

УДК 533.6.011.5:532.517.2

© 1998 г. В.А. БАШКИН, И.В. ЕГОРОВ, Д.В. ИВАНОВ

ТОРМОЖЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В ПЛОСКИХ И ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КАНАЛАХ

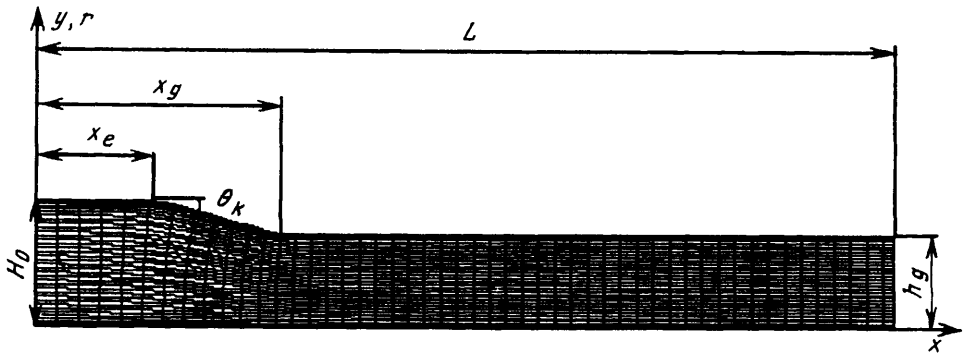
На основе численного анализа двумерных уравнений Навье – Стокса и Эйлера исследовано сверхзвуковое течение совершенного газа в плоских и осесимметричных каналах, имеющих одинаковый контур проточной части. Расчеты выполнены при числе Маха $M_\infty = 4$ на входе в канал для различных значений числа Рейнольдса и угла полураствора "юбки". Показано влияние указанных параметров и пространственности движения на структуру поля течения. В частности, установлено существование режимов течения вязкого газа, при которых наблюдается наиболее эффективное торможение сверхзвукового потока и обеспечивается более высокий уровень восстановления полного давления по сравнению с течением идеального газа.

Важным разделом прикладной аэродинамики является торможение сверхзвукового потока в канале, когда скорость движения в ядре потока остается сверхзвуковой (гиперзвуковые воздухозаборники, переходники в сверхзвуковых аэродинамических установках, проточные части силовых сверхзвуковых аэродинамических установок, проточные части силовых установок со сверхзвуковым горением и т.п.). В частности, большой научный и практический интерес представляет исследование ламинарного сверхзвукового течения в плоских и осесимметричных каналах простой конфигурации, описываемого полными двумерными уравнениями Навье – Стокса.

На примере каналов простой конфигурации можно выяснить особенности развития сверхзвукового течения газа и поведения аэродинамических характеристик в зависимости от определяющих параметров. Влияние пространственности течения обычно исследуются на примере плоских и осесимметричных каналов, имеющих одинаковый контур проточной части (см., например, [1]). Однако в этом случае сравниваемые каналы имеют разные коэффициенты сужения (отношение площади выхода к площади входа).

В [2] разработана методика численного анализа уравнений Навье – Стокса применительно к плоским задачам внутренней аэродинамики; в качестве примера в ней исследовано ламинарное течение совершенного газа в канале простой конфигурации. В настоящей работе эта методика распространяется на осесимметричные задачи. При ее выполнении ставились две цели: во-первых, исследовать структуру поля течения вязкого совершенного газа в канале простой конфигурации и влияние на нее определяющих параметров задачи; во-вторых, изучить влияние пространственности на структуру поля течения. Для этого рассматриваются плоские и осесимметричные каналы с одним и тем же контуром проточной части. Расчеты выполнены для сверхзвукового ламинарного течения совершенного газа с числом Маха $M_\infty = 4$ на входе в канал при числах Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^3, 10^4, 10^5, \infty$ (невязкое решение), вычисленных по параметрам невозмущенного потока и характерному линейному размеру H_0 (фиг. 1), для трех значений угла полураствора "юбки" $\theta_\chi = 5, 10$ и 15° .

1. Течение вязкого газа описывается системой уравнений, которые выражают собой законы сохранения массы, импульса и энергии и которые ниже для сокращения записи



Фиг. 1. Схема канала и расчетная сетка (нанесена каждая вторая сеточная линия, $\theta_k = 15^\circ$, $Re = 3 \cdot 10^3$)

называются уравнениями Навье – Стокса. В случае двухмерной задачи (плоскопараллельное и осесимметричное течения), решаемой в произвольной криволинейной системе координат (ξ, η) , где $x = x(\xi, \eta)$, $y = y(\xi, \eta)$ – декартовы координаты, они записываются в дивергентной форме

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \eta} = \mathbf{B} \quad (1.1)$$

Здесь \mathbf{Q} – вектор консервативных зависимых переменных задачи, \mathbf{E} и \mathbf{G} – векторы потоков в криволинейной системе координат, \mathbf{B} – вектор источника. Векторы \mathbf{Q} , \mathbf{E} , \mathbf{G} связаны с соответствующими векторами \mathbf{Q}_c , \mathbf{E}_c , \mathbf{G}_c в декартовой системе координат формулами

$$\mathbf{Q} = J \mathbf{Q}_c, \quad \mathbf{E} = J \left(\mathbf{E}_c \frac{\partial \xi}{\partial x} + \mathbf{G}_c \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad \mathbf{G} = J \left(\mathbf{E}_c \frac{\partial \eta}{\partial x} + \mathbf{G}_c \frac{\partial \eta}{\partial y} \right)$$

в которых $J = \partial(x, y) / \partial(\xi, \eta)$ – якобиан преобразования.

Декартовы компоненты векторов \mathbf{Q}_c , \mathbf{E}_c , \mathbf{G}_c для двухмерных уравнений Навье – Стокса имеют вид

$$\mathbf{Q}_c = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_c = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho u H - u \tau_{xx} - v \tau_{xy} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_c = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho v H - v \tau_{xy} - u \tau_{yy} - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix}$$

$$e = \rho(c_v T + (u^2 + v^2) / 2), \quad H = c_p T + (u^2 + v^2) / 2$$

где ρ – плотность, u , v – декартовы компоненты вектора скорости, p – давление, e – полная энергия на единицу объема, H – полная энтальпия, c_p и c_v – удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, λ – коэффициент теплопроводности, μ – коэффициент динамической вязкости, τ – тензор вязких напряжений с компонентами

$$\tau_{xx} = \mu \left(-\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(-\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

Вектор источника \mathbf{V} в уравнениях (1.1) для плоского ($\nu = 0$) и осесимметричного ($\nu = 1$) случаев имеет вид

$$\mathbf{V} = J \left(0, 0, \nu \left(p + \mu \left(\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} - 2 \frac{\nu}{r} \right) \right), 0 \right)^T$$

где r – расстояние от оси симметрии.

На границе расчетной области, совпадающей с твердой поверхностью тела, ставились условия непротекания и прилипания. На оси симметрии значения газодинамических переменных определялись из условия четности и нечетности. На входной границе расчетной области задавались условия невозмущенного потока, а на выходной границе – "мягкие" условия экстраполяции искомых переменных с аппроксимацией вида $\mathbf{U}_k - 2\mathbf{U}_{k-1} + \mathbf{U}_{k-2} = 0$. Здесь $\mathbf{U} = (u, v, p, T)^T$ – вектор неконсервативных зависимых переменных задачи.

Для численного решения уравнения (1.1) записывались в безразмерном виде и преобразовывались к алгебраической системе разностных уравнений с помощью интегроинтерполяционного метода. При этом конвективные потоки аппроксимировались монотонной схемой второго порядка точности, а диффузионные составляющие вектора потока в уравнениях (1.1) – схемой типа центральных разностей второго порядка точности. Система нелинейных разностных уравнений решалась модифицированным методом Ньютона с формированием матрицы Якоби при помощи конечных приращений вектора невязки по вектору искомых сеточных переменных. Более подробно методика численного анализа изложена в [2].

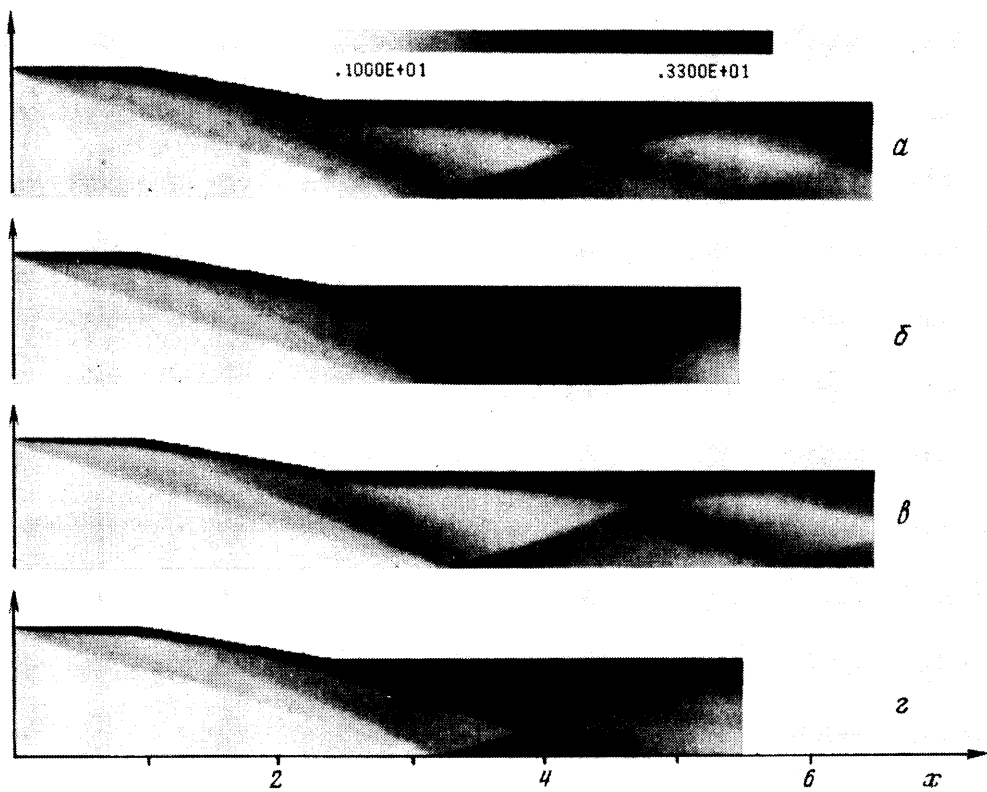
Для исследования влияния пространственности на структуру поля течения и местные аэродинамические характеристики выбраны плоские и осесимметричные каналы простой конфигурации с осью симметрии (фиг. 1).

В качестве характерного линейного масштаба, к которому отнесены все размеры канала, принималось расстояние H_0 от оси симметрии до передней кромки входа в канал. В выходном сечении канала расстояние h_g от оси симметрии до задней кромки равнялось 0,75. Начальный цилиндрический (плоский) участок имел длину $x_e = 1$. Длина "юбки" (второго участка) $(x_g - x_e) = 0,25 \operatorname{ctg} \theta_k$ и для углов $\theta_k = 5, 10$ и 15° равнялась 2,8575, 1,4177 и 0,933 соответственно. Общая длина канала L с $\theta_k = 5, 10$ и 15° выбиралась соответственно равной 7, 6,5 и 6 в плоском случае и 6, 5,5 и 5 в осесимметричном случае.

Расчеты сверхзвукового течения в плоском и осесимметричном каналах проведены при числе Маха на входе $M_\infty = 4$ и фиксированном температурном факторе изотермических обтекаемых поверхностей $(T_{w0} = T_w/T_0 = 0,5, \text{ умеренный теплообмен, где } T_w \text{ – температура стенки, } T_0 \text{ – температура торможения в невозмущенном потоке)}$. Газ предполагался совершенным с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$, числом Прандтля $\operatorname{Pr} = 0,7$ и динамической вязкостью, изменяющейся в зависимости от температуры по степенному закону ($\mu \sim T^\omega, \omega = 0,7$). Диапазон изменения определяющих параметров θ_k и Re указан выше.

В силу симметрии расчеты проводились для верхней половины канала на неравномерной сетке 101×101 . Построение расчетной сетки осуществлялось интегральным методом [3], основанным на конформном преобразовании Кристоффеля – Шварца. Вблизи ее верхней границы, соответствующей твердой поверхности, и в окрестности оси симметрии выбирались зоны толщиной $2/\sqrt{\operatorname{Re}}$, в каждой из которых после сгущения содержалось 20% общего числа узлов в поперечном направлении [2]. В качестве примера на фиг. 1 показана расчетная сетка для канала с $\theta_k = 15^\circ$ при числе $\operatorname{Re} = 3 \cdot 10^3$.

2. В большинстве случаев в горле канала образуются замкнутые зоны отрывного течения. Для корректного решения задачи с использованием "мягких" условий экстраполяции на выходе расчетной области необходимо длину канала выбрать таким



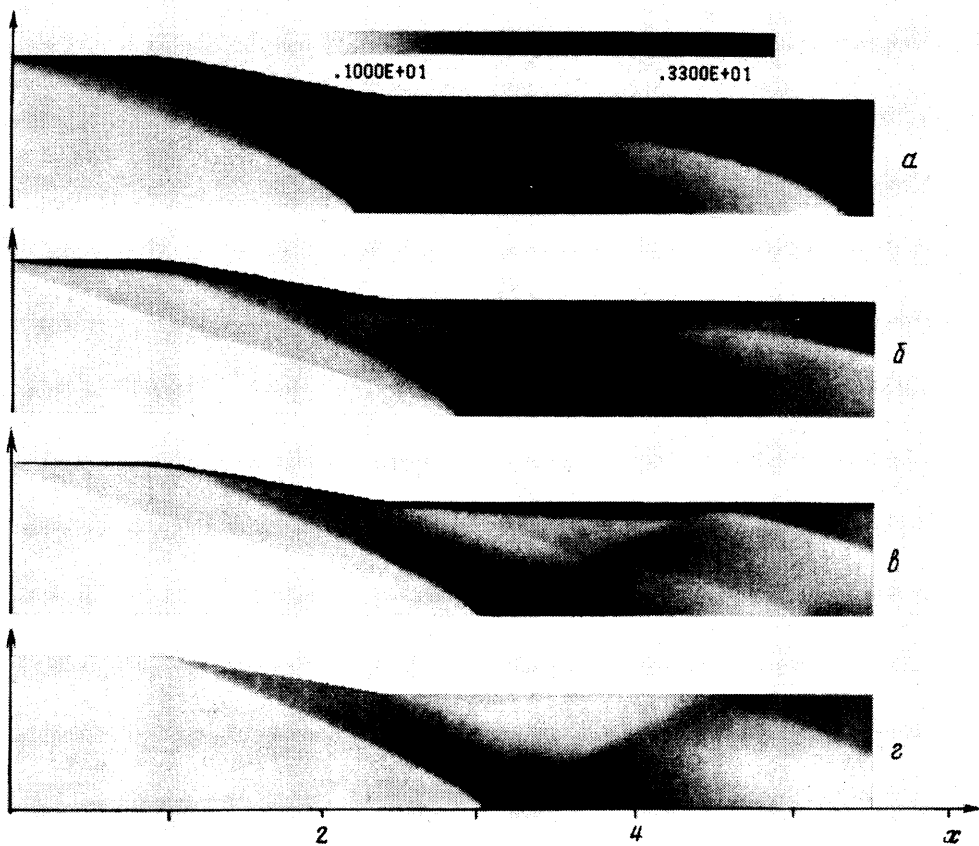
Фиг. 2. Поля температуры (а, б, в, г) в плоском канале с $\theta_k = 10^\circ$ для Re и L : $3 \cdot 10^3$ и 6,5; $3 \cdot 10^3$ и 5,5; 10^4 и 6,5; 10^4 и 5,5

образом, чтобы в процессе решения точка присоединения потока всегда оставалась внутри расчетной области. Поскольку до начала расчетов трудно оценить положение и размеры отрывных зон и потому адекватно выбрать длину канала, то возникает вопрос о поведении численного решения, когда точка присоединения потока расположена вне расчетной области.

Для изучения этого вопроса были проведены дополнительные расчеты для плоского канала с $\theta_k = 10^\circ$ и длиной $L = 5,5$. Влияние длины канала на структуру поля течения показано на фиг. 2, где приведены поля температуры для стационарного решения. В вязком потоке в горле образуются развитые зоны отрывного течения, характеристики и поведение которых для каналов разной длины резко отличаются друг от друга.

Для "длинного" канала ($L = 6,5$) в горле образуется замкнутая зона отрывного течения. С ростом числа Re (при $Re \geq 10^4$) ее размеры уменьшаются, а общая структура поля течения приближается к невязкому решению; при этом угловая точка x_g обтекается безотрывно.

Для "короткого" канала ($L = 5,5$) наблюдается мощная отрывная зона, которая начинается на клиновидной юбке и выходит за пределы расчетной области. С увеличением числа Re отрывная область возрастает и картина течения очень далека от картины сверхзвукового течения идеального газа (невязкое решение). При определенных условиях это приводит к разрушению стационарного решения и реализации нестационарного режима течения типа помпажа. Согласно результатам расчетов, такое нестационарное почти периодическое течение в коротком канале наблюдается при числе $Re = 10^5$.



Фиг. 3. Поля температуры в осесимметричном канале с $\theta_k = 10^\circ$: а – $Re = 3 \cdot 10^3$; б – 10^4 ; в – 10^5 ; г – невязкое решение

Причина этого состоит в том, что отрывная зона выходит за пределы расчетной области и условия на выходе оказывают сильное влияние на формирование структуры поля течения. В частности, через отрывную зону в канал втекает некоторое количество газа, которое производит эффект вдува газа – дополнительное отнесение пограничного слоя от обтекаемой поверхности.

Указанной особенностью развития течения обусловлен проведенный выше выбор длины канала, который гарантирует корректность использования "мягких" условий экстраполяции.

3. Идентичность контуров плоского и осесимметричного каналов обуславливает определенную близость структуры поля течения и аналогичный характер ее изменения в зависимости от определяющих параметров задачи. Вместе с тем имеются некоторые особенности, связанные с пространственностью течения и разной степенью торможения потока.

Общая структура поля ламинарного течения в тракте канала характеризуется наличием замкнутых областей отрывного течения, взаимодействующих ударных волн и веера волн разрежения; в качестве примера на фиг. 2 и 3 приведены поля температуры для плоского и осесимметричного каналов с $\theta_k = 10^\circ$, которые показывают влияние числа Re и пространственности на структуру поля течения. Геометрические характеристики замкнутых отрывных зон для всех рассчитанных вариантов приведены в таблице, где x_S и x_R – точки отрыва и присоединения потока соответственно,

Случай	Осесимметричный			Плоский		
	x_S	x_R	Δ_S	x_S	x_R	Δ_S
$\theta_k = 5^\circ$						
$3 \cdot 10^3$	0,4368	3,6493	3,1524	4,8011	5,4449	0,6438
10^4	4,0324	5,3463	1,3139	4,9497	6,5424	1,5927
10^5	4,1741	5,7655	1,5914	5,4306	6,8629	1,4323
$\theta_k = 10^\circ$						
$3 \cdot 10^3$	0,6595	3,7292	3,0697	3,7065	5,0969	1,3904
10^4	0,9667	1,0734	0,1967	3,6903	5,5815	1,8912
10^4	2,5964	4,6226	2,0262	—	—	—
10^5	0,9014	1,1431	0,2417	0,9303	1,1051	0,1748
10^5	2,7130	4,6552	1,9422	4,0721	5,6635	1,5911
10^5	(4,1597)	4,0684	(0,0912)	—	—	—
$\theta_k = 15^\circ$						
$3 \cdot 10^3$	0,7452	1,5957	0,8505	3,2663	4,6536	1,3873
$3 \cdot 10^3$	1,9994	3,7376	1,7382	—	—	—
10^4	0,7045	1,4860	0,7815	0,8617	1,2377	0,3760
10^4	2,1333	4,0964	1,9631	3,1721	5,0558	1,8837
10^5	0,7971	1,2184	0,4213	0,8383	1,1744	0,3361
10^5	2,1437	3,8959	1,7522	3,2871	4,9829	1,6958
10^5	(3,4370)	3,0999	(0,3370)	(4,4793)	4,2801	(0,1992)

$\Delta_S = x_R - x_S$ — длина отрывной зоны, в круглые скобки заключены характеристики вторичной отрывной зоны.

При наименьшем числе $Re = 3 \cdot 10^3$ силы внутреннего трения проявляются в наибольшей степени и на стенке канала формируется толстый пограничный слой. С ростом числа Re толщина пограничного слоя уменьшается, более четко формируются ударные волны и веер разрежения, а общая структура поля течения приближается к той, которая характерна для сверхзвукового течения идеального газа (невязкое решение задачи).

В тракте канала в зависимости от определяющих параметров (в плоскости $\theta_k - \log Re$) могут реализоваться различные структуры поля течения.

При малых числах Re на стенке канала формируется толстый пограничный слой с замкнутой зоной отрывного течения, появление которой обусловлено ударной волной, отраженной от оси (плоскости) симметрии. В этом случае в пограничном слое наблюдается докритический режим течения. Возмущения, вызванные взаимодействием ударной волны с пограничным слоем, распространяются вверх по потоку на расстояния порядка характерного линейного размера и обуславливают формирование единой отрывной зоны, начинающейся на входном участке. В зависимости от условий обтекания она заканчивается либо на поверхности "юбки" в окрестности угловой точки x_g , либо в горле канала. Для осесимметричного канала эта структура наблюдается при $Re = 3 \cdot 10^3$ и $\theta_k = 5$ и 10° ; для плоского канала она должна иметь место при меньших числах Re , выходящих за пределы рассмотренного диапазона.

При больших числах Re в пограничном слое имеют место транс- и закритический режимы течения и возмущения распространяются вверх по потоку на расстояния порядка нескольких толщин пограничного слоя. Кроме того, в зависимости от θ_k перепад давления, возникающий при обтекании угла сжатия, может принимать как докри-

тические, так и сверхкритические значения, а перепад давления в области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем в горле канала при всех рассмотренных условиях является сверхкритическим. В результате этого возможны две структуры поля течения.

Первая из них характеризуется образованием одной замкнутой зоны отрывного течения в горле канала с безотрывным обтеканием угловых точек. Этот режим течения наблюдается при относительно малых значениях угла θ_k . Вторая структура имеет место при больших значениях θ_k и характеризуется формированием двух замкнутых отрывных зон: одна (малая) – в окрестности угловой точки x_c , другая (обширная) – в горле канала; при этом угловая точка x_c обтекается безотрывно. Указанные структуры реализуются как в осесимметричных, так и в плоских каналах для исследованного диапазона чисел Re .

В горле канала длина отрывной зоны имеет порядок характерного линейного размера и согласно распределению давления реализуется типичная схема: за областью разрежения образуется волна сжатия, вызывающая отрыв потока, затем следует "плато" давления и, наконец, присоединение потока с формированием локального максимума давления вниз по потоку за точкой присоединения. При обтекании угловой точки x_c протяженность отрывной зоны незначительна и в ней практически отсутствует "плато" давления. В связи с этим отметим, что для осесимметричных каналов (фиг. 3) при больших числах Re детали тонкой структуры поля течения в горле – волны разрежения и сжатия – трудно различимы, в особенности для $Re = 10^4$, при котором перепады давления в рассматриваемой области незначительны. При $Re = 10^5$ перепады давления возрастают и повышается разрешимость структуры на приведенной картине.

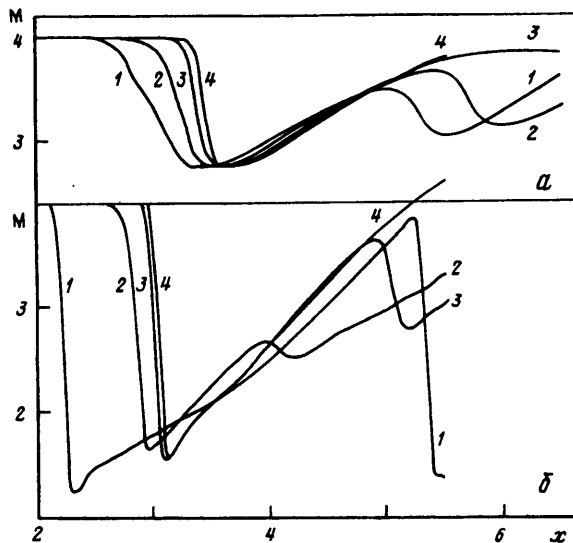
С ростом числа Re длина отрывной зоны в горле канала с $\theta_k = 5^\circ$ возрастает настолько, что при $Re = 10^5$ длины $L = 7$ оказалось недостаточно для корректного решения задачи – точка присоединения потока выходит за пределы расчетной области. Поэтому для указанного числа Re расчеты проведены для канала с $L = 8$; характеристики отрывной зоны в таблице указаны для этого варианта.

Интенсивность течения в отрывной зоне усиливается по мере увеличения числа Re и максимальные скорости в ней могут достигать транс- и сверхзвуковых значений. Это в свою очередь обуславливает сильную неравномерность в распределении давления и появление вторичного отрыва и присоединения потока.

Поскольку результаты расчетов получены для дискретных значений чисел Re с большим шагом его изменения, то по ним трудно судить о характере перестройки структуры поля течения: происходит ли она непрерывным образом или скачкообразно; для ответа на этот вопрос необходимы дополнительные расчеты для промежуточных чисел Re . Вместе с тем наш опыт численного исследования структуры поля течения в гиперзвуковом воздухозаборнике (см., например, [4]) показал, что такая перестройка структуры поля течения происходит, как правило, скачкообразно: чем при больших числах Re происходит перестройка, тем сильнее разрыв аэродинамических характеристик.

В плоском канале при взаимодействии ударной волны с плоскостью симметрии в зависимости от условий обтекания может наблюдаться как регулярный, так и маховский режим отражения. В рассмотренных случаях на входном участке формируется относительно слабая ударная волна, которая регулярным образом отражается от оси симметрии.

Иная ситуация в осесимметричном потоке. В [5] показано, что в невязком потоке отражение конической ударной волны от оси симметрии может происходить только нерегулярным образом с образованием диска Маха, размеры которого зависят от условий обтекания. Наши расчеты проведены на фиксированной сетке 101×101 и показали следующее: для $\theta_k = 5^\circ$ при всех числах Re наблюдается "регулярное" отражение (размеры диска Маха менее шага сетки); для $\theta_k = 10^\circ$ имеем переходный режим



Фиг. 4. Распределение числа Маха по оси симметрии плоского (а) и осесимметричного (б) каналов с $\theta_k = 10^\circ$: 1 - $Re = 3 \cdot 10^3$; 2 - 10^4 ; 3 - 10^5 ; 4 - невязкое решение

от "регулярного" к маховскому и для $\theta_k = 15^\circ$ при всех числах Re реализуется маховское отражение с образованием диска Маха.

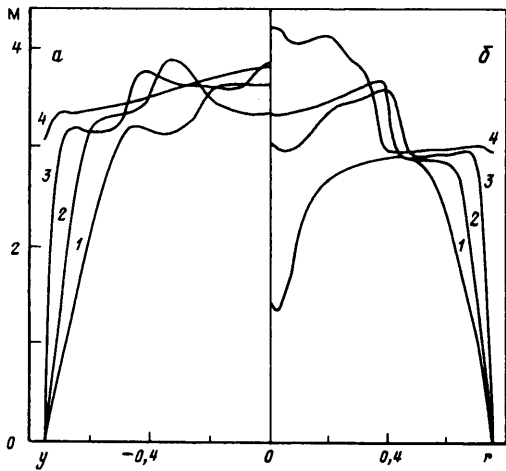
На рассматриваемых длинах каналов с $\theta_k = 5$ и 10° в вязком потоке при числе $Re = 3 \cdot 10^3$ и с $\theta_k = 15^\circ$ в невязком потоке отраженные от стенки ударные волны достигают оси симметрии и отражаются от нее; тем самым в поле течения полностью формируется первая "бочка". Во всех остальных случаях, включая течение идеального газа, на рассматриваемых длинах каналов первая "бочка" не успевает сформироваться – отраженные от стенки ударные волны покидают расчетную область.

4. Поведение газодинамических переменных вдоль оси симметрии канала отражает как структуру поля течения, так и особенности, обусловленные пространственностью течения. С ростом числа Re вязкое решение приближается к невязкому. В качестве примера на фиг. 4 показано влияние числа Re на распределение числа M вдоль оси симметрии для каналов с $\theta_k = 10^\circ$.

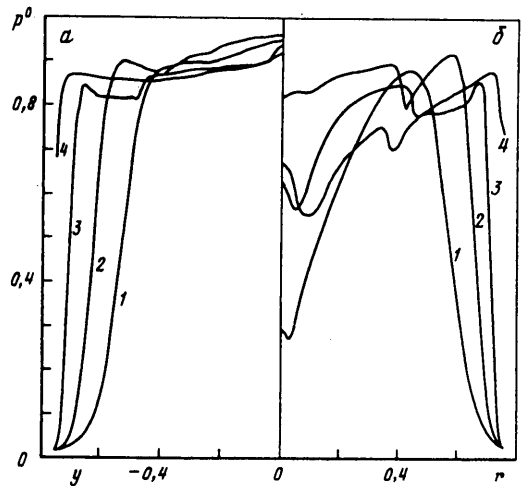
В плоском случае всем рассмотренным зависимостям соответствуют хотя и разные, но близкие структуры поля течения, характерные для больших чисел Re ; поэтому зависимости в области отражения от плоскости симметрии располагаются достаточно компактно.

В осесимметричном случае в области отражения ударных волн от оси симметрии происходит существенно большее торможение сверхзвукового потока по сравнению с плоским случаем, однако скорость всюду остается сверхзвуковой – дозвуковая область меньше размеров сеточной ячейки. Кроме того наблюдается расслоение зависимостей на две группы: кривая 1 на фиг. 4.б значительно отделяется от всех остальных зависимостей. Этим группам соответствуют различные структуры поля течения.

Характерная форма профилей газодинамических переменных на выходе канала указывает на то, что на всех рассмотренных режимах формируется классическая схема течения: квазиневязкое ядро потока и пограничный слой. Наличие взаимодействующих ударных волн и волн разрежения приводит к их сильной неравномерности. В качестве примера на фиг. 5 и 6 приведены профили числа Маха и коэффициента восстановления полного давления $p^0 = p_0/p_{0\infty}$ для каналов с $\theta_k = 10^\circ$. Отметим, что для плоского течения профили рассматриваемых функций для невязкого газа



Фиг. 5. Профили числа Маха в выходном сечении плоского (а) и осесимметричного (б) каналов с $\theta_k = 10^\circ$: 1 - $Re = 3 \cdot 10^3$; 2 - 10^4 ; 3 - 10^5 ; 4 - невязкое решение



Фиг. 6. Профили коэффициента восстановления полного давления в выходном сечении плоского (а) и осесимметричного (б) каналов с $\theta_k = 10^\circ$: 1 - $Re = 3 \cdot 10^3$; 2 - 10^4 ; 3 - 10^5 ; 4 - невязкое решение

в качественном отношении не согласуются с соответствующими профилями для вязкого газа, поскольку невязкое течение рассчитывалось для более короткого канала с выходным сечением при $x = L = 5,5$.

При сравнительном анализе профилей газодинамических переменных нужно иметь в виду, что при различных числах Re выходное сечение канала соответствует различным сечениям первой "бочки", формирующейся в тракте канала.

Наименьшую неравномерность имеют профили в ядре потока в каналах с $\theta_k = 5^\circ$, в которых наблюдается также наибольшее восстановление полного давления. По мере увеличения угла "юбки" возрастает немонотонность изменения газодинамических переменных поперек ядра потока; исключение составляет температура торможения, которая практически постоянна в ядре потока. Наиболее сильная неравномерность имеет место для профиля p^0 .

Согласно результатам расчетов, в осесимметричном канале неравномерность профилей газодинамических переменных в выходном сечении существенно выше по сравнению с плоским каналом. Это имеет физическую причину, поскольку в осесимметричном потоке все возмущения, вносимые обтекаемой поверхностью, концентрируются в окрестности оси симметрии и приводят к образованию высокоэнтропийной зоны течения. Для устранения этой сильной неравномерности профилей необходимо соответствующим образом профилировать проточную часть канала.

Дополнительным источником неравномерности рассматриваемых профилей могут служить недостатки разностной аппроксимации в окрестности особых точек (в частности, угловых точек) и оси симметрии (при расчете отражения ударных волн от оси). Первый случай наблюдается в невязком потоке и связан с образованием "паразитных" энтропийных слоев в пристеночной области. Второй случай проявляется как в вязком, так и в невязком потоках и в рассмотренных случаях обуславливает локальное изменение параметров на оси по сравнению с близлежащими струйками тока (на фиг. 6 это проявляется в образовании на оси локального максимума полного давления).

Результаты расчетов показывают, что в канале для всех значений θ_k существуют режимы течения вязкого газа, при которых наблюдается наиболее эффективное торможение сверхзвукового потока и обеспечивается более высокий уровень восстановления полного давления по сравнению с течением идеального газа. Отмеченная

особенность подтверждается также профилями энтропии в выходном сечении канала: наименьшее приращение энтропии наблюдается в вязком потоке при определенном числе Re , значение которого зависит от угла θ_k . Так, например, для осесимметричного канала этот оптимальный режим имеет место при $Re = 10^5$ для $\theta_k = 5^\circ$, 10^4 для 10° и $3 \cdot 10^3$ для 15° . Для указанных условий в поле течения образуется система наиболее слабых ударных волн и торможение потока происходит с наименьшими потерями. При других условиях расчета приращение энтропии возрастает, поскольку растет интенсивность ударных волн в поле течения.

Поскольку в осесимметричном случае число Re оказывает значительно большее влияние на параметры потока в его ядре по сравнению с плоским случаем, то характеристики оптимального режима торможения сильно отличаются от других режимов, в то время как в плоском канале оптимальный и неоптимальные режимы близки по своим характеристикам. Вследствие этого на оптимальных режимах характеристики плоского и осесимметричного каналов близки между собой (по коэффициенту восстановления полного давления), а на неоптимальных режимах торможение сверхзвукового потока в осесимметричном канале происходит с большими потерями полного давления по сравнению с плоским каналом.

Заключение. На основе численного анализа течения двумерных уравнений Навье – Стокса и Эйлера исследовано сверхзвуковое течение совершенного газа в плоских и осесимметричных каналах с одинаковым контуром проточной части.

В тракте канала в плоскости параметров $\theta_k - Re$ могут реализоваться три различные структуры поля течения. При малых числах Re образуется одна обширная зона отрывного течения, которая начинается на входном цилиндрическом участке и заканчивается либо в окрестности угловой точки x_g , либо в горле канала. При больших числах Re в зависимости от θ_k возможны две структуры поля течения. Первая из них характеризуется образованием одной замкнутой зоны отрывного течения в горле канала с безотрывным обтеканием угловых точек (малые значения угла θ_k). Вторая структура имеет место при больших значениях θ_k и характеризуется формированием двух замкнутых отрывных зон: одна (малая) – в окрестности угловой точки x_c , другая (обширная) – в горле канала, и безотрывным обтеканием угловой точки x_g .

Наличие отрывных зон "сглаживает" эффективный контур канала и обуславливает при определенном числе Re более эффективное торможение вязкого потока в его центральной части по сравнению с торможением идеального газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01129а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lin P.* Geometric effects on precombustion shock train in constant area isolators // AIAA Paper. 1993. № 1838. P. 12.
2. *Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В.* Применение метода Ньютона к расчету внутренних сверхзвуковых отрывных течений. // ПМТФ. 1997. № 1. С. 30–42.
3. *Внуков А.Е.* Построение расчетных сеток около аэродинамических профилей на основе дискретного преобразования Кристоффеля – Шварца: Препринт № 35. М.: ЦАГИ, 1991. С. 1–15.
4. *Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В.* Расчет сверхзвукового течения совершенного газа в гиперзвуковом воздухозаборнике // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 5. С. 191–200.
5. *Рылов А.И.* К вопросу о невозможности регулярного отражения стационарной ударной волны от оси симметрии. // ПММ. 1990. Т. 54. Вып. 2. С. 245–249.

Москва

Поступила в редакцию
5.III.1996