

01:03

©1994 г.

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА ПРИ НАЛИЧИИ ВЗРЫВА В УДАРНОМ СЛОЕ

В.П.Головизнин, И.В.Красовская

В работах [1-5] численно исследовались течения, возникающие при взаимодействии летящего со сверхзвуковой скоростью тела с взрывной волной, индуцированной мгновенным точечным взрывом во внешнем относительно головного скачка потоке. На формирование течения около тела одновременно влияют два фактора: ударно-волновые взаимодействия и процесс обтекания тела потоком за фронтом падающей волны. Известно [1-4], что для слабых взрывных волн в предположении, что параметры газа за фронтом падающей волны постоянны, после первой, нестационарной стадии взаимодействия, когда структура течения определяется многочисленными пересечениями газодинамических разрывов друг с другом и с поверхностью тела, устанавливается новое стационарное обтекание в соответствии с параметрами потока за падающей волной.

При столкновении летящего тела с сильной взрывной волной, за фронтом которой имеют место значительные градиенты в распределении давления и плотности, стационарного обтекания, как в случае слабой взрывной волны, не наступает. По мере вхождения носика тела в горячую зону взрыва центральная часть головной ударной волны ускоряется в направлении центра взрыва, что ведет к существенному изменению формы и интенсивности головного скачка [5].

В данной работе представлены результаты расчета течения взаимодействия, когда взрыв происходит внутри ударного слоя. В качестве модели взрыва используется модель разлета в окружающее пространство конечного объема сжатого газа. Расчеты проведены для взрывов разных энергий, происходящих в разных точках ударного слоя.

Постановка задачи

Схема течения показана на рис. 1. Затупленный по цилиндру плоский клин ED движется в однородном совершенном газе с постоянной, параллельной оси клина сверхзвуковой скоростью. Около клина имеет место стационарное поле течения с отошедшей головной ударной волной ABC . С клином жестко связана прямоугольная декартова система

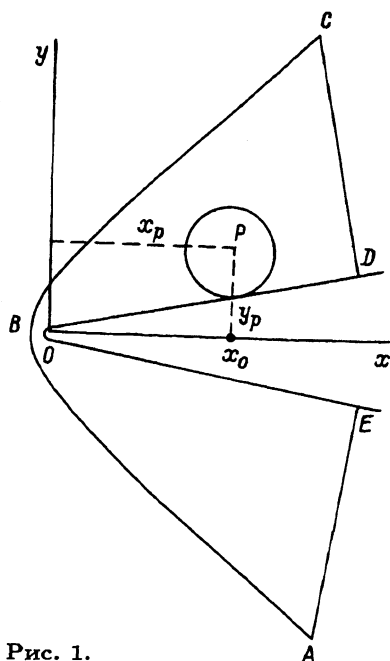


Рис. 1.

координат XOY , начало которой помещено в центр цилиндрического затупления, а ось OX направлена вдоль оси симметрии клина. В момент времени $t = 0$ в результате какого-либо процесса (например, мгновенной детонации) возникает цилиндрический объем P сжатого газа. X_p, Y_p — координаты точки пересечения оси цилиндра с плоскостью XOY . При $t > 0$ начинается разлет сжатого газа в окружающее пространство. Образующиеся при разлете ударная волна, контактный разрыв и волна разрежения взаимодействуют с головным скачком и с поверхностью тела, формируя новую картину обтекания.

Задача решалась в рамках модели невязкого нетеплопроводного газа. Численное интегрирование проводилось с помощью явной двухшаговой схемы Мак-Кормака. Стационарное течение рассчитывалось методом установления по времени. При расчете нестационарного течения взаимодействия головной скачок выделялся, газодинамические разрывы внутри ударного слоя просчитывались сквозным образом. Подробно численная методика изложена в [3,4]. Расчеты велись в безразмерных переменных. В качестве характерных размерных масштабов для давления, плотности, скорости, линейных размеров и времени принимались соответственно

$$p_0, \rho_0, q_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}, L_0, t_0 = L_0/q_0,$$

где p_0, ρ_0 — давление и плотность невозмущенного газа, L_0 — характерная длина.

Результаты расчетов

На рис. 2–5 представлены результаты численных расчетов для клина с полууглом раствора 10° , радиусом цилиндрического затупления $R = 2.26$ и длиной прямолинейного участка $l = 129.9$. Скорость

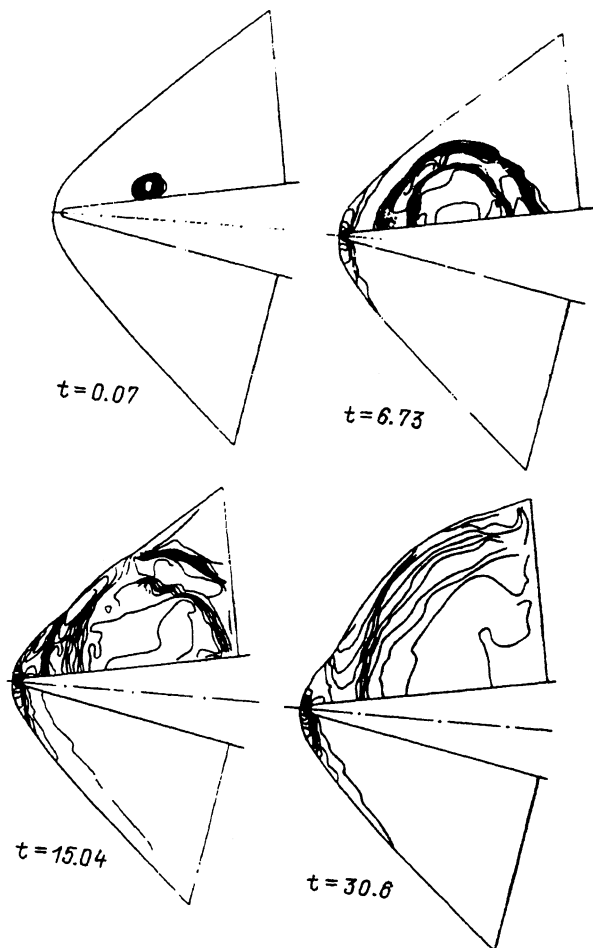


Рис. 2.

набегающего потока в системе координат XOY соответствует числу Маха $M = 2$ ($V = 2.366$), $\gamma = 1.4$. Положение центра цилиндрического взрыва (x_p, y_p) и энергия взрыва E варьировались,

$$E = \frac{P}{\gamma - 1} \pi r^2$$

— линейная плотность энергии, r — радиус цилиндра, P — давление внутри цилиндра в момент $t = 0$.

Начальные параметры взрывов для рассмотренных вариантов приведены в таблице.

Развитие картины течения около клина для варианта 1 можно видеть на рис. 2, где представлены изобары в различные моменты времени. При распаде цилиндрического разрыва возникают расходящаяся ударная волна, контактный разрыв и волна разрежения, движущаяся по сжатому газу к центру взрыва. Одновременно начинается процесс отражения этой системы газодинамических разрывов от поверхности клина. Эволюция радиально расширяющегося течения происходит в ударном слое в сверхзвуковом неоднородном потоке.

i (номер варианта)	x_p	y_p	r	P	E_i/E_1
1	47.525	17.240	5.250	100	1.000
2	47.525	13.430	2.500	10	0.016
3	47.525	13.430	2.500	100	0.160
4	47.525	17.240	6.250	10	0.100
5	72.525	17.840	2.500	10	0.016
6	72.525	21.550	6.250	10	0.100
7	72.525	21.550	21.550	100	1.000

Голова волны разрежения, которая движется по сжатому газу, доходит до центра взрыва и отражается от него. Внутреннее сгущение изобар на рис. 2 соответствует положению фронта отраженной волны разрежения. При отражении в центре взрыва создается дополнительное разрежение. В результате этих процессов фиксированные точки внутри ударного слоя испытывают чередующиеся фазы сжатия и разрежения.

Распространяющаяся в ударном слое взрывная ударная волна достигает головного скачка перед клином и взаимодействует с ним (рис. 2, $t = 15.04$). Взаимодействие взрывной волны с головной ударной волной приводит к изменению формы головного скачка перед клином (рис. 2, $t = 15.04$, $t = 30.6$). Кроме того, образуются контактный разрыв и движущаяся в противоположном направлении волна разрежения.

Нестационарные эффекты, возникающие при взрыве, приводят к изменению силовых нагрузок на тело. В данной работе исследовалась также зависимость момента сил давления M_p относительно центра тяжести клина от параметров взрыва. Во всех расчетах принималось, что координата x_0 центра тяжести плоского клина совпадает с координатой

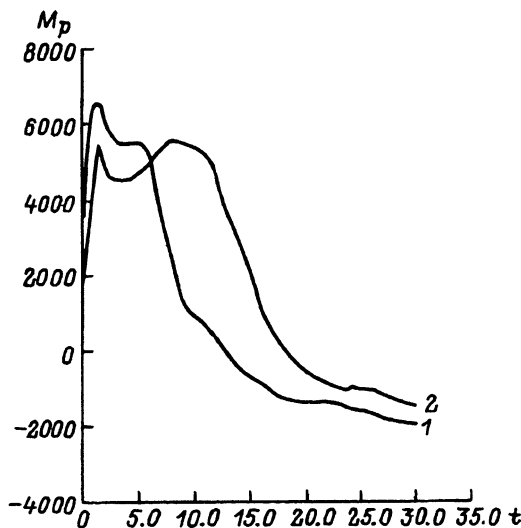


Рис. 3.

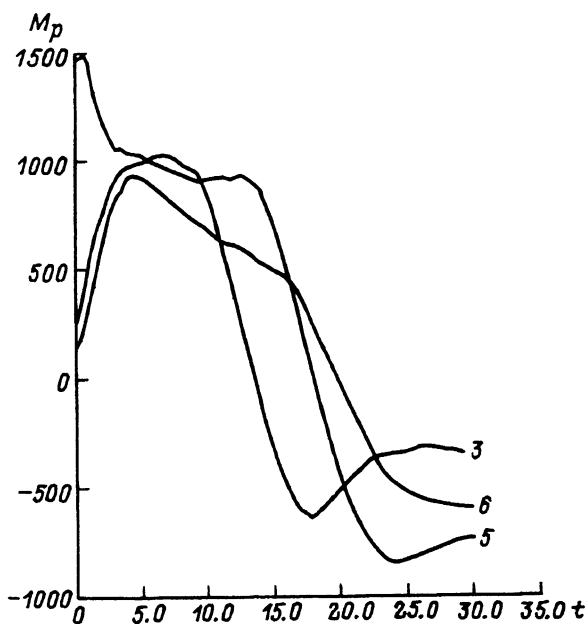


Рис. 4.

натой x_p точки пересечения оси цилиндрического взрыва с плоскостью XOY . Положительным M_p соответствует вращение вокруг центра тяжести по часовой стрелке. Характерный масштаб для момента сил давления $M_{p0} = p_0 L_0^3$.

На рис. 3-5 приведены графики зависимостей $M_p(t)$, рассчитанных для вариантов 1-7 соответственно. Видно, что по мере сноса нижней по потоку взрывной волны за кормовую часть тела M_p уменьшается

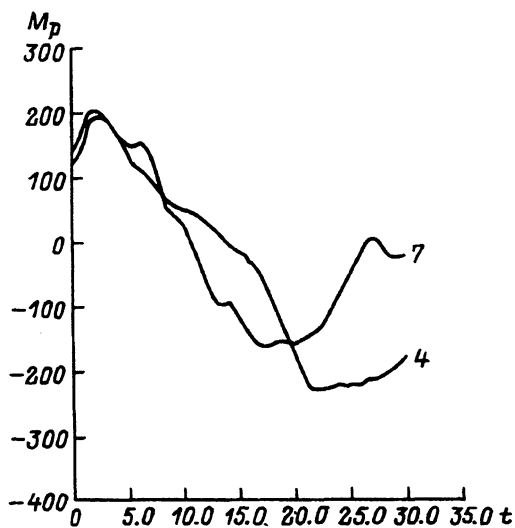


Рис. 5.

та времени вклад в M_p вносится лишь избыточным давлением за частью фронта взрывной волны, расположенной выше по потоку от центра взрыва. По мере затухания взрывной волны и сноса ее потоком момент сил давления с течением времени будет снова расти, но до существенно меньшей величины, чем при малых t . В пределе, очевидно, будет иметь место $\lim_{t \rightarrow \infty} M_p = 0$.

Сравнение данных расчета, в которых энергии взрывов равны, а положение центров взрывов различны (рис. 3-5, таблица) показывает, что с переносом центра тяжести тела к корме промежутков времени, в течение которого момент сил давления $M_p > 0$, уменьшается. Это связано с тем, что взрывная волна, распространяющаяся по ударному слою, выходит за корму тела тем быстрее, чем ближе к корме находился центр тяжести клина.

Список литературы

- [1] Taylor F.D., Hudgins H.E. // AIAA J. 1968. Vol. 6. N 2. P. 198-204.
- [2] Champney J., Chaussee D., Kutler P. Computation of Blast Wave-obstacle Interaction. AIAA Paper. N 82-0027. 1982. 13 p.
- [3] Головизнин В.П., Красовская И.В. Численное моделирование взаимодействия встречных ударных волн с летящим со сверхзвуковой скоростью затупленным телом. Препринт ФТИ. № 1281. Л., 1988. 59 с.
- [4] Goloviznin V.P., Krassovskaya I.V. // Gas Dynamics / Ed. by Yu.I.Koptev. Nova Science Publishers Inc. 1992. P. 191-228.
- [5] Головизнин В.П., Красовская И.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 10-16.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
9 июля 1993 г.