

До $t \leq l$ решение $u(x, t)$ представляет собой волну, возбуждаемую граничным режимом при $x=0$, независимо от влияния конца $z=l$, как если бы стержень был полубесконечным.

Остановимся на этом случае. Рассмотрим, как влияет наличие массы m на колебания. Результаты расчетов по формулам (5) и (6) показаны на рис. 1 в виде зависимости u_x от x при $t=l$, $t_0=1,25$ и при различных значениях m (u_x пропорционально продольным усилиям в оболочке при $v=0$). Когда на конце $x=0$ масса отсутствует, фронт волны представляет собой резкий пик. Но чем большая масса находится на конце, тем больше сглаживается фронт волны. Действительно, если посмотреть на решение, то наличие массы приводит к появлению функции типа динамического пограничного слоя $\exp[(x-t)/(ml)]$, за счет которой и происходит сглаживание острых пиков фронта волны.

Далее при $t > l$ появится еще волна, отраженная от конца $x=l$, на котором находится масса M . Рассмотрим случай $M=m$. Когда время изменится в пределах $[l, l+t_0]$ для x от $2l-t$ до l , решение будет представлять собой сумму двух волн — прямой и обратной. Вид отраженной волны находится из выражения

$$f(t+x) = p_0 ml (1 - ml/t_0) (\exp[(2l-x-t)/(ml)] - 1) + 2p_0 (1 + ml/t_0) \times \\ \times (x+t-2l) \exp[(2l-x-t)/(ml)] - p_0 (1 + 3ml/t_0) (x+t-2l) + p_0 (x+t-2l)^2 / (2t_0). \quad (7)$$

Для $t > l+t_0$, когда к концу подошла волна (6), вид обратной волны будет другим:

$$F(t+x) = p_0 ml [(2 + ml/t_0) + (1 - ml/t_0) \exp[(-t_0)/(ml)]] \times \\ \times \exp[(2l-x-t)/(ml)] - p_0 t_0 / 2 (1 + 8ml/t_0) - 2p_0 [(1 + ml/t_0) \times \\ \times (\exp[t_0/(ml)] - 1) - \exp[t_0/(ml)]] \exp[(2l-t-x)/(ml)] \times (t+x-2l). \quad (8)$$

На основе расчетов по формулам (7) и (8) на рис. 2 построены графики зависимости u_x от координат для случая, когда левая масса равна 0, ($t_0=1,25$), а правая масса принимает различные значения. Здесь уже при увеличении m сначала происходит сглаживание острых пиков, но потом фронт волны становится резким.

На рис. 3 построены зависимости u_x от координат для случая, когда обе массы равны 0,5 и сила P действует на обе массы ($t_0=1,25$). Видно, что уже после первого отражения усилия могут достигать достаточно больших величин, происходит «раскачка» [1].

В предположении, что днища соединены жестко с корпусом и интенсивность нагрузки одинакова во всех направлениях, получены грубые оценки для максимальных напряжений, возникающих от продольных и поперечных колебаний. Нижняя оценка для максимальных напряжений от поперечных колебаний определена решением задачи о бесконечно длинной цилиндрической оболочке под действием радиальной нагрузки [4]. Напряжения, возникающие от продольных колебаний (см. рис. 3), оказались сравнимыми с напряжениями от поперечных колебаний. Для более детального определения вклада в напряженно-деформированное состояние продольных колебаний по сравнению с вкладом поперечных колебаний необходимо провести серию соответствующих экспериментов. В них должны быть разделены продольные и поперечные движения. Такое разделение может быть обеспечено, если в экспериментальной установке будет предусмотрен экран, воспринимающий взрывную нагрузку в радиальном направлении.

Поступила в редакцию
3/XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бузуков. ФГВ, 1976, 12, 4, 605.
2. В. В. Адищев, В. М. Корнев. ФГВ, 1979, 15, 6.
3. Т. Л. Джирс. Труды Америк. об-ва инж.-мех., сер. Е. Прикладная механика, т. 39, № 2, 1972.
4. А. Ф. Демчук. Второй международный симпозиум «Обработка металлов взрывом». Т. II. Прага, 1974.

СПОСОБ СОЗДАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ С ПОМОЩЬЮ ДЕТОНАЦИИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ЗАРЯДА ВВ

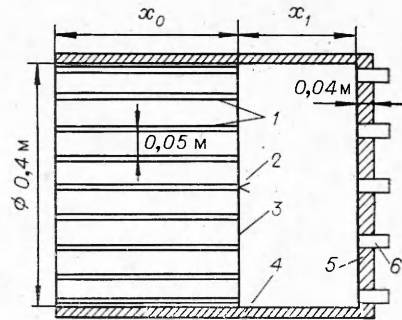
А. Ф. Барышников, В. Ю. Кайнов, Э. Э. Лин, Е. М. Платонов,
В. Т. Рязанов, А. И. Фунтиков

(Москва)

Для некоторых задач высокоскоростного деформирования материалов представляет интерес создание постоянно действующей в течение заданного промежутка времени нагрузки [1, 2]. Одним из способов получения постоянного уровня давления

Рис. 1. Схема опытов.

1 — стержни листового ВВ; 2 — электродетонатор; 3 — полосы листового ВВ; 4 — стальная труба; 5 — стальная пластина (жесткая стенка); 6 — датчики давления.



является детонация заряда ВВ в направлении от жесткой стенки [3]. При этом в случае конденсированного ВВ большое давление может привести к нежелательному разрушению исследуемого материала. Для уменьшения интенсивности нагрузки можно использовать детонацию стержня ВВ в ударной трубе при неполном заполнении ее сечения [4].

В данной работе экспериментальным и расчетным путем изучалась зависимость давления от времени на жесткой стенке при детонации заряда ВВ, равномерно распределенного внутри ударной трубы в виде набора стержней.

Схема опытов и характерные размеры трубы приведены на рис. 1. Длина заряда x_0 равнялась 0,15; 0,3 и 0,6 м, расстояние x_1 до жесткой стенки — 0,1; 0,2 и 0,4 м соответственно. Изменение массы ВВ и его «средней» плотности достигалось варьированием диаметра стержней. Средняя плотность ВВ, т. е. плотность заряжения, определяемая как отношение массы ВВ к объему трубы, занимаемому всем распределенным зарядом, варьировалась в диапазоне $\rho = 0,6 \dots 15,4 \text{ кг/м}^3$. Давление на жесткой стенке регистрировалось с помощью пьезоэлектрических датчиков на основе α -кварца. В каждом опыте устанавливалось несколько датчиков с тем, чтобы получить усредненную по сечению трубы зависимость давления от времени (рис. 2, 3).

Анализ результатов обсчета осциллограмм позволил заключить, что увеличение длины заряда приводит примерно к пропорциональному увеличению длительности постоянного участка t_0 , а увеличение средней плотности ВВ — к соответствующему росту постоянного давления p_0 . В изученном диапазоне длительность изменялась от $1,5 \cdot 10^{-4}$ до $6 \cdot 10^{-4}$ с, давление — от 10^6 до $1,5 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$.

Для расчета зависимости давления от времени на жесткой стенке течение разбивалось на три характерные области (рис. 4), ограниченные фронтами детонации, ударных волн и волны разрежения. Методика численного расчета заключалась в том, что для каждой из областей записывались интегральные уравнения сохранения энергии и импульса [5]. Давление во всех зонах предполагалось выравненным. Это предположение выполняется, если скорость звука c больше массовой скорости газа u . В рассматриваемых условиях c не сильно превышает u , однако, как показали расчеты, используемое приближение позволяет получить приемлемую точность. В связи с отсутствием данных по уравнению состояния продуктов детонации используемого ВВ в расчетах учитывалась эмпирическая зависимость показателя адиабаты γ от ρ . Эта зависимость получена из расчетов нескольких опытов и использовалась для описания всех остальных экспериментальных результатов.

Анализ показал, что можно построить безразмерную зависимость давления от времени $\pi(\tau)$, где $\pi = p/p^*$, $\tau = t/t^*$, если в качестве характерных параметров взять: $t^* = x_0/u_0$ — масштаб времени, $u_0 = 10^3 \text{ м/с}$ — характерная скорость газа в рассматриваемых условиях, $p^* = A\rho_0 (\rho/\rho_0)^{0,8} u_0^2$ — масштаб давления, $A = 0,735$, ρ_0 — начальная плотность воздуха. Расчетные и экспериментальные зависимости $\pi(\tau)$ приведены на рис. 3. Величина постоянного давления и длительность его действия могут

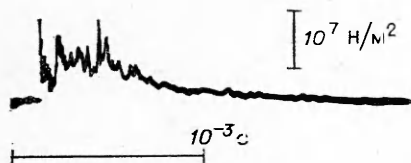


Рис. 2. Осциллограмма давления на жесткой стенке; $x_0 = 0,3 \text{ м}$, $x_1 = 0,2 \text{ м}$, $\rho = 7,7 \text{ кг/м}^3$.

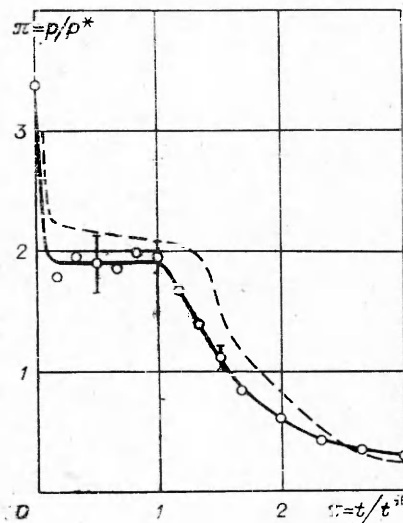


Рис. 3. Безразмерная зависимость давления от времени на жесткой стенке (точки — усреднение по всем экспериментам, штриховая линия — расчет).

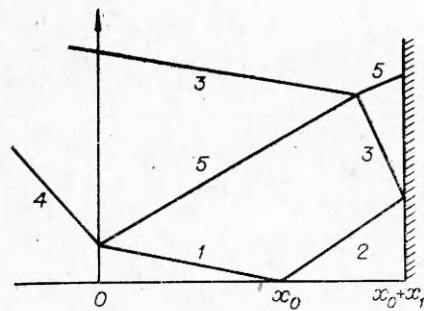


Рис. 4. Качественная $x-t$ -диаграмма течения.

1 — фронт детонации; 2 — фронт падающей ударной волны в воздухе; 3 — фронт отраженной ударной волны; 4 — фронт ударной волны в воздухе при выходе детонации на торец заряда; 5 — фронт волны разрежения.

быть выражены в виде:

$$p_0 \approx 1,4\rho_0 (\rho/\rho_0)^{0,8} u_0^2,$$

$$t_0 \approx x_0/u_0.$$

Удовлетворительное согласие расчетной и экспериментальной зависимостей позволяет использовать их для оценки параметров динамической нагрузки в широком диапазоне изменения начальных условий.

Поступила в редакцию
24/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Мазалов, Ю. В. Немировский.— В сб.: Механика. Под ред. А. Ю. Ишлинского, Г. Г. Черного. № 5. М., «Мир», 1976.
2. В. Гольке.— В сб.: Физика быстропотекающих процессов. Под ред. Н. А. Златина. Т. 2. М., «Мир», 1971.
3. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
4. М. А. Цикулин, Е. Е. Попов. Излучательные свойства ударных волн в газах. М., «Наука», 1977.
5. Г. Г. Черный. Докл. АН СССР, ОТН, 1957, 3, 66.