

## ДАВЛЕНИЕ В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ ПРИ ВСТРЕЧНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ЛЕТАЮЩИМ ТЕЛОМ

В. А. БРАСЛАВЕЦ, Е. А. ЖМАЕВА, Б. И. КРУПЕНЯ,  
Г. А. МАКАРЕВИЧ, А. Г. НЕВСКИЙ, С. К. ШИМАРЕВ

(Москва)

Проведен сравнительный анализ четырех приближенных методов расчета давления в критической точке движущегося со сверхзвуковой скоростью затупленного тела при встречном взаимодействии с ударной волной.

Результаты проведенного на ЭВМ расчета давления в критической точке в диапазоне чисел Маха тела  $M_1=1.05-10$  и ударной волны  $M_s=1.05-10$  сравниваются с экспериментальными данными.

Рассмотрим методы работ [1-3] и авторов данной статьи, позволяющие оценить параметры переходного процесса при взаимодействии ударной волны с летящим телом.

Будем обозначать их 1-4 соответственно. Три метода: 1, 2 и 4 - основаны на применении теории нестационарных одномерных течений. Метод 3 учитывает двумерность течения газа в окрестности критической точки. Общим для этих четырех приближенных методов является предположение о том, что в окрестности нулевой линии тока головной скачок и набегающая ударная волна имеют плоские параллельные фронты.

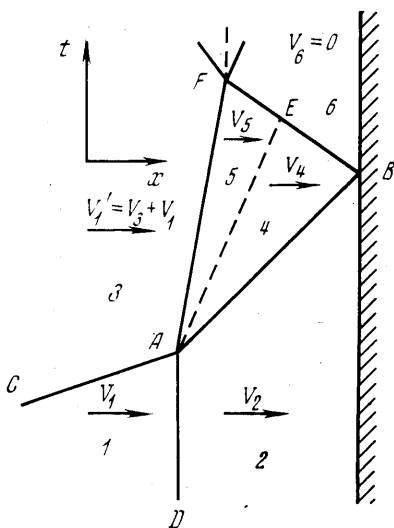
Это предположение позволило разделить задачу о встречном взаимодействии ударной волны с летящим телом на задачу о встречном взаимодействии двух плоских ударных волн и задачу по определению давления в критической точке при отражении от поверхности вновь образовавшейся при столкновении двух плоских волн ударной волны.

Решение первой задачи сводится к известному решению о лобовом столкновении двух плоских ударных волн различной интенсивности. При этом взаимодействии вновь образуются две расходящиеся ударные волны, разделенные контактной поверхностью [4]. Интенсивность этих ударных волн и параметры газов за ними определяются, например, из соотношений работы [5].

На фиг. 1 представлена  $X-t$ -диаграмма движения ударных волн (согласно модели [4]) около затупленного тела при взаимодействии ударной волны с головным скачком в системе координат, связанной с телом, здесь  $AD$  - фронт головного скачка до взаимодействия волн,  $AC$  - фронт ударной волны до взаимодействия волн,  $AB$  - бегущая по ударному слою ударная волна,  $BF$  - отраженная от поверхности тела ударная волна,  $AF$  - деформированный головной скачок,  $AE$  - контактная поверхность,  $V_1$  - скорость тела относительно неподвижной среды,  $V_2$  - скорость газа непосредственно за головным скачком относительно неподвижного тела,  $V_3$  - скорость газа за фронтом ударной волны  $AC$  относительно неподвижной среды,  $V_1'$  - скорость газа в области 3 ( $V_1'=V_1+V_3$ ),  $V_4$ ,  $V_5$ ,  $V_6$  - скорость газа в областях 4, 5, 6 соответственно.

Решение второй задачи связано с трудностями учета влияния неоднородности параметров газа в ударном слое вдоль нулевой линии тока [6] на движение вновь образовавшейся ударной волны  $AB$ .

В методах 1, 2 и 4 для упрощения решения этой задачи сделаны некоторые допущения. В 1, где используется модель «пористого тела», до взаимодействия ударной волны со скачком скорость газа в ударном слое принимается постоянной и равной скорости газа непосредственно за головным скачком. В методе 4 в отличие от 1 при прочих одинаковых предположениях газ в ударном слое считается неподвижным. В методе 2 в отличие от 1 и 4 скорость газа в ударном слое принимается равной скорости тела. Последняя схема движения тела соответствует движению плоского поршня с числом Маха  $M_1$  по невозмущенной среде 1, генерирующего перед собой плоскую

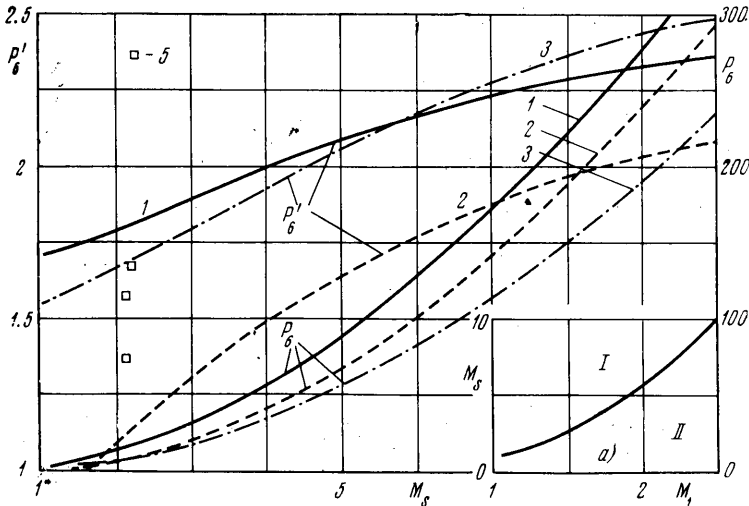


Фиг. 1

ударную волну [7] с числом Маха

$$M > M_1 (M = M_1 (\gamma + 1) / 4 + \sqrt{[(\gamma + 1) / 4]^2 M_1^2 + 1}, \quad (\gamma = c_p / c_v))$$

Не располагая систематическими расчетными данными, трудно предположить, какой из четырех методов при фиксированных  $M_1$  и  $M_s$  ( $M_s = V_s / a_1$ ,  $V_s$  – скорость ударной волны  $AC$  в невозмущенной среде 1,  $a_1$  – скорость звука) дает максимальную ( $p_{6 \max}$ ) или минимальную ( $p_{6 \min}$ ) величину давления и какова величина их отношения  $p_{6 \max} / p_{6 \min}$ . С целью проведения такого анализа для заданных  $M_1$  и  $M_s$  при



Фиг. 2

условии постоянства  $\gamma = 1.4$  во всех областях течения авторами данной работы были получены по методам 1, 2 и 4 безразмерные зависимости ( $P_6, P_6'$ ) =  $\Phi_1(M_1, M_s)$ .

Для диапазонов  $M_1 = 1.05 - 10$  и  $M_s = 1.05 - 10$  эти зависимости были рассчитаны на ЭВМ по формулам

$$P_6 = p_6 / p_{02} = \frac{p_6}{p_2} \frac{p_2}{p_{02}}, \quad P_6' = p_6' / p_{02}' = \frac{p_6'}{p_2'} \frac{p_2'}{p_{02}'}$$

Здесь и ниже индексы 1, 2, 3 и т. д. при параметрах  $p, V, a, M$  указывают области (Фиг 1), к которым они относятся;  $p_6$  – давление в критической точке при отражении ударной волны  $AB$ ;  $p_{02}$  – давление в критической точке до взаимодействия ударных волн;  $p_{02}'$  – давление в критической точке после взаимодействия ударных волн; штрихом обозначены параметры при стационарном обтекании тела потоком с числом Маха  $M_1'$  за ударной волной;  $p_{62} = p_6 / p_2$ ,  $p_{64} = p_6 / p_4$  и т. д.); отношение  $p_{64}$  определялось в [1] по формуле  $p_{64} = \Phi_1(M_2, p_{24}, \gamma)$ , учитывающей скорость движения газа в области 2, а в методах 2 и 4 – по формуле Измайлова – Крюссара [8]  $p_{64} = \Phi_2(p_{24}, \gamma)$  для нормального отражения движущейся в неподвижной среде ударной волны;  $p_{42} = p_{42} p_{31} p_{53}$  (формула для  $p_{53}$  приведена в [5])

$$p_6 / p_2' = p_{62} p_{21} (\gamma + 1)^2 / 4 \gamma^2 [M_s^2 - (\gamma - 1) / 2 \gamma] [(M_1')^2 - (\gamma - 1) / 2 \gamma]$$

$$M_1' = [(\gamma + 1) M_1 M_s + 2(M_s^2 - 1)] / \sqrt{(\gamma - 1) M_s^2 + 2} [2 \gamma M_s^2 - (\gamma - 1)]}$$

Приведенные в [3] зависимости ( $p_{\max} - p_{02}$ ) /  $p_1 = \Phi_2(M_1, M_s)$ , где  $p_{\max}$  – максимальное давление, достигаемое в процессе взаимодействия, независимо от количества отражений, получены как результат численного решения задачи о взаимодействии плоской ударной волны с летящим телом. В отличие от методов 1, 2 и 4 в методе 3 расчет взаимодействия ударных волн был произведен с учетом реальных свойств газов (путем соответствующего выбора постоянных значений  $\gamma$  для каждой области течения) и радиальных составляющих скорости в области критической точки.

Как иллюстрация расчетных зависимостей ( $p_6, p_6'$ ) =  $\Phi_1(M_s)$  при  $M_1 = \text{const}$  и  $1.05 \leq M_s \leq 10$  представлены для  $M_1 = 2, 5, 10$  на Фиг. 2–4 соответственно. На графиках кривые 1 соответствуют зависимости, полученной по [1], кривые 2 – по 4, кривые 3 – [2]. Для удобства сопоставления приведены зависимости  $P_6 = p_{\max} / p_{02}$ ,  $P_6' = p_{\max} / p_{02}'$ , взятые из [3] кривые 4, переход к координатам настоящей работы был сделан по

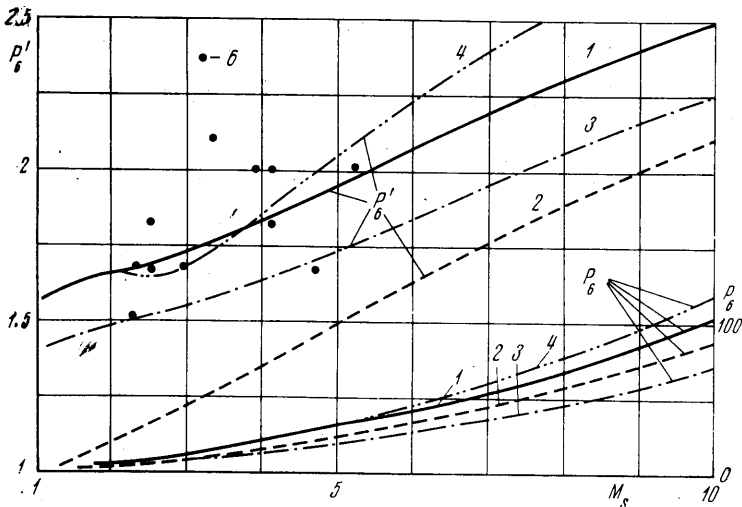
Формулам

$$P_6 = \frac{P_{\max} - P_{02}}{P_1} \frac{P_1}{P_{02}} + 1, \quad P_6' = \frac{P_{\max}}{P_{02}} \frac{P_{02}}{P_1} \left( \frac{P_{02}'}{P_3} \frac{P_3}{P_1} \right)^{-1}$$

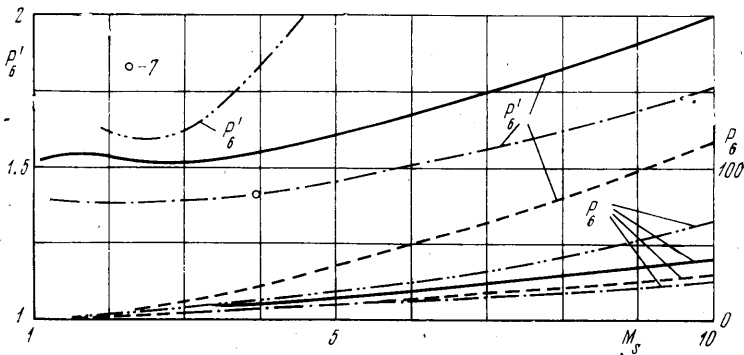
Для сравнения расчетных и экспериментальных данных на фиг. 2–4 представлены экспериментальные значения  $P_6'$  в виде отдельных точек: данные 5 относятся к  $M_1=1.85-2.4$  [9,10]; 6 –  $M_1=5.15$  [1]; 7 –  $M_1=10.35$  [11].

Из анализа и сопоставления расчетных зависимостей  $(P_6', P_6) = \varphi_1(M_1, M_s)$  для диапазонов  $M_1=1.05-10$  и  $M_s=1.05-10$  следует:

1. При значениях  $1 < M_1 \leq 2.5$  и  $M_s=1.05-10$  для схем пористого тела [1] и «поршня» [2] существуют такие сочетания значений  $M_1$  и  $M_s$ , при которых  $P_6'^{(1)} = P_6'^{(2)}$



Фиг. 3



Фиг. 4

Расчетная кривая равных значений  $P_6'^{(1)} = P_6'^{(2)}$ , представленная на фиг. 2, а, делит поле сочетаний  $M_1$  и  $M_s$  на области I, II. Максимальные значения  $P_6'_{\max}$  для области I дает схема поршня, а для области II – схема пористого тела.

2. Из приближенных методов 1, 2 и 4 для всего диапазона  $M_1$  и  $M_s$  минимальные значения  $P_6'_{\max}$  дает метод 4.

3. При учете реальных свойств газов и радиальных составляющих скорости [8], для  $M_1=5$  и 10 значения  $P_6'$  больше значений  $P_6'$ , полученных по методам 1, 2 и 4 (фиг. 3, 4). Следует иметь в виду, что эти различия будут меньше, если в 1, 2 и 4 учитывать вторичные отражения ударных волн.

4. Величины отношений  $P'_6 \max / P'_6 \min < 2$  для  $M_1 < 10$ .

5. Экспериментальные данные работ [1, 9-11], а также данные<sup>1</sup> для  $M_1 = 1.35$  и  $M_2 = 1.4$  находятся в пределах расчетных значений.

Для критической точки в рассмотренном диапазоне значений  $M_1$  и  $M_2$  экспериментальные значения давлений лежат в пределах  $1.4 \leq P'_6 \leq 2.2$ .

Поступила 1 III 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Merritt D. L., Aronson P. M. Study of blast-bow wave interactions in a wind tunnel. AIAA paper, 1965, No. 65-5.
2. Арутюнян Г. М. К расчету давления в критической точке при падении ударной волны на тело, движущееся со сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6.
3. Тэйлор Т. Д., Хаджинс Н. Е. м. Взаимодействие встречной взрывной волны с затупленным телом, движущимся со сверхзвуковой скоростью. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 2.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
5. Гласс И., Паттерсон Г. Теоретическое и экспериментальное исследование потоков в ударной трубе. В сб. «Ударные трубы». М., Изд-во иностр. лит., 1962.
6. Белоцерковский О. М., Булукбаев А., Голомазов М. М., Грудницкий В. Г., Душин В. К., Иванов В. Ф., Лунькин Ю. П., Попов Ф. Д., Рябинкин Г. М., Тимофеева Т. Я., Толстых А. И., Фомин В. Н., Шугаев Ф. В. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. М., ВЦ АН СССР, 1966.
7. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1970.
8. Яковлев Ю. С. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961.
9. Ruetenik J. R., Lemcke B. Study of blast-bow wave interactions in a shock tube and shock tunnel. J. Spacecraft and Rockets, 1967, vol. 4, No. 8.
10. Lemcke B. Double-driver shock tube for shock-on-shock simulation. Stockholm, 1967 (Flygtekniska forsoksanstalten. Meddelande. 109).
11. Ruetenik J. R., Lemcke B. Study of blast-bow wave interactions in a shock tube and shock tunnel. AIAA paper, 1966, No. 66-409.

УДК 533.6.011.72

### О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТОЧЕЧНОГО СТОКА С ПРОХОДЯЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ВОДЕ

Л. П. МИХАЙЛОВА, А. Г. РЯБИНИН

(Ленинград)

Исследована структура волны разрежения, образованной взаимодействием ударной волны с точечным стоком. Установлено наличие особой области в волне разрежения в диапазоне углов  $\pi/2 \leq \theta \leq 3/2\pi$ , давление в которой превышает давление в проходящей волне. Дано качественное сопоставление с экспериментами.

1. При обтекании сосредоточенного стока (например, газового пузырька) ударной волной возникает волна разрежения, которая в линейном (акустическом) приближении имеет вид сферы радиуса  $a_0 t$  с первоначальным центром в стоке. За этой сферой давление мгновенно падает до некоторого значения, лежащего ниже гидростатического. Волна разрежения в точной постановке представляет собой непрерывное течение, взаимодействующее сложным образом с породившей ее ударной волной. Результаты такого взаимодействия значительно отличаются от картины, предсказываемой линейным приближением.

Если интересоваться только положительными значениями давления, то волну разрежения в радиальном направлении можно принимать «короткой» [1].

2. В сферической системе координат положение точки в пространстве будет определяться углами  $\theta$  (угол между направлением ударной волны и радиус-вектором точки  $r$ ),  $\Psi$  (угол в плоскости ударного фронта) и величиной радиус-вектора  $r$ . Ввиду симметрии течения по углу  $\Psi$  можно считать, что параметры отраженной волны зависят только от  $\theta$ ,  $r$  и  $t$ .

<sup>1</sup> Л и с и н Ю. Г. Набегание плоской ударной волны на тело, обтекаемое сверхзвуковым потоком. Канд. дисс., МГУ, 1971.