

Л. В. ШУРШАЛОВ

**К РАСЧЕТУ ВЗРЫВА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ  
КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ**

(Представлено академиком Л. И. Седовым 25 V 1971)

Задача о взрыве бесконечно длинного нитевого заряда впервые исследовалась Л. И. Седовым <sup>(1)</sup>. Им было получено аналитическое решение, описывающее течение в той стадии взрыва, когда в условиях на ударной волне можно пренебречь противодействием окружающей среды. Расчет взрыва нитевого заряда с учетом противодействия рассматривался в <sup>(2)</sup>. Взрыв цилиндрического заряда конечного радиуса рассчитывался в <sup>(3)</sup>. Представляет интерес исследование течения, возникающего при взрыве шнурового заряда конечной длины. В предлагаемой работе рассматривается пример расчета такого течения.

Пусть имеется цилиндрический заряд взрывчатого вещества длины  $l_0$  и радиуса  $r_0$ . В результате детонации объем, прежде занятый зарядом, будет заполнен газообразными продуктами взрыва, имеющими высокое давление и температуру. Взаимодействие этих газов с окружающей средой порождает ударную волну, распространяющуюся по среде. Требуется рассчитать возникающее течение. Идеализируя постановку задачи, будем считать и окружающую среду, и продукты взрыва покоящимися в начальный момент совершенными газами с одним и тем же показателем адиабаты  $\gamma$ . Начальные значения параметров газа внутри цилиндра будем для простоты полагать постоянными вдоль радиуса. Распределение их по длине цилиндра может быть произвольным. Окружающая среда считается однородной с давлением  $p = p_0$  и плотностью  $\rho = \rho_0$ .

Наличие осевой симметрии позволяет использовать цилиндрическую систему координат. Обозначив через  $l_*$ ,  $p_*$ ,  $\rho_*$  характерные значения длины, давления и плотности, определим характерное время по формуле

$$t_* = l_* \sqrt{\rho_* / p_*}$$

Введем безразмерные переменные: время  $\tau = t / t_*$ , пространственные координаты — радиальную  $R = r / l_*$  и вертикальную  $Z = z / l_*$ , соответствующие компоненты скорости  $U = ut_* / l_*$  и  $W = wt_* / l_*$ , давление  $P = p / p_*$ , плотность  $G = \rho / \rho_*$ , удельную внутреннюю энергию  $E = \epsilon \rho_* / p_*$ . Уравнения, описывающие течение, в этих переменных будут иметь вид

$$\begin{aligned} \partial GR / \partial \tau + \partial GUR / \partial R + \partial GWR / \partial Z &= 0, \\ \partial GUR / \partial \tau + \partial (GU^2 + P)R / \partial R + \partial GUWR / \partial Z &= P, \\ \partial GWR / \partial \tau + \partial GUWR / \partial R + \partial (GW^2 + P)R / \partial Z &= 0, \\ \partial G(E + (U^2 + W^2) / 2)R / \partial \tau + \partial [G(E + (U^2 + W^2) / 2) + P]UR / \partial R + \\ + \partial [G(E + (U^2 + W^2) / 2) + P]WR / \partial Z &= 0, \\ P &= (\gamma - 1)GE. \end{aligned}$$

Для расчета применялся конечно-разностный метод, предложенный в <sup>(4)</sup>, с модификацией, аналогичной использованной в <sup>(5)</sup>. Этот метод по-

зволюет не выделять особо поверхности разрыва, которые представляются в виде узких зон с большими градиентами параметров. Область течения разбивалась неподвижной прямоугольной сеткой на ячейки с размером по радиусу  $DR$  и по вертикали  $DZ$ . Шаг по времени выбирался из условия, аналогичного условию устойчивости Куранта (<sup>4</sup>).

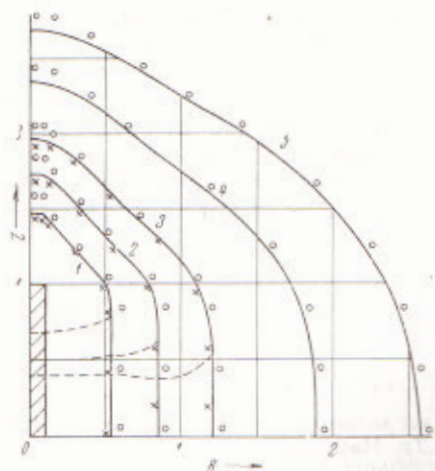


Рис. 1

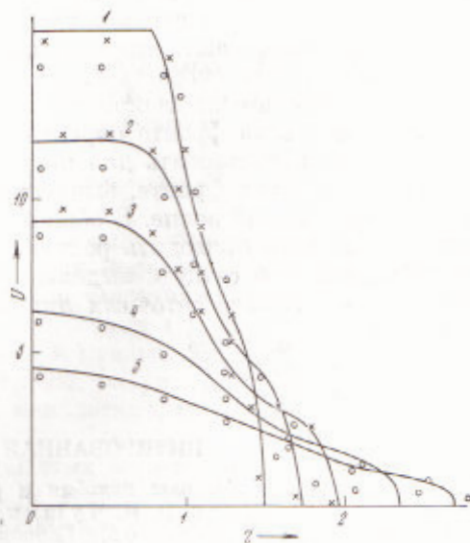


Рис. 2

Было рассчитано течение с исходными данными:  $\gamma = 1,4$ ,  $r_0 / l_0 = 0,05$ ,  $l_* = l_0 / 2$ ,  $p_* = p_1$ ,  $\rho_* = \rho_1$ ,  $p_0 = 10^2 p_1$ ,  $\rho_0 = 10^2 \rho_1$  ( $p_0$  и  $\rho_0$  — начальные значения давления и плотности внутри цилиндра),  $DZ = 0,05$ ,  $DR$  вне цилиндра равно  $0,05$ , а внутри  $0,0333$ . На рис. 1 изображены положение и форма ударной волны для моментов времени  $\tau_1 - \tau_3$  соответственно:  $0,017$ ;  $0,036$ ;  $0,062$ ;  $0,130$ ;  $0,226$ . Приведена четвертая часть полной картины. Заштрихована область, первоначально занятая продуктами детонации. Штриховыми линиями показано примерное положение и форма фронта возмущений, идущих от концов цилиндра к центральной части, где имеет место такое же, как и в случае взрыва бесконечно длинного цилиндрического заряда, течение. При  $\tau = \tau_4$  этот фронт уже достиг плоскости  $Z = 0$ . До этого момента времени полученные результаты при  $Z \geq 0$  или  $Z \leq 0$  соответствуют задаче о взрыве полубесконечного заряда. На рис. 2 нанесена зависимость радиальной ком-

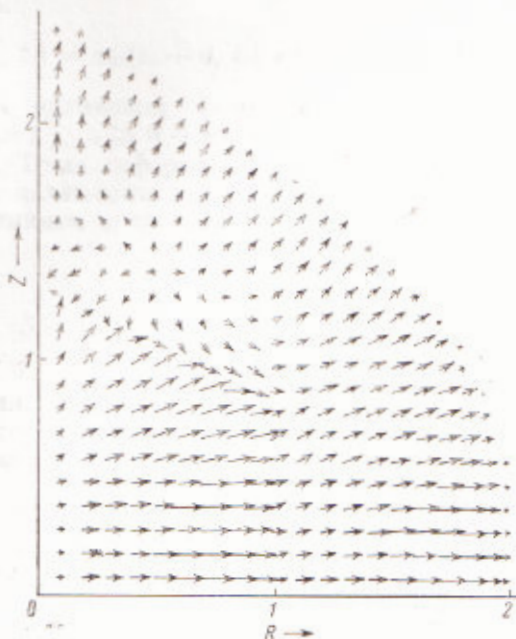


Рис. 3



поенты скорости на фронте ударной волны от координаты  $Z$  для тех же  $t$ . Результаты, отмеченные на рис. 1, 2 крестиками и кружками, получены из расчетов соответственно с вдвое более частой и с вдвое более редкой сеткой, чем результаты, соответствующие сплошным линиям.

Интересен эффект образования второй ударной волны, известный из расчетов одномерных задач. На рис. 3, изображающей поле скоростей при  $t = \tau_1$ , отчетливо видна верхняя часть фронта этой волны.

Расчеты показывают, что положение и форма фронта основной ударной волны, а также скорость на ней определяются довольно хорошо. Что касается давления и плотности, то значения их получаются заниженными. То, что скорость на фронте определяется лучше, чем давление или плотность, можно использовать для получения более точных значений давления и плотности на фронте, вычисляя их через скорость из соотношений Гюгонио на ударной волне. В общем случае для достижения большей точности необходимо проводить расчеты с более мелкой сеткой или использовать подвижную сетку с выделением ударной волны и контактной поверхности в качестве сеточных линий.

Вычислительный центр  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
23 V 1971

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, «Наука», 1965.  
<sup>2</sup> В. П. Коробейников, П. И. Чушкин, Тр. Математ. инст. им. В. А. Стеклова, 87, 4 (1966). <sup>3</sup> А. В. Федоров, Гипровиавиапром, «Тр. инст.», в. 3 (1968).  
<sup>4</sup> С. К. Годунов, А. В. Забродин, Г. П. Прокопов, Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 1, № 6, 1020 (1961). <sup>5</sup> М. Я. Иванов, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 3 (1970).