

УДК 533.6.011.8 : 532.516

© 1996 г. В.А. БАШКИН, И.В. ЕГОРОВ, Д.В. ИВАНОВ

РАСЧЕТ СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ СОВЕРШЕННОГО ГАЗА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ВОЗДУХОЗАБОРНИКЕ

На основе уравнений Навье – Стокса рассчитаны поля течения в простейшем плоском воздухозаборнике при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 5,3$ для различных значений числа Рейнольдса и высоты "горла". Показано влияние вязкости на структуру поля течения и установлено поведение местных аэродинамических характеристик на нижней и верхней поверхностях воздухозаборника.

Исследования аэродинамических характеристик сверх- и гиперзвуковых воздухозаборников, как правило, проводились и проводятся на основе классического подхода – невязкое течение плюс пограничный слой; при таком подходе расчеты пограничного слоя обычно выполняются интегральными методами для ламинарного и турбулентного режимов течения. Полученный расчетный материал позволяет оценить характеристики воздухозаборника в зависимости от определяющих параметров задачи (см., например, [1]).

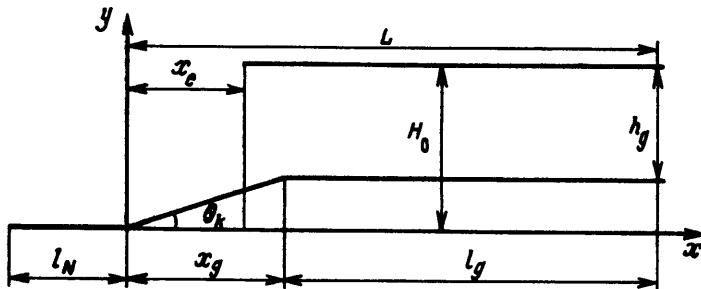
Однако при этом структура потока не поддается строгому анализу, поскольку в рамках теории пограничного слоя нельзя пройти за точку отрыва потока, и для ее изучения необходимо использовать уравнения Навье – Стокса (ламинарное течение) или уравнения Рейнольдса (турбулентное течение). Для решения этих уравнений в современной аэродинамике разработаны достаточно эффективные методы численного анализа, которые позволяют рассчитывать поля течения при наличии отрыва и присоединения потока.

Для решения двухмерных уравнений Навье – Стокса в [2] была разработана эффективная численная процедура; на основе этого подхода была создана программа для решения задач внешней аэродинамики и проведены расчеты обтекания тел простой конфигурации сверхзвуковым потоком совершенного газа [3, 4] и неравновесного воздуха [5, 6].

На основе указанного подхода была разработана программа для решения задач внутренней аэродинамики, связанных со сверхзвуковым течением газа в каналах (двухмерная задача); эта программа позволяет также проводить расчеты на основе уравнений Эйлера как предельный случай уравнений Навье – Стокса при числе Рейнольдса, стремящемся к бесконечности.

В настоящей работе с помощью разработанной программы исследовано течение совершенного газа в простейшем воздухозаборнике в некотором диапазоне изменения определяющих параметров. При проведении расчетов проверялась эффективность работы созданного алгоритма и программ численного анализа двухмерных уравнений Навье – Стокса и изучалось влияние числа Рейнольдса на структуру поля ламинарного течения и особенности теплообмена (выявление "пиков" тепловых потоков).

В практических приложениях условия работы воздухозаборника, как правило, соответствуют настолько большим числам Рейнольдса, что на большей части обтекаемых поверхностей реализуется турбулентный режим течения. Поэтому большинство теоретических и экспериментальных исследований относятся к турбулентному режиму течения. В настоящей работе расчеты выполнены при умеренно больших числах Рейнольдса, когда имеет место ламинарный режим течения, и соответствуют мало-



Фиг. 1. Схема простейшего воздухозаборника

изученным режимам работы сверхзвукового воздухозаборника; полученный материал полезен для понимания особенностей работы воздухозаборника на специальных режимах полета с ламинарным течением газа в его тракте, например при движении летательного аппарата по траектории спуска в верхних слоях атмосферы.

1. Уравнения, описывающие поле течения вязкого совершенного газа, выражают собой законы сохранения массы, импульса (уравнения Навье – Стокса) и энергии и замыкаются уравнением состояния Клапейрона и зависимостями, устанавливающими поведение теплофизических свойств газа. Для численного анализа они записываются в дивергентном виде в произвольной криволинейной системе координат ξ, η .

В физической плоскости расчетная область представляет собой поле течения в канале, ограниченное сверху и снизу твердыми поверхностями (фиг. 1). При численном решении задачи в переменных ξ, η полностью неявным методом использовались следующие граничные условия.

На входной границе ставились условия излучения, записанные в инвариантах Римана и соответствующие расходящейся волне; при этом в каждой точке анализировались знаки собственных чисел λ_i , определяющих направление распространения возмущений относительно координаты $\xi = \text{const}$: при $\lambda_i \geq 0$ соответствующий инвариант вычислялся по значениям газодинамических переменных набегающего потока, при $\lambda_i < 0$ использовалась линейная экстраполяция по значениям газодинамических переменных, соответствующих внутренним точкам расчетной области.

На выходной границе (как показали численные эксперименты) использование "мягких" условий экстраполяции вектора искомых газодинамических переменных позволило повысить устойчивость итерационного процесса решения разностной задачи и рассчитать режимы со сверхзвуковым течением в выходном сечении, а также некоторые режимы с дозвуковым течением в выходном сечении.

На верхней и нижней твердых поверхностях использовались: условия прилипания и непротекания; условие их изотермичности ($T_w = \text{const}$); экстраполяция давления вдоль нормали к стенке с постоянной производной ($\partial p / \partial \eta = 0$).

Для построения расчетной сетки применялся интегральный метод, представляющий собой численное решение задачи об отображении Кристоффеля – Шварца; в этом случае расчетная сетка полностью определяется геометрией канала.

При построении разностной схемы использовался интегроинтерполяционный метод; она является консервативной и обеспечивает выполнение законов сохранения даже при наличии разрывных решений. Для аппроксимации конвективных потоков в полуцелых узлах применялась монотонизированная схема (MUSCL) второго порядка точности; диффузионная составляющая вектора потока в уравнениях Навье – Стокса аппроксимировалась разностной схемой типа центральных разностей второго порядка точности. Шаблон, на котором аппроксимировались уравнения Навье – Стокса, в общем случае состоял из 13 точек.

Система нелинейных разностных уравнений решалась модифицированным методом Ньютона. Формирование матрицы Якоби осуществлялось при помощи конечных приращений вектора невязки по вектору искомых сеточных переменных.

Таблица 1

№ п.п.	Re_{∞}	h_g	x_g	l_g	l_g/h_g	$l_N \neq 0$	$l_N = 0$
1	10^4	0,5	2,84	4,16	8,32	+	+
2	$2 \cdot 10^4$	0,3	3,97	3,03	10,10	+	+
3	$6,528 \cdot 10^5$	0,3	3,97	3,03	10,10	-	+
4	$6,528 \cdot 10^5$	0,2	4,54	2,46	12,30	-	+

Решение систем линейных алгебраических уравнений, получаемых на итерации по нелинейности, осуществлялось при помощи разложения матрицы в произведение двух треугольных матриц L и U , где L – нижняя треугольная матрица, U – верхняя. Для снижения суммарного числа арифметических операций и уменьшения оперативной памяти ЭВМ проводился предварительный анализ структуры разреженности матриц L и U и неизвестные перенумеровывались по обобщенному методу вложенных сечений.

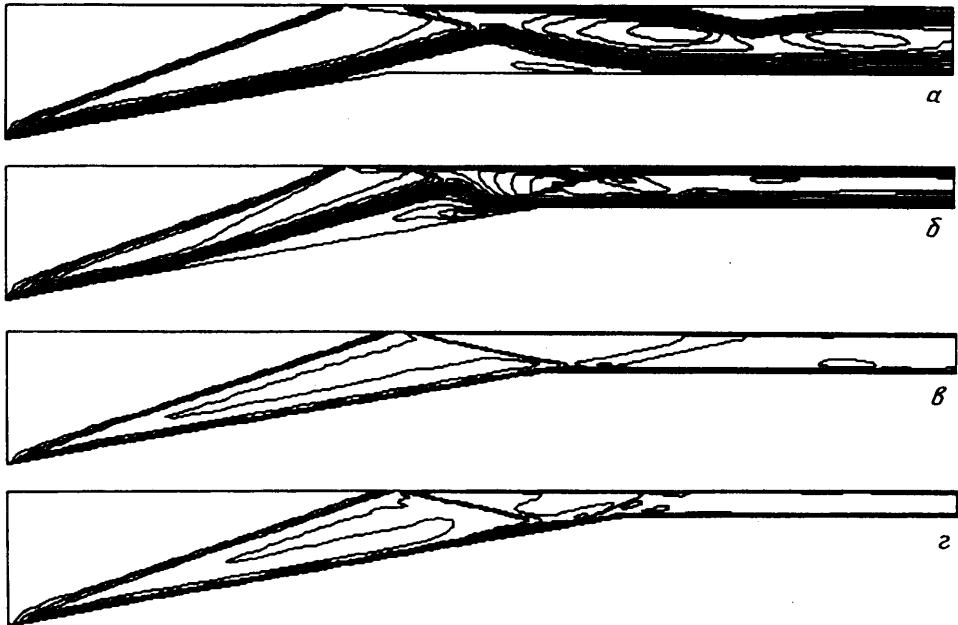
Простейшая модель гиперзвукового воздухозаборника представляет собой одноступенчатый клин с углом полурасвора $\Theta_k = 10^\circ$ и каналом постоянной высоты $h_g = \text{const}$ ("горло") (фиг. 1). В качестве характерного линейного размера выбрана высота обечайки H_0 . Расчетный режим воздухозаборника соответствует полету при числе Maxa $M_{\infty} = 5,3$, в соответствии с этим сечение входа располагается при $x_e = x_e^* / H_0 = 2,96$. Общая длина воздухозаборника $L = L^* / H_0$ постоянна и равна 7. Начальное сечение горла находится при $x_g = (1 - h_g) \operatorname{ctg} \Theta_k$, а длина горла $l_g = L - x_g$.

Расчеты полей течения выполнены для ламинарного режима при различных значениях числа Рейнольдса $Re_{\infty} = \rho_{\infty} V_{\infty} H_0 / \mu_{\infty}$ и высоты горла h_g . Было рассмотрено также несколько вариантов воздухозаборника с носовой пластиной длиною $l_N = l_N^* / H_0 = 1$, которая моделирует влияние пограничного слоя на входе в воздухозаборник, когда не производится его слив. Все рассчитанные варианты указаны в табл. 1.

Настоящие расчеты проведены на сетке со сгущением узлов в области пограничного слоя в зависимости от числа Re . Контрольные расчеты по влиянию числа узлов на точность расчетов показали, что расчетные данные, полученные на сетках 101×61 и 101×101 , различаются только в точках максимума в пределах 2%; поэтому основные расчеты выполнены на сетке 101×61 на ЭВМ RS-6000 класса "рабочая станция". При расчетах предполагалось, что обтекаемые поверхности являются изотермическими с температурой $T_w = 1500$ K, а совершенный газ имеет показатель адиабаты $\gamma = 1,4$, число Прандтля $Pr = 0,7$ и динамическую вязкость, зависящую от температуры по степенному закону ($\mu \sim T^{0,7}$).

2. Об общей структуре поля течения и влиянии на нее определяющих параметров можно судить по полям газодинамических переменных. Сопоставление результатов между собой показало, что для данных условий работы воздухозаборника наличие носовой пластины очень слабо сказывается на общей структуре поля течения. Поэтому на фиг. 2 приведены картины изолиний $M = \text{const}$ только для случая отсутствия носовой пластины (*a* – первый расчетный режим, *b* – второй, *c* – третий, *г* – четвертый).

При $h_g = 0,5$ на клиновидной поверхности формируется достаточно толстый пограничный слой и головная ударная волна проходит мимо передней кромки обечайки. Скачок уплотнения, образующийся при обтекании передней кромки обечайки, попадает в горло воздухозаборника и, взаимодействуя с пограничным слоем, приводит к его отрыву. В результате этого на нижней поверхности образуется обширная зона отрывного течения, передняя граница которой располагается на клиновидной поверхности. При обтекании ее концевой части происходит разгонно-тормозное течение с формированием хвостового скачка уплотнения. Он попадает на верхнюю стенку и вы-



Фиг. 2. Картинки изолиний $M = \text{const}$: а – первый расчетный режим; б – второй; в – третий; г – четвертый

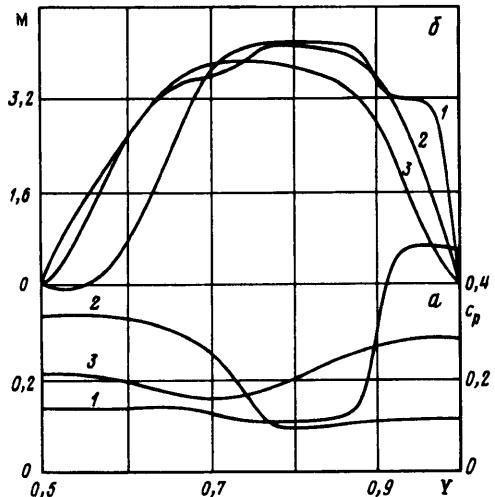
зывает на ней отрыв пограничного слоя. В результате на верхней поверхности образуется вторая замкнутая зона отрывного течения, уступающая по размерам отрывной зоне на нижней поверхности. В количественном отношении наличие носовой пластины приводит к некоторому увеличению размеров отрывных зон в горле воздухозаборника.

Уменьшение высоты горла h_g с 0,5 до 0,3 приводит к заметному изменению структуры поля течения (увеличение числа Re вдвое в данном интервале не приводит к качественным изменениям); при этом, как и в предыдущем случае, наличие носовой пластины относительно слабо влияет на структуру поля течения. На данном режиме обечаечный скачок уплотнения попадает на клиновидную поверхность, обусловливая на ней развитую область отрывного течения. Повторно отраженный скачок уплотнения вызывает на верхней поверхности слабый отрыв пограничного слоя – образуется небольшая замкнутая область отрывного течения.

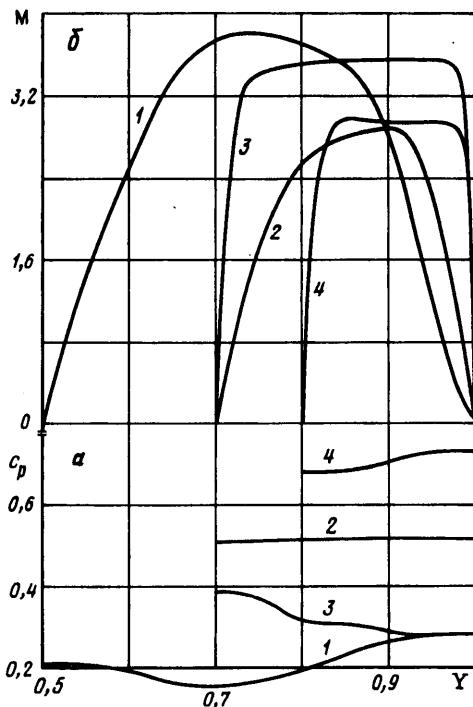
При фиксированной площади горла $h_g = 0,3$ увеличение числа Re приводит к более четкому выделению скачков уплотнения (см. фиг. 2, б, в) и приближает тем самым структуру потока к случаю движения идеального газа.

При числе $Re_\infty = 6,528 \cdot 10^5$ уменьшение площади горла приводит к некоторому изменению структуры поля течения. Если при $h_g = 0,3$ обечаечный скачок уплотнения попадает внутрь горла и взаимодействует с веером волн разрежения от угловой точки, то при $h_g = 0,2$ он попадает на клиновидную поверхность и после взаимодействия с пограничным слоем проникает в горло. На клиновидной поверхности скачок уплотнения обусловливает формирование развитой замкнутой зоны отрывного течения, которая выделяется на картине изолиний $M = \text{const}$ (фиг. 2, г). Эти картины также показывают, что при $h_g = 0,3$ в горле развивается система скачков уплотнения вплоть до выхода из канала; при $h_g = 0,2$ система скачков в горле менее развита и во второй половине канала реализуется относительно слабо возмущенное течение.

Некоторые особенности и детали структуры поля течения трудноразличимы на приведенных картинах изолиний $M = \text{const}$, но они выясняются при анализе других характеристик потока.



Фиг. 3. Развитие профилей коэффициента давления (а) и числа Маха (б) в горле воздухозаборника: 1–3 – $x = 3,31; 5,16; 7,0$

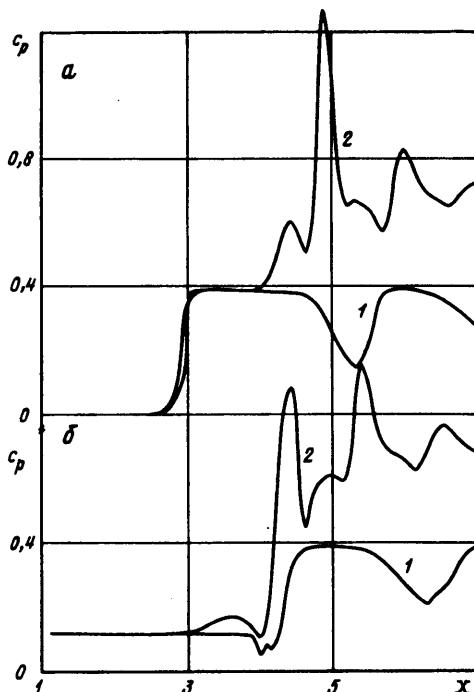


Фиг. 4. Профили коэффициента давления (а) и числа Маха (б) в выходном сечении горла; 1 – первый расчетный режим; 2 – второй; 3 – третий; 4 – четвертый

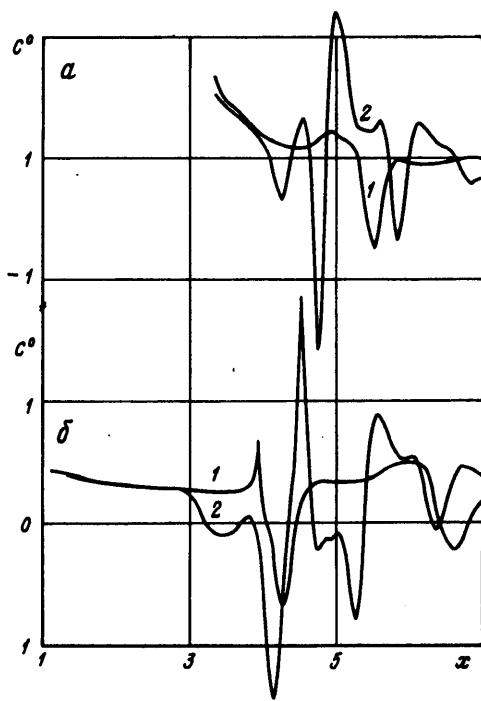
3. Развитие профилей газодинамических переменных в горле воздухозаборника представляет практический интерес и характеризует работу воздухозаборника с качественной стороны. Для примера на фиг. 3 (профили 1–3 соответствуют сечениям $x = 3,31; 5,16; 7,0$) показано развитие профилей давления и числа Маха в горле воздухозаборника на первом режиме ($h_g = 0,5$, $Re_\infty = 10^4$) при отсутствии носовой пластины, а сопоставление профилей указанных величин в выходном сечении горла для всех рассмотренных режимов при отсутствии носовой пластины проведено на фиг. 4 (1 – первый расчетный режим, 2 – второй, 3 – третий, 4 – четвертый). При этом при построении профиля числа Маха ему приписывался знак, соответствующий знаку продольного компонента вектора скорости. Следует отметить, что сопоставление профилей в выходном сечении горла проведено при различных значениях геометрического параметра подобия l_g/h_g , как это можно видеть из табл. 1.

На первом режиме во входном сечении горла профиль давления сильно неравномерен (фиг. 3, а), при этом наличие носовой пластины усиливает эту неравномерность: $\Delta c_p = c_{p\max} - c_{p\min} \approx 0,5$ при наличии пластины и $\Delta c_p \approx 0,4$ при ее отсутствии. Здесь $c_p = (p - p_\infty) / (0,5\rho_\infty V_\infty^2)$ – коэффициент давления, p – давление, ρ – плотность, V_∞ – скорость набегающего потока. При последующем перемещении вниз по потоку профили давления выравниваются и для обоих вариантов близки между собой; однако при этом неравномерность профиля давления остается довольно значительной: $\Delta c_p \approx 0,13$ при среднем значении $c_p^* \approx 0,23$.

В начальном сечении горла, которое захватывает область отрывного течения, профили продольного компонента скорости и местного числа Маха (фиг. 3, б) имеют большой провал вблизи нижней стенки; при этом при наличии носовой пластины этот



Фиг. 5. Распределение коэффициента давления вдоль верхней (а) и нижней (б) поверхности воздухозаборника при $Re_{\infty} = 6,528 \cdot 10^5$: 1-2 — $h_g = 0,3; 0,2$



Фиг. 6. Распределение величины $C^{\circ} = c_f \sqrt{Re_{\infty}}$ вдоль верхней (а) и нижней (б) поверхности воздухозаборника при $Re_{\infty} = 6,528 \cdot 10^5$: 1, 2 — $h_g = 0,3; 0,2$

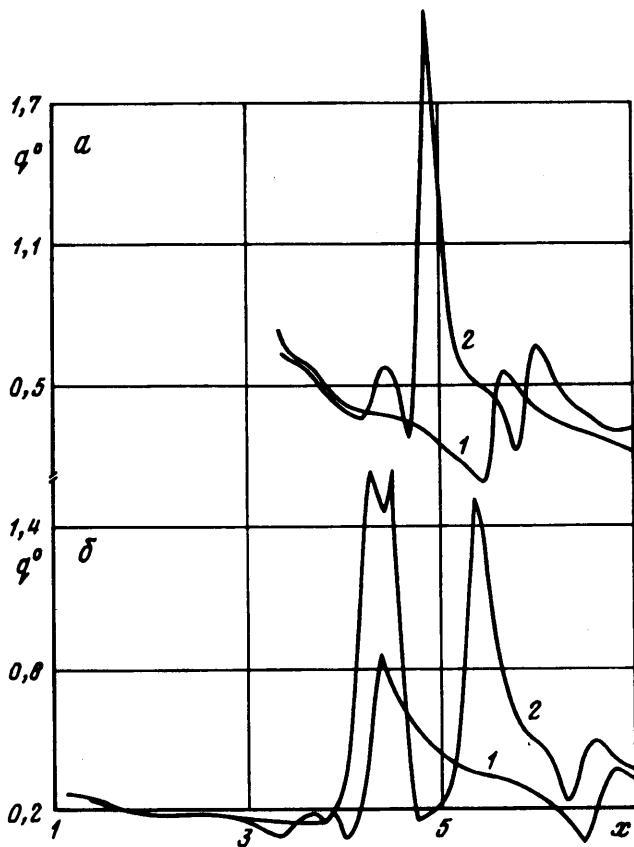
провал меньше, чем при ее отсутствии. Далее вниз по потоку эти профили становятся более симметричными относительно средней поверхности канала и для обоих случаев близки между собой.

Уменьшение площади горла (наряду с небольшим увеличением числа Re) приводит к изменению поведения профилей газодинамических переменных.

В начальном сечении горла профиль давления является сильно неравномерным, но далее вниз по потоку он выравнивается. В результате в выходном сечении формируется почти равномерное распределение давления; при этом средний коэффициент давления $c_p^* \approx 0,44$ при наличии носовой пластины и 0,52 при ее отсутствии; для обоих случаев неравномерность профиля составляет $\Delta c_p \approx 0,02$. Иными словами, при данных условиях наличие пограничного слоя на входе в воздухозаборник (наличие носовой пластины) приводит к понижению уровня давления в выходном сечении горла.

Профили продольного компонента скорости и местного числа Маха сравнительно слабо изменяются по длине канала горла; при этом отсутствие носовой пластины обуславливает большее торможение в ядре потока по сравнению с тем, что наблюдается при ее наличии.

При $h_g = 0,3$ увеличение числа Re_{∞} с $2 \cdot 10^4$ до $6,528 \cdot 10^5$ приводит к усилению неравномерности профиля давления во всех сечениях горла. В выходном сечении средний коэффициент давления уменьшается до $c_p^* \approx 0,33$ с существенным увеличением неравномерности $\Delta c_p \approx 0,11$. Это косвенно говорит о том, что при наибольшем числе Re рассматриваемая площадь горла является перерасширенной. С ростом числа Re профили скорости и числа Маха становятся более наполненными, выделяется обширное ядро потока с почти постоянными значениями рассматриваемых величин.



Фиг. 7. Распределение величины $g^\circ = g_w \sqrt{Re_\infty}$ вдоль верхней (а) и нижней (б) поверхности воздухозаборника при $Re_\infty = 6,528 \cdot 10^5$: 1 – $h_g = 0,3$; 2 – $h_g = 0,2$

При числе $Re_\infty = 6,528 \cdot 10^5$ уменьшение площади горла h_g с 0,3 до 0,2 приводит к повышению уровня давления в горле и быстрому выравниванию профиля давления в канале при движении вниз по потоку – в выходном сечении имеем близкий к равномерному профиль давления с $c_p^* \approx 0,62$ и $\Delta c_p \approx 0,05$. Профили скорости и числа Маха имеют характерную П-образную форму; правда, в начальном сечении горла на нижней поверхности имеется тонкая область отрывного течения.

4. Для прикладных целей большой интерес представляет поведение местных характеристик: коэффициента давления c_p , коэффициента сопротивления трения $c_f = \tau_w / (0,5\rho_\infty V_\infty^2)$ и относительного потока тепла $q_w = q_w^* / (0,5\rho_\infty V_\infty^3)$ вдоль нижней и верхней поверхности воздухозаборника. В качестве примера на фиг. 5–7 показано соответственно поведение величин c_p , $C^\circ = c_f \sqrt{Re_\infty}$ и $q^\circ = q_w \sqrt{Re_\infty}$ для числа $Re_\infty = 6,528 \cdot 10^5$ (1 – $h_g = 0,3$, 2 – $h_g = 0,2$; а – верхняя поверхность, б – нижняя поверхность); при этом в распределениях величин C° и q° отсечена некоторая окрестность передней острой кромки с целью наглядного показа особенностей поведения этих величин вдоль обтекаемых поверхностей.

Общим их свойством является сильная неравномерность изменения в продольном направлении с рядом локальных экстремумов. В распределении рассматриваемых величин острый максимум наблюдается в острой кромке как на верхней, так и на нижней поверхности. Эта особенность характерна для всех режимов работы воздухо-

заборника и связана с обтеканием острой кромки; строго говоря, в рамках уравнений Навье – Стокса при выполнении условия прилипания при приближении к острой кромке справа они неограниченно возрастают. При численном анализе из-за дискретности расчетной сетки эти величины в острой кромке, как правило, принимают конечные значения.

При наибольшей площади горла $h_g = 0,5$ нижняя и верхняя поверхности обтекаются с образованием по одной замкнутой отрывной зоне на каждой из них. На нижней поверхности точка отрыва потока располагается на клиновидной поверхности при $x_s = -3,01$ при отсутствии носовой пластины и при $x_s = 2,92$ при ее наличии. Длины отрывных зон $\Delta_s = x_{re} - x_s$, где x_{re} – точка присоединения потока, равны 2,08 и 2,19 соответственно. На верхней поверхности отрывные зоны имеют параметры: $x_s \approx 5,6$, $\Delta_s \approx 1,08$ при отсутствии носовой пластины и $x_s \approx 5,6$, $\Delta_s \approx 1,15$ при ее наличии. Следовательно, наличие носовой пластины для данных условий работы воздухозаборника очень слабо влияет на структуру поля течения.

Вследствие этого распределения локальных характеристик при наличии и отсутствии носовой пластины имеют идентичный характер поведения как в качественном, так и в количественном отношении. Различия наблюдаются в некоторой окрестности вершины клина ($x < 2,5$) из-за разных условий ее обтекания.

На нижней поверхности в центральной части области отрыва в распределении c_p четко прослеживается "плато" давления, в то время как на верхней поверхности оно едва намечается из-за малой протяженности области отрыва. За областью отрыва несколько ниже вниз по потоку от точки присоединения наблюдается локальный максимум давления: на нижней поверхности он соответствует абсолютному максимуму давления, а на верхней поверхности – локальному экстремуму, поскольку абсолютный максимум давления на этой поверхности располагается перед отрывной зоной недалеко от передней кромки обечайки.

В распределении напряжения трения наблюдается сильная неравномерность. На верхней поверхности в области отрыва имеет место плавное изменение напряжения трения, в то время как на нижней поверхности, где области отрыва существенно более развиты, в них практически сформировались условия для вторичного отрыва.

Распределение теплового потока по сравнению с распределением напряжения трения носит более плавный характер. При этом q_w всюду положительно и достигает минимальных значений в областях отрывного течения. Локальный максимум теплового потока наблюдается за замкнутой отрывной областью, располагается вниз по потоку за точкой присоединения и практически совпадает с положением локального максимума давления.

Для воздухозаборника с $h_g = 0,3$ наличие носовой пластины приводит в основном к количественным различиям, главным образом в изменении экстремальных величин. По сравнению с вариантом $h_g = 0,5$ в распределении локальных характеристик можно указать следующие характерные отличия.

В тракте воздухозаборника возрастает торможение потока и повышается уровень давления за плоскостью входа. При этом на нижней поверхности локальный максимум давления располагается в окрестности ее угловой точки.

На верхней поверхности наблюдается одна замкнутая зона отрывного течения, но по сравнению с предыдущим случаем она сместилась вниз по потоку почти на единицу и почти вдвое уменьшилась по размеру. На нижней поверхности образуются две замкнутые области отрывного течения: первая область располагается на клиновидной поверхности ($x_s \approx 1,61$, $\Delta_s \approx 2,35$), вторая – в горле ($x_s \approx 5,31$, $\Delta_s \approx 0,25$). В первой области интенсивность отрывного течения настолько велика, что в ней имеет место вторичный отрыв ($x_s \approx 3,44$) и присоединение ($x_s \approx 3,09$) потока (зона вторичного отрывного течения неразличима в данных масштабах на приведенных картинах изолиний $M = \text{const}$, но четко устанавливается по распределению напряжения трения и профилям скорости).

Нижняя поверхность			Верхняя поверхность		
x_s	x_{re}	Δ_s	x_s	x_{re}	Δ_s
$h_g = 0,2, x_g = 4,54$					
3,21	4,36	1,15	4,63	4,80	0,17
(3,88	3,72	0,16)	5,78	5,90	0,12
4,68	5,38	0,70	—	—	—
6,30	6,43	0,13	—	—	—
$h_g = 0,3, x_g = 3,97$					
4,06	4,45	0,39	5,41	5,61	0,20
6,39	6,80	0,41	—	—	—

Абсолютный максимум теплового потока (вне острой кромки) располагается на нижней поверхности за первой отрывной зоной в окрестности угловой точки и практически совпадает с максимумом давления. При этом отсутствие носовой пластины приводит в целом к незначительному увеличению теплового потока.

При фиксированной $h_g = 0,3$ увеличение числа Re до $Re_\infty = 6,528 \cdot 10^5$ приводит к изменению структуры поля течения. Вследствие уменьшения толщины пограничного слоя и взаимодействия отраженного скачка уплотнения с веером волн разрежения клиновидная поверхность обтекается безотрывно. Отрывы и присоединения потока происходят в горле воздухозаборника; при этом на нижней поверхности образуются две отрывные зоны, а на верхней — одна. Характеристики этих отрывных зон приводятся в табл. 2.

При указанном максимальном числе Re уменьшение высоты горла h_g с 0,3 до 0,2 вызывает качественные изменения в структуре течения: обечаечный скачок уплотнения попадает на клиновидную поверхность и обусловливает на ней формирование развитой зоны отрывного течения (см. табл. 2), в которой наблюдается вторичный отрыв и присоединение потока. Кроме того, в горле воздухозаборника образуются четыре отрывные зоны: по две на каждой обтекаемой поверхности.

Уменьшение высоты горла приводит к повышению уровня давления, к большей неравномерности его распределения в продольном направлении; при этом в горле изменение давления носит колебательный характер с затухающей амплитудой отклонения — выход почти на постоянное значение. При этом значительно увеличивается неравномерность в распределении напряжения трения и теплового потока как на верхней, так и на нижней поверхности воздухозаборника. На верхней поверхности образуется один сильный максимум теплового потока и ряд его слабых локальных максимумов, а на нижней поверхности наблюдаются два сильных максимума, почти сравнимых по величине, в то время как при $h_g = 0,3$ наблюдается только один сильный максимум.

Заключение. При рассмотренных числах Re наблюдается сильное вязко-невязкое взаимодействие и в тракте воздухозаборника реализуется сложная структура поля течения с наличием системы взаимодействующих скачков уплотнения и замкнутых отрывных зон. По протяженности отрывные зоны подразделяются на "длинные" и "короткие"; возмущения распространяются вверх по потоку для длинных зон на расстояния порядка характерного линейного размера, для коротких зон — порядка нескольких толщин пограничного слоя. Сложной структуре поля течения соответствует сложный характер распределения местных характеристик на обтекаемых поверхностях с рядом локальных экстремумов. В частности, на обтекаемых поверхностях появляются резкие "пики" тепловых потоков, положение которых близко к расположению максимума коэффициента давления.

Авторы выражают признательность В.Г. Гурылеву за полезные обсуждения материалов и Российскому фонду фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01129а) за финансовую поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gurylyov V.G., Kupriyanova T.V., Nersesov G.G., Chevagin A.F.* Flow features and modeling in a hypersonic scramjet air intake // Research in hypersonic flows and hypersonic technologies. Moscow. TsAGI, 1994. Sect. 5. P. 9–13.
2. Егоров И.В., Зайцев О.Л. Об одном подходе к численному решению двухмерных уравнений Навье – Стокса методом сквозного счета // Журн. вычисл. математики мат. физики. 1991. Т. 31. № 2. С. 286–299.
3. Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В. Обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 6. С. 107–115.
4. Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В. Влияние температурного фактора на аэродинамические характеристики кругового цилиндра в сверхзвуковом потоке совершенного газа // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 3. С. 156–162.
5. Башкин В.А., Егоров И.В., Колина Н.П. Аэродинамические характеристики осесимметричных носовых частей в сверхзвуковом потоке // Уч. зап. ЦАГИ. 1993. Т. 24. № 2. С. 44–53.
6. Егоров И.В. К вопросу о влиянии реальных свойств воздуха на интегральные аэродинамические характеристики // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 4. С. 156–164.

Москва

Поступила в редакцию
26.IV.1995