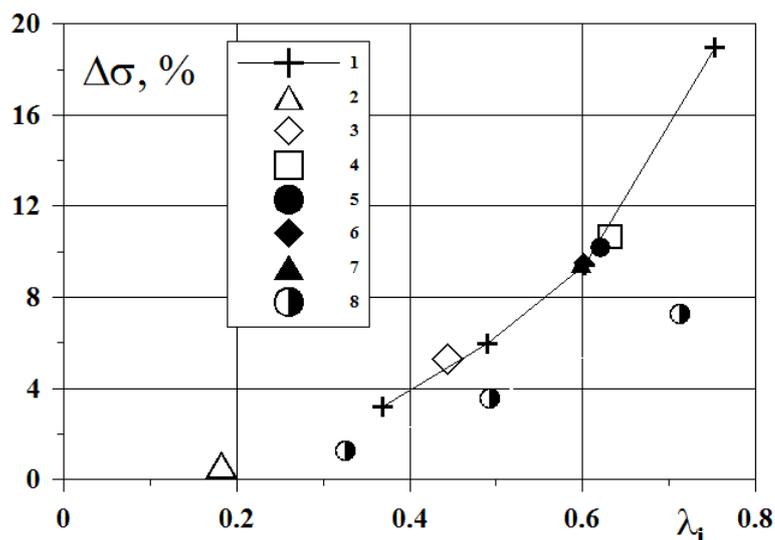


Рис. 5.34. Зависимость потерь полного давления на входе из межтурбинного диффузора от скорости на входе в него. 1 – эксп. [27]. Расчеты RANS/ILES-методом: 2 – $P_e=0.975P_0$, $Re=1.1 \times 10^5$, $\delta P=0.0$; 3 – $P_e=0.95P_0$, $Re=1.46 \times 10^5$, $\delta P=0.0$; 4 – $P_e=0.9P_0$, $Re=2.1 \times 10^5$, $\delta P=0.0$; 5 – $P_e=0.9P_0$, $Re=2.1 \times 10^5$, $\delta P=0.025P_0$; 6 – $P_e=0.9P_0$, $Re=2.1 \times 10^5$, $\delta P=0.05P_0$; 7 – $P_e=0.9P_0$, $Re=2.1 \times 10^5$, $\delta P=0.07P_0$. Расчет с помощью RANS [27] – 8.

Глава 6. Исследование RANS/ILES-методом эффективности применения синтетических струй для управления отрывными течениями в диффузорах различной геометрии и улучшения их характеристик.

6.1 Анализ известных способов моделирования синтетических струй.

Постановка задачи.

В предыдущей главе диссертации были исследованы отрывные течения в диффузорах в элементах ТРД. Было установлено, что распределение параметров течения и турбулентности на выходе из таких каналов отличается большой неравномерностью, что в значительной степени обусловлено сложностью геометрии, а также возможным отрывным характером течения. Тенденция к компактности, применение так называемых «агрессивных»

диффузоров, (с меньшей длиной при сохранении площадей входного и выходного сечений) дополнительно ухудшит их характеристики. Улучшить течение на выходе из таких диффузоров можно с помощью различных средств газодинамического управления течением. Преимуществом такого управления является возможность регулирования, создание активных систем управления, поэтому вопросам газодинамического управления отрывными турбулентными течениями уделяется значительное внимание. Так, в работе [81] выполнено экспериментальное исследование вдува-отсоса потока через перфорированную стенку диффузора. В статье [237] описано экспериментальное исследование пульсирующего вдува в пограничный слой для уменьшения отрыва на крыле. В обзоре [84] приведены примеры наиболее типичных отрывных течений, преимущественно для авиационных приложений, рассмотрены конкретные технические решения по борьбе с отрывом.

Для моделирования средств газодинамического управления отрывными течениями широко используется численное моделирование. В упомянутой работе [84] подробно описаны различные численные аспекты моделирования указанных течений. Во введении диссертации отмечалось, что перспективным способом управления течениями отрывными течениями могут быть синтетические струи [238]. В настоящее время для моделирования средств управления отрывными течениями, в том числе и синтетических струй, обычно используются методы, основанные на решении нестационарных уравнений Навье–Стокса (URANS) в сочетании с моделями турбулентности [85,239–241]. Однако все более распространенным становится и применение различных вариантов методов ПЧМ [84,91,242], поскольку такие методы позволяют повысить точность описания отрывных течений по сравнению с RANS. Это отмечается в работах [2,3,23,27,76], в которых был исследован отрыв потока на гладкой криволинейной поверхности. Кроме того, использование методов ПЧМ позволяет получить характеристики турбулентности, например, турбулентные пульсации параметров течения, что важно для практических приложений.

При расчете синтетических струй возникает необходимость рассчитывать течение в устройстве для их создания – генераторе синтетических струй (ГСС), а также каналах, через которые синтетические струи поступают из ГСС в диффузор. С учетом тенденции к миниатюризации эти устройства могут стать достаточно малы по сравнению с размерами диффузора, однако количество ячеек сетки для описания течения в них может быть сопоставимо с тем, которое используется для расчета течения в диффузоре. Кроме того, обычно в ГСС для создания синтетических струй используются колебания мембраны. Точное численное моделирование этого процесса потребует использования динамических расчетных сеток, форма которых меняется по времени. Это еще больше усложняет решение этой задачи [243]. С другой стороны в публикациях, которые упоминаются в этом разделе, форма ГСС и каналов для выхода синтетических струй задается приближенно. Это обусловлено тем, что реальная форма ГСС определяется геометрией конкретного диффузора и геометрией объекта, для которого он используется.

Описанные трудности стимулируют усилия по упрощенному моделированию ГСС [240,243–245]. При таких подходах расчет течения производится только в выходной щели ГСС [240,245], либо на части стенки диффузора, соответствующей выходному сечению щели ГСС, задается модифицированное граничное условие, имитирующее синтетическую струю [243–245]. Исследования, выполненные в этих работах, показали, что моделирование ГСС с помощью граничного условия на стенке диффузора позволяет качественно правильно описать воздействие синтетической струи на отрывное течение. Однако наблюдается некоторое занижение эффекта воздействия. Это связано с тем, что при использовании граничного условия, во всем выходном сечении щели обычно задается близкое к однородному распределение скорости. Это приводит к тому, что уровень энергии турбулентности в слоях смешения струи в этом случае оказывается выше, чем при расчете течения в ГСС [244]. Вследствие этого вихри в синтетической струе быстрее затухают, и ее эффективность получается заниженной.

Размеры щелей для выхода синтетических струй обычно малы, поэтому желаемый эффект воздействия на течение в диффузоре достигается использованием достаточно большого количества щелей в поперечном сечении диффузора [246]. Численное моделирование всего канала потребует использования большого количества ячеек расчетной сетки в трансверсальном направлении даже при использовании упрощенных граничных условий для моделирования синтетических струй. В том случае, если геометрия диффузора двумерная, а распределение параметров потока на входе можно считать однородным, в трансверсальном направлении можно выполнять расчет только части канала, содержащей несколько синтетических струй. На боковых стенках расчетной области в этом случае следует использовать условие периодичности.

Форма щелей для выхода синтетических струй определяется механизмом воздействия синтетических струй на пограничный слой. В экспериментальной работе [246] положительный эффект был достигнут при использовании прямоугольных щелей, ориентированных вдоль потока. Авторами [247] отмечается, что форма и ориентация щелей для выхода синтетических струй в значительной степени определяет их эффективность. В указанной работе отмечается, что для практических приложений предпочтительнее использовать прямоугольные щели. Наиболее эффективно применение щелей, ориентированных вдоль основного потока в диффузоре, они должны располагаться в начале отрывной зоны. Синтетические струи в этом случае порождают пары вихрей большой интенсивности. Вихри сносятся основным потоком, взаимодействуют с ним и обеспечивают поступление высокоскоростного потока в отрывную зону, что приводит к ее уменьшению или полному исчезновению. Кроме того, это способствует снижению неравномерности распределения параметров на выходе из диффузора. При расположении щелей поперек потока вихри в синтетических струях быстро разрушаются вследствие их взаимодействия со сдвиговым течением в пограничном слое [247]. Справедливость этих предположений была подтверждена в упомянутой работе результатами расчетов отрывного течения

на гладкой поверхности: при ориентации щелей вдоль потока они подавляли отрыв сильнее, чем для варианта со щелями, расположенными поперек потока. В статье [248] отмечается, что для затопленной прямоугольной синтетической струи, как и для обычной прямоугольной, наблюдается «переворот осей» струи, подобный описанному в главе 2 диссертации. Это также способствует улучшению смешения синтетической струи с окружающим воздухом.

На основе анализа результатов, приведенных в рассмотренных выше публикациях, была определена постановка для проведения расчетов, результаты которых описаны в этой главе. Приемлемую точность результатов при исследовании влияния синтетических струй на отрывные течения в диффузорах можно получить, даже если не моделировать течение в ГСС, реальная форма которого неизвестна, а использовать модифицированное граничное условие на части стенки диффузора, соответствующей сечениям щелей для выхода синтетических струй. В простейшем случае скорость на этой части стенки меняется по гармоническому закону. В настоящих расчетах был использован именно такой подход. При расчетах были использованы прямоугольные щели, направленные вдоль основного потока. Амплитуда, частота и угол наклона вектора скорости является предметом исследования: они определяют эффективность синтетических струй. Для экономии вычислительных ресурсов в поперечном направлении расчетная область представляла собой только часть диффузора, включающую две синтетические струи. На боковых границах расчетной области было задано условие периодичности. Во входном и выходном сечениях расчетной области ставились граничные условия, соответствующие входной и выходной границам течения. На стенке – комбинированное условие «функция стенки»/прилипание. Упомянутые условия описаны в п. 1.2.12.

Основные результаты этих расчетов, описанных в этой главе, представлены в публикациях [90, 249–253].

6.2 Объединенное расчетно-экспериментальное исследование влияния синтетических струй на отрывное турбулентное течение в прямоугольном S-образном диффузоре с отношением площадей выхода и входа 2.25

При экспериментальном исследовании внутренних отрывных турбулентных течений при наличии средств газодинамического управления течением сложно, а порой невозможно получить информацию о параметрах потока, во всем течении. Успехи, которые были получены при использовании различных вариантов ПЧМ для расчета подобных течений, позволяют применять комбинированное или совместное расчетно-экспериментальное исследование синтетических струй. Так авторами [254] с помощью LES была оценена точность экспериментальных измерений различными методами поля течения в синтетической струе. В работе [255] метод DNS был применен для исследования особенности течения в синтетической струе. При этом для калибровки метода были использованы результаты экспериментов для этой струи.

Далее в этом параграфе будут представлены результаты расчетов по исследованию влияния синтетических струй на отрывное турбулентное течение в прямоугольном S-образном диффузоре с отношением площадей выхода и входа 2.25. Одновременно с расчетом проводился и эксперимент. Такое объединенное расчетное и экспериментальное исследование позволило с одной стороны оценить точность расчетов, а с другой – получить результаты, которые не удастся замерить в эксперименте, а также исследовать режимы и варианты геометрии щелей ГСС для выхода синтетических струй, которые не были исследованы экспериментально. При этом достоверность этих дополнительных численных результатов с достаточной степенью подтверждается сравнением с набором экспериментальных данных по другим параметрам. Высота входа в прямоугольный S-образный диффузор была 33мм, размеры щелей для выхода синтетических струй 17.7×1 мм, расстояние между ними равнялось 10мм. Они располагались на верхней стенке канала в начале отрывной зоны при

$160.6\text{мм} \leq X \leq 178.3\text{мм}$. Расчеты проводились на криволинейной неортогональной сетке. Она содержала в продольном, вертикальном и трансверсальном направлениях 160, 55 и 60 ячеек соответственно. Общее число ячеек составляло 528000. Геометрия диффузора и фрагмент расчетной сетки показаны на рис. 6.1. На верхней стенке канала, в окрестности щелей для выхода синтетических струй расчетная сетка была сгущена в трансверсальном направлении к кромкам щелей. В продольном направлении на щель приходилось 25 ячеек, в трансверсальном направлении – 8.

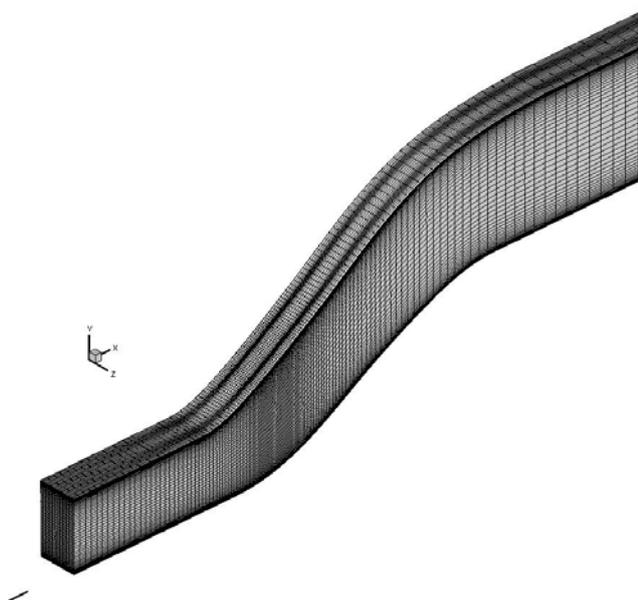


Рис. 6.1. Фрагмент расчетной сетки.

Перепад давления в диффузоре при отсутствии синтетических струй соответствовал числу M на входе $M_i=0.34$. При выполнении расчетов менялся режим течения на выходе из щелей ГСС. В эксперименте мощность ГСС зависела от частоты. С учетом этого подбиралась амплитуда синтетических струй U_{jet} : по возможности быть близкой амплитуде для этой частоты в эксперименте. Зависимость амплитуды от частоты ГСС представлена на рис. 6.2.

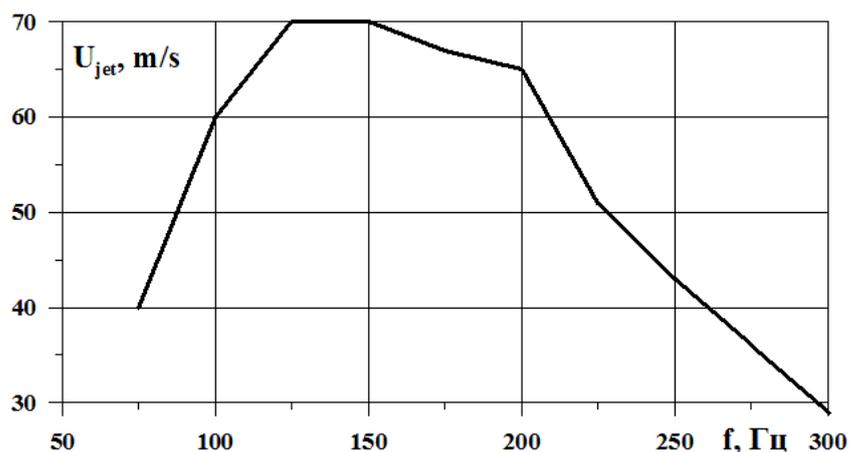


Рис. 6.2. Зависимость амплитуды синтетических струй от частоты ГСС.

Табл. 6.1

№	f, Гц	q, м/с	λ_i	M_i	σ	$\Delta\sigma / (1.0 - \sigma_0)$, %
1	2	3	4	5	6	7
1	0	0	0.3713	0.3430	0.9633	
2	75	40	0.4034	0.3734	0.9675	11.44
3	100	60	0.4025	0.3725	0.9675	11.44
4	125	70	0.4109	0.3805	0.9693	16.35
5	150	70	0.415	0.3843	0.9711	21.25
6	175	67	0.411	0.3808	0.9705	19.62
7	200	60	0.404	0.3741	0.9683	13.62
8	225	51	0.3956	0.3659	0.9663	8.17
9	250	43	0.3886	0.3593	0.9668	9.54
10	275	36	0.3772	0.3585	0.9658	6.82
11	300	29	0.3679	0.3397	0.9650	4.63

Число Рейнольдса во всех расчетах поддерживалось постоянным и равнялось 0.7×10^5 . Варианты расчетов приведены в табл. 6.1. В колонке 1 – номер варианта, в колонке 2 – частота ГСС f , в 3-й колонке – амплитуда синтетической струи q , в 4-й – приведенная скорость на входе в диффузор λ_i , в 5-й – число Маха на входе в диффузор M_i , в 6-й – коэффициент восстановления полного давления на выходе из диффузора σ , в 7-й – разность $\Delta\sigma$ между значениями σ для текущего варианта и базового без струй, σ_0 , отнесенная к

величине потерь базового канала ($1.0-\sigma_0$). Следует отметить, что имелись некоторые отличия между условиями проведения эксперимента и расчетов. Так в эксперименте фиксировалось M_i не зависимо от частоты ГСС. Это достигалось с помощью изменения перепада давления в диффузоре. При расчетах перепад давления был постоянным для всех режимов и составлял 4200Па. Это привело к тому, что в зависимости от частоты и, как следствие, амплитуды синтетических струй число M_i менялось вследствие изменения потерь в диффузоре и расхода через него. Полученная в расчетах зависимость числа M_i от частоты ГСС представлена на рис.6.3.

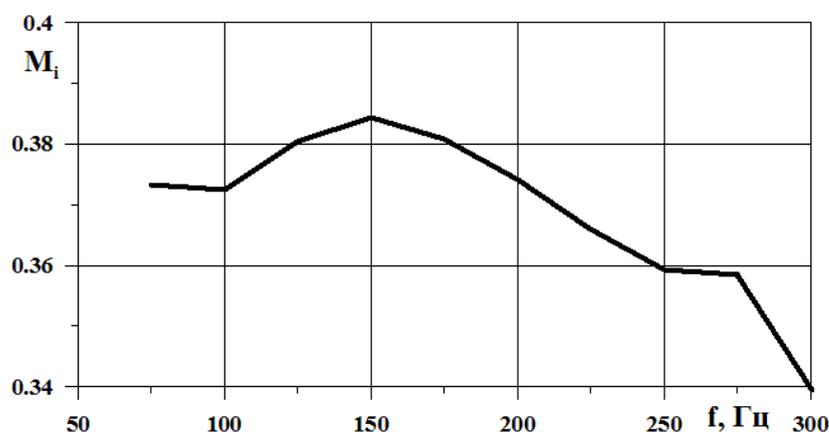


Рис. 6.3. Зависимость числа M_i на входе в канал от частоты ГСС.

Как видно из табл. 6.1 синтетические струи снижают потери в диффузоре на всех рассмотренных режимах. Качественную картину влияния синтетических струй на мгновенное и осредненное распределение продольной скорости и полного давления, вычисленного по осредненным параметрам потока, можно видеть на рис. 6.4 – рис.6.6. Для удобства сравнения сходственные рисунки представлены в одном диапазоне изменения параметров.

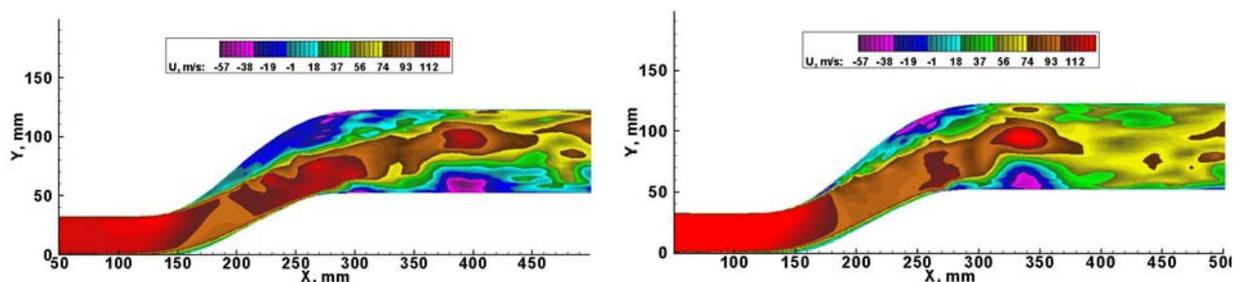


Рис. 6.4 Мгновенные поля продольной скорости в сечении $Z=0$ слева без синтетических струй, справа – с синтетическими струями с $f=150$ Гц.

На рис. 6.4 показано мгновенные поля продольной скорости в сечении между щелями ГСС. Видно, что в обоих случаях течение в диффузоре имеет турбулентный характер. В базовом варианте без струй около верхней стенке большая отрывная зона. В варианте с синтетическими струями отрывная зона практически отсутствует. Это хорошо видно на рис. 6.5, где показано влияние синтетических струй на распределение осредненной продольной скорости. В диффузоре без синтетических струй на верхней стенке диффузора имеется большая отрывная зона. При наличии синтетических струй отрывная зона пропадает.

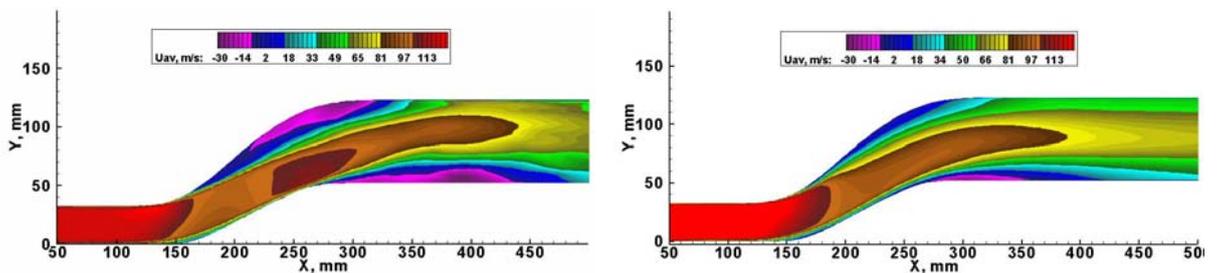


Рис. 6.5. Поля осредненной продольной скорости в сечении $Z=0$, слева – без синтетических струй, справа – с синтетическими струями с $f=150$ Гц.

Синтетические струи также уменьшают неравномерность распределения параметров в выходном сечении диффузора. На рис 6.6 показано распределение осредненного полного давления в продольном сечении диффузора. Видно, что у варианта с синтетическими струями неравномерность распределения этого параметра меньше, чем у базового варианта диффузора, где синтетические струи отсутствуют.

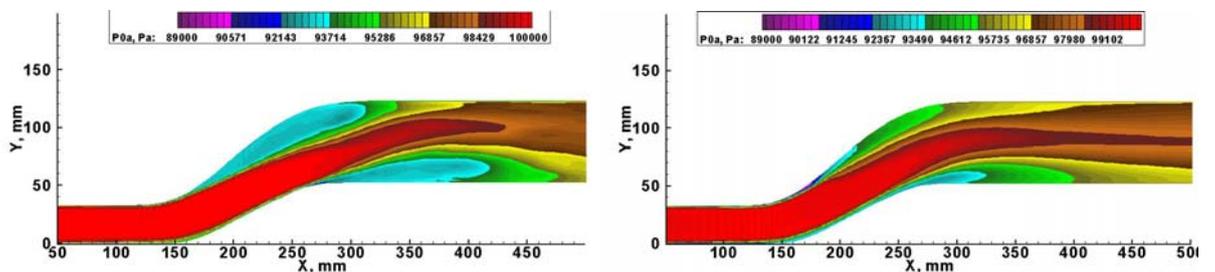


Рис. 6.6. Поля осредненного полного давления в сечении $Z=0$ слева – без синтетических струй, справа – с синтетическими струями с $f=150$ Гц.

Для того чтобы оценить эволюцию синтетических струй по длине диффузора, можно их «пометить» пассивной примесью. На рис. 6.7 показано

мгновенное поле пассивной примеси, которой были «помечены» синтетические струи, в продольном сечении между щелями ГСС. Видно, что синтетические струи проникают по высоте почти до половины канала диффузора. Тем самым они обеспечивают поступление высокоэнергетического потока в отрывную зону, что приводит к ее устранению.

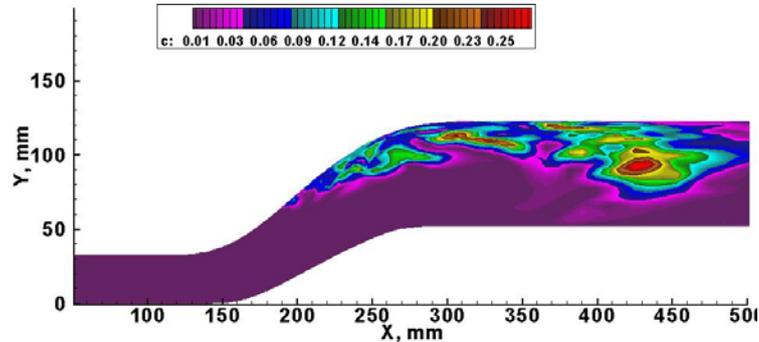


Рис. 6.7. Мгновенное поле пассивной примеси, которой помечены синтетические струи, в сечении $Z=0$ для синтетических струй с $f=150$ Гц.

Прежде, чем переходить к количественному сравнению результатов расчетов с экспериментальными данными следует сделать следующее замечание. Экспериментальные замеры производились в сечении $X=350$ мм. Расчетная же сетка была построена таким образом, что шаг за выходным сечением диффузора в продольном направлении был недостаточно мал для разрешения турбулентных вихрей. Вследствие этого на нижней стенке образовалась отрывная «ламинарная» зона. Это несколько исказило результат и привело к увеличенному уровню потерь полного давления в этом сечении, где производились замеры полного давления. Кроме того, скорость синтетических струй в зависимости от частоты также оценивалась приближенно.

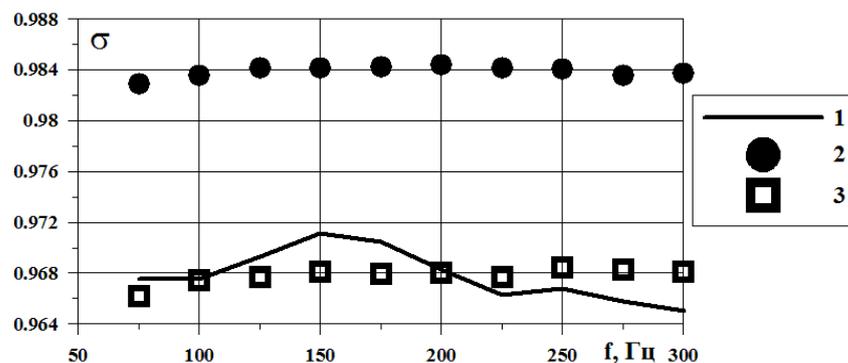


Рис. 6.8. Зависимость коэффициента σ в сечении $X=350\text{мм}$ от частоты ГСС: 1 – расчет RANS/ILES-методом, 2 – эксп. [249] при $M=0.29$, 3 – эксп. [249] при $M=0.4$.

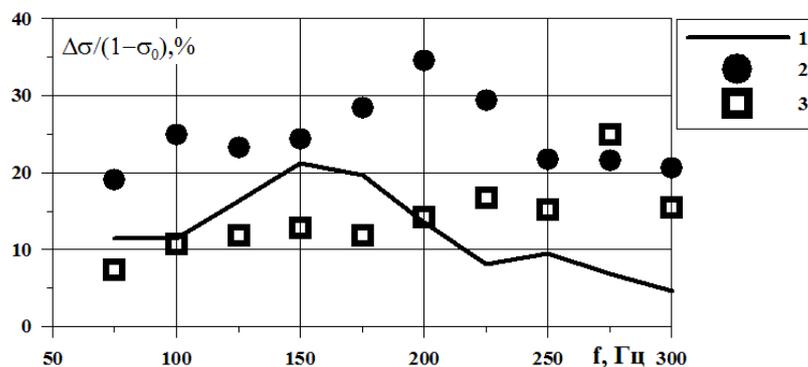


Рис. 6.9. Зависимость относительного уменьшения потерь полного давления в сечении $X=350\text{мм}$ от частоты ГСС: 1 – расчет RANS/ILES-методом, 2 – эксп. [249] при $M=0.29$, 3 – эксп. [249] при $M=0.4$.

В отсутствие ГСС значение σ в расчетах было 0.9633. В эксперименте при $M_i=0.29$ $\sigma=0.98$ и при $M_i=0.4$ $\sigma=0.943$, т. е. расчетное значение σ хорошо согласуется с экспериментальными данными. На рис. 6.8 представлено распределение коэффициента восстановления полного давления σ в зависимости от частоты ГСС, полученное при расчетах с помощью RANS/ILES-метода, в сравнении с экспериментальными данными. Видно, что расчет удовлетворительно совпадает с экспериментом почти во всем диапазоне изменения частот. О возможных причинах расхождения уже написано выше. То же самое можно сказать и об относительном уменьшении потерь полного давления $\Delta\sigma/(1-\sigma_0)$, которое показано на рис. 6.9. Видимо на высоких частотах была задана слишком малая амплитуда синтетических струй.

Расчетное и экспериментальное распределения полного давления по высоте канала в сечении $X=350\text{мм}$ для частот ГСС 100Гц, 150Гц и 200Гц представлено на рис 6.10 – 6.12. Как уже отмечалось выше, наличие отрывной зоны на нижней стенке канала приводит к некоторому смещению ядра потока вверх по сравнению с экспериментом. Но в целом наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных для всех приведенных режимов ГСС.

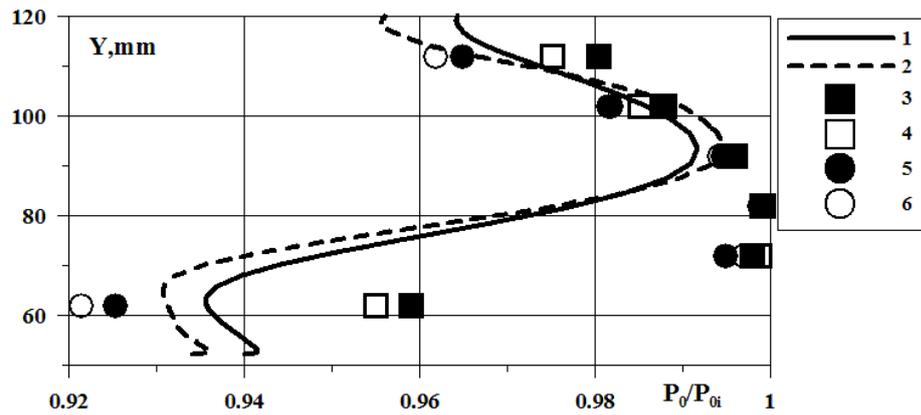


Рис. 6.10. Влияние синтетических струй на распределение полного давления по высоте канала при $X=350\text{мм}$ при $f=100\text{Гц}$. Расчет RANS/ILES-методом: 1 – со струями, 2 – без ГСС. Эксперимент [249]: 3 – $M_1=0.29$ со струями, 4 – $M_1=0.29$ без ГСС, 5 – $M_1=0.4$ со струями, 6 – $M_1=0.4$ без ГСС.

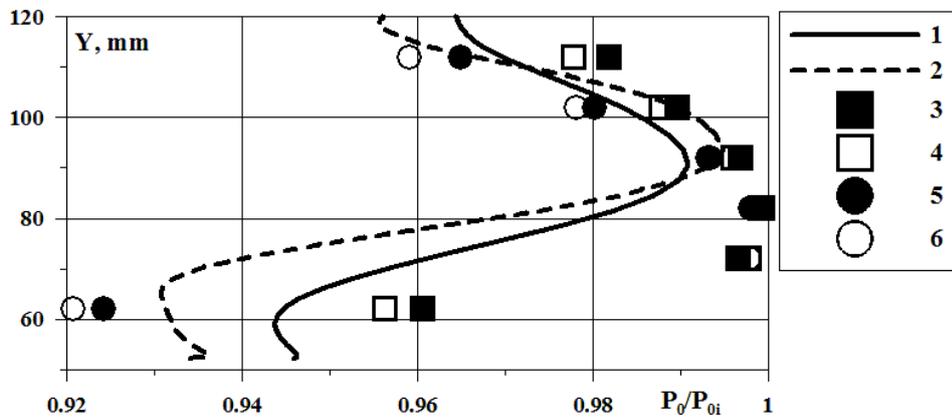


Рис. 6.11. Влияние синтетических струй на распределение полного давления по высоте канала при $X=350\text{мм}$ при $f=150\text{Гц}$. Легенда, как на рис. 6.10.

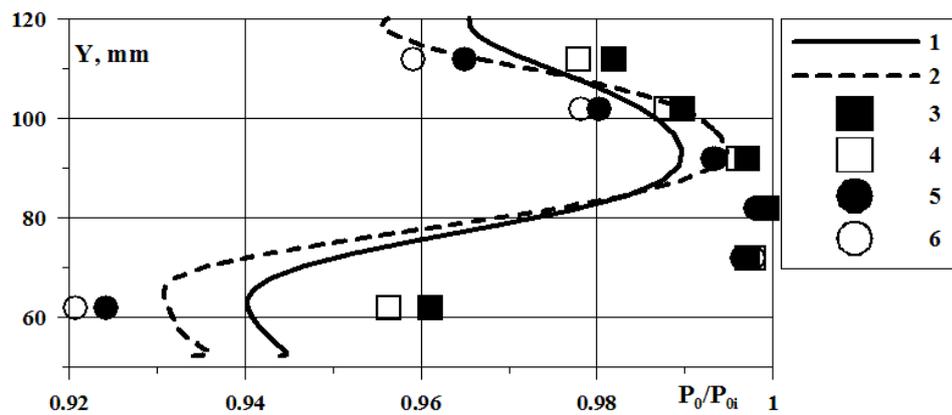


Рис. 6.12. Влияние синтетических струй на распределение полного давления по высоте канала при $X=350\text{мм}$ при $f=200\text{Гц}$. Легенда, как на рис. 6.10.

На рис. 6.13 приведено распределение пульсаций статического давления в расчете и полного давления в эксперименте по нормали к верхней стенке на

расстоянии 25мм вниз по потоку от конца щелей ГСС. На рисунке S – расстояние от верхней стенки. Анализ представленных на рисунке результатов показывает, что как в случае базового диффузора без ГСС, так и при наличии синтетических струй распределения пульсаций статического давления в расчете и полного давления в эксперименте качественно похожи. Расстояние от стенки, на котором находится максимум пульсаций в расчете и в эксперименте также достаточно хорошо совпадают. Однако в расчете максимум менее выражен, чем в эксперименте, а ширина слоя смешения также больше, чем в эксперименте. Возможной причиной этого может быть недостаточно мелкая сетка.

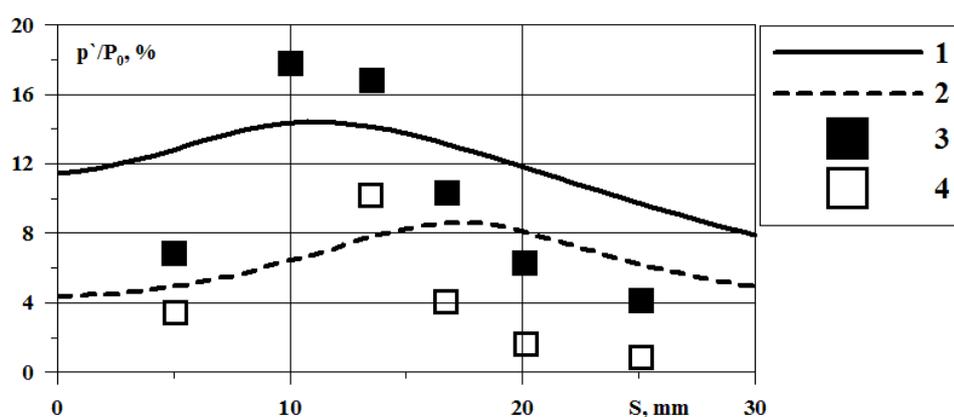


Рис. 6.13. Распределение пульсаций давления, отнесенных к полному давлению во входном сечении на расстоянии 25мм вниз по потоку от конца щелей. Расчет RANS/ILES-методом: 1 – $q=70\text{м/с}$, $f=150\text{Гц}$, 2 – без ГСС. Эксперимент [249]: 3 – $q=70\text{м/с}$, $f=150\text{Гц}$, 4 – без ГСС.

Проведенное в этом разделе сравнение результатов объединенного расчетно-экспериментального исследования течения в диффузоре, как при наличии синтетических струй, так и в исходном варианте без струй, показало приемлемую точность результатов расчетов по осредненным параметрам течения и по пульсациям давления. Это позволяет проанализировать поведение других параметров турбулентности на выходе из диффузора, для которых нет экспериментальных данных. Так влияние частоты ГСС на распределение пульсаций продольной скорости по высоте канала на выходе из диффузора показано на рис. 6.14. Во всех вариантах с синтетическими струями наблюдается уменьшение неравномерности распределения пульсаций на

значительной части высоты канала. При этом пиковые значения пульсаций становятся меньше, чем в исходном варианте диффузора без ГСС. Некоторое увеличение уровня пульсаций около нижней стенки вызвано наличием отрывной зоны около нижней стенке выходного участка канала. Видно, что наибольший эффект синтетических струй наблюдается при частоте ГСС 150Гц. Это согласуется с другими результатами эксперимента и расчетов, приведенными выше.

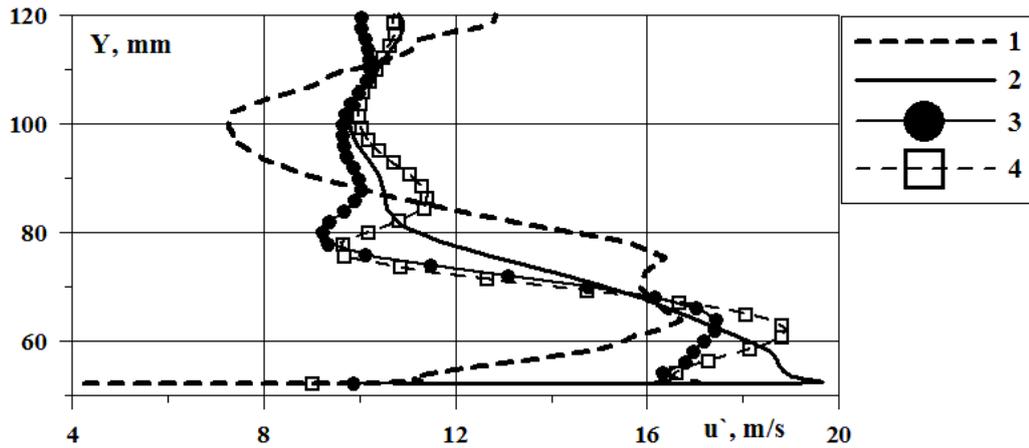


Рис. 6.14 Влияние частоты ГСС на распределение пульсаций продольной скорости в сечении $X=350$ мм: 1 – без ГСС, 2 – $f=100$ Гц, 3 – $f=150$ Гц, 4 – $f=200$ Гц,

В работе [247], о которой упоминалось в параграфе 6.1, отмечается, что форма щелей ГСС оказывает значительное влияние на эффективность синтетических струй. Для оценки влияния геометрии выходных щелей ГСС на эффективность работы синтетических струй было численно исследовано четыре различных варианта геометрии прямоугольных щелей для выхода синтетических струй, причем площадь щели оставалась постоянной, а менялось отношение её длины к ширине $AR=b/a$ (Aspect Ratio). Геометрия диффузора и давления на входе и на выходе были теми же самыми, что описаны выше в этом параграфе. Координаты начала щелей и расстояние между их центрами было постоянным для всех вариантов расчетов. Это также позволило оценить эффективность формы щелей ГСС, которая была в эксперименте, с данными которого проводилось сравнение расчетных результатов в этом параграфе. На рис.6.15 показана зависимость уменьшения потерь полного давления на выходе

из диффузора от частоты синтетической струи при $q=70\text{м/с}$ для щелей с различными AR . Видно, что с уменьшением AR эффективность струй уменьшается. Это вызвано с тем, что суммарная интенсивность вихрей, образующихся на сторонах щелей вдоль потока, уменьшается, увеличивается сопротивление потоку за счет увеличения ширины щелей, что приводит к уменьшению дальности действия струи. Таким образом, наилучший вариант геометрии – с $AR=17.7$ ($a=1\text{мм}$, $b=17,7\text{мм}$), который и был использован при объединенном расчетно-экспериментальном исследовании, описанном в этом параграфе.

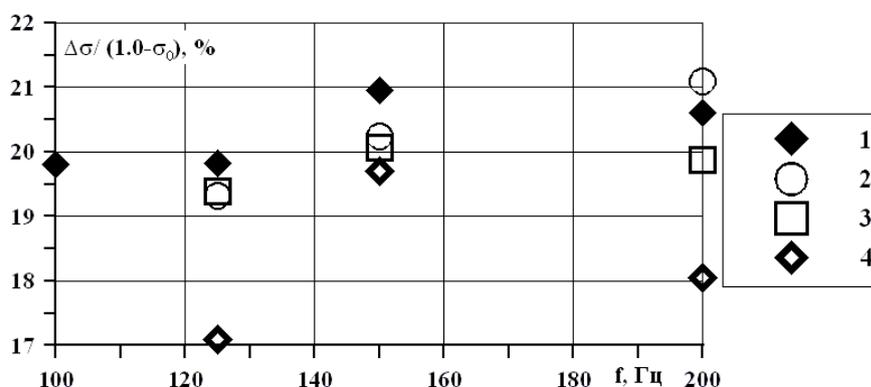


Рис. 6.15. Влияние отношения длины щели к ее ширине (AR) на уменьшение потерь полного давления на выходе из диффузора для синтетической струи с $q=70\text{м/с}$ в зависимости от частоты ГСС: 1 – $AR=17.7$, 2 – $AR=4.43$, 3 – $AR=1.96$, 4 – $AR=1$.

6.3 Анализ влияния режимных параметров синтетических струй на эффективность управления течением в прямоугольном S-образном диффузоре с отношением площадей выхода и входа 1.8 при разных скоростях на входе в него

В параграфе 6.2 были приведены результаты объединенного расчетно-экспериментального исследования влияния синтетических струй на отрывное течение в S-образном диффузоре с отношением площади выходного сечения к площади входа 2.25. При этом перепад давления в диффузоре соответствовал числу Маха на входе в него 0.34-0.4. Расчетные результаты приемлемо совпали

с данными эксперимента. Синтетические струи во всех исследованных случаях дали улучшение характеристик течения на выходе из диффузора.

Однако возникает вопрос: сколь универсален полученный результат? Будет ли положительный эффект от применения синтетических струй для другой геометрии диффузора, а также при других газодинамических параметрах течения в диффузоре и в синтетических струях. Для того чтобы ответить на эти вопросы были выполнены методические расчеты по исследованию влияния синтетических струй на течение в прямоугольном S-образном диффузоре с отношением площадей выходного и входного сечений 1.8. Качественно геометрия диффузора и расчетная сетка соответствовали представленной на рис. 6.1. Как и в предыдущем случае в поперечном направлении расчетная область представляла собой только часть диффузора, включающая две синтетические струи. На боковых границах расчетной области было задано условие периодичности. Во входном и выходном сечениях расчетной области ставились граничные условия, соответствующие входной и выходной границам течения. На стенке – комбинированное условие «функция стенки»/прилипание. Упомянутые условия описаны в п. 1.2.12. Расчеты выполнялись на криволинейной неортогональной сетке, которая содержала в продольном, вертикальном и трансверсальном направлениях 160, 55 и 60 ячеек соответственно. Общее число ячеек было 528000. На верхней стенке канала, в окрестности выходных щелей ГСС расчетная сетка была сгущена в трансверсальном направлении к кромкам щелей. В продольном направлении на щель приходилось 25 ячеек, в трансверсальном направлении – 8.

Табл. 6.2

№	Re, Pa	$f, Гц$	$q, м/с$	λ_i	σ	$\Delta\sigma / (1.0 - \sigma_0), \%$	Начало/конец щели, мм	$\alpha, ^\circ$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	90000	0	0	0.597	0.939			без струи
2	90000	100	80	0.630	0.949	16	30/50	90
3	90000	250	60	0.624	0.951	19.6	30/50	90

4	90000	250	80	0.649	0.958	31.1	30/50	90
5	90000	250	100	0.679	0.964	41.0	30/50	90
6	90000	250	100	0.607	0.947	13.1	30/50	30
7	90000	400	40	0.606	0.946	11.5	30/50	90
8	90000	400	80	0.651	0.970	50.8	30/50	90
9	90000	400	100	0.667	0.9645	42.6	30/50	90
10	90000	600	800	0.631	0.9582	31.1	30/50	90
11	90000	600	100	0.654	0.963	39.3	30/50	90
12	80000	0	0	0.8502	0.8674			без струи
13	80000	100	80	0.8533	0.8684	0.7	15/35	90
14	80000	100	100	0.8513	0.8627	-3.5	30/50	90
15	80000	250	100	0.8544	0.8637	-2.8	30/50	90
16	80000	250	100	0.7905	0.8607	-4.8	15/35	90
17	80000	250	100	0.8247	0.8575	-7.4	45/65	90
18	80000	250	100	0.8538	0.8687	0.9	30/50	30
19	80000	400	80	0.8513	0.867	-0.3	30/50	90
20	80000	400	100	0.8509	0.8702	2.1	30/50	90
21	80000	400	150	0.8709	0.8744	5.3	30/50	90
22	80000	600	100	0.8521	0.8680	0.5	30/50	90
23	80000	600	150	0.8518	0.8661	-0.98	30/50	90

С наружных сторон щели сетка была сгущена к ней как в продольном, так и в трансверсальном направлениях. Для большинства расчетов щели располагались на верхней стенке канала на расстоянии 30мм от входа в диффузор. Длина их была 20мм, ширина – 1 мм, расстояние между их центрами – 10 мм. Высота входного сечения диффузора составляла 33мм.

При выполнении расчетов менялись режим течения в канале, газодинамические параметры синтетических струй положение щелей для их выхода, угол выдува струй по отношению к стенке канала. Режим течения в диффузоре варьировался с помощью изменения скорости потока на входе в диффузор. Последнее достигалось изменением статического давления в выходном сечении канала при неизменном полном давлении на входе в канал P_0 , равном 10^5 Па. Число Рейнольдса во всех расчетах поддерживалось

постоянным и равнялось 0.7×10^5 . Варианты расчетов приведены в табл. 6.2. В колонке 1 – номер варианта, в колонке 2 – статическое давление в выходном сечении канала P_e , в 3-й колонке – частота ГСС f , в 4-й колонке – амплитуда скорости синтетической струи q , в 5-й – приведенная скорость на входе в диффузор λ_i , в 6-й – коэффициент восстановления полного давления на выходе из диффузора σ , в 7-й колонке – разность $\Delta\sigma$ между значениями σ для текущего варианта и базового без ГСС σ_0 , отнесенная к величине потерь базового канала $(1.0 - \sigma_0)$, в 8-й – координата начала и конца щели, а в 9-й колонке – угол выдува синтетических струй по отношению к стенке канала.

При выполнении расчетов амплитуда синтетических струй менялась в пределах 40–150 м/с, а частота ГСС от 100 до 600 Гц. Шаг по времени во всех расчетах составлял 5×10^{-5} с. Такой шаг вполне достаточен для хорошего описания нестационарного характера синтетических струй. Максимальная частота ГСС в этих расчетах составляла 600 Гц. В этом случае на период колебаний приходится более 30 шагов по времени. Продольный шаг сетки в диффузоре был выбран таким, что позволял разрешать турбулентные вихри, размер которых получался бы при частоте ГСС около 2 кГц. При оценке предполагалось, что вихрь удастся разрешить на пяти ячейках расчетной сетки. Визуальный анализ мгновенного поля течения показал правомерность такой оценки. Скорость переноса вихрей предполагалась равной половине скорости в ядре течения.

Анализ представленных в табл. 6.2 данных показывает, что наибольший эффект от синтетических струй достигается при перепаде давления в канале $0.1P_0$. Это может быть объяснено тем, что при большем перепаде давления возрастает скорость течения в канале: приведенная скорость на входе в диффузор λ_i повышается с 0.6 до 0.85 при увеличении перепада давления в канале с $0.1P_0$ до $0.2P_0$. Как следствие, кинетическая энергия течения также возрастает, и для воздействия на него требуется синтетическая струя с большей энергией. Эффективность синтетических струй оценивалась по величине снижения потерь полного давления на выходе из диффузора.

Из данных таблицы видно, что для перепада давления в канале $0.1P_0$ (варианты 1–11) наблюдается максимум эффективности по частоте ГСС, а при вариации амплитуды струй при фиксированной частоте получен максимум эффективности по амплитуде струй. При этом уменьшение угла струй по отношению к стенке диффузора (вариант 6) приводит к снижению ее эффективности по сравнению со случаем перпендикулярных к стенке струй (вариант 5) при прочих равных параметрах. Наибольшая эффективность получена для варианта 8, для которого частота и амплитуда синтетических струй составляют 400Гц и 80м/с.

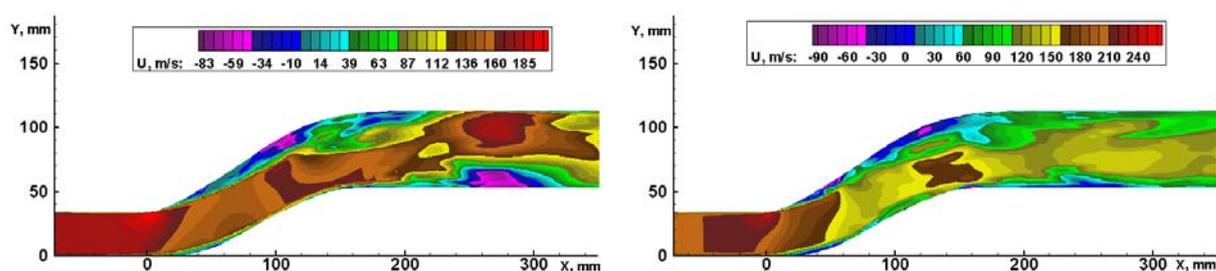


Рис.6.16. Поля мгновенной продольной скорости в продольном сечении диффузора. Слева – вариант 1 из табл. 6.2 (без ГСС), справа – вариант 8 ($f=400$ Гц, $q=80$ м/с).

При перепаде давления в диффузоре равном $0.2P_0$ (варианты 12–23) эффективность синтетических струй заметно меньше. Наилучший для этого режима результат получен для варианта 20, для струй с частотой 400Гц и амплитудой 150м/с. В этом случае потери уменьшились на 5.3% по сравнению с вариантом 12 без ГСС. Для синтетических струй с $f=250$ Гц и $q=100$ м/с варьировалось положение щелей (варианты 15 и 16) в продольном направлении и угол струй по отношению к стенке диффузора (вариант 17). Следует отметить, что небольшой положительный эффект был получен только при угле струй относительно стенки 30° .

Далее представлены результаты детального исследования влияния параметров синтетических струй на течение в диффузоре при перепаде давления в канале $0.1P_0$. Этот режим характеризуется реалистичными значениями скоростей на входе в диффузор и наибольшим положительным

эффектом от использования ГСС. Приведенная скорость на входе λ_1 в диффузор менялась в зависимости от параметров синтетических струй в диапазоне 0.597-0.654. Это соответствует числам Маха на входе 0.56-0.62. На рис. 6.16 приведены поля мгновенной продольной скорости в диффузоре без ГСС – вариант 1 из табл. 6.2 и для варианта 8, для которого получена наибольшая эффективность синтетических струй. Видно, что в обоих случаях течение имеет вихревой характер. Мгновенное распределение параметров не может быть точным «индикатором» наличия отрывных зон, однако их размеры в варианте без ГСС больше, чем при наличии синтетических струй. Поля осредненной продольной скорости для этих вариантов, показанные на рис. 6.17, уже наглядно демонстрирует эффективность применения синтетических струй. Отрывная зона заметно уменьшилась, и меньше стал уровень отрицательных скоростей в ней. Распределение скорости по высоте диффузора в выходном сечении стало более равномерным.

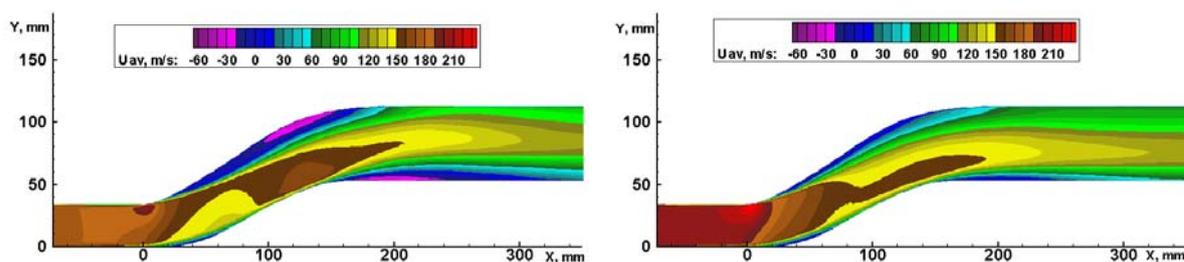


Рис. 6.17. Поля осредненной продольной скорости в продольном сечении канала. Слева – вариант 1 из табл. 6.2 (без ГСС), справа – вариант 8 ($f=400$ Гц, $q=80$ м/с).

В этих расчетах синтетические струи также были «помечены» пассивной примесью. Это позволило наблюдать их распространение в потоке в канале диффузора. На рис. 6.18 показаны мгновенные распределения пассивной примеси в поперечных сечениях диффузора. Видно, что пассивная примесь (т.е. синтетические струи) распространяется на всю ширину расчетной области и проникает достаточно глубоко в течение. Это свидетельствует, что синтетические струи обеспечивают поступление высокоэнергетического потока в отрывную зону.

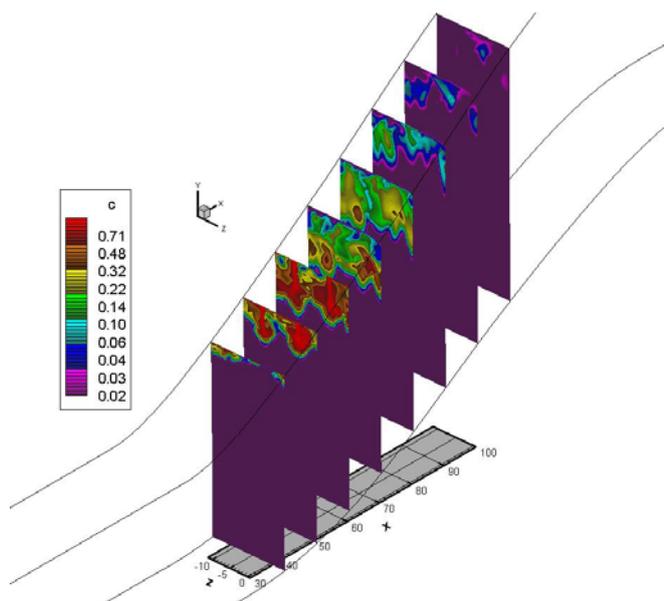


Рис. 6.18. Распределение пассивной примеси при $f=100\text{Гц}$, $q=80\text{м/с}$.

Далее представлены количественные результаты исследования влияния параметров синтетических струй на распределение параметров течения по высоте в выходном сечении диффузора ($X=190\text{мм}$). Распределения параметров были дополнительно осреднены в трансверсальном направлении. Это соответствует предположению об отсутствии зависимости осредненных параметров от трансверсальной координаты.

На рис. 6.19 представлено влияние частоты ГСС на распределение по высоте диффузора осредненного по времени статического давления p_{av} , отнесенного к полному давлению во входном сечении канала P_{0i} . Во всех случаях амплитуда струй была 80м/с . Видно, что наличие синтетических струй приводит к значительному, до полутора раз, уменьшению неравномерности p_{av} по сравнению с базовым вариантом 1 без струй. Зависимость уменьшения неравномерности от частоты ГСС нелинейная: наибольший эффект наблюдался при $f=100\text{-}250\text{Гц}$. Распределения осредненного давления по высоте для $f=400\text{Гц}$ и $f=600\text{Гц}$ практически совпадают и мало отличаются от режима с $f=250\text{Гц}$.

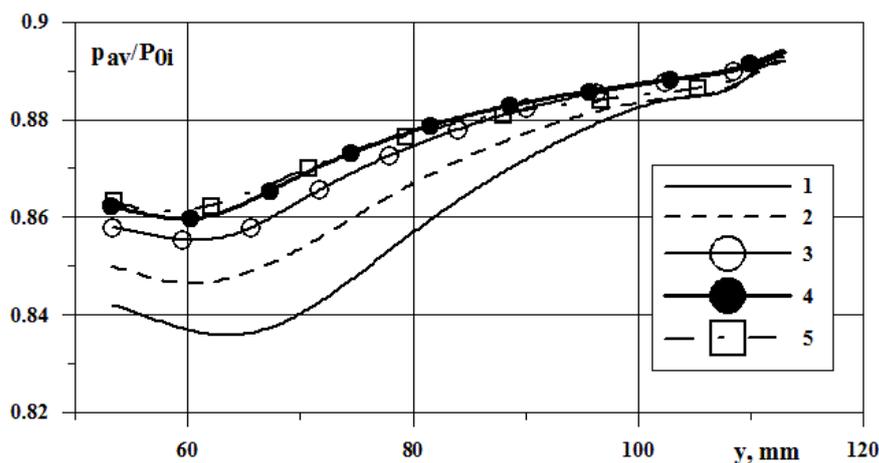


Рис. 6.19. Влияние частоты ГСС для синтетических струй при $q=80\text{ м/с}$ на распределение осредненного статического давления в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС, 2 – $f=100\text{ Гц}$, 3 – $f=250\text{ Гц}$, 4 – $f=400\text{ Гц}$, 5 – $f=600\text{ Гц}$.

Влияние амплитуды синтетических струй при частоте ГСС 400 Гц на распределение осредненного по времени статического давления в выходном сечении диффузора показано на рис. 6.20. При увеличении амплитуды струй неравномерность p_{av} в выходном сечении снижается до 2 раз. При этом зависимость уменьшения неравномерности в распределении статического давления от амплитуды синтетических струй близка к линейной.

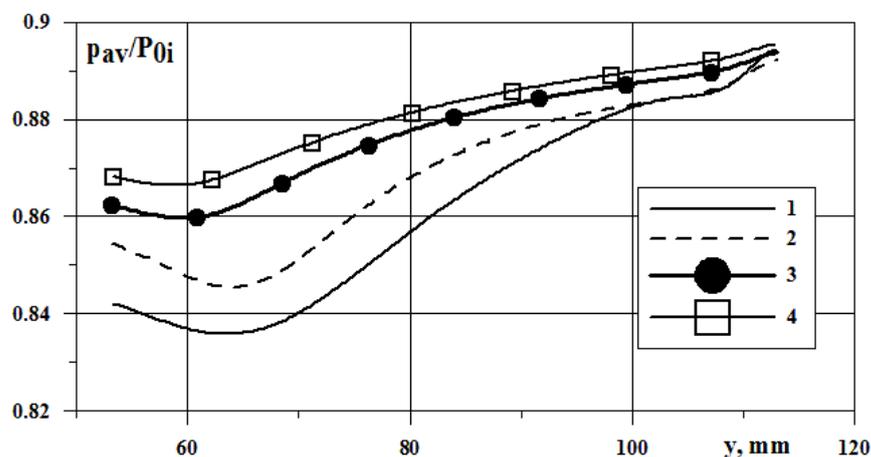


Рис. 6.20. Влияние амплитуды синтетических струй с $f=400\text{ Гц}$ на распределение осредненного статического давления в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС, 2 – $q=40\text{ м/с}$, 3 – $q=80\text{ м/с}$, 4 – $q=100\text{ м/с}$.

Влияние амплитуды и частоты синтетических струй на распределение осредненного полного давления P_{0av} в выходном сечении диффузора имеет

более сложный характер. В этих расчетах полное давление вычислялось по осредненным параметрам течения.

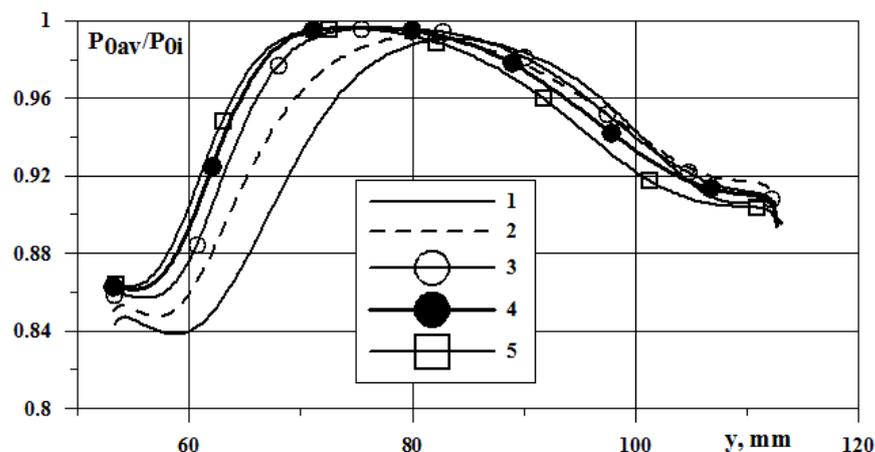


Рис. 6.21. Влияние частоты ГСС на распределение осредненного полного давления в выходном сечении диффузора (при $q=80\text{м/с}$): 1 – без ГСС, 2 – $f=100\text{Гц}$, 3 – $f=250\text{Гц}$, 4 – $f=400\text{Гц}$, 5 – $f=600\text{Гц}$.

На рис. 6.21 показано влияние частоты ГСС на распределение P_{0av} в выходном сечении диффузора при фиксированной амплитуде струй $q=80\text{м/с}$. P_{0av} отнесено к полному давлению на входе в канал P_{0i} . Видно, что в нижней части выходного сечения потери полного давления заметно уменьшаются при увеличении частоты ГСС. В верхней части диффузора, напротив, нет однозначной зависимости потерь от частоты струи. Но в целом при увеличении частоты ГСС ядро потока смещается вниз, при этом его ширина становится больше.

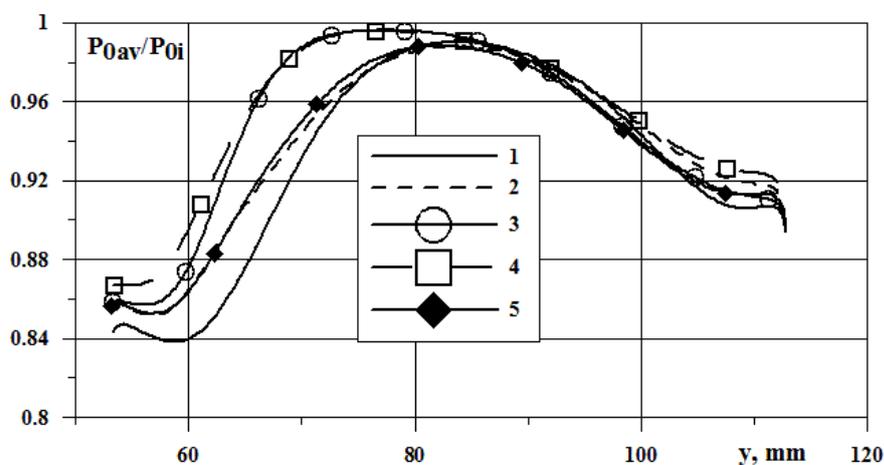


Рис. 6.22. Влияние амплитуды и угла наклона α к стенке диффузора струй с $f=250\text{Гц}$ на распределение осредненного полного давления в выходном сечении

диффузора: 1 – без ГСС; 2 – $q=60\text{м/с}$, $\alpha=90^\circ$; 3 – $q=80\text{м/с}$, $\alpha=90^\circ$; 4 – $q=100\text{м/с}$, $\alpha=90^\circ$; 5 – $q=100\text{м/с}$, $\alpha=30^\circ$.

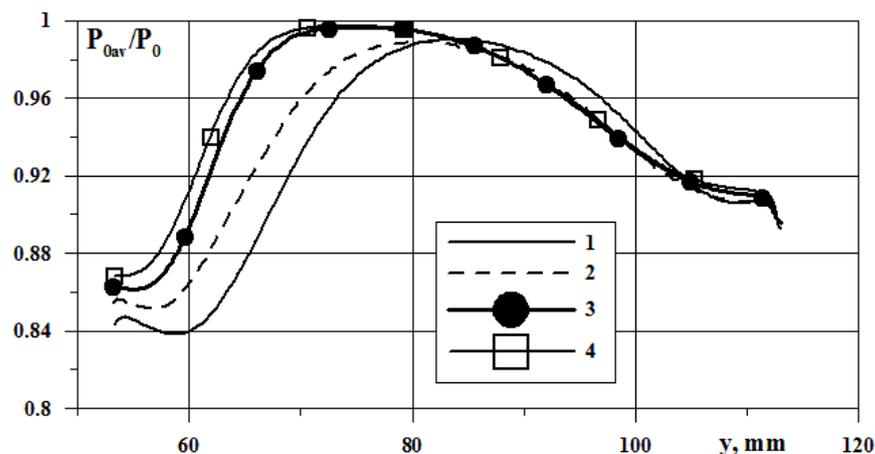


Рис. 6.23. Влияние амплитуды синтетических струй с $f=400\text{Гц}$ на распределение осредненного полного давления в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС, 2 – $q=40\text{м/с}$, 3 – $q=80\text{м/с}$, 4 – $q=100\text{м/с}$.

Влияние амплитуды синтетических струй на распределение по высоте выходного сечения диффузора осредненного полного давления P_{0av} показано на рис. 6.22. Как и раньше, полное давление отнесено к P_{0i} . Частота ГСС – 250Гц . Видно, что при наличии синтетических струй уменьшаются пристеночные области с высоким уровнем потерь. При этом распределение P_{0av} с ростом амплитуды меняется немонотонно. При изменении амплитуды струй от 60 до 80м/с распределение меняется значительно сильнее, чем при увеличении амплитуды с 80 до 100м/с . Следует отметить, что уменьшение угла наклона синтетических струй относительно стенки с 90° до 30° существенно снижает эффективность синтетических струй. Эффективность струй с $q=100\text{м/с}$ и $\alpha=30^\circ$ примерно такая же, как у струй с $q=60\text{м/с}$ и $\alpha=90^\circ$. Это также показано на рис. 6.22.

Интересно, что с ростом частоты ГСС влияние синтетических струй на распределение P_{0av} в выходном сечении усиливается в нижней части канала и уменьшается в верхней его части. Это можно видеть при сравнении рис. 6.22 и рис. 6.23, на котором представлено распределение P_{0av} , отнесенного к P_{0i} , для синтетических струй с различной амплитудой при $f=400\text{Гц}$. Влияние струй частотой 400Гц на распределение полного давления в верхней половине

диффузора отсутствует, и P_{0av} ниже, чем в базовом случае. Результирующее уменьшение потерь достигается улучшением режима течения в нижней части канала. В случае синтетических струй с частотой 250Гц распределение P_{0av} меняется и в верхней части канала.

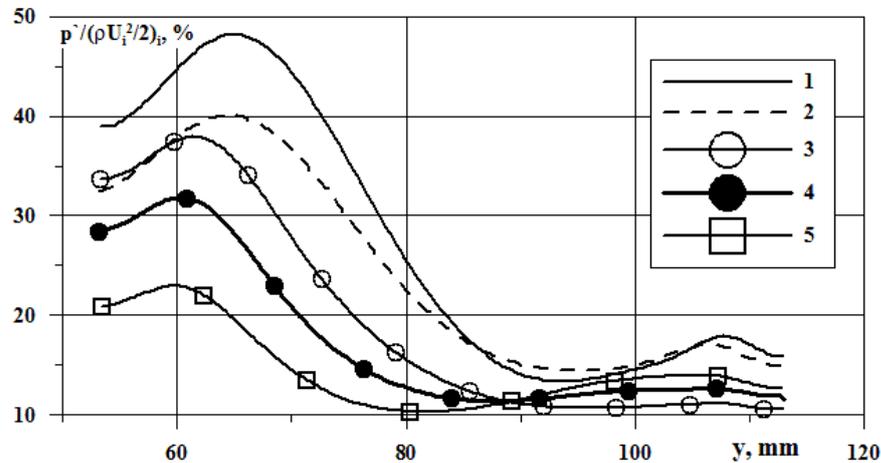


Рис. 6.24. Влияние частоты ГСС для струй с $q=80$ м/с на распределение пульсаций статического давления в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС, 2 – $f=100$ Гц, 3 – $f=250$ Гц, 4 – $f=400$ Гц, 5 – $f=600$ Гц.

На рис. 6.24 показано влияние частоты ГСС на распределение по высоте выходного сечения диффузора пульсаций статического давления p' при амплитуде струи 80 м/с. С увеличением частоты уровень пульсаций значительно уменьшается. При увеличении частоты до 600 Гц, уровень p' снижается в 2-3 раза. Высокий уровень пульсаций статического давления около нижней стенки – это следствие «численного» перехода в слое смешения, который отделяет отрывную зону, образующуюся за выходным сечением диффузора, от основного течения. По мере уменьшения отрывной зоны интенсивность «численного» перехода уменьшается, и уровень пульсаций давления в этой части течения значительно снижается.

На рис. 6.25 для синтетических струй с $f=400$ Гц, показано влияние амплитуды струй на распределение p' в выходном сечении диффузора. Обращает на себя внимание немонотонный характер зависимости уровня пульсаций статического давления от величины q . Так, при малой амплитуде струй в нижней части канала уровень пульсаций возрастает по сравнению с

базовым вариантом без ГСС. Увеличение амплитуды синтетических струй приводит к значительному в два-три раза уменьшению уровня пульсаций статического давления. Пульсации статического давления p' на рис. 6.24 и 6.25 отнесены к скоростному напору, вычисленному по скорости $U_i=134\text{м/с}$ ($\lambda_i=0.42$), определенной по перепаду давления в канале, и соответствующей ей плотности.

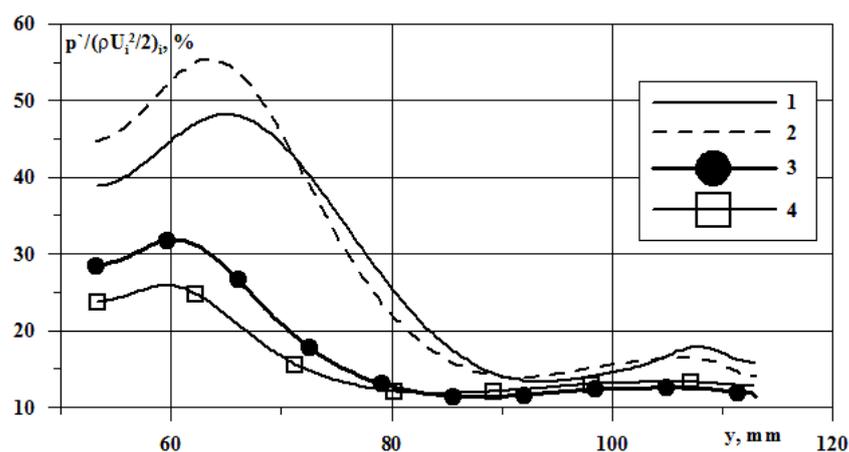


Рис. 6.25. Влияние амплитуды синтетических струй с $f=400\text{Гц}$ на распределение пульсаций статического давления в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС, 2 – $q=40\text{м/с}$, 3 – $q=80\text{м/с}$, 4 – $q=100\text{м/с}$.

Влияние амплитуды и угла наклона синтетических струй на уровень пульсаций продольной скорости в выходном сечении диффузора можно видеть на рис. 6.26. Представленные результаты получены для режима ГСС с $f=250\text{Гц}$. Пульсации продольной скорости u' отнесены к характерной скорости U_i , способ вычисления которой определен выше, и выражены в процентах. Характер влияния амплитуды синтетических струй на величину пульсаций продольной скорости сходен с тем, что наблюдался для p' . При малой амплитуде струй наблюдалось увеличение уровня пульсаций в нижней части канала. При амплитудах $80\text{--}100\text{м/с}$ уровень пульсаций u' уменьшался примерно в два раза по сравнению с вариантом без ГСС. Уменьшение угла струи α по отношению к стенке с 90° до 30° практически не дает снижения u' для синтетических струй с амплитудой 100м/с .

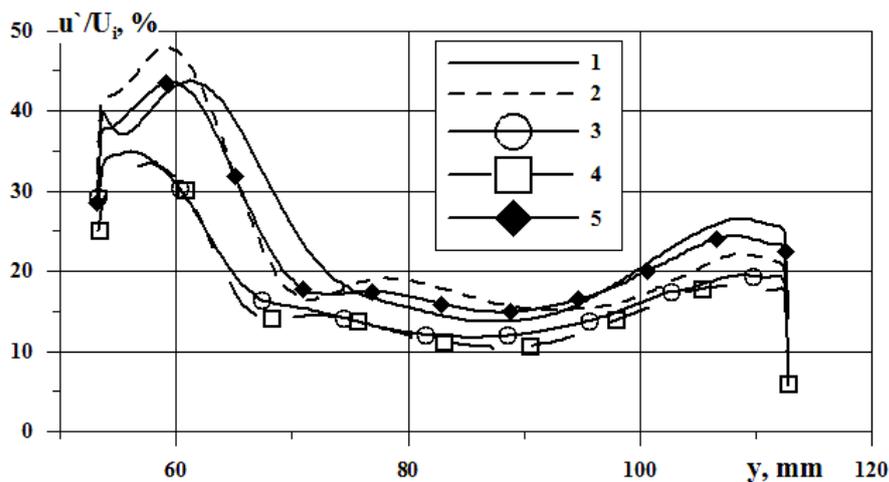


Рис. 6.26. Влияние амплитуды и угла наклона α к стенке диффузора синтетических струй с $f=250$ Гц на распределение пульсаций продольной скорости в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС; 2 – $q=60$ м/с, $\alpha=90^\circ$; 3 – $q=80$ м/с, $\alpha=90^\circ$; 4 – $q=100$ м/с, $\alpha=90^\circ$; 5 – $q=100$ м/с, $\alpha=30^\circ$.

При $f=400$ Гц величина пульсаций продольной скорости снижается с ростом амплитуды струи, уменьшаясь примерно в два раза при амплитудах 80–100м/с по сравнению с вариантом без ГСС. Зависимость от частоты подобна той, что наблюдалась для r' . Это показано на рис. 6.27. Следует отметить, что положение по высоте диффузора максимумов пульсаций статического давления и скорости не совпадают. Подобное явление наблюдалось для прямоугольного диффузора, рассмотренного в п. 5.1.2.

Для синтетических струй с $q=80$ м/с уровень пульсаций продольной скорости u' падает при увеличении частоты струи. Это показано на рис. 6.28. При этом для частот 250–600Гц получено примерно одинаковое в 1.2–1.5 раза снижение уровня пульсаций u' по сравнению с вариантом без ГСС. При этом с ростом частоты наблюдается снижение уровня пульсаций скорости практически по всей высоте канала. Как отмечалось выше, это связано с тем, что с ростом частоты ГСС увеличивается энергия синтетических струй и возрастает их воздействие на поток.

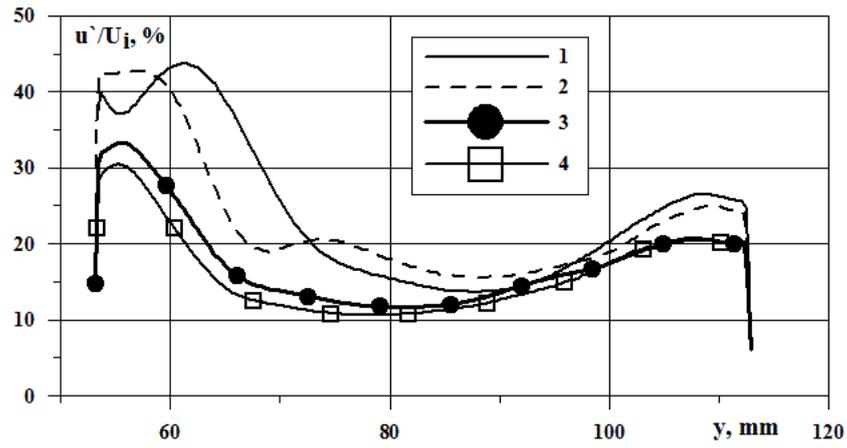


Рис. 6.27. Влияние амплитуды синтетических струй при частоте $f=400$ Гц на распределение пульсаций продольной скорости в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС, 2 – $q=40$ м/с, 3 – $q=80$ м/с, 4 – $q=100$ м/с.

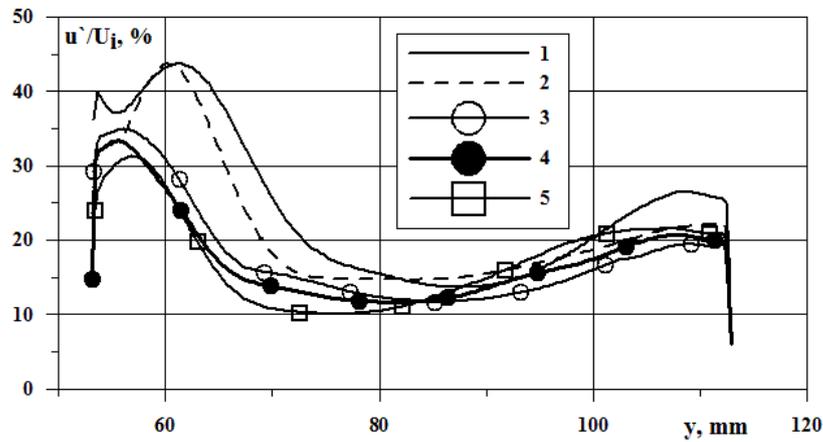


Рис. 6.28. Влияние частоты ГСС для синтетических струй с $q=80$ м/с на распределение пульсаций продольной скорости в выходном сечении диффузора: 1 – без ГСС, 2 – $f=100$ Гц, 3 – $f=250$ Гц, 4 – $f=400$ Гц, 5 – $f=600$ Гц.

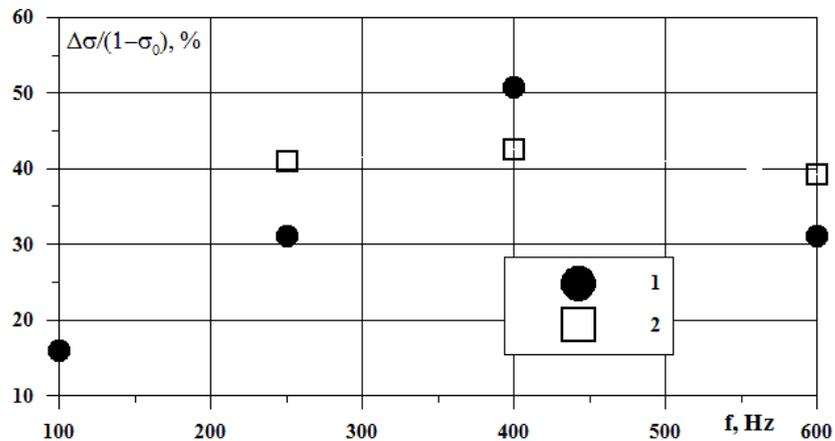


Рис. 6.29. Зависимость уменьшения потерь полного давления на выходе из диффузора от частоты ГСС: 1 – $q=80$ м/с, 2 – $q=100$ м/с

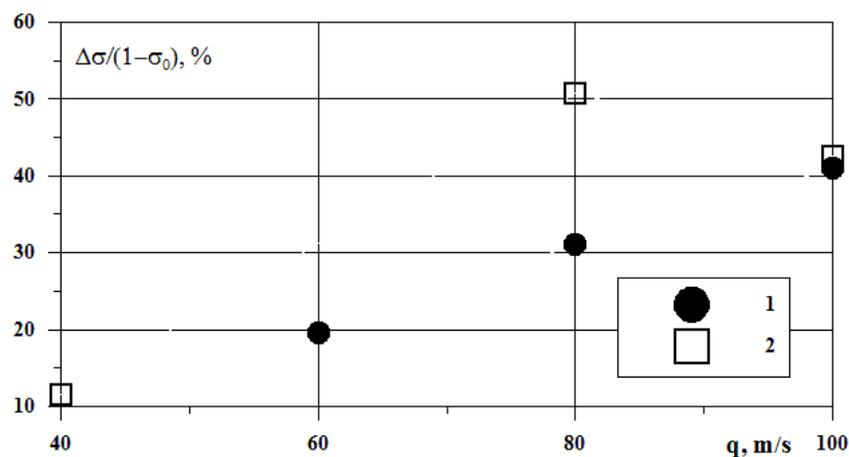


Рис. 6.30. Зависимость уменьшения потерь полного давления на выходе из диффузора от амплитуды синтетических струй: 1 – $f=250$ Гц, 2 – $f=400$ Гц.

Как обобщение представленных результатов на рис. 6.29 и 6.30 приведены зависимости снижения потерь полного давления в диффузоре от параметров синтетических струй. Влияние частоты ГСС на уменьшение уровня потерь полного давления в выходном сечении диффузора при различных амплитудах синтетических струй представлено на рис. 6.29. Так при амплитуде струй $q=80$ м/с наблюдается выраженная зависимость снижения потерь от частоты струи с максимумом около 51% на частоте $f=400$ Гц. В то же время при $q=100$ м/с уменьшение потерь полного давления слабо меняется при изменении частоты ГСС, сохраняя значение около 40%. Амплитуда синтетических струй влияет на уменьшение уровня потерь полного давления в выходном сечении диффузора по-разному для разных частот ГСС. Это наглядно видно на рис. 6.30. При частоте ГСС $f=250$ Гц потери монотонно уменьшаются с ростом амплитуды струй. Максимум снижения в 40% достигается при амплитуде $q=100$ м/с. При частоте $f=400$ Гц имеется выраженный максимум в 51% при амплитуде струи $q=80$ м/с.

6.4 Применение синтетических струй для улучшения характеристик течения на выходе «агрессивного» S-образного кольцевого межтурбинного диффузора

В перспективных ТРД наблюдается тенденция уменьшения размеров их отдельных элементов. Это относится и к переходным диффузорам между

элементами ТРД: разрабатываются «агрессивные» диффузоры меньшей длины. Сокращение длины диффузоров при сохранении радиальных размеров входного и выходного сечений приводит к увеличению неравномерности параметров на выходе из диффузора, образованию отрывных зон. Улучшить характеристики «агрессивных» диффузоров можно с помощью применения синтетических струй. Это будет показано на примере расчетов двух кольцевых S-образных диффузоров. Геометрия первого из них типична для межтурбинных диффузоров современных ТРД. Общий вид диффузора показан на рис. 6.31. Был также рассмотрен «агрессивный» диффузор, длина которого на 20% меньше, с тем же отношением площадей выходного и входного сечений. Продольные сечения исходного и «агрессивного» диффузоров показаны на рис. 6.31.

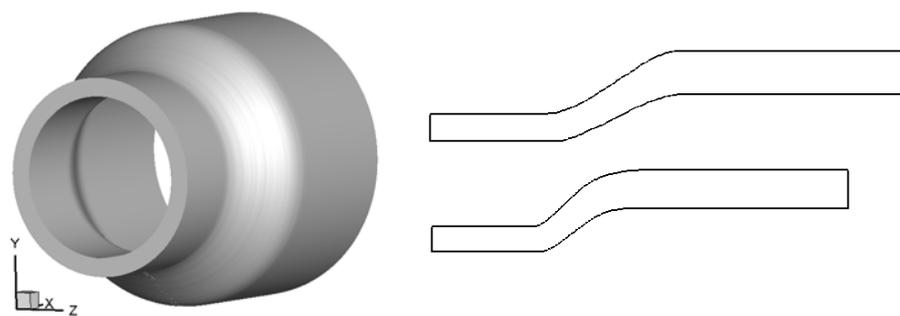


Рис.6.31. Геометрия диффузоров: слева – общий вид, справа – продольные сечения стандартного и «агрессивного» диффузоров.

Как и в случае прямоугольного диффузора для экономии вычислительных ресурсов расчетная область представляла собой сектор канала с углом 15° , включающий в себя две щели для выхода синтетических струй (полный кольцевой канал содержит 48 щелей). Отношение площади выхода к площади входа составляло 1.514. Высота входного сечения в диффузоры была 14мм. Для обоих диффузоров расчетная сетка содержала в продольном, радиальном и азимутальном направлениях 220, 40 и 100 ячеек соответственно, общее число ячеек было 0.88×10^6 . Расчетная сетка показана на рис. 6.32.

Были использованы граничные условия и способ моделирования синтетических струй, описанный в параграфе 6.1. При проведении расчетов, которые будут описаны ниже, прямоугольные щели размером 20×0.5 мм,

располагались вдоль потока в начале отрывной зоны. Начало щелей было при $X_0=40-57.6$ мм, а число ячеек расчетной для описания щели равнялось 30 и 6 в продольном и азимутальных направлениях соответственно.

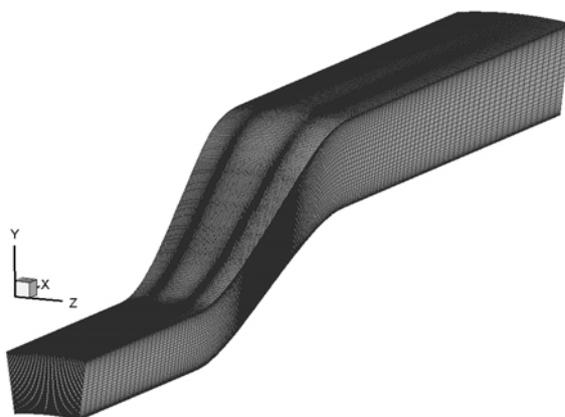


Рис.6.32. Расчетная сетка.

Для обоих диффузоров были выполнены расчеты, как базовых вариантов без синтетических струй, так и при наличии синтетических струй. В ходе расчетов варьировались амплитуда и частота синтетических струй. В этой серии расчетов скорость на входе в диффузоры была 120-150 м/с, полное давление $P_0=10^5$ Па, полная температура $T_0=300$ К. Статическое давление на выходе составляло $P_e=0.95P_0$. Число Рейнольдса, вычисленное по высоте входа в диффузор и скорости на входе в него, во всех расчетах было 1.3×10^5 . Режимные параметры и величины потерь полного давления на выходе диффузоров представлены в таблицах 6.3 и 6.4 для стандартного и «агрессивного» диффузоров соответственно. В таблицах приняты обозначения: f - частота ГСС, q – амплитуда скорости синтетической струи, X_0 – продольная координата начала щели для выдува струи, M_i – число Маха на входе в диффузор, σ – коэффициент восстановления полного давления на выходе из диффузора. В последней колонке показана эффективность синтетических струй, равная отношению разности между значениями σ для текущего варианта и базового без синтетических σ_0 к величине потерь базового канала $(1.0-\sigma_0)$.

Табл. 6.3

	f , Гц	q , м/с	X_0 , мм	M_i	σ	$(\sigma-\sigma_0)/(1.0-\sigma_0)$, %
--	----------	-----------	------------	-------	----------	--

Без струй	-	-	-	0,390	0,962635	-
Со струями	150	70	57,6	0,402	0,964963	5,96
	150	100	57,6	0,427	0,97085	21,99
	150	150	57,6	0,450	0,979418	44,91
	175	70	57,6	0,400	0,963941	3,50
	200	70	57,6	0,400	0,964348	4,59

Табл. 6.4

	f, Гц	q, м/с	X ₀ , мм	M _i	σ	(σ-σ ₀)/(1.0-σ ₀), %
Без струй	-	-	-	0,356	0,958688	-
Со струями	125	70	47,6	0,366	0,958807	0,29
	150	70	47,6	0,363	0,95729	-3,38
	150	100	47,6	0,378	0,963218	10,97
	150	150	47,6	0,409	0,971579	31,20
	175	70	47,6	0,365	0,959385	1,69
	200	70	47,6	0,363	0,958845	0,38
	150	70	40	0,362	0,959006	0,77
	150	100	40	0,379	0,963624	11,95
	150	150	40	0,411	0,971917	32,02
	175	70	40	0,372	0,963365	11,32
	200	70	40	0,358	0,959691	2,43

Анализ результатов, приведенных в табл. 6.3 и 6.4, показывает, что синтетические струи позволяют снизить потери полного давления на выходе из диффузора. Наиболее интересны данные при $q=70$ м/с, поскольку такая амплитуда легко достижима в эксперименте. В ходе расчетов было получено, что для стандартного диффузора при амплитуде синтетических струй $q=70$ м/с частота ГСС слабо влияет на уровень σ . У «агрессивного» диффузора при амплитуде 70 м/с наблюдается немонотонная и довольно сильная зависимость величины снижения потерь полного давления от частоты ГСС. Увеличение их амплитуды в исследованном диапазоне заметно уменьшает уровень потерь полного давления на выходе из обоих диффузоров. Расчеты подтвердили, что наиболее эффективно располагать синтетические струи в начале зоны отрыва,

это обеспечивает максимальное воздействие на поток. По этой причине оптимальное положение щелей для стандартного канала оказалось неэффективным для «агрессивного» канала, вследствие того, что отрывная зона начинается ближе к началу диффузора, поэтому щели были смещены ближе к входу диффузора. Для стандартного диффузора максимальная эффективность струй достигается при амплитуде 150м/с, уровень потерь снижается на 45% (табл.6.3). Для «агрессивного» диффузора наиболее эффективными являются струи с $q=150\text{м/с}$, при этом потери полного давления уменьшаются на 32% по сравнению с вариантом «агрессивного» диффузора без ГСС. Это можно видеть в табл. 6.4.

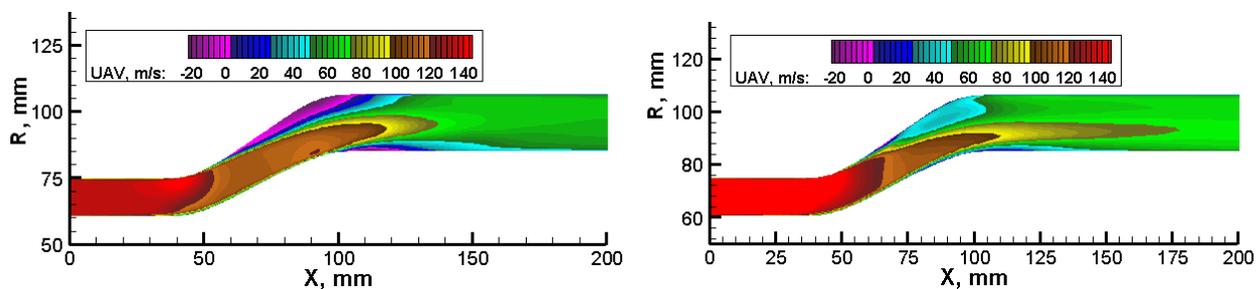


Рис. 6.33. Поля осредненной продольной скорости в продольном сечении стандартного диффузора: слева – без ГСС; справа – с синтетическими струями $q=150\text{м/с}$, $f=150\text{Гц}$.

Поле осредненной продольной скорости в продольном сечении без ГСС и с синтетическими струями для стандартного диффузора показано на рис.6.33, а на рис.6.34 представлено поле этого параметра для «агрессивного» диффузора. В вариантах без ГСС наблюдается достаточно большая отрывная зона на верхней стенке. При наличии синтетических струй она исчезает у стандартного диффузора и значительно уменьшается у «агрессивного». При этом наблюдается выравнивание распределения осредненной скорости на выходе из диффузора.

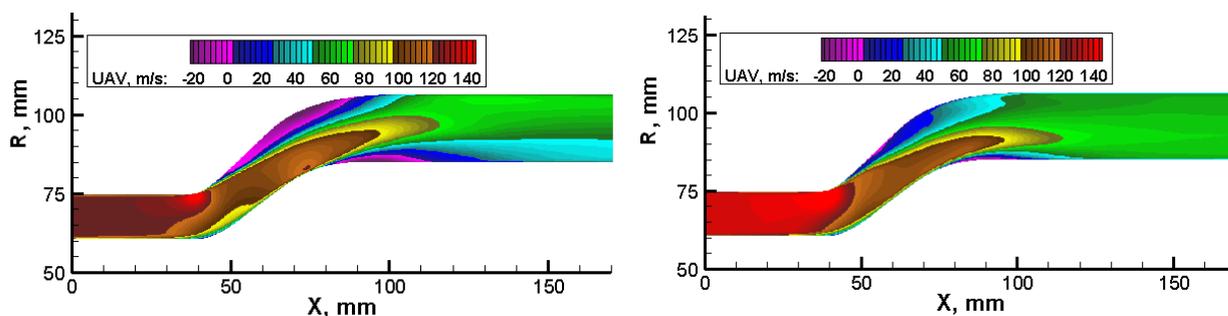


Рис.6.34. Поля осредненной продольной скорости в продольном сечении «агрессивного» диффузора: слева – без ГСС; справа – с синтетическими струями $q=150\text{м/с}$, $f=150\text{Гц}$.

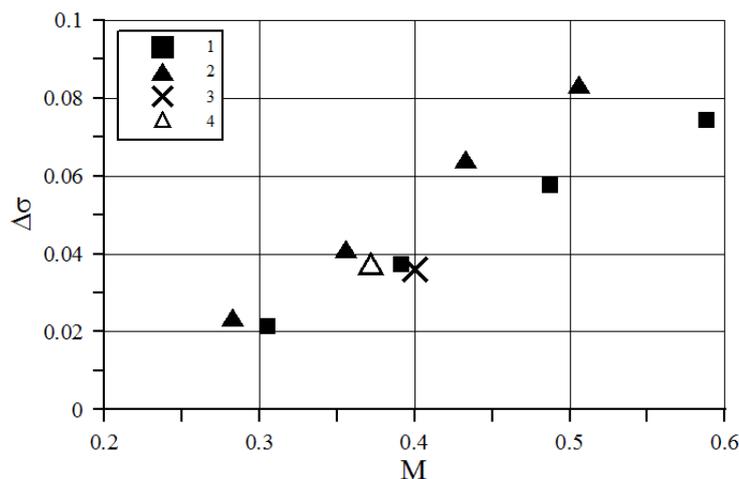


Рис.6.35. Уровень потерь полного давления на выходе из диффузоров: 1– стандартный; 2 – «агрессивный»; 3 – стандартный диффузор с синтетическими струями $q=70\text{м/с}$, $f=175\text{Гц}$; 4 – «агрессивный» диффузор с синтетическими струями $q=70\text{м/с}$, $f=175\text{Гц}$.

Интересны результаты расчетов влияния синтетических струй с умеренной амплитудой $q=70\text{м/с}$ на течение в «агрессивном» диффузоре. Как уже отмечалось, такая амплитуда легко может быть достигнута в эксперименте [249]. На рис. 6.35 показана зависимость потерь полного давления $\Delta\sigma=(1-\sigma)$ от числа Маха M на входе для обоих вариантов геометрии. Видно, что у «агрессивного» диффузора уровень потерь полного давления выше, чем у стандартного, и с увеличением скорости потока на входе в диффузор эта разница увеличивается. Такие результаты обусловлены большей кривизной стенок канала, что приводит к более интенсивному отрыву. На этом рисунке также показаны результаты расчетов с синтетическими струями с $q=70\text{м/с}$ и

$f=175\text{Гц}$ для обоих каналов. Видно, что величина потерь полного давления у стандартного диффузора без ГСС и у «агрессивного» диффузора с синтетическими струями близки.

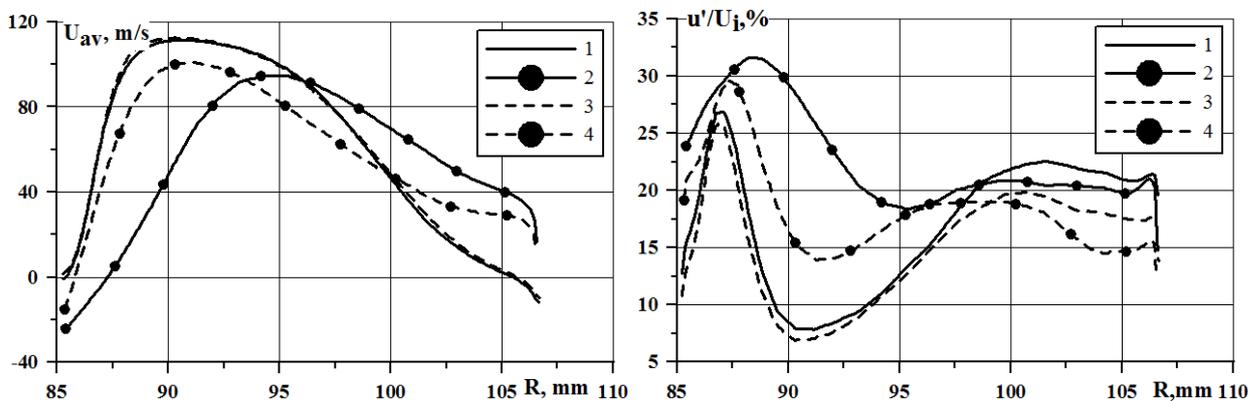


Рис.6.36. Радиальное распределение параметров на выходе из диффузоров: слева – продольной скорости, справа – пульсаций продольной скорости. 1 – стандартный диффузор без ГСС; 2 – «агрессивный» диффузор без ГСС; 3 – стандартный диффузор с синтетическими струями $q=70\text{м/с}$, $f=175\text{Гц}$; 4 – «агрессивный» диффузор с синтетическими струями $q=70\text{м/с}$, $f=175\text{Гц}$.

Влияние синтетических струй с $q=70\text{м/с}$ и $f=175\text{Гц}$ на радиальное распределение продольной скорости и ее пульсаций в выходном сечении для обоих типов диффузоров представлено на рис. 6.26. На рисунке видно, что отличие профиля скорости на выходе из «агрессивного» диффузора от профиля скорости стандартного диффузора невелико. Это является следствием того, что при использовании синтетических струй отрывные зоны значительно уменьшаются. В «агрессивном» диффузоре с синтетическими струями уровень пульсаций продольной скорости в этом сечении снижается. В верхней половине диффузора он становится близким к уровню пульсаций в стандартном диффузоре, а у верхней стенки даже ниже на 20%, чем у стандартного диффузора без ГСС. Таким образом, использование синтетических струй с исследованными газодинамическими параметрами в «агрессивном» диффузоре позволяет значительно улучшить его характеристики. В итоге характеристики течения на выходе из такого диффузора становятся близкими к характеристикам базового диффузора, а иногда даже их превосходящими.

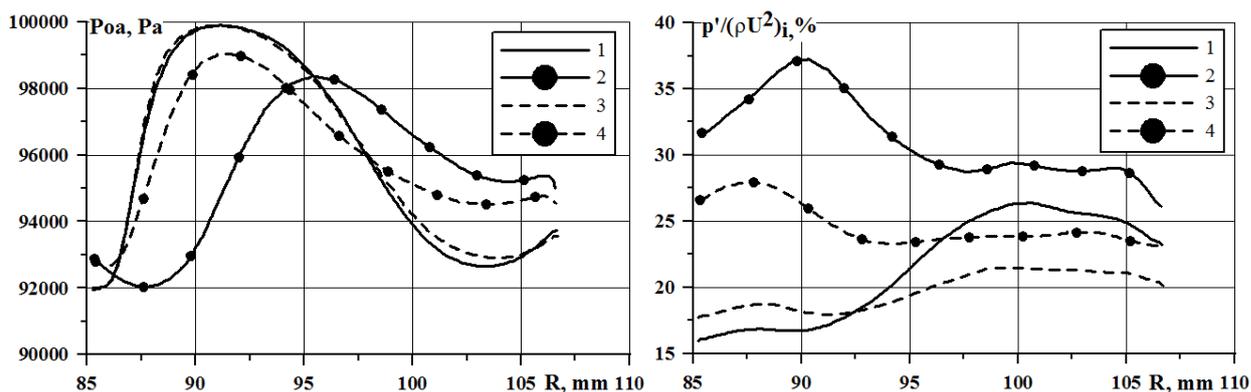


Рис.6.37. Радиальное распределение параметров на выходе из диффузоров: слева – осредненного полного давления, справа – пульсаций статического давления. Легенда, как на рис. 6.36.

Наличие синтетических струй в «агрессивном» диффузоре приводит к уменьшению неравномерности в радиальном распределении осредненного полного давления P_{0a} в выходном сечении. Следует отметить, что синтетические струи с такими же параметрами практически не изменяют распределение осредненного полного давления в стандартном диффузоре. Синтетические струи вызывают уменьшение пульсаций статического давления p' в выходном сечении обоих диффузоров. Это также показано на рис. 6.37. Для «агрессивного» диффузора уровень пульсаций статического давления снижается на 20-30%. Его значение становится почти таким же, как у стандартного диффузора.

Заключение

1. Разработаны две разновидности методов прямого численного моделирования турбулентности. Для расчета несжимаемых течений предложен вариант метода DES. Для сжимаемых течений созданы RANS/ILES- и WMILES-методы с неявной подсеточной моделью турбулентности. Разработанные методы были применены для исследования сложных турбулентных течений в элементах ТРД, которые не удастся описать с помощью RANS и исследовать экспериментально с достаточной для практических приложений точностью.

2. Оригинальными чертами разработанных RANS/ILES- и WMILES-методов являются: применение монотонных разностных схем 5го (MP5) и 9го (MP9) порядков для расчета предраспадных параметров на гранях ячеек в методе Роу, что позволяет проводить расчеты сверхзвуковых течений со скачками уплотнения; модификация модели Спэларта-Аллмараса для RANS/ILES-метода; применение скалярного аналога метода Роу высокого порядка для уравнений переноса, что позволило построить схему решения скалярных уравнений, согласованную с основной системой уравнений Навье-Стокса.
3. Для повышения эффективности разработанных методов применена неявная схема интегрирования по времени: на каждом шаге по физическому времени решение находится с помощью неявного метода установления. Надежная работа и точность разработанных методов на неоднородных неортогональных сетках обеспечивается: использованием конечно-объемной схемы интегрирования по пространству, согласованным способом вычисления конвективных потоков в уравнении неразрывности и в уравнениях переноса, а также производных в метрических коэффициентах и в диффузионных членах уравнений Навье-Стокса и переноса.
4. Высокое разрешение методов позволило получить приемлемую точность результатов на сетках с $(0.2-3.3) \times 10^6$ ячеек для всех исследованных течений. Анализ полученных данных позволил получить ряд новых результатов.
5. С помощью DES описан «переворот осей» в прямоугольной струе и трансверсальное растекание пристеночной струи из круглого сопла. Вторая задача с помощью ПЧМ была решена впервые. Ее результаты могут быть использованы при исследовании распространения струи ТРД вдоль поверхности аэродрома.
6. Применение совместного расчета течения в сопле и струе обеспечило приемлемое совпадение с экспериментальными данными по параметрам течения и турбулентности при расчетах до- и сверхзвуковых струй из конических, шевронных сопел и двухконтурных сопел ТРД. Получено, что для дозвуковых и нерасчетных сверхзвуковых струй из одиночных сопел при

повышении температуры на входе в сопло возрастает уровень пульсаций скорости в слое смешения и уменьшается длина начального участка струи. Для дозвуковых струй такой же эффект дает уменьшение числа M на срезе сопла. Это соответствует данным экспериментов и подтверждает хорошую точность разработанных методов. Было установлено, что при расчете дозвуковых струйных течений RANS/ILES-метод со схемой MP5 в большинстве случаев обеспечивает достаточную для практических приложений точность. Для сверхзвуковых течений со скачками уплотнения применение схемы MP9 позволяет значительно повысить точность расчета параметров течения и турбулентности по сравнению со схемой MP5.

7. Установлено, что при расчетах RANS/ILES-методом на расстояниях $X/D < 1.5-2$ уровень турбулентных пульсаций скорости в слое смешения превышает на 10–20% экспериментальные значения. Это является специфической особенностью RANS/LES-методов. Повысить точность расчета параметров турбулентности в слое смешения около среза сопла позволило создание нестационарного пограничного слоя на срезе сопла. Для турбулизации пограничного слоя на входе в сопло был установлен обратный уступ. Расчет пограничного слоя проводился WMILES-методом. При таком подходе уже у кромки сопла течение в слое смешения стало близким к турбулентному в струях из конического и шевронных сопел, для которых проводились расчеты. Улучшилось совпадение с данными эксперимента по уровню пульсаций скорости и статического давления.

8. Создание нестационарного пограничного слоя в шевронных соплах повысило точность расчета слоя смешения около сопла. Детальное исследование течения в нем выявило причину наблюдавшегося в эксперименте подъема шума на высоких частотах в струях из исследованных сопел. Установлено, что его генерация происходит на «лепестках» струи из шевронного сопла, а интенсивность пропорциональна их длине.

9. Для сопла ТРД с $BPR=5$ получено влияние несоосности сопел внешнего контура и газогенератора на течение и параметры турбулентности в струе. При

несоосности $0.04D_c$ появляется значительная асимметрия в азимутальном распределении параметров течения и турбулентности. Максимальное значение энергии турбулентности увеличивается на 25–30%, положение максимума смещается на $3D_c$ ближе к срезу сопла, азимутальная неравномерность в распределении энергии турбулентности достигает 100-120%. Скорость в струе падает быстрее, а струя отклоняется в сторону, где расстояние между соплами меньше. Эти результаты получены впервые.

10. Для сопла двухконтурного ТРД с $BPR=5$ RANS/ILES-методом впервые исследовано влияние «аэродинамических шевронов» на течение в струе. Установлено, что «аэродинамические шевроны», как и обычные шевроны, увеличивают интенсивность смешения струи с внешним потоком. При этом возрастает толщина слоя смешения и снижается уровень турбулентных пульсаций течения.

11. Впервые с помощью RANS/ILES-метода исследовано влияние на течение в струе геометрических параметров компоновки, включающей сопло двухконтурного ТРД, пилон и крыло с отклоненными закрылками, имеющими промежуток для выхода выхлопной струи, а также параметров течения на входе в сопло и во внешнем потоке. Наличие компоновки приводит к деформации поперечного сечения струи, вызванной взаимодействием струи с концевыми вихрями от закрылков, и азимутальной неоднородности в распределении параметров течения и турбулентности, обусловленной наличием пилона. Струя отклоняется вверх, скорость быстрее падает по длине струи, до 1.5 раз увеличивается уровень энергии турбулентности в верхней части слоя смешения. Влияние закрылков на струю возрастает при увеличении угла их отклонения и уменьшения расстояния между ними. Для компоновки с соплом с $BPR=5$ при угле атаки внешнего потока $\alpha=10^\circ$ зависимость течения в струе от угла отклонения закрылков уменьшается, а максимум энергии турбулентности смещается на $(1.5-2)D_c$ ближе к срезу сопла. Для компоновки с соплом с $BPR=10$ на режиме взлета длина начального участка струи по сравнению со струей из осесимметричного сопла уменьшается сильнее, чем в случае

компоновки с соплом с $BPR=5$. Установлено, что на режиме посадки влияние компоновки на течение в струе качественно такое же, как и на режиме взлета.

12. Применение RANS/ILES-метода позволило повысить точность расчета параметров отрывных турбулентных течений в диффузорах в элементах ТРД по сравнению с RANS и получить новые практически значимые результаты. Было установлено, что в прямоугольном и кольцевых S-образных диффузорах характер отрывного течения сильно зависит от скорости потока на входе и от геометрии диффузора. Для разных скоростей на входе в прямоугольный диффузор течение в его выходном сечении может быть как близким к симметричному, так и асимметричным. Пониженное на 0.5% полное давление на части его входной улучшает симметрию течения на выходе из диффузора по сравнению с вариантом с постоянными входными параметрами. При неоднородности полного давления 5% отрыв образуется только со стороны с пониженным полным давлением. Осесимметричное течение на входе кольцевого межкомпрессорного диффузора становится азимутально неоднородным в его выходном сечении. При неоднородности полного давления 3–7% на входе в диффузор пульсации продольной скорости в его выходном сечении в области следа увеличиваются в 1.5–2.5 раза, пульсации статического давления – на 50–70%. При этом сохраняется азимутальная неравномерность течения в выходном сечении, как и при постоянных полных параметрах на входе. Неоднородность полного давления 2.5–5% на входе кольцевого межтурбинного диффузора приводит к росту пульсаций скорости в выходном сечении на 50–80%. Полученный в расчетах уровень потерь полного давления хорошо совпадает с экспериментальными данными для всех режимов и вариантов геометрии диффузоров.

13. Впервые RANS/ILES-методом исследовано влияние синтетических струй на отрывные турбулентные течения в диффузорах в элементах ТРД; определены геометрия, положение щелей для выхода синтетических струй и режимные параметры синтетических струй, позволяющие улучшить характеристики течения в диффузоре. Установлено, что синтетические струи эффективно

уменьшают отрыв при числах Маха на входе в диффузор до 0.5–0.6. Для S-образного прямоугольного диффузора с отношением площадей выходного и входного сечений 2.25 применение синтетических струй с амплитудой 80м/с позволяет снизить потери полного давления на 20% и уменьшить на 15–25% неравномерности в распределении параметров течения и турбулентности на выходе из диффузора. Для S-образного прямоугольного диффузора с отношением площадей выходного и входного сечений 1.8 применение синтетических струй с амплитудой 80–100м/с приводит к снижению потерь полного давления до 50%, уменьшению радиальной неравномерности в распределении статического давления на выходе из диффузора в 1.5–2 раза, пульсаций статического давления в 2-3 раза, продольной скорости – до двух раз.

14. Установлено, что для «агрессивного» кольцевого S-образного межтурбинного диффузора, имеющего длину на 20% меньшую, чем исходный, применение синтетических струй с амплитудой 70м/с и частотой 175Гц значительно уменьшает отрывную зону и обеспечивает улучшение характеристик течения и турбулентности на выходе из этого диффузора, приближая их к значениям соответствующих параметров у исходного диффузора. Результат получен впервые.

Литература

1. Bardina J.E., Huang P.G., Coakley T.J. Turbulence Modeling Validation, Testing and Development // NASA TM 110446. – 1997.
2. Visbal M.R., Rizzetta D.P., Mathew J. Large-Eddy Simulation of Flow Past a 3-D Bump // AIAA P. – 2007. – № 917.
3. Gross A., Fasel H.F. Numerical Investigation of Flow Separation in an Asymmetric Diffuser. // AIAA P. – 2008. – № 671.
4. Rumsey C. L. Reynolds-Averaged Navier-Stokes Analysis of Zero Efflux Flow Control over a Hump Model // AIAA P. – 2006. – № 1114.

5. Abdol-Hamid Y. A., Ganz U.W. Prediction of Shock-Cell Structure and Noise in Dual Flow Nozzles // AIAA P. – 2007. – № 3721.
6. Liu J., Kailasanath K., Ramamurti R., Munday D., Gutmark E. Large Eddy Simulation of a Supersonic Jet and Its Near-Field Acoustic Properties – Methodology & Validation // AIAA P. – 2009. – № 500.
7. Liu J., Kailasanath K., Munday D., Nick H., Gutmark E. Large-Eddy Simulations of a Supersonic Heated Jet // AIAA P. – 2011. – № 2884.
8. Bridges J., Wernet M.P., Frate F.C. PIV Measurements of Chevrons on F400-series Tactical Aircraft Nozzle Model // AIAA P. – 2011. – № 1157.
9. Schlinker R., Simonich J.C., Shannon D.W., Reba R.A., Colonius T., Gudmundsso K., Ladeinde F. Supersonic Jet Noise from Round and Chevron Nozzles: Experimental Studies. AIAA P. – 2009. – № 3257.
10. Birch S.F., Lyubimov D.A., Buchshtab P.A., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya. Jet-Pylon Interaction Effects // AIAA P. – 2005. – № 3082.
11. Birch S.F., Khritov K. M., Maslov V.P., Mironov A. K., Secundov A.N. An Experimental Study of Flow Asymmetry in Co-axial Jets // AIAA P. – 2005. – № 2845.
12. Doty M.J., Henderson B.S., Kinzie K.W. Turbulent Flow Field Measurements of Separate Flow Round and Chevron Nozzles with Pylon Interaction Using Particle Image Velocimetry // AIAA P. – 2004. – № 2826.
13. Thomas R.H., Kinzie K.W., Pao S.P. Computational Analysis of a Pylon-Chevron Core Nozzle Interaction // AIAA P. – 2001. – № 2185.
14. Dezitter F., Bezard H., de Saint Victor X., Zeggai K., Britchford K., Joubert G., Puigt G. Installation Effects Characterization of VHBR Engines Part III : CFD Assessment for Jet Mixing // AIAA P. – 2009. – № 3370.
15. Davy R., C. Brossard, Jourdan J.M, Pioche Y., Piccin O. Installation Effects Characterization of VHBPR engine PART II: Experimental study using Particle Image Velocimetry // AIAA P. – 2009 – № 3253.

16. Mengle V.G., Brusniak K., Elkoby R., Thomas R.H. Reducing Propulsion Airframe Aeroacoustic Interactions with Uniquely Tailored Chevrons: 3. Jet-Flap Interaction // AIAA P. – 2006. – № 2435.
17. Mengle V.G., Stoker R.W., Brusniak L., Elcoby R., Thomas R.H. Flaperon Modification Effect on Jet-Flap Interaction Noise Reduction for Chevron Nozzles // AIAA P. 2007. – № 3666.
18. Huber J., Omaisly M., Vuilleminz A., Davyx R. Characterization of Installation Effects for HBPR Engine Part IV: Assessment of Jet Acoustics // AIAA P. – 2009 – № 3371.
19. Florea R., Bertuccioli L. Tillman T.G. Flow-Control-Enabled Aggressive Turbine Transition Ducts and Engine System Analysis // AIAA P. – 2006. – № 3512.
20. Feldcamp G.B., Birk A.M. Strut Losses in a Diverging Annular Diffuser with Swirling Flow // ASME P. – 2006. – № GT-90566.
21. Feldcamp G.B., Birk A.M. A Study of Modest CFD for the Design of an Annular Diffuser with Strut for Swirling Flow // ASME P. – 2008. – № GT-50605.
22. Kluss D., Wiedermann A., Stoff H. Effect of Wakes and Secondary Flow on Re-Attachment of Turbine Exit Annular Diffuser Flow // ASME P. – 2008. – № GT2008-50211.
23. Iaccarino G. Predictions of a Turbulent Separated Flow Using Commercial CFD Codes // ASME J. Fluid Engineering. – 2001. – V. 123. – P. 819-828.
24. Willin F., Eriksson L.-E. Response Surface-Based Transition Duct Shape Optimization // ASME P. – 2006. – № GT-90978.
25. Кашкин Ю.Ф., Крашенинников С.Ю., Любимов Д.А., и др. О неоднозначности решения уравнений Рейнольдса при численном моделировании отрывных течений // Всерос. конф. «Современные проблемы механики сплошной среды». М.: 2007. – С. 79.
26. Любимов Д.А., Крашенинников С.Ю., Панова О.И., и др. Применение уравнений Рейнольдса для расчета отрывных течений в криволинейных диффузорах // Тез. докл. VIII Междунар. школа-семинар «Модели и методы аэродинамики». – Евпатория, Украина, 2008.

27. Кашкин Ю.Ф., Коновалов Ф.Е., Крашенинников С.Ю., Любимов Д.А., Пудовиков Д.Е., Степанов В.А. Экспериментальное и расчётное исследование особенностей течения с отрывом потока в дозвуковых диффузорах // Изв. РАН. МЖГ. – 2009. – № 4. – С. 90-99.
28. Garnier E., Pamart P.Y., Dandois J., Sagaut P. Evaluation of the RANS Capabilities for Separated Flows for Separated Floes Control // Computers & Fluids. – 2012 – V.61. – P. 39-45.
29. Никитин Н.В. Прямое численное моделирование трехмерных турбулентных течений в трубах кругового сечения // Изв. АН РФ МЖГ. – 1994. – №6. – С.14-26.
30. Freund 1999 Freund J.B. Direct Numerical Simulation of the Noise from a Mach 0.9 jet // ASME P. – 1999. –№ FEDSM99-7251.
31. Fureby C., Grinstein F.F. Monotonically Integrated Large Eddy Simulations of Free Shear Flows // AIAA J. – 1999. – V.37. – № 5 – P.544-556.
32. Tucker P.G. Novel MILES computations for jet flows and noise // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2004. – V. 25. – P. 625-635.
33. Uzun A., Hussiani M.Y. High Frequency Noise Generation in the Near-Nozzle Region of a Jet // AIAA P. – 2006. – № 2499.
34. Uzun A., Hussain, M.Y. High- Fidelity Numerical Simulations of a Chevron Nozzle Jet Flow. AIAA P. – 2009. – № 3194.
35. Uzun A., Hussaini M.S. High-Fidelity Numerical Simulation of a Round Nozzle Jet Flow // AIAA P. – 2010. – № 4016.
36. Xia H., Tucker P.G., Eastwood S. Towards Jet Flow LES of Conceptual Nozzles for Acoustic Predictions // AIAA P. – 2008. – № 10.
37. Xia H., Karabasov S.R., Graham O., Tucker P.G., Dowling A.P., Depuru K., Hynes T.P. Hybrid Rans-LES Modeling of Chevron Nozzles with Prediction of Far Field Sound // AIAA P. – 2011. – № 21.
38. Xia H., Tucker P.G., Eastwood S., Mahak M. The influence of Geometry on Jet Plume Development // Progr. Aerospace Sciences. – 2012. – V.52. – P. 56-66.

39. Hahn M., Drikakis D. Assessment of Large Eddy Simulation of Internsl Separated Flow // *Trans. ASME J. Fluid Eng.* 2009. V. 131. P. 071201-1-0711201-15.
40. Shur M.L., Spalart R., Strelets M.Kh. Noise Prediction for Increasingly Complex Jets. Part I: Methods and Tests // *Int. J. of Aeroacoustics.* – 2005. – V. 4. – № 3&4. – P. 213-246.
41. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh., Garbaruk A.V. Further Steps in LES-Based Noise Prediction for Complex Jets // *AIAA – P.* – 2006. – №485.
42. Groschel E., Renze P., Schroder W., Meinke M. Towards Noise Reduction of Coaxial Jet // *AIAA P.* – 2007. – № 3646.
43. Cai X., Ladeinde F. A Hybrid LES/RANS Calculation of Subsonic, Supersonic Hot Jet Noise // *ASME P.* – 2007. – № 28117.
44. Bodony D.J., Lele S.K. Review of the Current Status of Jet Noise Predictions Using Large Eddy Simulation (invited) // *AIAA P.* – 2006. – № 468.
45. DeBonis J.R. Progress towards Large Eddy Simulation for Prediction of Realistic Nozzle Systems // *AIAA P.* – 2006. – № 487.
46. Lupoglazoff N., Biancherin A., Vuilot F., Rahier G. Comprehensive 3D Unsteady Symulations of Subsonic and Supersonic Hot Jet Flow-Fields. Part 1: Aerodynamic Analysis // *AIAA P.* – 2001. – 2599.
47. Anderson N., Eriksson L.-E., Davidson L. A Study of Mach 0.75 Jets and Their Radiated Sound Using Large Eddy Simulation // *AIAA P.* – 2005. – № 3024.
48. Uzun A., Hussaini M.Y. Noise Generation in the Near-Nozzle Region of a Chevron Nozzle jet Flow // *AIAA P.* – 2007. – № 3596.
49. Huet M., Fayard B., Rahier G., Vuillot F. Numerical Investigation of the Micro-Jets Efficiency for Jet Noise Prediction // *AIAA P.* 2009. – № 3127.
50. Munday D., Heeb N., Gutmark E., Burak M.O., Eriksson L.-E. Supersonic Jet Noise from a Conic C-D Nozzle with Forward Flight Effects // *AIAA P.* – 2009. – № 287.

51. Cacqueray N., Bogey C., Bailly C. Investigation of a High Mach Number Overexpanded Jet Using Large Eddy Simulation // AIAA J. – 2011. – V.49. № 10. – P.2171-2182.
52. Sinha N., Erwin J., Kannepalli C., Arunajatesan S. LES Prediction of Noise Emission from a Low-Bypass Ratio Military Gas Turbine Engine // ASME P. – 2010. – № GT2010-222191.
53. Mendez S., Shoybi M., Sharma A., Ham F.E., Lele S.K., Moin P. Large Eddy Simulations of Perfectly Expanded Supersonic Jets: Quality Assessment and Validation // AIAA P. – 2010. – № 271.
54. Khalighi Y., Ham F., Lele S.K., Colonius T., Schinker R.H., Reda R.A., Simonich J. Unstructured Large Eddy Simulation Technology for Prediction and Control of Jet Noise // ASME P. – 2010. – № GT-22306.
55. Anderson N., Eriksson L.-E., Davidson L. LES Prediction of Flow and Acoustic Field of a Coaxial Jet // AIAA P. – 2005. – № 2884.
56. Mihaescu M., Gutmark E., Szasz R.-Z., Fuchs L. Flow and Acoustics of a Nozzle: a Sensitivity Study to the Inlet Boundary Conditions // AIAA P. – 2006. – № 619.
57. Tristano I.H., Page G.J., McGuirk J.J. Large Eddy Simulation of Hot Coaxial Jets // AIAA P. – 2006. – № 2497.
58. Paliath U., Shen H., Avancha R., Shieh C. Large Eddy Simulation for Jets from Chevron and Dual Flow Nozzles // AIAA P. – 2011. – № 2881.
59. Uzun A., Hussain, M.Y. Simulation of Noise Generation in Near-Nozzle Region of a Chevron Nozzle Jet // AIAA J. – 2009. – V.47. – № 8. – P. 1793-1810.
60. Spalart P.R., Jou W.-H., Strelets M., Allmaras S.R. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach // First AFOSR International conference on DNS/LES. Rouston, Louisiana. – USA. – 1997. – P. 669-687.
61. Eastwood S., Tucker P., Xia H., Dunkley P., Carpenter P., Large-Eddy Simulations and Measurements of a Small-Scale High-Speed Coflowing Jet // AIAA J. – 2010. – V.48. – № 5. – P. 963-974.
62. Paliath U., Morris P.J. Prediction of Jet Noise from Rectangular Nozzles // AIAA P. – 2006. – № 618.

63. Karabasov S.A., Afsar M.Z., Hynes T.P., Dowling A.P., Mullian W.A., Pokora C.D., Page G.J., McGuirk J.J. Using Large Eddy Simulation within an Acoustic Analogy Approach for Jet Noise Modelling // AIAA P. – 2008. – № 2985.
64. Morris P.J., McLaughlin D.K., Du Y., Kuo C.-W. Simulations and Measurements of the Flow and Noise Hot Supersonic Jets // ASME P. – 2011. – № GT-35368.
65. Du Y., Morris P.J. Noise Simulation of Supersonic Hot Jet for Chevron Nozzle // AIAA P. – 2011. – № 2787.
66. Szydowski D.J., Droit A. High Fidelity Simulation of Jet Mixing in a Confluent Flow Nozzle // AIAA P. – 2011. – № 3207.
67. Baurle R.A., Edwards J.R. Hybrid Reynolds-Averaged/Large-Eddy Simulations of a Coaxial Supersonic Free-Jet Experiment // AIAA P. – 2009 – № 129.
68. Vuillot F., Lupoglazoff N., Huet M. Effect of a pylon on double stream jet noise from hybrid CAA computations // AIAA P. – 2010. – № 4029.
69. Eastwood S.J. Tucker P.G. Hybrid LES-RANS of complex Geometry Jets // AIAA P. – 2010 – № 3842.
70. Brunet V., Molton P., Bezar H., Desk C.K. Advanced Experimental and Numerical Investigation of an Aircraft Powerplant Configuration // AIAA P. – 2010 – № 4814.
71. Brunet V., Deck S. Zonal-Detached Eddy Simulation of a Civil Aircraft Engine Jet Configuration. S.-H. Peng et al. (Eds.): Progress in Hybrid RANS-LES Modelling. Springer-Verlag. – 2010. – NNFM. – № 111. – P. 147–156.
72. Kempe T., Heller W. Large Eddy Simulation of Turbulent Flows Using Implicit Subgrid-Scale-Modelling // AIAA P. – 2006. – № 3737.
73. Florich J., Mellen C.P., Rody w., Temmerman L., Lesschzinger M.A. Highly Resolved Large Eddy Simulation of Separated Flow in a Channel with Streamwise Periodic Construction // J. Fluid Mech. – 2004. – V.256. – P. 19-66.
74. Schneider H., Terzi D., Bauer H.J. Rody W. Reliable and Accurate Prediction of Three Dimensional Separation in Three Dimensional Separation in Asymmetric Diffusers Using Large Eddy Simulation // Trans. ASME. J. Fluid Eng. – 2010 – V.132. – P. 031101-1-031101-7.

75. Schluter J., W X., Pitsch H. Large Eddy Simulation of a Separated Plane Diffuser // AIAA P. – 2005. – № 672.
76. Radhakrishnan S., Keating A., Piomelli U. Large Eddy Simulations of High Reynolds Number flow over a contoured Ramp // AIAA P. – 2006. – № 899.
77. Lyons D.C., Zajackowski F. J., Peltier L.J., Paterson E.G. Assessment of DES Models for Separated Flow from a Hump in a Turbulent Boundary Layer // Trans. ASME. J. Fluid Eng. – 2009. – V.131. – P. 111203-1-111203-9.
78. Abe K.-I., Ohtsuka T. An Investigation of LES and Hybrid LES/RANS Models for Predicting 2-D Diffuser Flow // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2010. – V.31. – P. 833-844.
79. Jakirlic S., Chang C.Y., Kadavelil G., Maduta R., Saric S. Critical Evaluation of Some Popular Hybrid LES/RANS Methods by Reference to a Flow Separation at a Curved Wall // AIAA P. – 2011. – № 3473.
80. Gillen T., Loth E., Rybalko M. Vortex Generators for Diffuser of Axisymmetric Supersonic Inlets // AIAA P. – 2010. – № 4253.
81. Ball W.H. Tests of Wall Suction and Blowing in Highly Offset Diffusers // J. Aircraft. – 1985 – V.22 – № 3 – P. 161-167.
82. Chen C., Zakharin B., Wygnanski I.J. On the Parameters Governing Fluidic Control of Separation and Circulation // AIAA P. – 2008. – № 629.
83. Debiasil M., Herberg R., Yan Z., Dhanabalan S.S., Tsai H.M. Control of Flow Separation in S-ducts via Flow Injection and Suction // AIAA P. – 2008. – № 74.
84. Collis S.S., Joslin R.D., Seifert A., Theofilis V. Issues in active flow control: theory, control, simulation, and experiment. Progr. Aerospace Sciences // 2004. – V.40. – P. 237–289.
85. Pinzon C.F., Agarwal R.K. An Axperimental and Computational Study of a Zero-Net-Mass-Flux (ZNMF) Actuator. AIAA P. – 2008. – № 559.
86. Qin N., Hia H., Detached Eddy Simulation of a Synthetic Jet for Flow Control. // Proc. IMechE Vol. 222 Part I. J. System and Control Engineering. Special Issue. – 2008. – Paper № 373.

87. Barton L. Smith B.L. Glezer A. The formation and evolution of synthetic jets. // *Phys. Fluids*. – 1998. – V.10, № 9. P. 2281-2297.
88. Ivana M. Milanovic I.M., Zaman K.M.B.Q. Synthetic Jets in Crossflow // *AIAA J.* – 2005. – V.43. – № 5. – P. 929-940.
89. Arunajatesan S., Oyarzun M., Palaviccini M., Cattafesta L. Modeling of Zero-Net Mass-Flux Actuators for Feedback Flow Control // *AIAA P.* – 2009. – № 743.
90. Кашкин Ю.Ф., Любимов Д.А., Макаров А.Ю., Пудовиков Д.Е., Торохов С.А. Численное и экспериментальное исследование применения синтетических струй для управления течение в пространственных каналах // *Труды ЦИАМ № 1341. – Теоретическая и прикладная газовая динамика. Т.1. Под. ред. С.Ю. Крашенинникова. М.: Торус пресс. 2010. С. 190-205.*
91. Dandios J., Garnier E., Sagaut P. DNS/LES of Active Separation Control by Synthetic Jets // *AIAA P.* – 2006. – № 3026.
92. Franck J.A., Colonius T. Compressible Large Eddy Simulation of Separation Control on a Wall Mounted Hump // *AIAA J.* – 2010. – V.48. – № 6. – P. 1098-1107.
93. Hiller S.J., Seitz P.A. The Interaction between a Fluidic Actuator and Main Flow using SAS Turbulence Modeling // *AIAA P.* – 2006 – № 3678.
94. Li Z., Jaber F.A. Large-Scale Simulations of High Speed Turbulent Flow // *AIAA P.* – 2009. – № 1506.
95. Patankar S.V. and Spalding D.B. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three Dimensional Parabolic Flows // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* – 1972. – V.15. – P. 1787-1806.
96. Yan J., Tawackolian R., Michel U., Thiele F. Computation of Jet Noise a Hybrid Approach // *AIAA P.* – 2007. – № 3621.
97. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов А.Н. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400с.
98. Колган В.П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // *Уч. зап. ЦАГИ.* – 1972. – Т.3. – №6. – С. 68-77.

99. Крайко А.Н., Пьянков К.С. Течения идеального газа с отрывными зонами и нестационарными контактными разрывами сложной формы // Изв. РАН. МЖГ. – 2006. №5. – С. 41-54.
100. Годунов С.К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // Матем. сб. – 1959. – Вып.47(89). – №3. – С.271-306.
101. Roe P.L. Approximate Riemann Solvers, Parameters Vectors, and Difference Schemes // J. Comp. Phys. – 1981. – V.43. – P. 357-272.
102. Van Leer B. Flux-Vector Splitting for the Euler Equations // Lecture Notes in Physics. – 1982. – V.170. – P. 507-512.
103. Liou M.-S., Steffen C.J.Jr. A new Flux Splitting Scheme // J. Comp. Phys. – 1993. – V.107 – P. 23-39.
104. Deck S. Zonal-Detached-Eddy Simulation of the Flow Around a High-Lift configuration // AIAA J. – 2005. – V.43. – № 11. – P. 2372-2384.
105. Zhang Q., Schroder W., Meinke M. A Zonal RANS-LES Method to Determine the Flow Over a High-Lift Configuration // Computer & Fluids. – V.39. – P. 1241-1253.
106. Vuillot F., Lupoglazoff N., Rahier G. Double-Stream Nozzles Flow and Noise Computations and Comparisons to Experiments/ AIAA P. – 2008. – № 9.
107. Sukumar R., Chakravarthy S. R., Szema K.-Y. Euler Solver for Three-Dimensional Supersonic Flows with Subsonic Pockets // J. of Aircraft. – 1980. – V.24. – № 2. – P.73-83.
108. Васильев В.И., Волков Д.В., Любимов Д.А. Использование однопараметрической дифференциальной модели турбулентности в численных расчетах с помощью уравнений Навье-Стокса // ТВТ. – 1998. – Т.36. – № 1. – С.65-73.
109. Chorin A.J. A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems // J. Comp. Phys. – 1967 – V.2. – P. 12-26.

110. Rogers S.R., Kwak D. Upwind Differencing Scheme for the Time-Accurate Incompressible Navier-Stokes Equations // AIAA J. – 1990. – V.28. – № 2. – P. 253-262.
111. Rogers S.R., Kwak D, Kiris C., Steady and Unsteady Solution of the Incompressible Navier-Stokes Equations // AIAA J. – 1991 – V.29. – N4. – P. 603-610.
112. Берч С.Ф., Лебедев А.Б., Любимов Д.А., Секундов А.Н. Моделирование трехмерных струйных и погранслоиных течений // Изв. РАН. МЖГ. – 2001 – №5 – С. 48-63.
113. Khritov K.M., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Mineev B.I., Secundov A.N., Birch S.F. Three-dimensional wall Jets: Experiment, Theory and Application // AIAA P. – 2002. – № 732.
114. Козлов В.Е., Любимов Д.А., Секундов А.Н, Спаларт Ф.Р. Трансверсальное распространение турбулентности в пограничном слое. // Изв. РАН. МЖГ. – 1998. – №3. – С.77-84.
115. Lebedev A. B., Lyubimov D.A., Maslov., Mineev B.I., Secundov A. N. The Prediction of Three-Dimensional Jet Flows for Noise Applications // AIAA P. – 2002. – № 2422.
116. Козлов В.Е., Лебедев А.Б., Любимов Д.А., Секундов А.Н. Некоторые особенности турбулентного течения в кромочном вихре // Изв. РАН. МЖГ. – 2004. – № 1. – С. 78-85.
117. Birch S.F., Lyubimov D.A., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya. Numerical Modeling Requirements for Coaxial and Chevron Nozzle Flows // AIAA P. – 2003. – № 3287.
118. Birch S.F, Lyubimov D.A., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya. Accuracy Requirements of Flow Inputs for Jet Noise Prediction Codes // AIAA P. – 2004. – № 2934.
119. Khritov K.M., Kozlov V.Ye., Krasheninnikov S.Yu., Lebedev A.B., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Mironov A.K., Reent K.S., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya.

- and Birch S.F. On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods // *Int. J. of Aeroacoustics*. – 2005 – V.4. – № 3&4. – P.289-324.
120. Birch S.F., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Secundov A.N. Noise Prediction for Chevron Nozzle Flows// *AIAA P.* – 2006. – № 2600.
121. Лебедев А.Б., Любимов Д.А., Маслов В.П., Секундов А.Н., Якубовский К.Я. Усовершенствование теории излучения шума турбулентных струй. // IX Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике. 2006. Аннотации докладов. – Т.2. – Н.Новгород. Изд. Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2006. – С.122.
122. Birch S.F., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya. A RANS based Jet Noise Prediction Procedure. // *AIAA P.* – 2007. – № 3727.
123. Birch S.F, Lyubimov D.A., Maslov V.P., Secundov A.N., Yakubovsky K. Ya. Coaxial Nozzles with Deflected Fan Flows // *AIAA P.* – 2008. – № 3066.
124. Birch S.F., P .A. Bukshtab P.A., Khritov K.M., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Secundov A.N., Yakubovsky K. Ya. The Use of Small Air Jets to Simulate Metal Chevrons // *AIAA P.* – 2009. – № 3372.
125. Travin A., Shur M., Strelets M., Spalart P. Detached-Eddy Simulations past a Circular Cylinder // *Flow, Turbulence ans Combustuin*. – 1999. – V.63. – P. 293-313.
126. Edwards J.R., Choi J.-H., Bodes J.A. Large-Eddy/Reynolds-Averages Navier-Stokes Simulation of a Mach 5 Compression Corner Interaction // *AIAA J.* – 2008. – V.46. – № 4. – P. 977-991.
127. Trapier S., Deck S., Duveau P., Delayed Detached-Eddy Simulation and Analysis of Supersonic Inlet Buzz. 2008. *AIAA J.* – V.46. – № 1 – P. 118-131.
128. Mihaescu M., Gutmark E.J., Fuchs L. Computational Aeroacoustics of the Flow Exhaust system of a Gas Turbine Engine // *ASME P.* – 2007. – №GT-28193.
129. Loh C.Y., Hultgren L.S., Jorgenson P.C.E. Near-Field Noise Computation for a Subsonic Coannular Jet.// *AIAA P.* – 2007. – № 3651.
130. Bogey C., Barre S., Bailly C. Direct Computation of the Noise Generated by a Hot Coaxial Jet // *AIAA P.* – 2007. – № 3587.

131. Grube N.E., Martin M.P. Assessment of Subgrid-Scale Models and Shock-Confining Filters in Large Eddy Simulation of Highly Compressible Isotropic Turbulence // AIAA P. – 2009. – № 947.
132. Bin J., Uzun A., Hussiani M.Y., Adaptive Mesh Refinement for Chevron Nozzle Jet Flows // Computers & Fluids. – 2010. – V.39. – P. 979-983.
133. Sharma A., Bhashran R., Lele S.K. Large Eddy Simulation of Supersonic, Turbulent Mixing Layers Downstream of a Splitter Plate // AIAA Paper. 2011. № 208.
134. Andersson N., Eriksson L.-E., Davidson L. Large Eddy Simulation of Subsonic Turbulent Jets and Their Radiated Sound // AIAA J. – 2005. – V.43. – № 9. – P.1899-1912.
135. Cernyavsky B., Yan H., Knight D. Analyses of Some Numerical Issues in Compressible LES // AIAA P. – 2001. – № 436.
136. Кудрявцев А.Н., Поплавская Т.В., Хотяновский Д.В. Применение схем высокого порядка точности при моделировании нестационарных сверхзвуковых течений // Мат. моделирование. 2007. – Т.19. – № 7. – С. 39-55.
137. Lo S.-C., Blaisdell G.A., Lyrintzis A.S. High Order Shock Capturing Schemes for Turbulence Calculations // AIAA P. – 2007. – № 827.
138. Drikakis D., Hanh M., Modesalr A., Thornber B. Large Eddy Simulation Using High Resolution and High Order Methods // Phil. Trans. R. Soc. A. – 2009. – V.367. – P. 2895-2997.
139. Gerolymos G.A., Senechal D., Vallet I. DNS of Compressible Channel Flow using Low-Diffusion High-Order Upwind Schemes // AIAA P. – 2007. – № 4196.
140. Suresh A., Huynh H. T. Accurate Monotonicity—Preserving Schemes with Runge-Kutta Time Stepping // J. Comp. Phys. – 1997. – V.136. – P.83-99.
141. Won S.-H., Jeung I.-S., Choi J.-Y. DES Study of Transverse Jet Injection into Supersonic Cross Flows // AIAA P. – 2006. – № 1227.
142. Thornber B., Mosedale A., Drikakis D. On the Implicit Large Eddy Simulations of Homogeneous Decaying Turbulence. // J. Comp. Phys. – 2007. – V.226. – P. 1902-1929.

143. Gross A., Fasel H.F. Hybrid RANS/LES Simulations of Turbulent Channel Flow. // AIAA P. – 2009. – № 1327.
144. Drikakis D., Hahn M., Mosedale A., Thornber B., Large Eddy Simulation Using High Resolution and High Order Methods // Philos Trans A Math Phys Eng Sci. – 2009 V. 1899. P. 2985-2997.
145. Gerolymos G.A., Senechal D., Vallet I. Reynolds-Stress_Model-VLES Multiblock Implicit Solver using High-Order Upwind Schemes // AIAA P. – 2006. – № 3909.
146. Li Z., Jaber F.A. Numerical Investigations of Shock-Turbulence Interactions in a Planar Mixing Layer. // AIAA paper. 2010. №112.
147. Шур М.Л., Спаларт Ф.Р., Стрелец М.Х. Расчет шума сложных струй на основе «первых принципов» // Мат. моделирование. – 2007. – Т.19. – № 7. – С. 5-56.
148. Smith B.R. Application of LES Methods to Military Aircraft Flow Problems // AIAA P. – 2010. – № 343.
149. Bui T.T. A Parallel, Finite-Volume Algorithm for Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows// NASA TM-206570. – 1999.
150. Fu W.-S., Li C.-C., Lin W.-F., Chen Y.-H. Roe Scheme with Preconditioning Method for Large Eddy Simulation of Compressible Turbulent Channel Flow // Int. J. Numerical Meth. in Fluids. – 2009. – V.61. – P. 888-910.
151. Xiao Z., Liu J., Huang J., Fu, S. Numerical Dissipation Effects on Massive Separation Around Tandem Cylinders // AIAA J. – 2012. – V. 50. – № 5. – P. 1119-1136.
152. Nakamori I., Ikehagi T. Dynamic Hybridization of MILES and RANS for predicting Airfoil Stall // Computers & Fluids. – 2008. – V.37. – P. 161-169.
153. Spalart P.R., Allmaras S.R. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows // La Recherche Aerospatiale. – 1994. – № 1. – P. 5-21.
154. Forsythe J.R., Hoffmann K.A., Cummings R.M., Squires K.D. Detached-Eddy Simulation With Compressibility Corrections Applied to Supersonic Axisymmetric Base Flow // Trans. ASME. J. Fluid Eng. – 2002 – V. 124. – P.1-13.

155. Basu D., Hamed A., Das K., DES and Hybrid RANS/LES Models for Unsteady Separated Turbulent Flow Predictions // AIAA P. – 2005. – № 503.
156. Hedges L.S., Travin A.K. Spalart P.R. Detached-Eddy Simulations Over a Simplified Landing Gears // Trans. of ASME, J. Fluid Eng. – 2002. – V.124. – P .413-423.
157. Nikitin N.V. Nicoud F., Wasisstho b., Squires K.D., Spalart P.R. An Approach to Wall Modeling in Large-Eddy Simulations // Physics of Fluids. – 2000. – V.12. – № 7. – P. 1629-1632.
158. Menter F.R., Kuntz M., Bender R. A Scale-Adaptive Simulation Model for Turbulent Flow Prediction // AIAA P. – 2003. – № 767.
159. Girimaji S.S. Partially-Averaged Navier-Stokes Model for Turbulence. A Reynolds-Averaged Navier-Stokes to Direct Numerical Simulation Bridging Method // Trans. of ASME, J. of Applied Mechanics. – 2006. – V. 73. – P.413-421.
160. Batten P., Goldberg U., Chakravarthy S. LNS - An Approach towards Embedded LES // AIAA P. – 2002. – № 427.
161. Strelets M. Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows // AIAA P. – 2001. – №879.
162. Tucker P.J. Davidson L. Zonal $k-l$ based Large Eddy Simulations // AIAA P. – 2003. – № 82.
163. Fan C.-C., Xiao X., Edwards J.R., Hassan H.A., Baurle R.A. Hybrid Large-Eddy/Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation of Shock-Separated Flow // J. of Spacecraft and Rockets. – 2004. – V.41. – № 6. – P. 897-906.
164. Tucker P.G. Hybrid MILES-RANS Method for more Dissipative Solvers and the use of Non-Linear LES // AIAA P. – 2004. – № 71.
165. Chaouat B., Schiestel R. A New Partially integrated transport model for subgrid-scale stress and dissipation rate for turbulent developing flows // Phys. Fluids. – 2005 – V. 17. – article № 065106.
166. Rider W.J. Margolin L. From Numerical Analysis to Implicit Subgrid Turbulence Modeling // AIAA P. – 2003. – № 4101.

167. Boris J.P., Grinstein F.F., Oran E.S., Kolbe R.J., New Insights into Large Eddy Simulations // Fluid Dynamics Research. – 1992. – № 10. – P. 199-228.
168. Grinstein F.F., Fureby C., DeVore C.R. On MILES based on Flux-Limiting Algorithms // Int. J. Numerical Meth. in Fluids. – 2005. – V.47. – P. 1043-1051.
169. Grinstein F.F., Fureby C. Recent Progress on Flux-Limiting Based Implicit Large Eddy Simulation. In European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2006. – 2006. – (Eds. P.wesseling, E. Onate, J. Peraux). – Delft. – The Netherland.
170. Implicit Large Eddy Simulation. Computing Turbulent Fluid Dynamics. Eds. Grinstein F.F., Margolin L.G., Rider W.J. Cambridge University Press 2007. 546pp.
171. Tristano I.H., Li Q., Page G.J., McGuirk J.J. On the Effect of Convective Flux Formulation for LES of Compressible Flows Using Hybrid Unstructured Meshes // AIAA P. – 2006. – № 3739.
172. Thornber B., Drikakis D. Implicit Large Eddy Simulation of a Deep Cavity Using High Resolution Methods // AIAA J. – 2008. – V.46. – № 10. – P. 2634-2645.
173. Goto Y., Nonomura T., McIlroy K., Fujii K. Detailed Analysis of Flat Plate Pressure Peaks Created by Supersonic Jet Impingements // AIAA P. – 2009. – № 1289.
174. Liu N.-S., Shih T.-H. Turbulence Modeling for Very Large-Eddy Simulation // AIAA J. – 2006. – V.44, – № 4. – P. 687-697.
175. Корецкий В.В., Любимов Д.А. Модифицированный метод приближенной факторизации для расчета потенциальных пространственных течений в каналах // ЖВМ и МФ. – 1990. – Т.30. – № 10. – С. 1553-1570.
176. Любимов Д.А. Эффективный метод расчета пространственного обтекания воздухозаборников на околосвуковых скоростях // ЖВМ и МФ. – 1991. – Т.31. – № 9. – С. 1355-1368.
177. Vasiliev V.I., Volkov D.V., Zaitsev S.A. Lyubimov D.A. Numerical Simulation of Channel Flows by a One-Equation Turbulence Model // Trans. ASME. J. Fluid Eng. – 1997. – V.119. – P. 885-892.

178. Volkov D.V., Belokon A.A., Lyubimov D.A., Zakharov V.M. Flamelet Model of NO_x in a Diffusion Flame Combustor // ASME P. – 2000. – № GT-99.
179. Volkov D.V., Belokon A.A., Lyubimov D.A., Zakharov V.M. Numerical Analysis of NO_x Formation in a Diffusion Flame Combustor Based on a Flamelet Model. // ASME P. – 2001. – № 2001-GT-0068.
180. Volkov D.V., Belokin A.A., Lyubimov D.A., Zakharov V.M. Flamelet Model of NO_x in a Diffusion Flame Combustor // Trans. ASME. J. Fluid Eng. – 2001. – V. 123. – P. 774-778.
181. McLean J.D., Козлов В.Е., Любимов Д.А., Секундов А.Н., Якубовский К.Я. Сопротивление и особенности течения около небольших уступов, погруженных в турбулентный пограничный слой. // Аэромеханика и газовая динамика. – 2002. – №2. – С.16-30.
182. Секундов А.Н., Лебедев А.Б., Любимов Д.А. Некоторые проблемы описания сложных турбулентных течений с помощью двухпараметрических моделей. «Проблемы современной механики: к 85-летию со дня рождения академика А.А. Черного. [Сборник]. Под ред. А.А. Бармина. М.: Изд-во Моск. Ун-та; Изд-во «Омега-Л», 2008. – 639 с. С.492-507.
183. Любимов Д. А. Возможности использования прямых методов для численного моделирования турбулентных струй // Аэромеханика и газовая динамика. – 2003. – № 3. – С. 14-20.
184. Любимов Д.А. Разработка и применение эффективного RANS/ILES-метода для расчета сложных турбулентных струй // – ТВТ. – 2008. – Т.46. – № 2. – С. 271-282.
185. Любимов Д.А. Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // ТВТ. – 2012. – Т.50. – № 3. С. 450-466.
186. Smagorinsky J. General Circulation Experiments with the Primitive Equations // Monthly Weather Review. – 1963. – V.91. – №3. – P.99-165.

187. Piomelli U., Radhakrishnan S., Zhong L., Li M. Wall-layer models for large-eddy simulations of high Reynolds number non-equilibrium flows // *Advances in Turbulence XI*. Springer. Proceedings in Physics. 2007. V. 117. P. 47-54.
188. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: В 10 т. Т. VI, Гидродинамика – М.: Наука, 1988. 733с.
189. Любимов Д.А. Исследование с помощью комбинированного RANS/ILES-метода влияния геометрии сопла и режима истечения на характеристики турбулентности выхлопных струй // *ТВТ*. – 2009. – Т.47. – № 3. – С. 412-422.
190. Cheprasov S.A., Lyubimov D.A., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya., Birch S.F. Computational Modeling of the Flow and Noise for 3-D Exhaust Turbulent Jets // *Proceedings of the Sixth International Conference on Computational Fluid Dynamics, ICCFD6, St Petersburg, Russia, on July 12-16, 2010* Kuzmin, A. (Ed.) 1st Edition., 2011, 954 p. P. 903-908.
191. Любимов Д.А. Возможности метода крупных вихрей для расчета турбулентных струй // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского*. – 2011. – № 4(3). – С. 948-950.
192. Чепрасов С.А., Любимов Д.А., Секундов А.Н., Якубовский К.Я. Расчетное моделирование потока и шума трехмерной реактивной выхлопной струи. С. 50-56. В сб. «Современные научные проблемы и технологии в гражданской авиации. 20 лет сотрудничества ученых России и компании Boeing (1993-2013)» /Филиал корпорации «Боинг Раша Инк.» (США); Центральный аэрогидродинамический институт им. Проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ). М.: Наука, 2013. – 300с. С. 50-56.
193. Davis M.R., Winart. H. Jet diffusion from a circular nozzle above a solid plane // *J. Fluid Mech.* – 1980. – V.101. – Part 1. – P. 201-221.
194. Любимов Д.А., Секундов А.Н. Применение элементов прямого численного моделирования для анализа влияния геометрии сопла и режима истечения на характеристики турбулентности околосвуковых выхлопных струй // *Труды ЦИАМ № 1341. – Теоретическая и прикладная газовая динамика. Т.1. Под. ред. С.Ю. Крашенинникова. М.: Торус пресс. 2010. С.149-170.*

195. Любимов Д.А. Использование элементов прямого численного моделирования для исследования отрывных пространственных течений в криволинейных диффузорах // Труды ЦИАМ № 1341. – Теоретическая и прикладная газовая динамика. Т.1. Под. ред. С.Ю. Крашенинникова. М.: Торус пресс. 2010. С.206-226.
196. Bendersky L. A., Lyubimov D.A. Using large-eddy simulation method for the research influence of total flow parameters at the nozzle inlet and off-design conditions on the flow and turbulence characteristics in a supersonic jet flowing out of biconical nozzles flow // Abstracts part I. XVI International Conference on the Methods of Aerophysical Research. August 19-25. 2012. Kazan. Russia. – P. 47-48.
197. Бендерский Л.А., Любимов Д.А.. Применение технологии высокого разрешения, основанной на методе LES, для расчета течения и шума сложных турбулентных струй // Четвертая всероссийская конференция «Вычислительный эксперимент в аэроакустике». – 17-22-сентября 2012г. г. Светлогорск, Калининградская обл. – Сб. тезисов. – С. 33-37.
198. Бендерский Л.А., Любимов Д.А. Применение RANS/ILES метода высокого разрешения для исследования сложных турбулентных струй // Уч. зап. ЦАГИ. – 2014. – № 2.
199. Bridges J., Brown C. A. Parametric Testing of Chevrons on Single Flow Hot Jets // AIAA P. – 2004. – № 2824.
200. Birch S.F. A Review of Axisymmetric Jet Flow Data for Noise Applications // AIAA P. – 2006. – № 2602.
201. Bridges J., Wernet M. Measurements of the Aeroacoustic Sound Source in Hot Jets // AIAA P. – 2003. – № 3130.
202. Lau J.C., Morris P.J., Fisher M.J. Measurements in Subsonic and Supersonic Free Jets Using a Laser Velocimeter // J. Fluid Mech. – 1979. – V.93. – № 1. – P.1.-27.
203. Arakeri V.Y., Krothopalli A., Siddavaram V., Alkislal M.B., Lourendo M. On the Use of Microjets to Suppress Turbulence in a Mach 0.9 Axisymmetric Jet // J. Fluid Mech. – 2003. – V.490. – P.75-98.

204. Uzun A., Lyrantzis A.S., Blaisdell G.A. Coupling of Integral Acoustic Methods with LES for Jet Noise Prediction // *Int. J. of Aeroacoustics*. – 2005. – V.4. – № 3-4. – P. 297-346.
205. Lau J.C. Effects of Exit Mach Numbers and Temperature on Mean-Flow and Turbulence Characteristics in Round Jets // *J. Fluid Mech.* – 1981. – V.105. – P.193-218.
206. Bridges J., Wernet M.R. Establishing Consensus Turbulence Statistics for Hot Subsonic Jets // *AIAA P.* – 2010. – № 3751.
207. Абрамович Г.Н., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Турбулентное смешение газовых струй. – М.: Наука, 1974. – 272с.
208. Jones B.G., Adrian R.J., Nithianandan C.K., Plachon H.P. Spectra of Turbulent Static Pressure Fluctuations in Jet Mixing Layers // *AIAA J.* – 1979. – V.17. – № 5. – P. 449-457.
209. Расщупкин В.И., Секундов А.Н. Исследование разноплотностных струй на установке кратковременного действия // *Изв. АН СССР. МЖГ.* – 1981. – № 6. – С. 28-34.
210. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M. Kh. LES-Based Evaluation of a Microjet Noise Reduction Concept in Static and Flight Conditions // *J. Sound Vibration.* – 2011. – V.330. – P. 4083–4097.
211. Bridges J., Wernet M.P. Turbulence Associate with Broadband Shock Noise in Hot Jets // *AIAA P.* – 2008. – № 2834.
212. Любимов Д.А. Возможности моделирования турбулентных струй методом крупных вихрей. // III Международная Научно-Техническая Конференция «Авиадвигатели XXI века». Сборник тезисов, М., ЦИАМ, 2010, с.870-873.
213. Браилко И.А., Крашенинников С.Ю., Любимов Д.А., Миронов А.К., Пудовиков Д.Е., Степанов В.А., Токталиев П.Д.. Несколько примеров достижений и проблем вычислительного моделирования сложных течений // Четвертая всероссийская конференция «Вычислительный эксперимент в аэроакустике». – 17-22-сентября 2012г. г. Светлогорск, Калининградская обл. – Сб. тезисов. – С. 44-47.

214. Крашенинников С.Ю., Любимов Д.А., Миронов А.К., Пудовиков Д.Е., Токталиев П.Д. Примеры вычислительного моделирования сложных турбулентных течений и сопутствующих проблем // Уч. зап. ЦАГИ. – 2014. – №2.
215. Spalart P.R. Direct Numerical Simulation of Turbulent Boundary Layer up to $Re_{\theta}=1410$ // J. Fluid Mech. – 1988. – V.187. – №1 – P. 61-98.
216. Morris S.C., Foss J.F. Turbulent Boundary Layer to Single-Stream Shear Layer: the Transition Region // J. Fluid Mech. – 2003. – V.494. – № 1. – P. 187-221.
217. Любимов Д.А. Исследование влияния пилона и крыла с закрылками на течение в выхлопной струе двухконтурного турбореактивного двигателя методом моделирования крупных вихрей // ТВТ. – 2013 . – Т.51. – № 1. – С. 120-137.
218. Opalski A.B., Wernet M.P., Bridges J.E. Chevron Nozzle Performance Characterization Using Stereoscopic DPIV // AIAA P. – 2005. – № 444.
219. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984. – 716с.
220. Massey S.J., Thomas R.H., Abdol-Hamid K.S., Elmiligui A.A. Computational and Experimental Flow Field Analyses and Pylon Interaction // AIAA P. – 2003. – № 3212.
221. Castelain T., Sunyach M., and D. Juvé D., Béra J.-C. Jet-Noise Reduction by Impinging Microjets: An Acoustic Investigation Testing Microjet Parameters // AIAA J. – 2008. – V.46. – №. 5. – P. 1081-1087.
222. Dippold III V. CFD Analyses and Jet-Noise Predictions of Chevron Nozzles with Vortex Stabilization // AIAA P. – 2008. – № 37.
223. Henderson B. S., Wernet M.P. A PIV Study of Slotted Air Injection For Jet Noise Reduction // AIAA P. – 2011. – № 8665.
224. Wu X., Page G.J., McGuirk J.J.. An Approach to Improve High Frequency Noise Prediction in LES of Jets. AIAA P. – 2006. – № 2442.

225. Kenzakowski 2000 D.C., Shipman J., Dash S. M. Turbulence Model Study of Laboratory Jets with Mixing Enhancements for Noise Reduction // AIAA P. – 2000. – № 219.
226. Brodersen O., Sturmer A. Drag Prediction of Engine–Airframe Interference Effects Using Unstructured Navier–Stokes Calculations // AIAA P. – 2001. – № 2414.
227. Smilovich A., Yadlin Y. Flow control Techniques for Transport Aircraft // AIAA J. – 2011. – V.49. – №3. – P. 489-502.
228. Бендерский Л.А., Любимов Д.А., Макаров А.Ю., Потехина И.В., Федоренко А.Э. Численное моделирование турбулентных течений с помощью RANS/ILES-методов высокого разрешения в авиационных приложениях // Международная научная конференция «Параллельные вычислительные технологии 2013». – Национальный исследовательский Южно-Уральский государственный университет, 1–5 апреля 2013 г., г. Челябинск. – Сб. трудов. – С. 582.
229. Захаров Д.Е., Любимов Д.А., Маслов В.П., Миронов А.К., Секундов А.Н. Экспериментальное и расчетное исследование Эффектов взаимодействия струи с закрылками. Четвертая всероссийская конференция «Вычислительный эксперимент в аэроакустике». – 17-22-сентября 2012г. г. Светлогорск, Калининградская обл. – Сб. тезисов. С. 75-81.
230. Semiletov V.A., Karabasov S. A., Lyubimov D. A., Georgy A. Faranosov G.A., Kopiev V.F. On the Effect of Flap Deflection on Jet Flow for a Jet-Pylon-Wing Configuration: Near-Field and Acoustic Modelling Results // AIAA P. – 2013. – № 2215.
231. Semiletov V., Karabasov S., Lyubimov D.A., Faranosov G.A., Victor F. Kopiev V.F., Investigation of Noise Sources for a Jet-Pylon-Wing-Flap Interaction Problem // in Proceedings of the XXXIV Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering (CILAMCE 2013) Z.J.G.N Del Prado (Editor). – ABMEC. – Pirenópolis. – GO. – Brazil. – November 10-13. – 2013. – Pap. №287.

232. Ледовская Н.Н. Экспериментальное исследование трехмерной структуры отрывного течения в осесимметричных кольцевых диффузорах // ИФЖ. – 1986. – Т. 51. – № 2. – С.321-328.
233. Кашкин Ю.Ф., Коновалов Ф.Е., Крашенинников С.Ю., Любимов Д.А., Панова О.И, Пудовиков Д.Е., Степанов В.А., Торохов В.А. Исследование пространственных течений в диффузорных каналах // ТВФ. – 2009. – Т.83. – № 1(694). – С. 65-70.
234. Любимов Д.А. Влияние неоднородности полного давления на входе в криволинейный диффузор на течение в нем. // Материалы XXIII Научно-технической конференции по аэродинамике. П. Володарского 1-2 марта 2012. – С. 158-159.
235. Любимов Д.А. Применение комбинированного RANS/ILES-метода для исследования отрывных пространственных турбулентных течений в криволинейных диффузорах // ТВТ. – 2010. – Т.48. – № 2. – С. 279-289.
236. Кашкин Ю.Ф., Коновалов А.Е., Крашенинников С.Ю., Любимов Д.А., Пудовиков Д.Е., Степанов В.А. Расчетно-экспериментальное исследование течений с отрывом потока в околосвуковых диффузорах // Труды ЦИАМ № 1341. – Теоретическая и прикладная газовая динамика. Т.1. Под. ред. С.Ю. Крашенинникова. М.: Торус пресс. 2010. С. 171-189.
237. Coiro D.P., Bellobouno E.F., Nicolosi F., Donelli R. Improving Aircraft Endurance Through Turbulent Separation Control by Pulsed Blowing // J. Aircraft. – 2008. – V.45. – № 3. – P. 990-1001.
238. Rumsey C.L. Successes and Challenges for Flow Control Simulations // Int. J. Flow Control. – 2009. – V.1. – № 1. – P. 1-27.
239. Vasta N.V. Turkel E. Simulation of Synthetic Jets Using Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations // AIAA J. – 2006. – V.44. – №2. – P. 217-224.
240. Yamaleev N.K., Carpenter M.H. Quasi-One-Dimensional Model for Realistic Three-Dimensional Synthetic Jet Actuators // AIAA J. – 2006. – V.44. – № 2. P. 208-216.

241. Ahmed K.A., Forliti D.J., Moody J.K., Yamanaka R. Flowfield Characteristics of a Confined Transverse Slot Jet // *AIAA J.*, 2008. – V.16. – № 1. – P. 94-103.
242. Rizzetta D.P., Visbal M.R., Morgan P.E. A High-Order Compact Finite-Difference Scheme for Large-Eddy Simulation of Active Flow Control (Invited) // *AIAA P.* – 2008. – № 526.
243. Aram E., Mittal R., Cattafesta L. Toward Simple Boundary Condition Representations of Zero-Net Mass-Flux Actuators in Grazing Flow // *AIAA P.* – 2009. – № 4018.
244. Okada K., Oyama A., Fujii K., Miyaji K. Computational study on Effect of Synthetic Jet Design Parameters // *Int. J. Aerospace Eng.* – 2010. – V.2010. – Pap. № ID 364859.
245. Raju R., Aram E., Mittal R., Cattafesta L. Simple Models of Zero-Net Mass-Flux Jets for Flow Control Simulations // *Int. J. of Flow Control.* – 2009. – V.1 – № 3. – P. 179-197.
246. Amitay M., Pitt D., Glezer A. Separation Control in Duct Flows // *J. Aircraft.* 2002. – V.39. – № 4. – P.616-620.
247. Aram S., Mittal R. Computational Study of the Effect of Slot Orientation on Synthetic Jet-Based Separation Control // *Int. J. Flow Control.* – 2011. – V.3 № 2-3. – P. 87-110.
248. Ravi B.R., Mittal R. Numerical Study of Large Aspect-Ratio Synthetic Jets // *AIAA P.* – 2006. – № 315.
249. Lyubimov D., Makarov A., Potekhina I. Experimental and numerical research of unsteady flow in curvilinear channel with active flow management using “synthetic” jets // 28th International congress of the aeronautical science. September 23-28. 2012. Brisbane. Австралия. – Pap. № 932.
250. Любимов Д.А. Исследование влияния струй с нулевым массовым расходом на течение в криволинейном диффузоре. // *ТВТ.* – 2011. – Т.49. – № 4. – С. 557-567.
251. Lyubimov D.A, Potekhina I.V. Application of the high resolution large-eddy simulation method for the study of the influence of geometrical and gas-dynamic

parameters of the synthetic jets on the curved diffuser flow // Abstracts part I. XVI International Conference on the Methods of Aerophysical Research. August 19-25. 2012. Kazan. Russia. – P. 180-181.

252. Makarov A.Yu., Lyubimov D.A., Stepanov V.A., Pudovikov D.E., Krasheninnikov S.Yu., Toktaliev P.D., Torohov S.A., Kaskin Yu.F. Numerical and experimental modeling of active flow control methods for spatial diffusers ducts. // 4TH EUROPEAN CONFERENCE FOR AEROSPACE SCIENCES 2011. – (EUCASS) – 2011. – Pap. № 1207-1905-1-RV.

253. Lyubimov D.A., Potekhina I.V. Investigation of Capabilities Synthetic Jets Application for Active Flow Control in Diffuser Ducts with Flow Separation Using High Resolution RANS/ILES – method // 5TH EUROPEAN CONFERENCE FOR AEROSPACE SCIENCES (EUCASS). – 2013. – Paper. №80.

254. Kumar A., Panda P.K., Kumar V., Saha A., Panigrahi P.K. Combined Experimental and Numerical Study of Synthetic Jet in Quiescent Flow // Proc. 37th Int. & 4th National Conf. Fluid Mechanics and Fluid Power. India . 2010. – Paper № FDFP10-EM-15.

255. Watmuff J.H. Combined Numerical and Experimental Investigation of Instability and Breakdown of a Synthetic Jet // AIAA P. – 2011. – № 3566.