

РАЗРУШЕНИЕ ЦИЛИНДРОВ НА ВОЛНОВОЙ СТАДИИ

В. А. ОДИНЦОВ, Т. Г. СТАЦЕНКО

(Москва)

В одномерной постановке численно исследуется начальная стадия расширения толстостенных цилиндрических оболочек под действием скользящей волны. Обсуждаются условия возникновения разрушения внутри стенки оболочки.

Расширению цилиндров под действием продуктов детонации (ПД) посвящено большое количество работ (см. обзор [1]). Обычно в оболочке выделяют две характерные зоны — внешнюю, разрушаемую хрупко-отрывными радиальными трещинами, и внутреннюю, разрушаемую сдвигами по плоскостям скольжения. Приближенные характеристики этих зон могут быть определены при помощи простой модели несжимаемой идеально пластической оболочки [2].

До настоящего времени не вполне ясно значение волновых процессов в формировании этих зон и разрушении оболочки в целом. При действии сильных волн разрежения, возникающих при отражении ударных волн от внешней поверхности оболочки, внутри оболочки возникают значительные радиальные растягивающие напряжения. Однако откола (в данном случае кольцевого) в общепринятом смысле этого слова обычно не происходит, что объясняется относительно низкой амплитудой ударной волны при скользящей детонационной волне и медленным спадом давления продуктов детонации в оболочке. Вместе с тем при определенных условиях возможно образование под действием указанных факторов зоны внутренних разрывов (как радиальных, так и кольцевых).

Возникновение радиальных трещин в средней зоне толстостенных цилиндров отмечалось, например, в [3]. По экспериментальным данным [4] разрушение начинается вблизи внешней поверхности, а затем распространяется наружу и внутрь. При нагружении оболочек полыми зарядами кольцевого сечения откольный эффект резко усиливается. При нагружении оболочки ударом по ее внутренней поверхности кольцевым ударником, разгоняемым взрывом, возникают гладкие фазовые кольцевые отколы [5]. Решение одномерной задачи о движении стального цилиндра под действием продуктов осевой детонации приведено в [6].

1. Численное исследование напряженно-деформированного состояния оболочки в начальной (волновой) стадии ее расширения проводилось в одномерной постановке. Для воспроизведения нагрузок от скользящей детонационной волны использовалась следующая модель.

В момент $t=0$ продукты детонации (ПД) имеют постоянную по радиусу плотность ρ_0 , равную плотности взрывчатого вещества, и радиальную скорость, распределенную по параболическому закону $u=u_0(R/a_0)^2$ (a_0 — начальный внутренний радиус оболочки, R — радиальная координата). Величины скорости u_0 и начального давления ПД p_0^* (или скорости звука в ПД c_0) определяются единственным образом из баланса энергии на единицу длины заряда

$$mE_0 + \int_m \frac{1}{2} u^2 dm = mQ_v$$

и условия равенства давления отражения ПД от оболочки фронтальному давлению детонации p_{c-s} , где m — масса заряда взрывчатого вещества на единицу длины, E_0 — начальная внутренняя энергия ПД, Q_v — удельная теплота взрыва.

Для продуктов детонации, описываемых политропой Ландау — Станюковича $p = A\rho^k$ имеем (D — скорость детонации)

$$Q_V = D^2/2(k^2 - 1), p_{c-J} = \rho_0 D^2/(k+1)$$

В безразмерном виде при $k=3$ получим: $u_0' = u_0/D = 0.1736$, $c_0' = c_0/D = 0.587$, $p_0'^* = p_0^*/\rho_0 D^2 = 0.115$, $D = 4\sqrt{Q_V}$.

Движение оболочки происходит в условиях плоской деформации ($\epsilon_z = 0$), напряжения σ_r , σ_θ , σ_z являются главными.

Уравнения механики сплошной среды для продуктов детонации и материала оболочки записаны в линейных лагранжевых переменных. Уравнение состояния металла (стали), единая процедура расчета в упругой и пластической области с приведением девиаторов напряжения на круг текучести, начальные и граничные условия и безразмерные переменные приняты такими же, как в [6]. Ограничений на величину растягивающего напряжения в волнах разрежения не накладывалось.

Начальные условия для ПД имеют вид $\rho = \rho_0$, $u = u_0(R/a_0)^2$, где a_0 — начальный внутренний радиус оболочки.

Определяющими безразмерными параметрами задачи являются: $G' = G/\rho_0 D^2$, $Y' = Y/\rho_0 D^2$, $\omega_0 = \gamma_0/\rho_0$, $\delta_a = \delta_0/2b_0$.

Здесь G — модуль сдвига, Y — динамический предел текучести, γ_0 — начальная плотность металла, $\delta_0 = b_0 - a_0$ — начальная толщина стенки. $G' = G/\rho_0 D^2$.

Конечно-разностная аппроксимация уравнений выполнена при помощи явной одношаговой схемы второго порядка точности. Регуляризация решения проводилась посредством линейного сглаживания. Диссипативный член в формуле сглаживания соответствует псевдовязкому давлению, введенному в [7].

2. Рассчитаны варианты, соответствующие значениям $\delta_a = 1/8$ и $1/6$, при этом $G = 8.1 \cdot 10^{10}$ Н/м², $Y = 10^9$ Н/м², $\gamma_0 = 7.85 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_0 = 1.7 \cdot 10^3$ кг/м³, $D = 8000$ м/с.

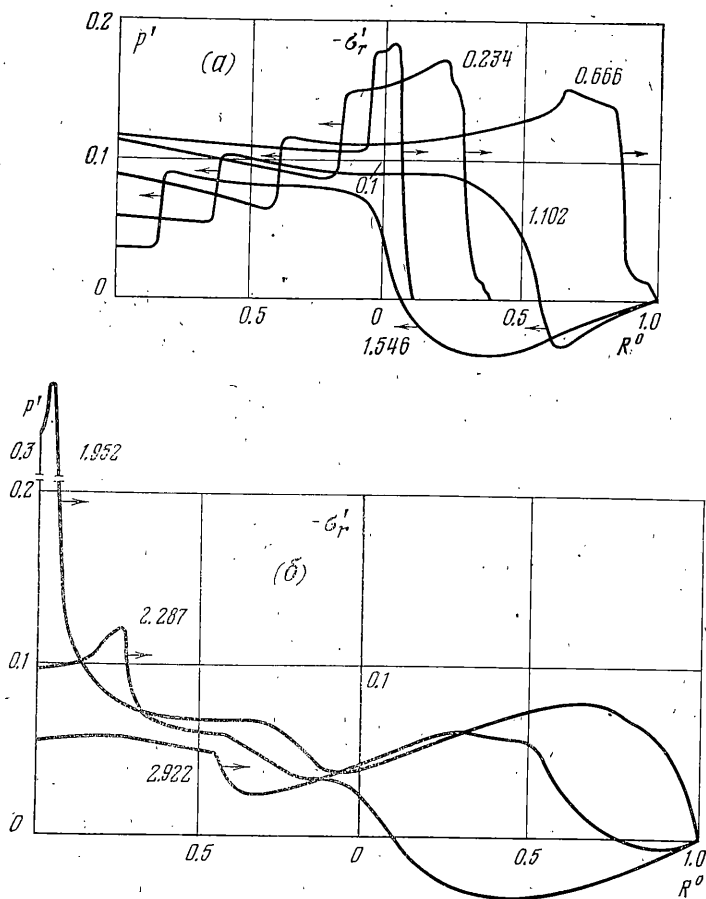
Значения относительного радиуса полости $\chi_0 = a_0/b_0 = 1 - 2\delta_a$, коэффициента нагрузки β и коэффициента наполнения сечения η ($\beta = m/M$, $\eta = m/(m+M)$), где m , M — масса взрывчатого вещества и оболочки на единицу длины), а также расчетное значение конечной скорости оболочки $v_0 = \sqrt{1/2 D [\eta/(2-\eta)]^{1/2}}$, представлены ниже (скорость в м/с)

δ_a	χ_0	β	η	v_0
$1/8$	0.75	0.278	0.218	1390
$1/6$	0.667	0.173	0.148	1030

На фиг. 1 а, б представлено распределение давлений в продуктах детонации p' и радиальных напряжений в оболочке σ_r' в различные моменты времени для $\delta_a = 1/6$. Линейный масштаб в ПД и металле различен.

В ПД возникает отраженная ударная волна с характерным плато давления. При схождении отраженной ударной волны к оси симметрии формируется расходящаяся ударная волна, амплитуда которой быстро убывает. В дальнейшем в ПД устанавливается процесс, близкий к равновесному расширению.

Амплитудное давление на контактной поверхности ПД — металл составляет $1.83 \cdot 10^{10}$ Н/м², что близко к расчетному давлению распада разрыва при скользящей детонации. Наблюдается расщепление ударной волны в оболочке на упругий предвестник, первую пластическую волну с амплитудным давлением фазового перехода $1.30 \cdot 10^{10}$ Н/м² и вторую пластическую волну, а также поэтапная разгрузка.



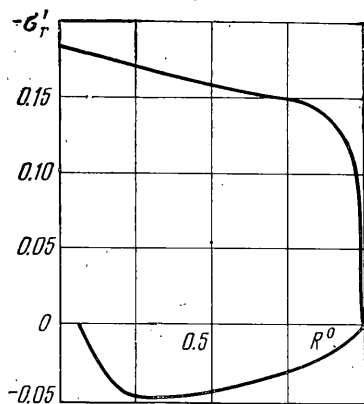
Фиг. 1

Амплитуда первой ударной волны в оболочке затухает сначала медленно, а затем по мере приближения к внешней поверхности быстро (фиг. 2).

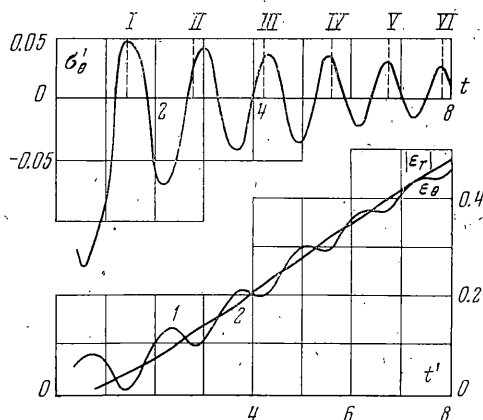
Амплитуда волны разрежения нарастает по мере движения в глубь оболочки, достигая максимума $\sigma_r = 4.8 \cdot 10^9$ Н/м² на относительной глубине $y^0 = 0.72$, а затем быстро убывает. Здесь по оси абсцисс отложена безразмерная лагранжева координата $R^0 = (R - a_0) / (b_0 - a_0)$ $a_0 \leq R \leq b_0$.

Диаграмма процесса $R-t$ для обеих толщин представлена соответственно на фиг. 3 а, б. Сплошная линия $\sigma_0 = 0$ разделяет зоны с растягивающими и сжимающими (заштрихованная область) тангенциальными напряжениями. На первых трех пульсациях у внутренней поверхности сохраняется состояние тангенциального сжатия. В дальнейшем зоны сжатия возникают пульсирующим образом только внутри оболочки, причем толщина этой зоны со временем уменьшается. С некоторого момента времени в оболочке существуют только растягивающие тангенциальные напряжения (для случая $\delta_a = 1/8$, $t' \approx 7$, девятая пульсация, фиг. 3, а).

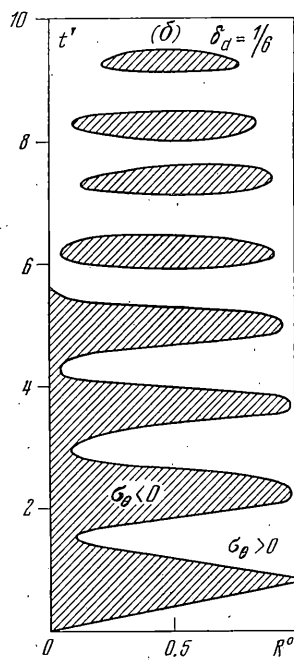
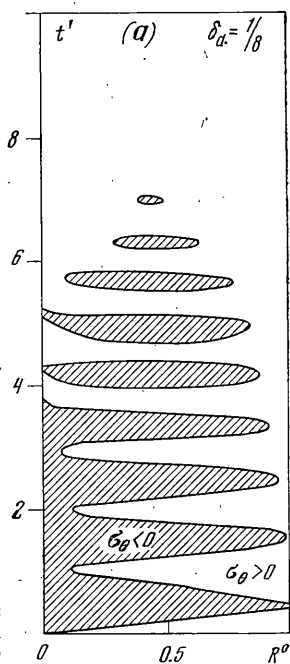
В дальнейшем, несмотря на существование довольно значительного давления ПД внутри цилиндра, практически весь материал цилиндра переходит в разгруженное состояние (по всей толщине среднее напряжение $\sigma > 0$) (для случая $\delta_a = 1/8$ это происходит в момент времени $t' \approx 8$). Значения величин в моменты окончания 1–5-й пульсаций для обеих тол-



Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 3

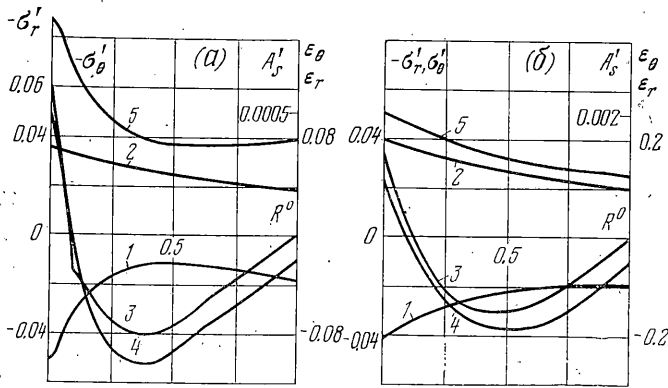
длин представлены в таблице (первые 4 столбца относятся к случаю $\delta_d = 1/8$, остальные — $\delta_d = 1/6$, N — номер пульсаций). Средняя скорость определялась по формуле (ее величина дана в м/с)

$$\langle v \rangle = \frac{1}{M} \int_M v dM$$

Размерные значения времени (в мкс) приводятся для оболочки с внутренним радиусом $a_0 = 20$ мм.

Для обеих толщин оболочек относительные радиусы b^0 в моменты окончаний соответствующих пульсаций отличаются менее чем на 3%.

История изменения напряжений σ_θ и деформаций $|\epsilon_r|$ (кривая 1) и ϵ_θ (кривая 2) в средней точке оболочки (на срединной поверхности) ($R^0 =$



Фиг. 5

=0.5) представлена на фиг. 4 ($\delta_d=1/6$). Римскими цифрами помечены моменты окончания соответствующих пульсаций. Амплитудные значения растягивающих тангенциальных напряжений убывают сравнительно медленно, что свидетельствует о возможности разрушения как в первой, так и в последующих волнах разрежения.

В то время как окружная деформация растяжения ϵ_θ возрастает с течением времени монотонно, радиальная деформация сжатия возрастает (по модулю) пульсирующим образом. Моменты пересечения кривых ($\epsilon_\theta = -|\epsilon_r|$) соответствуют нулевой объемной деформации. При дальнейшем расширении с затуханием волновых процессов и уменьшением объемного

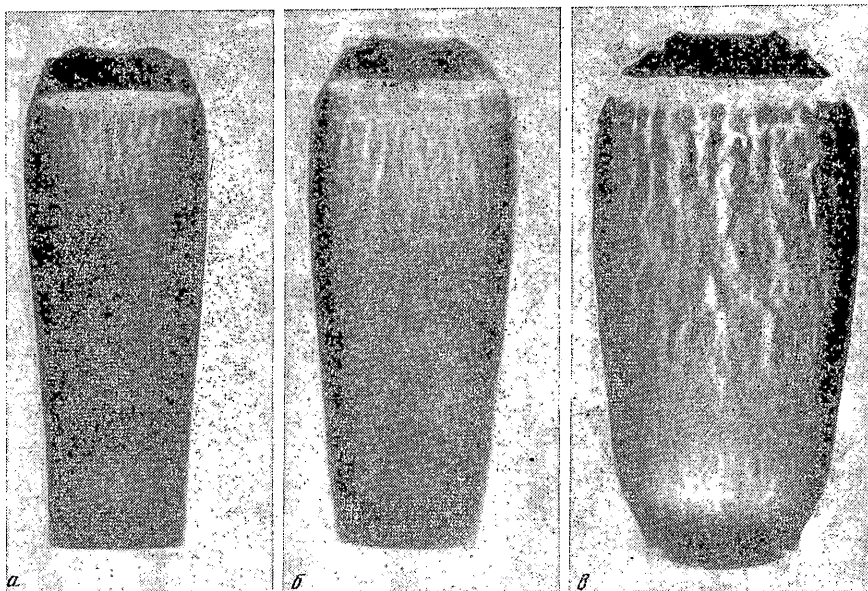
N	t'	t	b°	(v)	t'	t	b°	(v)
1	1.0059	2.5148	1.0323	659.9	1.5173	3.7933	1.0377	577.4
2	2.0244	5.0610	1.0993	917.2	2.8550	7.1375	1.1016	774.3
3	2.8646	7.1615	1.1689	1045.5	4.2605	10.6513	1.1859	873.1
4	3.7526	9.3815	1.2516	1124.8	5.6640	14.1600	1.2818	956.9
5	4.5612	11.4030	1.3320	1170.0	6.7906	16.9765	1.3649	988.4

сжатия оболочки соотношение между деформациями приближается к соотношению $\epsilon_\theta = -\epsilon_r$, справедливому для несжимаемого материала при плоской деформации.

Значения величин в средней точке $R^0=0.5$ в момент окончания первой пульсации представлены ниже, значения напряжений и удельной энергии формоизменения A_s даны в Н/м^2 , а скорости деформации — в $1/\text{с}$ (первая строка соответствует $\delta_d=1/3$, а вторая — $\delta_d=1/6$):

$\sigma_\theta \cdot 10^{-9}$	$\sigma_r \cdot 10^{-9}$	$\sigma_z \cdot 10^{-9}$	$\sigma \cdot 10^{-9}$	ϵ_θ	ϵ_r	ϵ_i	ϵ'_θ	ϵ'_r	$A_s \cdot 10^{-8}$
4.56	3.50	3.89	3.98	0.039	-0.013	0.026	27456	-28600	0.27
4.72	3.67	4.04	4.14	0.050	-0.020	0.030	22220	-30372	0.35

В этот момент все три напряжения $\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$ являются растягивающими, т. е. имеет место состояние всестороннего неравномерного растяжения; достигнута значительная тангенциальная деформация растяжения (4–5%), а радиальная деформация сжатия к этому моменту достигает локального минимума. Средняя объемная деформация в этот момент также положительна.



Фиг. 6

Распределение напряжений, деформаций и удельной энергии формоизменения

$$A_s = \int_0^{\varepsilon_i} \sigma_i d\varepsilon_i$$

по толщине оболочки в момент окончания первой и второй пульсаций представлено на фиг. 5а, б ($\delta_a = 1/8$). Кривые 1, 2 соответствуют ε_r и ε_θ , кривые 3, 4 — напряжениям σ_r , σ_θ , а кривая 5 — A_s' .

Таким образом в момент окончания первой пульсации в средней зоне оболочки возникает состояние, близкое к всестороннему растяжению.

В соответствии с утверждением Ю. Н. Работнова трехосное напряженное состояние, близкое к состоянию всестороннего растяжения, приводит к хрупкому разрыву даже в том случае, когда материал является пластичным в обычных условиях испытания.

Специфической особенностью в данном случае является тот факт, что радиальное растягивающее напряжение действует в условиях отрицательной радиальной деформации. В этом случае условия откольного разрушения становятся, по-видимому, иными, чем в одномерном плоском случае.

Наличие значительных тангенциальных напряжений, превосходящих на 30% радиальные, по-видимому, и приводит к первоочередному развитию радиальных трещин.

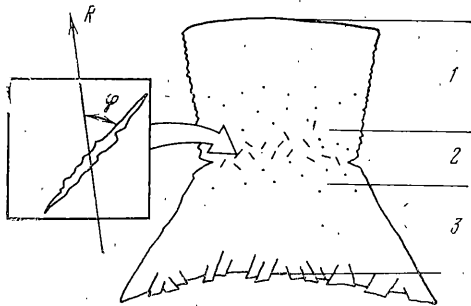
3. Экспериментальные исследования проводились на закрытых стальных цилиндрах с внутренним диаметром 30 мм, длиной заряда взрывчатого вещества 120 мм (удлинение 4), доньями толщиной 15 мм и толщинами стенки 5 и 7.5 мм ($\delta_a = 1/8$ и $1/6$), снаряженных флегматизированным гексогеном. Рентгеноимпульсной съемкой было показано, что сдвиг доньев во время разрушения цилиндра незначителен, что позволяет принять схему нагружения близкой к одномерной. Образец рентгеноимпульсной регистрации для $\delta_a = 1/6$ представлен на фиг. 6. Кадры соответствуют следующим

интервалам времени от момента подачи инициирующего импульса: a — 18 мкс, b — 22 мкс, c — 32 мкс.

Осколки цилиндров улавливались водяным ловителем и подвергались металлографическому изучению. Последнее показало, что в поперечном сечении осколка могут быть выделены зоны хрупкоотрывного разрушения (1), внутренних разрывов (2) и сдвигового разрушения (3) (фиг. 7).

Средняя зона 2 характеризуется наличием множественных внутренних разрывов (пор), слияние которых (коалесценция), по-видимому, и приводит к образованию магистральных трещин разрушения оболочки.

Распределение трещин по углу ориентации φ характеризуется частотой p , которая для диапазонов φ $0-30^\circ$, $30-60^\circ$ и $60-90^\circ$ соответственно составляет 0.45, 0.35 и 0.20. Отмечено также, что средняя длина микротрещин увеличивается с уменьшением угла φ и для тех же диапазонов φ в относительных единицах составляет 1.0, 0.8, 0.5. Эти результаты качественно согласуются с результатами численных расчетов.



Фиг. 7

Поступила 25 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Одинцов В. А., Чудов Л. А. Расширение и разрушение оболочек под действием продуктов детонации. В сб.: Проблемы динамики упругопластических сред. М., «Мир», 1975.
2. Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А. Расширение идеально-пластической цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации. ПМТФ, 1974, № 2.
3. Rinehart J. S., Pearson J. Conical surface of fracture produced by asymmetrical impulsive loading. J. Appl. Phys., 1952, vol. 23, No. 6 (Рус. перев.: Механика. Сб. перев., 1958, № 3).
4. Beetle J. C., Rinnovatore J. V., Corrie J. D. Fracture morphology of explosively loaded steel cylinders. Proc. 4th. Ann. Scanning Electron Microscope Sympos. Chicago Illinois Res. Inst., 1971.
5. Грязнов Е. Ф., Одинцов В. А., Селиванов В. В. Гладкие кольцевые отколы. Изв. АН СССР. МТТ, 1976, № 6.
6. Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А. Движение упругопластической оболочки с фазовым переходом под действием продуктов детонации. Изв. АН СССР, МТТ, 1974, № 3.
7. Ризтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., «Мир», 1972.