

УДК 532.517:4

ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ НА УЛОВЛЕННЫЙ ВИХРЬ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ СООСНЫМИ ДИСКОМ И ЦИЛИНДРОМ И СОПРОТИВЛЕНИЕ КОМПОНОВКИ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ДО-, ТРАНС- И СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

© 2022 г. С. А. Исаев^{a,b,*}, А. Г. Судаков^b, Д. В. Никущенко^a, К. Чунг^c

^a Санкт-Петербургский государственный морской технический университет,
Санкт-Петербург, Россия

^b Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации,
Санкт-Петербург, Россия

^c National Cheng Kung University, Тайнань, Тайвань

*E-mail: isaev3612@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.07.2022 г.

После доработки 20.07.2022 г.

Принята к публикации 20.07.2022 г.

Представляется численное исследование влияния сжимаемости воздуха на циркуляционное течение в крупномасштабном вихре, уловленном в зазоре между соосными диском и цилиндром. До-, транс- и сверхзвуковое осесимметричное обтекание и сопротивление близкой к оптимальной по профильному сопротивлению для несжимаемой среды компоновки тела диск-цилиндр-диск рассматривается в диапазоне чисел Маха M от 0 до 3. Обосновываются сеточная сходимость и адекватность численных прогнозов при их сравнении с имеющимися экспериментальными данными. Наблюдаемая в трансзвуковом диапазоне чисел M с 0.75 до 0.95 перестройка ударно-волновой структуры от возникающего прямого скачка над сдвиговым слоем и до формирования лямбда скачка над боковой поверхностью цилиндра обуславливает быстрый рост волнового сопротивления компоновки. Показано, что свыше $M = 0.8$ плотность, температура, характеристики турбулентности в ядре уловленного вихря меняются слабо.

Ключевые слова: уловленный вихрь, диск-цилиндр-диск, сжимаемость, турбулентность, скачки уплотнения

DOI: 10.31857/S0568528122600515

Формирование перед затупленными телами крупномасштабных вихревых структур [1] приводит к снижению их лобового сопротивления. В [1, 2] показано, что профильное сопротивление оптимальной компоновки тандема соосных диска и цилиндра оказывается почти на два порядка ниже, чем для одиночного цилиндра в низкоскоростном воздушном потоке. Здесь и далее все размеры указываются относительно диаметра цилиндра. При размещении диска оптимального диаметра ($d = 0.75$) на оптимальном расстоянии ($L = 0.375$) перед торцом цилиндра картина осесимметричного обтекания компоновки приобретает черты, характерные для тел обтекаемой формы. Это наблюдается у цилиндра с полусферической носовой частью для ламинарного [3] и турбулентного [4] режимов обтекания. Уловленный вихрь в зазоре между диском и цилиндром отличается высокой интенсивностью с максимальными скоростями возвратного и радиального течения. Они сравнимы со скоростью невозмущенного потока. В зазоре образуется зона отрицательного избыточного давления, а на цилиндр действует тянущая сила, почти полностью компенсирующая силу на выступающий диск. Размещение диска за цилиндром снижает донное сопротивление компоновки диск-цилиндр-диск [5].

Расчеты обтекания несжимаемой вязкой жидкостью цилиндра с соосными дисками несжимаемой жидкостью [3–5] выполнены с использованием двухпараметрической диссипативной модели турбулентности [6], учитывающей влияние кривизны линий тока [7]. В [8] эта задача решена с применением модели переноса сдвиговых напряжений (SST) [9], скорректированной в рамках подхода Роди–Лешцинера–Исаева [10].

На основе модели невязкого газа (решение уравнений Эйлера) и гибридной модели невязкого газа с навешенным сдвиговым слоем, в рамках которого решались уравнения Рейнольдса, замкнутые с помощью конвективной модели Прандтля, в [11, 12] рассмотрено сверхзвуковое обтекание цилиндра с выступающим диском. Численные прогнозы по гибридной модели хорошо согласуются с экспериментальными данными измерений в аэродинамических трубах и на аэробаллистической трассе [13], а также хорошо коррелируют с результатами расчетов в рамках универсального RANS-подхода с применением модифицированной SST-модели. В [13] рассчитывается сверхзвуковое обтекание компоновки диск-цилиндр-диск, ранее рассмотренной в [5], но оптимизированной под снижение волнового сопротивления при больших числах Маха ($d = 0.23$; $L = 1.4$). В [14] диапазон чисел Маха набегающего потока для этой компоновки расширен до 10, проведено сравнение коэффициентов волнового сопротивления для трубных и аэробаллистических испытаний моделей тел, а также достигнуто хорошее согласие измеренных по переднему торцу цилиндра распределений давления с численными прогнозами.

Трансзвуковой диапазон чисел Маха для тел с передними уловленными вихрями остался практически не исследованным. В [15] в рамках устаревшей расчетной методологии, основанной на применении двухпараметрической диссипативной модели турбулентности, проведено численное моделирование до- и трансзвукового осесимметричного обтекания цилиндра с выступающим диском ($d = 0.63$; $L = 0.5$). Поэтому выполненное здесь численное исследование влияния сжимаемости на уловленный вихрь в зазоре между соосными диском и цилиндром при выборе компоновки $d = 0.75$; $L = 0.5$ представляется актуальным.

Интерес к рассматриваемой компоновке продиктован еще и тем обстоятельством, что она близка к оптимальной по критерию минимального профильного сопротивления при числе Маха $M = 0$. Практически это соответствует обтеканию несжимаемой жидкостью.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Численное исследование турбулентного осесимметричного дозвукового обтекания воздухом цилиндра с соосными передним и задним тонкими дисками выполняется, принимая во внимание возможность незначительного сглаживания передней А и задней В кромок (рис. 1а). Диаметр цилиндра D принят за характерный размер, так что остальные линейные размеры выражены в его долях. Удлинение цилиндра 4.5, радиус сглаживания кромок R принимается равным 0.002. Параметрическое исследование выполнено для компоновки диск-цилиндр-диск с геометрическими размерами: диаметр переднего диска $d = 0.75$, зазор между ним и торцом цилиндра $L = 0.5$, диаметр заднего диска $d_1 = 0.9$, зазор между ним и задним торцом цилиндра $L_1 = 0.375$ (рис. 1а). Диаметры соединительных стержней между дисками и цилиндром равны 0.1. Параметры потока на входной границе, в том числе скорость невозмущенного потока U принимаются в качестве масштабов обезразмеривания. Число Рейнольдса полагается равным 500 000, как в экспериментах Рошко и Кенига [2]. Число Маха невозмущенного потока варьируется от 0 до 3.

На входной части внешней границы расчетной области заданы параметры невозмущенного потока. Характеристики турбулентности определены также, как, например, в [8, 15] для условий проведения физических экспериментов в аэродинамических трубах. Так, энергия турбулентности на входной границе k_∞ задана по степени турбулентности набегающего потока $Tu_\infty = 1.5\%$, а масштаб турбулентности l_∞ выбран из условия близости величины вихревой вязкости физической. На выходной части внешней границы ставятся мягкие граничные условия (условия продолжения решения), на поверхности тела – условия прилипания. Величина y^+ у стенки не превышает 1. Омываемые стенки цилиндра принимаются адиабатическими. В качестве начальных условий принимается состояние удара равномерного потока на внезапно остановленный цилиндр с дисками, первоначально сносимый со скоростью потока.

Расчетная методология практически не отличается от использованной в [13, 14]. В основу подхода к решению осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса в специализированном пакете *VP2/3* (Velocity-Pressure, 2D/3D) [16] положен известный метод расщепления по физическим процессам в рамках процедуры коррекции давления SIMPLEC [17] с монотонизацией Рхи-Чоу [18, 19] для централизованных расчетных сеток. При расчете сжимаемых течений со скачками уплотнения установлено, что для устойчивости вычислительного процесса целесообразно конвективные члены в уравнениях переноса аппроксимировать по схеме Ван Лира [20], в том числе при определении плотности. Учет влияния кривизны линий тока в модифицированной SST-модели выполняется посредством введения корректирующей функции $1/(1 + C_c Ri_c)$ в формулу для расчета вихревой вязкости. Дополнительная константа $C_c = 0.02$ выбирается в ходе мно-

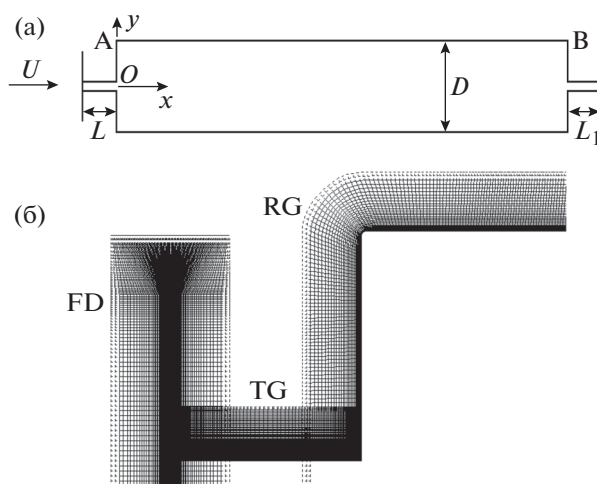


Рис. 1. Схема объекта — цилиндра удлинением 4.5 с выступающим перед ним на расстоянии $L = 0.5$ диском диаметра $d = 0.75$ (а) и фрагменты многоблочной сетки с наложением структурированных сеток различной топологии вокруг диска (FD), соединительного стержня (TG) и переднего торца цилиндра (RG) (б).

гочисленных тестовых расчетов турбулентных отрывных течений и вихревого теплообмена [10], Ri_t — турбулентное число Ричардсона. Для решения алгебраических уравнений применяется предобусловленный метод BiCGSTAB [21] с AMG из библиотеки Демидова (AMGCL) [22] для поправки давления и ILU0 для остальных переменных. Используемые в VP2/3 многоблочные вычислительные технологии (MBT) описаны в [16]. Их суть состоит во введении совокупности разномасштабных, ярусных и пересекающихся структурированных сеток, согласованных с разрешаемыми структурными элементами физической задачи соответствующих масштабов. В двух рядах приграничных ячеек каждой из пересекающихся или накладываемых сеток параметры определяются с помощью линейной интерполяции. Показано [16], что данный подход эквивалентен использованию адаптивных неструктурированных сеток, но отличается от него существенно меньшими вычислительными ресурсами, т.е. более экономичен. Он также обеспечивает надлежащую точность без измельчения сеток, так как автоматически разрешает масштабы уловленных гидродинамических особенностей.

Система цилиндрических координат x, y с центром 0 вводится в середине переднего торца цилиндра (рис. 1а). Равномерный поток с числом Маха, изменяющимся в пределах от 0.03 до 3, задается на левой границе, удаленной от торца цилиндра на расстояние 10.3. Выходная граница располагается на расстоянии 16.3, а верхняя удалена от оси симметрии на 20.8. На обеих проточных границах задаются условия продолжения решения — мягкие граничные условия. На поверхности обтекаемого тела задаются условия прилипания, причем все омываемые стенки являются теплоизолированными. Для упрощения конструирования расчетной сетки рассматривается цилиндр со сглаженными острыми кромками, причем радиус скругления принимается равным 0.002. Многоблочная сетка в данном случае состоит из 4 фрагментарных структурированных пересекающихся сеток: внешней неравномерной декартовой сетки MG (рис. 1б), криволинейной RG O -типа, согласованной с поверхностью цилиндра со скругленными острыми кромками и прилегающей к ней, и 2 цилиндрических сеток около 2 дисков и соединительных перемычек соответственно (рис. 1б). Радиальный размер сетки O -типа составляет 0.05 и в ней располагается 910×51 ячеек, распределенных со сгущением у стенки и в районах кромок. Минимальный шаг на кромках 0.005. Передний тонкий диск окружается цилиндрической сеткой FD , покрывающей зону толщиной 0.1 и с радиусом 0.43. Сетка содержит 153×41 ячеек. В зазоре между диском и торцом цилиндра над соединительным стержнем диаметра 0.05 располагается цилиндрическая сетка TG , покрывающая зону толщиной 0.05 и содержащая 294×36 ячеек. Декартова сетка MG покрывает прямоугольную область размером 26.6 на 20.8 калибров и содержит 1124×292 ячеек, сгущенных в зоне расположения тела (в случае выбора самой мелкой сетки). Шаг декартовой сетки в районе цилиндра составляет 0.01. Пристеночный шаг выбран равным 10^{-5} . Число Рейнольдса принято равным 5×10^5 и соответствует значению в трубном эксперименте.

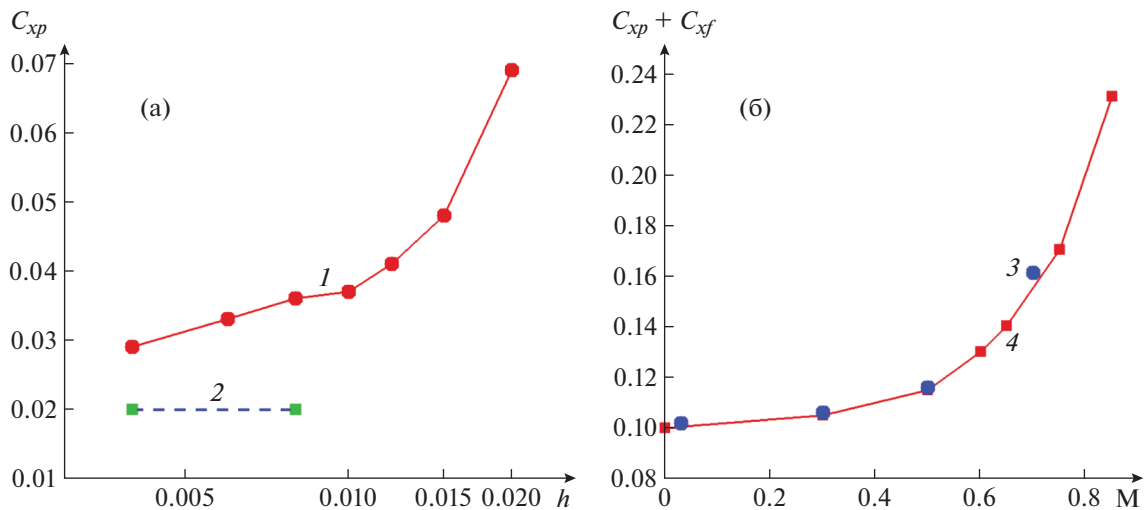


Рис. 2. Влияние шага сетки в зазоре между диском и цилиндром h на профильное сопротивление компоновки при $M = 0.3$ (а), а также зависимости $C_{xp} + C_{xf}$ от числа Маха (б). 1, 3 – расчеты; 2, 4 – данные экспериментов [2, 15] соответственно.

СЕТОЧНАЯ СХОДИМОСТЬ. АДЕКВАТНОСТЬ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

На рис. 2а и в табл. 1 анализируется сеточная сходимость проведенных расчетов. Рассматривается совокупность многоблочных сеток, сгущающихся в зоне уловленного вихря в зазоре между диском и цилиндром. Шаг h равномерной сетки в фрагменте внешней неравномерной сетки MG последовательно уменьшается от 0.02 до 0.004. Представляются численные прогнозы интегральных и локальных экстремальных характеристик: коэффициентов профильного сопротивления C_{xp} , минимальных и максимальных величин статического давления ($-p_{\min}$), составляющих скорости (осевой $u_{\max}$, $-u_{\min}$ и радиальной $v_{\max}$, $-v_{\min}$), плотности ($\rho_{\min}$), энергии турбулентности ($k_{\max}$) и вихревой вязкости ($\mu_{\max}$) в зависимости от шага h . Рассчитанные коэффициенты C_{xp} сравниваются с экспериментальными значениями в исследовании Рошко и Кенига [2]. Следует подчеркнуть, что рассматриваемая компоновка диск-цилиндр с $d = 0.75$ и $L = 0.5$ является близкой к оптимальной $d = 0.75$; $L = 0.375$ и незначительно отличается от нее по профильному сопротивлению. Как видно из рис. 2а, C_{xp} компоновки диск-цилиндр сильно зависят от сетки в зоне интенсивного тороидального уловленного вихря. Наибольшее влияние h отмечается на участке $h > 0.01$, который характеризуется быстрым ростом C_{xp} . Сетка с шагом h порядка 0.01 выбрана в качестве базовой сетки. На ней выполнено параметрическое исследование влияния числа Маха на сверхзвуковых скоростях невозмущенного потока. Уточняющие расчеты проведены на сетке с шагом $h = 0.004$. Они приведены на рис. 2б.

Оценки экстремальных величин характеристик течения и турбулентности в целом согласуются с поведением $C_{xp}(h)$. При h менее 0.01 экстремальные величины изменяются незначительно.

Таблица 1. Влияние шага сетки в зазоре между диском и торцом цилиндра на экстремальные характеристики течения в уловленном вихре: $M = 0.3$, $Re = 5 \times 10^5$

h	$-p_{\min}$	$u_{\max}$	$-u_{\min}$	$v_{\max}$	$-v_{\min}$	$\rho_{\min}$	$10k_{\max}$	$10^2 \mu_{\max}$
0.020	0.825	1.377	0.927	1.006	1.173	0.899	0.264	0.422
0.015	0.837	1.391	0.913	0.999	1.155	0.897	0.266	0.411
0.012	0.834	1.396	0.902	1.000	1.148	0.898	0.290	0.417
0.010	0.841	1.402	0.888	1.002	1.128	0.894	0.278	0.417
0.008	0.859	1.413	0.892	0.999	1.134	0.894	0.283	0.416
0.006	0.861	1.420	0.878	0.999	1.116	0.894	0.276	0.413
0.004	0.864	1.432	0.868	1.003	1.109	0.894	0.267	0.401

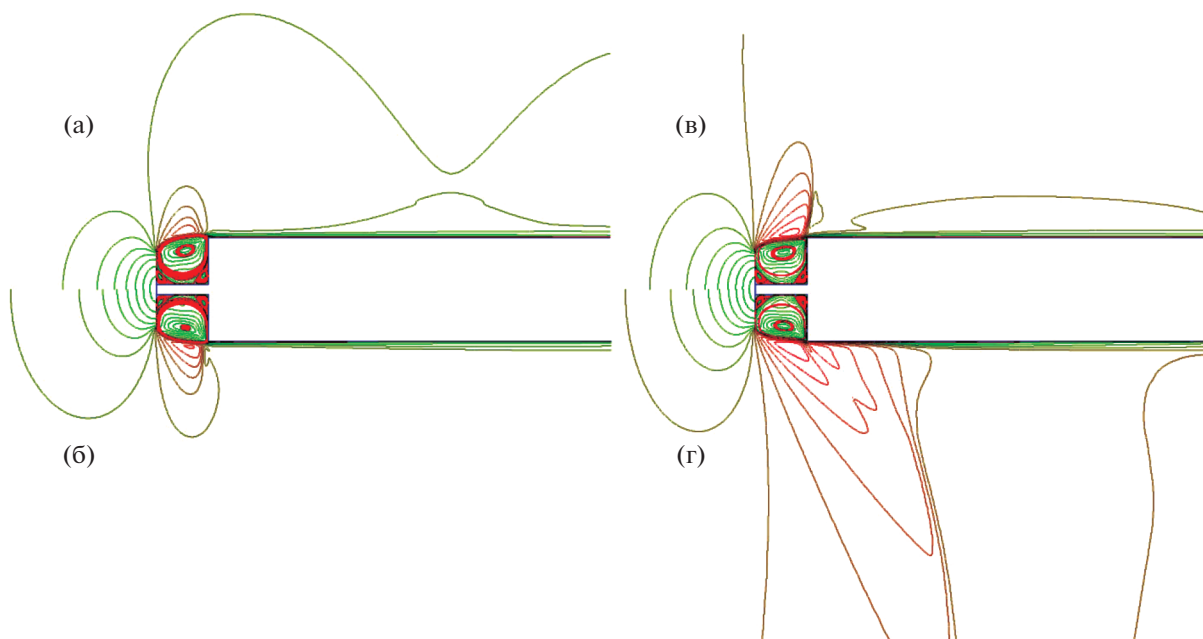


Рис. 3. Сравнение картин изомахов, нанесенных с шагом 0.1, в диапазоне M от 0.75 до 0.95 (в верхней и нижней полуплоскости). а – $M = 0.75$; б – 0.8; в – 0.85; г – 0.95.

Важно отметить высокий уровень разрежения в уловленном вихре (отрицательное избыточное давление, обезразмеренное по удвоенному скоростному напору, падает до уровня -0.86) и ультранизкую отрицательную радиальную скорость в вихре, превосходящую по абсолютной величине скорость невозмущенного потока и достигающую -1.11 .

На рис. 2б сравниваются рассчитанные и измеренные [15] суммы коэффициентов профильного (волнового) сопротивления C_{xp} и сопротивления трения C_{xf} тела компоновки диск-цилиндр $d = 0.75$, $L = 0.5$ в зависимости от числа Маха в диапазоне M от 0.03 до 0.85. Хорошее согласие данных измерений с численными прогнозами свидетельствует об адекватности расчетной модели, в том числе модифицированной SST-модели турбулентности.

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3–6 представлены некоторые из полученных результатов. Они касаются прежде всего эволюции с ростом числа Маха структуры уловленных вихрей на трансзвуковом режиме обтекания тела компоновки диск-цилиндр-диск (рис. 3). Исследуется влияние числа Маха невозмущенного потока на профильное (волновое) сопротивление и экстремальные характеристики течения в вихре (рис. 4), а также на локальные распределения параметров потока и характеристики турбулентности в срединном сечении вихря и профили статического давления на торце цилиндра (рис. 5, 6).

Уловленный крупномасштабный вихрь, самоорганизующийся в зазоре между выступающим соосным диском и цилиндром с плоским торцом, имеет торообразный вид и сопровождается мелкомасштабными угловыми вихрями в окрестности соединительного стержня, примыкающими к диску и торцу цилиндра (рис. 3).

До $M = 0.7$ волновые эффекты при обтекании рассматриваемого тела проявляются слабо, а профильное сопротивление C_{xp} изменяется незначительно (рис. 4а), оставаясь довольно низким (не превышающим величину порядка 0.05).

Начиная с $M = 0.75$ формируется ударно-волновая структура над сдвиговым слоем, развивающимся на границе уловленного вихря (рис. 3а). При $M = 0.8$ над ним образуется прямой скачок, на котором тормозится разогнавшийся до сверхзвуковой скорости поток (рис. 3б). С ростом M до 0.85 усилившийся скачок слегка наклоняется и сдвигается к передней кромке цилиндра (рис. 3в). Далее с увеличением числа Маха над боковой поверхностью цилиндра развивается лямбда-образная волновая структура (рис. 3г). При сверхзвуковых скоростях невозмущенного

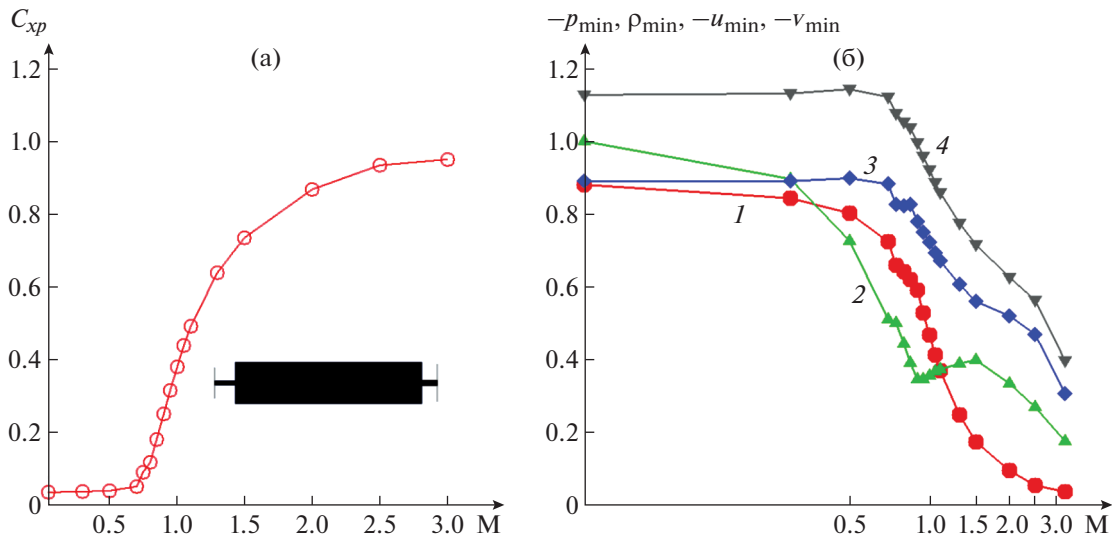


Рис. 4. Влияние числа Маха M невозмущенного потока на профильное (волновое) сопротивление компоновки диск-цилиндр C_{xp} (а) и экстремальные характеристики (б): 1 – $(-p_{min})$, 2 – ρ_{min} , 3 – $(-u_{min})$, 4 – $(-v_{min})$.

потока перед выступающим диском образуется головная ударная волна, которая с ростом числа M приближается к диску.

Перестройка ударно-волновой картины обтекания тела компоновки диск-цилиндр-диск при $M > 0.75$ сопровождается быстрым ростом волнового сопротивления (рис. 4а). При $M = 1$ C_{xp} превосходит 0.3, т.е. возрастает на порядок (десятикратно) по сравнению с уровнем C_{xp} при M в диапазоне 0–0.5. Дальнейший рост волнового сопротивления быстрым темпом наблюдается примерно до $M = 1.5$ (C_{xp} оказывается порядка 0.75), а затем увеличение C_{xp} происходит более плавно, и C_{xp} приближается к 0.95 при $M = 3$.

Интересно отметить, что в диапазоне малых дозвуковых скоростей (M от 0 до 0.5) интенсификация циркуляционного течения в уловленных вихрях установлена при численном моделировании обтекания толстого профиля с круговой вихревой ячейкой [23]. В данном исследовании также показано, что в диапазоне M от 0.03 до 0.5 наблюдается некоторое возрастание (по абсолютной величине) минимальных осевой и радиальной составляющих скорости (рис. 4б). Причем $-u_{min}$ превышает 0.9, а $-v_{min}$ существенно превосходит 1, приближаясь к 1.15. С увеличением M свыше 0.5 интенсивность течения в уловленном вихре начинает ослабевать. Однако в трансзвуковом диапазоне M скорости возвратного и радиального потоков остаются достаточно высокими. Так, при $M = 1$ $-v_{min}$ оказывается порядка 0.9, а $-u_{min}$ имеет величину порядка 0.7.

Минимальное статическое давление (обезразмеренное по удвоенному скоростному напору) в уловленном вихре отрицательное, т.е. намного меньше давления в невозмущенном потоке, а также весьма значительное по абсолютной величине (порядка 0.9). С ростом M до 0.7 минимальное давление умеренно подрастает (до -0.7), а в дальнейшем, в трансзвуковом диапазоне M темп роста p_{min} быстро увеличивается и при $M = 1$ p_{min} достигает величины порядка -0.45 . При M , стремящемся к 3, минимальное давление приближается к нулю.

Минимальная плотность в уловленном вихре заметно падает с ростом числа Маха невозмущенного потока. При $M = 0.5$ она оказывается порядка 0.7. В трансзвуковом диапазоне M ρ_{min} в расчетной области монотонно снижается, достигая при $M = 0.95$ величины порядка 0.32. При этом точка с минимальным разрежением оказывается вне уловленного вихря (находится в вереве волн разрежения в окрестности скругленной кромки цилиндра). Наблюдающееся увеличение минимальной плотности в диапазоне M от 1 до 1.5 связано с перестройкой обтекания передней кромки цилиндра. В дальнейшем с ростом M ρ_{min} монотонно снижается до 0.15.

Сравнение радиальных распределений осевой скорости в срединном сечении зазора между диском и цилиндром показывает, что в малых дозвуковых скоростях (M в диапазоне 0.3–0.5) профили $u(y)$ практически неотличимы (рис. 5а). Однако статическое давление в центре вихря

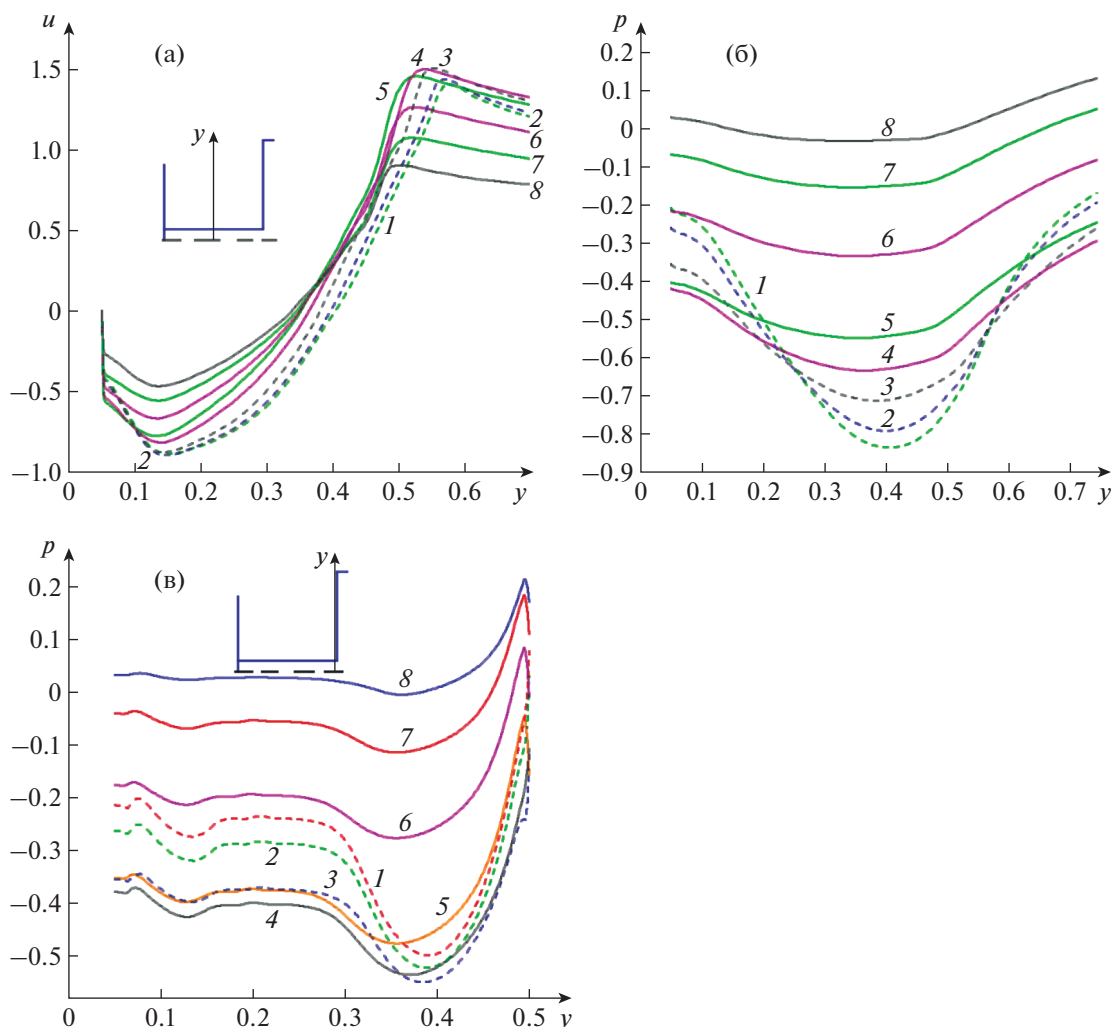


Рис. 5. Сравнение радиальных зависимостей осевой составляющей скорости u (а) и статического давления p (б) в срединном сечении уловленного вихря в зазоре между диском и цилиндром, а также профилей давления p (в) на торце цилиндра от числа Маха: 1 – $M = 0.3$, 2 – 0.5, 3 – 0.7, 4 – 0.8, 5 – 0.9, 6 – 1.1, 7 – 1.5, 8 – 2.5.

(рис. 5б) заметно нарастает (от -0.84 до -0.76), в то время как минимум давления на торце цилиндра, напротив, снижается примерно с -0.5 до -0.53 (рис. 5в).

Усиление влияния сжимаемости в трансзвуковом диапазоне чисел Маха обнаруживает при переходе от $M = 0.7$ к 0.8 некоторый рост максимальной осевой скорости в сдвиговом слое до величины 1.5 и небольшое ослабление возвратного течения в уловленном вихре от 0.9 до 0.8.

Статическое давление в ядре вихря продолжает расти – от -0.7 до -0.6 . А вот минимальное давление на торце, достигая наименьшего значения -0.56 при $M = 0.7$, далее незначительно растет примерно до -0.54 при $M = 0.8$. Интересно отметить, что плато отрицательного давления на торце цилиндра оказывается на минимальном уровне (-0.42) при $M = 0.8$. Впечатляет отличие этого уровня от минимального уровня давления на торце при $M = 0.3$, достигающее до 0.18, т.е. уровень плато статического давления снижается почти вдвое при переходе от $M = 0.3$ к 0.8 .

Рост до 0.9 обнаруживает тенденцию к уменьшению максимальной скорости в сдвиговом слое, которая будет набирать темп при сверхзвуковых скоростях потока. Ослабление возвратного течения в уловленном вихре еще не столь значительное (0.76), давление в ядре вихря растет до -0.54 , а минимальное давление на торце – до -0.46 .

Скачкообразные перемены происходят с ростом M от 0.9 до 1.1. Максимальная скорость возвратного течения падает до 0.65 (с 0.76), давление в ядре вихря подскакивает до -0.3 (с -0.54), а минимальное давление на торце – до -0.26 (с -0.46), т.е. почти вдвое.

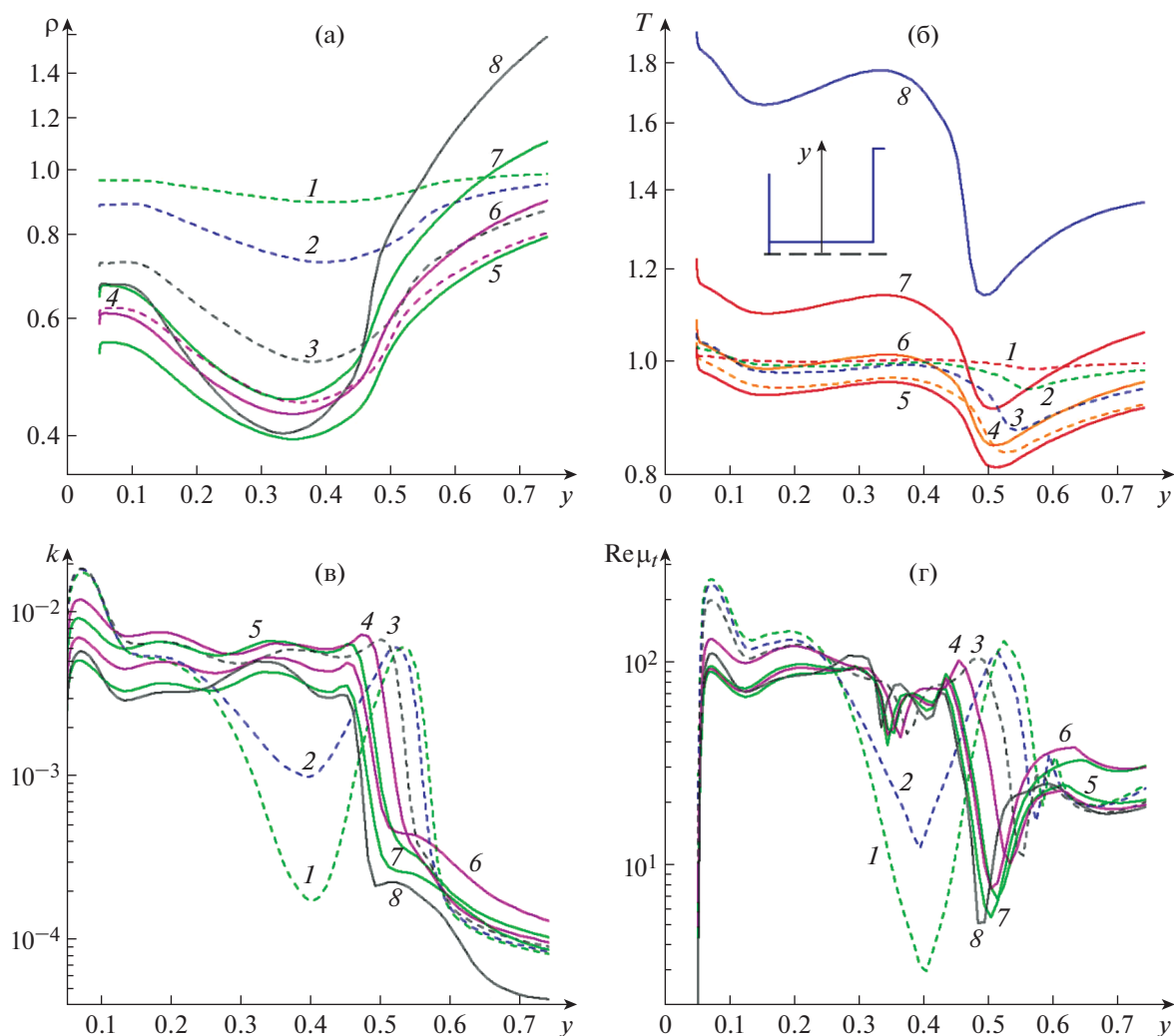


Рис. 6. Сравнения радиальных распределений плотности ρ (а), температуры T (б), энергии турбулентности k (в) и нормированной вихревой вязкости $Re \times \mu_t$ (г) при различных числах Маха M : 1 – $M = 0.3$, 2–0.5, 3–0.7, 4–0.8, 5–0.9, 6–1.1, 7–1.5, 8–2.5

В сверхзвуковом диапазоне чисел Маха с ростом M отмечается тенденция к снижению максимальной скорости в сдвиговом слое и над ним (падает до 0.85 при $M = 2.5$), дальнейшее ослабление возвратного течения в уловленном вихре (составляет -0.45 при $M = 2.5$), рост статического давления в ядре вихря (приближается к 0 при $M = 2.5$) и минимального давления на торце цилиндра (достижение нулевого уровня при $M = 2.5$).

Считается, что плотность воздуха в значительной мере характеризует влияние сжимаемости. На дозвуковых режимах обтекания тела компоновки диск-цилиндр-диск изменения плотности с ростом M происходят в ядрах уловленных вихрей, в то время как вне зон, занимаемых вихрями, плотность потока, отнесенная к плотности невозмущенного потока, мало отличается от единицы (рис. 6а). При изменении M от 0.3 до 0.9 минимальная плотность в ядре вихря снижается до 0.4, достигая наименьшего значения. При сверхзвуковых скоростях невозмущенного потока увеличивается плотность воздушного потока, прошедшего головную ударную волну. В ядре вихря ослабевает интенсивность возвратного течения воздуха. При этом его плотность слабо зависит от числа Маха. Во всем сверхзвуковом диапазоне чисел Маха она изменяется в пределах 0.05. Следует отметить довольно сильное изменение плотности воздуха при переходе от ядра уловленного вихря к сдвиговому слою и к области уплотнения воздуха за головной ударной волной при сверхзвуковых скоростях невозмущенного потока.

Температура среды T на дозвуковых скоростях невозмущенного потока мало изменяется в ядре уловленного вихря (рис. 6б). С ростом числа M от 0.3 до 0.9 вариации T , отнесенной к температуре невозмущенного потока, не превышают 0.05. С увеличением M нарастает спад температуры в зоне сдвигового слоя, вызванный изменениями плотности воздуха. При $M > 1$ радиальные распределения температуры смещаются практически эквидистантно по оси ординат, при этом максимум T в вихре при $M = 2.5$ достигает значения 1.75.

Турбулентные характеристики подчас являются наглядными индикаторами структурных изменений течений. Так, с ростом M обнаруживается смещение к оси сдвигового слоя с увеличением максимума распределенной по радиальной координате энергии турбулентности k , отнесенной к U^2 , в диапазоне дозвуковых чисел M от 0.3 до 0.8 до величины порядка 0.01 (рис. 6в). При дальнейшем росте M максимальные величины k в сдвиговом слое снижаются с постепенной стабилизацией на уровне порядка 4×10^{-3} . Важно отметить, что в ядре уловленного вихря при низких M образуется зона практически невязкого циркуляционного течения (отмеченная в [4]), которая с ростом M свыше 0.5 становится турбулентной. Изменения k в ядре уловленного вихря происходят в узкой полосе от 0.003 до 0.007, причем с ростом M наблюдается уменьшение уровня турбулентности в вихре.

Радиальные распределения нормированной вихревой вязкости $Re \times \mu_t(y)$ (рис. 6г) в целом соответствуют профилям $k(y)$. Смещение сдвигового слоя показывает, что уловленный вихрь с ростом M до 0.8 довольно существенно уменьшается в размерах, а при $M = 0.9$ и выше стабилизируется. Вблизи соединительного стержня наблюдается всплеск турбулентной вязкости и турбулентной энергии на глубоких, дозвуковых числах M (до 0.7). Он пропадает в трансзвуковом диапазоне чисел Маха. Безвихревая зона в центре ядра исчезает с ростом M свыше 0.5. Начиная с $M = 0.9$, распределения вихревой вязкости в ядре практически сливаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Влияние сжимаемости на интенсивность уловленного вихря в зазоре между диском и торцом цилиндра для компоновки с $d = 0.75$, $L = 0.5$ при осесимметричном обтекании проявляется, начиная с $M = 0.7$, и сопровождается быстрым ростом профильного сопротивления.

До $M = 0.7$ максимальные скорости возвратного и радиального течения в вихре растут, достигая 0.9 и 1.15.

В трансзвуковом диапазоне чисел Маха невозмущенного потока с $M = 0.75$ до 0.95 наблюдается перестройка ударно-волновой структуры от возникающего прямого скачка над сдвиговым слоем и, заканчивая лямбда скачком над боковой поверхностью цилиндра.

До $M = 0.8$ отрицательные избыточные давления на торце значительные с минимумом коэффициента давления C_p менее -1 .

Свыше $M = 0.8$ плотность, температура, характеристики турбулентности в ядре уловленного вихря меняются слабо.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда по гранту 22-19-00056 (расчетная методология) и Российского Фонда фундаментальных исследований по гранту 21-58-52013 (управление структурами).

D – диаметр цилиндра (м)

U – скорость невозмущенного потока (м/с)

d, d_1 – диаметры переднего и заднего диска, отнесенные к D

L, L_1 – зазоры между передним и задним дисками и торцами цилиндра, отнесенные к D

R – радиус скругления кромок цилиндра

Re, M – числа Рейнольдса и Маха, определенные по параметрам невозмущенного потока и диаметру цилиндра

u, v – осевая и радиальная составляющие скорости потока

p – статическое давление, обезразмеренное по удвоенному скоростному напору

ρ, T – плотность и температура, отнесенные к параметрам в невозмущенном потоке

k, μ_t – энергия турбулентности и вихревая вязкость, обезразмеренные по параметрам в невозмущенном потоке

C_p – коэффициент давления, равный $2 \times p$

C_{xp} – профильное (волновое) сопротивление

C_{xf} – сопротивление трения цилиндра с соосным диском удлинением 4.5

Индексы

max, min – максимальные и минимальные величины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов И.А. Взаимодействие неравномерных потоков с преградами. Л.: Машиностроение, 1983. 144 с.
2. Roshko A., Koenig K. Experimental study of geometrical effects on drag and flow field of two bluff bodies separated by a gap // J. Fluid Mech. 1985. V. 156. P. 167–204.
3. Bobyshev V.K., Isaev S.A., Lemko O.L. Effect of viscosity on the vortex structure of a flow around a cylinder and the drag of the cylinder with and without a disc in front of it // J. Engineering Physics. 1986. V. 51. № 2. P. 914–920.
4. Bobyshev V.K., Isaev S.A. Numerical study of the effects of the current turbulence on the flow along cylinder with a front disk situated // J. Engineering Physics. 1990. V. 58. № 4. P. 556–572.
5. Isaev S.A. Numerical simulation of the axisymmetric low-velocity flow around a cylinder with coaxial disks // J. Engineering and Thermophysics. 1995. V. 68. № 1. P. 16–21.
6. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flows // Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. 1974. V. 3. № 2. P. 269–289.
7. Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А. Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1989. 256 с.
8. Isaev S.A., Baranov P.A., Sudakov A.G., Popov I.A. Verification of the standard model of shear stress transport and its modified version that takes into account the streamline curvature and estimation of the applicability of the Menter combined boundary conditions in calculating the ultralow profile drag for an optimally configured cylinder–coaxial disk arrangement // Technical Physics. 2016. V. 61. № 8. P. 1152–1161.
9. Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model, in: K. Hajalic, Y. Nogano, M. Tummers (Eds.) Turbulence, Heat and Mass Transfer 4. Begell House Inc., 2003, 8 p.
10. Isaev S.A., Baranov P.A., Zhukova Yu.V., Usachov A.E., Kharchenko V.B. Correction of the shear-stress-transfer model with account of the curvature of streamlines in calculating separated flows of an incompressible viscous fluid // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2014. V. 87. Iss. 4. P. 1002–1015.
11. Белов И.А., Исаев С.А., Коновалов В.Н., Митин А.Ю. Оценка волнового сопротивления тел вращения с передней срывной зоной в сверхзвуковом потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1985. № 4. Вып. 1. С. 47–51.
12. Белов И.А., Исаев С.А., Коновалов В.Н., Митин А.Ю. Моделирование крупномасштабных вихревых структур при турбулентном обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. № 15. Вып. 4. С. 101–107.
13. Isaev S.A., Lipnitskii Yu.M., Mikhalev A.N., Panasenkov A.V., Usachov A.E. Simulation of the supersonic turbulent flow around a cylinder with coaxial disks // J. Engineering Physics and Thermophysics. 2011. V. 84. № 4. P. 827–839.
14. Isaev S.A., Baranov P.A., Mikhalev A.N., Sudakov A.G. Modeling the effect of head drag reduction for a cylinder with a protruding disk at high Mach numbers // Technical Physics Letters. 2014. V. 40. Iss. 11. P. 996–999.
15. Bobyshev V.K., Isaev S.A. Numerical investigation of the effect of compressibility on the mechanism of decreasing the motion drag of a cylinder with organized stall regions in a turbulent flow of viscous gas // J. Engineering Physics and Thermophysics. 1998. V. 71. № 4. P. 600–606.
16. Isaev S.A., Baranov P.A., Usachov A.E. Multiblock computational technologies in the VP2/3 package on aerothermodynamics. Saarbrücken.: LAP LAMBERT Academic Publ., 2013. 316 p.
17. Van Doormaal J.P., Raithby G.D. Enhancement of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flow // Numerical Heat Transfer. 1984. V. 7. P. 147–163.
18. Rhie C.M., Chow W.L. A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation // AIAA J. 1983. V. 21. P. 1525–1532.
19. Pascau A., Garcia N. Consistency of SIMPLEC scheme in collocated grids. V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010. Lisbon, Portugal, 2010, 12 p.
20. Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme V. A second order sequel to Godunov's method // J. Comp. Phys. 1979. V. 32. P. 101–136.
21. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems, 2nd ed., Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 2003. 567 p.
22. Demidov D. AMGCL: C++ library for solving large sparse linear systems with algebraic multigrid method. <http://amgcl.readthedocs.org/>
23. Isaev S., Baranov P., Popov I., Sudakov A., Usachov A. Improvement of aerodynamic characteristics of a thick airfoil with a vortex cell in sub- and transonic flow // Acta Astronautica. 2017. V. 132. P. 204–220.