

УДК 533.6.011.5

© 1990 г.

А. В. АТТЕТКОВ, Л. Н. ВЛАСОВА, В. С. СОЛОВЬЕВ

**ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЦЕНТРИРОВАННОЙ ВОЛНЫ СЖАТИЯ С НЕСЖИМАЕМОЙ ПЛАСТИНОЙ**

В настоящее время достаточно подробно изучены газодинамические особенности течений при взаимодействии простых волн, отражении простой волны от контактного разрыва. Основные результаты нашли отражение в ряде работ [1–6]. В [6] процесс взаимодействия простой волны с контактным разрывом исследуется применительно к задаче разлета продуктов взрыва конденсированного взрывчатого вещества. Задача отражения волны Римана от жесткой стенки является частным случаем указанных режимов взаимодействия.

При отражении простой волны от жесткой стенки тип падающей волны не изменяется (см., например, [4, 2]). В [7] данный вопрос анализируется применительно к задаче метания пластины продуктами взрыва. Решение проводится при показателе политропы продуктов детонации, равном трем. Показано, что если падающая на несжимаемую пластину волна разрежения центрированная, то центрированной будет и отраженная волна, причем и в этом случае тип падающей волны не изменится.

В данной работе аналогичные исследования проводятся применительно к режиму взаимодействия центрированной волны сжатия с несжимаемой пластиной, метаемой продуктами детонации конденсированного взрывного вещества (ВВ).

Одна из возможных ситуаций, связанных с появлением центрированной волны сжатия в задаче метания пластины продуктами детонации, представлена на фиг. 1 (1 – траектория движения пластины, 2 – траектория движения волны детонации, 3 – анализируемая область течения продуктов детонации). В рассматриваемом случае волну сжатия образует семейство прямолинейных $(u+c)$ -характеристик. Такая область течения возникает, в частности, при реализации в волне детонации режима переменного энерговыделения.

Рассмотрим плоское одномерное движение несжимаемой пластины в области центрированной волны сжатия (фиг. 2). Течение продуктов детонации в изучаемой области описывается общим решением одномерных изоэнтропических уравнений газовой динамики. Анализ проводится в безразмерных переменных, с использованием в качестве единиц толщины l слоя ВВ, скорости детонации Чепмена – Жуге, времени распространения волны детонации Чепмена – Жуге через слой ВВ толщиной l и массы слоя ВВ (на единицу площади). Соответствующие безразмерные переменные и параметры обозначим X, T, U, C, M .

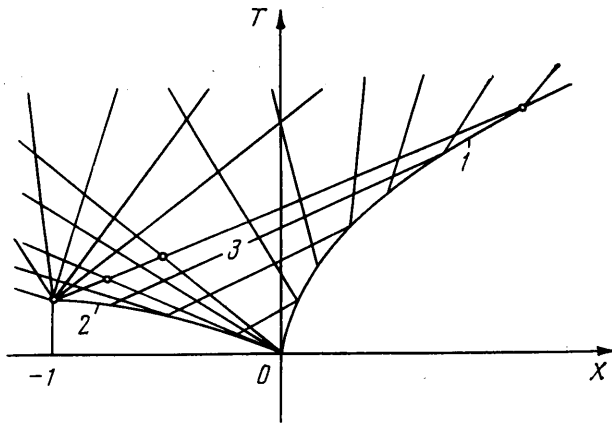
В исследуемой области течения $(u+c)$ -характеристики при их продолжении должны пересекаться в одной точке – центре волны. Последний в рассматриваемом случае всегда находится вне анализируемой области течения. Обозначим точку пересечения семейства $(u+c)$ -характеристик – центр падающей на пластину волны сжатия – координатами X_0, T_0 (точка O на фиг. 2), а точку пересечения траектории первой характеристики рассматриваемого семейства с траекторией движения пластины – координатами X_1, T_1 (точка I на фиг. 2). В предположении, что центр (X_0, T_0) волны сжатия и координаты точки I известны, наклон указанной характеристики считается заданным и равным α_1 .

При сделанных предположениях закон и скорость движения несжимаемой пластины в области течения продуктов детонации имеют вид [7]

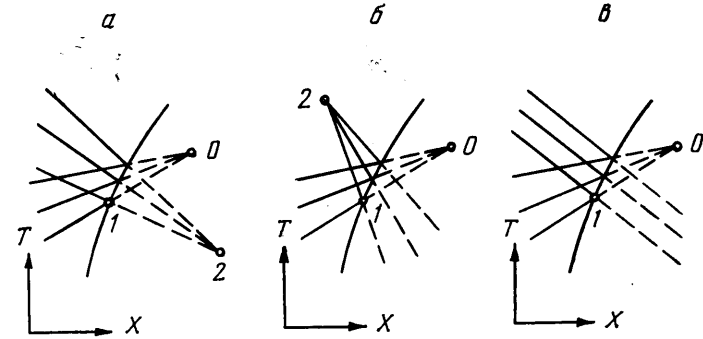
$$\begin{aligned}
 X_s &= X_0 - a_2(T_0 - T) - 1/(\eta C_s), & U_s &= a_2 + [1 + a_1(T_0 - T)/\eta]C_s, \\
 C_s &= [a_1(T_0 - T)^2 + 2\eta(T_0 - T)]^{-1/2} \\
 a_1 &= \frac{1}{C_1^2(T_0 - T_1)^2} - \frac{1}{T_0 - T_1}, & a_2 &= \alpha_1 - \frac{1}{\eta C_1(T_0 - T_1)}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $\eta = 16/(27M)$, M – относительная масса метаемой пластины, индекс s относится к параметрам движения пластины.

Обоснование справедливости утверждения, что если падающая на несжимаемую пластину волна сжатия центрированная, то центрированной будет и отраженная волна, аналогично проведенному [7] для режима взаимодействия с пластиной цент-



Фиг. 1



Фиг. 2

рированной волны разрежения и основано на доказательстве того, что огибающая семейства прямолинейных ($u-c$)-характеристик изучаемой области отраженной волны вырождается в точку. Нахождение координат центра отраженной волны (точка 2 на фиг. 2) сводится к решению следующей системы уравнений:

$$X - \left[a_2 - \frac{a_1}{\eta} f(\tau) \right] T - \left[X_0 - a_2 T_0 + \frac{a_1 T_0 + 2\eta}{\eta} f(\tau) \right] = 0$$

$$2 + a_1 (T - T_0) / \eta = 0$$

решение которой имеет вид

$$X_2 = X_0 + 2\eta a_2 / a_1, \quad T_2 = T_0 + 2\eta / a_1 \quad (2)$$

Здесь τ – временная переменная, определяющая на (X, T) -плоскости координату точки пересечения произвольной ($u-c$)-характеристики отраженной волны с траекторией движения пластины, $f(\tau)$ – функция τ . Из (2) следует, что угловой коэффициент прямой, соединяющей центры падающей и отраженной волн, $k = 1/a_2$.

Отличительная особенность изучаемого режима взаимодействия – возможность существования волновых конфигураций с отраженными центрированными волнами разрежения (фиг. 2, а) и сжатия (фиг. 2, б), причем при определенных условиях имеет место переходный режим отражения (фиг. 2, в). В последнем случае отраженная волна является простой (римановской) волной, в которой инвариант Римана $I_+ = U - C$ постоянен и равен a_2 . Области реализации волновых конфигураций определяются из условия взаимного расположения центров падающей и отраженной волн относительно точки 1 на линии, задающей на плоскости пространственно-временных переменных X, T траекторию движения пластины. Нетрудно показать, что волновая конфигурация с отраженной волной разрежения реализуется при $a_1 < 0$, а с отраженной волной сжатия – при $a_1 > 0$. Переходный режим отражения возникает при $a_1 = 0$ ($X_2 \rightarrow \infty, T_2 \rightarrow \infty$), что равносильно выполнению равенства

$$C_1 = [2\eta(T_0 - T_1)]^{-1/2} \quad (3)$$

Учитывая (3), из второго уравнения системы (1) определяем критическое значение скорости движения пластины в точке 1, разграничивающее области реализа-

ции рассмотренных волновых конфигураций течений

$$U_{s1}^* = \alpha_1 - [2\eta(T_0 - T_1)]^{-1/2}$$

Постоянная a_2 в переходном режиме отражения с учетом (3) представляется в виде

$$a_2 = \alpha_1 - \sqrt{2}[\eta(T_0 - T_1)]^{-1/2}$$

Проведенный анализ, таким образом, показывает, что при отражении центрированной волны сжатия от несжимаемой пластины тип отраженной волны может изменяться.

В заключение рассмотрим режим отражения центрированной волны от жесткой стенки. Данному режиму отражения соответствует предельный переход $\eta=0$ ($M \rightarrow \infty$) в системе (1). Координаты центра отраженной волны в этом случае определяются из (2) в виде

$$T_2 = T_0, \quad X_2 = X_0 + 2C_1(T_1 - T_0) \quad (4)$$

а угловой коэффициент прямой, соединяющей центры падающей и отраженной волн, $k=0$ ($a_2=\infty$). Из (4) следует, что при отражении центрированной волны от жесткой стенки тип падающей волны не меняется, при этом отраженная волна также центрированная.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 427 с.
2. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1968. 592 с.
3. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
4. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981. 368 с.
5. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
6. Кононов А. В. Взаимодействие простой волны с контактным разрывом в одномерной задаче о разлете продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 114–117.
7. Агетков А. В., Бойко М. М., Власова Л. Н., Соловьев В. С. Газодинамические особенности течений в задачах метания несжимаемых пластин продуктами взрыва // ПМТФ. 1988. № 6. С. 51–56.

Москва

Поступила в редакцию
24.III.1989

УДК 533.6.011.72:532.526.4

© 1990 г.

В. Н. БИБКО, Б. М. ЕФИМЦОВ, В. Г. КОРКАЧ, В. Б. КУЗНЕЦОВ

О КОЛЕБАНИЯХ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ОТРЫВОМ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Одним из проявлений существенной нестационарности отрывных течений, которое наблюдается при трансзвуковых и сверхзвуковых скоростях потока, являются колебания скачков уплотнения, индуцированных отрывом пограничного слоя. Возникают они в области свободного взаимодействия, а их колебания в определенной степени соответствуют перемещениям свободной линии отрыва. Поэтому изучение данного явления представляет несомненный интерес для понимания природы широкого класса отрывных течений со свободной линией отрыва.

Среди весьма немногочисленных публикаций, посвященных исследованиям (в основном экспериментальным) нестационарных характеристик отрывных течений, имеется одна теоретическая работа [1], в которой делается попытка объяснить механизм колебаний скачка уплотнения, возникающего при сверхзвуковом обтекании переднего уступа (фиг. 1). Автором был сделан целый ряд упрощающих предположений, основным из которых было предположение о том, что причиной колебаний скачка уплотнения являются турбулентные возмущения в набегающем пограничном слое. Исходя из этих предположений, были получены уравнения движения (линейное обыкновенное дифференциальное уравнение 1-го порядка) и соотношение для некоторых вероятностных характеристик смещений скачка относительно его среднего положения. Из этих соотношений затем было выведено линеаризованное выражение для спектра $\Phi(f)$ пристеночных пульсаций давления в среднем положении скачка уплотнения, которое сопоставлялось с одним из экспериментальных результатов [2].