

## УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ВЫДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ В ГОРЯЧЕЙ СФЕРЕ

И. Н. Ковалева, И. В. Немчинов

(Москва)

Для задачи о сферически-симметричном взрыве с энергией  $E$  в газообразной среде с начальным давлением  $p_a$  и плотностью  $\rho_a$  можно ввести характерный размер  $r_a = \sqrt[3]{E/p_a}$  и характерное время  $t_a = r_a \sqrt{\rho_a/p_a}$ .

Широко используются результаты [1—4] теоретического исследования параметров ударных волн сосредоточенного взрыва при кратковременном выделении энергии, т. е. при условии  $R \ll r_a$ , а  $\tau \ll t_a$ , где  $R$  — начальный размер области энерговыделения,  $\tau$  — время выделения энергии. Однако имеют место ситуации (электрический разряд, медленное горение, длительный импульс монохроматического излучения, поглощающегося в плазме), когда условия кратковременности выделения энергии не выполняются. При этом еще за время  $t \approx \tau$  область, где выделяется энергия, успевает сильно расшириться по сравнению со своим начальным значением, объемная концентрация энергии и давление успевают понизиться, причем давление может стать сравнимым с  $p_a$ . В таких случаях для определения характеристик ударных волн вплоть до расстояний порядка  $r_a$  требуется проводить решение газодинамической задачи с учетом непрерывно продолжающегося выделения энергии.

Такое решение, вообще говоря, зависит от того, каков механизм энерговыделения и каковы законы распределения энергии по массе. Однако обычно в области, где выделяется энергия, температура достаточно высокая, а плотность низкая, т. е. как бы возникает «горячая полость». В то же время имеется слой газа, сжатого ударной волной, более плотный и холодный («оболочка»).

Звуковые возмущения успевают многократно распространиться по горячей области и, как и в задаче о сильном точечном взрыве [1], выравнять давление в полости. Благодаря этому обстоятельству перестает быть существенным вопрос о законе выделения энергии по массе. Лишь для определения показателя адиабаты, который зависит от плотности и температуры газа, требуется знать концентрацию энергии в единице массы. Кроме того, величина температуры определяет тепловые, обычно лучистые, потоки в горячей области, приводящие к перераспределению энергии и постепенному увеличению массы горячей области.

Однако часто (например, в области многократной ионизации газов) оказывается, что в широком диапазоне параметров показатель адиабаты  $\gamma$  изменяется мало. Температура же в горячей области часто настолько велика по сравнению с температурой холодной оболочки, что ее, а с ней и скорость звука, можно считать бесконечно большой. Соответственно плотность в горячей области можно считать пренебрежимо малой — полость пустой. Поэтому для определения газодинамических параметров вне полости достаточно провести решение задачи, учитывая изменение горячего объема  $V(t)$ , но предполагая давление в нем выравненным:  $p = p_0(t)$ . В этом случае в качестве граничного условия можно записать:

$$\gamma p_0 \frac{dV}{dt} + V \frac{dp_0}{dt} = (\gamma - 1) Q,$$

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3.$$

Здесь  $Q$  — мощность источника энергии,  $r_0$  — радиус полости.

Горячая область, где выделяется энергия, расширяясь, как бы «выталкивает» окружающие более холодные слои, и, по существу, задача о расширении зоны энерговыделения эквивалентна задаче о поршне, генерирующем ударную волну, но с неизвестной заранее скоростью движения поршня.

Если начальный радиус полости пренебрежимо мал, а мощность источника постоянна или нарастает по степенному закону

$$Q = At^\alpha,$$

то амплитуда ударной волны первоначально бесконечно велика. Пренебрегая противодействием, задачу можно считать автомодельной. Решение ее совпадает с задачей о поршне, двигающемся по степенному закону [1,5], причем

$$r \sim t^{(\alpha+3)/5}, \quad p \sim t^{2(\alpha-2)/5}. \quad (1)$$

Заметим, что при  $\alpha < 2$  давление непрерывно убывает со временем. Если начальный радиус зоны энерговыделения является конечным, но мощность источника достаточно велика, то начальная стадия процесса несущественна, — прежде чем начнет сказываться противодействие, решение успевает выйти на промежуточный асимптотический закон (1). С того момента времени, когда перестает выполняться условие  $p \gg p_a$ , необходимо прибегать к численному решению задачи. В данной работе рассматриваются результаты такого газодинамического расчета с учетом противодействия для случая постоянной во времени мощности источника  $Q$ .

Поскольку картина процесса в «сильной стадии» достаточно ясна, в основном будем рассматривать параметры слабых ударных волн и волн умеренной интенсивности. Поэтому расчет велся для случая, когда начальное давление  $p_0^0$  было близко к предельному, при котором еще можно было пренебрегать противодействием, а именно  $p_0^0 = 70$  бар. Начальная энергия  $E_0$  полости всегда оказывалась мала по сравнению с полной выделившейся энергией  $E$ .

Расчет велся по методике, использующей «поставленный» фронт ударной волны и аналогичной описанной в [6]. Показатель адиабаты в полости  $\gamma_0$  считался равным 1,18; вне полости использовалось реальное уравнение состояния воздуха [7] (однако в силу того, что амплитуда ударной волны была сравнительно невелика, можно считать, что решалась задача с  $\gamma = 1,4$ ).

Решение находилось в безразмерном виде:

$$p' = p/p_a, \quad u' = u/u_a, \quad t' = t/t_a, \quad I' = I/I_a,$$

$$r' = r/r_a, \quad J' = J/J_a, \quad G' = G/J_a,$$

где  $r_a = \sqrt[3]{\frac{E}{p_a}}$ ,  $t_a = \frac{r_a}{p_a}$ ;  $u_a = \sqrt{\frac{p_0}{\rho_a}}$ ;  $I_a = p_a t_a$ ;  $J_a = I_a r_a^2$ ;  $I$  — удельный импульс;  $J$  — полный импульс на ограниченную площадку радиуса  $r$ ;  $G$  — полный импульс на всю площадку.

$$I(t, r) = \int_0^t (p - p_a) dt,$$

$$J(t) = 2\pi \int_0^r I(t) r dr,$$

$$G(t) = 2\pi \int_0^t F dt,$$

$$F = \int_0^\infty (p - p_a) r dr.$$

Приведем результаты расчета для различных значений отношения  $\tau' = \tau_0/t_a$ , где  $\tau_0$  — время энергосвободы.

На рис. 1 представлена зависимость давления в полости  $p_0$  от расстояния до центра  $r$ . Чем больше длительность выделения энергии, тем ниже давление на одном и том же расстоянии. Это связано с тем обстоятельством, что к моменту времени, когда ударная волна достигла рассматриваемых расстояний, еще не вся энергия выделялась в полости и с увеличением  $\tau$  эта доля энергии уменьшается.

На рис. 2 приведена длительность положительной фазы  $t^+$  на различных расстояниях  $r$ . При сравнительно кратковременном выделении энергии она заметно больше  $\tau$ ; с увеличением  $\tau$  величина  $t^+$  приближается к  $\tau$ . Величина удельного импульса положительной фазы  $I^+$  падает с увеличением  $\tau$  при малых  $r$  и слабо зависит от  $\tau$ , когда  $r$  достаточно велико.

Значения «предельной» (при  $t \rightarrow \infty$ ) величины удельного импульса  $I_\infty$  на данном расстоянии от центра  $r$  меньше по абсолютной величине, чем  $I^+$  в соответствующих точках как в области положительных, так и в области отрицательных  $I_\infty$ .

Для «взрыва», произведенного над жесткой плоскостью с энергией  $E/2$ , представляют интерес величины полного «предельного» (при  $t \rightarrow \infty$ ) импульса на ограниченную площадку

$$J_\infty(r) = 2\pi \int_0^r I_\infty r dr.$$

Эти величины приведены на рис. 3. Максимальное  $J_\infty$  уменьшается с увеличением  $\tau$ . Величина  $G$  представлена на рис. 4. Максимальное значение  $G_{\max}$  оказывается значительно большим, чем максимальное значение  $J_\infty$ . Для наглядности укажем, что для воздуха с нормальными параметрами ( $u_a = 0.28$  км/с) отношение  $\frac{G_{\max}}{E/2}$  лежит в диапазоне 70—90 дин·с/Дж, а максимум  $\frac{J_\infty}{E/2}$  — в пределах 5—15 дин·с/Дж.

При сравнении результатов расчета с экспериментами следует иметь в виду, что обычно измерения полного импульса  $J$  производятся маятниковым методом, т. е. определяется величина  $J_\infty$  при различных размерах измерительной площадки  $r$  и затем находится максимум  $J_\infty$ . Однако эта величина совершенно не отражает истинного максимального значения «мгновенного» импульса  $G_{\max}(t)$ , действовавшего на плоскость, над которой произведен взрыв. Такой импульс должен находиться путем измерения мгновенной силы  $F$ , действовавшей на всю мишень и последующего интегрирования.

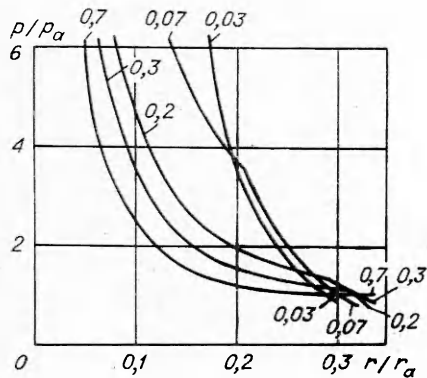


Рис. 1.

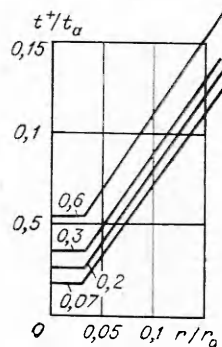


Рис. 2.

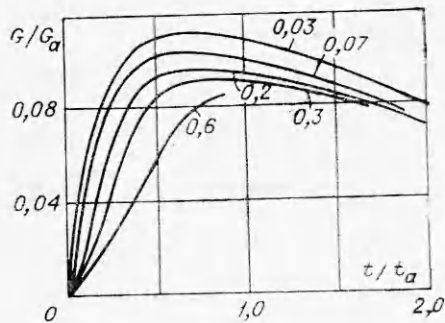


Рис. 3.

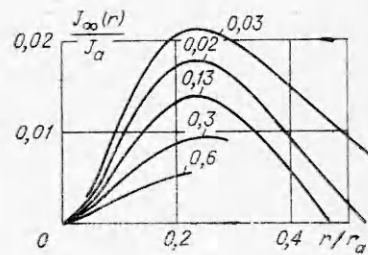


Рис. 4.

На рис. 5 показано распределение скоростей  $u$  в различные моменты времени  $t$  при  $\tau=0,6$ . Отчетливо видно, как к концу процесса энерговыделения ударная волна постепенно отрывается от горячей полости, причем вблизи полости зависимость  $u(r)$  похожа на соответствующую зависимость вблизи поршня,двигающегося в несжимаемой жидкости.

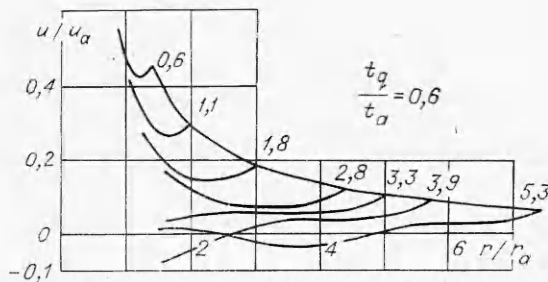


Рис. 5.

Вблизи фронта ударной волны  $u(r)$  имеет обычный для задачи о взрыве вид. Вплоть до конца энерговыделения скорости частиц всюду положительны. Затем они резко падают, становятся отрицательными (полость сжимается) и вновь нарастают — имеют место пульсации, акустические колебания. Такие эффекты наблюдаются и при кратковременном энерговыделении, однако при длительном энерговыделении они происходят существенно позже и их амплитуда является относительно более высокой — порядка амплитуды фронта ударной волны в этот момент. Таким образом, расширившаяся полость при длительном энерговыделении после выключения источника энергии может становиться мощным источником акустических колебаний.

Поступила в редакцию  
30/IX 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 5-е. М., «Наука», 1965.
2. H. L. Vrode. J. Appl. Phys., 1955, 26, 6, 766.
3. Д. Е. Охоцимский, И. Л. Кондрашева и др. Тр. Математич. ин-та им. В. А. Стеклова АН СССР. Т. 50. М., 1957.
4. В. П. Коробейников. Тр. Математич. ин-та им. В. А. Стеклова АН СССР. Т. 119. М., 1973.
5. Н. П. Крашениникова. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, 8, 22.
6. В. П. Корявов, Г. Г. Виленская. ПМТФ, 1968, 6, 76.
7. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.