

- [1] Б а л а н д и н С.Ф., К о п ы т и н Ю.Д., Х а н В.А. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 2. С. 324.
 [2] Х а н В.А. и др. Деп. в ВИНТИ № 2111-В87 от 24.03.87.

Институт оптики атмосферы
 СО АН СССР, Томск

Поступило в Редакцию
 10 апреля 1989 г.
 В окончательной редакции
 25 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

01; 03

© 1990

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА
 ПРИ КООКСИАЛЬНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ
 ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

А.С. К и с е л е в, Ю.М. Л и п н и ц к и й,
 А.В. П а н а с е н к о

В [1, 2] рассмотрены различные случаи мгновенного точечного энерговыделения. В [3, 4] показано, что при мгновенном сферическом или цилиндрическом энерговыделении возникают качественно новые особенности в формировании течения газа.

В этой связи в рамках модели идеального совершенного газа [1] рассмотрим мгновенное выделение энергии ΔE в некотором объеме, который ограничен одной цилиндрической поверхностью или двумя коаксиальными цилиндрическими поверхностями.

Расчеты проведены с помощью численного метода, отличающегося от [5] иным способом монотонизации решения:

$$\bar{f}_i^{n+1} = f_i^* + (\varphi_{i+1/2}^* - \varphi_{i-1/2}^*) / \Delta R_i,$$

$$\varphi_{i+1/2}^* = \begin{cases} \varphi_{i+1/2}, & \text{если } (\delta^2 \rho_{i-1} \delta^2 \rho_i < 0) \vee (\delta^2 \rho_i \delta^2 \rho_{i+1} < 0) \vee (\delta^2 \rho_{i+1} \delta^2 \rho_{i+2} < 0) \\ 0, & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

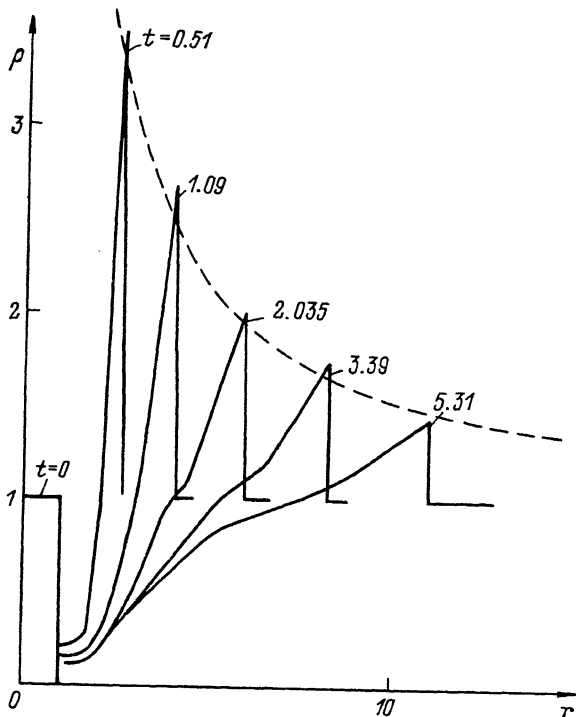


Рис. 1

Рис. 1

$$\varphi_{i+1/2} = Q \cdot \delta f_{i+1/2} \cdot \psi(\Delta \Omega_i, \Delta \Omega_{i+1}),$$

$$\delta f_{i+1/2} = f_{i+1}^{n+1} - f_i^{n+1},$$

$$\delta^2 f_i = \delta f_{i+1/2} - \delta f_{i-1/2},$$

$$Q = q \Delta t^n / \Delta t_i^n.$$

Здесь f – искомая функция, $Q \sim 0.1$ – коэффициент сглаживания решения, ρ – плотность, $\Delta \Omega_i$ – объем разностной ячейки с индексом i , i – индекс, определяющий рассматриваемую ячейку, Δt^n – шаг по времени.

Введение вышеуказанного монотонизатора позволяет преодолеть трудности, встречающиеся при использовании метода [5] для расчета течений с энерговыделением.

Методика численного расчета проверялась на примере задачи о точечном энерговыделении с противодавлением. Данная задача рассматривалась с сильной стадией и до времен, соответствующих

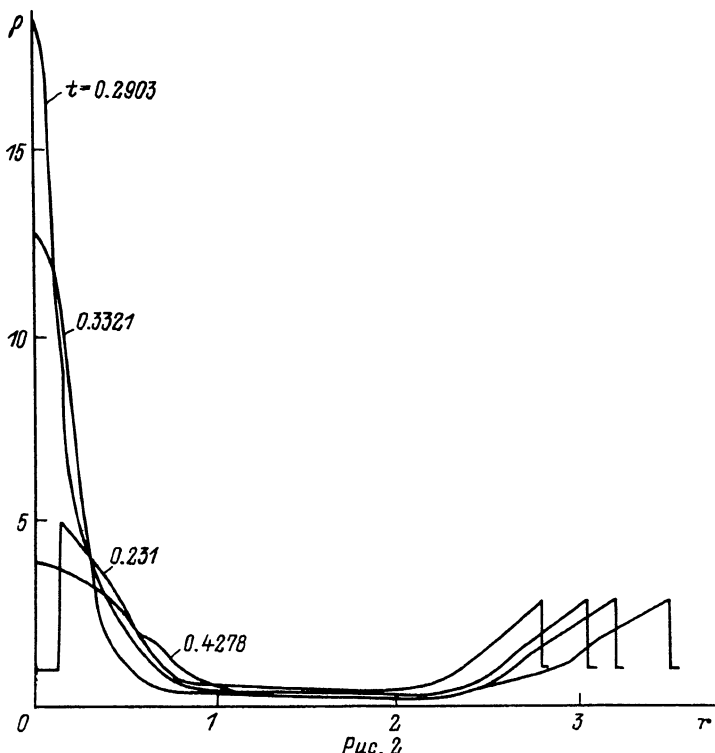


Рис. 2

перепаду давления во фронте ударной волны ~ 1.2 . Полученное решение соответствует [1] по параметрам во фронте ударной волны с точностью $\sim 10\%$. Граничные условия здесь и ниже задавались общепринятым способом [1, 3-5].

Типичный результат расчета, полученный при цилиндрическом энерговыделении с начальной $\Delta E = 157$, приведен на рис. 1 в виде зависимостей плотности ρ от расстояния до центра симметрии X и времени t (обезразмеривание здесь и ниже принято по невозмущенным давлению P и плотности ρ). Анализ полученных результатов показывает, что максимальные уровни P и ρ , начиная с $t \sim 1$, близки к значениям, полученным для эквивалентного по ΔE точечного взрыва (штриховая линия на рисунке).

Расчеты показывают, что при мгновенном кольцевом энерговыделении (в отличие от цилиндрического) к центру симметрии распространяется более сильная ударная волна, фокусирующаяся и усиливающаяся при ее подходе к центру.

После схлопывания в центре возникает ударная волна, движущаяся вслед за головной ударной волной. Указанная особенность формирования течения газа при прочих равных условиях зависит от ширины кольца ΔX ; при увеличении ΔX волна разрежения, возник-

каюшая за головной ударной волной, позднее подходит к центру, что в результате приводит к более высокому уровню в значениях P и ρ на линии симметрии. При этом течение газа за головной ударной волной до момента прихода возмущений, идущих от внутренней структуры течения, соответствует случаю цилиндрического энерговыделения. При $\Delta X > 0.25$ в окрестности линии симметрии в результате схлопывания ударной волны формируются параметры течения газа, независщие от ширины кольца.

Сказанное иллюстрируется рис. 2, на котором для $\Delta X = 1$, $\Delta F = 471$ приведены распределения $\rho(x)$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К е с т е н б о й м Х.С., Р о с л я к о в Г.С., Ч у д о в Л.А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974.
- [2] К о р о б е й н и к о в В.П., М е л ь н и к о в а Н.С., Р я з а н о в Е.В. Теория точечного взрыва. М.: Физматиз, 1961.
- [3] Б р о у д Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: Мир, 1975.
- [4] Г р у д н и ц к и й В.Г., Р ы г а л и н В.Н. //ЖВММФ. 1983. Т. 23. № 2. С. 413-422.
- [5] Ж м а к и н А.И., Ф у р с е н к о А.А. // ЖВММФ. 1980. Т. 20. № 4. С. 1021-1031.

Поступило в Редакцию
27 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3
01; 09

12 февраля 1990 г.

© 1990

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА РАДИАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯДОВ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.Т. З а в т р а к

Недавно было установлено, что между малыми частицами, совершающими вынужденные колебания в переменных внешних полях, возникают средние по времени и квадратичные по полю дальнедействующие силы радиационного взаимодействия [1-6]. Пространственная структура этих сил обладает универсальным характером. В работах [1-4] рассмотрено взаимодействие газовых пузырьков в сжимаемой жидкости в поле звуковой волны, в [5] - радиацион-