Первая формула — для расчета цилиндрических оболочек взрывных камер, вторая — сферических. Здесь σ_d — динамические напряжения, возникающие при нагружении оболочки камеры взрывом, a_0 — акустическая скорость в металле оболочки.

В заключение автор выражает благодарность А. А. Дерибасу за помощь в работе и постоянное внимание, Е. И. Биченкову за консультацию по методу тарировки датчиков давления и всем товарищам по работе, принимавшим участие в обсуждении результатов работы.

Поступила 8 I 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
2. Немчинов И. В. Разлет подогреваемой массы газа в регулярном режиме. ПМТФ, 1964, № 5.
3. Ландау Л. Д., Станюкович К. П. Об изучении детонации конденсированных взрывчатых веществ. Докл. АН СССР, 1945, т. 46, № 9.
4. Baker W. E., Prediction and scaling of reflected impulse from strong blast waves. Inter. J. Mech. Sci., 1967, vol. 9.

МЕТОД ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ В ЗАДАЧЕ О СИЛЬНОМ ВЗРЫВЕ В РЕАЛЬНОМ ГАЗЕ

В. В. Лунев

(Москва)

В работе [1] для учета влияния реальных свойств газа в высокоэнтропийном слое при гиперзвуковом обтекании тонких притупленных тел предложен метод эффективного коэффициента сопротивления носка, суть которого в том, что из баланса кинетической и потенциальной энергии как бы исключается связанная энергия физико-химических превращений.

Ниже дано распространение этого метода на случай сильного взрыва [2] в реальном газе, естественное с точки зрения взрывной аналогии обтекания тонких притупленных тел [3].

Представим уравнения движения для этого случая в следующей интегральной форме (γ — показатель адиабаты невозмущенного газа)

$$\frac{1}{2}\rho_\infty R^\nu v_R^2 I_1 + \frac{p_0 R^\nu}{\gamma-1} I_2 = \frac{\nu}{l} E^* + \frac{R^\nu p_\infty}{(\gamma-1)}, \qquad E^* = \mu E$$

$$\rho_\infty R^\nu v_R I_3 = \nu \int_0^t R^{\nu-1}(p_0 I_4 - p_\infty)\, dt \tag{1}$$

$$E^* = \mu E, \qquad v_R = \dot R\left(1 - \frac{\rho_\infty}{\rho_R}\right), \qquad \dot R = \frac{\partial R}{\partial t}$$

$$I_1 = \frac{1}{M}\int_0^M \left(\frac{v}{v_R}\right)^2 dm, \qquad I_2 = \frac{\nu}{R^\nu}\int_0^R \frac{p}{p_0} r^{\nu-1} dr, \qquad I_3 = \frac{1}{M}\int_0^M \left(\frac{v}{v_R}\right) dm$$

$$I_4 = \frac{\nu-1}{R^{\nu-1}}\int_0^R \frac{p}{p_0} r^{\nu-2} dr \quad \text{при } \nu = 2,\ 3, \qquad I_4 = 1 \quad \text{при } \nu = 1$$

$$dm = l\rho r^{\nu-1} dr, \qquad M = (l/\nu)\rho_\infty R^\nu, \qquad l = 1,\ 2\pi,\ 4\pi \quad \text{при } \nu = 1,\ 2,\ 3.$$

Здесь и ниже ρ, p, e, i, R, v — плотность, давление, внутренняя энергия, энтальпия, ударная волна и скорость газа; r и t — расстояние до центра и время развития взрыва, индексы ∞, R и 0 относятся к величинам в невозмущенном газе, сразу за ударной волной и в центре; величина ν соответствует размерности пространства; E — полная энергия взрыва; $E^* = \mu E$ — эффективная энергия.

Коэффициент μ учитывает различие потенциальной энергии реального и совершенного газов, и для уравнения состояния

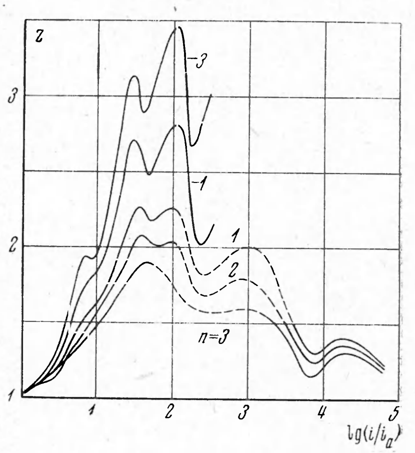
$$\frac{\rho i}{p} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} z(i, p) = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \tag{2}$$

его можно представить в следующем виде:

$$\mu = 1 - \frac{1}{E} \int_0^M \left(e - \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} \right) dm = 1 - \int_0^{M_0} \frac{i}{e_\infty} \frac{z - 1}{z} dm_0 \quad \left(m_0 = \frac{m e_\infty}{E} \right) \tag{3}$$

Функция z для воздуха ($\gamma = 1.4$) при различных $p = 10^n$ *атм* показана на фиг.1, где сплошные линии — данные [4] для температур $T \lesssim 20000°$ K, пунктир — данные [5] для $T \lesssim 500000°$ K, $i_a = 250$ *кал/г* — энтальпия при $T = 1000°$ K.

Для ослабленной ударной волны, при $\dot{R} \lesssim 6a_\infty \simeq 2000$ *м/сек* воздух будет диссоциирован лишь в центральной зоне с практически фиксированной массой m_0. Так как коэффициент μ слабо (как $p^{(\gamma_0 - 1)/\gamma_0}$) зависит от давления, то на этот случай полностью переносится анализ работы [1]. Масса m_0 здесь аналогична высокоэнтропийному слою и закон движения ударной волны, распределение параметров вне массы m_0 в каждый момент времени будут совпадать с теми же для взрыва в совершенном газе с энергией $E^* = \mu E$.



Фиг. 1

Рассмотрим более общий случай. Обычно в воздухе для сильных ударных волн $\rho_R/\rho_\infty \approx 6 \div 20$ и, как известно из анализа точных решений [2,6], основная масса газа расположена в узкой, порядка $(\rho_\infty / \rho_R) R$, окрестности ударной волны, вне которой давление близко к постоянному. Поэтому интегралы I_k и отношение $v_R / \dot{R}$ близки к единице и, следовательно, слабо зависят от уравнения состояния газа. Но так как уравнения (1) с этими допущениями вполне определяют закон движения ударной волны $R(t)$ и давление $p_0(t)$, то влияние реальных свойств газа на эти основные величины будет проявляться лишь через коэффициенты μ.

Функция μ зависит от времени в основном за счет зависимости функции z от давления, т. е. сравнительно слабо (фиг. 1), поэтому в первом приближении примем, как и для притупленных тел [1], что решение системы (1) в каждый момент времени будет близко к тому же при постоянном μ, равном его местному значению.

Тогда искомому решению можно придать следующий простой вид:

$$\frac{p_R}{p_\infty} = 1 + \varkappa_\nu(\gamma) \frac{\mu}{M_0} f_1(R^*), \qquad i_R - i_\infty = \frac{1}{2}(p_R - p_\infty)\left(\frac{1}{\rho_\infty} + \frac{1}{\rho_R} \right) \tag{4}$$

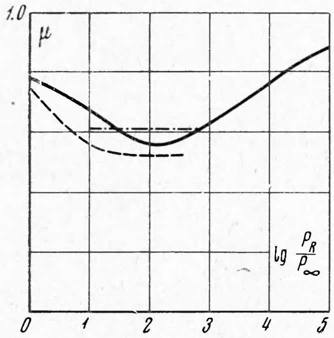
$$R^* = R \left(\frac{p_\infty}{E^*} \right)^{1/\nu} = \chi_\nu(\gamma) (\tau^*)^{2/(\nu+2)} f_2(\tau^*) \tag{5}$$

$$\left(M_0 = \frac{M e_\infty}{E}, \quad \tau^* = t \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{1/2} \left(\frac{p_\infty}{E^*} \right)^{1/\nu}, \quad \varkappa_1 = 1.75, \ \varkappa_2 = 1.67, \ \varkappa_3 = 1.65 \right)$$

Здесь f_1 и f_2 можно взять из точных расчетов для совершенного газа (например, [7]) или каких-либо приближенных решений (например, [6,8]). Аналогичную формулу можно выписать и для p_0/p_∞.

В отличие от обтекания притупленных тел, где форма передней части известна заранее, при взрыве закон движения ударной волны и распределение энтропии в центральной части взрывной зоны определяются в процессе совместного решения соотношений (2) — (4), или (1) — (3). Необходимый для вычисления μ профиль энтальпии можно определять последовательным интегрированием уравнения адиабаты

$d\ln i = [(\gamma_0 - 1) / \gamma_0]d\ln p$ вдоль постоянных значений m_0. Так как при этом энтальпия слабо зависит от давления, то распределение давления во взрывной зоне не обязательно знать точно (например, для сферического взрыва хорошую аппроксимацию в широком диапазоне значений γ и $p_R/p_\infty > 1{,}5$ дает формула $p/p_R = 0.4 + 0.6m / M$). Для решения задачи следует также задать начальный профиль $i\ (m/M)$ при каком-либо достаточно малом значении массы $M_{0\,1}$, удовлетворяющий балансу энергии. Влияние этого профиля будет затухать с ростом отношения M_0/M_{01}.



Фиг. 2

Пример такого расчета для наземного взрыва приведен на фиг. 2 (сплошная линия). Как видно, коэффициент μ имеет минимум в диапазоне интенсивностей ударной волны, соответствующей максимальным значениям функции z на фиг. 1 в основной части взрывной волны. Отличие от единицы асимптотического при $p_R \to p_\infty$ значения $\mu \approx 0.78$ объясняется сохранением (для нетеплопроводного газа) высоких температур в центральной области.

Пунктиром на фиг. 2 нанесен коэффициент μ, полученный путем обработки приведенных в работе [9] результатов точных численных расчетов, который достаточно близок к приближенному.

Величина μ определяется областью значений m_0, соответствующей интенсивным ударным волнам с $f_1 \approx 1$, а так как постоянная $\varkappa_\nu$ слабо зависит от ν, то коэффициент μ в первом приближении можно считать независящим от размерности пространства. В подтверждение на фиг. 2 пунктиром с точкой нанесены данные, взятые из работы [10] для $\nu = 2$, которые близки к другим кривым, относящимся к $\nu=3$.

Заметим, что форма представления данных в работах [9,10] исключает возможность их использования с точностью большей, чем расхождение кривых на фиг. 2.

Автор благодарит Горшкову Н. Г. за проведение расчетов.

Поступила 15 III 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Лунев В. В. Гиперзвуковое обтекание тонких притупленных тел с физико-химическими превращениями газа в высокоэнтропийном слое. ПМТФ, 1964, № 5.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М. Гостехиздат, изд. 4, 1957.
3. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.,Физматгиз, 1959.
4. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., Изд-во АН СССР, 1957, 1959, 1962.
5. Селиванов В. В., Шляпинтох И. Я. Термодинамические свойства воздуха при термической ионизации и ударная волна. Ж. физ. химии, 1958, т. 32, № 3, стр. 670.
6. Коробейников В. П., Мельников Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М., Физматгиз, 1961.
7. Охоцимский Д. Е., Кондрашова И. Л., Власова З. П., Казакова Р. К. Расчет точечного взрыва с учетом противодавления. Тр. матем. ин-та АН СССР, 1957, т. 50.
8. Черный Г. Г. Применение интегральных соотношений в задачах о распространении сильных ударных волн. ПММ, 1960, № 1.
9. Brode H. Blast wave from a sferical charge. Phys. Fluids, 1959, No. 2.
10. Роуз К. Теоретический анализ гидродинамического течения в явлении взрывающейся проволочки. Взрывающиеся проволочки. М., Изд-во иностр. лит., 1963.