Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5 12 марта 1989 г.
01; 03

О ПОДОБИИ ТЕЧЕНИЯ ПРИ МГНОВЕННОМ ТОЧЕЧНОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИИ В ИДЕАЛЬНОМ ГАЗЕ ОКОЛО ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А.С. Киселев, А.В. Панасенко

Целью работы является рассмотрение некоторых закономерностей формирования течения при точечном энерговыделении в ограниченном пространстве.

Аналогично [1, 2] рассмотрим мгновенное точечное выделение энергии E_0, происшедшее на высоте H над плоскостью в покоящемся идеальном совершенном газе с постоянными начальными значениями плотности ρ_0, давления P_0 и показателя адиабаты γ. Начиная с момента времени $t=0$ прихода ударной волны на плоскость, течение симметрично относительно оси z (ось z цилиндрической системы координат z, r, φ перпендикулярна плоскости и проходит через точку энерговыделения) и зависит от следующего набора величин [1, 2]:

$$r, z, t, P_0, \rho_0, E_0, H, \gamma.$$

В соответствии с теорией размерности и подобия [3] решение задачи при $t>0$ будет зависеть от пяти комбинаций безразмерных параметров, которые можно записать тремя способами. Два из них использованы в [1, 2], а третий имеет вид

$$r^*=\frac{r}{H},\quad z^*=\frac{z}{H},\quad t^*=\frac{t}{\sqrt{\rho_0 H^{\nu+2}/E}},\quad \beta=\frac{H^\nu P_0}{E},\quad \gamma. \tag{1}$$

Здесь: $E_0=\alpha_0 E_0$; α_0 – константа, определяемая из решения задачи о сильном точечном энерговыделении в идеальном газе [3]; ν =1, 2, 3 – соответствуют случаям плоского, цилиндрического и сферического энерговыделения.

Параметр β по физическому смыслу является безразмерным давлением в невозмущенной атмосфере. При $\beta\to 0$, когда $(E/P_0)^{1/\nu}\gg H$, мы приходим к задаче о сильном точечном энерговыделении на высоте H над плоскостью, которая представляет известный теоретический интерес. Решение этой задачи зависит от одной безразмерной константы γ и допускает пересчет на любые значения E и H. При этом известный случай энерговыделения при H=0 [3] является асимптотическим решением рассматриваемой задачи при $t^*\to\infty$.

В качестве иллюстрации области применимости указанного выше подобия на рис. 1, 2 представлены результов расчетов, полученные с применением численного метода [4]. Рис. 1 соответ-

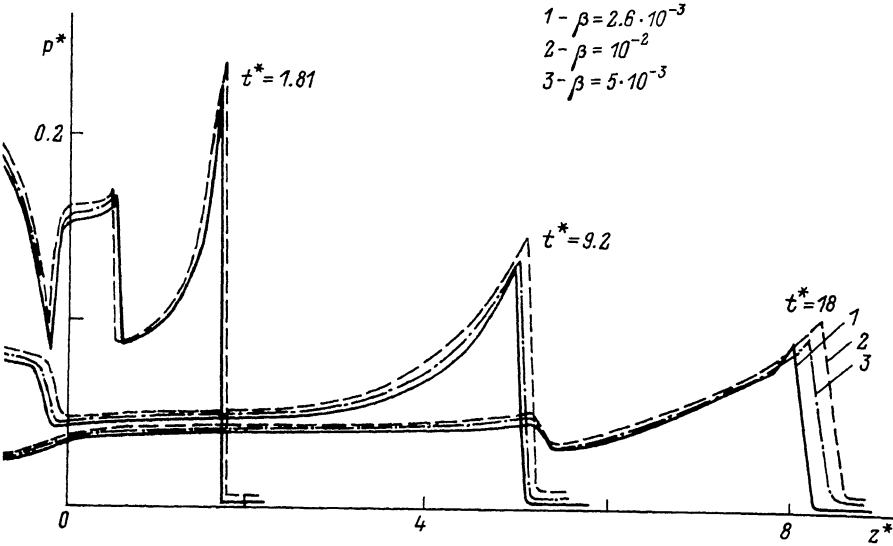
p*
0.2
t*=1.81
t*=9.2
t*=18
1 - β=2.6·10^-3
2 - β=10^-2
3 - β=5·10^-3
1
2
3
0
4
8
z*

Рис. 1.

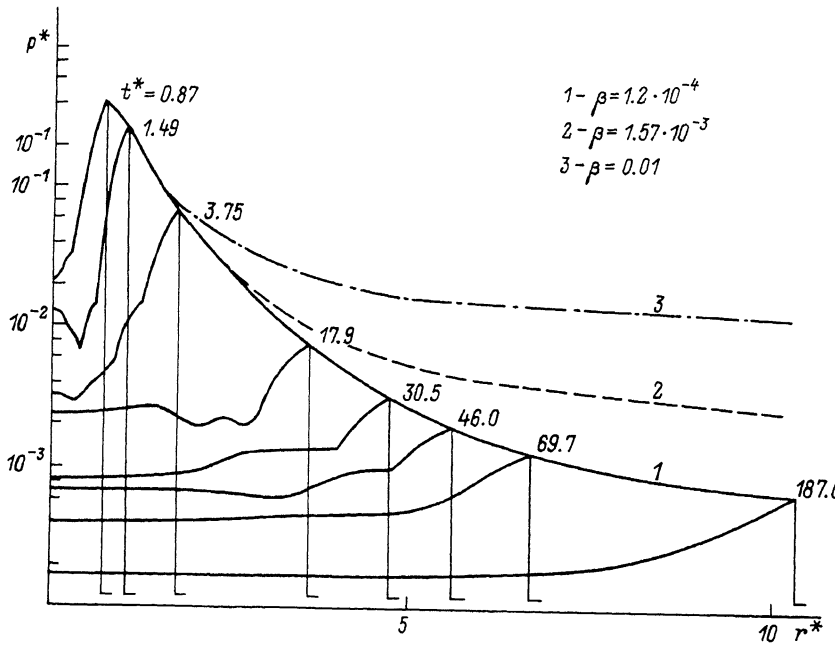
p*
t*=0.87
1.49
3.75
17.9
30.5
46.0
69.7
187.0
10^-1
10^-1
10^-2
10^-3
1 - β=1.2·10^-4
2 - β=1.57·10^-3
3 - β=0.01
3
2
1
5
10
r*

Рис. 2.

ствует $\nu=1$ и показывает наличие подобия при разных β на различных стадиях нестационарного течения газа. В процессе отражения возникает серия ударных волн и волн разрежения, движущихся к плоскости и вслед за головной ударной волной. Подобие течения имеет место уже при $\beta \leq 0.01$. Здесь и ниже $p^* = \frac{p \cdot H^{\nu}}{E}$.

Значительный интерес для теории представляет распределение максимальных давлений $p_M^*(r^*)$ при $z=0$, приведенное для $\nu=3$ на рис. 2, для различных β. Видно, что при $\beta \leq 0.01$ подобие с высокой степенью точности соблюдается при $r^* < 1$.

Как показывают проведенные расчеты, распределение параметров за фронтом головной ударной волны при $\beta=0$ стремится при $t \to \infty$ к распределению параметров при сильном точечном энерговыделении величины $2E_0$, произведенном при $H=0$.

Список литературы

[1] Фонарев А.С., Подлубный В.В. Взаимодействие взрывной волны с твердой поверхностью. Тр. ЦАГИ, В. 1610. М.: ЦАГИ, 1975. С. 148.

[2] Кестенбойм Х.С., Шуринов А.И. // Изв. АН СССР, МЖГ. 1978. № 3. С. 111-116.

[3] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механизме. М.: Гостехиздат, 1957.

[4] Жмакин А.И., Фурсенко А.А. // Ж. вычислит. матем. и матем. физ. 1980. Т. 20. № 4. С. 1021-1031.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию 3 февраля 1989 г.