

ЭНТРОПИЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ГИПЕРЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ

Рассмотрено гиперзвуковое обтекание затупленных треугольных крыльев. Показано, что при больших длинах крыльев $x \approx 100$, где x — продольная координата, измеренная в радиусах притупления носка, в ударном слое около наветренной поверхности крыла могут реализоваться «экстремальные» режимы течения, характеризующиеся существенно неравномерным распределением газодинамических параметров (плотности, энтропии, числа Маха). Установлено местоположение областей стекания или расекания на поверхности треугольного крыла с углом стреловидности $\chi = 75^\circ$. Для того же крыла указаны диапазоны чисел M_∞ и углов атаки, приводящие к экстремальным режимам течения.

В настоящее время достаточно хорошо изучено поведение энтропийных слоев при сверхзвуковом обтекании затупленных конусов и клиньев [1–3]. Эти течения можно рассматривать как два предельных случая обтекания затупленных треугольных крыльев с углом стреловидности χ : 1) притупленной пластины ($\chi = 0$), 2) затупленного цилиндра ($\chi = 90$).

Существенное различие в поведении энтропийных слоев в указанных предельных случаях состоит в том, что в первом случае энтропийный слой сохраняет свою толщину при $x \rightarrow \infty$, а во втором его толщина стремится к нулю при $x \rightarrow \infty$.

Поведение решения рассматриваемой задачи для промежуточных режимов течения по углу стреловидности $0 \leq \chi \leq 90^\circ$, которое является пространственным даже при $\alpha = 0$, изучено недостаточно.

Имеется ряд работ (см., например, монографию [4]), в которых аналитически, в рамках взрывной аналогии, исследовались некоторые особенности гиперзвукового обтекания крыльев с притупленными кромками. Был обнаружен эффект понижения давления в окрестности плоскости симметрии крыла, обусловленный существенно различным характером течения на кромках крыла и в плоскости его симметрии. Этот эффект, подтвержденный экспериментально в [5], имеет гиперзвуковой характер и существенно ослабевает с увеличением угла стреловидности χ и уменьшением числа M_∞ . Экспериментальные данные [5], а также расчеты, проведенные авторами настоящей работы, показывают, что для чисел $M_\infty \approx 10$ при углах стреловидности $\chi \approx 65^\circ$ эффект понижения давления в окрестности плоскости симметрии крыла невелик, а при $\chi \approx 75^\circ$ он практически отсутствует. Вместе с тем для такого рода крыльев проявляется ряд других гиперзвуковых эффектов, исследованию которых посвящена настоящая статья.

Расчет гиперзвукового обтекания затупленных треугольных крыльев проводился в рамках уравнений Эйлера, описывающих стационарные сверхзвуковые течения идеального газа. Для их интегрирования использовалась модификация схемы Годунова, предложенная в [6]. Некоторые особенности численного решения данной задачи представлены в [7, 8].

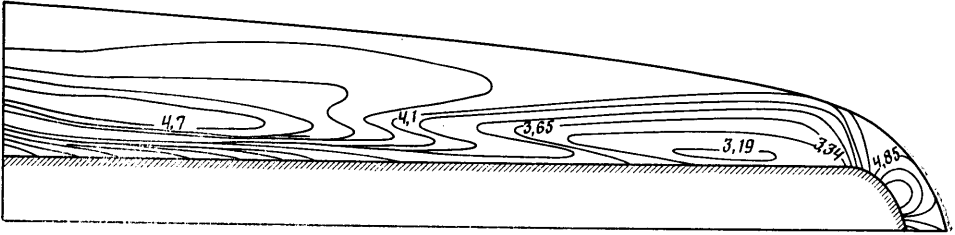
В данной работе рассмотрены вихревые особенности гиперзвукового обтекания треугольных крыльев. В качестве примера исследовано гиперзвуковое обтекание треугольного крыла с углом стреловидности $\chi = 75^\circ$.

На фиг. 1 приведено распределение линий постоянных значений плотности в поперечном сечении $x = 50$ на наветренной стороне крыла, обтекаемого потоком совершенного газа при $M_\infty = 15$, $\gamma = 1,4$, $\alpha = 10^\circ$. Здесь и везде далее величина плотности ρ отнесена к значению плотности на бесконечности ρ_∞ , а величина давления p — к величине удвоенного скоростного напора на бесконечности $\rho_\infty V_\infty^2$, x — координата вдоль кромки крыла.

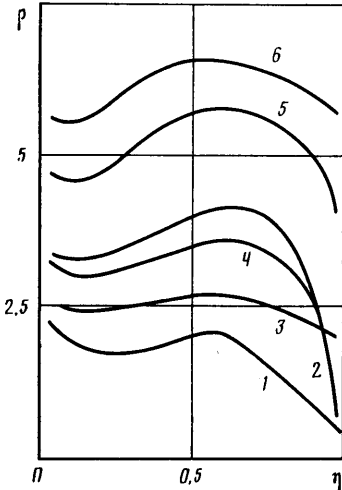
По характеру распределения изохор видно, что в плоскости симметрии даже при большой длине крыла сохраняется низкое значение плотности. При практически постоянном в поперечном сечении давлении на плоской поверхности крыла [8] это указывает на наличие в этой области высокоэнтропийного слоя газа, прошедшего ударную волну у затупленного носка.

Распределение плотности в непосредственной близости от наветренной поверхности крыла в зависимости от $\eta = z/(x \operatorname{tg} \theta) = z/x \operatorname{tg} \chi$ вдоль координатной линии, отстоящей от поверхности тела на расстоянии $1/40$ толщины ударного слоя, при $x = 110$ для различных режимов течения представлено на фиг. 2: 1 — $M_\infty = 15$, $\alpha = 5^\circ$; 2 — $M_\infty = 15$, $\alpha = 10^\circ$; 3 — $M_\infty = 6$, $\alpha = 10^\circ$; 4 — $M_\infty = 10$, $\alpha = 10^\circ$; 5 — $M_\infty = 15$, $\alpha = 15^\circ$; 6 — $M_\infty = 15$, $\alpha = 20^\circ$.

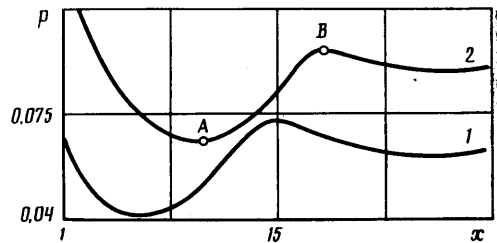
Анализ приведенных распределений плотности показывает, что для всех рассматриваемых режимов течения наблюдается резкое изменение плотности в поперечных сечениях крыла. Вместе с тем видно, что наибольшие градиенты плотности (энтропии) имеют место при числах $M_\infty \approx 15^\circ$ и умеренных углах атаки $\alpha \approx 10^\circ$.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

При гиперзвуковом обтекании треугольных затупленных крыльев, имеющих притупление носа в виде сферы, а кромок — в виде цилиндра, можно выделить ряд характерных значений энтропийной функции $S = p/\rho^\gamma$, определяемых формой головной ударной волны. Максимальное значение энтропии распространяется вдоль линий тока, прошедших критическую точку. В области влияния переднего притупления ($x \approx 20$) ударная волна имеет точки перегиба, связанные с возмущениями, идущими от точек разрыва кривизны в месте стыковки сферического притупления с поверхностью крыла и кромками.

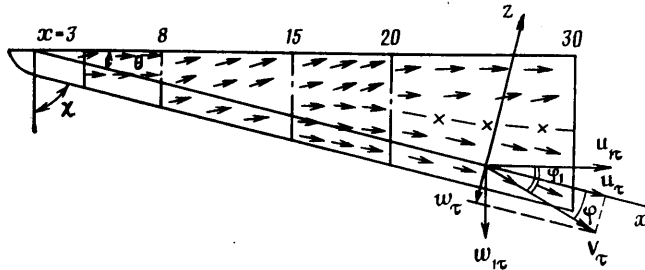
На фиг. 3 представлено распределение давления на кромке крыла по его длине (кривая 1 — давление на поверхности тела, кривая 2 — на поверхности головной ударной волны) при $M_\infty = 15$, $\alpha = 10^\circ$, $\gamma = 1.4$. Минимальное значение энтропийной функции S распространяется вдоль линий тока, прошедших головную ударную волну в окрестности точки A, где ее наклон к линиям тока набегающего потока в плоскости симметрии кромок минимален.

Несколько повышенное значение энтропийной функции S в точке B характерно для гиперзвуковых режимов течения, но вихревые эффекты, связанные с этой особенностью, слабо сказываются при больших длинах крыла.

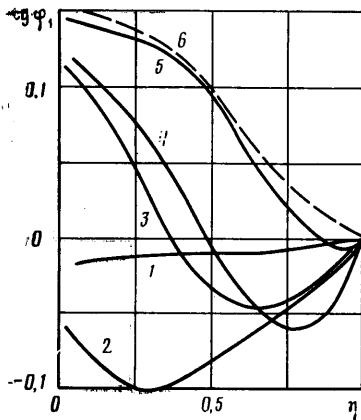
Положение линий тока, прошедших указанные характерные участки, определяет характер распределения плотности при больших значениях x . На фиг. 4 приведена схематичная картина линий тока на наветренной поверхности затупленного треугольного крыла, а на фиг. 5 даны зависимости угла наклона линий тока ($\text{tg } \varphi_1 = w_{1\tau}/u_{1\tau}$) в различных сечениях $x = \text{const}$ для рассматриваемого случая $\chi = 75^\circ$, $M_\infty = 15$, $\gamma = 1.4$, $\alpha = 10^\circ$. (Цифрами 1–6 отмечены значения координаты x , равные 8, 15, 20, 30, 50, 200 соответственно.)

Можно отметить следующие характерные области течения:

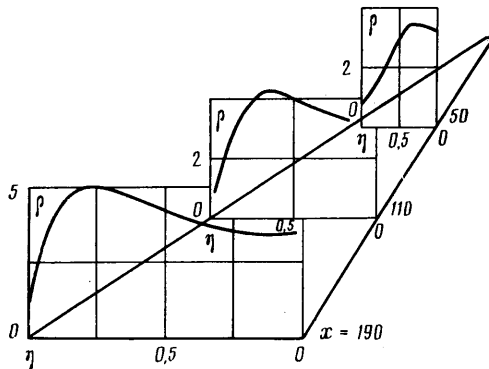
- 1) $x \approx 3$. Течение определяется сферическим притуплением, направление линий тока — от плотности симметрии крыла. В плоскости симметрии — линия растекания;
- 2) $3 \approx x \approx 8$. Наклон линий тока мал ($\varphi_1 \approx 0$). Начинает формироваться течение от кромок крыла к плоскости симметрии;
- 3) $8 \approx x \approx 15$. На этих длинах максимален градиент давления (фиг. 3) на кромке крыла, что приводит к сильному течению газа от кромок крыла к плоскости симметрии. В плоскости симметрии у поверхности крыла — линия стекания;



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

4) $15 \leq x \leq 20$. При этих длинах давление на кромке крыла выходит на асимптотическое значение (фиг. 3) и начинает формироваться течение вдоль кромки крыла. В окрестности плоскости симметрии течение по-прежнему определяется линиями тока, сформировавшимися в области 3. В месте встречи этих течений наклон линий тока (фиг. 5, кривая 3) имеет точку перегиба, а градиент давления близок к нулю. Эти два условия приводят к формированию линии растекания [9, 10];

5) $x \geq 50$. Величина отхода ударной волны, а также уровни давления на кромке крыла, определяются асимптотическими значениями, характерными для поперечного обтекания затупленного клина. За исключением окрестности плоскости симметрии, линии тока направлены к кромке крыла. Ввиду возрастания погрешности расчета течения с увеличением координаты x достаточно точно указать положение линии растекания трудно, но можно говорить о существовании зоны растекания. В окрестности плоскости симметрии течение по-прежнему определяется линиями тока, сформировавшимися в зоне 3. В плоскости симметрии имеется слабое стекание газа.

Описанное поведение линий тока приводит к указанному на фиг. 6 характеру распределения плотности в ударном слое. Процесс стекания в областях 3 и 4 вызывает перемещение высокоэнтропийного слоя газа, зародившегося в окрестности переднего притупления, к плоскости симметрии крыла (минимум ρ). Линии тока, вдоль которых значения энтропийной функции минимальны, непосредственно примыкают к этой области, что создает соответствующий градиент плотности (энтропии). Вторая особенность энтропийной функции S в области влияния переднего притупления (фиг. 3, окрестность точки B) также распространяется по линиям тока к плоскости симметрии крыла и вызывает слабое вспухание вихревого слоя у поверхности крыла.

Как уже отмечалось, при больших значениях $x \geq 50$ линии тока в окрестности плоскости симметрии крыла практически параллельны. Это приводит к незначительному изменению градиентов плотности по x (фиг. 6). Положение максимума плотности при этих значениях также слабо зависит от продольной координаты вдоль плоскости симметрии крыла.

Рассмотренный режим обтекания треугольного крыла при $M_\infty = 15$, $\alpha = 10^\circ$ экстремален в смысле наибольших градиентов плотности в окрестности плоскости симметрии крыла. С уменьшением числа M_∞ описанные закономерности течения в ос-

новном сохраняются, но градиенты плотности существенно уменьшаются (фиг. 2). Это связано как с уменьшением общего уровня плотности при уменьшении числа M_∞ , так и с меньшим искривлением ударной волны в окрестности разрыва кривизны в месте стыка притупления с образующей контура треугольного крыла.

Увеличение угла атаки при заданном числе M_∞ также снижает градиент плотности в окрестности плоскости симметрии крыла (фиг. 2). Это объясняется общим повышением значений плотности в ударном слое с одновременным уменьшением интенсивности стекания в области \mathcal{E} . Так, при $\alpha=20^\circ$ процессы стекания в окрестности плоскости симметрии практически отсутствуют уже при $x \geq 20$. С уменьшением угла атаки снижается общий уровень плотности газа в ударном слое, что также уменьшает градиент плотности и энтропии в окрестности плоскости симметрии крыла.

В заключение отметим, что указанный режим обтекания крыла со стреловидностью $\chi=75^\circ$ при $M_\infty=15$ и $\alpha=10^\circ$ экстремален не только с точки зрения градиентов газодинамических параметров, но и с точки зрения эффекта растекания газа в окрестности плоскости симметрии крыла при больших значениях x .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д. Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. М.: Изд-во МГУ, 1971. 406 с.
2. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. Ч. 2. Таблицы газодинамических функций. М.: Наука, 1970. 379 с.
3. Лебедев М. Г., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д. Сверхзвуковое обтекание плоских затупленных тел. М.: Изд-во МГУ, 1974. 238 с.
4. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
5. Иванов В. В., Красильников А. В. Экспериментальное исследование распределения давления на треугольном крыле с притупленными кромками при малых углах атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 166–169.
6. Родионов А. В. Монотонная схема второго порядка аппроксимации для сквозного расчета неравновесных течений // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 4. С. 585–593.
7. Горохов С. А., Еремин В. В., Поляков А. М. Использование модификаций метода Годунова для численного исследования гиперзвукового пространственного обтекания треугольных крыльев с притупленными кромками // Тез. докл. 7-го Всесоюз. семинара «Теор. основы и конструирование числ. алгоритмов решения задач матем. физики», г. Кемерово, 1988. Кемерово: КГУ, 1988. С. 33.
8. Горохов С. А., Еремин В. В., Поляков А. М. Гиперзвуковое обтекание треугольных крыльев с затупленными кромками // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 5. С. 175–179.
9. Авдеевский В. С., Галицкий Б. М., Глебов В. М. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975. 623 с.
10. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1972. 280 с.

Москва

Поступила в редакцию
20.11.1990

УДК 533.6.011.72

© 1991 г.

А. Э. РАХИМОВ

О НЕВОЗМОЖНОСТИ СТАЦИОНАРНОГО МАХОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН ДЛЯ СРЕД СО СПЕЦИАЛЬНОЙ УДАРНОЙ АДИАБАТОЙ

При обжати косою ударной волной пористых тел, расположенных на металлической подложке, при столкновении косых ударных волн или при фокусировании сходящейся конической ударной волны важным является вопрос о режиме отражения или взаимодействия. Регулярные режимы отражения необходимы при создании сплошных образцов из исследуемого порошка. Нерегулярные режимы, когда образуется «ножка» или «диск» Маха (головная волна), приводят к большому различию касательных составляющих скоростей (сотни метров в секунду) по разные стороны от границы контактного разрыва и к значительному разогреву вещества за головной волной, приводящему к его расплавлению или испарению вещества в волнах разгрузки [1, 2]. Эти причины вызывают интенсивные физико-химические