

УДК 533.6.011.72:629.1.015.3

© 2001 г. А.Ф. ГАРАНИН, П.К. ТРЕТЬЯКОВ, В.Ф. ЧИРКАШЕНКО,
Ю.Н. ЮДИНЦЕВ

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПУТЕМ ПОДВОДА МАССЫ И ЭНЕРГИИ

Проведены исследования по управлению параметрами головной ударной волны, создаваемой телом, летящим со сверхзвуковой скоростью, путем подвода массы газа и тепловой энергии за ударной волной. Подвод массы был организован веерными воздушными струями, истекающими из тела, а подвод тепловой энергии – горением водорода вблизи модели. Параметры потока измерялись вблизи модели и пересчитывались на большие расстояния. Показаны особенности изменения интенсивности и импульса ударной волны при этих способах управления. Получено обобщение по влиянию тяги сопел, формирующих струи, и их ориентации на параметры ударной волны. Проведено сравнение рассмотренных способов управления.

Управлению параметрами ударных волн, создаваемых телом, летящим со сверхзвуковой скоростью, посвящено много теоретических и экспериментальных работ, например [1–5]. В настоящее время наиболее изучено влияние формы тела на формирование и распространение генерируемых им ударных волн [4, 5]. В то же время большой интерес представляет возможность управления параметрами ударной волны с помощью подвода дополнительной энергии в возмущенный поток вблизи тела.

В данной работе исследуется возможность управления параметрами ударной волны – интенсивностью

$$\Delta p_s = \frac{p_s - p_\infty}{p_\infty}$$

и импульсом положительной фазы волны

$$J_+ = \int_{X_s}^{X_{\Delta p=0}} \Delta p(X) dX$$

путем подвода массы газа в виде воздушных струй, истекающих из модели, и тепловой энергии, подводимой за ударной волной за счет горения водорода вблизи модели. Индекс s относится к параметрам на головной ударной волне, ∞ – к параметрам невозмущенного потока. Продольная координата профиля давления $X_{\Delta p=0}$ соответствует концу положительной фазы волны.

Метод исследования основан на измерении профилей избыточного статического давления вблизи модели, обтекаемой набегающим потоком, с последующим пересчетом их на большие расстояния по квазилинейной теории [6]. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 (ИТПМ СО РАН) при числе Маха $M_\infty = 2.04$ и числе Рейнольдса $Re_1 = 25 \cdot 10^6$ [1/м]. Профили избыточного статического давления за ударной волной измерялись на дренированной пластине отражения, установленной на полу рабочей части на расстоянии $H = 200$ мм от оси модели, что соответствует четырем диаметрам модели $K = H/d_m = 4$.

Пересчет измеренных вблизи модели профилей избыточного статического давления на большие расстояния проводился с помощью соотношений квазилинейной теории [6]

$$X = X_0 - \frac{\chi + 1}{\chi} \frac{M_\infty^2}{(M_\infty^2 - 1)^{1/2}} \Delta p(X) \sqrt{K_0} (\sqrt{K} - \sqrt{K_0})$$

$$\Delta p(X) = \Delta p_0(X_0) \left(\frac{K_0}{K} \right)^{1/2}$$

где X – координата по направлению невозмущенного потока, отнесенная к диаметру модели, χ – показатель адиабаты. Первое выражение описывает форму уточненной нелинейной характеристики, второе – процесс затухания возмущенного давления вдоль этой характеристики. Здесь параметры с индексом ноль: K_0 , Δp_0 , X_0 , соответствуют измеренным в эксперименте, а параметры без индексов соответствуют определяемым на заданном расстоянии.

Для определения положения скачка X_s на профиле давления $\Delta p(X)$ использовалось условие

$$\int_{-\infty}^{X(X_{01})} \Delta p(X) = \int_{-\infty}^{X(X_{02})} \Delta p(X), \quad X_s = X_{01} = X_{02}$$

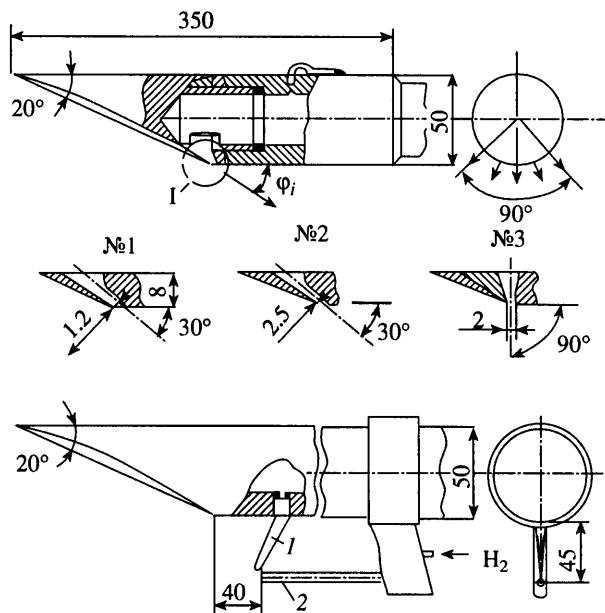
которое выражает известный результат, что ударная волна является биссектрисой входящих в нее характеристик X_{01} , X_{02} .

Заметим, что уровни избыточных давлений на измеренных профилях в условиях эксперимента превышали ограничение о малости возмущений, лежащее в основе квазилинейной теории, что приводило к дополнительной погрешности результатов пересчета. Оценка этой погрешности определялась сравнением результатов пересчета двух профилей давления, измеренных на различных удалениях от модели, соответствующих $K = 4$, где уровни избыточного давления достигали $\Delta p \approx 1$ и $K = 26.4$, где $\Delta p_s \approx 0.1$. Показано, что интенсивности и импульсы ударной волны, определенные пересчетом по квазилинейной теории с $K = 4 - 1000$, превышают соответствующие параметры, определенные пересчетом с $K = 26.4$, не более чем на 15%.

Для получения оценок по влиянию вклада энергии на параметры ударной волны все эксперименты проведены на моделях с одной базовой конфигурацией в виде полуконуса с углом $\beta = 20^\circ$, сопряженного с цилиндром диаметром $d_m = 50$ мм. Носовая часть модели (полуконус) образована пересечением поверхности кругового конуса, ось которого проходит по верхней образующей цилиндра, с поверхностью цилиндра.

На фиг. 1 показаны схемы моделей. Первая группа моделей использовалась для исследования влияния подвода воздуха в возмущенный поток в области формирования волн разрежения на теле. Для этого на цилиндрической поверхности модели в окрестности угловой точки с помощью сменных вкладышей организовывались различные варианты щелевых звуковых сопел для формирования веерных струй в секторе 90° . Оси сопел имели углы наклона к оси модели $\varphi_j = 30$ и 90° .

Модель для исследования подвода тепловой энергии имела удлиненную цилиндрическую часть, что позволяло сместить вниз по потоку устройство подачи водорода для устранения его влияния на структуру исследуемого потока. Вблизи модели были установлены трубка подачи водорода и запальный электрод для его воспламенения. Способ организации горения водорода в сверхзвуковом потоке, используемый в данной работе, описан в монографии [7]. Процесс горения начинался от контактной поверхности встречной водородной струи с максимальным тепловыделением в области зоны рециркуляции, возникающей при развороте струи.



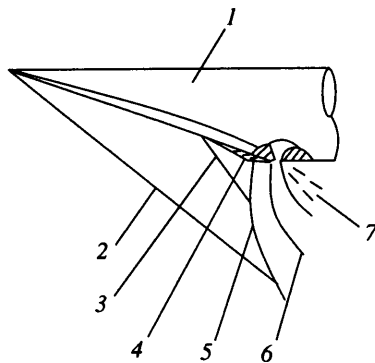
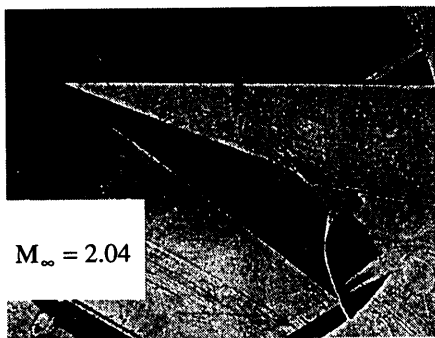
Фиг. 1. Схемы моделей: № 1, 2, 3 – варианты сопел, 1 – электрод, 2 – трубка подачи водорода

В экспериментах измерялись давление воздуха в предсопловом объеме модели и расход подводимого водорода. Полное давление в струях изменялось в диапазоне $p_{0j} = 0-4$ МПа, расход водорода при горении составлял 13,7 г/с. Исследования проведены при одинаковых температурах воздуха в набегающем потоке и истекающих струях $T_{0\infty} = T_{0j} = 300$ К.

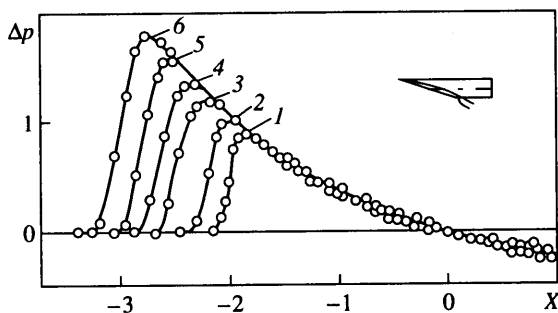
При обтекании модели с боковым вдувом струи воздуха в окрестности модели формируется сложная картина течения. На фиг. 2, а показан снимок спектра обтекания модели (сопло № 3), полученный с помощью теневого прибора ИАБ-451. На основании анализа спектров обтекания моделей с исследованными вариантами вдува струй воздуха определена схема течения, показанная на фиг. 2, б.

При удалении от модели продольные градиенты возмущенного давления сглаживаются и на расстоянии от модели $K = 4$, как показано на фиг. 3, профили избыточного статического давления за головной ударной волной, соответствующие различным давлениям струи, имеют форму, близкую к треугольной. Схема обтекания модели (фиг. 2, б) и профили давления, измеренные вблизи модели (фиг. 3), позволяют понять механизм формирования возмущенного потока при удалении от модели.

Профиль давления при отсутствии струи ($p_{0j} = 0$) определяет исходное положение головной ударной волны относительно модели и интенсивность волны разрежения, формирующейся в окрестности линии перехода конической поверхности модели в цилиндрическую. Под интенсивностью волны разрежения понимается градиент падения давления $d\Delta p(X)/dX$. При истечении звуковой струи ($p_{0j} > 0$) из сопла с углом наклона оси $\varphi_j = 30^\circ$ с увеличением ее нерасчетности область разрежения возмущенного потока заметно увеличивается. При этом положение линии нулевого избыточного давления и интенсивность волны разрежения на участке, соответствующем длине профиля при отсутствии струи, практически не изменяются. В то же время интенсивность волны разрежения в области головной ударной волны заметно увеличивается с ростом нерасчетности. Это можно объяснить тем, что процесс



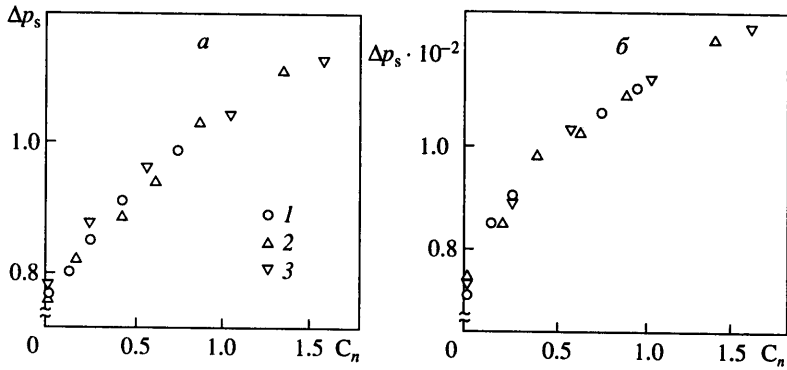
Фиг. 2. Теневой снимок (а) и схема обтекания модели (б): 1 – модель, 2 – головная ударная волна, 3 – скачок давления перед зоной отрыва потока, 4 – зона отрыва потока, 5 – ударная волна перед контактной поверхностью, 6 – контактная поверхность, 7 – волна разрежения



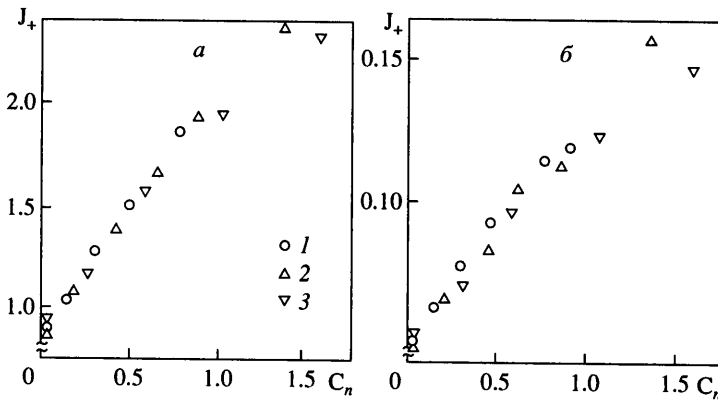
Фиг. 3. Влияние полного давления в форкамере сопла на форму профиля избыточного статического давления за ударной волной при $K = 4$: 1 – $p_{0j} = 0$, 2 – 0,35 МПа, 3 – 1 МПа, 4 – 1,5 МПа, 5 – 2,05 МПа, 6 – 3,1 МПа

затухания профиля возмущенного давления при удалении от модели определяется воздействием двух волн разрежения: формирующейся при обтекании возмущенным потоком контактной поверхности, разделяющей воздух истекающей струи и набегающего потока, и (фиг. 2, б), расположенной ниже струи по потоку (фиг. 2, б, 7) интенсивность которой практически не зависит от нерасчетности струи. С ростом нерасчетности струи вследствие увеличения интенсивности волны разрежения, образующейся при обтекании контактной поверхности, происходит усиление затухания головной ударной волны от модели в процессе ее распространения.

Увеличение интенсивности и импульса ударной волны с ростом нерасчетности струи вызвано взаимодействием возмущенного набегающего потока с истекающей струей, в результате чего на наветренной стороне струи формируется ударная волна (фиг. 2, б, 5), индуцирующая срыв потока с поверхности модели перед соплом, с образованием скачка перед зоной отрыва (фиг. 2, б, 4). Эта система волн взаимодействует с головной ударной волной (фиг. 2, б, 2) от полуконуса. В результате происходит смещение головной ударной волны вперед против потока, увеличение ее интенсивности и импульса при фиксированном положении характеристики нулевого избыточного давления относительно модели.



Фиг. 4. Зависимость интенсивности ударной волны от тяги и ориентации сопла при $K = 4$ (а) и 1000 (б): 1 – сопло № 1, 2 – сопло № 2, 3 – сопло № 3

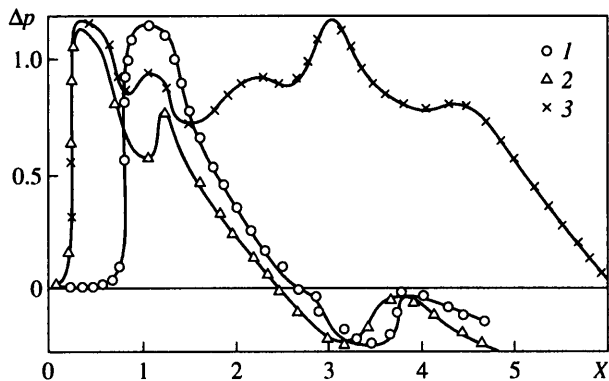


Фиг. 5. Зависимость импульса ударной волны от тяги и ориентации сопла при $K = 4$ (а) и 1000 (б): 1 – сопло № 1, 2 – сопло, № 2, 3 – сопло № 3

Увеличение угла наклона струи до 90° (сопло № 3) не приводит к качественному изменению процесса взаимодействия, но при этом равнозначные изменения параметров ударной волны достигаются при меньших величинах давления в струе, т.е. проявляется влияние ориентации струи относительно оси модели на параметры ударной волны. Представление параметров ударной волны (Δp_s , J_+) в виде зависимостей от параметра $C_n = C_R \sin \varphi_j$ на фиг. 4, а и 5, а позволяет сделать вывод, что при данном способе управления изменения параметров ударной волны определяются нормальной составляющей коэффициента тяги сопла относительно оси модели. Коэффициент тяги сопла определен как

$$C_R = \frac{R}{q_\infty S_m}, \quad q_\infty = \frac{\chi}{2} p_\infty M_\infty^2, \quad S_m = \frac{\pi d^2 m}{4}$$

где R – тяга сопла, S_m – площадь миделевого сечения модели, q_∞ – скоростной напор. Данное обобщение сохраняется при распространении ударной волны на большие расстояния (фиг. 4, б, 5, б). При этом увеличение нормальной составляющей коэффициента тяги сопла до $C_R = 1,6$ приводит в ближней зоне к росту интенсивности и импульса ударной волны соответственно в 2 и 2,5 раза, а в дальней зоне ($K = 1000$) – в 1,6 и 2,2 раза по сравнению со случаем отсутствия струи ($p_{0j} = 0$).

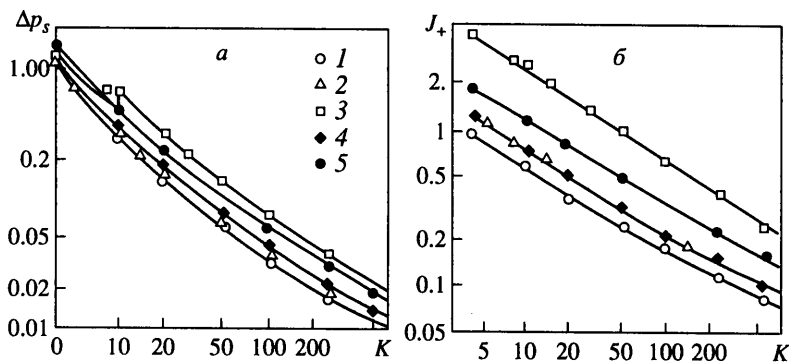


Фиг. 6. Профили давления за ударной волной при $K = 4$: 1 – без вдува водорода, 2 – с вдувом водорода, 3 – с горением водорода

На фиг. 6 показаны профили давления за ударной волной, измеренные вблизи модели, оборудованной системой организации горения водорода при условиях отсутствия подачи водорода, с вдувом водорода и с горением водорода. Вдув струи водорода навстречу набегающему потоку за волной разрежения вблизи модели приводит к смещению головной ударной волны против потока практически без изменения ее интенсивности и небольшому ($\sim 30\%$) увеличению импульса. На профиле давления появляется промежуточный скачок, который и обеспечивает приращение импульса. За головной ударной волной происходит падение давления, вызванное волной разрежения, формирующейся при обтекании струи водорода набегающим потоком.

Подвод тепловой энергии при горении водорода практически не влияет на качественную картину течения в окрестности ударной волны, сформированную струей водорода без горения. Происходит только небольшое увеличение уровня давления на промежуточном скачке и смещение его вверх по потоку. В области влияния факела водорода, распространяющейся вниз по потоку от промежуточного скачка, происходит сильное изменение картины течения. В области потока, соответствующей волне разрежения, образующейся при обтекании модели без вдува водорода, формируется мощная волна сжатия, приводящая к существенному увеличению импульса избыточного давления вблизи модели. При этом волна разрежения с интенсивностью, соответствующей волне разрежения при обтекании модели без вдува водорода, оказывается смещенной вниз по потоку от головной ударной волны на расстояние более четырех калибров. В результате этих факторов импульс положительной фазы ударной волны вблизи модели увеличивается по сравнению с импульсом ударной волны от модели без вдува водорода примерно в 4 раза. Согласно результатам пересчета на фиг. 7, эффект увеличения импульса сохраняется при распространении ударной волны на большие расстояния.

Интенсивность головной ударной волны при удалении от модели затухает так же, как при обтекании модели без вдува водорода. При этом на фронте волны сжатия, распространяющейся за головной ударной волной, формируется промежуточный скачок, который на расстоянии $K = 10$ взаимодействует с головной волной и повышает ее интенсивность. При дальнейшем распространении головной ударной волны ввиду возросшего импульса и смещения области влияния волны разрежения вниз по потоку ее интенсивность и импульс превышают соответствующие параметры ударных волн, создаваемых моделями без вдува водорода и с вдувом без горения. В результате при практически одинаковых исходных интенсивностях ударных волн подвод тепла приводит к увеличению интенсивности ударной волны в 2 раза по сравнению с интенсивностью ударной волны от тела без вдува водорода. Этот эффект сохра-



Фиг. 7. Изменение параметров ударных волн при удалении их от модели: 1 – без вдува водорода, 2 – с вдувом водорода, 3 – с горением водорода, 4 – модель с соплом № 1 при $p_{0j} = 0,7$ МПа, 5 – модель с соплом № 1 при $p_{0j} = 3,7$ МПа; а – интенсивность, б – импульс

няется до расстояния $K = 1000$. Сравнение рассмотренных методов управления параметрами ударной волны на фиг. 7 показывает, что подвод тепловой энергии приводит к увеличению импульса и интенсивности ($K \geq 10$) ударной волны соответственно на 100 и 25% по сравнению с параметрами ударной волны, создаваемой моделью с соплом № 1 при $p_{0j} = 3,7$ МПа.

Заметим, что эффективность управления параметрами ударной волны с помощью подвода энергии зависит от его организации, т.е. от места расположения источников и распределения их мощности. Подвод энергии перед фронтом может привести к значительному уменьшению интенсивности и импульса ударной волны. Косвенным подтверждением этого служат результаты [8]. Они свидетельствуют о том, что если тепловой источник расположен перед затупленным телом, то интенсивность ударной волны уменьшается и снижается аэродинамическое сопротивление тела. Подвод массы газа в виде сверхзвуковой воздушной струи, истекающей навстречу набегающему потоку, как это показано в [9], также приводит к снижению параметров ударной волны и сопротивления тела.

Закключение. Подвод массы в виде всерных воздушных струй, истекающих из тела, приводит к увеличению импульса ударной волны за счет увеличения ее интенсивности и протяженности положительной фазы. Изменение параметров ударной волны определяется нормальной составляющей вектора тяги сопел вплоть до больших удалений от тела ($K \leq 1000$). С ростом нерасчетности струи затухание ударной волны усиливается в результате увеличения интенсивности волны разрежения, формирующейся при обтекании струи набегающим потоком. Подвод тепловой энергии в виде факела горящего водорода приводит к существенному увеличению импульса ударной волны без изменения ее интенсивности за счет формирования волны сжатия, смещающей волну разрежения на теле без вдува водорода вниз по потоку. В результате при удалении от тела ($K \geq 10$) интенсивность и импульс ударной волны на заданном расстоянии существенно превышают соответствующие параметры ударной волны от тела без вдува водорода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Siegelman D. Sonic boom minimization schemes // J. Aircraft. 1970. V. 7. № 3. P. 280–281.
2. George A.R., Seebass R. Sonic boom minimization including both front and rear shocks // AIAA Journal. 1971. V. 9. № 10. P. 2091–2093.
3. Seebass R., George A.R. Sonic boom minimization // J. Acoust. Soc. America. 1972. V. 31. № 2. P. 686–694.

4. *Hague D.S., Jones R.T.* Application of multivariable search techniques to the design of low sonic boom overpressure body shapes // Proc. 3rd Conf. on Sonic Boom Research. Washington, 1970. P. 307–323.
5. *Чиркашенко В.Ф., Юдинцев Ю.Н.* Параметры ударных волн от тел вращения в однородной атмосфере // Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук. 1984. Вып. 3. № 16. С. 16–21.
6. *Whitham G.B.* The flow pattern of a supersonic projectile // Communications on Pure and Appl. Math. 1952. V. 5. № 3. P. 301–348.
7. *Баев В.К., Головичев В.И., Третьяков П.К. и др.* Горение в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: Наука, 1984. 304 с.
8. *Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др.* Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
9. *Юдинцев Ю.Н., Чиркашенко В.Ф.* Режимы взаимодействия встречной струи с набегающим сверхзвуковым потоком // Газодинамика и акустика стройных течений. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР. 1979. С. 75–106.

Новосибирск
Москва

Поступила в редакцию
13.IX.1999