

28. В. Р. Регель, А. И. Слущер, Э. Е. Томашевский. УФН, 1972, 106, 2, 193.
29. Л. Д. Воловец, Н. А. Златин, Г. С. Пугачев. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 18, 1091.
30. C. S. Speight, P. F. Taylor, A. A. Wallace.— In: Metallurgical effects at high strain rates. New York — London. 1973.

ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОСЕВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОГО СЛОЯ И ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ВВ ПРИ УДАРЕ

А. В. Дубовик
(Москва)

Одна из концепций деформационного разрушения пластичных тел базируется на представлении о неустойчивости процесса деформирования из-за нарушения баланса между скоростями роста напряженного состояния образца и упрочнения материала (см., например, [1]). Она позволяет удовлетворительно объяснить наличие максимальной нагрузки в большинстве опытов по испытанию на прочность при сравнительно медленных (квазистатических) скоростях нагружения, когда диссипативным разогревом вещества вследствие пластического деформирования можно пренебречь.

При высокоскоростных (динамических) испытаниях условия деформации приближаются к адиабатическим, поэтому можно указать случаи, когда температура образца под нагрузкой будет значительно повышаться и в отдельных участках (главным образом, на плоскостях скольжения) достигнет температуры плавления. Если учесть, что нагревание материала обычно сопровождается существенным увеличением его пластичности, то нетрудно сделать вывод, что в условиях достаточно быстрого нагружения может быть достигнуто состояние, когда несущая способность образца станет спонтанно уменьшаться (наступит его разрушение). В отличие от деформационного рассмотренный механизм разрушения можно назвать тепловым. Однако такая систематика представляется условной, поскольку на практике обычно имеет место разрушение образца из-за потери устойчивости деформации по обоим из указанных механизмов. Следует отметить, что рассмотренная тепловая неустойчивость деформации пластического материала во многом напоминает явление потери тепловой устойчивости напорного течения вязкой жидкости [2] или вязкопластической среды [3].

Поставленный вопрос имеет отношение к проблеме чувствительности твердых взрывчатых веществ (ВВ) к механическим воздействиям. Известно [4, 5], что прочностное разрушение заряда ВВ ударом при определенных условиях является причиной его инициирования. Вкратце эти условия таковы: напряженное состояние в деформируемом образце должно удовлетворять условию разрушения (прочности); давление в момент разрушения должно быть настолько велико, чтобы температура плавления ВВ достигла значения критической (приводящей к взрыву) температуры. Физическое содержание механизма инициирования твердых ВВ состоит в возникновении очагов разогрева вследствие диссипативного тепловыделения на плоскостях разрушения заряда [4—6].

В настоящей статье приводится приближенное решение осесимметричной задачи о тепловой устойчивости деформации тонкого пластического слоя, находящегося в зазоре между твердыми соударяющимися

поверхностями. Полученные результаты использованы для количественной оценки величины критических давлений возбуждения взрыва твердых ВВ при ударе.

Допустим, что деформируемый материал химически инертен и диссипируемый разогрев равномерно распределен по его объему, причем температура прослойки зависит только от величины ее осевой деформации. Для определения напряженного состояния прослойки воспользуемся результатами решения осесимметричной задачи о деформации тонкого диска из несжимаемого жесткопластического материала, помещенного в зазор между сдвигающимися шероховатыми штампами. В условиях развитого пластического течения картина напряженного состояния диска близка к гидростатической [7]. Для случая безынерционного движения величина осредненного по площади диска осевого напряжения p вычисляется по формуле

$$p = \sigma_s(\Gamma x + 1), \quad (1)$$

где σ_s — предел текучести материала; $x = \delta_0/\delta$ — степень сжатия (отношение начальной к текущей толщине диска); $\Gamma = 2R/3\sqrt{3}\delta_0$ — геометрический фактор ($R \gg \delta_0$ — радиус штампа). В соответствии с (1) развитое течение прослойки возникает под действием сжимающего давления $p_0 = \sigma_s(\Gamma + 1)$. При $p < p_0$ прослойка считается неформированной.

Формула (1) получена в предположении постоянной величины σ_s . При условии равного распределения температур внутри слоя она справедлива и в случае переменной $\sigma_s(T)$. Часто используется следующий вид зависимости предела текучести от температуры [8]:

$$\sigma_s = \sigma_s^0 [(T_n - T)/(T_n - T_0)^{-1}]^n. \quad (2)$$

Здесь σ_s^0 — предел текучести при нормальной температуре T_0 ; T_n — температура плавления вещества; $n \geq 0$ — постоянное число (обычно $0 \leq n \leq 1$). Величина T_n , в свою очередь, зависит от давления. В не слишком большом интервале изменения p указанная зависимость линейна

$$T_n = T_n^0 + \beta p, \quad (3)$$

где T_n^0 — температура плавления при нормальном давлении; β — постоянный множитель.

Скорость диссипации механической энергии в единице объема пластической среды пропорциональна интенсивности скоростей деформации сдвига $q = \sigma_s H/\sqrt{3}$. Если поле скоростей в прослойке задано средними величинами $u_r = -wr/2\delta$, $u_\varphi = 0$, $u_z = wz/\delta$, где $w = d\delta/dt < 0$ — скорость осевого перемещения штампа, то $H_1 = -\sqrt{3} w/\delta$ [9]. Однако для убедительных выводов о характере тепловой устойчивости пластически деформируемого тела необходимо располагать более точными данными о распределении скоростей внутри слоя и величине H . Для этого поступим следующим образом.

Известно [10], что механическое уравнение состояния жесткопластического материала можно рассматривать как предельный случай степенного уравнения состояния так называемого псевдопластического вещества, эффективная вязкость которого зависит от режима его течения. Воспользуемся найденным в [11] осесимметричным полем скоростей безынерционного растекания псевдопластической прослойки при ударе и рассчитаем величину

$$H_m = \{[(2m + 1)/m](|w|r/\delta^2)(1 - 2z/\delta)^{1/m}\}^{m+1},$$

где $0 \leq m \leq 1$ — индекс неньютоновского поведения псевдопластической среды. Осредним H_m по объему прослойки $\pi R^2\delta$ и вычислим предел

$$\lim_{m \rightarrow 0} \langle H_m \rangle = H_2 = 2|w|R/3\delta^2.$$

С полученной величиной H_2 уравнение баланса тепла для нетеплопроводной пластичной прослойки записывается так:

$$\rho c_p \cdot dT/dt = 2\sigma_s/3\sqrt{3} \cdot |w|R/\delta^2, \quad (4)$$

где ρ и c_p — плотность и теплоемкость ее материала¹.

Введем переменные $y = \Gamma x + 1$, $\Pi = p/\sigma_s^0$, $u = (T - T_0)(T_{II}^0 - T_0)^{-1}$ и параметры $\gamma = \beta\sigma_s^0(T_{II}^0 - T_0)^{-1}$, $\alpha = \sigma_s^0/\rho c_p(T_{II}^0 - T_0)$. Тогда из (1)–(4) находим, что задача об определении диссипативного разогрева пластичного слоя сводится к решению уравнения

$$du/dy = \alpha\Pi/y, \quad (5)$$

где $u(\Gamma + 1) = 0$; $u = (1 + \gamma\Pi)(1 - (\Pi/y)^{1/n})$. Если при выводе (5) воспользоваться величиной $H = H_1$, то в правой части дифференциального уравнения для u будет выражение $\alpha\Pi/y(y - 1)$.

Приведем результаты точного решения (5) для случая $\gamma = 0$ (неупрочняющееся тело), из анализа которого имеется возможность определить характерные свойства общего решения (5). При $n \neq 1$ находим

$$u = 1 - [1 - (1 - n)\alpha\Gamma(x - 1)]^{1/(1-n)}, \quad (6)$$

$$\Pi = (\Gamma x + 1)[1 - (1 - n)\alpha\Gamma(x - 1)]^{1/(1-n)}.$$

Из (6) следует, что с увеличением деформации прослойки x ее температура монотонно возрастает, достигая максимального значения $u_k = 1$ в точке $x_k = 1 + 1/\alpha\Gamma(1 - n)$. Профиль давления имеет максимум в промежуточной точке

$$x_m = [1 + \alpha(\Gamma - n(\Gamma + 1))]/\alpha\Gamma < x_k.$$

В конце процесса $\Pi(x_k) = 0$, а в точке максимума $\Pi_m = [(1 - n)(\Gamma + 1) + \alpha^{-1}][1 - (1 - n)(1 - \alpha n(\Gamma + 1))]^{n/(1-n)}$.

Таким образом, при уменьшении толщины слоя в x_m раз пластическая деформация становится неустойчивой: сопротивление сжатию убывает, а температура в пределе достигает (нормальной) температуры плавления материала. Дальнейшее сжатие уже жидкой прослойки уравнением (1) не описывается.

Аналогичные выводы относительно тепловой неустойчивости деформации пластичного слоя вытекают и из анализа общего уравнения (5), описывающего поведение псевдоупрочняющегося материала $\sigma_s = \sigma_s(T_{II}(p))$. Однако в этом случае разогрев вещества, превышающий значение его нормальной температуры плавления, достигается в точке x_k , давление в которой отлично от нуля.

Действительно, после преобразований (5) получаем следующее уравнение для функции $\Pi(y)$:

$$\frac{d\Pi}{dy} = \frac{\Pi}{y} \frac{\alpha n y^{1/n} - (1 + \gamma\Pi) \Pi^{(1-n)/n}}{\gamma n (y^{1/n} - \Pi^{1/n}) - (1 + \gamma\Pi) \Pi^{(1-n)/n}}, \quad (7)$$

$$\Pi(\Gamma + 1) = \Gamma + 1.$$

Изоклинами нулей уравнения (7) являются ось $\Pi = 0$ и кривая $y_0 = [(1 + \gamma\Pi)/\alpha n]^n \Pi^{1-n}$, а изоклиной бесконечностей — кривая $y_k = [(1 + \gamma(n + 1)\Pi/\gamma n]^n \Pi^{1-n}$, которая в координатах (Π, y) располагается правее кривой $y_0(\Pi)$. Начальный наклон функции $\Pi(x)$ зависит от значения параметра $\Gamma_* = (\alpha n - \gamma)^{-1} - 1$. При $\Gamma < \Gamma_*$ он положительный, а при $\Gamma > \Gamma_*$ — отрицательный. Таким образом, при $\Gamma = \Gamma_*$ тепловая неустойчивость деформации пластичного слоя возникает в начальный момент

¹ Уравнение (4) можно получить, записывая условие теплового баланса в виде $\rho c_p dT/dt = p|w|/\delta$ и подставляя сюда из (1) величину $p \simeq 2\sigma_s R/3\sqrt{3} \delta$.

сжатия ($\Pi_* = \Pi_0$). При выборе диссипативной функции в виде $H = H_1$ критическое значение параметра Γ записывается так:

$$\Gamma_* = 2(1 - \gamma - \alpha n + \sqrt{(1 - \gamma - \alpha n)^2 + 4\gamma})^{-1} - 1.$$

На рис. 1 показана картина изменения давления $\Pi(\Gamma + 1)^{-1}$ и температуры u в зависимости от степени сжатия слоя x , полученная путем численного интегрирования уравнения (7) при условии $\gamma = 0,08$, $\alpha = 0,2$, $n = 0,8$ для различных Γ (взяты типичные значения физико-механических характеристик твердых ВВ: $\beta = 0,02$ К/бар, $\sigma_s^0 (T_n^0 - T_0)^{-1} = 4$ бар/К, $\rho c_p = 20$ бар/К). В данном случае $\Gamma_* = 11,5$ и, следовательно, критическое значение удельной нагрузки, действующей на образец, составляет $\Pi_* = \Gamma_* + 1 = 12,5$.

В таблице представлены результаты расчетов величин давления в точке максимума Π_m и в конце сжатия Π_k , а также температуры в конечной точке u_k для показанных на рис. 1 вариантов решения уравнения (7). Из ее анализа следует, что в критических условиях деформации конечная величина средней температуры прослойки на 15–20% превышает значение нормальной температуры плавления вещества. Для выводов о величине максимальной температуры, знание которой представляет непосредственный интерес для анализа механической чувствительности ВВ, необходимо располагать сведениями о распределении температуры внутри деформируемого образца.

При сжатии идеально пластической среды выполняется линейный закон возрастания температуры вдоль радиуса штампа [11]. Но поскольку давление в прослойке линейно спадает от центра к периферии [7], то в случае псевдоупрочняющейся среды максимум температур должен располагаться в некоторой промежуточной точке вдоль радиуса образца. Отсюда следует, что тепловая неустойчивость деформации первоначально возникает в периферийных участках слоя. Из-за неоднородности формы и механических свойств реального образца осесимметричная картина его растекания, особенно за пределом устойчивости деформации, становится практически невозможной. В результате диаграмма направленности радиального потока (продуктов разрушения пластичного слоя) существенно анизотропна.

Из сказанного следует, что вследствие перераспределения энергии внешней нагрузки диссипативный разогрев вещества в пределах некоторого сектора слоя, вовлеченного в наиболее интенсивное движение (сектор выброса), может достигать больших значений (не менее $1,5 \div 2 T_n^0$, если исходить из линейного закона распределения температур вдоль радиуса образца). Для некоторой группы ВВ такой разогрев (особенно с учетом дополнительного повышения температуры из-за вязкой диссипации в расплавленной прослойке) может оказаться достаточным для возбуждения взрыва. По-видимому в таком, несколько упрощенном виде можно представить механизм инициирования ударом сравнительно тугоплавких, но весьма пластичных ВВ типа ув-

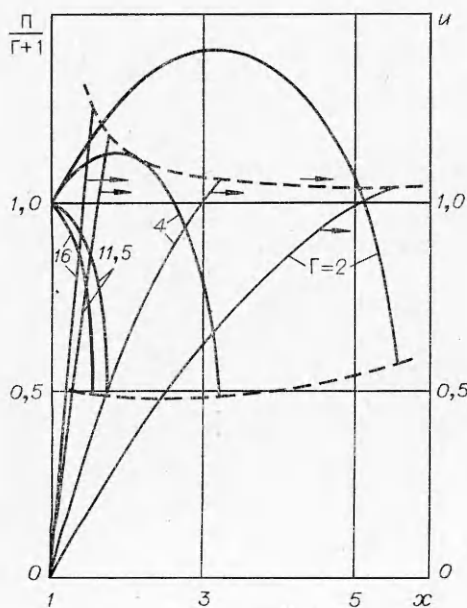


Рис. 1.

лаженного перхлората аммония или различных смесевых составов, обладающих сходными физико-механическими свойствами.

Характерный признак принадлежности ВВ к рассматриваемой группе со-

стоит в наличии отчетливо наблюдаемого участка текучести на осциллограммах давления удара по образцам достаточно большой толщины (при малых значениях параметра $\Gamma < \Gamma_*$) и в отсутствии такого участка в опытах с тонкими образцами. С критической величиной параметра Γ , при которой деформация образца с начала процесса сжатия неустойчива, связано значение удельной нагрузки $\Pi_* = \Gamma_* + 1 = (\alpha n - \gamma)^{-1}$. В размерных величинах критическое давление разрушения образца без видимой фазы текучести описывается выражением

$$p_* = (T_{II}^0 - T_0)(n/\rho c_p - \beta)^{-1}, \quad (8)$$

зависящим от физико-механических характеристик вещества, в число которых, однако, не входит величина σ_s^0 .

В связи с введением параметра p_* напомним следующий факт из практики исследований на чувствительность к удару большинства твердых ВВ [4, 5]. С уменьшением толщины образцов при постоянной энергии удара, начиная с некоторой $\delta_{кр}$, простые акты разрушения сменяются разрушениями со взрывом. Хотя в этом случае говорят о хрупком разрушении образцов, представляется заманчивым провести аналогию между указанным явлением и эффектом тепловой неустойчивости деформации пластичных тел и отождествлять измеряемую в опытах с ВВ величину критического напряжения $p_{кр}$ (в приборе № 2 по Холево) с полученным выше значением p_* . Разумеется, такое сравнение следует признать грубым, поскольку при выводе p_* не учитывалось протекание химической реакции в разрушающемся образце. Тем не менее результаты расчетов критических параметров инициирования неплохо согласуются с данными экспериментов по ряду штатных ВВ. Так, используя полученные ранее величины $\Pi_* = 12,5$ и $\Gamma_* = 11,5$ при условии $\sigma_s^0 = 0,6$ кбар и $R = 5$ мм, находим $p_* = 7,5$ кбар и $\delta_* = 0,17$ мм, которые хорошо согласуются со значениями $p_{кр}$ и $\delta_{кр}$ соответственно для таких ВВ, как пикриновая кислота, тетрил, гексоген и тэн. При точном анализе явления разрушения с учетом неоднородности полей давления и температуры в деформируемом образце указанный выше недостаток теории можно устранить введением критического условия воспламенения, предложенного в работе [12].

В заключение рассмотрим некоторые экспериментальные данные по исследованию чувствительности твердых ВВ, которые, на наш взгляд, иллюстрируют основные положения сформулированного механизма инициирования взрыва при ударе. На рис. 2 приведены осциллограммы давления, полученные в опытах с увлажненным ПХА (0,2% воды) в виде прессованных образцов диаметром $2R = 10$ мм и толщиной $\delta_0 = 0,9$ мм (рис. 2, а) и $\delta_0 = 0,5$ мм (рис. 2, б)². Условия опытов — груз с $M = 10$ кг наносит удар с высоты $H_0 = 25$ см, жесткость системы нагружения $k = 230$ кбар·см. На нижнем луче осциллографа отмечались временные интервалы длительностью 100 мкс и фиксировался момент взрыва по возникновению электрического контакта между роликами.

² Эксперименты Ю. А. Казаровой, 1966 г. (см. также [13]).

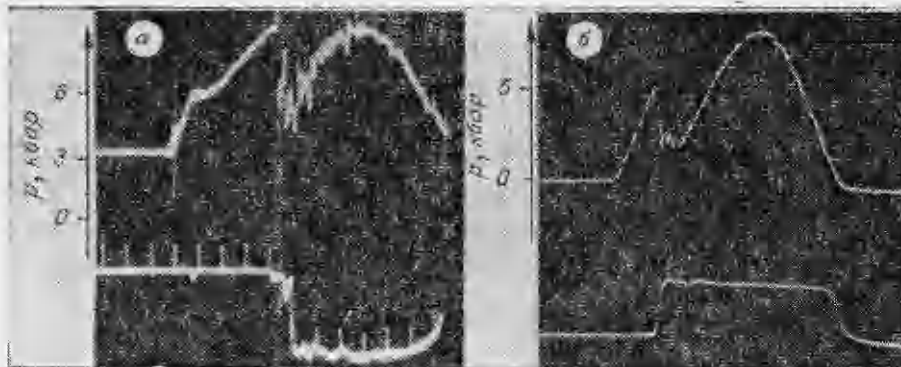


Рис. 2.

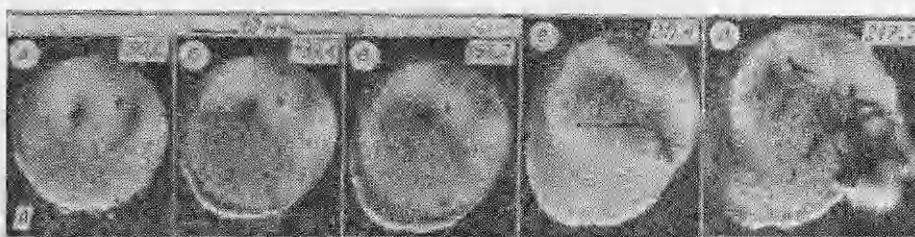


Рис. 3.

Имеет место существенно различный характер кривых сжатия образцов $p(t)$ в зависимости от соотношения между δ_0 и $\delta_* = 0,7$ мм. При $\delta_0 > \delta_*$ перед разрушением (и взрывом) образца наблюдается фаза текучести, а при $\delta_0 < \delta_*$ процесс разрушения внешне похож на хрупкий.

На рис. 3 показана серия кадров из кино съемки процесса инициирования образца прессованного тэна ($R = 5$ мм, $\delta_0 = 0,3$ мм), помещенного на стеклянную наковальню, через которую осуществлялась фоторегистрация. Цифры под кадрами — время в микросекундах с начала удара ($M = 10$ кг, $H_0 = 20$ см, $k = 80$ кбар·см). Съемка производилась в рассеянном свете от фотовспышки ИФК-120.

На рис. 3, а показано состояние тэна за несколько микросекунд до начала разрушения с интенсивным разбросом вещества. Среднее давление в образце в этот момент составляет около 3 кбар. В секторе слоя, отмеченном буквой А, впервые наблюдается система линий скольжения. На следующем кадре приведена картина асимметричного расширения образца, скорость частиц которого в направлении А составляет 100 м/с. В обратном направлении в глубь слоя распространяется пластическая волна со скоростью 500 м/с, за фронтом которой отчетливо видна характерная полосатая структура (рис. 3, в) со средним интервалом между линиями 0,6 мм, что приблизительно равно удвоенной толщине образца. Этот факт свидетельствует о том, что поверхности скольжения располагаются под углом $\sim 45^\circ$ к оси слоя. Одинаковый наклон линий разлома тонких образцов после удара наблюдался в опытах [13] с веществами термоиндикаторами.

После продвижения пластического фронта приблизительно до центра слоя картина разрушения временно (на 15 мкс) стабилизируется. Давление, спизившееся до 1 кбар в период движения волны разрушения, вновь начинает возрастать. На рис. 3, г видно появление пламени. Из данной фотографии трудно сделать вывод, на которой из описанных стадий разрушения образца (неустановившейся или квазистационарной)

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.