

ОДИН МЕТОД РАСЧЕТА ВЗРЫВНЫХ КАМЕР

А. Ф. Демчук (Новосибирск)

Взрывная камера представляет собой герметически закрытую емкость произвольной формы. Оболочка камеры после взрыва в вакуумируемой камере нагружается разлетающимися продуктами детонации, в невакуумируемой — ударной волной. В обоих случаях стенки камеры воспринимают нагрузки в виде импульса давления. Задача о расчете на прочность оболочки взрывной камеры разделяется на две части: определение величины импульса давления, приходящегося на единицу площади стенки камеры, в предположении, что стенка камеры абсолютно жесткая; определение деформаций стенки реальной камеры под действием этого импульса.

1. Рассмотрение задачи методом размерностей. Пусть в бесконечном цилиндре или в сферической оболочке с абсолютно жесткими стенками детонируется, соответственно, бесконечной длины цилиндрический или сферический заряд радиуса, расположенный по оси цилиндра или в центре сферы. Между параметрами, описывающими процесс нагружения оболочки, существует функциональная зависимость

$$F(I, E_0, \rho_1, \rho_0, \rho_1, r_0, R, \gamma_0) = 0 \tag{1.1}$$

Предполагая разрешимость относительно одного из параметров, зависимость (1.1) можно переписать в виде

$$\frac{I}{r_0 \rho_0 \sqrt{k Q_0}} = \Phi\left(\frac{\rho_1}{k \rho_0 Q_0}, \frac{R}{r_0}, \frac{\rho_1}{\rho_0}, \gamma_0\right) \tag{1.2}$$

В соотношении (1.2) энергия взрыва

$$E_0 = k r_0 \rho_0 Q_0$$

Для конденсированных ВВ (1.2) переписывается в виде

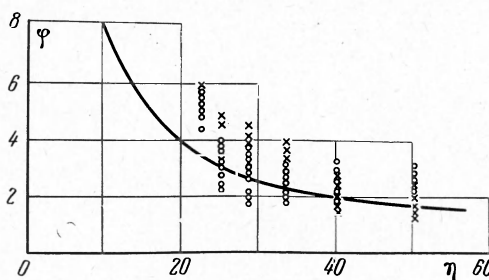
$$\varphi = \varphi(\eta), \quad \varphi = I / r_0 \rho_0 \sqrt{k Q_0} \quad (\eta = R/r_0) \tag{1.3}$$

Следовательно, единственным безразмерным параметром моделирования нагрузки (импульса) на стенки взрывной камеры будет η .

2. Экспериментальные результаты. Эксперименты проводились только на цилиндрических взрывных камерах с цилиндрическими зарядами. Взрывы проводились в вакуумированных и невакуумированных взрывных камерах. На фиг. 1 нанесены значения функции $\varphi = \varphi(\eta)$, определенные экспериментально, согласно (1.3). Величина импульса I равна

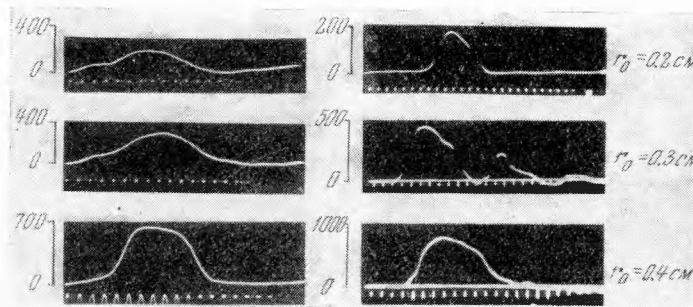
$$I = \int_0^{t_0} p(t) dt \tag{2.1}$$

Осциллограммы давления p в зависимости от времени при частоте отсчетов времени $f = 500 \text{ кгц}$ приведены на фиг. 2. Соответственно левые осциллограммы получены при взрыве в вакууме, правые — для взрыва



Фиг. 1

при наличии в камере воздуха ($p_1 = 1 \text{ атм.}$).



Фиг. 2

Эти данные получены при помощи пьезодатчиков и осциллографа на внутренней поверхности стенки взрывной камеры после взрыва заряда определенного радиуса r_0 . Затем численно вычислялась площадь под этой кривой, которая при умножении на масштабные коэффициенты α_p и α_t , равнялась импульсу I . Интеграл (2.1) можно представить в виде

$$I = \alpha_p \alpha_t \int_0^{x_0} y(x) dx \quad \left(\alpha_p = \frac{p(t)}{y(x)}, \alpha_t = \frac{t}{x} \right) \quad (2.2)$$

Здесь коэффициент α_p , который определялся при тарировании пьезодатчика, и α_t — размерные величины. Приводим средние значения давлений и безразмерных импульсов, полученные при взрывах зарядов из гексогена плотности $\rho_0 = 1,21 \text{ г/см}^3$, длины $L = 105 \text{ см}$, для различных радиусов:

$r_0 = 0.4$	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
$P = \frac{190}{170}$	$\frac{210}{260}$	$\frac{290}{420}$	$\frac{490}{650}$	$\frac{630}{780}$	$\frac{1050}{1150}$
$\Phi = \frac{2.5}{1.7}$	$\frac{2.7}{2.2}$	$\frac{2.9}{3.5}$	$\frac{3.3}{4.1}$	$\frac{3.8}{4.7}$	$\frac{5.3}{6.0}$

Значения давления и импульса в числителе — при взрыве в вакууме, в знаменателе — для взрывов при наличии воздуха в камере.

3. Методика и условия эксперимента. Эксперименты по определению давления и импульса на стенки взрывной камеры проводились на установке, схематически изображенной на фиг. 3, где 1 — осциллограф, 2 — тубус осциллографа, 3 — фотокамера, 4 — генератор стандартных сигналов, 5 — датчик запуска осциллографа, 6 — датчик измерения давления, 8 — кран вакуумметра, 9 — кран вакуумной линии, 10 — катодный повторитель, 11 — выпрямитель, 12 — подрывная линия, 13 — капсуль-электродетонатор, 14 — заряд. Взрывная камера 7 была изготовлена в виде цилиндрического сосуда длиной 1,6 м, диаметром $2R = 200 \text{ мм}$ и толщиной стенки $\delta = 10 \text{ мм}$, с полусферическим дном, закрывающаяся полусферической крышкой.

Описание устройств пьезодатчиков давления дается в [1].

4. Полуэмпирическая формула для определения импульса. Пусть Q_0 — удельная энергия в единице массы ВВ, тогда в массе ВВ величины $M = \rho_0 V_0$ заключено количество энергии $E_0 = \rho_0 V_0 Q_0$, где V_0 — объем ВВ. После взрыва заряда массы M энергия E_0 в конечном счете перейдет в кинетическую энергию разлетающихся продуктов детонации (в случае взрыва в вакуумированной камере) или в кинетическую энергию массы газа, движущейся за фронтом ударной волны (в случае взрыва в невакуумированной взрывной камере), и в тепло, содержащееся в продуктах взрыва. Следовательно, можно записать равенство

$$E_0 = \int_0^M \frac{v^2}{2} dm + Q \quad (4.1)$$

Предполагается, что [2] масса газа, движущаяся за фронтом ударной волны, равна массе заряда M .

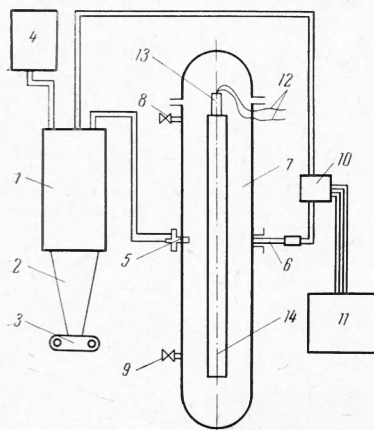
По теореме о среднем имеем

$$\int_0^M \frac{v^2}{2} dm = \frac{v_m^2}{2} M \quad (4.2)$$

где v_m — средняя по радиусу скорость разлета продуктов взрыва или средняя скорость газа за фронтом ударной волны.

Так как значительная часть теплоты реакции [3] обращается в упругую энергию отталкивания молекул сильно сжатых продуктов детонации, которая затем переходит в кинетическую энергию разлетающихся продуктов взрыва или кинетическую энергию газа, движущегося за фронтом ударной волны, то в связи с этим температура продуктов детонации оказывается небольшой, т. е. в равенстве (4.1) вторым членом правой части можно пренебречь

$$E_0 = M \frac{v_m^2}{2} \quad (4.3)$$



Фиг. 3

Кинетическая энергия взрыва [3] передается оболочке взрывной камеры в виде импульса $I^* = \sqrt{2ME_0}$. На единицу площади оболочки будет приходиться величина импульса $I_0 = I^* / S$. Действительный импульс, который получает оболочка единичной площади, есть $I = I_0\alpha$. Коэффициент α характеризует степень отражения газа от стенки ($1 \leq \alpha \leq 2$) и будет эмпирическим. Объем заряда $V_0 = kr_0^3$, а величина поверхности оболочки $S = \sqrt{k}R^2$. Подставляя в формулу $I = \alpha I_0$ значения I_0 , I^* , S , M , V_0 , E_0 , получаем

$$I = (\alpha/\nu) \eta^{\nu} R \rho_0 \sqrt{2Q_0} \quad (4.4)$$

Аналогичная формула для импульса получена в [4]. Приведем импульс 1 к безразмерному виду, поделив его на $r_0 \rho_0 \sqrt{kQ_0}$, т. е. определим функцию

$$\Phi = \frac{\alpha}{\nu} \eta^{\nu-1} \left(\frac{2}{k} \right)^{1/2} \quad \left(\eta = \frac{R}{r_0} \right) \quad (4.5)$$

Вычисленная кривая $\Phi = \Phi(\eta)$ для случая цилиндрической симметрии при $\alpha = 2$ приведена на фиг. 1, где показано, что соотношение (4.4) пригодно для вычисления значения импульса I , воспринимаемого стенкой, в вакуумированных взрывных камерах для $\eta \geq 25$, в невакуумированных камерах для $\eta \geq 40$.

Сопоставляя время действия давления t_0 с периодами T собственных колебаний большинства конструкций, можно заметить, что, как правило, $t_0 \ll T$. При подобном соотношении t_0 и T величины деформаций в конструкциях и элементах будут определяться не величиной действующих давлений, а их импульсами.

5. Основные расчетные формулы. Осесимметричные колебания тонкой бесконечной цилиндрической и сферической оболочки описываются уравнением

$$\ddot{u} + \omega^2 u = AP(t), \quad A = \frac{1}{\rho S}, \quad \omega^2 = \frac{E}{\rho R^2}, \quad \omega^2 = \frac{2E}{(1-\mu)\rho R^2} \quad (5.1)$$

Здесь первое выражение для ω^2 соответствует цилиндрической оболочке, второе — сферической оболочке, μ — коэффициент Пуассона, ρ — плотность материала оболочки, u — смещения.

Решением этого уравнения с начальной скоростью $\dot{u} = AI$ и нулевым начальным отклонением, что соответствует кратковременности действия нагрузки по сравнению с периодом собственных колебаний, будет выражение

$$u = \frac{AI}{\omega} \sin \omega t, \quad u_{\max} = \frac{AI}{\omega} \quad (5.2)$$

где u_{\max} — максимальное отклонение оболочки.

На практике встречаются заряды самой различной формы. Если используются заряды, у которых одно измерение в несколько раз превосходит два других, то такие заряды условно считаются цилиндрическими, причем длина цилиндрического заряда принимается равной наибольшему размеру действительного заряда, а r_0 — приведенный радиус заряда определяется из соотношения

$$r_0 = \left(\frac{ab}{\pi} \right)^{1/2}$$

где a и b — два других (наименьшие из размеров) измерения действительного заряда. Для таких зарядов удобнее цилиндрическая камера. Если же используются заряды, у которых все измерения почти одинаковы, то такие заряды условно считаются сферическими, причем r_0 — радиус приведенного сферического заряда определяется из соотношения

$$r_0 = \left(\frac{3abc}{4\pi} \right)^{1/3}$$

где a , b и c — величины измерения действительного заряда.

Формулы для расчета оболочек взрывных камер с учетом закона Гука при $\alpha = 2$ получаются из (4.4) и (5.2)

$$\sigma_a = \frac{\rho_0 r_0^2 \sqrt{2Q_0} E}{R \rho \delta a_0}, \quad \sigma_d = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{1-\mu} \right)^{1/2} \frac{\rho_0 r_0^3 \sqrt{Q_0} E}{\rho R^2 \delta a_0} \quad (5.3)$$

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 тарирования 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. Луцев

(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)

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

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

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

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

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

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

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.