

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ОТКОЛЬНЫХ РАЗРУШЕНИЙ  
В ТОЛСТОСТЕННЫХ ОБОЛОЧКАХ  
ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМАХ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ**

УДК 539.3

**А. В. Герасимов**

**НИИ прикладной математики и механики,  
634050 Томск**

Проблемы взрывного расширения и разрушения толстостенных оболочек актуальны с точки зрения ряда важных технических приложений и продолжают привлекать внимание достаточно широкого круга исследователей [1–4]. Движение цилиндрических оболочек под действием продуктов детонации в эйлеровой постановке рассматривалось в [1], а в лагранжевой — в [2, 3]. Для расширяющихся оболочек характерна относительная однородность деформаций, а истекающим продуктам детонации (ПД) присущи очень высокие уровни перемещений и деформаций. Поэтому чисто лагранжевый подход, удобный при рассмотрении расширения замкнутых оболочек, становится неприемлемым при свободном истечении ПД в окружающее пространство.

При эйлеровом способе описания движения сплошной среды возникают некоторые сложности с выделением и точностью определения контактных и граничных поверхностей и отслеживанием зон разрушения. Удовлетворить этим противоречивым требованиям к численному методу расчета расширения оболочек удастся при использовании для описания движения ПД эйлеровых координат, а для описания движения оболочки — лагранжевых. В [4] был предложен один из возможных вариантов совместного эйлерово-лагранжевого метода для решения задач о расширении толстостенных упругопластических оболочек с истечением ПД в вакуум, базирующийся на объединении методов [5 и 6]. Это позволило совместить положительные стороны обоих подходов и в какой-то мере избежать отрицательных. Если задачи определения кинематических характеристик и параметров напряженно-деформированного состояния расширяющихся оболочек рассматривались довольно широко, то численное моделирование процессов разрушения оболочек в пространственной осесимметричной постановке исследовалось значительно меньше [2, 3]. В [2] изучалось разрушение упругой оболочки, а в [3] — упругопластической при действии на них только скользящей детонационной волны.

Ниже с использованием подхода, предложенного в [4], исследуются процесс роста поврежденностей и возможность откольного разрушения в стенках упругопластических толстостенных оболочек как при действии скользящей детонации, так и при метании оболочки-лайнера на внутреннюю поверхность основной оболочки. Для описания поведения поврежденного материала применяется модель пористого идеально упругопластического тела [7, 8]. Разрушение рассматривается как процесс накопления и роста микроразрушений (микропор) с использованием кинетического уравнения, предложенного в [7]. Для описания ПД принималась модель невязкого нетеплопроводного газа.

**1. Постановка задачи.** Изучается толстостенная цилиндрическая упругопластическая оболочка с днищем, заполненная зарядом взрывчатого вещества (ВВ) (рис. 1, а), во

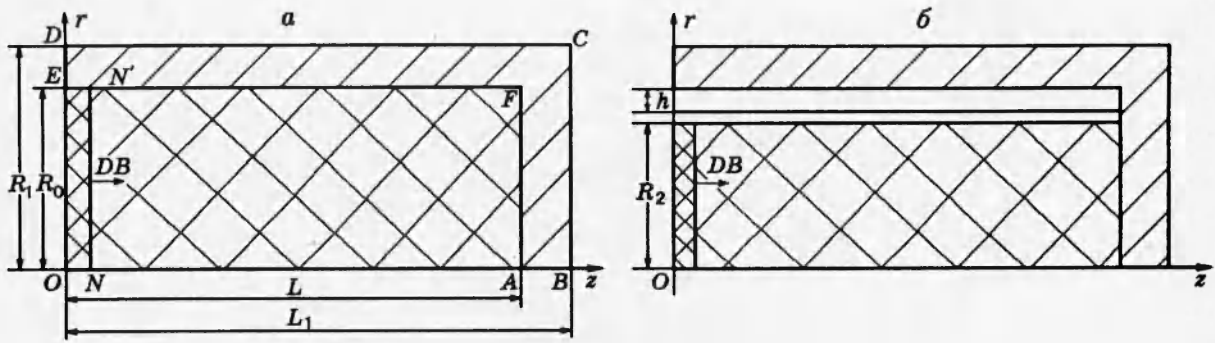


Рис. 1

втором варианте (рис. 1, б) ВВ контактирует с тонкой оболочкой-лайнером. Между лайнером и основной оболочкой имеется зазор величиной  $h$ . На левом торце  $OE$  оболочка не замкнута. В начальный момент времени на этом торце инициируется плоская детонационная волна (ДВ), распространяющаяся по ВВ в сторону днища. В оболочке-лайнере бежит косая ударная волна, разгоняющая частицы материала, а слева от  $OE$  начинается истечение ПД в вакуум. Следует отметить, что рассматривались варианты и со свободным истечением ПД с правого торца, т. е. этот торец, как и левый, полагался открытым.

Система уравнений, описывающая движение пористой упругопластической среды и базирующаяся на законах сохранения массы, импульса и энергии, имеет следующий общий вид [5, 7, 9]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \hat{v}, \quad \rho \frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial P}{\partial x_i}, \quad \rho \frac{dE}{dt} = S_{ij} \varepsilon_{ij} + \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \quad S_{ij} = \sigma_{ij} + P \delta_{ij}; \quad (1.1)$$

физические соотношения брались в форме Прандтля — Рейса при условии текучести Мизеса:

$$2\mu \left( e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \delta_{ij} \right) = \frac{DS_{ij}}{Dt} + \lambda S_{ij}, \quad S_{ij} S_{ij} = \frac{2}{3} \sigma^2. \quad (1.2)$$

Здесь  $x_i$  — координаты;  $t$  — время;  $\rho$  — текущая плотность;  $v_i$  — компоненты вектора скорости;  $S_{ij}$  — компоненты девиатора напряжений;  $P$  — давление;  $E$  — удельная внутренняя энергия;  $\varepsilon_{ij}$  — компоненты девиатора тензора скоростей деформаций;  $e_{ij}$  — компоненты тензора скоростей деформаций;  $\sigma_{ij}$  — компоненты тензора напряжений;  $D/Dt$  — производная Яумана;  $\mu$  — модуль сдвига;  $\sigma$  — предел текучести;  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера. Соотношения для компактности записаны для прямоугольной системы координат, переход к цилиндрическим координатам не представляет большого труда. Все физические величины в соотношениях (1.1), (1.2) относятся к пористой среде; они дополняются кинетическим уравнением, позволяющим описать рост и сжатие сферических пор [7]:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{\eta} \alpha (\alpha - 1)^{1/3} \Delta P \operatorname{sign}(P), \quad \alpha = \frac{V + V_s}{V_s}, \quad \Delta P = |P| - \frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1},$$

где  $\alpha_0$ ,  $a_s$ ,  $\eta$  — константы материала;  $V_s$  — удельный объем сплошного компонента пористой среды;  $V$  — удельный объем пор.

Давление в пористой среде определяется по уравнению состояния для сплошного ком-

понента:  $P = P_s(V_s, E)/\alpha$ . Уравнение состояния взято в форме [7]

$$P = \frac{K_s(1 - (1/2)\Gamma\xi)}{(1 - c\xi)^2} + \rho_s\Gamma E.$$

Здесь индекс  $s$  относится к материалу матрицы:  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена;  $c, K_s$  — константы материала;  $\xi = 1 - \rho_{0s}/\rho_s$ . Прочностные характеристики пористого материала рассчитывались по следующим соотношениям [7, 8]:

$$\sigma = \sigma_s/\alpha, \quad \mu = \mu_s(1 - \Phi)\left(1 - \frac{6K_s + 12\mu_s}{9K_s + 8\mu_s}\Phi\right), \quad \Phi = (\alpha - 1)/\alpha.$$

При достижении пористостью  $\Phi$  значения  $\Phi_* = 0,3$  материал оболочки в данной ячейке полагался разрушенным.

Система уравнений газовой динамики для пространственного осесимметричного движения ПД в эйлеровых переменных имеет вид [9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r}{\partial z} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} &= 0, & \frac{\partial \rho u r}{\partial t} + \frac{\partial (P + \rho u^2) r}{\partial z} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v u}{\partial z} + \frac{\partial (P + \rho v^2)}{\partial r} &= -\frac{\rho v^2}{r}, & \frac{\partial e r}{\partial t} + \frac{\partial (e + P) u r}{\partial z} + \frac{\partial (e + P) v r}{\partial r} &= 0, \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$P = P(\rho, E), \quad e = \rho(E + q^2/2), \quad q^2 = u^2 + v^2,$$

где  $e$  — полная энергия единицы объема газа;  $u, v$  — осевая и радиальная компоненты вектора скорости соответственно;  $\rho$  — плотность газа;  $E$  — внутренняя энергия единицы массы газа. В расчетах уравнение состояния для ПД бралось в виде политропы Ландау — Станюковича [10].

Для системы уравнений, описывающей пространственное осесимметричное движение оболочки под действием ПД, ставились следующие начальные и граничные условия.

В качестве начальных данных для оболочки используется невозмущенное состояние материала:  $\rho = \rho_0, \sigma_{ij} = 0, v_i = 0, E = 0$ . Остановимся на начальных условиях для ПД. В момент времени  $t = 0$  зона прдетонировавшего ВВ вырождается в линию, а для начала счета необходимо несколько узлов [1]. Поэтому в узкой зоне в качестве начального условия задается автомодельное распределение параметров за фронтом ДВ, полученное для одномерной задачи об истечении ПД в вакуум с поверхности плоского заряда. Для политропы Ландау — Станюковича  $P = A\rho^3$  такое распределение приведено в [10]. В том случае, когда используется уравнение вида  $P = P(\rho, E)$ , начальное распределение получалось численным решением одномерной задачи о детонации плоского слоя ВВ по методике, предложенной в [5].

Граничные условия следующие:  
на свободной поверхности  $BCDE$

$$\sigma_n = \tau_n = 0,$$

на оси симметрии  $AB$

$$v_n = 0, \quad \tau_n = 0,$$

зона контакта ПД с оболочкой (начальное положение  $EN'$ )  $\sigma_n = -P, \tau_n = 0, U_n = v_n$ . Для ПД на оси симметрии  $v = 0$ . Пока ДВ не достигла днища, она является правой границей расчетной области, и на ней параметры равны параметрам в точке Чепмена — Жуге:

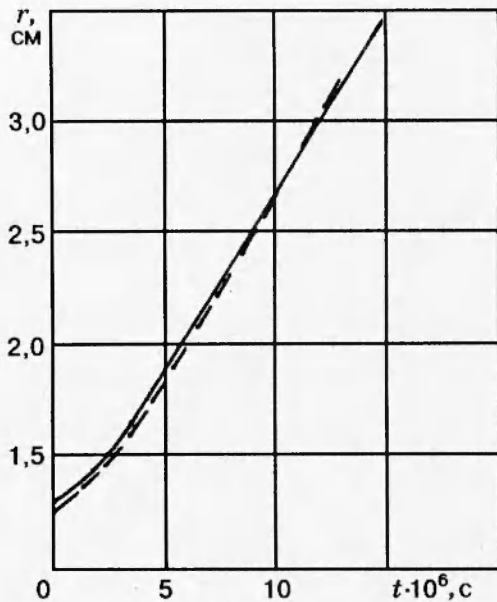


Рис. 2

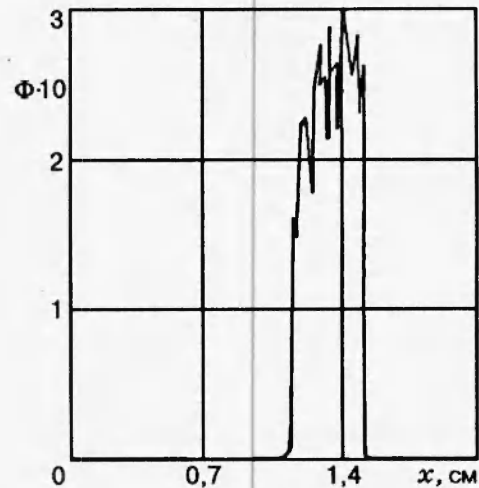


Рис. 3

$\rho = \rho_j$ ,  $P = P_j$ ,  $v = 0$ ,  $u = u_j$ . После падения ДВ на дно ставятся условия, аналогичные условиям на внутренней поверхности оболочки. На открытом левом торце в силу того, что здесь реализуется сверхзвуковой режим и звуковая линия по мере расширения оболочки перемещается внутрь нее [1], граничные условия не ставятся. Для оболочки с лайнером (рис. 1, б) к приведенным выше условиям добавляется контактное условие между ними:  $\sigma_{n1} = \sigma_{n2}$ ,  $v_{n1} = v_{n2}$ ,  $\tau_{n1} = \tau_{n2} = 0$ . Здесь  $\sigma_n$ ,  $\tau_n$  — нормальная и касательная компоненты вектора напряжения;  $v_n$ ,  $U_n$  — нормальные к поверхности контакта компоненты вектора скорости частиц оболочки и частиц газа соответственно; индексы 1 и 2 относятся к оболочке-лайнеру и основной оболочке. Это условие характеризует идеальное скольжение материала одной оболочки по материалу другой.

**2. Метод решения. Тестовые расчеты.** Для решения поставленных задач применялся вариант совместного эйлерово-лагранжева метода, подробно изложенный в [4]. Остановимся вкратце на его основных моментах. Если рассматривать движение оболочки по фиксированной эйлеровой сетке, то возникают нерегулярные ячейки на границе газа с оболочкой. Чтобы избежать неудобств, связанных с такими ячейками, используется отображение физической области течения газа на прямоугольную расчетную область, т. е. реализуется метод подвижных эйлеровых сеток. Система уравнений для оболочки решалась методом второго порядка аппроксимации типа «крест» [5], а уравнения для ПД — методом Маккормака [6]. Для подавления нефизических осцилляций за фронтом ударной волны использована комбинированная искусственная вязкость (квадратичная плюс линейная). Тензорная вязкость, стабилизирующая расчетную сетку от искажений типа песочные часы и реализуемая на треугольных ячейках, прилегающих к рассчитываемой точке, бралась аналогично [11]. Нефизические осцилляции в случае газа подавлялись монотонизацией решения с помощью методики [12]. С целью оценки предложенного подхода были проведены расчеты ряда тестовых задач.

На рис. 2 представлено сравнение экспериментального (сплошная линия) и расчетного законов движения внешней поверхности оболочки. Результаты экспериментов взяты

Таблица 1

ВВ	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$D$	$u$	$u$
			(эксперимент)	(расчет)
			км/с	
Октоген	1,891	9,11	1,68	1,66
ТГ 36/64	1,717	7,99	1,39	1,41
Тэн	1,765	8,16	1,56	1,44
Тротил	1,630	6,94	1,18	1,14

из [10]. Здесь медная цилиндрическая оболочка с внутренним диаметром  $D_0 = 2,54$  см, длиной  $12D_0$  и толщиной стенки 0,26 см заполнялась ВВ (ТГ36/64), в котором возбуждалась детонация с одного торца с помощью линзы, обеспечивающей плоский фронт ДВ в оболочке. Закон расширения внешней поверхности оболочки, имеющей начальный радиус 1,53 см, определялся с помощью скоростного фоторегистратора на расстоянии  $7D_0$  от места инициирования ВВ в направлении, перпендикулярном оси оболочки. В [10] также приведены опытные значения скорости верхней поверхности этой медной оболочки, метаемой различными ВВ, если детонация начинается на одном из концов заряда. Скорость внешней поверхности оболочки замерялась на расстоянии 0,5 см от исходного положения.

Таблица 2

Тип детонации	$u_a$	$u_p$	$P_a$	$P_p$
	м/с		ГПа	
Скользкая	585	550	21,6	22,8
Нормальная	940	950	45	45,2

Результаты численных расчетов и экспериментов для нескольких типов ВВ приведены в табл. 1. Было проведено сравнение значений давлений и скоростей при распаде разрыва для скользящей детонации и нормальном падении ДВ на днище оболочки. Аналитические решения этих задач приведены в [10]. Численное решение проводилось для меди и гексогена. Результаты расчетов представлены в табл. 2, где  $u_p$ ,  $P_p$  — расчетные значения массовой скорости и давления за фронтом ударной волны в меди. Относительно более высокая погрешность для скользящей ДВ обусловлена тем, что приходится определять  $u_p$  и  $P_p$  в дискретных ячейках конечной длины, по которым скользит фронт ДВ.

Результаты расчетов распада разрыва при нормальном соударении медной внутренней оболочки с внешней стальной при скорости встречи 1500 м/с, полученные по аналитическим формулам [10] и численным решением задачи, дают отклонения порядка 3% для давления и 1% для скорости.

Для апробации модели разрушения методом [5] решалась одномерная задача о соударении двух медных пластин. Толщина пластины-ударника равнялась половине толщины пластины-преграды. В силу геометрии задачи откол должен произойти в середине пластины-мишени, что подтверждается полученным результатом (рис. 3). Зона повреждений достаточно узкая и дает хорошую локализацию откольной трещины.

3. Примеры расчетов. В [13] отмечается возникновение при взрывном или удар-

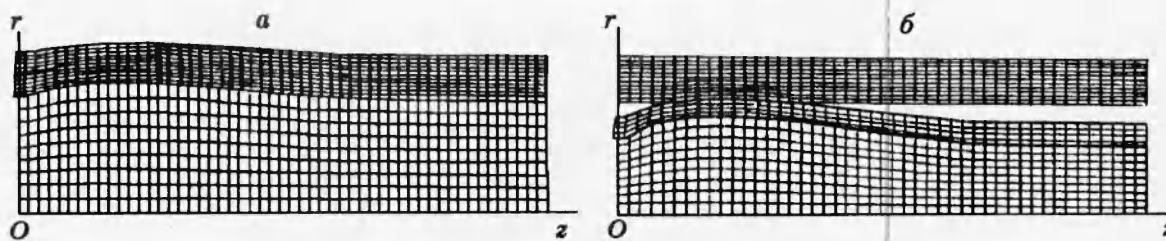


Рис. 4

ном нагружении трех зон в поперечном сечении фрагмента оболочки. Это зона хрупко-отрывного разрушения, зона внутренних разрывов или откольно-разрывная зона (ОРЗ) и зона сдвиговых разрушений. ОРЗ характеризуется наличием множественных внутренних микроповреждений (пор), рост и слияние которых образуют магистральные трещины разрушения стенок оболочек. Из этой зоны разрушение может распространяться к наружной и внутренней поверхности оболочки в виде радиальных трещин хрупкого разрыва и сдвиговых трещин.

Как отмечается в [13], возникновение откольно-разрывных эффектов как первых по времени явлений разрушения вынуждает рассматривать процесс динамического деформирования оболочки с учетом пластической деструкции материала и кинетических уравнений для описания разрушения. Эксперименты [14] по остановке оболочек на различных этапах расширения и дальнейший металлографический анализ поперечных сечений позволили обнаружить срединные радиальные трещины, не выходящие ни на одну из поверхностей оболочки. Это подтверждает выводы работы [13] об определяющем влиянии ОРЗ на процесс формирования магистральных трещин и фрагментацию толстостенных оболочек. Одним из методов повышения степени дробления цилиндров является метод с применением кольцевого ударного элемента [13].

Исходя из вышесказанного, в настоящей работе была предпринята попытка численного моделирования процессов динамического деформирования толстостенных оболочек и исследования формирования откольно-разрывных зон в стенках при различных схемах взрывного нагружения. Расчеты проводились для стальной оболочки без днища со следующими геометрическими параметрами: длина  $L = 12$  см, внутренний радиус  $R_0 = 2,4$  см, внешний радиус  $R_1 = 3,4$  см. Физико-механические характеристики:  $\rho_0 = 7,86$  г/см<sup>3</sup>,  $\mu = 81,4$  ГПа,  $\sigma = 0,64$  ГПа. Для второй схемы нагружения (рис. 1, б) размеры внешней оболочки те же самые, для медной внутренней оболочки (лайнера) внутренний радиус  $R_2 = 1,5$  см, толщина оболочки 0,5 см, зазор  $h = 0,4$  см,  $\rho_0 = 8,9$  г/см<sup>3</sup>,  $\mu = 46$  ГПа,  $\sigma = 0,2$  ГПа. В качестве ВВ брался флегматизированный гексоген с начальной плотностью  $\rho_0 = 1,6$  г/см<sup>3</sup> и скоростью детонации  $D = 8000$  м/с [10].

Картины деформирования для двух схем нагружения приведены на рис. 4. Здесь представлены текущие конфигурации и расчетные сетки для момента времени  $t = 10$  мкс. На рис. 5 для внешней оболочки показаны зоны поврежденностей (заштрихованы) и зоны, где достигнута критическая пористость  $\Phi_* = 0,30$  (зачернены), при которой материал полагается разрушенным и напряжения считаются равными нулю при растяжении данной счетной ячейки.

Распределение поврежденностей для первого варианта нагружения приведено на рис. 5, а для момента времени  $t = 15$  мкс. Поврежденности локализованы около внеш-

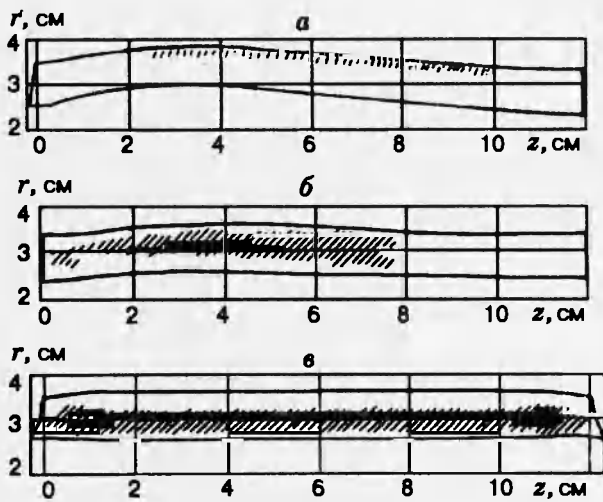


Рис. 5

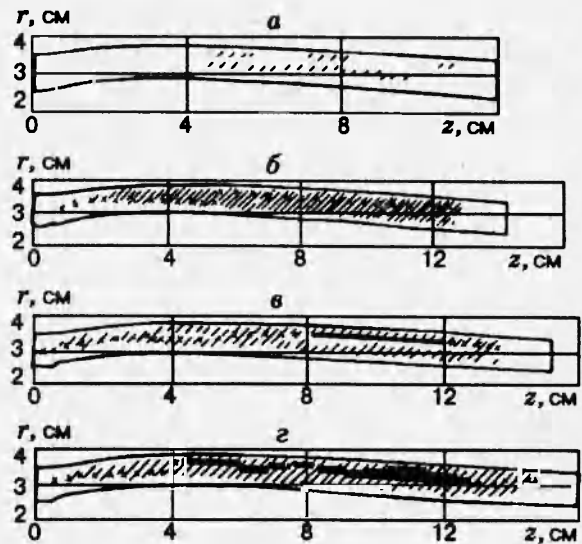


Рис. 6

ней поверхности, и уровень их невысок, максимальное значение  $\Phi$  не превышает 0,02. На рис. 5,б представлены для момента времени  $t = 17$  мкс распределение повреждений и положение откольной трещины для второй схемы нагружения. Перед разрушившимися ячейками вдоль образующей возникает зона непрерывного нарастания пористости  $\Phi$  от нуля до  $\Phi_*$  по мере продвижения вперед детонационной волны и точки контакта между внешней и внутренней оболочками. В районе левого торца уровень повреждений мал в силу быстрого падения давления в истекающем газе.

Расположение откольной трещины в момент времени  $t = 6$  мкс при нормальном ударе внутренней оболочки по внешней показано на рис. 5,в. Скорость внешней поверхности медного лайнера в момент контакта составляла 700 м/с. Приблизительно с такой же радиальной скоростью движется медный лайнер и в случае скользящей ДВ. Для варианта нормального соударения оболочек откольная трещина имеет большую длину по сравнению со второй схемой нагружения. Отличие в уровнях повреждений и возникновение откольных явлений обусловлены величиной УВ и интенсивностью спада напряжений за ее фронтом для вариантов скользящей ДВ, косоуго и нормального соударения лайнера и оболочки.

Рост области повреждений и формирование откольной трещины в стенке внешней оболочки в зависимости от расстояния  $h$  приведены на рис. 6. Здесь крестиками обозначены те ячейки оболочки, в которых достигается максимальное значение пористости по толщине цилиндра для соответствующей координаты  $z$ . Для того чтобы обеспечить одинаковую длительность процесса взаимодействия (16 мкс) между оболочкой и лайнером, длина оболочки и время ее расширения увеличивались в расчетах по мере роста  $h$ . Результаты, приведенные на рис. 6,а, соответствуют  $h = 0$ . В данном случае уровень повреждений не очень велик.

Максимальное значение пористости  $\Phi$  достигает 0,04. Увеличение  $h$  до 0,1 см и времени до 20 мкс (рис. 6,б) приводит к росту области повреждений и уровня пористости. В верхней части оболочки пористость  $\Phi$  достигает значения 0,29, близкого к критическому  $\Phi_*$ . Появление откольной трещины наблюдается при  $h = 0,2$  см ( $t = 22$  мкс), а дальнейшее



ее развитие и расширение — при  $h = 0,3$  см ( $t = 24$  мкс). Эти результаты представлены на рис. 6, в и г соответственно. Увеличение расстояния  $h$  приводит к появлению в стенке оболочки растягивающих напряжений, достаточных для роста повреждений и появления откольных трещин.

Приведенные результаты согласуются с экспериментальными из работы [15], где исследовались различные схемы взрывного нагружения и разрушения оболочек, был проведен тщательный морфологический анализ образующихся осколков, для скользящей ДВ получены невысокие уровни повреждений и наблюдался откол в стенках оболочек при косом ударе лайнером.

Проведен расчет, результаты которого сравнивались с экспериментальными [16] для внешней оболочки толщиной 0,55 см и  $R_0 = 2,4$  см и медной оболочки толщиной 0,2 см и  $R_2 = 1,0$  см. Сильное уменьшение толщины лайнера при его расширении в 2 раза приводит к резкому увеличению времени счета в силу условия Куранта. Поэтому для лайнера использовалась модель несжимаемой жидкой тонкой оболочки [10], т. е. учитывались только инерционные свойства последней. Скорость соударения была близка к скорости соударения, замеренной в [16]. Сравнивалась толщина откольного слоя, которая в эксперименте составляла 0,165 см, в расчете 0,195 см, что следует признать для такой приближенной постановки достаточно хорошим совпадением.

Приведенные результаты позволяют сделать вывод о существенном влиянии схемы нагружения, ее геометрических параметров и физико-механических характеристик материала оболочек на процесс формирования зон повреждений и возникновение откольных явлений. Предложенная численная методика позволяет проводить качественную и количественную оценку процессов откольного разрушения в толстостенных оболочках и может быть использована в создании более общей модели дробления цилиндров при интенсивных динамических нагрузках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А. Расширение толстостенной цилиндрической оболочки под действием взрывной нагрузки // Изв. АН СССР. МТТ. 1975. № 5. С. 161–168.
2. Левитан Ю. Л., Моисеенко Б. Д. Численное моделирование разрушения упругих оболочек детонационной волной. М., 1990. (Препр. / Ин-т прикл. математики АН СССР; № 5).
3. Костин В. В., Резцов А. С., Сугак С. Г., Фортов В. Е. Численное моделирование взрывного разрушения толстостенных цилиндров. Минск, 1990. (Препр. / Ин-т тепло- и массообмена АН БССР; № 25).
4. Герасимов А. В., Люкшин Б. А. Численное решение двумерной задачи о расширении упругопластической оболочки под действием импульсного нагружения. Томск, 1983. Деп. в ВИНТИ 14.03.83, № 1333–83.
5. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластического течения // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
6. MacCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper. 1969. N 69–354.
7. Johnson J. N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. V. 52, N 4. P. 2812–2825.



8. Белов Н. Н., Корнеев А. И., Николаев А. П. Численный анализ разрушения в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. 1985. № 3. С. 132–136.
9. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
10. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
11. Wilkins M. L. Use of artificial viscosity in multidimensional fluid dynamic calculations // J. Comput. Phys. 1980. V. 36, N 3. P. 281–303.
12. Лобановский Ю. И. О монотонизации конечно-разностных решений в методах сквозного счета // Журнал вычисл. математики и мат. физики. 1979. Т. 19, № 4. С. 1063–1069.
13. Одинцов В. А. Механика импульсного разрушения цилиндров // Тр. МВТУ. № 312. Вопросы физики взрыва и удара. 1980. № 1.
14. Грязнов Е. Ф., Стаценко Т. Г., Хахалин С. В., Одинцов В. А. О разрушении цилиндрических оболочек на волновой стадии // Тр. МВТУ. № 399. Механика импульсных процессов. 1983.
15. Грязнов Е. Ф., Карманов Е. В., Селиванов В. В., Хахалин С. В. Морфология разрушения цилиндрических оболочек на волновой стадии // Пробл. прочности. 1984. № 8. С. 89–92.
16. Грязнов Е. Ф., Одинцов В. А., Селиванов В. В. Гладкие кольцевые отколы // Изв. АН СССР. МТТ. 1976. № 6. С. 148–153.

*Поступила в редакцию 20/II 1995 г.*

---