

[7], для алюминия $\varepsilon = 0,1$, для меди $\varepsilon = 0,15$. Если для меди при $\delta_1 = d = 1$ мм и $r = 1; 1,5; 2$ расчет по (4) дает $\Delta l_2 = 0,074; 0,065; 0,045$ соответственно, то это предполагает наличие пористого участка, что подтверждается экспериментами (см. рис. 1 и 3). Для алюминия при $\delta_1 = d = 1$ мм и $r = 1,5$ расчет дает $\Delta l_2 = -0,003$, что означает отсутствие пористого участка (см. рис. 3, в). Из выражения (3) для конкретных сочетаний материалов и параметров соударения находится предельный угол соударения, при котором исключается появление пористого участка.

Таким образом, рассмотренный механизм взаимодействия матричных слоев и волокна в волокнистом композиционном материале, полученном сваркой взрывом при поперечном армировании, позволяет определить оптимальное объемное содержание армирующих волокон для получения максимальной прочности, а также прогнозировать образование пор на границе соединения в зависимости от свойств волокна, матрицы и параметров соударения.

Поступила в редакцию
13 / XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. C. V. Jarvis, P. M. B. Slate. Nature, 1968, 220, 5169.
2. В. И. Беляев и др. Высокоскоростная обработка металлов. Минск, Наука и техника, 1976.
3. В. А. Котов, В. С. Седых.— В сб.: Сварка взрывом и свойства сварных соединений. Труды ВПИ, Волгоград, 1975.
4. А. М. Ханов, И. В. Яковлев. ФГВ, 1979, 15, 6.
5. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварка взрывом. Новосибирск, Наука, 1972.
6. С. К. Годунов, А. А. Дерибас. Докл. АН. 1972, 202, 2.
7. Л. П. Орленко. Поведение материалов при интенсивных динамических нагрузках. М., Машиностроение, 1974.

РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА СТЕНКУ ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЫ

С. А. Ждан

(Новосибирск)

Разработка и совершенствование конструкций взрывных камер непосредственно связаны с умением рассчитывать на прочность оболочки камер при динамических нагрузках.

Задачу о взаимодействии оболочки с ударной волной (УВ) и продуктами детонации, как указывалось в [1], можно разделить на две независимые задачи:

1) определение взрывной нагрузки, действующей на стенку камеры, в предположении, что стенка абсолютно жесткая;

2) определение напряженно-деформированного состояния в оболочке, подвергшейся динамическим нагрузкам.

При решении второй задачи в различных постановках [1—4] предполагалось, что взрывная нагрузка $p_c(t)$ на стенку линейно убывает со временем

$$p_c(t) = \begin{cases} \Delta p_{отр}(1 - t/t_*), & 0 \leq t \leq t_*, \\ 0 & t > t_*, \end{cases} \quad (1)$$

где t — время; t_* — время действия нагрузки; $\Delta p_{отр}$ — давление в отраженной волне.

В настоящей работе излагаются результаты численного решения первой задачи, которые показывают значительное отличие зависимости $p_c(t)$ от соотношения (1), проводится сравнение рассчитанных величин импульсов, действующих на оболочку, с полуэмпирическими формулами работ [1, 3], анализируется возможность резонанса взрывной камеры.

Постановка задачи. Предположим, что в центре сферической камеры радиусом r_c , заполненной воздухом с начальными давлением p_0 и плотностью ρ_0 , произведен взрыв сферического заряда конденсированного ВВ с начальной плотностью $\rho_{ВВ}$ и радиусом r_0 . В результате взрыва распространяется сферическая УВ, которая в некоторый момент времени достигает поверхности камеры. Необходимо определить динамику процесса в последующие моменты времени и, в частности, динамическую нагрузку и импульс, действующие на стенку.

Задача описывается системой уравнений одномерной газовой динамики, которая представлена в следующем безразмерном виде: в области продуктов детонации (ПД) от центра взрыва до контактной поверхности ($0 \leq \lambda \leq \lambda_k$) — в лагранжевых переменных

$$\begin{aligned} \partial \lambda / \partial t &= U, \quad \partial U / \partial t = -\rho_0 / \rho_{ВВ} \cdot (\lambda / m)^2 \partial P / \partial m, \\ \partial e / \partial t &= -P \cdot \partial (1/\rho) / \partial t, \quad 1/\rho = \rho_0 / \rho_{ВВ} \cdot (\lambda / m)^2 \cdot \partial \lambda / \partial m, \end{aligned} \quad (2)$$

в области от контактной поверхности до стенки ($\lambda_k \leq \lambda \leq \lambda_c$) — в эйлеровых переменных

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho U \lambda^2) &= 0, \\ \frac{\partial (\rho U)}{\partial t} + \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial (\rho U^2 \lambda^2)}{\partial \lambda} + \frac{\partial p}{\partial \lambda} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} [\rho (e + U^2/2)] + \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} [\rho U (e + P/\rho + U^2/2) \lambda^2] &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\rho = R/\rho_0$ — плотность; $U = u/\sqrt{p_0/\rho_0}$ — массовая скорость; $P = p/p_0$ — давление; $e = E\rho_0/p_0$ — внутренняя энергия; $t = \tau\sqrt{p_0/\rho_0}/r_0$ — время; $\lambda = r/r_0$ — эйлерова координата; m — лагранжева координата; $\lambda_k = r_k/r_0$; $\lambda_c = r_c/r_0$. Уравнение состояния ПД задавалось в виде

$$P = [\gamma(\rho) - 1]\rho e + \varphi(\rho), \quad (4)$$

где функции $\gamma(\rho)$ и $\varphi(\rho)$ заимствованы из работы [5]. Воздух считался идеальным газом с уравнением состояния $P = (\gamma_0 - 1)\rho e$.

Граничные условия: при $\lambda = 0$ $U = 0$; при $\lambda = \lambda_k$ $U_n = U_n$, $P_n = P_n$; при $\lambda = \lambda_c$ $U = 0$.

Начальные условия $P = P(\lambda, t_0)$, $\rho = \rho(\lambda, t_0)$, $U = U(\lambda, t_0)$, $e = e(\lambda, t_0)$ определялись из решения задачи о взрыве заряда ВВ в воздухе в момент t_0 , когда фронт УВ достигал стенки, т. е. $\lambda_\Phi(t_0) = \lambda_c$. Сформулированная задача решалась численно методом псевдовязкости [6] в области ПД и методом подвижных сеток [7] в области от контактной поверхности до оболочки.

Результаты численного решения. Все расчеты проведены для заряда ТГ 50/50 монокристаллической плотности $\rho_{ВВ} = 1,735$ г/см³, имеющего скорость детонации $D_{ч.ж} = 7,83$ км/с [5], при следующих значениях параметров воздуха: $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Н/м², $\rho_0 = 1,1842$ кг/м³, $\gamma_0 = 1,4$.

Величины избыточного давления Δp и безразмерного импульса положительной фазы сжатия $J_p^+ = I_p^+/r_0 \sqrt{p_0/\rho_0}$ в проходящей УВ приведены ниже для ряда расстояний λ_c , там же указаны значения избыточных давлений $\Delta p_{отр}$ в отраженной УВ.

λ_c	Δp , атм	J_p^+	$\Delta p_{отр}$, атм	t_0
10	43,79	10,944	314,11	0,756
12	30,3	9,493	208,28	1,055
15	19,81	9,804	127,4	1,602
20	10,93	7,448	57,6	2,77

На рис. 1 представлены зависимости от времени $\tau = t - t_0$ давления и безразмерного импульса, действующих на стенку, для различных $\lambda_c = r_c/r_0$. Приведенные результаты позволяют утверждать не только сомнительность соотношения (1) из-за наличия пульсаций давления и нелинейного закона его спада, но и существование периодичности макропульсаций давления на стенке.

Причина немонотонной зависимости давления, действующего на стенку, заключается в сложном ударно-волновом характере движения ПД и воздуха внутри камеры. На рис. 2 приведена динамика движения ударных волн (сплошные линии) и контактной поверхности (пунктирная линия) внутри камеры после взрыва заряда ВВ ($\lambda_c = 12$, что соответствует отношению 1 кг ВВ к 1 м³ объема камеры).

Сравнение рис. 1, б и 2 показывает, что первый скачок давления ($t = 1,055$) обусловлен приходом на стенку основной УВ при взрыве заряда ВВ, второй ($t = 1,45$) — УВ, отраженной от контактной поверхности, третий ($t = 4,51$) — УВ, отраженной от центра камеры. Далее картина качественно повторяется. Профили давления в окрестности стенки камеры ($9,5 < \lambda \leq 12$) на ранней стадии процесса отражения ($1,055 \leq t \leq 1,533$) приведены на рис. 3 (стрелками отмечено положение контактной поверхности в указанные моменты времени).

Важной характеристикой при расчете взрывных камер является импульс. Согласно результатам работ [1, 3], полуэмпирическая формула для определения импульса, действующего на стенку сферической камеры, имеет следующий вид:

$$J_{отр} = \frac{2}{3} \frac{\rho_{ВВ}}{\rho_0} \sqrt{\frac{2Q_{ВВ} \cdot \rho_0}{\rho_0}} \cdot \frac{1}{\lambda_c^2}. \quad (5)$$

Здесь $Q_{ВВ}$ — калорийность ВВ. Для ТГ 50/50 монокристаллической плотности $Q_{ВВ} = 5,0994$ МДж/кг. После подстановки в (5) получаем

$$J_{отр} = 1,0666 \cdot 10^4 / \lambda_c^2. \quad (6)$$

Значения импульсов, определенные из (6), изображены на рис. 1 штри-

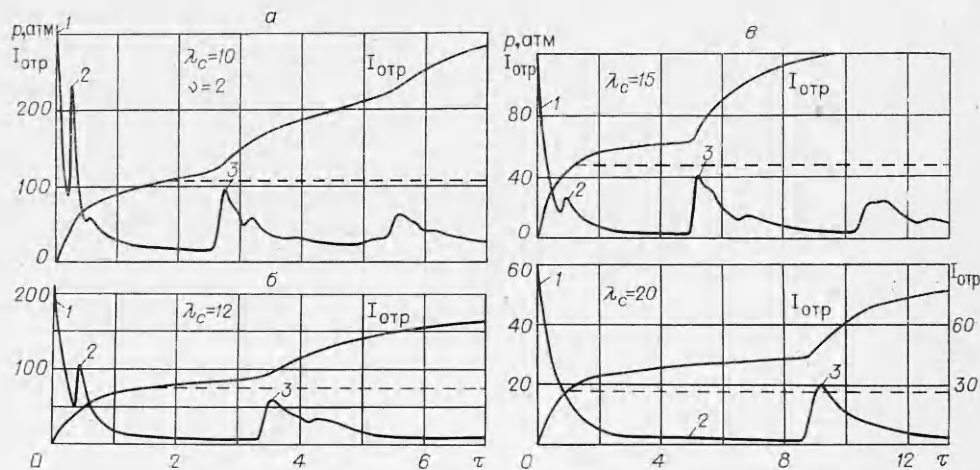


Рис. 1.

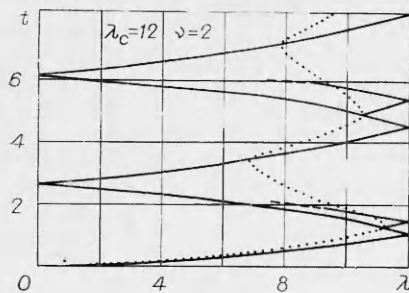


Рис. 2.

ховыми линиями. Можно видеть, что формула (6) дает приемлемое совпадение с расчетными импульсами для первой макропульсации, но никак не учитывает увеличение импульса в последующих макропульсациях.

Возможность резонанса взрывной камеры. Будем называть время макропульсации давления на стенке периодом собственных колебаний давления T_p . Тогда для фиксированного ВВ и геометрии задачи безразмерный период $\bar{T}_p = T_p \sqrt{\rho_0/\rho_c}/r_0 = f(\lambda_c, i)$ — функция только двух параметров, i — номер макропульсации. Ниже приведены значения $T_p(\lambda_c, i)$ для ТГ 50/50, а также величины T для стальной оболочки при $a_0 = 5100$ м/с, $\mu = 0,25$.

λ_c	10	12	15	20
$\bar{T}_p(\lambda_c, 1)$	$2,65 \pm 0,1$	$3,45 \pm 0,07$	$5,1 \pm 0,1$	$8,85 \pm 0,15$
$\bar{T}_p(\lambda_c, 2)$	$2,8 \pm 0,1$	$3,7 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,1$	$11,3 \pm 0,2$
$\bar{T}$	2,207	2,648	3,31	4,414

Период собственных колебаний сферической оболочки [3] $T = \pi \sqrt{2(1-\mu)r_c/a_0}$, где $a_0 = \sqrt{E/\rho_c}$; E — модуль Юнга; μ — коэффициент Пуассона; ρ_c — плотность материала оболочки. Тогда безразмерный период запишется в виде $T = T_p \sqrt{\rho_0/\rho_c}/r_0 = \pi \sqrt{2(1-\mu)} \cdot \sqrt{\rho_0/\rho_c} \cdot \lambda_c/a_0$.

В работах [1, 3] утверждается, что динамическая нагрузка на стенку камеры существенна только в течение времени $\tau \leq \bar{T}/4$. На этом основании максимальное смещение оболочки ($\delta_{\max}$) относительно положения равновесия определяется из соотношения

$$\delta_{\max} = J_{\text{отр}}/\rho_c h \omega. \quad (7)$$

Здесь h — толщина оболочки, а $J_{\text{отр}}$ находится из полуэмпирической формулы (5). Согласно результатам численных расчетов (см. рис. 1 и второй вывод) время действия динамической нагрузки на стенку взрывной камеры превышает период собственных колебаний оболочки.

Покажем, что периодические изменения давления на стенке обеспечивают условия, при которых выражение (7) дает заниженные значения $\delta_{\max}$. Потребуем выполнения условия кратности суммарных времен макропульсаций давления на стенке периоду собственных колебаний оболочки $T(\lambda_c)$:

$$\sum_{j=1}^i \bar{T}_p(\lambda_c, j) = k \bar{T}(\lambda_c) \quad (i = 1, 2), \quad (8)$$

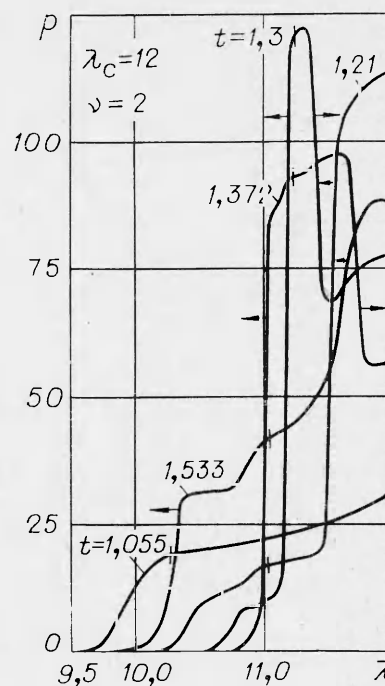


Рис. 3.

где k — целое. Равенство (8) может удовлетворяться при некоторых значениях безразмерных радиусов камеры $\lambda_c = \lambda_c^*$. На рис. 4 для стальной оболочки приведены значения $k \cdot T(\lambda_c)$ ($k = 1, \dots, 4$) и $\sum_{j=1}^i T_p(\lambda_c, j)$ ($i = 1, 2$).

Можно видеть, что в данном случае (8) справедливо для $i = 1$ при $\lambda_c^* = 8$ ($k = 1$), $\lambda_c^* = 20$ ($k = 2$); для $i = 2$ при $\lambda_c^* = 14,2$ ($k = 3$), $\lambda_c^* = 18,2$ ($k = 4$).

Ясно, что при $\lambda_c = \lambda_c^*$ должен наблюдаться эффект резонанса камеры, т. е. в моменты $kT < \tau < (k + 1/4) T$ ($k \geq 1$) смещение оболочки камеры относительно положения равновесия будет больше, чем смещение в первой четверти первого периода ($k = 0$) собственных колебаний, предсказываемое соотношением (7). Этот эффект необходимо учитывать при расчете камер на максимальный заряд. Количественный анализ полученных результатов показывает, что при резонансе по первой макропульсации давления дополнительный импульс, действующий на сферическую оболочку в течение времени ее растяжения, может достигать 50% от первоначального.

Итак, путем численного решения определена динамическая нагрузка, действующая на стенку сферической взрывной камеры; получен эффект макропульсаций давления на стенке; установлена возможность и указаны условия резонанса камеры.

В заключение автор выражает благодарность В. В. Митрофанову за постоянное внимание к работе, В. И. Феденку за помощь при проведении расчетов.

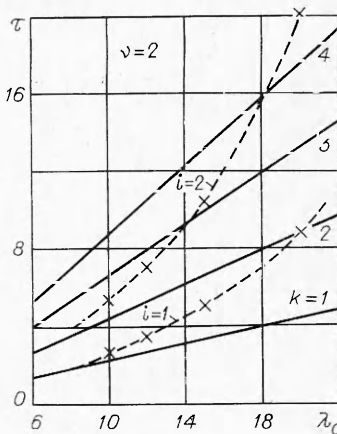


Рис. 4.

Поступила в редакцию
21 / III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Демчук. Канд. дис. ИГ СО АН СССР, 1971.
2. W. E. Baker, F. I. Allen. Proc. Third U. S. Nat. Congress Appl. Mech., ASME, 1958, 79.
3. А. Ф. Демчук. — В сб.: Второй Международный симпозиум. Обработка металлов взрывом. Т. 2. Прага, 1974.
4. А. А. Бузуков. ФГВ, 1976, 12, 4.
5. В. Ф. Куропатенко. ЧММСС, 1977, 8, 6.
6. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.
7. С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., Наука, 1976.