

УДК 533.697.2

АНАЛИЗ RANS/ILES(i)-МЕТОДОМ ВЛИЯНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА НА ТЕЧЕНИЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ ВОЗДУХОЗАБОРНИКЕ. РАЗЛИЧНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ ВОЗДУХОЗАБОРНИКА

© 2024 г. А. С. Жигалкин*, Д. А. Любимов**

ФАУ «Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова», Москва, Россия

*E-mail: aszhigalkin@ciam.ru

**E-mail: dalyubimov@ciam.ru

Поступила в редакцию 23.01.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята к публикации 20.08.2024 г.

С помощью комбинированного RANS/ILES(i)-метода проведены расчеты модельного сверхзвукового воздухозаборника смешанного сжатия. Расчеты проводились на блочно-структурированной сетке, содержащей 9×10^6 ячеек, при различных уровнях турбулентности набегающего потока и дросселирования воздухозаборника. Турбулентность задавалась путем добавления на входной границе однородного изотропного поля пульсаций скорости, сгенерированного с помощью метода синтетических вихрей. Для различных параметров турбулентности набегающего потока получены зависимости от коэффициента расхода осредненных в выходном сечении воздухозаборника коэффициента сохранения полного давления, статического давления, интенсивностей пульсаций давления и скорости, а также других параметров течения. Проанализировано влияние масштабов турбулентных вихрей на структуру мгновенного и осредненного полей скорости в канале воздухозаборника.

DOI: 10.31857/S0040364424040096

ВВЕДЕНИЕ

Полет самолетов происходит в условиях атмосферной турбулентности. Возможны также ситуации, когда они пересекают следы или реактивные струи от пролетевших ранее летательных аппаратов. Попадание турбулентных вихрей в воздухозаборник (ВЗ) самолета может существенно повлиять на его работу, увеличить турбулентные пульсации на входе в двигатель, в частности пульсации давления, а также вызвать отрыв потока либо привести к помпажу ВЗ. Экспериментально создать набегающий поток с заданными параметрами турбулентности очень сложно и затратно, а в случае больших скоростей, скорее всего, невозможно. Выходом может быть расчетное исследование таких течений. Известно, что при численном моделировании течений с лидирующей ролью турбулентных эффектов предпочтительнее использовать вихреразрешающие подходы, которые позволяют явным образом описать нестационарный характер течения, обусловленный тур-

булентными вихрями, и получить пульсации всех параметров течения. Кроме того, они позволяют использовать «синтетическую» турбулентность, которая имитирует турбулентность набегающего потока. С помощью методов RANS нельзя решить указанные задачи.

С учетом того, что в настоящее время активно ведутся работы над проектами сверхзвуковых пассажирских самолетов, исследование влияния турбулентности набегающего потока на работу сверхзвукового ВЗ в особенности актуально. В настоящей работе для решения данной задачи используется комбинированный RANS/ILES(i)-метод высокого разрешения [1], который ранее успешно применялся для расчета турбулентных течений в широком диапазоне скоростей, включая сверхзвуковые. Анализ доступной литературы показал, что в силу сложности задачи число публикаций, в которых представлены результаты расчетов течений в сверхзвуковых ВЗ вихреразрешающими методами, невелико. Некоторые из них приведены в обзорах литературы в статьях [1, 2].

Работ, в которых численно исследовано влияние турбулентности набегающего потока на течение в сверхзвуковых ВЗ, в литературе, доступной авторам настоящей статьи, найти не удалось. Однако есть публикации, в которых экспериментально или с помощью методов RANS исследуется влияние турбулентности набегающего потока на работу дозвуковых ВЗ и различных диффузоров. Так, например, в [3] проведены численные и экспериментальные исследования влияния уровня турбулентности на входе на неоднородность потока на выходе из серпантинного дозвукового воздухозаборного устройства. Экспериментальная часть работы показала заметное влияние турбулентности в набегающем потоке на пространственное распределение параметров в выходном сечении ВЗ. Было выявлено значительное влияние турбулентности на локальные значения коэффициента сохранения полного давления в выходном сечении. При этом результаты численного моделирования с помощью RANS не показали зафиксированных экспериментально эффектов. Аналогичные исследования для дозвукового воздухозаборного устройства с S-образным каналом проведены в работе [4]. В ней экспериментально и с помощью численного моделирования методом RANS установлено, что турбулентность в набегающем потоке приводит к росту потерь полного давления в ВЗ и уменьшению неравномерности поля полного давления в его выходном сечении. В [5] экспериментально исследовано влияние турбулентности набегающего потока на работу двумерного диффузора с плоскими стенками при различных углах раскрытия. Показано, что увеличение интенсивности турбулентности набегающего потока приводит к росту коэффициента восстановления статического давления в диффузоре, а также к уменьшению зоны отрыва. Таким образом, в случае дозвуковых ВЗ и диффузоров турбулентность набегающего потока является достаточно существенным фактором, влияющим на их характеристики. Это также означает, что уровень турбулентных пульсаций на входе в дозвуковой диффузор сверхзвукового ВЗ будет оказывать существенное влияние на характеристики последнего.

Также имеются публикации, в которых исследуется влияние различных возмущений в набегающем потоке на работу сверхзвукового ВЗ. Так, в [6] с помощью метода [1] и его усовершенствованного варианта [7] показано, что даже относительно небольшая неоднородность температуры набегающего потока может оказывать существенное влияние на течение в сверхзвуковом ВЗ. Можно предположить, опираясь на результаты, полученные для дозвуковых ВЗ, что турбу-

лентные пульсации сверхзвукового набегающего потока будут оказывать заметное влияние на течение в сверхзвуковом ВЗ. Это делает исследование влияния турбулентности набегающего потока на течение в указанных ВЗ практически значимой задачей. Однако учет турбулентного контента набегающего потока потребует расчетной сетки с мелкими ячейками, необходимыми для его разрешения, в области внешнего течения. Избежать чрезмерного измельчения сетки позволит использование методов высокого разрешения, к которым относится и RANS/ILES(i)-метод [1].

Настоящая статья является второй частью работы [8], в которой исследованы диссипативные свойства разностной схемы, использованной в [1] на примере моделирования распада однородной изотропной турбулентности – часто используемой задачи для тестирования численных методов. Исследование проведено в широком диапазоне скоростей. Результаты, полученные с помощью метода [1], сопоставлены с результатами метода LES, реализованного в коммерческом программном комплексе ANSYS CFX. Тестирование показало, что схема, используемая в RANS/ILES(i)-методе, имеет относительно невысокий уровень численной диффузии, который снижается с увеличением числа Маха. Выявлено важное для практики достоинство этой схемы: возможность расчета с высокой точностью сверхзвуковых течений со скачками уплотнения без какой-либо модификации или дополнительной настройки метода. Все это делает метод RANS/ILES(i) [1] хорошим кандидатом для исследования до- и сверхзвуковых течений при наличии турбулентной компоненты в набегающем потоке.

В настоящей статье с помощью метода [1] исследовано влияние характеристик турбулентности набегающего потока на течение в модельном сверхзвуковом ВЗ смешанного сжатия с прямоугольным сечением при разном дросселировании. Получены дроссельные характеристики ВЗ при различных уровнях турбулентности набегающего потока, исследовано влияние масштабов турбулентности на структуру мгновенного и осредненного полей скорости в канале ВЗ, а также на уровень пульсаций давления и скорости в ВЗ.

ГЕОМЕТРИЯ ВЗ, РАСЧЕТНАЯ СЕТКА, ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ И ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТОВ

Геометрия ВЗ соответствовала исследованной экспериментально в работе [9]. Ее общий вид представлен на рис. 1. Расчеты с помощью вихреразрешающих методов весьма затратны с вычислительной точки зрения и требуют сеток

с мелкими ячейками. При этом наиболее мелкие ячейки используются внутри ВЗ. Во внешнем потоке сетка может иметь достаточно крупные ячейки. В [2, 6] расчеты настоящим методом проводились для ВЗ [9] на сетках, содержащих $(1.8\text{--}4.5) \times 10^6$ ячеек для стационарного набегающего потока. Было получено удовлетворительное совпадение с экспериментом по параметрам течения и турбулентности на выходе из ВЗ. В рассматриваемой в настоящей статье задаче набегающий поток нестационарный и содержит вихревые структуры относительно небольшого размера. Размеры ячеек в набегающем потоке выбирались таким образом, чтобы они позволяли разрешить вихри заданных размеров. Количество ячеек по ширине канала ВЗ составило 66, по высоте — 98, а по длине, считая от начала поверхности торможения — 460. Число ячеек в продольном направлении между входом в расчетную область и началом поверхности торможения равнялось 40, по высоте — 180, по ширине — 154. Общее количество ячеек блочно-структурированной сетки составило 9.6×10^6 . Число Маха набегающего потока равнялось 1.8, число Рейнольдса, вычисленное по высоте H входа в ВЗ (0.1 м), составило 2.9×10^6 .

На рис. 2 представлена расчетная сетка в сечении $Z = 0$. Цифрами обозначены границы расчетной области. В большинстве случаев в задачах газо- и гидродинамики затруднительно в точности воспроизвести условия потока на границе. По этой причине часто используются упрощенные граничные условия, а сами границы располагаются на достаточном удалении от исследуемого объекта, чтобы возмущения, которые могут возникать при упрощенной постановке граничных условий, не влияли на течение около объекта исследования. В тех случаях, когда это возможно, около границ используется сетка с крупными ячейками, которые снижают возмущения из-за схемной диффузии. В описываемых далее расчетах были использованы следующие граничные условия. На границах 1, 2 задавались статические температура и давление набегающего потока, а также скорость с добавлением искусственных пульсаций, сгенерированных с помощью метода синтетических вихрей (SEM) [10]. Уровень турбулентности варьировался путем изменения интенсивности турбулентности I_t и линейного масштаба L_t . Постановка граничных условий на верхней границе 2 в случае турбулентного потока представляет определенную сложность. Эта граница не является сверхзвуковой: нормальная компонента скорости через нее дозвуковая. Была использована упрощенная постановка граничных условий, соответствующая сверхзвуковому набега-

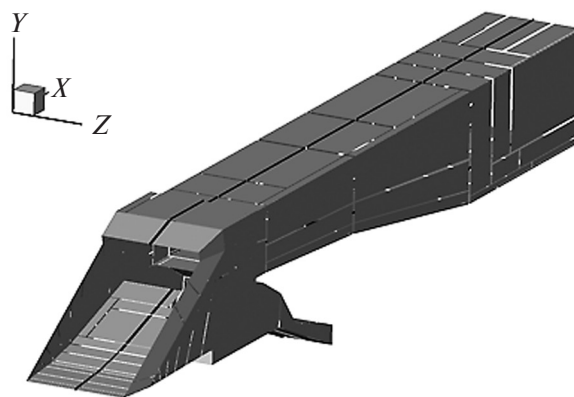


Рис. 1. Общий вид ВЗ: черная линия — сечение $Z = 0$.

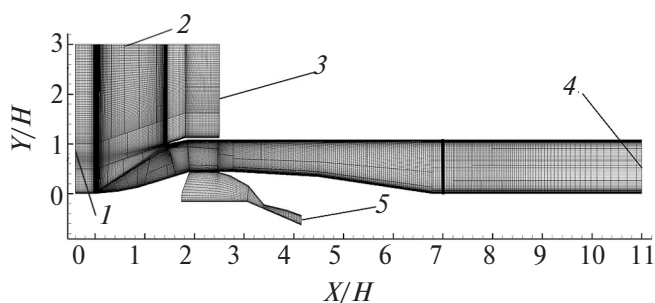


Рис. 2. Расчетная сетка в сечении $Z = 0$: вертикальная черная линия — сечение выхода из ВЗ, в котором рассчитывались осредненные параметры.

ющему потоку. В данном случае фиксация всех параметров формально вызывает переопределенность граничных условий. Однако в методе Роу это не приводит к драматическим для решения последствиям, поскольку потоки на гранях расчетных ячеек вычисляются с учетом знаков характеристических скоростей. Кроме того, верхняя граница расчетной области располагается на достаточно большой высоте, поэтому до нее не доходят возмущения от обтекания ВЗ: скачки уплотнения выходят через правую границу расчетной области. В свою очередь возмущения потока, которые могут быть вызваны упрощенными граничными условиями, также не оказывают влияния на течение в ВЗ. На границах 3, 4 предполагалось сверхзвуковое истечение, и параметры течения экстраполировались изнутри расчетной области. На твердых стенках в зависимости от значения Y^+ в центре ячейки у стенки использовалось граничное условие прилипания, или «закон стенки». На границе 5 (выход из сопла системы слива) задавалось статическое давление набегающего потока. Дросселирование ВЗ осуществлялось за счет сужения канала на участке между границей 4 и сечением выхода из ВЗ. Степень сужения определялась на основе одномерной

модели сопла Лаваля [11]. Площади входа и выхода в рамках этой модели полагались равными значениям площадей соответствующих поперечных сечений канала. На этапе задания граничных условий дроссельная характеристика ВЗ еще неизвестна, поэтому параметры торможения на входе в одномерную модель сопла принимались равными параметрам торможения набегающего потока. В качестве параметра для регулирования степени сужения сопла была выбрана безразмерная плотность тока $q_{\text{ном}}(\lambda)$ в сечении входа в сопло, соответствующем в рассматриваемой постановке задачи сечению выхода из ВЗ. Данная безразмерная физическая величина вводится в теории одномерного течения сжимаемого газа [11] (с. 237) как функция от приведенной скорости λ и коэффициента адиабаты γ , позволяющая определять расход в заданном сечении площадью F по параметрам торможения p^* и T^* [11] (с. 238):

$$G = \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \frac{p^* F q(\lambda)}{\sqrt{RT^*}}}.$$

Для выражения расхода эта функция также удобна тем, что ее максимальное значение равно единице и достигается при скорости $\lambda = 1$. В качестве числового параметра, определяющего степень дросселирования ВЗ, величина $q(\lambda)$ выбрана по следующим двум причинам. Во-первых, она монотонно изменяется вдоль дроссельной характеристики ВЗ: от меньших значений в дроссельных режимах, к большим — в режимах с малым дросселированием. Во-вторых, выход из ВЗ в тракте двигателя соответствует входу в компрессор, а $q(\lambda)$ на входе в компрессор, как доказывалось в теории подобия, является одним из двух параметров, наряду с приведенной скоростью λ_u , определенной по окружающей скорости u , постоянство которых обеспечивает подобие режимов течения в компрессоре [12]. Поэтому данный параметр также является одним из определяющих режим работы ком-

прессора, который мог бы находиться за рассматриваемым ВЗ.

Расчеты были проведены в диапазоне номинальных значений безразмерной плотности тока $q_{\text{ном}}(\lambda)$ от 0.5 до 0.7 при различных значениях I_r и L_r турбулентности набегающего потока. Значения, при которых было проведено моделирование течения в ВЗ, представлены в табл. 1. Там же приведены значения периода осреднения $T_{\text{оср}}$ параметров течения: его величина выбиралась приблизительно пропорционально величине L_r . Принципы выбора значений параметров турбулентности изложены в следующем разделе. Диапазон значений $q_{\text{ном}}(\lambda)$ позволил охватить широкий спектр режимов работы ВЗ. При невозмущенном набегающем потоке значения $q_{\text{ном}}(\lambda) \leq 0.56$ соответствуют дроссельным режимам работы (горизонтальная ветвь дроссельной характеристики), $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.56$ соответствует рабочему режиму (угловая точка дроссельной), $q_{\text{ном}}(\lambda) > 0.56$ — режимам с малым дросселированием (вертикальная ветвь дроссельной характеристики). Значения $q_{\text{ном}}(\lambda)$ приведены в табл. 2.

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

Турбулентность набегающего потока рассматривается как однородная изотропная турбулентность, которая имеет линейный масштаб порядка или меньше высоты входа в ВЗ $H = 0.1$ м. Мотивация для выбора именно такого типа турбулентности и диапазона линейных масштабов состоит в следующем.

Наиболее вероятный вид турбулентности, с которым летательный аппарат может встретиться во время полета — это атмосферная турбулентность. Эта турбулентность содержит вихри, линейный масштаб которых может существенно превышать размер входа в ВЗ. Например, в [13] приведены результаты ряда измерений спектров скорости во время сильного шторма. В некоторых измерениях величина линейного масштаба превышает величину в 1 км. Учет масштабов такой величины при моделировании течения в ВЗ с помощью вихреразрешающих методов достаточно затруднителен. Кроме того, неоднородности такого масштаба мало влияют на работу ВЗ, размер которого на 2–3 порядка меньше.

В ряде работ, посвященных изучению влияния турбулентности набегающего потока на обтекание аэродинамического профиля, предлагается рассматривать влияние крупных и мелких

Таблица 1. Параметры турбулентности набегающего потока

Тип набегающего потока	I_r , %	L_r , м	$T_{\text{оср}}$, с
1	0.0	—	0.1
2	5.0	0.3	1.3
3	5.0	0.01	0.1

Таблица 2. Значения безразмерной плотности тока

№ режима	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$q_{\text{ном}}(\lambda)$	0.50	0.51	0.52	0.54	0.56	0.58	0.62	0.66	0.70

вихрей на характеристики профиля по отдельности. Например, в [14] исследуется влияние мелкомасштабной атмосферной турбулентности на ламинарно-турбулентный переход при обтекании аэродинамического профиля. Утверждается, что крупномасштабная часть естественной атмосферной турбулентности влияет на процесс обтекания профиля за счет случайных колебаний угла атаки, а мелкомасштабная — за счет проникновения возмущений непосредственно в пограничный слой. Соответственно, предлагается при численных исследованиях изучать данные эффекты по отдельности. В [15] при помощи гибридного RANS/LES-метода исследуется влияние турбулентности набегающего потока на отрыв ламинарного пограничного слоя при различных значениях интенсивности и линейного масштаба. По результатам расчетов авторы [15] также делают вывод о различии механизмов влияния крупных и мелких вихрей на течение около профиля. Очевидно, подобный эффект должен наблюдаться и в случае взаимодействия турбулентности в набегающем потоке с течением в канале ВЗ.

Принципиальную разницу по влиянию крупных и мелких масштабов на работу ВЗ можно проиллюстрировать следующим образом. Представим ВЗ, находящийся в возмущенном потоке, в котором преобладают вихри масштаба L , порядка высоты входа в ВЗ $L \sim H$. В таком случае поле параметров течения на входе будет обладать пространственной неравномерностью, а временной масштаб возмущений в набегающем потоке при достаточно большой скорости набегающего потока будет сопоставим с временными масштабами течения внутри канала ВЗ. При непрерывном увеличении L и постоянной скорости набегающего потока пространственная неравномерность на входе будет уменьшаться, а временной масштаб возмущений расти. В конце концов, при $L \gg H$ пространственная неравномерность практически исчезнет, а временной масштаб возрастет настолько, что течение в ВЗ станет квазистационарным, т.е. в каждый данный момент времени течение в канале ВЗ будет соответствовать тому состоянию (в пределах границы устойчивой работы или вне ее), которое оно бы имело при фиксации во времени текущих параметров набегающего потока. Следовательно, эффект от наличия крупных возмущений в набегающем потоке вполне возможно изучить отдельно, используя при этом отличные от применяющихся в настоящей работе методы, например, RANS или URANS для расчета режимов работы ВЗ, когда течение в нем практически лишено отрывов и близко к стационарному.

Для выбора линейного масштаба турбулентности набегающего потока требуется количественная оценка границ интервала мелких масштабов. Нижняя граница, очевидно, соответствует масштабу Колмогорова, который для атмосферной турбулентности имеет величину порядка 1 мм [16]. В настоящей работе исследуется модельный ВЗ, который существенно меньше в размерах, чем ВЗ того же типа, используемые в пассажирских самолетах. Примем в качестве величины масштабного коэффициента 0.1. В таком случае для рассматриваемой модельной задачи нижняя граница интервала мелких масштабов составит 0.1 мм. Точно оценить верхнюю границу $L_{гр}$ довольно затруднительно, однако можно оценить интервал значений, в котором она находится. Если значение масштаба возмущений выходит за верхнюю границу, то течение становится, как упоминалось выше, квазистационарным. В этом случае, во-первых, поле параметров течения на входе в ВЗ должно быть близко к равномерному. Это накладывает ограничение на соотношение масштаба возмущений $L_{гр}$ и высоты входа в ВЗ $H - L_{гр} \gg H$, т.е. $L_{гр}$ больше, по крайней мере, $10H$. Во-вторых, в случае квазистационарного режима временной масштаб возмущений в набегающем потоке $t_{гр}$ должен быть много больше временного масштаба $t_{ВЗ}$ наиболее крупных вихрей в канале ВЗ, т.е. можно принять, что $t_{гр} > 10t_{ВЗ}$. В-третьих, верхняя граница временного масштаба мелких возмущений не должна существенно превышать временной масштаб наиболее низкочастотных возмущений, которые могут возникать внутри канала сверхзвукового ВЗ — помпажных колебаний. Будем полагать, что временной масштаб $t_{гр}$ находится в пределах $2/f_{помп}$, где $f_{помп}$ — частота помпажа.

Основываясь на приведенных соотношениях, можно оценить положение границы $L_{гр}$ между крупными и мелкими возмущениями для рассматриваемых в настоящей задаче ВЗ и параметров набегающего потока. При использованных в расчетах значениях режимных параметров и числе Маха набегающего потока 1.8 скорость набегающего потока составляет 480 м/с. Величину временного масштаба можно оценить по гипотезе Тейлора как отношение величины линейного масштаба к скорости потока. В качестве характерной скорости для течения внутри канала ВЗ была взята средняя скорость в выходном сечении в режиме, близком к расчетному. Ее величина составляет около 125 м/с при величине безразмерной плотности тока в выходном сечении $q_{ном}(\lambda) = 0.58$. В качестве линейного масштаба для течения в канале взята высота выходного сечения ВЗ, которая равна 0.1 м. В [2] проведено моделирование нестационарных режимов рабо-

ты рассматриваемого ВЗ. Примем значение частоты помпажа $f_{\text{помп}}$ равным установленному по результатам указанного исследования — 16 Гц. При описанных допущениях оценки величины $L_{\text{гр}}$ составят соответственно $L_{\text{гр}} > 1$ м, $L_{\text{гр}} > 4$ м, $L_{\text{гр}} < 60$ м.

В настоящей работе линейные масштабы турбулентности набегающего потока выбраны в диапазоне, удовлетворяющем всем вышеприведенным условиям: от 0.1 мм до 1 м. В рамках этого диапазона можно выделить два характерных интервала: $L < H$ и $L > H$. В каждом из данных интервалов было выбрано по одному значению L : $L = H/10 = 0.01$ м и $L = 3H = 0.3$ м. Небольшое количество исследованных значений линейных масштабов обусловлено существенной продолжительностью нестационарных расчетов характеристик ВЗ в особенности при относительно больших значениях L . Первое из приведенных значений выбиралось таким образом, чтобы оно, с одной стороны, существенно превосходило значение колмогоровского масштаба, с другой, было существенно меньше высоты входа H . Ограничением для выбора второго значения была лишь продолжительность расчета, которая увеличивалась практически пропорционально увеличению L . В следующих разделах настоящей работы для удобства термином «мелкомасштабная» обозначается турбулентность с линейным масштабом $L \ll H$, а «крупномасштабная» — турбулентность с $L \sim H$ или $L > H$.

Известно [17], что всю совокупность линейных масштабов вихрей, присутствующих в турбулентном течении, можно разделить на три интервала: энергонесущий, инерционный и диссипативный. В энергонесущем интервале содержатся наиболее крупные вихри. Эти вихри анизотропны и подвержены влиянию осредненного течения и граничных условий. Они определяют основные особенности течения. Вихри в остальных интервалах изотропны. Измерения спектров скорости во время сильного шторма, проведенные в работе [13], показывают, что вихри с линейным размером около 1–1.5 км находятся в инерционном интервале. Следовательно, в случае атмосферной турбулентности вихри выбранных в настоящей работе масштабов можно рассматривать как изотропные. С анизотропными турбулентными вихрями таких масштабов летательный аппарат может столкнуться при пересечении следа другого летательного аппарата. Однако вероятность наступления такого события довольно низка.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

При представлении результатов расчетов скорости как осредненная, так и мгновенная, отнесены к скорости набегающего потока, а интен-

сивности пульсаций скорости и давления отнесены соответственно к скорости и давлению набегающего потока.

Вначале представлены режимы течения в ВЗ с малым дросселированием, соответствующие вертикальной ветви дроссельной характеристики, когда замыкающий скачок уплотнения заходит достаточно далеко в диффузор. На рис. 3 показаны мгновенные поля скорости в сечении ВЗ $Z = 0$ для $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.70$ при параметрах набегающего потока из табл. 1. Течение при крупномасштабной турбулентности сильно зависит от времени, поэтому поле скорости показано в два различных момента времени. Анализ мгновенных полей скорости выявил следующее. При крупномасштабной турбулентности в набегающем потоке из-за сопоставимости размера вихря с высотой входа в ВЗ средние по площади значения параметров потока перед ВЗ совершают апериодические колебания относительно большой амплитуды. В результате воздействие крупномасштабной турбулентности на работу ВЗ в значительной степени сводится к непостоянству числа Маха на входе. При малом дросселировании внутри ВЗ торможение потока происходит в системе косых скачков уплотнения и замыкающем прямом скачке уплотнения (рис. 3а–3в). Изменение M набегающего потока под действием крупномасштабной турбулентности приводит к изменению длины и структуры системы скачков уплотнения, в которых происходит торможение потока в канале ВЗ (рис. 3б, 3в). Мелкомасштабная турбулентность искривляет фронты скачков уплотнения перед входом в ВЗ (рис. 4), причем этот процесс носит нестационарный характер.

Интересно проявляется влияние крупномасштабной турбулентности на течение в ВЗ в важном для практических приложений рабочем режиме при $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.56$ (рис. 5). Влияние крупномасштабной турбулентности проявляется в изменении числа Маха перед входом в ВЗ. В том случае, когда дросселирование ВЗ соответствует рабочему режиму, в разные моменты времени может реализоваться как режим с малым дросселированием (рис. 5а), так и дроссельный режим — рис. 5б.

На рис. 6 показаны поля осредненной продольной скорости для рабочего режима с $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.56$. В случае невозмущенного потока (рис. 6а) скачки уплотнения тонкие с резкими градиентами, что свидетельствует о том, что течение имеет стационарный характер. При крупномасштабной турбулентности скачки нестационарные, углы их наклона, положение самих скачков непрерывно меняются. То же относится и к точке, в которой сходятся косые скачки перед входом в ВЗ. Это приводит к «размазы-

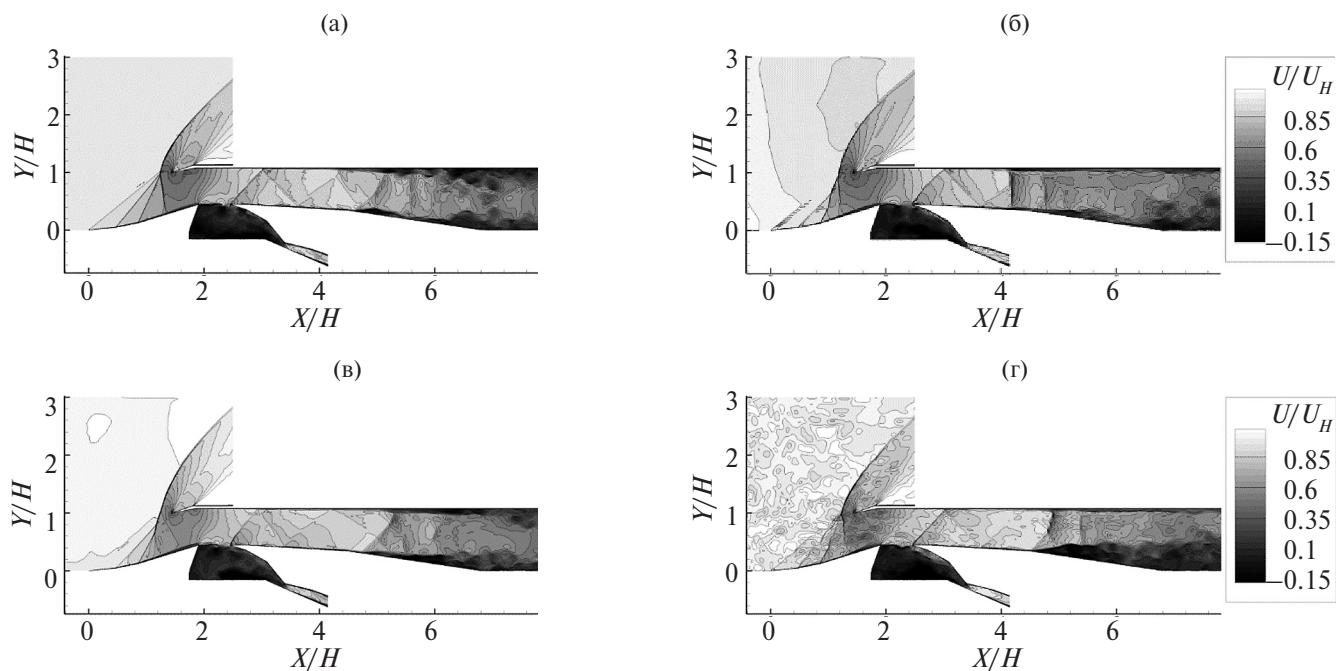


Рис. 3. Влияние турбулентности набегающего потока на мгновенные поля продольной скорости в сечении $Z = 0$ в режиме с малым дросселированием: (а) – невозмущенный поток; (б), (в) – крупномасштабная турбулентность в различные моменты времени; (г) – мелкомасштабная турбулентность.

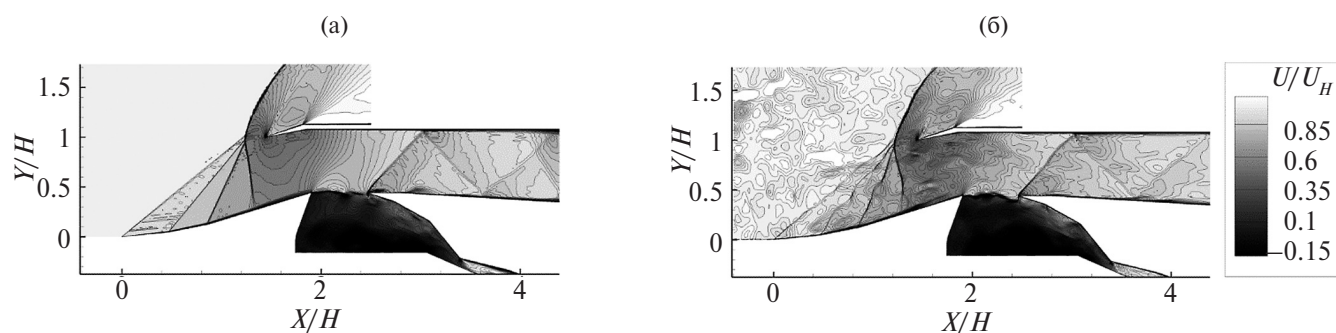


Рис. 4. Влияние мелкомасштабной турбулентности набегающего потока на мгновенные поля продольной скорости в сечении $Z = 0$ в режиме с малым дросселированием: (а) – невозмущенный поток, (б) – мелкомасштабная турбулентность.

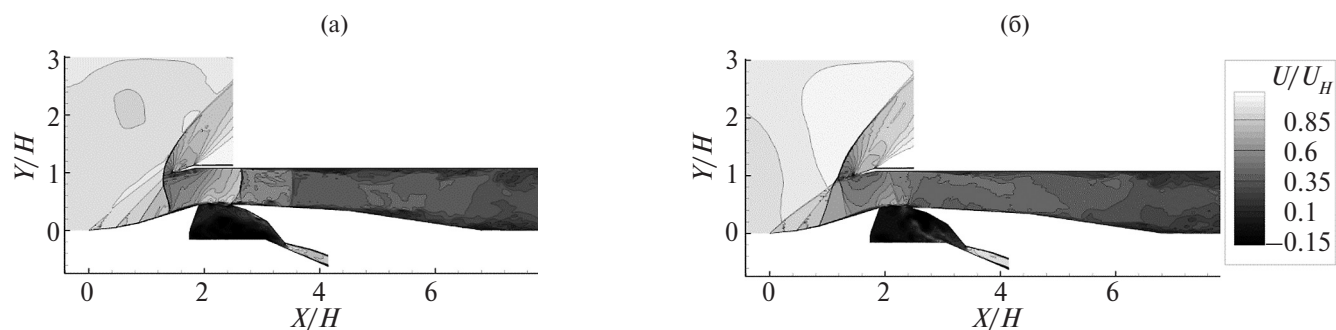


Рис. 5. Поля мгновенной продольной скорости в сечении $Z = 0$ в различные моменты времени в режиме работы, близком к рабочему, при крупномасштабной турбулентности в набегающем потоке: (а) – замыкающий скачок уплотнения внутри канала, (б) – вне канала.

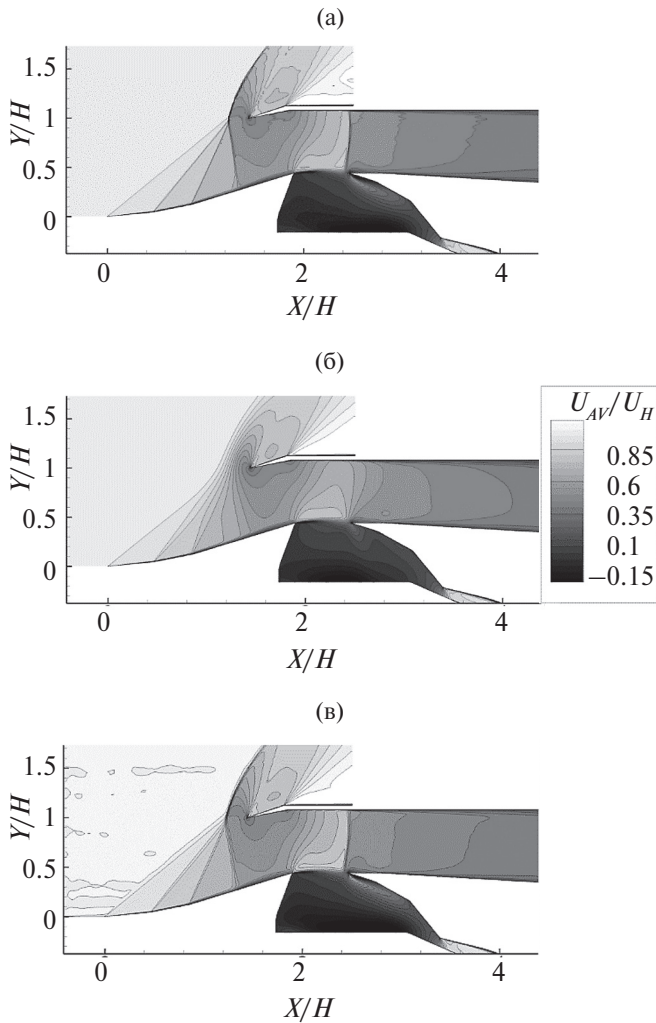


Рис. 6. Влияние параметров турбулентности набегающего потока на осредненные поля продольной скорости при $Z = 0$ в рабочем режиме: (а) – невозмущенный поток, (б) – крупномасштабная турбулентность, (в) – мелкомасштабная турбулентность.

ванию» скачков на осредненном поле скорости (рис. 6б). Кроме того, косые скачки уплотнения «расфокусируются» и не приходят в одну точку. Следствием этого является уменьшение расхода через ВЗ, поскольку линия тока, проходящая на кромку обечайки, проходит ниже. Мелкомасштабная турбулентность приводит к небольшим локальным искривлениям скачков на мгновенном поле скорости (рис. 4), однако заметного их «размазывания» не возникает (рис. 6в).

Турбулентные пульсации в набегающем потоке способствуют повышению устойчивости и симметрии течения. Это хорошо видно на рис. 7, где представлены поля осредненной скорости в выходном сечении ВЗ для режима с малым дросселированием. В случае невозмущенного потока отрыв несимметричный и в основном локализован в левом верхнем углу сечения. Наличие турбулентной составляющей в набегающем потоке приводит к тому, что течение становится симметричным относительно плоскости $Z = 0$. В случае крупномасштабной турбулентности отрыв расположен в нижних углах. Турбулентные вихри мелкомасштабной турбулентности усиливают смешение в диффузоре ВЗ, в результате поток становится более равномерным и отрыв распределен по всей ширине диффузора. При большем дросселировании турбулентность во внешнем потоке слабо влияла на поле скорости в сечении выхода из ВЗ.

На рис. 8 показано влияние турбулентности набегающего потока на уровень пульсаций продольной скорости в ВЗ в дроссельном режиме при $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.52$. Уровень пульсаций того или иного параметра течения определен как корень из среднеквадратического значения величины пульсаций этого параметра. В случае невозмущенного набегающего потока течение в диффузоре ВЗ практически стационарное, и уровень

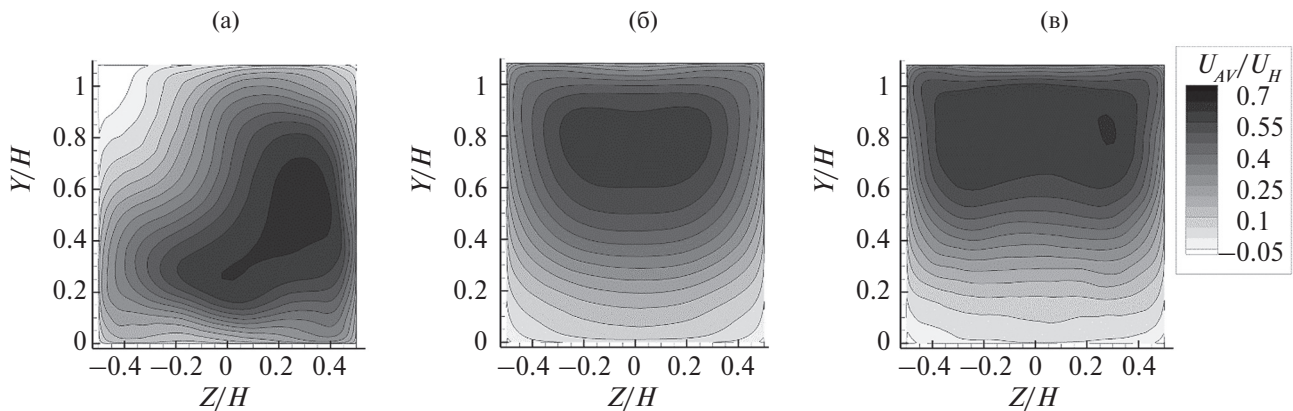


Рис. 7. Влияние турбулентности набегающего потока на осредненные по времени поля продольной скорости, в выходном сечении ВЗ в режиме с малым дросселированием: (а) – невозмущенный поток, (б) и (в) – крупномасштабная и мелкомасштабная турбулентности.

пульсаций скорости невелик (рис. 8а). Скачки уплотнения также стационарны. При крупномасштабной турбулентности картина резко меняется — рис. 8б. Косые скачки уплотнения перед входом в ВЗ становятся нестационарными. Наибольший уровень пульсаций наблюдается при их слиянии в один скачок большой интенсивности, который также меняет свое положение по времени. Внутри диффузора ВЗ наибольший уровень пульсаций наблюдается в той его части, где находится система скачков уплотнения — также нестационарная. Причем максимум наблюдается в конце щели системы слива пограничного слоя. Это свидетельствует о том, что прямой скачок уплотнения основную часть времени находится в этом сечении. При мелкомасштабной турбулентности амплитуда колебаний скачков уплотнения существенно меньше (рис. 8в), однако уровень пульсаций близок к тому, который наблюдался в случае крупномасштабной турбулентности.

В рабочем режиме картина течения близка к показанной на рис. 8. Иной характер пульсаций скорости наблюдается в режиме с малым дросселированием при $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.7$. В этом случае в диффузоре ВЗ торможение потока происходит в системе косых скачков уплотнения, которая замыкается прямым скачком, расположенным далеко по потоку за щелью для слива пограничного слоя. При невозмущенном набегающем потоке (рис. 9а) до замыкающего скачка уплотнения в диффузоре ВЗ течение близко к стационарному. За прямым скачком в области отрыва около верхней стенки ВЗ наблюдается высокий уровень пульсаций скорости, что свидетельствует о том, что размеры отрывной зоны меняются во времени, а течение в ней имеет выраженный турбулентный характер. Это видно и на рис. 3а. Отрывная зона заметно уменьшает проходное сечение канала ВЗ, он становится конфузорным. В результате происходит повторный разгон потока до сверхзвуковых скоростей и последующее его торможение в скачках уплотнения (рис. 9а).

Случай крупномасштабной турбулентности представлен на рис. 9б. Здесь картина течения перед входом в ВЗ напоминает картину, показанную на рис. 8б: скачки уплотнения меняют свое положение по времени вследствие изменения числа Маха в набегающем потоке. Внутри диффузора ВЗ до замыкающего скачка уплотнения уровень пульсаций скорости небольшой. Наибольшая интенсивность пульсаций скорости наблюдается в отрывной зоне на нижней стенке диффузора за прямым скачком уплотнения, положение которого значительно меняется во времени. В ядре потока также достаточно высокий уровень пульсаций скорости, обусловлен-

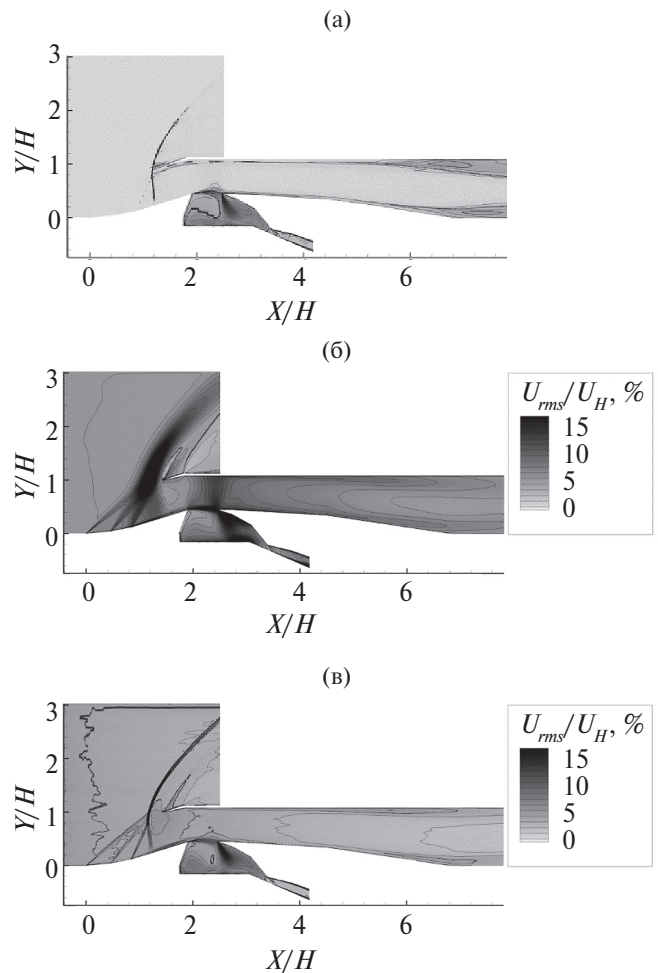


Рис. 8. Влияние турбулентности набегающего потока на поля пульсаций продольной скорости в сечении $Z = 0$ в дроссельном режиме: (а) — невозмущенный поток, (б) — крупномасштабная турбулентность, (в) — мелкомасштабная турбулентность.

ный выраженным нестационарным характером течения во всем диффузоре.

Мелкомасштабная турбулентность в набегающем потоке (рис. 9в) не оказывает существенного влияния на уровень пульсаций скорости до замыкающего скачка уплотнения. Она приводит к колебаниям замыкающего скачка, что провоцирует отрыв пограничного слоя на нижней стенке диффузора вниз по потоку от него. В слое смешения, отделяющем отрывную область от ядра потока, возникают пульсации скорости большой интенсивности. На рис. 9в также видно, что отрывная зона делает канал ВЗ конфузорным, поток вновь разгоняется до сверхзвуковой скорости и далее тормозится в прямом скачке уплотнения.

На рис. 10 показаны дроссельные характеристики ВЗ при разных параметрах турбулентно-

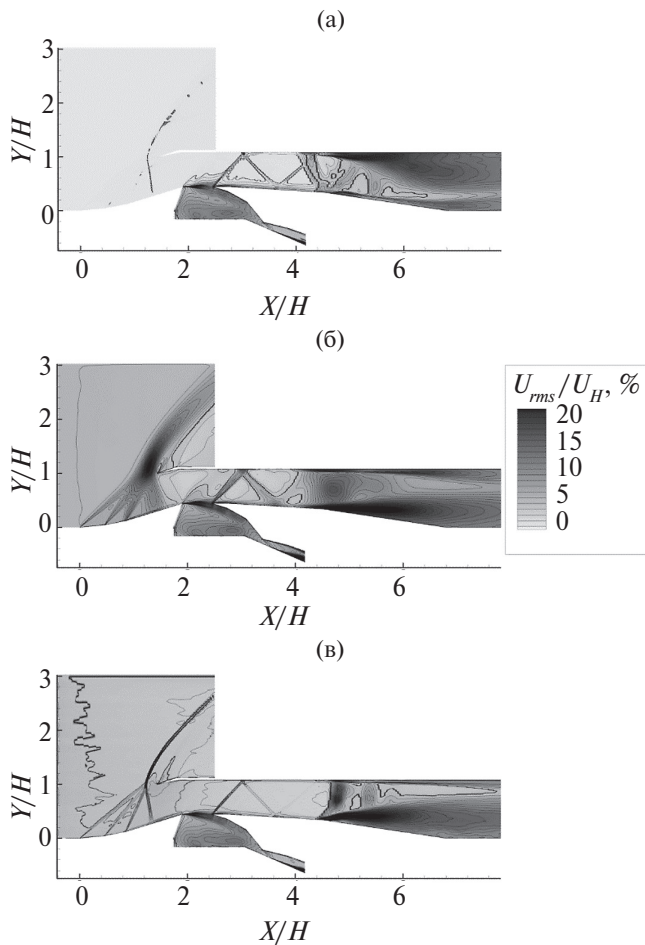


Рис. 9. Влияние турбулентности набегающего потока на поля пульсаций продольной скорости в сечении $Z = 0$ при малом дросселировании: (а) — невозмущенный поток, (б) — крупномасштабная турбулентность, (в) — мелкомасштабная турбулентность.

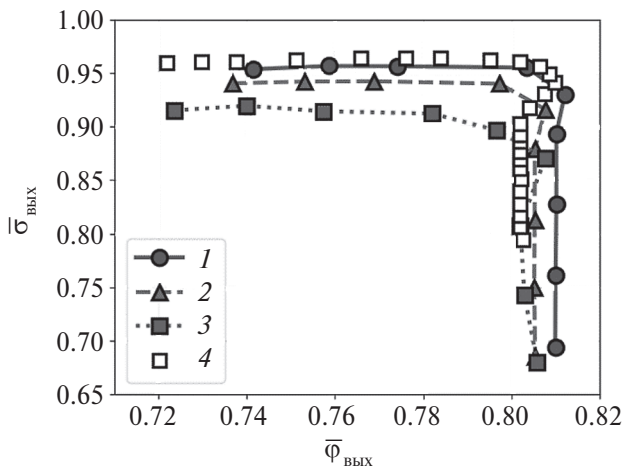


Рис. 10. Влияние турбулентности набегающего потока на дроссельную характеристику ВЗ: 1 — невозмущенный поток, 2 — мелкомасштабная турбулентность, 3 — крупномасштабная турбулентность, 4 — эксперимент [9].

сти набегающего потока. Три линии на графике соответствуют трем исследованным типам набегающего потока. Каждая линия состоит из девяти точек, соответствующих различным значениям $q_{\text{ном}}(\lambda)$ из табл. 2: горизонтальный участок характеристики отвечает меньшим значениям $q_{\text{ном}}(\lambda)$, а вертикальный — большим. На рисунке также представлены экспериментальные данные из работы [9] для этого ВЗ. Видно, что при невозмущенном набегающем потоке уровень потерь полного давления и максимальный коэффициент расхода, полученные в расчете, хорошо совпадают с результатами эксперимента. На всех представленных рисунках коэффициент расхода рассчитывается как отношение среднего по времени значения расхода в выходном сечении ВЗ к величине расхода, рассчитанному по площади входного сечения ВЗ и средним по времени параметрам набегающего потока. Одним из важных параметров, определяющих эффективность работы ВЗ, является коэффициент сохранения полного давления в его выходном сечении $\sigma_{\text{вых}}$. Его значение на представленных графиках рассчитано как отношение величин среднего по времени полного давления, полученных осреднением по площадям, соответственно, выходного сечения ВЗ и сечения входа в расчетную область. При мелкомасштабной турбулентности $\sigma_{\text{вых}}$ уменьшается по сравнению с его значениями при невозмущенном набегающем потоке приблизительно на 1–2% во всех режимах работы. В крупномасштабной турбулентности он уменьшается приблизительно на 3–4% в дроссельных режимах работы и на 2–3% при малом дросселировании. Кроме того, в этом случае положение точки критического режима на дроссельной характеристике смещается в сторону больших значений $q_{\text{ном}}(\lambda)$: при мелкомасштабной турбулентности и невозмущенном потоке критический режим расположен около точки, соответствующей $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.56$, в то время как при крупномасштабной — при $q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.58$.

На рис. 10 видно, что турбулентность в набегающем потоке в исследованном диапазоне дросселирования приводит и к уменьшению расхода через ВЗ. Причем при мелкомасштабной турбулентности коэффициент расхода при фиксированном $q_{\text{ном}}(\lambda)$ в режимах с малым дросселированием уменьшается относительно значений при невозмущенном потоке на 0.4–0.7% и на 0.5–0.9% в дроссельных режимах, а при крупномасштабной — соответственно на 0.3–1.7% и на 2.1–2.5%. Это связано с тем, что влияние турбулентных пульсаций в набегающем потоке особенно ярко проявляется при крупномасштабной турбулентности: изменяется число Маха перед вхо-

дом в ВЗ, что приводит к изменению углов наклона скачков (см. рис. 3б). В результате среднее по времени положение линии тока, приходящей на кромку обечайки ВЗ, в турбулентном потоке оказывается ниже, чем при невозмущенном потоке.

Причину уменьшения $\sigma_{\text{вых}}$ можно понять, проанализировав рис. 11а–11в. На них представлены осредненные по времени поля коэффициента сохранения полного давления при различных уровнях турбулентности набегающего потока на дроссельном режиме течения ($q_{\text{ном}}(\lambda) = 0.52$) в сечении $Z = 0$. Выбор для рассмотрения дроссельного режима связан с тем, что в этих режимах наблюдается наиболее сильный рост потерь полного давления. Наибольший уровень потерь полного давления в системе скачков уплотнения достигается над точкой слияния косых скачков в один большой интенсивности. При невозмущенном набегающем потоке область с наибольшим уровнем потерь полного давления расположена в основном над обечайкой ВЗ. При крупномасштабной турбулентности скачки на входе в ВЗ нестационарные, положение точки слияния косых скачков колеблется. В результате в некоторые моменты времени область с наибольшими потерями давления опускается заметно ниже обечайки и воздух с низким уровнем полного давления попадает в канал. Вследствие этого средние значения коэффициента сохранения полного давления в канале ВЗ, в особенности у верхней стенки, при крупномасштабной турбулентности оказываются меньше, чем при мелкомасштабной. В результате величина коэффициента сохранения полного давления в выходном сечении ВЗ при крупномасштабной турбулентности уменьшается на 3–4% (рис. 10) по сравнению с $\sigma_{\text{вых}}$ при невозмущенном набегающем потоке. При мелкомасштабной турбулентности (рис. 11в) наблюдается иная картина. Потери возрастают главным образом в скачках уплотнения. Это связано с их локальной деформацией и изменением числа Маха при прохождении через них турбулентных вихрей, а также с более ранним слиянием косых скачков в один скачок. В итоге уменьшение коэффициента сохранения полного давления составляет 1–2% (рис. 10).

Для практических задач важно знать уровни пульсаций скорости и статического давления на выходе из ВЗ при разном дросселировании. Влияние турбулентности на эти параметры представлено на рис. 12. Видно, что в режимах с малым дросселированием уровень пульсаций скорости довольно высок — до 12% (рис. 12а). При увеличении дросселирования он снижается и в дроссельных режимах составляет 2–2.5% при невозмущенном потоке и при мелкомасштабной тур-

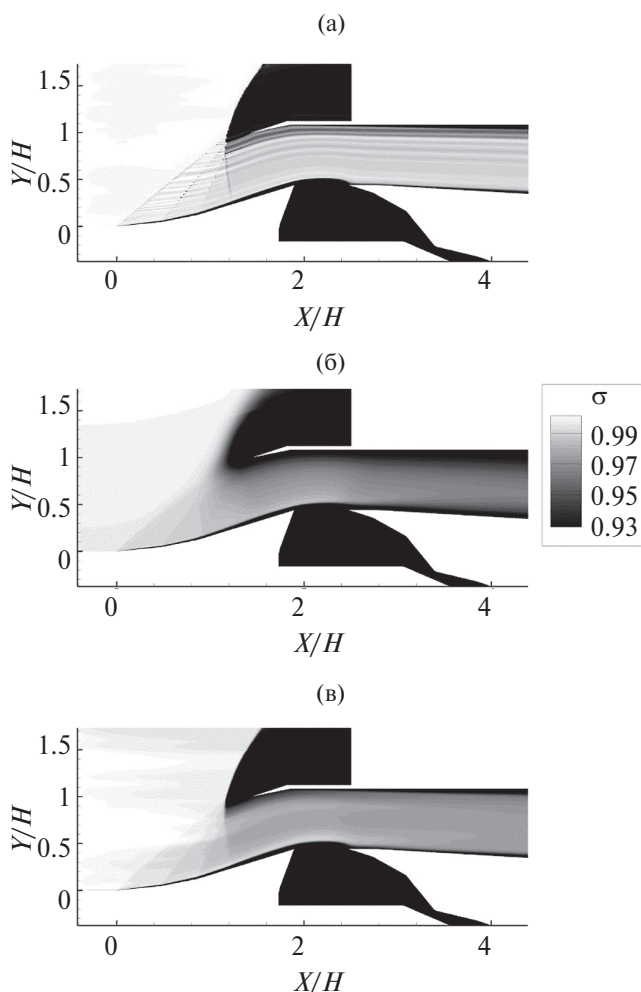


Рис. 11. Влияние турбулентности набегающего потока на поля осредненного по времени коэффициента сохранения полного давления в сечении $Z = 0$ в дроссельном режиме работы ВЗ: (а) — невозмущенный поток, (б) и (в) — крупномасштабная и мелкомасштабная турбулентности.

булентности. В случае крупномасштабной турбулентности уровень пульсаций в дроссельных режимах существенно выше — 6%.

Пульсации статического давления, показанные на рис. 12б, для невозмущенного потока и потока с мелкомасштабной турбулентностью качественно ведут себя так же, как пульсации продольной скорости. В дроссельных режимах их уровень не превышает 7%. Иная картина наблюдается при крупномасштабной турбулентности в набегающем потоке. При увеличении дросселирования уровень пульсаций давления растет. В рабочем режиме он достигает 30%, а в дроссельных режимах — 40% от статического давления набегающего потока. Это обусловлено тем, что в этом случае режим течения в ВЗ становится близким к помпажному.

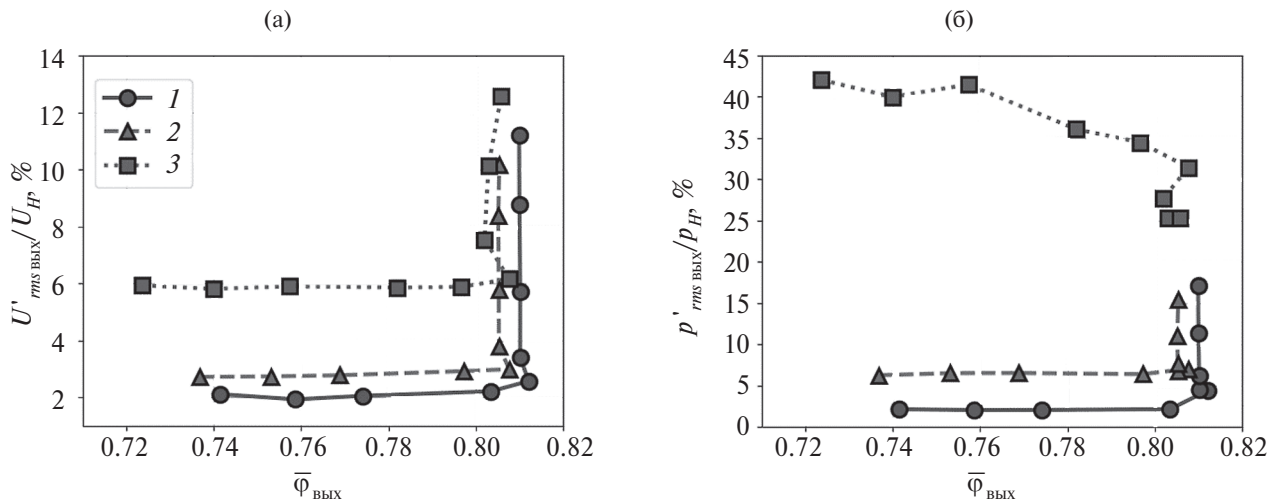


Рис. 12. Влияние параметров турбулентности набегающего потока на уровни пульсаций продольной скорости (а) и статического давления (б) в выходном сечении ВЗ при разном дросселировании: 1 – невозмущенный поток, 2 – мелкомасштабная турбулентность, 3 – крупномасштабная турбулентность.

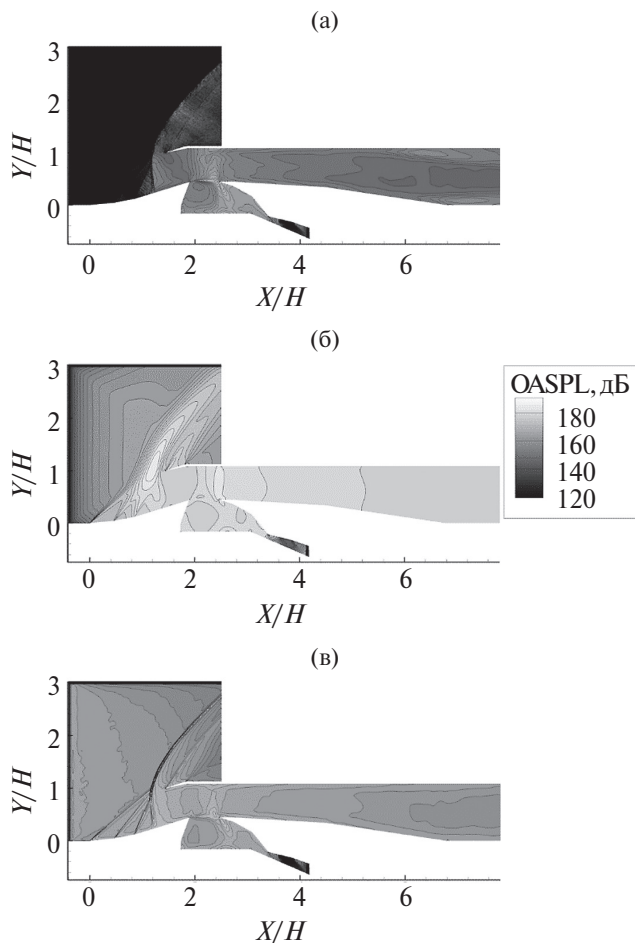


Рис. 13. Влияние масштаба турбулентности набегающего потока на интегральный уровень пульсаций статического давления в сечении $Z = 0$ ВЗ в дроссельном режиме работы ($q_{ном}(\lambda) = 0.52$): (а) – невозмущенный поток, (б) – крупномасштабная турбулентность, (в) – мелкомасштабная турбулентность.

Подтверждением этому служит рис. 13. На нем показаны поля интегрального уровня пульсаций давления ($OASPL = 20 \lg(p'_{rms}/p_0)$, где p'_{rms} – корень из среднеквадратического значения пульсаций статического давления, $p_0 = 2 \times 10^{-5}$ Па) в дроссельном режиме для всех уровней турбулентности набегающего потока. При невозмущенном потоке (рис. 13а) пульсации достигают максимального уровня в 165 дБ внутри канала ВЗ за щелью для слива пограничного слоя. В области выхода из ВЗ уровень пульсаций падает и составляет около 160 дБ у стенок и 145 дБ в ядре потока. В случае крупномасштабной турбулентности на входной границе расчетной области статическое давление остается постоянным, а задаются только пульсации скорости. Поэтому пульсации давления возрастают при удалении от входной границы расчетной области и перед системой скачков уплотнения достигают уровня в 165 дБ (рис. 13б), что соответствует максимальному уровню при невозмущенном потоке. Наибольший их уровень наблюдается при слиянии косых скачков в один большой интенсивности, а также в диффузоре ВЗ за щелью для слива пограничного слоя. Здесь их уровень составляет около 185 дБ, что соответствует помпажному уровню пульсаций [18]. В других частях канала ВЗ, а именно перед щелью для слива погранслоя и в области сечения выхода из ВЗ, уровень пульсаций давления также выше, чем в набегающем потоке, и составляет около 177 дБ. При мелкомасштабной турбулентности уровень пульсаций давления в набегающем потоке перед системой косых скачков примерно на 5 дБ ниже, чем в предыдущем случае. Вследствие того, что скачки уплотнения почти стационарны при прохождении через них турбулентных вихрей,

повышение пульсаций также невелико (рис. 13в). За щелью для слива пограничного слоя уровень пульсаций давления в ядре потока начинает убывать по длине канала. В итоге уровень пульсаций давления на выходе из диффузора ВЗ составляет около 160 дБ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью комбинированного RANS/ILES(i)-метода высокого разрешения исследовано влияние турбулентности набегающего потока на работу модельного сверхзвукового ВЗ при числе Маха набегающего потока $M = 1.8$. Исследование проведено при различных степенях дросселирования и при трех уровнях турбулентности набегающего потока: невозмущенном потоке, потоке с крупномасштабной турбулентностью ($L_t/H = 3$) и потоке с мелкомасштабной турбулентностью ($L_t/H = 0.1$). Изучено влияние турбулентности в набегающем потоке на течение в канале в ВЗ, интегральные характеристики в его выходном сечении, а также на уровень пульсаций давления и скорости в ВЗ при различных степенях дросселирования.

Получено, что турбулентность в набегающем потоке во всех исследованных режимах работы ВЗ приводит к уменьшению расхода в сравнении с невозмущенным потоком. При этом крупномасштабная турбулентность ведет к большему уменьшению расхода, чем мелкомасштабная той же интенсивности. При крупномасштабной турбулентности коэффициент расхода при фиксированном $q_{\text{ном}}(\lambda)$ в режимах с низким дросселированием уменьшается относительно значений при невозмущенном потоке на 0.3–1.7% и на 2.1–2.5% в дроссельных режимах, а при мелкомасштабной – соответственно на 0.4–0.7% и на 0.5–0.9%. Уменьшение расхода вызвано изменением углов наклонов косых скачков уплотнения перед входом в ВЗ, в результате чего среднее по времени положение линии тока, приходящей на кромку обечайки, оказывается ниже, чем при невозмущенном потоке.

Установлено, что увеличение потерь полного давления в выходном сечении ВЗ при крупномасштабной турбулентности в набегающем потоке происходит главным образом в результате колебаний мгновенного положения точки слияния косых скачков уплотнения в общий скачок уплотнения большой интенсивности и попадания потока с большими потерями в канал ВЗ. В случае мелкомасштабной турбулентности увеличение потерь полного давления в выходном сечении ВЗ обусловлено ростом потерь давления в скачках уплотнения. Коэффициент сохранения полного давления в выходном сечении при мелкомасштабной турбулентности уменьшается по

сравнению с его значениями при невозмущенном набегающем потоке на 1–2% во всех режимах работы, а при крупномасштабной турбулентности – на 3–4% в дроссельных режимах работы и на 2–3% в режимах с малым дросселированием.

Значительное влияние турбулентность в набегающем потоке оказывает на пульсационные параметры течения. При крупномасштабной турбулентности в дроссельных режимах работы суммарный уровень пульсаций давления в выходном сечении ВЗ составляет около 35–42% от величины статического давления в набегающем потоке, при мелкомасштабной – около 6–8%, в то время как при невозмущенном потоке – порядка 2%. Уменьшение степени дросселирования как при невозмущенном потоке, так и при мелкомасштабной турбулентности приводит к росту уровня пульсаций давления на выходе из диффузора ВЗ до 15–17%. При крупномасштабной турбулентности пульсации давления ведут себя иначе: с уменьшением степени дросселирования их уровень в выходном сечении ВЗ уменьшается до 25–30%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Любимов Д.А., Честных А.О. Исследование RANS/ILES-методом течения в высокоскоростном воздухозаборнике смешанного сжатия на различных режимах работы // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 729.
2. Любимов Д.А., Потехина И.В. Исследование нестационарных режимов работы сверхзвукового воздухозаборника RANS/ILES-методом // ТВТ. 2016. Т. 54. № 5. С. 784.
3. Johnson J.S. The Effects of Freestream Turbulence on Serpentine Diffuser Distortion Patterns. Thesis Master of Science. Provo: Brigham Young University, 2012. 126 p.
4. Rademakers R.P.M., Pohl A., Brehm S., Niehuis R. Influence of Varying Free-stream Turbulence on s-duct Aerodynamics // Proc. 12th Europ. Conf. Turbomachinery Fluid Dynamics & Thermodynamics ETC12. Stockholm, 2017.
5. Hoffman J.A. Effects of Free-Stream Turbulence on Diffuser Performance // J. Fluids Eng. 1981. V. 103. P. 385.
6. Аюпов Р.Ш., Бендерский Л.А., Любимов Д.А. Исследование RANS/ILES-методом влияния неоднородности температуры набегающего потока на пульсации давления в канале воздухозаборника // Мат. моделирование. 2019. Т. 31. № 10. С. 35.
7. Любимов Д.А. Анализ RANS/ILES-методом влияния переменной теплоемкости на характеристики пульсаций давления в высокоскоростном воздухозаборнике // Мат. моделирование. 2019. Т. 31. № 10. С. 72.
8. Жигалкин А.С., Любимов Д.А. Анализ RANS/ILES-методом влияния турбулентности набегающего потока на течение в сверхзвуковом воздухо-

- заборнике. Оценка диссипативных свойств разностной схемы на примере моделирования распада однородной изотропной турбулентности в рамках ILES // TBT. 2022. Т. 60. № 1. С. 63.
9. *Trapier S., Duveau P., Sébastien Deck S.* Experimental Study of Supersonic Inlet Buzz // AIAA J. 2006. V. 44. № 10. P. 2354.
 10. *Jarrin N.* Synthetic Inflow Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Turbulence. Th. Ph. D. Manchester: University of Manchester, 2008. 258 p.
 11. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. В 2 ч. Ч. 1: Учеб. руководство: для вузов. 5-е изд., перераб. и доп. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. 600 с.
 12. Теория авиационных двигателей. Ч. 1. Учеб. для вузов ВВС / Под ред. Нечаева Ю.Н. М.: Изд-во ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 2005. 366 с.
 13. *Rhyne R.H., Steiner R.* Power Spectral Measurement of Atmospheric Turbulence in Severe Storms and Cumulus Clouds: NASA Technical Note. Washington, DC: NASA, 1964.
 14. *Guissart A., Romblad J., Nemitz T., Tropea C.* Small-Scale Atmospheric Turbulence and Its Impact on Laminar-to-turbulent Transition // AIAA J. 2021. V. 59. № 9. P. 1.
 15. *Tangemann E., Klein M.* Numerical Simulation of Laminar Separation on a NACA0018 Airfoil in Freestream Turbulence // AIAA Scitech Forum. Orlando, 2020.
 16. *Sheih C.M., Tennekes H., Lumley J.L.* Airborne Hot-wire Measurements of the Small-scale Structure of Atmospheric Turbulence // Phys. Fluids. 1971. V. 14. № 2. P. 201.
 17. *Pope S.* Turbulent Flows. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 771 p.
 18. *Любимов Д.А.* Анализ RANS/ILES-методом влияния дросселирования и системы слива на спектральные характеристики пульсаций давления в спаренном сверхзвуковом воздухозаборнике. В кн.: Вычислительный эксперимент в аэроакустике и аэродинамике. Сб. тез. 9-й рос. конф. М.: ИПМ им. Келдыша РАН, 2022. С. 211.