

УДК 533.6.011.55:519.6

© 2003 г. И. И. МАЖУЛЬ, Р. Д. РАХИМОВ

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАСЧЕТНЫХ РЕЖИМОВ ОБТЕКАНИЯ СТЕПЕННЫХ ВОЛНОЛЕТОВ, ПОСТРОЕННЫХ НА ОСНОВЕ ТЕЧЕНИЙ ЗА ПЛОСКИМИ СКАЧКАМИ УПЛОТНЕНИЯ

Представлены результаты численного исследования сверхзвукового обтекания волнолетов на нерасчетных режимах при числах Маха набегающего потока  $M_\infty = 4$  и 8. Анализируются режимы течения при значениях  $M_\infty$  как меньших, так и больших расчетного  $M_d$ . Рассмотрены конфигурации, построенные на основе течений за плоскими скачками уплотнения, для описания поверхностей которых используются степенные функции. Данные получены путем решения уравнений Эйлера методом конечных объемов с использованием TVD-схем Рунге-Кутты высоких порядков аппроксимации.

*Ключевые слова:* сверхзвуковые течения, уравнения Эйлера, волнолеты, нерасчетные режимы обтекания.

Исследованиям аэрогазодинамики волнолетов уделяется достаточно большое внимание, в частности в связи с рассматриваемой возможностью их использования в качестве основы для конфигурации перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями [1–4]. Отметим, что при заданной подъемной силе волнолеты могут обладать большим аэродинамическим качеством по сравнению с другими несущими телами (см., например, [5, 6]). Кроме того, течение около волнолета на расчетном режиме известно, что позволяет более надежно прогнозировать как характеристики собственно конфигурации, так и силовой установки, расположенной под его нижней поверхностью.

Для построения волнолета необходимо выполнение двух условий. Во-первых, должно быть выбрано исходное поле течения и, во-вторых, задана форма передней кромки или поперечного контура поверхности в сечении донного среза. Тогда нижняя поверхность волнолета строится по линиям тока выбранного течения, исходящим из заданной передней кромки (или поперечного контура), верхняя – по линиям тока набегающего потока. В качестве исходных полей течения используются известные течения за плоскими скачками уплотнения, коническими скачками около круговых или эллиптических конусов, степенными скачками уплотнения и некоторые др.

Имеются многочисленные исследования характеристик волнолетов на расчетных режимах обтекания, построенных на основе различных исходных течений и с различной формой передних кромок и поперечных сечений. В то же время, в частности, применительно к гиперзвуковым летательным аппаратам необходимы широкие исследования при нерасчетных режимах обтекания. Такого рода исследования более ограничены, а для некоторых конфигураций волнолетов вовсе отсутствуют.

В данной работе численно исследуется обтекание на нерасчетных режимах волнолетов, построенных с использованием, в качестве исходного, течения за косыми скачками уплотнения. Рассмотрена структура течения при числах Маха  $M_\infty$ , как меньших, так и больших некоторого расчетного  $M_d$ , при котором проводилось построение конфигурации. Поверхности волнолетов задаются с помощью степенных функций, что позволяет получить целый ряд конфигураций с различными поперечными сечениями,

в том числе, как частный случай, и широко известное  $V$ -образное крыло Нонвейлера [7]. Лишь для последнего известны численные данные на нерасчетных режимах обтекания [8–11], в целом же обтекание рассматриваемого типа волнолетов при вариациях формы поперечного сечения остается неизученным. Исследование является продолжением работы [12], где анализировались суммарные аэродинамические характеристики, включая интегральные тепловые потоки, на расчетных режимах обтекания.

**1. Методика численного решения задачи обтекания.** Исследование трехмерного невязкого сверхзвукового стационарного течения около рассматриваемых конфигураций проводилось с использованием алгоритма численного решения уравнений Эйлера, описанного в [13, 14]. Интегрирование вдоль маршевого направления выполнено с помощью сохраняющих монотонность решения явных TVD-схем Рунге-Кутты высоких порядков аппроксимации (до третьего) [15], позволяющих проводить сквозной счет течений с газодинамическими разрывами с высокой степенью разрешения без введения искусственной вязкости. Потоки газодинамических величин на гранях между расчетными ячейками определялись из решения задачи о распаде произвольного разрыва с использованием метода [16]. Для восстановления параметров на гранях расчетных ячеек, из осредненных по их объемам, применен метод MUSCL третьего порядка аппроксимации [17].

При построении расчетной сетки использован многоблочный подход. В данном случае в каждом поперечном сечении вычислительная область разбивалась на три зоны. Узлы на границах между соседними зонами являлись общими и их количество совпадало, внутри различных зон сетки генерировались полностью независимо. Число узлов в каждом вычислительном поперечном сечении равнялось  $150 \times 150$ , при этом число шагов в маршевом направлении при интегрировании до сечения донного среза составляло около  $(5-7) \cdot 10^3$ .

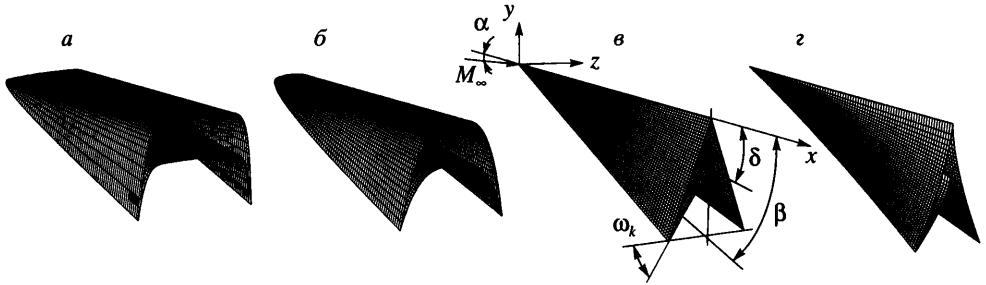
**2. Описание поверхности волнолетов.** Рассматриваются конфигурации волнолетов, построенные на основе течения за плоскими скачками уплотнения, для описания формы передних кромок при виде в плане и поперечного контура нижней поверхности которых используются степенные функции типа  $z_k = Ax^n$ ,  $z_b = B(-x \operatorname{tg} \delta - y_b)^n$  соответственно. Выполняя необходимое условие построения исследуемых волнолетов, а именно, что передняя кромка должна лежать в плоскости скачка уплотнения, связь между коэффициентами уравнения определяется как  $B = A/(\operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg} \delta)^n$ . Здесь  $A$ ,  $B$  – постоянные коэффициенты,  $n$  – показатель степени,  $\beta$  – угол наклона косога скачка уплотнения,  $\delta$  – угол поворота потока за скачком уплотнения в исходном течении (угол клина сжатия),  $x$ ,  $y$ ,  $z$  – декартова система координат с началом в носке тела. Общий вид конфигурации и принятые обозначения представлены на фиг. 1.

Полагая верхнюю поверхность направленной по вектору скорости набегающего потока и исходя из условия  $\delta = \operatorname{const}$  для всех сечений  $z = \operatorname{const}$  вдоль размаха, для поперечного контура нижней и верхней поверхностей имеем

$$y_b = -\left[ x \operatorname{tg} \delta + (\operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg} \delta) \left( \frac{z}{A} \right)^{1/n} \right], \quad y_t = -\operatorname{tg} \beta \left( \frac{z}{A} \right)^{1/n} \quad (2.1)$$

где  $0 < x \leq L$ ,  $0 \leq z \leq z_k$ ,  $0 < n < \infty$ ,  $0 < A < \infty$ ,  $L$  – длина тела,  $z_k$  – поперечная координата передней кромки.

Таким образом, в соответствии с (2.1) для описания поверхности данного типа волнолетов должны быть заданы пять независимых параметров –  $A$ ,  $n$ ,  $\delta$ ,  $\beta$  (или расчетное число  $M_d$ ),  $L$ . Отметим два особых случая при изменении показателя степени  $n$ . Во-первых, при  $n = 1$  имеем волнолет с прямолинейными стреловидными передними кромками и прямолинейным поперечным контуром поверхностей, т.е. известное  $V$ -образное крыло [7]. Во-вторых, с уменьшением  $n$  передние кромки и поперечный контур становятся все менее выпуклыми и, в пределе, при  $n \rightarrow 0$  получим прямолинейную нестрело-



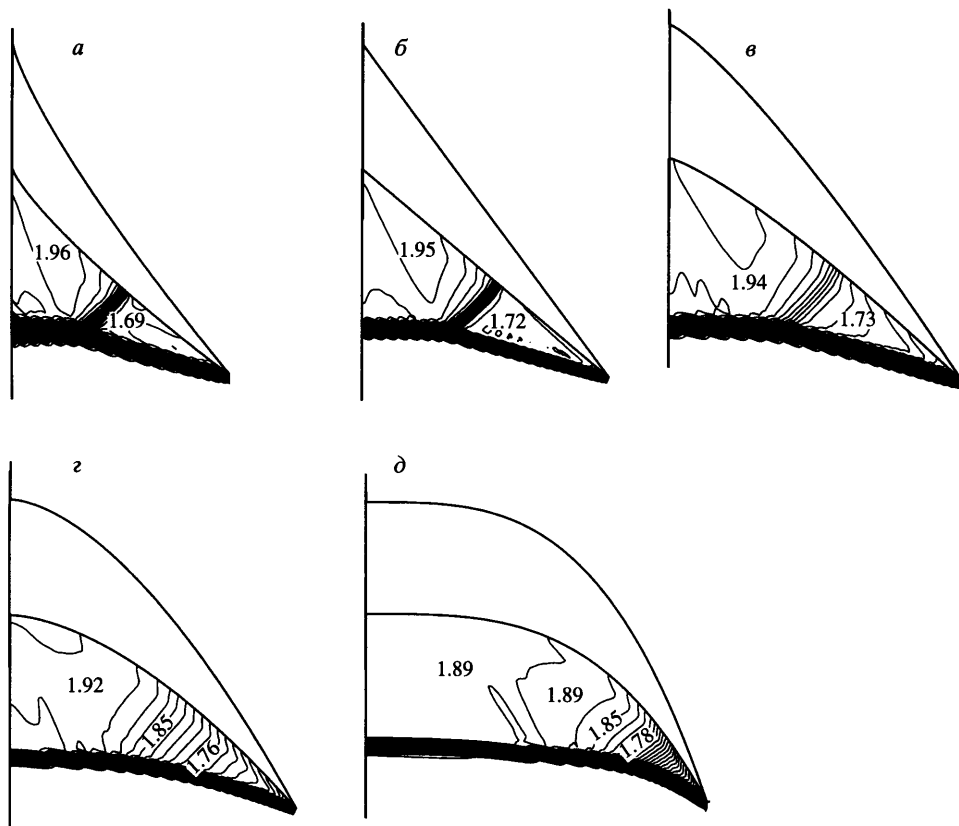
Фиг. 1. Общий вид волнолетов и система координат  $(x, y, z)$ :  $a-z-n = 0.1, 0.3, 1.0, 1.5$

видную переднюю кромку и волнолет в виде клина с боковыми шайбами. В области  $n > 1$  имеет место вогнутая форма как передней кромки в плане, так и поперечного контура и при больших значениях  $n$  реализуются “узкие” конфигурации, не представляющие, по-видимому, практического интереса. Для описания поверхности также необходимо задание коэффициента  $A$ , который, как уже отмечалось, может изменяться в пределах  $0 < A < \infty$ . Его значение может быть выбрано на основе задания интегральных геометрических характеристик (объема, площади в плане, удлинения и т.п.) или локальных характеристик передней кромки и поперечного контура (угла стреловидности передней кромки, углов наклона поперечного контура в любом сечении  $x = \text{const}$ ). В дальнейшем значения коэффициента  $A$  определяются по заданному удлинению конфигурации в виде  $A = \lambda/[2(n+1)L^{n-1}]$ , где  $\lambda = l^2/S_{pl}$  – удлинение,  $l$  – размах,  $S_{pl}$  – площадь в плане.

**3. Результаты численного решения.** Расчеты обтекания проведены при числе Маха  $M_\infty = 4$  и  $8$  в диапазоне угла атаки  $\alpha = -2-9^\circ$ . Данные получены для конфигураций, построенных на основе плоского течения с углом наклона скачка уплотнения  $\beta = 13.2^\circ$  и углом отклонения потока за скачком  $\delta = 5^\circ$ , что соответствует расчетному числу  $M_d = 6$ . Удлинение принято равным  $\lambda = 0.7$ .

Основным параметром, определяющим форму в плане и контур поперечного сечения, а также аэродинамические характеристики рассматриваемого типа волнолетов, является показатель степени  $n$ . Изменение формы волнолетов при вариациях  $n$  представлено на фиг. 1. С уменьшением  $n$  возрастают аэродинамическое качество и интегральные тепловые потоки к поверхности [12], поперечный контур нижней поверхности становится менее выпуклым. Появляется конструктивная возможность установки на нижней поверхности плоского воздухозаборника воздушно-реактивного двигателя. В этом плане актуальными являются исследования структуры потока около нижней поверхности, ее изменения от формы тела.

На фиг. 2 представлено распределение изохор (линии равных относительных плотностей  $\rho' = \rho/\rho_\infty$ ) в сечении донного среза  $x = L$  для конфигурации с различными значениями показателя степени  $n$  при  $M_\infty = 8$  и  $\alpha = 0$ , что позволяет судить об изменении обтекания при возможных вариациях формы тела на режимах  $M_\infty > M_d$ . Видно, что для конфигурации с  $n \sim 1$  имеет место маховское взаимодействие скачков уплотнения. В структуре течения можно выделить центральный скачок уплотнения, обусловленный поворотом потока в области плоскости симметрии, присоединенный к передним кромкам скачок уплотнения и, как результат их взаимодействия, внутренний скачок, падающий на поверхность тела. Наблюдается также линия контактного разрыва, исходящая из тройной точки пересечения скачков и направленная в угловую точку в плоскости симметрии. Однако при значениях  $n < 0.8$  имеет место вырождение внут-

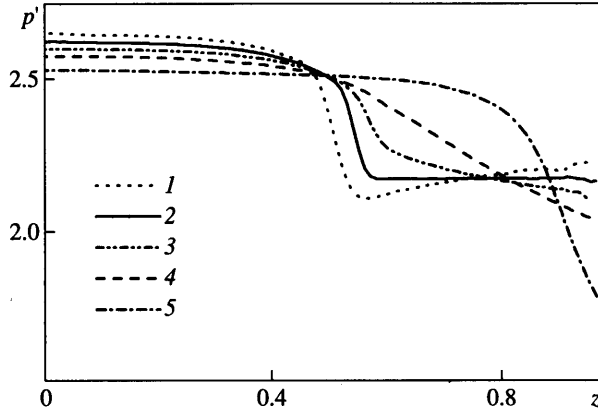


Фиг. 2. Распределение изохор для конфигурации с различными значениями параметра  $n$ : а–д –  $n = 1.25, 1.0, 0.8, 0.6, 0.3$

ренного скачка уплотнения и реализуется течение с одним криволинейным скачком уплотнения, а сжатие потока за ним происходит изэнтропически.

Некоторые детали течения могут быть уточнены по данным распределения относительного давления  $p' = p/p_\infty$  по нижней поверхности тела в рассматриваемом сечении  $x = L$ , представленного на фиг. 3, где  $z' = 2z/l$ ,  $l$  – размах сечения. В частности, отметим различный характер течения в области между передними кромками и фронтом внутреннего скачка уплотнения при вариациях конфигурации относительно  $n \sim 1$ . Так, для  $n = 1.25$  здесь наблюдается расширение потока и падение давления в направлении к плоскости симметрии тела, для  $n = 0.8$  – наоборот, сжатие потока. Обусловлено это соответствующим изменением знака кривизны поперечного контура нижней поверхности при переходе через точку  $n = 1$ . При этом более высокий уровень давления как на собственно передних кромках, так и в области плоскости симметрии имеет место для случая  $n = 1.25$ . Из представленных эпюр давления также следует, что в последнем случае интенсивность внутреннего скачка также выше и падает с уменьшением  $n$ .

Внутренний скачок уплотнения для конфигурации с более низкими величинами  $n$  перемещается в направлении передних кромок (фиг. 3, кривые 1–3) и в дальнейшем, как уже отмечалось, вырождается. Для рассмотренных значений  $n \leq 0.6$  течение за



Фиг. 3. Влияние формы тела на распределение давления в поперечном сечении  $x = L$ :  
 1–5 –  $n = 1.25, 1.0, 0.8, 0.6, 0.3$

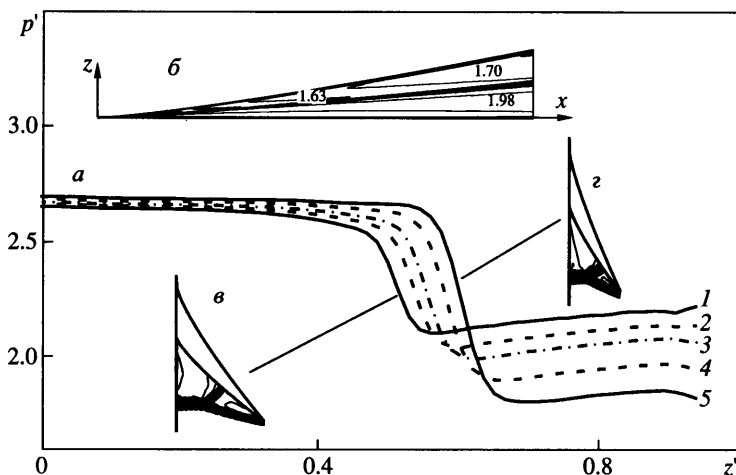
присоединенным на передних кромках скачком уплотнения носит изоэнтропический характер, с плавным повышением давления к плоскости симметрии. Таким образом, для течения в целом в поперечных сечениях имеет место отрицательный градиент давления в направлении передних кромок. Как показано в [18], на основе решения полных уравнений Навье-Стокса, такого рода градиенты давления приводят к отклонению линий тока в пограничном слое в направлении передних кромок. При этом реализуется растекание пограничного слоя из центральной части тела, т.е. из области возможного расположения силовой установки. Особо следует подчеркнуть, что для конфигурации со значениями показателя степени  $n \leq 0.3$  в большой области размаха тела  $0 \leq z' < 0.7$  наблюдаются равномерные распределения давления и характерно достаточно равномерное поле течения между поверхностью и скачком уплотнения. В частности, для  $n = 0.3$  неравномерность числа Маха и давления на теле в отмеченной области составляет 3.4 и 2.2%, а между поверхностью тела и ударной волной в плоскости симметрии – около 0.02 и 0.2%. В сочетании с достаточно плавным поперечным контуром нижней поверхности в указанной области это также является благоприятным фактором при рассмотрении ее как поверхности предварительного сжатия для воздухозаборника воздушно-реактивного двигателя перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов.

Естественно, что в силу исходной геометрии течение около рассматриваемых конфигураций не является коническим, исключая вариант с  $n = 1$ . Оно определяется, в частности, переменными по длине значениями угла стреловидности  $\chi$  передней кромки в плане и угла наклона поперечного контура нижней поверхности на передней кромке  $\omega_k$

$$\chi = \frac{\pi}{2} - \arctg \left[ \frac{\lambda}{2n+1} \frac{n}{L} \left( \frac{x}{L} \right)^{n-1} \right] \quad (3.1)$$

$$\omega_k = \arctg \left[ \frac{2n+1}{\lambda} \frac{1}{n} (\operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg} \delta) \left( \frac{x}{L} \right)^{1-n} \right] \quad (3.2)$$

Из (3.1) и (3.2) следует, что для конфигураций с  $n > 1$  и  $n < 1$  имеем различный характер изменения указанных параметров по длине тела. Так, при  $n > 1$  наблюдается уменьшение, а при  $n < 1$  – увеличение углов  $\chi$  и  $\omega_k$ .

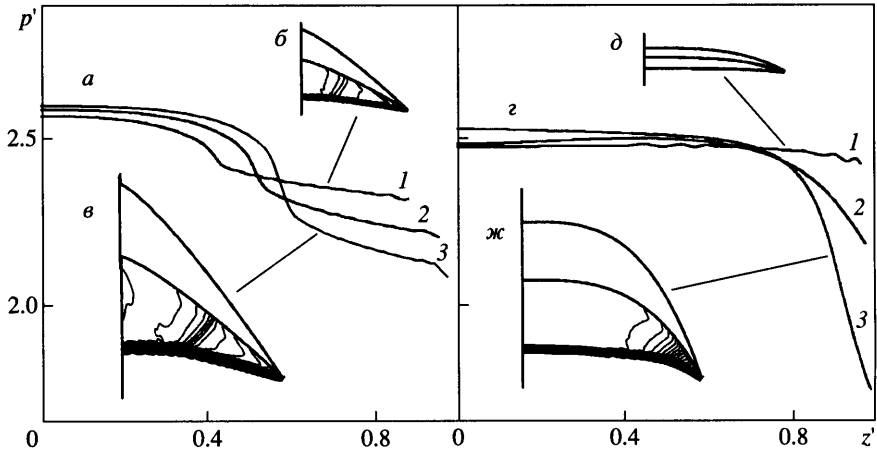


Фиг. 4. Распределения давления  $p' = p/p_\infty$  (а) в поперечных сечениях конфигурации с  $n = 1.25$ : 1–5 –  $x' = 1.0, 0.6, 0.4, 0.2, 0.1$ , и изохоры в плоскости  $x, z$  (б) и сечениях  $x' = 1$  (в) и  $0.1$  (з)

На фиг. 4 для конфигурации с  $n = 1.25$  представлены распределения давления  $p'$  по размаху нижней поверхности и изохоры в нескольких поперечных сечениях  $x = \text{const}$ , а также изохоры на нижней поверхности тела в плоскости  $xz$ . Данные численного расчета показывают, что с перемещением по длине конфигурации в направлении донного среза интенсивность скачка уплотнения на передней кромке возрастает, что, по-видимому, обусловлено возрастанием нормальной к передней кромке составляющей скорости вследствие уменьшения стреловидности. Интенсивность же внутреннего скачка – наоборот, убывает. При этом внутренний скачок с увеличением относительной координаты  $x' = x/L$  перемещается в направлении плоскости симметрии. Для всех значений  $x'$  в области между передней кромкой и внутренним скачком уплотнения на поверхности тела наблюдается уменьшение давления, т.е. имеет место течение расширения. Отмеченные особенности течения видны также на картинах распределения изохор в поперечных сечениях и на нижней поверхности тела в плоскости  $xz$  (фиг. 4, б–з).

Другие закономерности получены для волнолетов с параметром  $n < 1$ . Данные по распределению давления на нижней поверхности и картины изохор в сечениях  $x' = 0.1$  и  $1$  представлены на фиг. 5. Так, например, при  $n = 0.8$  (фиг. 5, а) интенсивность скачка уплотнения на передней кромке убывает по длине тела. Интенсивность же внутреннего скачка возрастает, и он перемещается в направлении передней кромки. В области между передней кромкой и внутренним скачком уплотнения имеет место некоторое повышение давления, т.е. реализуется изэнтропическое торможение потока. В случае  $n = 0.3$  (фиг. 5, ж) внутренний скачок уплотнения отсутствует, за присоединенным к передней кромке скачком имеет место изэнтропическое сжатие потока, интенсивность которого возрастает с увеличением координаты  $x'$ . Это, по-видимому, приводит к тому, что в отличие от конфигурации с  $n > 1$ , где наблюдалось некоторое уменьшение давления в плоскости симметрии при увеличении  $x'$  (см. фиг. 4), для тел с  $n < 1$ , наоборот, реализуется сжатие вниз по потоку. При этом практически на всей нижней поверхности распределение давления в области  $0 \leq z' < 0.7$  достаточно равномерно.

Проведем анализ изменения структуры потока около нижней поверхности в зависимости от углов атаки на примере конфигурации волнолета с  $n = 0.3$ . Заметим, что при больших углах  $\alpha$  должен реализоваться расчетный режим обтекания с одним

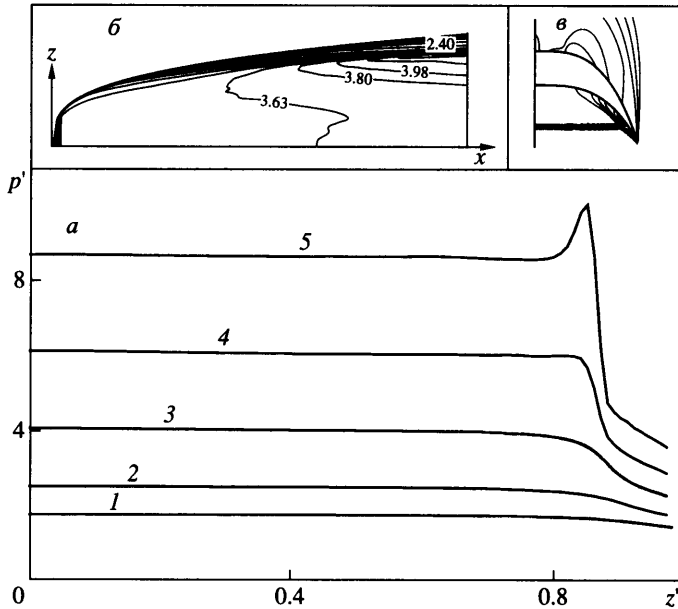


Фиг. 5. Распределения давления и изохоры в поперечных сечениях конфигурации с  $n = 0.8$  (а, б, в) и  $n = 0.3$  (з, д, ж): 1–3 –  $x' = 0.1, 0.4, 1.0$ , б, д –  $x' = 0.1$ , в, ж –  $x' = 1.0$

скачком уплотнения в плоскости передних кромок, соответствующий двумерному течению. В рассматриваемом случае он достигается при  $\alpha = 21.4^\circ$ . При этом полученные численные значения давления в плоскости симметрии  $p' = 23.7789$  и  $23.7523$  при  $x' = 0.1$  и  $1$ , аналитическое значение для соответствующего двумерного течения –  $p' = 23.7981$ . Эти данные характеризуют высокую точность используемого трехмерного численного алгоритма.

При малых значениях  $\alpha \sim 0$  обтекание носит характер, аналогичный представленному на фиг. 2, т.е. в области передней кромки имеет место изоэнтропическое сжатие потока. Расчеты показывают, что предельные линии тока на поверхности, построенные по составляющим скорости  $u, w$ , на отмеченном участке изоэнтропического сжатия направлены под углом к плоскости симметрии. При дальнейшем увеличении  $\alpha$  такого течения с плавным сжатием недостаточно для поворота потока параллельно плоскости симметрии. Уже при  $\alpha \sim 3^\circ$  в поперечных сечениях  $x \sim L$  вблизи передней кромки наблюдается формирование внутреннего скачка уплотнения и маховской конфигурации ударных волн в целом, хотя участок изоэнтропического сжатия около передней кромки также сохраняется. Как видно из данных фиг. 6, а, где представлены распределения давления по поверхности в сечении  $x = L$ , интенсивность внутреннего скачка возрастает с увеличением  $\alpha$ . Так например, для  $\alpha = 9^\circ$  на нем достигается уровень давления  $p' = 10.1$ , заметно превышающий давление  $p' = 8.36$  за скачком уплотнения на клине с углом  $\delta_w = \delta + \alpha$ . При больших  $\alpha$  непосредственно за фронтом внутреннего скачка имеют место область расширения потока и, как следствие, достаточно резкое падение давления (такое падение давления наблюдалось также для V-образных крыльев ( $n = 1$ ) как в данных расчетах, так и в [9]). Расширение потока обусловлено необходимостью дополнительного разворота потока за внутренним скачком к направлению плоскости симметрии. Отметим, что в области  $z' < 0.7$  течение около нижней поверхности остается достаточно равномерным во всем исследованном диапазоне угла атаки.

С увеличением  $\alpha$  формирование внутреннего скачка уплотнения начинается все ближе к носку тела. Как видно из данных фиг. 6, а, внутренний скачок при этом также перемещается к передней кромке. Картины течения в виде распределения изохор на нижней поверхности в плоскости  $xz$  и в поперечном сечении  $x' = 1$  при  $\alpha = 9^\circ$  представ-



Фиг. 6. Влияние угла атаки на распределение давления по поверхности (а) и изохоры при  $x' = 9^\circ$  (б, в): 1–5 –  $\alpha = -2, 0, 3, 6, 9^\circ$

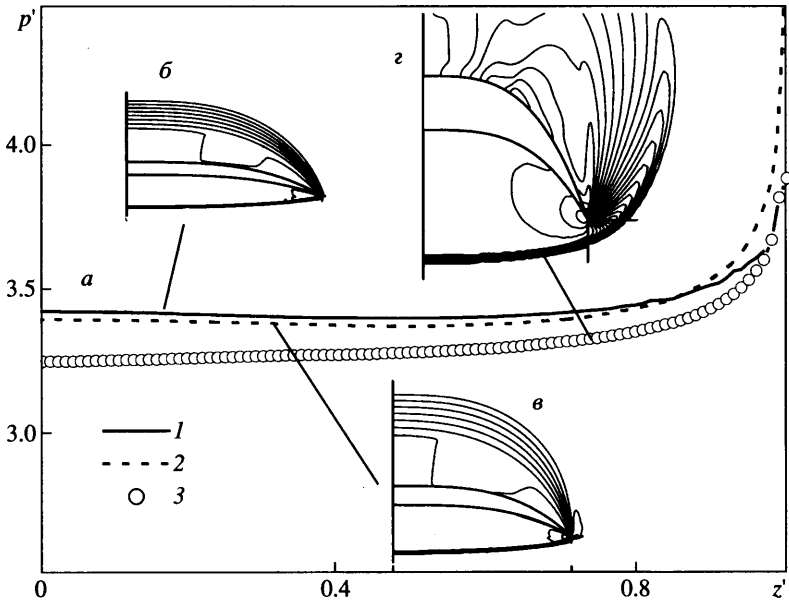
лены на фиг. 6, б, в. В частности, отметим наличие веера волн расширения, исходящего из точки маховского пересечения скачков.

Таким образом, из расчетных данных следует, что переход от течения с одним вогнутым скачком уплотнения при малых углах атаки к расчетному режиму с плоским скачком при больших  $\alpha$  происходит через образование маховской системы скачков уплотнения и дальнейшее вытеснение внутреннего скачка уплотнения и скачка на передних кромках центральным.

Расчеты обтекания исследуемых конфигураций при  $M_\infty = 4$ , т.е. на режимах при  $M_\infty < M_d$ , показывают, что для волнолетов с параметром  $n \geq 1$  возникает течение с отсоединенным на передних кромках скачком уплотнения по всей длине тела. Однако для конфигурации с  $n < 1$  наблюдается особенность обтекания, связанная с различными режимами течения вдоль передней кромки. В частности, при  $\alpha = 0$  и значениях продольной координаты  $x' \leq 0.2$  скачок уплотнения является присоединенным к передним кромкам, при более высоких  $x'$  – отсоединенным. С увеличением угла  $\alpha$  точка отсоединения скачка несколько перемещается вперед по передней кромке.

В качестве примера на фиг. 7 представлены распределения давления по поверхности и изохоры в различных поперечных сечениях для конфигурации с  $n = 0.3$  при  $\alpha = 9^\circ$ . В сечении  $x' = 0.1$  скачок уплотнения присоединен к передней кромке (фиг. 7, б), при  $x' = 0.2$  наблюдаются начальный этап отсоединения скачка и распространение возмущений в область верхней поверхности (фиг. 7, в). В исследованном диапазоне  $\alpha = -2-9^\circ$  распределение давления на поверхности тела во всех поперечных сечениях достаточно равномерно в области  $0 \leq z' < 0.8$ , далее давление возрастает к передней кромке. В плоскости симметрии тела установлено некоторое уменьшение давления по длине, более выраженное при больших углах атаки. Например – при  $\alpha = 9^\circ$  для  $x' = 0.1$  и 1 величины  $p' = 3.42$  и  $3.25$ , т.е. уменьшение составляет около 5%. Отмечается также уменьшение угла наклона скачка уплотнения в плоскости симметрии, которое для





Фиг. 7. Давление (а) и изохоры (б-з) в различных сечениях конфигураций при  $M_\infty = 4$ : 1-3 -  $x' = 0.1, 0.2, 1.0$ , б-з -  $x' = 0.1, 0.2, 1.0$

$\alpha = 9^\circ$  на всей длине тела составляет порядка  $3^\circ$ . Заметим, что уровень давления на клине с углом  $\delta_w = \delta + \alpha$  составляет  $p' = 3.43$ , таким образом течение в начальных сечениях конфигурации для рассматриваемых условий близко к двумерному.

**Заключение.** Исследованы структуры невязких обтеканий волнолетов, построенных на основе двумерного течения за косыми скачками уплотнения, для описания поверхностей которых используются степенные функции. Показано, что в случае уменьшения показателя степени  $n$  до величины 0.6, при числах Маха набегающего потока, больших расчетного значения и нулевом угле атаки, наблюдаются вырождение внутреннего скачка уплотнения и переход от обтекания с маховским взаимодействием скачков уплотнения к обтеканию с одним вогнутым скачком уплотнения и изэнтропическим сжатием в области передней кромки. Однако для таких конфигураций расчетный режим течения с плоским скачком уплотнения при больших углах атаки достигается через образование маховской системы скачков уплотнения с увеличением  $\alpha$  и дальнейшее вытеснение внутреннего скачка уплотнения и скачка на передних краях центральным.

Установлено, что для конфигураций с показателем степени  $n > 1$  и  $n < 1$  течение в области передней кромки и перемещение внутреннего скачка уплотнения при числах  $M_\infty$  набегающего потока больше расчетного имеют различный характер.

Для конфигурации с  $n \leq 0.3$  поле потока в области  $0 \leq z' \leq 0.7$  остается равномерным как на режимах обтекания с числами  $M_\infty$  меньше, так и больше расчетного. Это является благоприятным фактором для их использования в качестве основы перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tincer D.J., Burnett D.W. Hypersonic waverider test vehicle: a logical next step // J. Spacecraft and Rockets. 1994. V. 31. № 3. P.392-399.

2. *Stevens D.R.* Practical considerations in waverider applications // AIAA Paper. 1992. № 92-4247. 8 p.
3. *Haney J.W.* A waverider derived hypersonic X-vehicle // AIAA Paper. 1995. № 95-6162. 13 p.
4. *Rudd L., Pines D.J.* Dynamic control of mission oriented hypersonic waveriders // AIAA Paper. 1999. № 99-4951. 13 p.
5. *Гонор А.Л., Остапенко Н.А.* Гиперзвуковое обтекание крыльев с маховской системой ударных волн // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 104-116.
6. *Остапенко Н.А.* Аэродинамические характеристики V-образных крыльев с отошедшей ударной волной на передних кромках при гиперзвуковых скоростях полета // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 145-154.
7. *Nonweiler T.R.F.* Aerodynamic problems of manned space vehicles // J. Aeronaut. Soc. 1959. V. 63. № 585. P.521-528.
8. *Лапыгин В.И.* Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 3. С. 180-185.
9. *Лапыгин В.И.* О решении задачи обтекания V-образного крыла с сильной ударной волной на передней кромке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 3. С. 114-119.
10. *Зубин М.А., Лапыгин В.И., Остапенко Н.А.* Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездообразной формы и их аэродинамических характеристик // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 3. С. 34-40.
11. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* О структуре течения около наветренной стороны V-образных крыльев с присоединенной ударной волной на передних кромках // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 122-131.
12. *Мажуль И.И.* Волнолеты со степенным поперечным контуром нижней поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2002. № 1. С. 87-101.
13. *Kudryavtsev A.N., Rakhimov R.D.* A marching procedure of numerical solution of two-dimensional and three-dimensional steady Euler equations using shock-capturing schemes // Proc. Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-98). Novosibirsk, 1998. Pt 1. P. 117-122.
14. *Goonko Yu.P., Kharitonov A.M., Kudryavtsev A.N., Mazhul I.I., Rakhimov R.D.* Euler simulations of the flow over a hypersonic convergent inlet integrated with a forebody compression surface // Europ. Congr. Computational Methods in Applied Science and Engineering, Barcelona, 2000. CD-Rom Proceedings.
15. *Yee H.C., Warming R.F., Harten A.* Implicit total variation diminishing (TVD) schemes for steady-state calculations // J. Comput. Phys. 1985. V. 57. № 3. P. 327-360.
16. *Einfeldt B., Munz C.D., Roe P.L., Sjogreen B.* On Godunov-type methods near low densities // J. Comput. Phys. 1991. V. 92. № 2. P. 273-295.
17. *Anderson W.K., Thomas J.L., van Leer B.* Comparison of finite volume flux vector splittings for the Euler equations // AIAA Journal. 1986. V. 24. № 9. P. 1453-1460.
18. *Губанов А.А., Таковицкий С.А.* Исследование по выбору формы в плане несущей поверхности, применяемой в качестве предварительной ступени торможения воздухозаборника, с учетом образующегося на ней пограничного слоя // Докл. Всерос. научно-техн. конф. "Фундаментальные исследования для гиперзвуковых технологий". г. Жуковский. М.: Изд. ЦАГИ. 1998. Т. 2. С. 88-97.