

03

© 1991 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕТАЮЩЕГО СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ ТЕЛА С ТОЧЕЧНЫМ ВЗРЫВОМ

В. П. Головинин, И. В. Красовская

Методом численного моделирования рассмотрена задача о взаимодействии летящего со сверхзвуковой скоростью затупленного тела со сферической взрывной волной. Изучен процесс формирования течения около тела и получены данные об изменении структуры ударного слоя в зависимости от газодинамических параметров взрывной волны.

Введение

Исследование взаимодействия движущегося со сверхзвуковой скоростью тела с различного типа неоднородностями во встречном потоке остается одной из актуальных задач аэродинамики. В качестве неоднородностей рассматривались ударные волны [1-9], контактные поверхности, разделяющие газы различной плотности [10-13], тепловые неоднородности [14, 15].

В данной работе обсуждаются результаты численного расчета осесимметричного течения около тела, движущегося с постоянной сверхзвуковой скоростью через область взрыва. В качестве модели взрыва принимается модель мгновенного точечного взрыва в однородной среде с противодавлением [16]. Анализируется характер изменений структуры течения взаимодействия в зависимости от распределения газодинамических параметров во взрывной области.

1. Постановка задачи

В начальный момент времени t_0 фронт сферической взрывной волны радиуса $X_1(t_0)$, распространяющейся в однородной, изотропной, покоящейся относительно центра взрыва O' среде, касается точки симметрии P головного скачка

Номер варианта	P_1	ρ_1	M_1
1	22.12	4.755	4.371
2	78.94	5.587	8.234
3	1.527	1.350	1.205

перед затупленным по сфере конусом, летящим со сверхзвуковой, постоянной относительно среды скоростью $(-V_\infty)$ (рис. 1). Введем прямоугольную декартовую систему координат XOY с началом в центре сферической части тела и осью OX , направленной вдоль оси течения. Расчет параметров течения взаимодействия (область 2 на рис. 1) проводится в рамках модели невязкого нетеплопроводного газа с $\gamma = \text{const}$ (γ — отношение удельных теплоемкостей), движение которого описывается уравнениями Эйлера в безразмерном виде [9]. В качестве масштабных величин для давления, плотности, скорости, линейных размеров и времени приняты соответственно p_∞ , ρ_∞ , $(p_\infty/\rho_\infty)^{1/2}$, $(E/\alpha_0 p_\infty)^{1/2}$, $\{(E/\alpha_0 p_\infty)^{1/2} \times (p_\infty/\rho_\infty)^{-1/2}\}$. Здесь p_∞ и ρ_∞ — давление и плотность газа в невозмущенной телом и взрывом среде (область 3 на рис. 1), E — энергия взрыва, ν — параметр симметрии (для сферического взрыва $\nu=3$), $\alpha_0 = \alpha_0(\nu, \gamma)$ — безразмерный множитель [16].

Решение задачи получено численно с использованием явной двухшаговой схемы Мак-Кормака. Расчет проведен с выделением головной ударной волны ABC (рис. 1), которая рассматривалась как математический разрыв. Газодинамические разрывы в ударном слое за головной ударной волной просчитывались сквозным образом. Подробно конечно-разностный метод расчета изложен в [9].

2. Результаты расчета

Определяющими параметрами течения взаимодействия, схема которого приведена на рис. 1, являются геометрические характеристики тела, скорость движения тела относительно невозмущенной среды, показатель адиабаты γ , расстояние $O'O$ между центром взрыва и центром сферической части тела при $t=t_0$, интенсивность фронта взрывной волны при $t=t_0$.

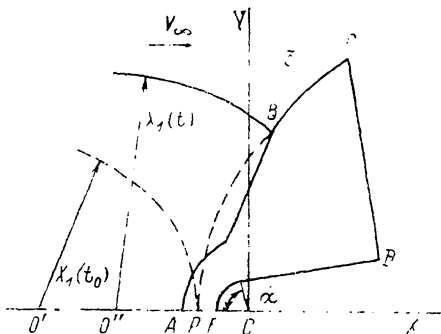


Рис. 1.

Рассмотрим результаты трех вариантов расчета. Во всех вариантах $\Gamma_\infty = 2.366$ ($M_\infty = 2$), $\alpha = 85^\circ$, $\angle OED = 90^\circ$ (рис. 1), $O'O = 0.2148$, $\gamma = 1.4$. Интенсивность взрывной волны варьировалась. В таблице приведены значения давления p_1 , плотности ρ_1 за фронтом взрывной волны и числа Маха M_1 фронта при $t=t_0$.

В соответствии со свойством подобия решения задачи о мгновенном точечном взрыве с противодавлением [16] энергии взрывов в рассматриваемых вариантах связаны соотношениями $E^{(1)} = 3.82 E^{(2)}$, $E^{(3)} = 0.0086 E^{(2)}$.

На рис. 2 и 3 приведены распределения давления и плотности внутри взрывной зоны при $t=t_0$ для вариантов 1—3. Известно, что для динамики точечного взрыва с противодавлением характерны две стадии. На ранней стадии взрыва решение сохраняет качественное сходство с автомодельным. Основная масса газа,

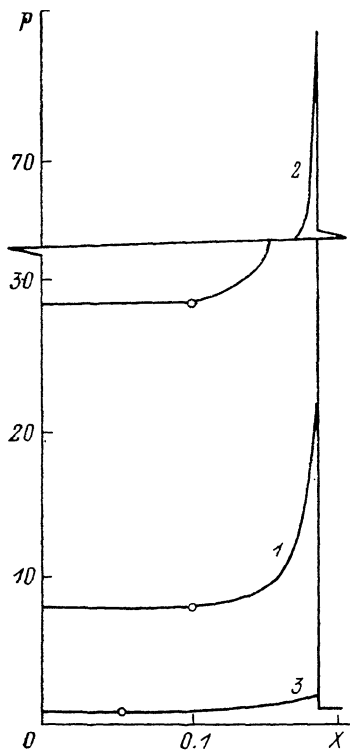


Рис. 2.

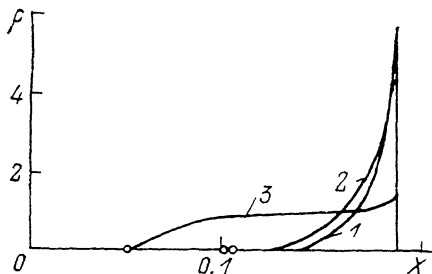


Рис. 3.

возмущенного взрывом, сосредоточивается вблизи фронта взрывной волны. В прифронтальной зоне наблюдаются значительные пространственные градиенты давления и плотности. В центральной области взрыва (граница отмечена кружком), где плотность газа практически равна нулю, а температура очень высока, в распределении давления вдоль радиуса взрывной волны имеется плато.

На второй, поздней стадии взрыва течение существенно отличается от автомодельного. Давление в центре взрыва становится ниже p_∞ . Происходит отток газа к центру взрыва, что вызывает повышение плотности в средней части зоны и резкий спад к центру. В распределениях избыточного давления ($p-1$) и скорости по радиусу взрывной волны появляются отрицательные фазы. Как видно из графиков на рис. 2, 3, взрывные волны, соответствующие вариантам 1 и 2, к моменту столкновения с головным скачком находятся в первой, ранней стадии развития взрыва, а соответствующая варианту 3 — в поздней.

В процессе сверхзвукового движения затупленного тела через область взрыва около него возникает сложное нестационарное поле течения, в котором

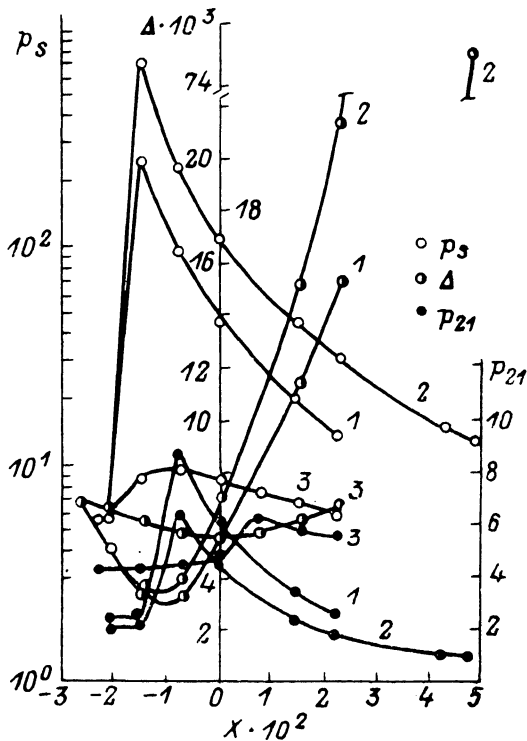


Рис. 4.

меняются характер ударно-волновых взаимодействий и структура ударного слоя. На рис. 4 для трех рассмотренных вариантов расчета представлены зависимости отхода Δ головного скачка на нулевой линии тока, отношения давлений p_{21} на головном скачке в точке симметрии и давления p_0 в лобовой точке тела от величины $X = X_1(t) - O''O(t)$, которая характеризует степень проникновения тела в область взрыва. Здесь $X_1(t)$ и $O''O(t)$ — текущие радиус взрывной волны и расстояние между центром взрыва и началом системы координат XOY (рис. 1).

В соответствии со структурой и динамикой взрывной зоны точечного взрыва процесс сверхзвукового движения тела по ней условно можно себе представить в виде двух стадий: стадии нестационарного взаимодействия летящего со сверхзвуковой скоростью тела с ударной волной, за фронтом которой параметры меняются в пространстве и во времени, и стадии движения тела в высокотемпературной, с малой плотностью центральной зоне взрыва. На первой стадии для всех вариантов расчета изменение величин Δ , p_{21} и p_0 немонотонно. Уменьшение Δ в начале процесса есть следствие преломления фронта взрывной волны на головном скачке. Преломленная взрывная волна, двигаясь в ударном слое, достигает поверхности тела и отражается от нее. Этому моменту времени соответствует пиковое значение давления p_0 на теле. Отраженная от поверхности тела ударная волна взаимодействует с контактным разрывом, образовавшимся при преломлении первичных фронтов взрывной и головной ударных волн, и дого-

няет преломленный головной скачок. В результате догона образуется конфигурация из новой результирующей головной ударной волны, контактного разрыва и обращенной к телу волны разрежения. При этом величина отхода Δ головного скачка увеличивается, а отношение давлений p_{21} уменьшается.

Одновременно с ударно-волновыми взаимодействиями идет процесс обтекания тела спутным потоком за фронтом взрывной волны. Для вариантов расчета 1, 2 размеры участка с резкими пространственными градиентами газодинамических параметров за фронтом падающей взрывной волны сравнимы с характерным размером (в данном случае радиусом сферического затупления) тела. Вслед-

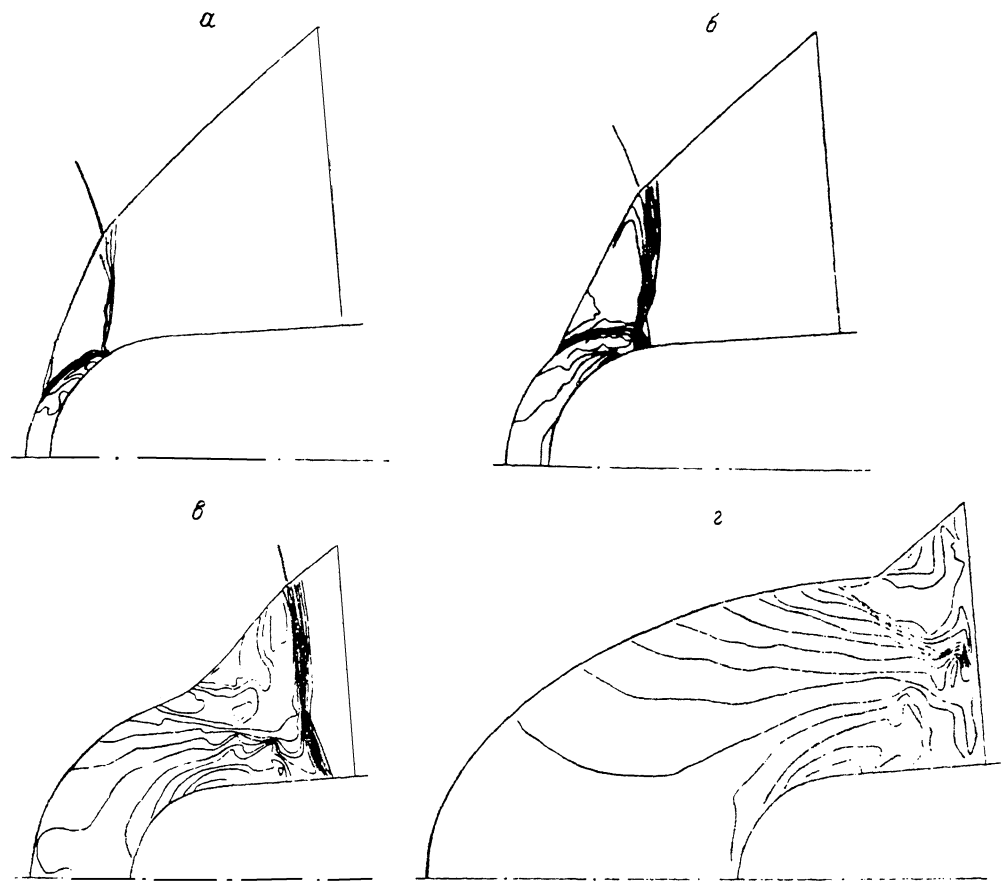


Рис. 5.

ствие этого первая стадия процесса сверхзвукового движения тела через область взрыва для указанных вариантов сугубо нестационарна. Начиная с моментов времени, которым соответствуют $X \approx 0.015$ (рис. 4), передняя часть головного скачка, попадая в область газа с малой плотностью и высокой температурой, ускоряется. Далее отход Δ также продолжает расти по мере того, как тело входит в центральную высокотемпературную зону взрыва с практически нулевой плотностью. Интенсивность p_{21} головного скачка асимптотически стремится к единице (кривые 1, 2 на рис. 4).

Характер распределения давления и плотности внутри зоны взрыва для варианта 3 (рис. 2, 3) дает основание предположить квазистационарность течения около тела на первой стадии его движения по области точечного взрыва. В момент времени, которому соответствует $X=0.0225$, тело еще находится в зоне плотного газа. Из приведенной на рис. 3 зависимости $\rho = \rho(X)$ (кривая 3) понятно, что с течением времени, когда головной скачок подойдет к участку резкого падения плотности, должна возникнуть ситуация, характерная для взаимодействия ударной волны с контактным разрывом, разделяющим газы с вы-

сокой и низкой плотностью. При этом образуются ударная волна существенно меньшей интенсивности и направленная к телу волна разрежения. Дальнейшее движение в центральной зоне взрыва, так же как для вариантов 1, 2, должно сопровождаться резким ростом отхода Δ и уменьшением отношения давлений p_{21} на головном скачке. Длительность второй стадии для варианта 3 меньше длительности первой.

Развитие картины течения взаимодействия для варианта 2 начальных условий показано на рис. 5, *a—г*, где представлены поля равных значений плотности в различные моменты времени. Видно, что по мере распространения тела внутрь зоны точечного взрыва передняя часть головной ударной волны сильно вытягивается вперед. При этом, как было показано выше, ударная волна вырождается в волну Маха.

Список литературы

- [1] Taylor T. D., Hugdens H. E. // AIAA J. 1968. Vol. 6. N 2. P. 198—204.
- [2] Edney B. // AIAA J. 1968. Vol. 6. N 1. P. 15—21.
- [3] Kutler P., Sacell L. // AIAA J. 1975. Vol. 13. N 10. P. 1360—1367.
- [4] Kutler P., Sacell L., Aiello G. // AIAA J. 1975. Vol. 13. N 3. P. 361—367.
- [5] Ляхов В. Н. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 6. С. 70—76.
- [6] Прокопов Г. П., Степанова М. П. Препринт ИПМ АН СССР. № 72. М., 1974. 26 с.
- [7] Champney J., Chaussee D., Kutler P. AIAA Paper. N 82-0027. 1982. 13 p.
- [8] Каменецкий В. Ф., Турчак Л. И. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 141—147.
- [9] Головизнин В. П., Красовская И. В. Препринт ФТИ АН СССР. № 1281. Л., 1988. 59 с.
- [10] Каменецкий В. Ф., Турчак Л. И. // Численное моделирование в аэрогидродинамике. М.: Наука, 1986. С. 104—115.
- [11] Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. // ЖВММФ. 1989. № 1. С. 148—151.
- [12] Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. // ЖВММФ. 1989. № 5. С. 791—793.
- [13] Войнович П. А., Фурсенко А. А., Юферев С. В. // Препринт ФТИ АН СССР. № 1321. Л., 1989. 40 с.
- [14] Головизнин В. П., Мишин Г. И., Серов Ю. Л., Явор И. П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1433—1435.
- [15] Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Препринт ФТИ АН СССР. № 1178. Л., 1987. 38 с.
- [16] Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.

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

Поступило в Редакцию
10 апреля 1990 г.