

Научная статья
УДК 629.7.015.3
DOI: 10.34759/vst-2023-2-35-45

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ВОЗДУХОЗАБОРНОМ УСТРОЙСТВЕ

Дмитрий Александрович Рахманин¹✉, Евгений Владимирович Карпов², Валерия Евгеньевна Рахманина³

^{1,2,3} Центральный аэрогидродинамический институт им. профессора Н.Е. Жуковского (ЦАГИ),
Жуковский, Московская область, Россия

¹ d.rakhmanin@gmail.com✉

Аннотация. Проведено численное моделирование обтекания плоского изолированного сверхзвукового воздухозаборного устройства (ВЗУ) потоком вязкого газа с использованием SST $k-\omega$ модели турбулентности. Геометрия и результаты экспериментальных исследований рассматриваемого ВЗУ взяты из работы [1]. Проведено сравнение положений скачков уплотнения в канале ВЗУ, полученных в расчете и в эксперименте. Также исследовано влияние дросселирования на поле течения в канале ВЗУ, а именно показана зависимость распределения статического давления по стенкам ВЗУ от величины противодавления, задаваемого на выходе из канала.

Продемонстрирована разница между двумерным и трехмерным моделированием плоского ВЗУ. В трехмерном случае у стенки образуется угловой вихрь, который в близких к стенке сечениях существенно изменяет поле течения по сравнению с течением в плоскости симметрии ВЗУ.

Выявлено влияние углового вихря на распределение поперечного статического давления по нижней стенке канала ВЗУ. Установлено, что полученные в расчете значения распределения статического давления по стенкам канала ВЗУ на всех исследуемых режимах с достаточно высокой степенью точности совпадают с экспериментальными данными.

Ключевые слова: модель турбулентности, плоское ВЗУ, дросселирование ВЗУ, трехмерный отрыв, λ -образный скачок уплотнения, сверхзвуковое течение

Для цитирования: Рахманин Д.А., Карпов Е.В., Рахманина В.Е. Исследование физических особенностей течения в плоском сверхзвуковом воздухозаборном устройстве // Вестник Московского авиационного института. 2023. Т. 30. № 2. С. 35–45. DOI: 10.34759/vst-2023-2-35-45

Original article

THE STUDY OF FLOW PHYSICAL SPECIFICS IN A 2D SUPERSONIC AIR INTAKE UNIT

Dmitrii A. Rakhmanin¹✉, Evgenii V. Karpov², Valeriya E. Rakhmanina³

^{1,2,3} Central Aerohydrodynamic Institute named after N.E. Zhukovsky (TsAGI),
Zhukovsky, Moscow Region, Russia

¹ d.rakhmanin@gmail.com✉

Abstract

In modern supersonic aircraft, air intake units (AIU) exert a key effect on the entire power plant operation. The AIU main purpose is the gas flow supplying to the engine with minimal total pressure loss. The AIU development is a complex scientific and engineering task, which solution is being put into effect with computational and experimental methods.

The presented article considers methodological issues related to validation of the ANSYS Fluent software package (TsAGI license No. 501024), and provides a detailed description of the physical processes occurring in the AIN channel while throttling.

The authors performed numerical simulation of the flow in a flat supersonic AIU employing various turbulence models. The AIU geometry was borrowed from [1]. The oncoming flow parameters were as follows: Mach number $M_\infty = 2.41$, angle of attack $\alpha = 10^\circ$, Reynolds number $Re_{x_{\infty}} = 5.07 \times 10^7$ [1/m], total pressure $P_0 = 540$ кПа, total temperature

$T_0 = 305$ K. Data obtained by computing the static pressure distribution on the AIU channel walls were being compared with the experimental results from [1]. The authors revealed that the best match of computed and experimental data on static pressure distribution of the AIU upper and lower walls are ensured by the two turbulence models, namely $k-\omega$ SST-CC (CC stands for compressibility correction) and Reynolds Stress Model.

The turbulence model $k-\omega$ SST-CC, considered in more detail in this article, allows reproducing a qualitative flow pattern with stationary separation zones, shock waves (including those from separation zones), rarefaction waves, and vorticity regions.

The two-dimensional calculation comparison with the three-dimensional one revealed that the Mach number fields were practically the same for both 3D- and 2D-flow in the AIU symmetry plane. An angular vortex is being formed near the AIU side wall, which drastically changes in the sections close to the wall the flow field and static pressure distribution on the AIU channel lower wall in the transverse direction compared to the flow in the AIU plane of symmetry.

To study the effect of backpressure being set at the channel outlet boundary on the flow field properties of the supersonic air intake, throttling of the model channel was being executed. The backpressure coefficient d was equal to $d = P_{back}/P_\infty$, where P_{back} is the static pressure set at the outlet boundary of the channel, and P_∞ is the static pressure of the incident flow.

The studies revealed that with the opened throttle ($d = 0$) the flow in the AIU channel was supersonic. The local zone of the boundary layer separation originates herewith behind the break in its contour and a fan of rarefaction waves in the area of interaction of falling compression shock from the cowl with the AIU lower wall boundary layer.

With the backpressure coefficient of $d = 5.5$, an extensive separation region appears in the expanding (diffuser) part of the channel and a transition from supersonic to subsonic flow occurs.

At backpressure coefficient $d = 8.5$, a flow similar to a Mach disk is being formed at the AIU inlet: a direct shock wave is located in the central part of the inlet, and on top (near the shell) and below (near the compression wedge) two λ -shaped shocks are formed.

With the backpressure further increase ($d \geq 9.25$), the direct shock wave is shifting forward and locating prior to the shell, while the upper λ -shaped of shock waves disappears, and the lower one moves forward, increasing in size.

Keywords: turbulence model, flat air intake, intake throttling, three-dimensional separation, λ -shaped shock wave, supersonic flow

For citation: Rakhmanin D.A., Karpov E.V., Rakhmanina V.E. The Study of Flow Physical Specifics in a 2D Supersonic Air Intake Unit. *Aerospace MAI Journal*, 2023, vol. 30, no. 2, pp. 35-45. DOI: 10.34759/vst-2023-2-35-45

Введение

В современных сверхзвуковых летательных аппаратах от ВЗУ зависит работа всей силовой установки. Основным назначением ВЗУ является подвод газового потока в двигатель с минимальными потерями полного давления. Разработка ВЗУ – сложная научно-инженерная задача, решение которой осуществляется с помощью расчетных и экспериментальных методов. Однако ввиду высокой стоимости изготовления моделей и испытаний в аэродинамических трубах (АДТ) проведение широких параметрических исследований, необходимых для детального изучения физики течения в воздухозаборном устройстве, связано с существенными ограничениями.

С появлением мощных вычислительных машин крайне эффективным инструментом по проектированию ВЗУ стали численные методы. Так, в коммерческом пакете ANSYS Fluent (лицензия ЦАГИ № 501024) [2, 3] реализованы возможности решения двух- и трехмерных уравнений Навье–Стокса с замыканием системы уравнений различными моделями турбулентности. Одной из первых моделей турбулентности, которая широко использовалась в инженерных задачах, была стандартная $k-\epsilon$ модель, предложенная Лаундером и Сполдингом [4]. Так, в [5] с помощью данной модели турбулентности проведен расчет коэффициента восстановления полного давления для плоского ВЗУ. Однако данная модель обладала рядом недостатков,

в частности сложностью расчета вязкого подслоя и неточностью определения градиентов давления. Как следствие, для решения этих проблем появились две модификации данной модели: в виде RNG $k-\epsilon$ [6] и realisable $k-\epsilon$ [7]. Обе модели показали существенные улучшения в описании течений, где происходит сильное искривление линий тока и возникновение вихрей, по сравнению со стандартной $k-\epsilon$ моделью. Другой подход в моделировании турбулентности, в котором уравнение переноса записывается относительно удельной диссипации ω , был предложен Колмогоровым и развит Вилкоксом в виде $k-\omega$ модели [8]. Хотя данная модель приемлемо описывает пограничный слой без демпфирующих функций [9], при ее использовании возникают проблемы при расчете сдвиговых течений. В [10] Менгером была предложена модель сдвиговых напряжений $k-\omega$ SST [11], которая хорошо предсказывала свойства сдвиговых течений, а также обеспечивала правильное описание пристенной турбулентности. Результаты расчетных работ с использованием данной модели турбулентности представлены в [12–14]. Стоит отметить, что эта модель турбулентности реализована во многих коммерческих кодах и широко используется в задачах сверхзвуковой аэродинамики.

Что касается моделирования отрывных течений, то в настоящее время активно используются гибридные RANS/LES-подходы [15, 16], в том числе подходы типа DES – Detached Eddy Simulation [17, 18] и его

модификации в виде подхода SBES – Stress Blended Eddy simulation [19]. Однако данные подходы требуют существенных вычислительных ресурсов из-за необходимости большого количества ячеек расчетных сеток.

На сегодня RANS-подходы остаются наиболее привлекательными с точки зрения проектирования и исследования физики течения в сверхзвуковых ВЗУ. Однако перед использованием того или иного численного метода необходимо провести процедуру верификации и валидации [20], чтобы убедиться в корректности используемого подхода в рамках рассматриваемой задачи.

В настоящей работе проведено численное моделирование течения в сверхзвуковом плоском ВЗУ путем решения осредненных уравнений Навье – Стокса в постановке вязкого сжимаемого газа с использованием различных моделей турбулентности. Проводилось сравнение распределения статического давления по стенкам канала ВЗУ, полученного расчетным путем, с экспериментальными данными, полученными в [1] при числе Маха $M_\infty = 2,41$ и угле атаки $\alpha = 10^\circ$. Исследованы физические особенности течения при дросселировании ВЗУ. На основе результатов валидации дана оценка о пригодности использования программного пакета Ansys Fluent для решения практических задач сверхзвуковой аэродинамики.

Геометрия ВЗУ для проведения расчетных исследований

Предметом исследования в данной работе является плоский одноступенчатый воздухозаборник смешанного сжатия. Фрагмент модели исследуемого ВЗУ показан на рис. 1. Модель имела боковые стекла, предназначенные для визуализации течения внутри канала с помощью прибора Теплера; приемники статического давления располагались на верхней и нижней стенках канала в плоскости симметрии ВЗУ.

2D-эскиз модели ВЗУ был построен по характерным размерам, представленным в [1]. ВЗУ имеет одно-

ступенчатый клин торможения с углом наклона $\theta = 21,5^\circ$ длиной $L = 45,7$ мм. Угол поднутрения обечайки $\varphi = 9,5^\circ$. Высота входа $h_{вх} = 14,16$ мм, высота горла $h_r = 15$ мм, относительная площадь горла $h_r/h_{вх} = 1,059$. Длина регулярной части горла $L_r = 66,1$ мм. Расширение канала выполнено с 5° отклонением относительно горизонта. На рис. 2 приведены характерные размеры рассматриваемого ВЗУ. 3D-модель строилась путем вытягивания двумерного эскиза вдоль оси Z на расстояние $d = 1,86h_r$.

Расчетная сетка и граничные условия

Для анализа сеточной сходимости были построены три двумерные сетки с шагом дробления $r = 2$, а именно грубая сетка размерностью 191×60 ячеек, средняя сетка – 391×120 ячеек и подробная сетка – 791×240 ячеек. В качестве исследуемой величины был взят интегральный параметр в виде коэффициента восстановления полного давления ν (см. таблицу 1).

Из рис. 3 видно, что у средней и подробной сетки значения ν близки к значению данного коэффициента на бесконечно подробной сетке, рассчитанному экстраполяцией по Ричардсону [21]. При дальнейшем численном моделировании будет использоваться средняя сетка.

Для более достоверного моделирования течения в области пограничного слоя размер первой пристеночной ячейки по нормали к поверхности соответствовал величине y^+ порядка 0,5. Двумерная (средняя) сетка была составлена из 33 блоков (рис. 4).

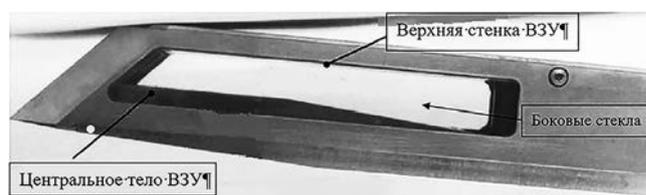


Рис. 1. Экспериментальная модель ВЗУ (из работы [1])

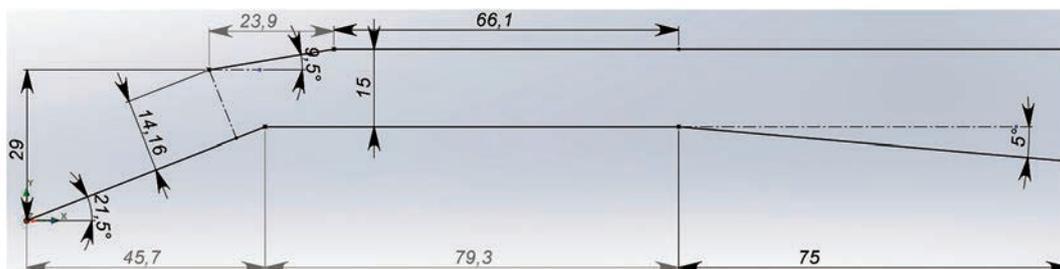


Рис. 2. Геометрические размеры ВЗУ

Таблица 1

Коэффициент восстановления полного давления ν по трем сеткам

	191 × 60 = 11460 ячеек (грубая)	391 × 120 = 46920 ячеек (средняя)	791 × 240 = 189840 ячеек (подробная)	Бесконечная сетка (экстраполяция по Ричардсону)
Коэффициент восстановления давления ν	$\nu = 0,6576$	$\nu = 0,6615$	$\nu = 0,6625$	$\nu_\infty = 0,6628$

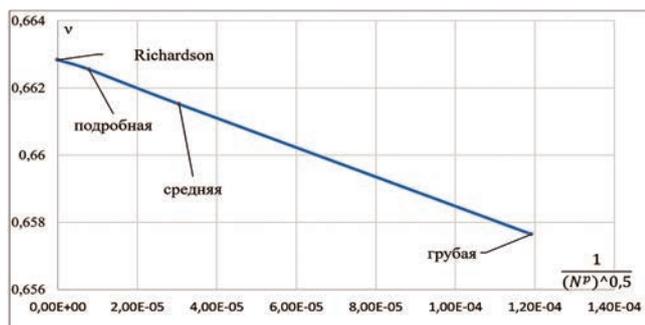


Рис. 3. Зависимость коэффициента восстановления давления от размера ячейки двумерной сетки (N – количество ячеек, p – порядок аппроксимации)

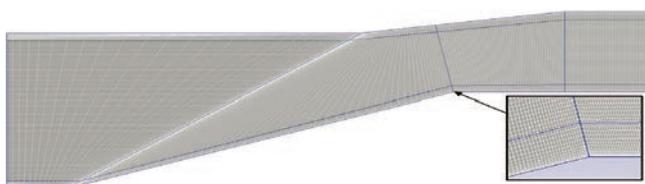


Рис. 4. Двумерная расчетная сетка и разрешение пограничного слоя

Трехмерная сетка (рис. 5) строилась путем вытягивания двумерной сетки (средней) вдоль оси Z на расстояние $d = 1,86h_r$. Спереди расчетная область ограничена параллелепипедом, на поверхности которого задавались условия набегающего потока. На задней границе канала ставилось граничное условие, соответствующее свободному протеканию потока, или статическое давление, определяющее степень дросселирования канала ВЗУ. В качестве граничных условий для твердых стенок задавались условия непротекания и прилипания потока.

Трехмерная расчетная сетка содержала около 10 млн ячеек с общим количеством блоков, равным 132. Равномерность расчетной сетки обеспечивалась за счет плавного изменения роста ячеек, чтобы размеры любых двух соседних ячеек по трем направлениям (x, y, z) различались не более чем в 1,2 раза.

Численный метод

Численное решение системы осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса для вязкого сжимаемого газа выполняется с помощью программного пакета Ansys Fluent [2, 3]. В качестве замыкания данных уравнений используется двухпараметрическая модель турбулентности $k-\omega$ SST с поправкой на сжимаемость [4]. Аппроксимация системы дифференциальных уравнений

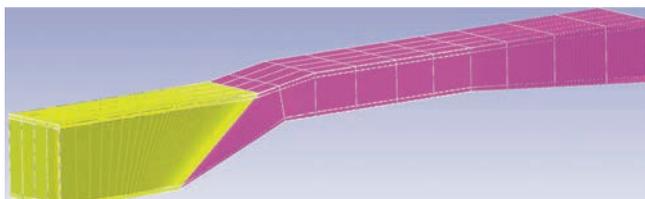


Рис. 5. Трехмерная расчетная сетка

нений выполнялась с помощью метода конечного объема со значениями переменных в центрах ячеек. Для дискретизации конвективных потоков используется схема Roe [22] с линейной реконструкцией значений на гранях ячейки. Для более точного вычисления градиентов используется метод Green–Gauss Node Based [2]. Дискретизация параметров турбулентности выполнялась с помощью противопотокового метода второго порядка аппроксимации. Расчет выполняется в стационарной постановке методом установления. Для уравнений движения газа и уравнений модели турбулентности дискретизация по времени осуществляется с помощью неявного метода Эйлера. На каждом временном слое выполняется неявная линеаризация нелинейных алгебраических уравнений, полученных в ходе решения. Далее с помощью алгебраического многосеточного метода (AMG – algebraic multigrid) [2] решаются системы линейных алгебраических уравнений, совместно с ILU (Incomplete Lower Upper) факторизацией для линейной системы, полученной из уравнений движения, и с методом Гаусса–Зейделя [2] для уравнений модели турбулентности. Зависимость между динамической вязкостью и температурой определяется по закону Сазерленда с константой 110,56 К.

Постановка задачи

В [1] исследовалось обтекание плоского ВЗУ, установленного под углом $\alpha = 10^\circ$ в сверхзвуковой аэродинамической трубе RWTH Aachen University, Germany. Параметры набегающего потока были следующими: число Маха $M_\infty = 2,41$, число $Re_\infty = 5,07 \times 10^7$ [1/м], полное давление $P_0 = 540$ кПа, полная температура $T_0 = 305$ К, входная турбулентность не превышала 1%.

Сжатие в данном ВЗУ происходит через серию скачков уплотнения, индуцируемых центральным телом и обечайкой. За веером волн разрежения следует отрыв пограничного слоя, который возникает из-за взаимодействия скачка уплотнения от обечайки с пограничным слоем нижней стенки ВЗУ. Далее следует серия отраженных скачков уплотнения от верхней и нижней стенок канала ВЗУ. Схематичная картина газодинамического процесса в исследуемом ВЗУ представлена на рис. 6.

Результаты численного моделирования

Выбор модели турбулентности

В [1] указано, что воздушный поток в плоскости симметрии плоского ВЗУ двумерный, что позволяет провести серию двумерных валидационных расчетов

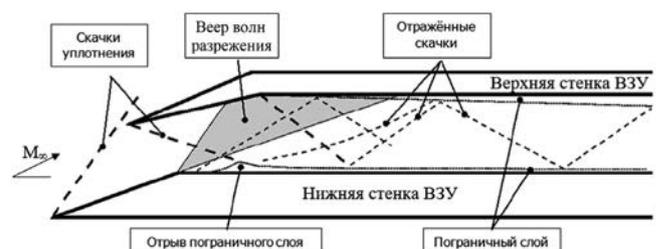


Рис. 6. Схема течения в ВЗУ (из работы [1])

с использованием различных моделей турбулентности. Проведем сравнение распределения пристеночного давления с использованием моделей турбулентности: $k-\varepsilon$ [4], RNG $k-\varepsilon$ [6], Спаларта–Аллмараса (SA) [23], $k-\omega$ SST [11], $k-\omega$ SST–CC (compressibility correction [3]), а также модели реингольдсовых напряжений Reynolds Stress [24]. Результаты распределения статического давления по верхней и нижней стенкам ВЗУ, обезразмеренного на полное давление набегающего потока, для всех рассмотренных моделей турбулентности представлены на рис. 7.

Сравнение показывает, что модели турбулентности $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, SA не могут корректно предсказать рост давления на верхней стенке в точке $X \sim 0,07$ м, вызванный попаданием туда скачка уплотнения от отрыва, возникшего на нижней стенке. Это подтверждается тем фактом, что отрыв на нижней стенке при применении данных моделей турбулентности меньше, чем в эксперименте (рис. 7), что приводит к образованию более слабого скачка уплотнения от отрыва и его смещению вперед на верхней стенке.

Модель $k-\omega$ SST чуть лучше предсказывает начало отрыва, что приводит к смещению пика давления по верхней стенке влево, однако этого по-прежнему недостаточно. Модели $k-\omega$, SST CC и Reynolds Stress более корректно предсказывают размер отрыва, в результате угол наклона скачка от отрыва на нижней стенке увеличивается и правильно предсказывается пик давления, см. рис. 7. Одна из причин такого совпадения может быть связана с тем, что в данных моделях турбулентности пограничный слой обладает меньшей энергией, что позволяет возникнуть более раннему отрыву пограничного слоя. Дополнительным подтверждением правильности предсказания поведения скачков уплотнения с помощью данных моделей турбулентности является картина течения в точке $X \sim 0,09$ м. В эту точку попадает отраженный от нижней стенки косой скачок уплотнения, который был генерирован носком обечайки, а также отраженный от нижней стенки скачок, который возникает в месте излома верхней стенки ВЗУ за носком обечайки (см. теневую картину течения в центре рис. 7).

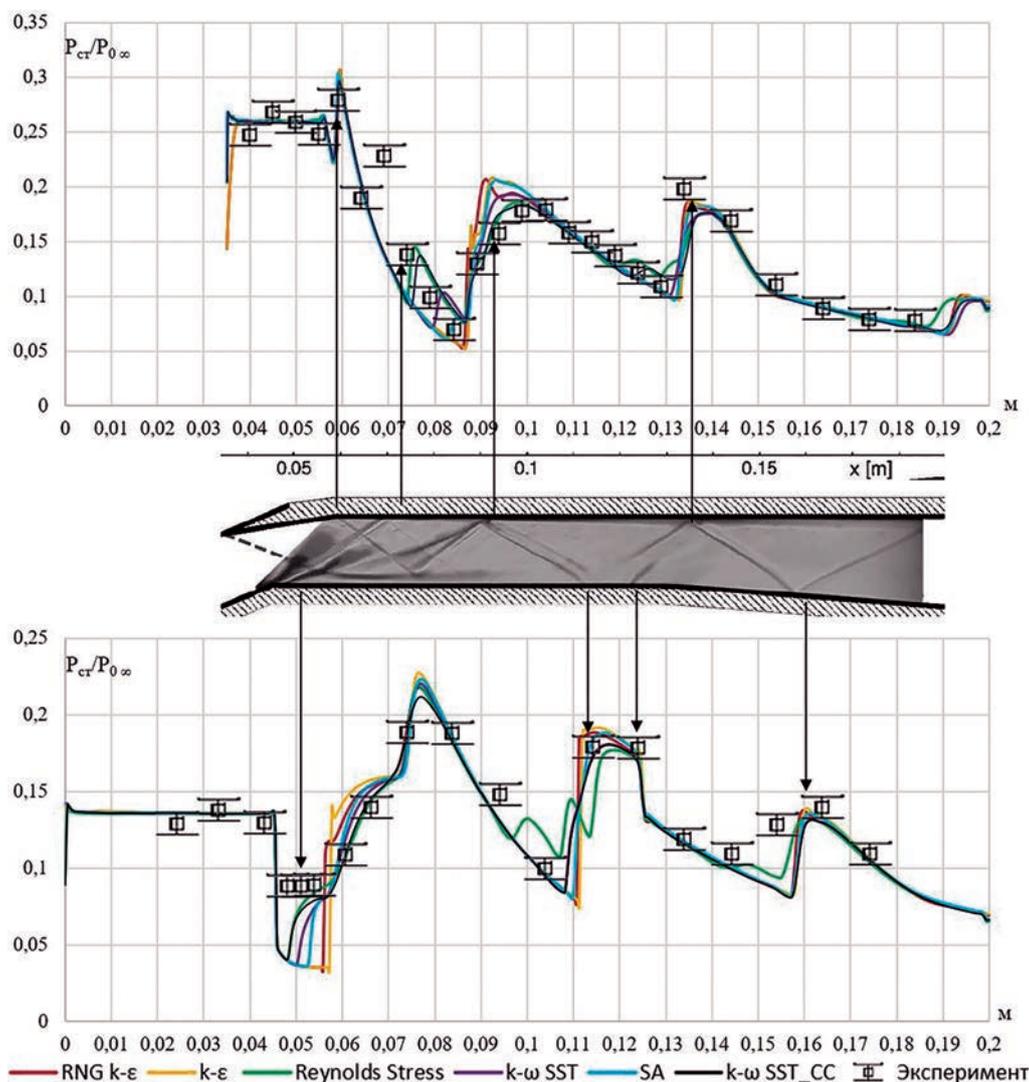


Рис. 7. Сравнение распределения относительного статического давления по верхней и нижней стенкам канала ВЗУ с различными моделями турбулентности на режиме полностью открытого дросселя (теневая картина течения взята из [1])

Тем не менее, использование только графического сравнения не позволяет количественно оценить числовую ошибку из-за различных масштабов сетки. Для количественной оценки различия между результатами вычислений и экспериментальными данными используют метрику [20], задаваемую формулой:

$$V = 1 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \text{th} \left| \frac{y(x_i) - Y(x_i)}{Y(x_i)} \right|, \quad (1)$$

где $y(x_i)$ – расчетные значения статического давления в точках x_i для $i = 1, 2 \dots N$; $Y(x_i)$ – значения статического давления, полученные экспериментальным путем.

В табл. 2 представлены значения данной метрики, посчитанные при использовании различных моделей турбулентности. Видно, что значения метрики для моделей турбулентности $k-\omega$, $k-\omega$ SST CC и Reynolds Stress являются самыми высокими, т. е. выбор данных моделей больше подходит для моделирования внутренней аэродинамики сверхзвуковых ВЗУ. Однако при использовании модели Reynolds Stress могут возникать проблемы, связанные со сходимостью решения, а также с тем, что из-за большего количества уравнений требуют временных затрат на установление решения примерно на 30% больше по сравнению с моделью турбулентности с двумя переменными типа $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ SST.

Влияние боковых стенок на продольное течение

Для оценки влияния боковых стенок на течение в центральной плоскости было выполнено трехмерное численное моделирование половины модели воздухозаборника (см. рис. 5). Расчеты проведены с использованием модели турбулентности $k-\omega$ SST–CC.

Сравнение картины полей чисел Маха в сечении,

расположенном в плоскости симметрии ВЗУ, для трехмерного и двумерного расчетов показывает идентичное поведение скачков уплотнения, а также одинаковую форму и размер отрыва пограничного слоя на поверхности нижней стенки ВЗУ (рис. 8). Это также подтверждается и близкими значениями распределения статических давлений по верхней и нижней стенкам ВЗУ для трехмерного и двумерного расчетов. Различие значений по исследуемой метрике для статического давления для трехмерного и двумерного расчетов наблюдается лишь в четвертом знаке (табл. 3).

Таблица 3

Значения метрики V , рассчитанной в плоскости симметрии ВЗУ

	3D	2D
Метрика M (по нижней стенке)	0,9146	0,9145
Метрика M (по верхней стенке)	0,9252	0,9254

В трехмерном случае боковая стенка существенно влияет на течение в области ее соединения с нижней стенкой ВЗУ, а также в прилегающих областях и ниже по потоку. На боковой стенке ВЗУ нарастает пограничный слой. При достаточной интенсивности косога скачка уплотнения от обечайки в области его взаимодействия с пограничным слоем боковой стенки, как известно, развивается трехмерный отрыв пограничного слоя [25, 26]. В области соединения боковой и нижней стенок происходит взаимодействие отрывных зон, возникших в результате отрыва пограничного слоя на обеих стенках из-за перепада давления в косом скачке уплотнения от обечайки. В данном случае взаимодействие происходит на фоне разгона потока в вее ре волн разрежения Прандтля–Майера, возникающем при обтекании тупого угла излома контура нижней

Таблица 2

Значения метрики V для различных моделей турбулентности

	$k-\varepsilon$	RNG $k-\varepsilon$	SA	SST	SST CC	Reynolds Stress
Метрика V (по нижней стенке)	0,8657	0,8743	0,8891	0,9053	0,9145	0,9193
Метрика V (по верхней стенке)	0,8824	0,8895	0,9075	0,9146	0,9254	0,9235

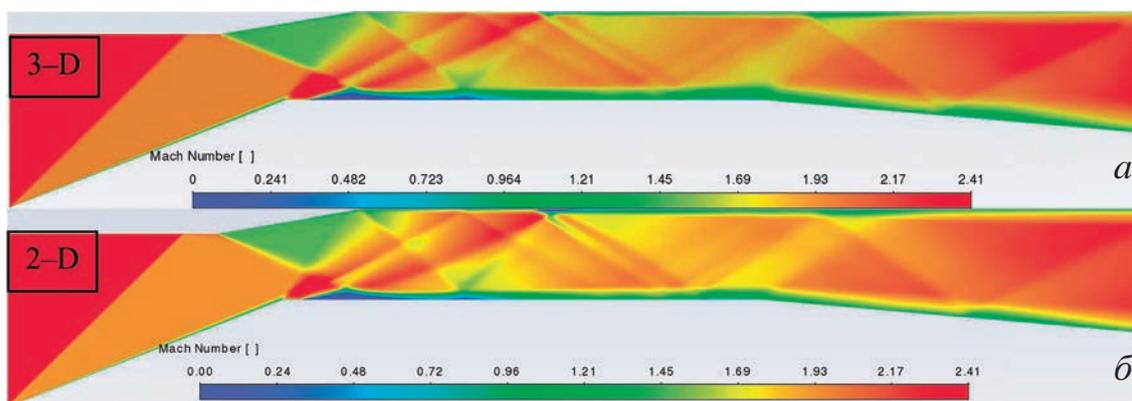


Рис.8. Поля чисел Маха в канале ВЗУ: а – для случая 3D; б – для случая 2D

стенки при переходе от наклонного к горизонтальному участку. Следствием указанного взаимодействия является возникновение углового вихря. Рис. 9,а иллюстрирует движение частиц воздуха в указанном вихре. На этом рисунке изображены в изометрии траектории линий тока, проходящих вблизи углового соединения нижней и боковой стенок ВЗУ, начиная от передней кромки клина сжатия. Видно, что на наклонном участке нижней стенки (на клине сжатия) и в самом начале горизонтального участка нижней стенки за ее изломом линии тока прямолинейны и параллельны линии соединения боковой и нижней стенок. В области взаимодействия косого скачка уплотнения от обечайки с поверхностью нижней стенки частицы воздуха вовлекаются в вихревое течение в отрывной области и двигаются далее по криволинейным траекториям.

Рис. 9,б иллюстрирует вытеснение угловым вихрем области отрыва на горизонтальном участке нижней стенки в сторону от боковой стенки ВЗУ.

В результате указанных эффектов структура течения вблизи боковой стенки меняется по сравнению со структурой в плоскости симметрии ВЗУ (сечение Б–Б на рис. 10,а). Угловой вихрь размещает пограничный слой на нижней стенке, поэтому косой скачок уплотнения от обечайки отражается от поверхности нижней стенки фактически без образования области отрыва пограничного слоя (рис. 10,б), в то время как в плоскости симметрии (сечение В–В на рис. 10,в) возникает отрывная область и, соответственно, формируются скачок уплотнения от отрывной зоны и присоединенный скачок, расположенный за отрывной зоной.

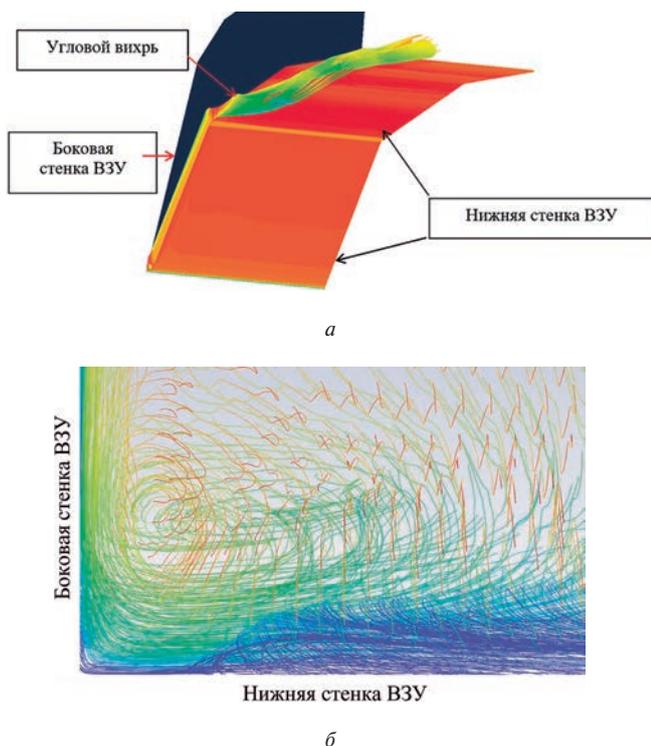


Рис. 9. Образование углового вихря у боковой стенки ВЗУ

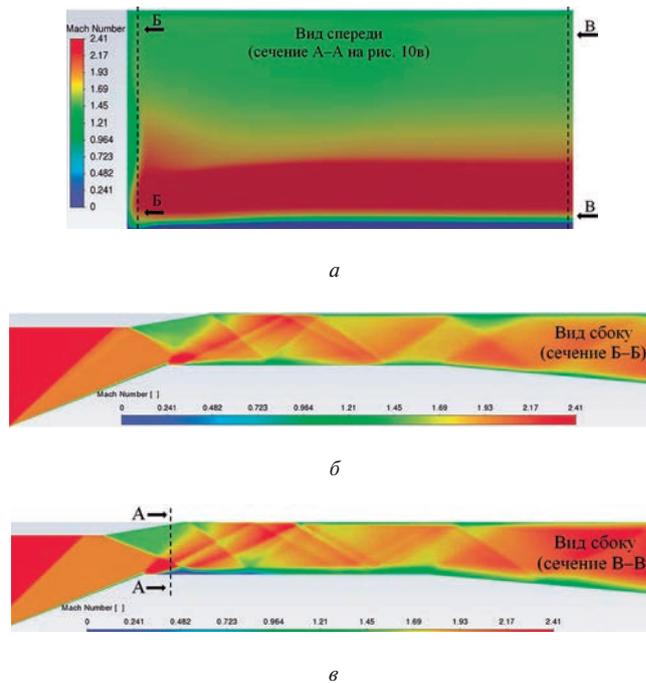


Рис. 10. Изменение структуры течения вблизи боковой стенки ВЗУ: а – вид спереди (поперечное сечение А–А; стенка слева, плоскость симметрии ВЗУ – справа); б – вид сбоку (сечение Б–Б – вблизи боковой стенки); в – вид сбоку (сечение В–В – вблизи плоскости симметрии ВЗУ)

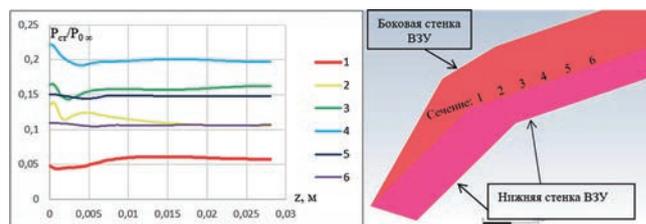


Рис. 11. Распределение относительного статического давления в поперечном сечении на разных участках канала

Для оценки влияния углового вихря на распределение относительного статического давления ($P_{ст}/P_{0∞}$) по длине регулярной части канала ВЗУ было построено шесть поперечных сечений (координата сечения 1 – $x_1 = 0,049$ м, сечения 2 – $x_2 = 0,061$ м и далее с шагом 0,01 м). Расчеты показали, что начиная с сечения 5 влияние углового вихря ослабевает и структура течения у стенки ВЗУ становится близкой к плоскому течению (рис. 11).

Дросселирование ВЗУ

Для исследования влияния противодавления, задаваемого на выходной границе канала, на свойства поля течения сверхзвукового воздухозаборника выполнялось дросселирование канала модели. Коэффициент противодавления d равнялся $d = P_{зад}/P_{∞}$, где $P_{зад}$ – статическое давление, задаваемое на выходной границе канала; $P_{∞}$ – статическое давление набегающего потока. В табл. 4 представлены значения коэффициента d и соответствующее ему перекрытие Δ , %, дросселем проходного сечения канала ВЗУ.

Таблица 4

Значения коэффициента d и соответствующее ему перекрытие Δ , %, дросселем проходного сечения канала ВЗУ

d	0	5,5	7,0	8,25
Δ , %	0	64	70	73

На рис. 12 представлены распределения давлений по нижней стенке, полученные в эксперименте и в расчете, в зависимости от степени дросселирования канала ВЗУ. Видно, что для указанных в табл. 4 значений коэффициента противодавления d расчетные зависимости распределения относительного статического давления $P_{ст}/P_{0в}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Далее приведены данные о влиянии противодавления на свойства поля течения в ВЗУ.

При $d = 0$ заданное значение противодавления на выходе из канала ВЗУ равно нулю. На нижней стенке ВЗУ, начиная с точки $X \sim 0,045$ м (см. рис. 7), возникает веер волн разрежения, затем происходит взаимодействие скачка уплотнения от обечайки с пограничным слоем, что вызывает отрыв пограничного слоя (рис. 13). На верхней стенке в конце и в начале обечайки возникают два скачка уплотнения, которые после отражения от нижней стенки практически попадают в точку ($X \sim 0,085$ м). В дальнейшем скачки существенно ослабляются из-за многократных отражений от верхней и нижней стенок ВЗУ. Как видно из распределения статического давления, представленного на рис. 12, и поля чисел Маха (рис. 13), по всей длине канала реализуется сверхзвуковое течение.

При коэффициенте противодавления $d = 5,5$ структура течения в канале ВЗУ до координаты $X \sim 0,013$ м аналогична течению при открытом дросселе, т. е. при $d = 0$. Далее, ниже по течению, на нижней стенке возникает отрывная зона (рис. 13) и осуществляется переход от сверхзвукового течения к дозвуковому. Переход сверхзвукового в дозвуковое течение в канале происходит постепенно на длине, составляющей несколько калибров канала. Структура такого перехода названа *псевдоскачком* [27]. Статическое давление по длине псевдоскачка монотонно растет (см. рис. 12) и в каналах с постоянной площадью

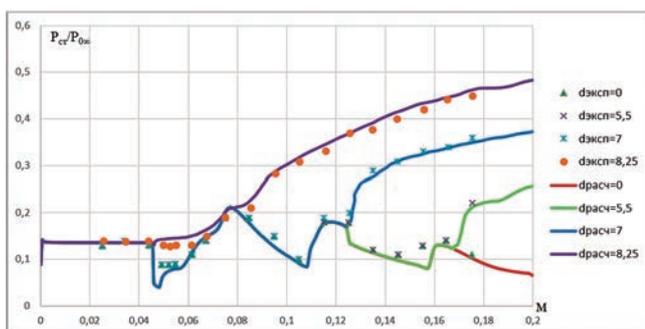


Рис. 12. Распределение относительного статического давления в зависимости от степени дросселирования канала

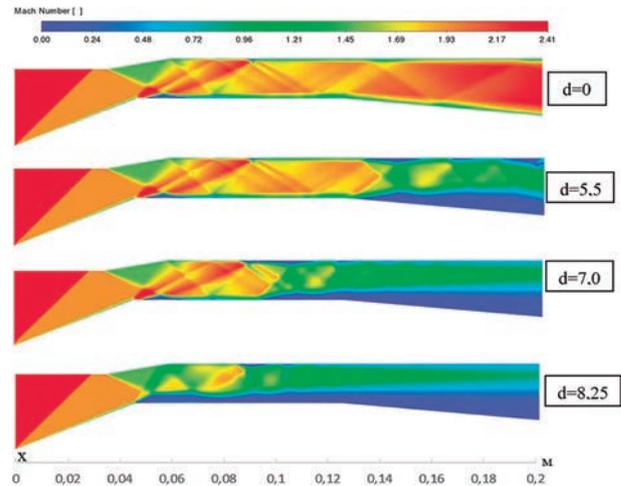


Рис. 13. Поле чисел Маха в плоскости симметрии ВЗУ для разных значений коэффициента противодавления d (RANS, $k-\omega$ SST-CC)

достигает значений, близких к величине за прямым скачком [28].

При дальнейшем дросселировании ($d = 7,0$) зона отрыва на нижней стенке увеличивается в размерах и сдвигается против потока в центр регулярной части канала ВЗУ в районе точки $X \sim 0,095$ м. От данной отрывной зоны образуется дополнительный косой скачок уплотнения, который пересекается со скачком уплотнения, возникающим при обтекании отрыва на нижней стенке ВЗУ, расположенного после излома клина торможения в начале горизонтального участка центрального тела.

При $d = 8,25$ структура течения в канале полностью изменяется, так как отрыв, распространяющийся из диффузорной части канала против потока, достигает отрыва, расположенного в начале регулярного участка ВЗУ. В результате образуется обширная отрывная зона на нижней стенке ВЗУ за изломом клина торможения (см. рис. 13). При этом происходит регулярное взаимодействие косых скачков уплотнения от обечайки и от начала зоны отрыва на нижней стенке.

При $d = 8,50$ начало отрыва возникает уже на ступени клина торможения в точке $X \sim 0,039$ м. Скачок от отрыва взаимодействует со скачком от обечайки в плоскости входа ВЗУ с образованием диска Маха [29].

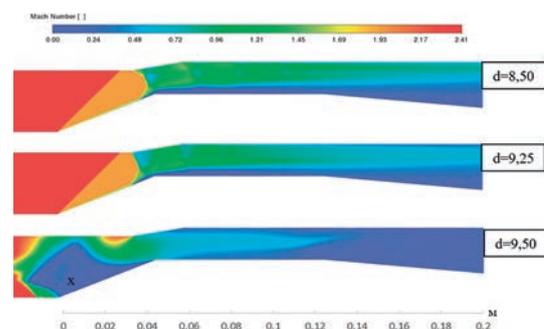


Рис. 14. Поле чисел Маха в плоскости симметрии ВЗУ для разных значений коэффициента противодавления d

При $d = 9,25$ начало отрыва лежит в одной плоскости с началом обечайки ВЗУ. Перед входом в ВЗУ на клине сжатия возникает λ -образный скачок уплотнения (рис. 14).

При $d = 9,5$ из-за большого противодавления на выходной границе ВЗУ не в состоянии захватить набегающую высоконапорную струю, что приводит к полному разрушению расчетной схемы течения на входе и «незапуску» ВЗУ.

Выводы

Проведено численное моделирование обтекания плоского изолированного сверхзвукового ВЗУ при $M_\infty = 2,41$, угле атаки $\alpha = 10^\circ$, $Re_{x_{co}} = 5,07 \times 10^7$ [1/м], полном давлении $P_0 = 540$ кПа, полной температуре $T_0 = 305$ К с использованием шести различных моделей турбулентности.

Получено, что наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных результатов по распределению статического давления на верхней и нижней стенках ВЗУ обеспечивают две модели турбулентности: $k-\omega$ SST–CC (compressibility correction) и модель реинольдсовых напряжений Reynolds Stress Model.

Рассмотренная более подробно в данной работе модель турбулентности $k-\omega$ SST–CC позволяет воспроизвести качественную картину течения со стационарными отрывными зонами, скачками уплотнения (в том числе от отрывных зон), волнами разрежения, областями завихренности.

Сравнение двумерного расчета с трехмерным показало, что в плоскости симметрии ВЗУ поля числа Маха 3D-течения практически не отличаются от 2D-течения.

У боковой стенки ВЗУ образуется угловая вихрь, который в близких к стенке сечениях существенно меняет поле течения и распределение статического давления на нижней стенке канала ВЗУ в поперечном направлении по сравнению с течением в окрестности плоскости симметрии ВЗУ.

Установлено, что при открытом дросселе ($d = 0$) течение в канале ВЗУ сверхзвуковое. При этом на нижней стенке ВЗУ за изломом ее контура и веером волн разрежения в области взаимодействия падающего скачка уплотнения от обечайки с пограничным слоем нижней стенки ВЗУ возникает локальная зона отрыва пограничного слоя. При противодавлении $d = 5,5$ в расширяющейся (диффузорной) части канала возникает обширная отрывная область и осуществляется переход от сверхзвукового течения к дозвуковому. При $d = 8,5$ на входе ВЗУ формируется течение, подобное диску Маха: в центральной части входа расположен участок прямого скачка уплотнения, а сверху (у обечайки) и снизу (у клина сжатия) — два λ -образных скачка. При дальнейшем увеличении противодавления ($d \geq 9,25$) прямой скачок уплотнения перемещается вперед и располагается перед обечайкой, при этом верхняя λ -структура скачков уплотнения исчезает, а нижняя перемещается вперед, увеличиваясь в размерах.

Список источников

1. Herrmann C.D., Koschel W.W. Experimental investigation of the internal compression of a hypersonic intake // 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit (7-10 July 2002; Indianapolis, Indiana). Paper 2002-4130.
2. ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide. URL: https://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/main_pre.htm
3. Ansys Fluent Simulation Software. URL: <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>
4. Spalart P.R. Trends in Turbulence Treatments // Fluids 2000 Conference and Exhibit (19-22 June 2000; Denver, CO, USA). Paper AIAA-2000-2306. DOI: 10.2514/6.2000-2306
5. Виноградов В.А., Мельников Я.А., Степанов В.А. Исследование характеристик плоского и пространственного входных устройств сверхзвукового пассажирского самолета // Ученые Записки ЦАГИ. 2015. Т. XLVI. № 2. С. 26–40.
6. Choudhury D. Introduction to the Renormalisation Group Method and Turbulence Modeling. Fluent Inc, Technical Memorandum TM-107, 1993.
7. Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu, J. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows // Computers & Fluids. 1995. Vol. 24. No. 3, pp. 227-238. DOI: 10.1016/0045-7930(94)00032-T
8. Wilcox D.C. Multiscale model for turbulent flows // AIAA Journal. 1988. Vol. 26. No. 11, pp. 1311-1320. DOI: 10.2514/3.1004
9. Wilcox D.C. Turbulence Modeling For CFD. - 3rd edition. - DCW Industries. Inc., La Canada. California. USA. 1998. - 522 p.
10. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA Journal. 1994. Vol. 32. No. 8, pp 1598-1605.
11. Menter F.R. Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective // International Journal of Computational Fluid Dynamics. 2009. Vol. 23. No. 4, pp. 305-316. DOI: 10.1080/10618560902773387
12. Новогородцев Е.В., Карпов Е.В., Колтоков Н.Г. Повышение характеристик пространственных нерегулируемых воздухозаборников внешнего сжатия на основе использования систем управления пограничным слоем // Вестник Московского авиационного института. 2021. Т. 28. № 4. С. 7–27. DOI: 10.34759/vst-2021-4-7-27
13. Шербаков М.А., Юн А.А., Крылов Б.А. Сравнительный анализ моделей турбулентности с использованием научного кода «Fastest-SD» и коммерческого пакета ANSYS CFX // Вестник Московского авиационного института. 2009. Т. 16. № 5. С. 116–122.
14. Милешин В.И., Семенкин В.Г. Расчетное исследование влияния числа Рейнольдса на характеристики первой типовой ступени компрессора высокого давления // Вестник Московского авиационного института. 2018. Т. 25. № 2. С. 86–98.
15. Любимов Д.А., Потехина И.В. Применение RANS/ILES-метода высокого разрешения для исследования нестационарных режимов работы сверхзвукового воздухозаборника // Модели и методы аэродинамики: Сборник тезисов докладов XIV Международной школы-семинара (04–13 июня 2014; Евпатория). – М.: МЦНМО, 2014. С. 102–103.
16. Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Шур М.Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений: Учебное пособие. – СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. – 88 с.

17. Forsythe J.R., Squires K., Wurtzler K., Spalart P. Detached eddy simulation of fighter aircraft at high alpha // 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit (14-17 January 2002; Reno, NV, USA). DOI: 10.2514/6.2002-591
18. Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows // 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (08-11 January 2001; Reno, NV, USA). DOI: 10.2514/6.2001-879
19. Menter F.R. Stress-blended eddy simulation (SBES) – A new paradigm in hybrid RANS–LES modeling // In: Hoarau Y., Peng SH., Schwaborn D., Revell A. (eds) Progress in Hybrid RANS–LES Modelling (HRLM 2016). Springer, Cham. Vol 137, pp. 27-37. DOI:10.1007/978-3-319-70031-1_3
20. Oberkampf W.L., Trucano T.G. Verification and validation in computational fluid dynamics // Progress in Aerospace Sciences. 2002. Vol. 38. No. 3, pp. 209-272. DOI: 10.1016/S0376-0421(02)00005-2
21. Roache P.J. Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics // Annual Review of Fluid Mechanics. 1997. Vol. 29, pp. 123-160. DOI: 10.1146/annurev.fluid.29.1.123
22. Roe P.L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes // Journal of Computational Physics. 1981. Vol. 43. No. 2, pp. 357-322. DOI: 10.1016/0021-9991(81)90128-5
23. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (06-09 January 1992; Reno, NV, USA). DOI: 10.2514/6.1992-439
24. Launder B.E., Shima N. Second-Moment Closure for the Near-Wall Sublayer: Development and Application // AIAA Journal. 1989. Vol. 27. No. 10, pp. 1319-1325. DOI: 10.2514/3.10267.
25. Korkegi R.H. A simple correlation for incipient turbulent boundary layer separation due to a skewed shock wave // AIAA Journal. 1973. Vol. 22. No. 11, pp. 1578-1579.
26. Желтотов А.А. Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1979. № 3. С. 42–50.
27. Гурьев В.Г., Трифонов А.К. Псевдоскачок в простейшем воздухозаборнике в виде цилиндрической трубы // Ученые записки ЦАГИ. 1976. Т. VII. № 1. С. 130–138.
28. Гурьев В.Г., Трифонов А.К. Переход сверхзвукового течения в дозвуковое в трубе с расширяющимся начальным участком // Ученые записки ЦАГИ. 1980. Т. XI. № 4. С. 81–89.
29. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Численное моделирование условий реализации режимов течения в сверхзвуковых конических воздухозаборниках внутреннего сжатия // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 5. С. 567–580.

References

1. Herrmann C.D., Koschel W.W. Experimental investigation of the internal compression of a hypersonic intake. *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit (7-10 July 2002; Indianapolis, Indiana)*. Paper 2002-4130.
2. ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide. URL: https://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/main_pre.htm
3. Ansys Fluent Fluid Simulation Software. URL: <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>
4. Spalart P.R. Trends in Turbulence Treatments. *Fluids 2000 Conference and Exhibit (19-22 June 2000; Denver, CO, USA)*. Paper AIAA-2000-2306. DOI: 10.2514/6.2000-2306
5. Vinogradov V.A., Mel'nikov Ya.A., Stepanov V.A. *Uchenye Zapiski TsAGI*, 2015, vol. XLVI, no. 2, pp. 26-40.
6. Choudhury D. *Introduction to the Renormalisation Group Method and Turbulence Modeling*. Fluent Inc, Technical Memorandum TM-107, 1993.
7. Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu, J. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. *Computers & Fluids*, 1995, vol. 24, no. 3, pp. 227-238. DOI: 10.1016/0045-7930(94)00032-T
8. Wilcox D.C. Multiscale model for turbulent flows. *AIAA Journal*, 1988, vol. 26, no. 11, pp. 1311-1320. DOI: 10.2514/3.10042
9. Wilcox D.C. *Turbulence Modeling For CFD*. 3rd edition. DCW Industries. Inc., La Canada, California, USA, 1998, 522 p.
10. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 1994, vol. 32, no. 8, pp. 1598-1605.
11. Menter F.R. Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2009, vol. 23, no. 4, pp. 305-316. DOI: 10.1080/10618560902773387
12. Novogorodtsev E.V., Karpov E.V., Koltok N.G. Characteristics improvement of spatial fixed-geometry air intakes of external compression based on boundary layer control systems application. *Aerospace MAI Journal*, 2021, vol. 28, no. 4, pp. 7-27. DOI: 10.34759/vst-2021-4-7-27
13. Shcherbakov M.A., Yun A.A., Krylov B.A. A comparative analysis of turbulence models using Fastest-SD scientific code and ANSYS CFX commercial software package. *Aerospace MAI Journal*, 2009, vol. 16, no. 5, pp. 116-122.
14. Milesin V.I., Semenkin V.G. Computational study of reynolds number effect on the typical first stage of a high-pressure compressor. *Aerospace MAI Journal*, 2018, vol. 25, no 2, pp. 86-98.
15. Lyubimov D.A., Potekhina I.V. *Materialy XIV Mezhdunarodnoi shkoly-seminara "Modeli i metody aerodinamiki" (04–13 June 2014; Evpatoriya)*. Moscow, MTsNMO, 2014, pp. 102-103.
16. Garbaruk A.V., Strelets M.Kh., Shur M.L. *Modelirovanie turbulentnosti v raschetakh slozhnykh techenii* (Turbulence modeling in calculations of complex flows), St. Petersburg, Politekhnikeskii universitet, 2012, 88 p.
17. Forsythe J.R., Squires K., Wurtzler K., Spalart P. Detached eddy simulation of fighter aircraft at high alpha. *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit (14-17 January 2002; Reno, NV, USA)*. DOI: 10.2514/6.2002-591
18. Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows. *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (08-11 January 2001; Reno, NV, USA)*. DOI: 10.2514/6.2001-879
19. Menter F.R. Stress-blended eddy simulation (SBES) – A new paradigm in hybrid RANS–LES modeling. In: Hoarau Y., Peng SH., Schwaborn D., Revell A. (eds) *Progress in Hybrid RANS–LES Modelling (HRLM 2016)*. Springer, Cham. Vol 137, pp. 27-37. DOI: 10.1007/978-3-319-70031-1_3

20. Oberkampf W.L., Trucano T.G. Verification and validation in computational fluid dynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 2002, vol. 38, no. 3, pp. 209-272. DOI: 10.1016/S0376-0421(02)00005-2
21. Roache P.J. Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1997, vol. 29, pp. 123-160. DOI: 10.1146/annurev.fluid.29.1.123
22. Roe P.L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *Journal of Computational Physics*, 1981, vol. 43, no. 2, pp. 357-322. DOI: 10.1016/0021-9991(81)90128-5
23. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (06-09 January 1992; Reno, NV, USA)*. DOI: 10.2514/6.1992-439
24. Launder B.E., Shima N. Second-Moment Closure for the Near-Wall Sublayer: Development and Application. *AIAA Journal*, 1989, vol. 27, no. 10, pp. 1319-1325. DOI: 10.2514/3.10267.
25. Korkegi R.H. A simple correlation for incipient turbulent boundary layer separation due to a skewed shock wave. *AIAA Journal*, 1973, vol. 22, no. 11, pp. 1578-1579.
26. Zheltovodov A.A. *Izvestiya RAN. Mekhanika zhidkosti i gaza*, 1979, no. 3, pp. 42-50.
27. Gurylev V.G., Trifonov A.K. *Uchenye zapiski TsAGI*. 1976, vol. VII, no. 1, pp. 130-138. no. 1, pp. 130-138.
28. Gurylev V.G., Trifonov A.K. *Uchenye zapiski TsAGI*. 1980, vol. XI, no. 4, pp. 81-89.
29. Gun'ko Yu.P., Mazhul' I.I. *Teplofizika i aeromekhanika*. 2015, vol. 22, no. 5, pp. 567-580.

Статья поступила в редакцию 28.03.2023; одобрена после рецензирования 19.04.2023; принята к публикации 21.04.2023.

The article was submitted on 28.03.2023; approved after reviewing on 19.04.2023; accepted for publication on 21.04.2023.