

УДК 621.165

А.И. ТАРАСОВ, д-р техн. наук; проф. НТУ «ХПИ», г. Харьков
ЧАН КОНГ ШАНГ, аспирант НТУ «ХПИ», г. Харьков

РАСЧЕТ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СЕТЕЙ С УЧЕТОМ СЖИМАЕМОСТИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Запропонований метод для моделювання стисливості газу при розрахунку поточкорозподілення в розгалужених гідравлічних мережах систем охолодження газових турбін. Результати розрахунку мережі з використанням методу узгоджуються з результатами *CFD* моделювання з точністю 5–7 %.

It was developed a method for modeling the gas compressibility for the analysis of the flow-distribution in the branched hydraulic networks of the gas turbine cooling systems. The results of analysis with the method agree with *CFD* analysis with 5–7 % exactness.

Системы охлаждения современных газовых турбин представляют собой разветвленные гидравлические сети, структурной единицей которых является элементарный канал. Каналы могут быть пассивного и активного типов. Математическая модель пассивного канала обычно содержит гидравлическую модель, которая отражает падения полного давления в функции массового расхода

$$\Delta P^* = P_1^* - P_2^* = \zeta \frac{\rho w^2}{2} = \zeta \frac{G^2}{2\rho F^2} = rG^2, \quad (1)$$

и тепловую модель, которая в простейшем случае неизменной температуры поверхности канала T_w и использования среднего значения коэффициента теплоотдачи, определяет изменение температуры на элементе вследствие теплообмена

$$\Delta T^* = T_1^* - T_2^* = (T_1 - T_w) \exp\left(-\frac{\bar{\alpha} \cdot \Pi \cdot L}{G \cdot C_p}\right). \quad (2)$$

В приведенных формулах приняты обозначения: ζ – коэффициент гидравлического сопротивления канала; $\bar{\alpha}$ – средний коэффициент теплоотдачи в канале, ρ – плотность теплоносителя; F , Π , L – площадь проходного сечения канала, его периметр и длина; w – среднемассовая скорость; G – массовый расход, индексы 1 и 2 относятся соответственно к входному и выходному сечениям канала.

Математическая модель активного канала описывает изменение полного давления в нагнетателях. Изменение температуры в таком канале определено нагревом газа при сжатии, диссипацией энергии за счет трения или подводом (отводом) теплоты от какого-то внешнего источника. Припишем для общности каждому каналу как активные, так и пассивные свойства, т.е. будем полагать, что каждый канал может иметь как гидравлическое сопротивление, так и может создавать дополнительный напор.

Целью расчета системы охлаждения является определение расходов теплоносителя и его температур во всех ветвях и узлах графа гидравлической сети при условии задания во внешних узлах значений полного давления и полной температуры.

Гидравлическая схема системы охлаждения современного авиационного газотурбинного двигателя может насчитывать до 1500–2000 элементарных каналов. Характерной особенностью такой системы охлаждения являются значительные изменения давления и температуры воздуха по мере его продвижения от компрессора до конечных узлов, расположенных в проточной части турбины. Очевидно, что при этом в различных каналах системы свойства воздуха и в частности плотность будут значительно отличаться. Вследствие этого расчет системы охлаждения, реализованный в программном комплексе ТНА [1], происходит с помощью трех вложенных циклов.

Цикл нижнего уровня предполагает нахождение расходов воздуха в каналах и полных давлений в узловых точках при замороженных значениях коэффициентов гидравлического сопротивления в элементах сети. При этом расходы воздуха находятся путем обхода линейно независимых контуров гидравлической схемы в соответствии с итерационным процессом Абияшева [2]. Не останавливаясь на том, каким образом строятся линейно независимые контуры, рассмотрим этот процесс. В любом из линейно независимых контуров должно выполняться условие равенства нулю суммы падений полных давлений на всех элементах контура

$$\sum_{j=1}^k (r_j G_j^2 - H_j^*) = 0, \quad (3)$$

где k – число ветвей в контуре, H_j^* – активный напор, создаваемый вентилятором, компрессором или за счет центробежного эффекта во вращающемся канале, r_j – приведенное гидравлическое сопротивление, определяемое соотношением

$$r_j = \frac{\zeta_j}{2\rho_j F_j^2}. \quad (4)$$

Предполагая, что процесс уточнения расходов воздуха в ветвях происходит от итерации к итерации по следующей схеме

$$G_j^n = G_j^{n-1} + \Delta G^{n-1}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3) и, пренебрегая малыми величинами квадратов поправок расходов, имеем выражение для коррекции расхода в контуре

$$\Delta G^{n-1} = - \frac{\sum_{j=1}^k (r_j G_j^{n-1} |G_j^{n-1}| + H_j^{n-1})}{2 \sum_{j=1}^k r_j G_j^{n-1}}. \quad (6)$$

Процесс сходится достаточно быстро для заданных гидравлических сопротивлений и активных напоров. Данный процесс распространяется на все независимые контуры схемы. После определения расходов во всех ветвях уточняются гидравлические сопротивления, активные напоры и в дальнейшем процесс повторяется вновь до достижения сходимости по расходам. Таким образом, процесс в целом имеет внутренний цикл, в котором находятся расходы для заданных свойств системы, и

внешний цикл (цикл второго уровня), в котором уточняются сопротивления и напоры. В цикле третьего (верхнего) уровня устанавливается тепловое взаимодействие гидравлической модели системы охлаждения с тепловой моделью охлаждаемого объекта, которая в ТНА представлена конечно-элементной моделью. На этом этапе происходит обмен граничными условиями, а именно: гидравлическая модель поставляет тепловой недостающие условия конвекции (граничные условия третьего рода) для границ модели, соответствующим каналам системы охлаждения, а тепловая модель после определения температурного поля объекта возвращает температуры границ, т.е. средние температуры поверхностей каналов T_w .

Процесс достаточно быстро сходится, если значения гидравлического сопротивления не изменяются скачкообразно, например, на границах ламинарно-турбулентного перехода, при изменении направления движения и в некоторых других случаях.

При расчете разветвленных сетей систем охлаждения газовых турбин встречается ситуация, когда в некоторых каналах должно происходить запириание расхода в связи с достижением скорости звука. В системах охлаждения специально не создают сверхзвуковые сопла, и поэтому будем считать, что верхний предел скорости ограничен скоростью звука в канале. Наиболее простой подход, позволяющий продолжить поиск решения в итерациях при ограничении скорости в некоторых каналах, сводится к замене дозвукового гидравлического сопротивления на некотором шаге m цикла второго уровня для каждого из каналов на волновое сопротивление, исходя из соотношения

$$\xi_j^m = \frac{2(\Delta P_j^*)^{m-1}}{(\rho_j a_j^2)^{m-1}}, \quad (7)$$

где a_j – среднее значение скорости звука в канале. Таким образом, неявно полагается, что волновое сопротивление является верхним пределом гидравлического сопротивления.

Если подмену сопротивления в канале выполнять при условии превышения средней скорости на данной итерации над скоростью звука, то процесс происходит с заметными осцилляциями. Более сглаженные решения получаются тогда, когда для каждого из каналов определяется волновое сопротивление (7), независимо от того каково значение числа Маха в канале. Далее каждому из каналов приписывается большее из двух сопротивлений, т.е. или гидравлическое сопротивление дозвукового режима, определенное для текущих значений параметров потока по известным зависимостям, или волновое сопротивление. Таким образом, контур, в котором текущее значение среднemasовой скорости превышает скорость звука, не исключается из итерационного процесса и в результате имеет место достаточно хорошая сходимость процесса и постепенное приближение числа Маха к единице в каналах с волновым сопротивлением.

Дальнейший анализ показал, что описанный способ задания волнового сопротивления приводит к нелогичным результатам главным образом из-за того, что все параметры потока определялись по средним значениям давления и температуры. В частности при фиксированном давлении в напорной камере и уменьшении давления в сбросной камере расход через канал, соединяющий эти камеры, изменялся, несмотря на сверхкритический перепад давлений. Это изменение было вызвано изменением среднего значения плотности и соответственно приводило фактически к пересчету критического расхода.

Обычно при расчете запирающего расхода в отверстиях, соединяющих напорную и разгрузочные полости пользуются одномерной теорией течения невязкого сжимаемого потока. Гидравлические потери в отверстии учитывают экспериментальным коэффициентом расхода сопла. Причиной движения газа в сопле является то, что полное давления газа в напорной полости больше статического давления в разгрузочной полости. Таким образом, даже если потери отсутствуют, поток имеет вполне определенную скорость.

В отличие от расчетов сопла в газовых системах с распределенными параметрами используется уравнение (1), из которого следует, что причиной движения является разность полных давлений на входе и выходе из канала. Если допустить, что гидравлические потери стремятся к нулю, то и падение полного давления также должно стремиться к нулю. Тогда появляется неопределенность в определении расхода

$$G = \sqrt{2\rho F^2 \frac{\Delta P^* \rightarrow 0}{\zeta \rightarrow 0}}. \quad (8)$$

В связи с этим развитие метода расчета систем с распределенными параметрами связано с имплементацией одномерной теории сопла.

Рассмотрим структурную единицу системы – канал, и будем полагать, что падение полного давления в общем случае обусловлено суммой гидравлического и волнового сопротивления, т.е.

$$\Delta P^* = (P_1^* - P_k^*) + (P_k^* - P_2^*) = \zeta \frac{G^2}{2\rho_1 F^2} + \xi \frac{G^2}{2\rho_k F^2}. \quad (9)$$

Эта зависимость, по сути, утверждает, что снижение полного давления в канале за счет гидравлического сопротивления происходит от P_1^* до некоторого значения полного давления P_k^* , которому соответствует условие $M = 1$. Если значение числа Маха меньше единицы, то $P_k^* = P_2^*$. Таким образом, утверждается возможность существования критического режима, но его положение в канале точно не определяется.

Обычно для типового канала определены потери полного давления на входном участке, вследствие смятия потока, потери полного давления за счет трения о стенки

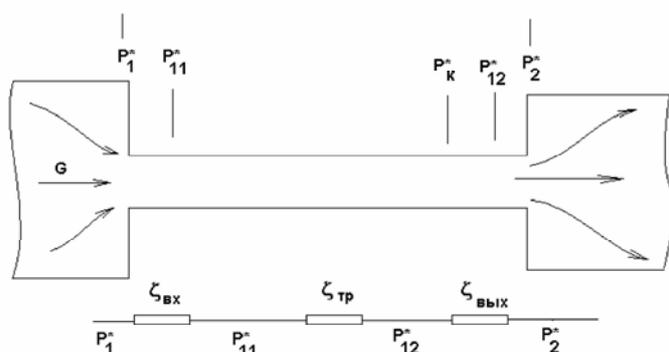


Рис. 1. Характерные гидравлические сопротивления канала

канала и потери вихреобразования в выходном сечении канала. Можно также приписать каналу еще дополнительные потери, обусловленные поворотом потока, нагревом или охлаждением газа. Поэтому каждый элементарный канал представляет собой, по крайней мере, три сосредоточенных последовательно соединенных гидравлических сопротивления

(рис. 1). Сечение канала, в котором давление равно P_{11}^* располагается вблизи входа. Давление P_{12}^* имеет место в выходном сечении, P_2^* – за выходным сечением и фактически относится к следующему по ходу движения каналу.

Критический режим может появиться на участке каждого из этих сопротивлений. Поэтому после выполнения цикла нижнего уровня, в котором находятся расходы, полные давления и температуры, для замороженных коэффициентов гидравлического сопротивления, проверяется на критику сечение за входным сопротивлением, за сопротивлением трения и за выходным сопротивлением для каждого из каналов системы. Для проверки используется известное выражение для критического режима в сопле

$$G > G_{\text{крит}} = \frac{P_i^* F}{\sqrt{T_i^*}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \left(\frac{k}{R} \right)^{0,5}, \quad (10)$$

где нижний индекс указывает на значение полных параметров за каким-либо сопротивлением внутри канала.

Если расход оказался больше критического, то значит $M > 1$, чего быть не может. Поэтому принимается $M = 1$ и определяется полное давление, обеспечивающее критический расход в данном сечении, т.е.

$$P_k^* = \frac{G \sqrt{T_i^*}}{F} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{-\frac{k+1}{2(k-1)}} \left(\frac{k}{R} \right)^{-0,5}. \quad (11)$$

Таким образом, в данной модели предполагается, что падение полного давления на участке канала происходит за счет гидравлического сопротивления от значения на входе P_{i-1}^* до величины P_k^* . Падение полного давления от величины P_k^* до P_i^* происходит ступенчато за счет волновых потерь. Здесь индексы $(i-1)$, (i) соответствуют внутренним узлам канала, которые охватывают искомое сопротивление.

При $M \leq 0,3$ можно считать, что теплофизические свойства среды в системе охлаждения могут определяться по полному давлению и температуре. При больших значениях должны использоваться статические параметры. В случае докритического режима определение числа Маха, статических давления и температуры для заданных значений массового расхода, площади проходного и плотности $\rho^* = \frac{P^*}{RT^*}$, определенной по полным параметрам, выполняется методом простой итерации,

$$M_{i+1} = f(M_i, \rho^*, T^*, G, F, k), \quad (12)$$

где искомая функция определена выражениями:

$$\rho = \rho^* \left(1 + \frac{k-1}{2} M_i^2 \right)^{-\frac{1}{k-1}}; \quad (13)$$

$$T = T^* \left(1 + \frac{k-1}{2} M_i^2 \right)^{-1}; \quad (14)$$

$$a = \sqrt{kRT} ; \quad (15)$$

$$w = \frac{G}{\rho F} ; \quad (16)$$

$$M_{i+1} = \frac{w}{a} . \quad (17)$$

При критическом режиме $M = 1$ статические параметры находятся безитерационно.

Заметим, что статические параметры и число Маха не могут быть найдены, если $G > G_{\text{крит}}$, так как итерационный алгоритм (12)–(17) не имеет решения, что подтверждает тот факт, что в трубе постоянного сечения в рамках одномерной теории число Маха не может быть больше единицы. При $G < G_{\text{крит}}$ имеется два решения: одно для дозвукового и второе для сверхзвукового течения. Очевидно, что первое из них имеет смысл для каналов постоянного сечения.

Необходимо отметить, что расчет падения полного давления в канале по уравнению (10) возможен при замороженных коэффициентах гидравлического и волнового сопротивления, определенных во внешнем цикле (цикл второго уровня). Корректировка коэффициентов гидравлического сопротивления во внутреннем цикле обхода независимых контуров приводит к раскачке решения и иногда не позволяет добиться сходимости процесса. В [3] отмечается, что нахождение падения давления в случае наличия критики течения возможно только при обратном (против направления движения воздуха) обходе канала, т.е. по давлению в выходном сечении канала находится давление во входном сечении. При построении независимых контуров в ТНА не навязывалось направление обхода контура, и при определении падения полного давления использовалось общее гидравлическое сопротивление. Используемый в ТНА алгоритм не имеет теоретического обоснования, однако многочисленные расчеты разветвленных систем охлаждения и их сопоставление с опытными данными, также с результатами моделирования сверхзвуковых течений с помощью *CFD* свидетельствуют об адекватности использованной в ТНА математической модели.

Оценим правомерность предложенного метода на примерах. В [4] приводится расчет течения без теплообмена в трубе критической длины, т.е. трубы такой длины, в выходном сечении которой происходит скачок уплотнения. Исходной зависимостью расчета является условие

$$\frac{1}{\lambda_1^2} - 1 - 2 \ln(\lambda_1^2) = \frac{2k}{k+1} \eta \frac{L}{d} , \quad (18)$$

где λ_1 – коэффициент скорости во входном сечении трубы, η – коэффициент трения, связанный с коэффициентом гидравлического сопротивления отношением $\zeta = \eta \frac{L}{d}$, где L – длина трубы. Задавая λ_1 можно получить длину трубы, в конце которой $\lambda_2 = 1$.

Рассмотрим две параллельные трубы диаметром 5 мм и длиной 27 мм, через которые движется воздух с входной температурой 300 К. Каждая из труб составлена из участков для более точного учета изменения свойств воздуха (рис. 2). В ТНА и других программах расчета гидравлических схем граничными условиями являются полные давления и полные температуры. Полагая на выходе из трубы статическое давление

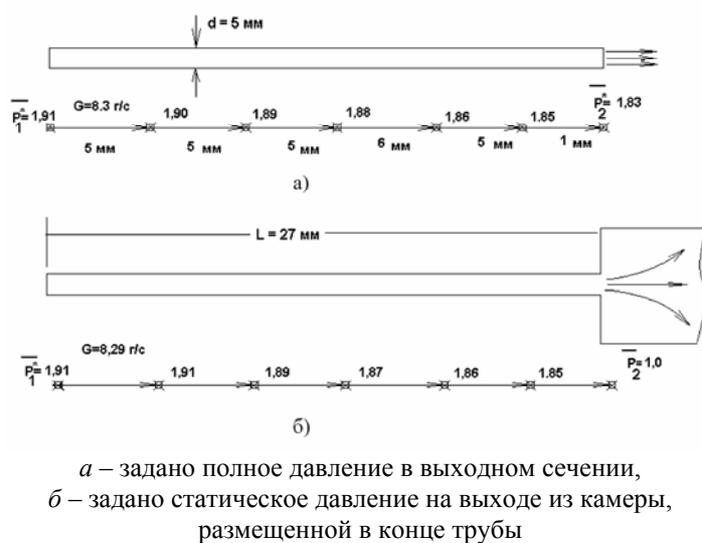


Рис. 2. Критическая длина трубы

критического, т.е. $P_1^*/P_2 > 1,892$. Последовательно увеличивая полное давление на входе в соответствии с этим условием, было найдено давление, при котором в выходном сечении приближенно достигалась скорость звука. Важно отметить, что, как для случая (а), так и для случая (б), это была одна и та же величина. Однако в случае (а) в расчете скорость воздуха приближалась к скорости звука в последнем из последовательных каналов, а в случае (б) – в последних двух каналах, т.е. критическая длина соответственно равнялась 26 мм и 21 мм. При этом расход в обоих случаях был одинаковым и равным 8,3 г/с. Далее, определяя скорость во входном сечении и коэффициент скорости $\lambda_1 = 0,60$, была найдена критическая длины трубы (17), которая оказалась приближенно равной 18 мм. Таким образом, моделирование течения воздуха в трубе с использованием предложенного подхода достаточно близко соответствует теоретическому решению [4].

Теоретические рассуждения в [4] строятся на одномерном подходе. В реальной же ситуации течение трехмерное или двухмерное. В связи с этим было выполнено сопоставление результатов расчетов в ТНА с CFD моделированием течения в каналах различной длины и с разными условиями на входе в канал (авторы благодарят компании ANSYS и ProcessFlow за возможность воспользоваться CFD-пакетом FLUENT). Следует признать, что результаты CFD моделирования не могут быть признаны абсолютно точными в связи с заметным влиянием на результаты расчета качества сетки, модели турбулентности и других факторов. В связи с этим было выполнено тестирования модели CFD на относительно простом примере дозвукового течения. Объектом исследования была труба, соединяющая две большие полости. Размер полостей был таков, что полное давление в концевых сечения равнялось статическому давлению. Внутренний диаметр трубы равнялся 5 мм, а длина – 50 мм. Входное сечение трубы было закруглено радиусом 2,5 мм (рис. 3). Во входном сечении передней полости задавалось давление 0,15 МПа, а в выходном сечении задней полости – 0,13 МПа. Таким образом, отношение давлений составляло 1,15, что указывало на отсутствие критического режима. Температура воздуха для всех расчетов составляла 473 К, что является достаточно характерной температурой для начальных каналов систем охлаждения газовых турбин.

равное 0,981 МПа и $M = 1$, задаем для случая (а) полное давление 1,794 МПа (на рисунке показано относительное полное давление $1,794/0,981 = 1,83$). В случае (б) в последнем участке задано дополнительное гидравлическое сопротивление, определяющее потери полного давления при выходе воздуха в неограниченный объем. Это условие позволило задать в выходном сечении статическое давление, которое численно равно полному давлению. Одним из условий возникновения кризиса течения в трубе является то, что отношение давлений должно быть больше

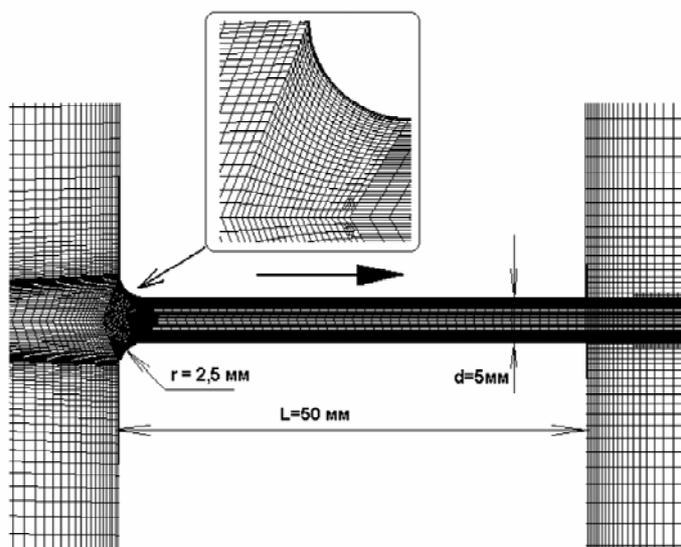


Рис. 3. CFD модель канала

Особое внимание было уделено применимости той или иной модели турбулентности для решения данной задачи. Были выполнены расчеты с использованием моделей разного порядка, таких как модель Спаларта-Аллмараса, $k - \epsilon$, Рейнольдса.

Количество коэффициентов, используемых в этих моделях, по мере их усложнения возрастает от семи до одиннадцати. Очевидно, что варьирование таким числом коэффициентов для лучшего удовлетворения расчета с экспериментом в каждом конкретном случае практически невозможно. Кроме того, аргументация выбора значений этих коэффициентов для конкретных видов течения не являлось задачей данного исследования, и поэтому использовались стандартные значения, предложенные в CFD программе. Оценка точности результатов расчета проводилась сопоставлением коэффициента сопротивления трения λ , определенным по известной зависимости Блазиуса [5]

$$\lambda_1 = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (19)$$

и Филоненко-Альтшуля [5]

$$\lambda_2 = \frac{1}{(1,8 \lg Re - 1,64)^2} \quad (20)$$

По результатам CFD-расчетов коэффициент сопротивления трения находился из соотношения

$$\lambda_3 = \frac{8\tau_w}{\rho w^2}, \quad (21)$$

которое следует непосредственно из условия равновесия выделенного объема жидкости в трубе. В расчетах с моделями 1 и 3 (таблица ниже) напряжение трения по длине трубы оставались практически постоянными на большей части трубы, в расчете с моделью 2 напряжения трения уменьшались от входа трубы к выходу. Поэтому в таблице для этого расчета приведено среднее значение.

Расчетная сетка CFD модели изначально измельчалась вблизи стенки каналов, а затем в процессе расчета измельчалась из условия $Y^+ = \frac{U_\tau Y}{\nu} < 5$, Y – максимальное расстояние от стенки до центра пристоеночной ячейки сетки, $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ – динамическая скорость, τ_w – напряжения трения на стенке. Выполнение этого условия обеспечивало корректный расчет трения и потерь давления в канале в целом.

Таблица

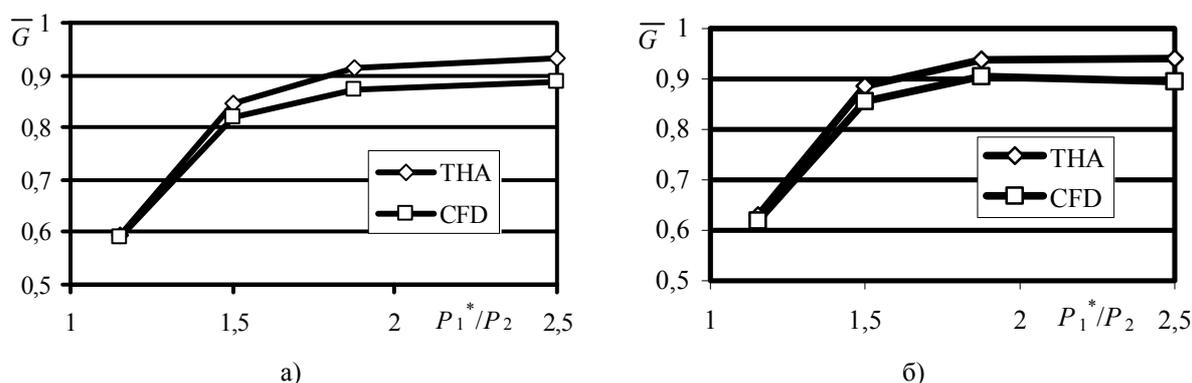
№	Модель турбулентности	G , кг/с	τ_w , Па	Re	λ_1	λ_2	λ_3
1	Рейнольдсова (5 уравнений)	3,085	110	30215	0,02400	0,02422	0,03654
2	$k - \varepsilon$	2,846	150	27874	0,02449	0,02471	0,05855
3	Спаларта-Аллмараса	3,279	75	32115	0,02364	0,02387	0,02205

Из таблицы следует, что только модель 3 дает приемлемое совпадение по коэффициенту сопротивления трению с погрешностью 7 %. Остальные модели дают существенно худшее совпадение. Поэтому во всех дальнейших расчетах использовалась именно модель 3, т.е. модель турбулентности Рейнольдса.

В данной работе было исследовано влияние на расход в трубе геометрических параметров, таких как скругление входной кромки, отношения длины трубы к ее диаметру, а также влияние отношения давлений P_1^*/P_2 и давления в сбросной камере P_2 .

В силу очевидной сложности проведения обширных расчетов геометрические и режимные параметры варьировались следующим образом.

Для заданного радиуса входа $r/d = 0,5$ ($r = 2,5$ мм, $d = 5$ мм) и длине трубы $L/d = 10$ ($L = 50$ мм) были выполнены две серии расчетов для давления в сбросной камере 0,62 МПа и 6,2 МПа (рис. 4). Видно, что в обоих случаях погрешность расчета относительного расхода $\bar{G} = G/G_{\text{крит}}$ не превышает 5 %. Причем при сверхкритическом отношении давлений \bar{G} как в ТНА, так и CFD расчетах приближался к постоянному значению 0,90–0,93.



$a - P_2 = 0,62$ МПа; $b - P_2 = 6,2$ МПа

Рис. 4. Относительный расход в трубе при $r/d = 0,5, L/d = 10$

Эти результаты показывают, что предложенный метод сложения гидравлических сопротивлений в канале с дополнительным волновым сопротивлением оправдывает себя в данном случае. Варьирование радиусом входной кромки показало примерно такую же величину отклонения анализируемых результатов (рис. 5).

Однако во всех случаях расход, рассчитанный в ТНА, оказывался больше, чем в CFD. Если допустить, что CFD-моделирование более корректно, то причина отличий,

видимо, заключается в неоднородном характере течения. Очевидно, сделанное допущение о том, что максимальное значение числа Маха не превышает единицы, не соответствует действительности. Причем в зависимости от условий входа воздуха характер течения меняется. Так в случае незакругленной входной кромки в начале канала скорость на оси канала резко возрастала до $M = 0,8$ и продолжала увеличиваться по ходу движения, что приводило к появлению сверхзвуковой зоны вблизи выходной кромки. Если вход организован плавно, то увеличение скорости происходит не столь резко и потери энергии оказываются меньше. Поэтому на выходе из канала появляется более обширная сверхзвуковая область, т.е. область, ограниченная изолинией $M = 1$. Однако во всех случаях на оси канала в выходном сечении число Маха было больше единицы (рис. 6). Причем, чем меньше гидравлические потери в канале, тем большим оказывается значение числа Маха. В случае незакругленного входа среднеинтегральное значение число Маха равнялось 1,04, а в остальных случаях 1,11.

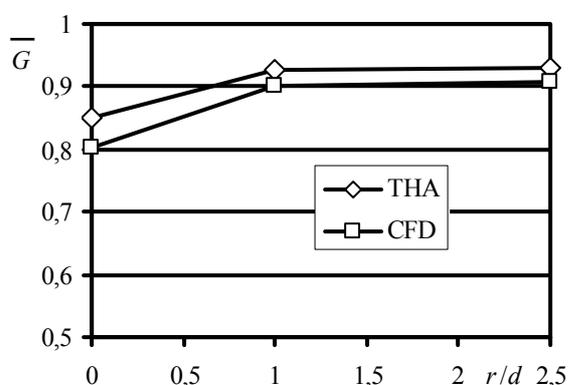


Рис. 5. Относительный расход в трубе в зависимости от скругления входной кромки при $P_1^* / P_2 = 2,5$

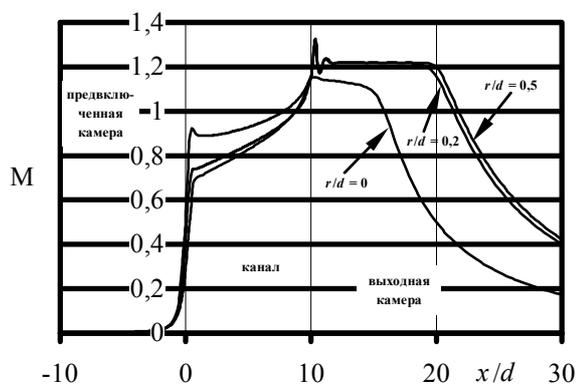


Рис. 6. Изменение числа Маха по оси трубы

Выполненный анализ, показывает, что предложенный одномерный метод учета сжимаемости описывает сжимаемое течение в канале с погрешностью приближенно равной 5–7 %.

Список литературы: 1. Тарасов А.И. ТНА (Thermal & Hydraulic Analysis) / А.И. Тарасов, А.И. Долгов // Свидетельство об официальной регистрации программ для ЭВМ №2007610141, 10 ноября 2006. – Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам, Россия. 2. Абрамов Ф.А. Расчет вентиляционных сетей шахт и рудников / Ф.А. Абрамов, Р.Б. Тянь, В.Я. Потемкин. – М.: Недра, 1978. – 234 с. 3. Кондращенко В.Я. Моделирование газовых и жидкостных распределительных систем / В.Я. Кондращенко, С.Д. Винничук, М.Ю. Федоров. – Киев: Наукова думка, 1990. – 184 с. 4. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука, 1969. – 824 с. 5. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Издание 3-е переработанное и дополненное / Под ред. М.О. Штейнберга / И.Е. Идельчик. – М.: Машиностроение, 1992. – 672 с.

© Тарасов А.И., Чан Конг Шанг, 2010
Поступила в редколлегию 15.02.10