

произошло инициирование, поскольку в течение индукционного периода очаг реакции себя не обнаруживает. Из других фотографий этой серии опытов следует, что толщина слоя тэна $\delta_0 = 0,3$ мм несколько превышает критическую, поэтому после первого разрушения образца, спустя некоторое время наблюдается второе, во время протекания которого возникает взрыв. На рис. 3, *д* видно распространение пламени в виде множества струй, пронизывающих разрушенный образец.

*Поступила в редакцию
5/IV 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Качанов. Основы механики разрушения. М., Наука, 1974.
2. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1965, 163, 1, 133.
3. В. П. Беломытцев, Н. Н. Гвоздков. Докл. АН СССР, 1966, 170, 2, 305.
4. Л. Г. Болховитинов. Канд. дис. М., ИХФ АН СССР, 1959.
5. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М., Наука, 1968.
6. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян. ФГВ, 1976, 12, 4, 559.
7. Л. М. Качанов. Основы теории пластичности. М., Наука, 1969.
8. Д. Мак-Лиц. Механические свойства металлов. М., Металлургия, 1965.
9. В. К. Боболев, В. Л. Боднева, А. В. Дубовик. ПМТФ, 1975, 5, 153.
10. У. Л. Уилкинсон. Неньютоновские жидкости. М., Мир, 1964.
11. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ИФЖ, 1974, 27, 2, 317; 1975, 28, 5, 926.
12. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян и др. ФГВ, 1976, 12, 1, 59.
13. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев, Ю. А. Казарова. ФГВ, 1969, 5, 4, 491.
14. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 299.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ РАСШИРЕНИЕ ДО РАЗРУШЕНИЯ СЖИМАЕМОГО КОЛЬЦА В СХЕМЕ ИДЕАЛЬНОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ

*С. В. Сериков
(Челябинск)*

Рассматривается осесимметричное движение цилиндрической оболочки под действием внутреннего переменного давления или заданного поля скоростей. Материал оболочки изотропен, сжимаем, подчиняется уравнениям идеальной пластичности. Известны результаты экспериментального и теоретического исследования расширения цилиндрических оболочек при импульсных динамических нагрузках [1]. В частности, в работах [2, 3] рассмотрены одномерная и двумерная задачи о движении сжимаемой толстостенной трубы под действием продуктов детонации в рамках упругопластической модели с учетом волновых процессов. Вопрос о количественном описании разрушения сжимаемых прочных оболочек в названных работах не рассматривался.

В настоящей работе в рамках общей постановки нестационарного движения сжимаемой непрерывной среды [4] выписывается математическая модель в схеме идеальной пластичности. При заданном законе распределения плотности среды по ширине кольца определяется аналитическое решение сформулированной задачи без учета взаимодействия ударных волн в оболочке. Вводится критерий разрушения. Полученные соотношения относительно времени разрушения кольца под действием продуктов взрыва, а также длины осколка сопоставляются с известными экспериментальными результатами.

1. Математическая модель. Процесс осесимметричного изэнтропического движения сжимаемой пластической кольцевой оболочки под действием внутреннего давления или начального поля скоростей при условии плоской деформации описывается следующими уравнениями механики сплошной среды.

Компоненты тензора напряжений σ_r, σ_θ , радиальная скорость частиц кольца $v(r, t)$ и плотность среды $\rho(r, t)$ в полярных координатах r, θ удовлетворяют вне поля массовых сил уравнению движения

$$\partial\sigma_r/\partial r + (\sigma_r - \sigma_\theta)/r = \rho(\partial v/\partial t + v\partial v/\partial r) \quad (1.1)$$

условию неразрывности

$$\partial\rho/\partial t + r^{-1}\rho v + \partial(\rho v)/\partial r = 0 \quad (1.2)$$

и уравнению состояния пластической среды

$$\sigma_\theta - \sigma_r = \sigma_*, \quad (1.3)$$

где σ_* — динамический предел текучести, пластическая постоянная.

Замыкающие уравнения для сжимаемого твердого тела и относительно осевой компоненты тензора напряжений σ_z при плоской деформации имеют вид

$$\rho = f(r, t), \quad \sigma_z = 1/2(\sigma_r + \sigma_\theta), \quad (1.4)$$

где функция $f(r, t)$ в дальнейшем предполагается заданной.

На границах кольца $r = R_i, i = 1, 2$ ($R_1 < R_2$) выполняется динамическое условие

$$\sigma_r = -p(t) \quad \text{при } r = R_1, \quad (1.5)$$

$$\sigma_r = 0 \quad \text{при } r = R_2$$

и кинематическое

$$dR_i/dt = v \quad \text{при } r = R_i. \quad (1.6)$$

Начальные условия относительно нагружения кольца рассматриваются в двух случаях. Первый, когда на внутренней границе кольца имеет место начальное давление при нулевой скорости границ. Отсюда при $t = 0$

$$\rho = \rho_0, \quad p = p_0, \quad R_i = R_{i0} \quad (R_{10} < R_{20}), \quad dR_i/dt = 0. \quad (1.7)$$

Второй случай — инерционное расширение кольца. Такое условие соответствует, например, существенному воздушному зазору между зарядом ВВ и внутренней границей плоского кольца. Тогда действие взрыва состоит только в создании начального поля скоростей [5]. В этом случае начальные условия имеют вид

$$\rho = \rho_0, \quad p_0 = 0, \quad R_i = R_{i0}, \quad dR_i/dt = v_{i0}. \quad (1.8)$$

2. Построение решения. Рассмотрим решение математической модели (1.1)—(1.8) при заданном распределении плотности среды по стенке кольца в виде соотношения

$$\rho = \rho_{10}(r/R_{10})^n, \quad (2.1)$$

где постоянный параметр n определяется равенством

$$n = \ln(\rho_{20}/\rho_{10})/\ln(R_{20}/R_{10}). \quad (2.2)$$

Здесь ρ_{10}, ρ_{20} — соответственно плотность среды на внутренней и внешней границах кольца в начальный момент времени. Из (1.2), (2.1) получим

$$v = a(t)r^{-(n+1)}, \quad (2.3)$$

где функция времени $a(t)$ определяется из кинематического условия и имеет вид

$$a(t) = R_1' R_1^{n+1}, \quad R_1' R_1^{n+1} = R_2' R_2^{n+1}. \quad (2.4)$$

Штрих означает дифференцирование по времени $t \geq 0$. Подставляя (2.1), (2.3) в (1.1) вследствие (1.3), (1.5) получим относительно радиальной компоненты тензора напряжений дифференциальное уравнение, которое интегрируется. Отсюда имеем при $n \neq -2$

$$\begin{aligned} \sigma_r &= (\sigma_* + \rho_1 b) \ln(r/R_2) + \frac{n+1}{n+2} \rho_1 R_1'^2 \left[\left(\frac{R_1}{r}\right)^{n+2} - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{n+2} \right], \\ p &= (\sigma_* + \rho_1 b) \ln(R_2/R_1) - \frac{n+1}{n+2} \rho_1 R_1'^2 \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{n+2} \right]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь

$$\rho_1 = \rho_{10} \left(\frac{R_1}{R_{10}}\right)^n, \quad b = (n+1) R_1'^2 + R_1 R_1''.$$

При $n = -2$ имеем

$$\begin{aligned} \sigma_r &= (\sigma_* + \rho_1 R_1 \cdot R_1'') \ln(r/R_2), \\ P &= (\sigma_* + \rho_1 R_1 \cdot R_1'') \ln(R_2/R_1). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Вследствие закона сохранения массы $m = \int_V \rho dV$, $m' = 0$ получим из (2.1) соотношения между текущими радиусами кольца

$$(R_2/R_{10})^{n+2} - (R_1/R_{10})^{n+2} = (R_{20}/R_{10})^{n+2} - 1 \quad (n \neq -2), \quad (2.7)$$

$$R_2/R_1 = R_{20}/R_{10} \quad (n = -2). \quad (2.8)$$

Вторые соотношения в равенствах (2.5), (2.6) вместе с (1.7), (1.8) и (2.7), (2.8) определяют закон изменения границ кольца. Относительно R_1 или R_2 имеем нелинейное обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами. В случае тонкого кольца, когда можно принять $R_2/R_1 \simeq 1 + \psi$, $\psi \ll 1$, решение рассматриваемых уравнений при адиабатическом изменении внутреннего давления выражается в квадратурах. В общем случае стандартный численный метод Рунге — Кутты позволяет без принципиальных трудностей получить решение искомого нелинейного обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка при заданном внутреннем давлении. Такой подход достаточно прост для количественного описания безволнового неустановившегося движения кольцевой оболочки из сжимаемого материала с прочностью по сравнению с численным решением краевой задачи в частных производных (см., например, [2]).

Отметим, что при $n = 0$ ($\rho_{10} = \rho_{20}$) имеем случай несжимаемой среды. Когда $n = 0$, получим из (2.5), (2.7) известное решение [6] для осесимметричного расширения цилиндрической оболочки в схеме идеальной пластичности. В случае идеальной несжимаемой жидкости ($n = 0$, $\sigma_* = 0$) равенства (2.5), (2.7) позволяют написать уравнения для определения закона изменения границ кольцевой оболочки под действием внутреннего давления, тождественно совпадающие с полученными в [7].

При воздействии взрывных нагрузок на сжимаемое твердое тело по последнему распространяется ударная волна. Наиболее употребительная форма записи закона ударной сжимаемости для металлов имеет вид (см., например, [4])

$$\Delta p = A[(\rho/\rho_{10})^k - 1], \quad \Delta p = p - p_0, \quad (2.9)$$

где $A > 0$, $k > 0$ — постоянные, определяемые опытным путем.

Из (2.1) и (2.9) следует, что при $n \geq 0$ в расширяющемся кольце распространяется ударная волна сжатия ($\Delta p \geq 0$). В случае $n < 0$ в кольце наблюдается волна разрежения ($\Delta p < 0$). Исключение равенства (2.9) при построении решения описанной математической модели соответствует пренебрежению взаимодействием ударных волн в кольце.

При взрывном нагружении металлических колец [5] волны сжатия проходят по толщине кольца (~ 1 см) ~ 1 мкс, а разрушение наступает спустя $\sim 10^3$ мкс. При таких временных соотношениях оправдано пренебрежение волновыми процессами по толщине кольца. Решение (2.1) — (2.8) дает однозначную связь давления от плотности среды. В работе [8] показано, что плотность металла реальной заготовки из стали ШХ-15 (сплошной цилиндр диаметром 240 мм) увеличивается от центра к поверхности в пределах 30%. В зависимости от способа изготовления металлической оболочки следует ожидать возрастания плотности материала по толщине стенки как от внутренней границы к внешней ($n > 0$) при ее начальном состоянии, так и от внешней к внутренней ($n < 0$).

3. Разрушение кольца. В качестве примера рассмотрим наиболее простой случай $n = -1$. Пусть давление на внутренней границе оболочки изменяется в соответствии с законом равновесного расширения продуктов детонации, тогда из (2.5), (2.7) получим

$$p_0 \left(\frac{R_{10}}{R_1} \right)^{2\gamma} = (c_* + \rho_{10} R_{10} R_1') \ln(1 + \delta_0/R_1), \quad (3.1)$$

$$R_2 = R_1 + \delta_0, \quad R_1' = R_2', \quad \rho = \rho_{10} R_{10}/r.$$

Здесь p_0 — давление на внутренней границе кольца в начальный момент времени; $\gamma > 1$ — показатель изэнтропы; δ_0 — начальная ширина кольца, которая при $n = -1$ остается постоянной во времени. Принимая приближение $\ln(1 + \delta_0/R_1) \approx \delta_0/R_1$, получим из (3.1) первый и второй интегралы соответственно

$$v_1^2 = \frac{\alpha}{\gamma - 1} (1 - x^{1-\gamma}) - \beta(x - 1), \quad (3.2)$$

$$t_1 = \int_1^x \frac{d\tau}{v_1(\tau)},$$

$$\text{где} \quad v_1 = R_1' \sqrt{\rho_{10}/p_0}, \quad \alpha = R_{10}/\delta_0, \quad \beta = 2\delta_*/p_0, \quad x = R_1/R_{10}, \quad (3.3)$$

$$t_1 = t/R_{10} \cdot \sqrt{\rho_{10}/p_0}$$

— безразмерные величины.

Сформулированные в работах [9, 10] временные критерии разрушения в динамике твердого тела позволяют принять в качестве первого приближения для рассматриваемой задачи следующий критерий: существует предельная величина деформации ε_* , при которой материал разрушается. Рассматривая величину $\varepsilon_1 = \ln(1 + u_1/R_{10})$, где $u_1(R_{10}, t) = R_1 - R_{10}$ — перемещение, получим в момент разрушения внутренней границы кольца соотношение $u_{1*}/R_{10} = \varepsilon_{1*}$, названное в [5] фронтом критической деформации. Такой подход относительно количественного описания разрушения металлических колец под действием взрывных нагрузок получил экспериментальное подтверждение [5, 11].

Принимая во внимание соотношение $x_* = 1 + \varepsilon_{1*}$, получим из (3.2) с точностью до первого порядка малости относительно ε_{1*} значение скорости в момент разрушения и время разрушения

$$v_{1*} = [\varepsilon_{1*}(\alpha - \beta)]^{1/2}, \quad t_{1*} = [\varepsilon_{1*}/(\alpha - \beta)]^{1/2}. \quad (3.4)$$

Из (3.4) следует $v_{1*} \rightarrow 0$, $t_{1*} \rightarrow \infty$ при $\alpha \rightarrow \beta$. Отсюда получаем оценку на начальные параметры задачи $p_0 \leq 2\sigma_* \delta_0/R_{10}$, когда кольцевая обо-

лочка расширяется без разрушения. На внешней границе кольца $R_2 = R_{20} + u_2(R_{20}, t)$, $\varepsilon_{2*} = u_{2*}/R_{20}$. Учитывая также соотношения $v_1 = v_2$, $\varepsilon_{1*} = \kappa_0 \varepsilon_{2*}$, получим скорость в момент разрушения и время разрушения для внешней границы кольца

$$v_{2*} = [\kappa_0 \varepsilon_{2*} (\alpha - \beta)]^{1/2}, \quad t_{2*} = [\kappa_0 \varepsilon_{2*} / (\alpha - \beta)]^{1/2}, \quad \kappa_0 = R_{20}/R_{10}. \quad (3.5)$$

Рассмотрим решение (3.4) в случае инерционного расширения оболочки с начальными данными (1.8)

$$\begin{aligned} v_1^2 &= 1 - 2\sigma(x - 1), \\ t_1 &= \sigma^{-1} (1 - \sqrt{1 - 2\sigma(x - 1)}), \end{aligned} \quad (3.6)$$

где безразмерные параметры определяются по формулам

$$v_1 = R_1'/v_{10}, \quad i_1 = v_{10}t_1/R_{10}, \quad \sigma = \sigma_*/\rho_{10}v_{10}^2, \quad x = R_1/R_{10}.$$

Как и в предыдущем случае, из (3.6) получим для скорости и времени разрушения внутренней границы ($x_* = 1 + \varepsilon_{1*}$) соотношения

$$v_{1*} = [1 - 2\sigma\varepsilon_{1*}]^{1/2}, \quad t_{1*} = \varepsilon_{1*}. \quad (3.7)$$

Время разрушения найдено из (3.6) с точностью до первого порядка малости относительно ε_{1*} . Для внешней границы в момент разрушения

$$v_{2*} = [1 - 2\sigma\kappa_0\varepsilon_{2*}]^{1/2}, \quad t_{2*} = \kappa_0\varepsilon_{2*}. \quad (3.8)$$

Из равенства $\varepsilon_{1*} = \kappa_0\varepsilon_{2*}$ следует, что время разрушения внутренней границы кольца совпадает с разрушением внешней вследствие характерного распределения плотности по ширине оболочки. Плотность в рассматриваемом частном решении уменьшается при расширении кольца с постоянной шириной. Исследуем волновую картину в оболочке из сжимаемого материала с момента падения детонационной волны. Известно [2], что в момент падения детонационной волны по оболочке распространяются одна, две или три (в зависимости от амплитудного давления продуктов детонации) ударные волны, которые в дальнейшем отражаются от внешней поверхности оболочки в виде волн разрежения. Волна разрежения отражается от контактной границы ПД — оболочка в виде волны сжатия и т. д. Волна разрежения уменьшает плотность среды.

Поскольку принятый подход к построению решения задачи (1.1) — (1.8) не учитывает волновые процессы, то необходимо сформулировать предположение: полученные равенства (3.4), (3.5); (3.7), (3.8) относительно скорости и времени разрушения кольца соответствуют моменту прохождения волны разрежения. Отсюда при прохождении в начальный момент времени ударной волны по оболочке следует ожидать, что плотность на внутренней границе будет выше, чем на внешней. Затем плотность снижается в процессе распространения фронта разрушения, что и описывает полученное частное решение.

Рассмотрим ряд известных экспериментальных результатов по взрывному разрушению кольцевых оболочек. В работе [12] разрушались трубы длиной 20 см, с постоянным внутренним радиусом $R_{10} = 3,15$ см и различной толщиной стенки δ_0 . Заряд ВВ устанавливался внутри трубы, имел форму сплошного шара диаметром 6,2 см и инициировался в центре. В качестве ВВ использовался сплав ТГ 50/50 плотностью 1,67 г/см³. В опытах, в частности, регистрировались времена начала деформации τ_1 и до потери сплошности оболочки τ_2 , значение деформации растяжения ε_{2*} наружной границы оболочки в момент разрушения.

Из (3.5) получаем время разрушения кольца, которое с учетом размерности определяется формулой

$$t_* = \sqrt{\delta_0 \rho_{10} \varepsilon_{2*} R_{20} / p_0} (1 - 2\sigma_* \delta_0 / p_0 R_{10})^{-1/2}. \quad (3.9)$$

Таблица 1

Номер опыта	δ_0 , см	ϵ_{2*}	τ_* , мкс	t_* , мкс	τ_*/t_*
1	0,09	0,21	4	2,01	1,99
2	0,20	0,36	10	3,94	2,53
3	0,20	0,30	9	3,59	2,51
4	0,40	0,53	21	6,96	3,00
5	0,80	0,40	20	9,06	2,21
6	1,20	0,35	37	10,80	3,42
7	0,18	0,43	11	4,07	2,70
8	0,11	0,55	4	2,11	1,89
9	0,60	0,60	14	5,51	2,54
10	1,21	0,76	32	9,51	3,36
11	0,09	0,69	6	2,13	2,81

Таблица 2

Номер опыта	R_{20} , см	v_{10} , м/с	r_0/R_{20}	ϵ_{2*}	τ_* , мкс	t_* , мкс	τ_*/t_*
1	21,45	120	0,30	0,29	540	518	1,04
2	21,33	110	0,30	0,28	560	543	1,03
3	5,22	250	0,42	0,43	98	90	1,08
4	21,30	300	0,42	0,19	130	135	0,96
5	21,30	270	0,42	0,14	115	110	1,04
6	21,42	715	0,61	0,30	100	90	1,11
7	21,34	720	0,61	0,29	90	86	1,04
8	3,54	730	0,62	0,56	24	27	0,89
9	3,54	700	0,62	0,49	22	24	0,91

В схеме мгновенной детонации давление покоящегося газа при показателе изэнтропы $\gamma = 3$ в два раза ниже фронтального давления детонации, отсюда вследствие [1] $p_0 = \rho_* D^2/8$, где ρ_* , D — соответственно плотность ВВ и скорость детонации. При $\rho_* = 1,65 \text{ г/см}^3$ $D = 7,65 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, тогда $p_0 = 122 \text{ кбар}$. Результаты расчета по (3.9) и экспериментальные значения времени разрушения различных труб $\tau_* = \tau_2 - \tau_1$ представлены в табл. 1. Опыты 1—6 проведены с трубами из Ст. 3 ($\rho_{10} = 7,85 \text{ г/см}^3$); 7 — с отожженной сталью ЗОХГСА; в опытах 8—10 использовались трубы из закаленного дюралюминия Д-16 ($\rho_{10} = 2,74 \text{ г/см}^3$), а в 11 — отложенный Д-16.

Принимая во внимание экспериментальные результаты [13], имеем возможность сравнить время разрушения оболочки по формуле (3.8) с опытными данными, соответствующими инерционному расширению оболочки. Здесь, в отличие от предыдущих экспериментов, между сферическими зарядами ВВ и внутренней границей трубы имелся существенный воздушный зазор. Изменялись внешний радиус стальных труб ($R_{20} = 3,54; 5,22; 21,30 \text{ см}$), радиус заряда ВВ ($r_0 = 1,55; 2,2; 5,75; 6,5; 9,0; 13,0 \text{ см}$), начальная толщина стенки ($\delta_0 = 0,046 R_{20}$).

Как следует из (3.7), (3.8), время разрушения оболочки определяется соотношением $t_* = R_{20} \epsilon_{2*} / v_{10}$, в которое входят параметры, полученные экспериментально в [13]. Сравнение расчетных t_* и опытных τ_* , а также соответствующих величин начальной скорости нагружения v_{10} и предельной деформации ϵ_{2*} внешней границы оболочки представлены в табл. 2. Последние два опыта табл. 2 соответствуют разрушению труб из Ст. 35, материал остальных труб Ст. 20.

В случае интенсивного инерционного расширения кольца из несжимаемого пластического материала получены соотношения [5] для оценки времени разрушения и длины осколка тонкого кольца в виде $t_* = (2\delta_0 \text{sh } \epsilon_*) / v_*$, $l_* = c t_*$, где ϵ_* , v_* , c — соответственно предельная величина логарифмической деформации, скорость, соответствующая началу разрушения, и скорость звука, равная скорости разгрузки.

Определим для рассматриваемого случая начальную скорость нагружения внутренней границы кольца v_{10} через энергетическое соотношение

$$m = \int_{R_{10}}^{R_{20}} \rho_{10} \frac{R_{10}}{r} 2\pi r dr = 2\pi \rho_{10} \delta_0 R_{10}, \quad \frac{mv_{10}^2}{2} = \varphi Q, \quad (3.10)$$

где φ — удельная энергия ВВ; Q — вес заряда ВВ на единицу длины. Тогда вследствие равенств $l_* = c t_*$ и $t_* = R_{20} \epsilon_{2*} / v_{10}$ получим из (3.10) формулу для оценки длины осколка кольцевой оболочки

$$l_* = c \epsilon_{2*} R_{20} [\pi \rho_{10} R_{10} \delta_0 / \varphi \cdot Q]^{1/2}. \quad (3.11)$$

Известны экспериментальные результаты по разрушению металлических колец. Например, в работе [14] разрушались кольца из дюралюминия с внутренним радиусом $R_{10} = 4$ см, высотой 1 см и шириной $\delta_0 = 0,2; 0,4; 0,8$ см. Использовался заряд ВВ (ТГ 50/50) массой 18 г в виде шашки диаметром 3,5 и высотой 1 см. Вторая группа экспериментов проведена с дюралюминиевым кольцом постоянной ширины 0,2 см, масса заряда $Q = 4, 8, 18, 43$ г. Принимая для дюралюминия $c = 5 \cdot 10^3$ м/с, $\epsilon_{2*} = 0,25$, $\rho_{10} = 2,75$ г/см³ и для удельной энергии ВВ (ТГ 50/50) $\varphi = 4,8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, получим из (3.11) расчетную длину осколков, значения которых вместе с опытными значениями (z) приведены в табл. 3. Ниже представлены расчетные l_* и экспериментальные значения длины осколка z (в см):

Таблица 3

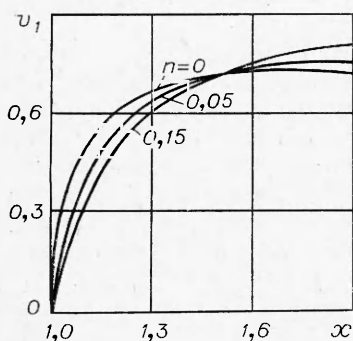
Номер опыта	δ_0 , см	Q , г/см	z , см	l_* , см
1	0,2	18	1,7	1,48
2	0,4	18	1,7	2,20
3	0,8	18	2,0	3,39
4	0,2	4	4,7	3,10
5	0,2	8	2,7	2,20
6	0,2	43	0,5	0,94

σ_0	z	l_*
0,26	1,02	0,92
0,46	1,77	1,27
0,90	2,85	1,97

Опыты [15] проведены с кольцами из мягкой стали внутреннего радиуса 4, высотой 1 и шириной 0,26; 0,46; 0,90 см. Масса заряда ВВ 80 г. В расчетах принято $c = 4,2 \cdot 10^3$ м/с, $\epsilon_{2*} = 0,20$, $\rho_{10} = 7,85$ г/см³.

Вернемся ко второму уравнению системы (2.5). Рассмотрим его численное решение относительно скорости внутренней границы кольцевой оболочки при расширении последней под действием продуктов детонации. Нелинейное обыкновенное дифференциальное уравнение решалось стандартным численным методом Рунге — Кутты при начальных данных (1.7), где $p_0 = \rho_* D^2/8$. Использовались следующие значения параметров: $\rho_* = 1,65$ г/см³, $\rho_{10} = 7,85$ г/см³, $D = 7,65 \cdot 10^3$ м/с, $\sigma_* = 10$ кбар, $\gamma = 3$, $R_{10} = 2$ см, $R_{20} = 2,5$ см.

На рисунке в безразмерных координатах $x = R_1/R_{10}$, $v_1 = R_1' \sqrt{\rho_{10}/\rho_0}$ показана зависимость скорости расширения внутренней границы стальной оболочки от относительного внутреннего радиуса. Расстояние между кривыми искусственно увеличено в два раза по сравнению с реальным расчетом. Разница между линиями $n = 0$ и $n = 0,15$ не превышает 5%.



Из расчета следует, что на начальном этапе расширения кольцевой оболочки из сжимаемого материала при $n > 0$ скорость внутренней границы несколько ниже, чем без учета сжимаемости.

Таким образом, общая постановка нестационарного расширения кольца в схеме идеальной пластичности при заданном распределении плотности среды по ширине кольца позволяет получить аналитическое решение задачи. Вывод соотношений для определения времени разрушения и длины осколка при взрывном нагружении металлических оболочек получен без учета взаимодействия ударных волн в кольце, но искомые формулы не противоречат результатам экспериментов, а в некоторых случаях имеют хорошее опытное соответствие.

Поступила в редакцию
27/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Одинцов, Л. А. Чудов.— В сб.: Проблемы динамики упругопластических сред. № 5. М., Мир, 1975.
2. В. А. Одинцов, В. В. Селиванов, Л. А. Чудов. Изв. АН СССР, МТТ, 1974, 3.
3. В. А. Одинцов, В. В. Селиванов, Л. А. Чудов. Изв. АН СССР, МТТ, 1975, 5.
4. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
5. В. М. Кузнецов. ФГВ, 1973, 9, 4.
6. В. А. Одинцов, В. В. Селиванов, Л. А. Чудов. ПМТФ, 1974, 2.
7. Э. А. Кошелев.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 13. Новосибирск, 1973.
8. Н. Л. Ослон, Л. В. Кохман и др. Сталь, 1964, 6.
9. Ю. И. Фадеевко. ПМТФ, 1977, 6.
10. Ю. И. Фадеевко.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 32. Новосибирск, 1977.
11. А. Г. Черников. ФГВ, 1976, 12, 4.
12. А. Г. Иванов, Л. И. Кочкин и др. ФГВ, 1974, 10, 1.
13. А. Г. Иванов, В. Н. Мипаев и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
14. Э. А. Кошелев, В. М. Кузнецов и др. ПМТФ, 1971, 2.
15. В. М. Кузнецов. ПМТФ, 1968, 2.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ТЕТРАНИТРОМЕТАНА

А. Г. Антипенко, А. Н. Дремин, В. В. Якушев

(Черноголовка)

Проведенные ранее исследования показали, что электропроводность продуктов детонации обычных ВВ состава С, N, H, O обусловлена главным образом диссоциацией воды на ионы в условиях высоких давлений и температуры [1—3]. В связи с этим большой интерес представляет изучение проводимости продуктов детонации ВВ, не содержащих водород. Если она и возникает, то не может быть связана с диссоциацией воды, а определяется другими процессами.

В настоящей работе в качестве такого ВВ выбран тетранитрометан $C(NO_2)_4$. Перед опытами вещество очищалось отмыванием водой и последующим многократным вымораживанием. Показатель преломления очищенного тетранитрометана оказался равным $n_D^{20} = 1,4384$, что совпадает с табличным значением [4].

Использовалось экспериментальное устройство (рис. 1), где тетранитрометан находился в стеклянном цилиндрическом сосуде диаметром 40 и длиной 150 мм. Детонация инициировалась с помощью генератора плоской ударной волны. В опыте измерялось сопротивление между коаксиальными электродами, выполненными из нержавеющей стали, с помощью импульсной установки, описанной в [5].

Типичная осциллограмма показана на рис. 2. Начальный участок соответствует сопротивлению между электродами в исходном тетранитрометане, которое можно считать бесконечно большим. В любой момент времени сопротивление легко рассчитать по формуле

$$R = R_0 / (V_\infty / V - 1), \quad (1)$$

где V — текущее напряжение на входном сопротивлении осциллографа; V_∞ — напряжение, соответствующее $R = \infty$. Величина R_0 определяется резисторами в измерительной цепи. Из осциллограммы видно, что в момент касания детонационным фронтом торца электродов сопротивление между ними падает до $R_1 = 6$ Ом и в дальнейшем остается почти посто-