

УДК 536.8

## ЕСТЕСТВЕННОЕ ДРОБЛЕНИЕ СТАЛЬНЫХ ЦИЛИНДРОВ ПРИ ДЕТОНАЦИОННОМ НАГРУЖЕНИИ ЗАРЯДАМИ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Z.-X. Shen<sup>1</sup>, H.-D. Huang<sup>1</sup>, Z.-B. Cen<sup>1</sup>, H. Chen<sup>1</sup>, D. Wang<sup>1</sup>, G.-R. Zhu<sup>1</sup>, S.-Q. Yuan<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Инспекционно-исследовательский институт специального оборудования, Нинбо 315048, КНР  
shenzx84@163.com

<sup>2</sup>Филиал Института металлических материалов, Нинбо 315013, КНР

Всесторонне исследовано естественное дробление (фрагментация) стальных цилиндров с различными размерами заряда взрывчатого вещества, проанализирована корреляция результатов для различных цилиндров. Распределение осколков Мотта имеет некоторые очевидные недостатки, в числе которых сложность точного определения количества осколков. Кроме того, не существует единого и удобного метода описания дробления оболочек различных конструктивных схем. Результаты показали, что поведение цилиндра при фрагментации статистически автомодельно и может быть описано обобщенной линейной зависимостью  $C_L = a + b(C/M)$ . Из-за наличия торца и зазора на торце заряда осколочные характеристики цилиндра снижались до некоторого постоянного значения, а влияние толщины стенки было небольшим. Механизм влияния торца и торцевого зазора на фрагментацию оболочки исследовался с помощью трехмерного моделирования, которое хорошо подтвердило экспериментальные данные.

Ключевые слова: распределение осколков, нормализованный параметр фрагментации Пеймана, торцевой эффект, зазор заряда.

DOI 10.15372/FGV20210214

### ВВЕДЕНИЕ

Деформация и дробление металлического цилиндра активно исследуются на протяжении десятилетий и имеют теоретическую и практическую значимость для промышленных и военных приложений [1, 2]. Этот динамический процесс — очень сложное явление, включающее в себя механическое состояние, разрушающую деформацию и механизм разрушения материалов при высокой скорости деформации. Как правило, расширение металлического цилиндра при внутренней детонации может привести к образованию большого количества осколков разного размера. Распределение осколков по массе зависит от геометрии и механических свойств оболочки, а также от типа заряда взрывчатого вещества (ВВ) [3, 4].

Исследование динамического дробления цилиндрической оболочки было начато еще во

время Второй мировой войны. Впервые оценка конечных скоростей осколков проведена в работе [5], там же была разработана эмпирическая модель, в которой конечная скорость представлена как функция отношения массы металла к массе ВВ. Из-за пренебрежения прочностью материала и преждевременного высвобождения продуктов детонации конечная скорость осколка была завышена. В [6] рассматривалось радиальное расширение трубчатой бомбы при детонации и дана аналитическая оценка угла раскрытия такой бомбы. Различные типы трещин на детонирующей бомбе наблюдались в [7], где было обнаружено, что основная трещина может возникать на линиях максимального сдвига. Размер и масса фрагментов в испытании расширяющегося кольца рассчитаны в [8] на основе принципа распространения и разгрузки волны напряжения. В тот же период был разработан эмпирический метод адиабатического сдвига и рассчитана интенсивность кольцевой фрагментации при взрыве металлических цилиндров [9]. Влияние структурных факторов на деформацию и поведение цилиндра при разру-

© Shen Z.-X.<sup>1</sup>, Huang H.-D.<sup>1</sup>, Cen Z.-B.<sup>1</sup>, Chen H.<sup>1</sup>, Wang D.<sup>1</sup>, Zhu G.-R.<sup>1</sup>, Yuan S.-Q.<sup>2</sup>, 2021.

<sup>1</sup>Ningbo Special Equipment Inspection and Research Institute, Ningbo 315048, PR China. <sup>2</sup>Ningbo Branch of Institute of Metal Materials, Ningbo 315013, PR China.

шении исследовалось экспериментально и численно в [10]. Влияние свойств материала на характеристики фрагментации проанализировано в [11] методом численного моделирования. Фрагментация цилиндрической оболочки исследовалась в [12] гидродинамическим методом сглаженных частиц. Применимость численного метода проверялась сравнением численных результатов с экспериментальными данными. В [13] картина дробления цилиндра исследовалась с помощью численной схемы, чувствительной к входным параметрам. В [14] изучались характеристики фрагментации кольца с учетом влияния скорости деформации. Следует отметить, что хотя ранее опубликованные работы обеспечивали основу для настоящего исследования, однако у этих результатов есть очевидные недостатки. Например, формула Мотта в значительной степени связана с распределением количества фрагментов и не может предсказать точно распределение фрагментов при исключении некоторых конкретных характеристик конструкции [15]. В реальной боеголовке взрыватель и промежуточный заряд часто занимают много места, а эффективная оболочка обычно не охватывает зоны основания и взрывателя. Поэтому в большинстве боеголовок используется цилиндрическая оболочка, частично заполненная ВВ, которая не может быть полностью разрушена в волне разрыва. В то же время исследования характеристик дробления нестандартного цилиндра в открытой литературе публикуются редко.

В настоящей работе проведены теоретические и экспериментальные исследования естественного дробления стальных цилиндров с различными вариантами конструкций заряда. Статистически получена единая формула, описывающая характеристики осколков (распределение осколков по массе). Кроме того, изучалось влияние торца и зазора заряда на фрагментацию нестандартного цилиндра. В конечном итоге с помощью трехмерного численного метода была смоделирована динамическая фрагментация трех образцов цилиндров и проведено сравнение с экспериментальными данными.

## 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДРОБЛЕНИЯ

Исходя из ранее выполненных теоретических работ было сделано предположение, что

закон распределения осколков при естественном дроблении можно описать статистическим методом [16]. Функции распределения вероятностей  $P$  количества и массы осколков могут быть определены выражениями

$$P_N(> \lambda) = \frac{N(> \lambda)}{N_0}, \quad P_Q(> \lambda) = \frac{q(> \lambda)}{Q_0}, \quad (1)$$

где  $N$  — количество фрагментов,  $Q$  — масса фрагментов,  $\lambda$  — масса отдельного фрагмента,  $N(> \lambda)$  — совокупное количество фрагментов с массой больше  $\lambda$ ,  $N_0 = N(< \infty)$  — общее количество фрагментов,  $q(> \lambda)$  — совокупная масса осколков с массой больше  $\lambda$ ,  $Q_0 = q(< \infty)$  — суммарная масса осколков.

Статистическое распределение фрагментов подчиняется экспоненциальному закону [17]. Под влиянием пустот, включений и микротрещин излом материала корпуса может быть неоднородным при внутренней детонации. Однако внутреннее напряжение оболочки меняется незначительно и вероятность образования осколков увеличенного размера мала, поэтому  $P(> \lambda)$  должно уменьшаться с ростом  $\lambda$ . С учетом предела для  $P(> 0) = 1$  статистическое описание фрагментов приближенно может быть выражено следующим образом:

$$P(> \lambda) = \exp[g(\lambda)], \quad (2)$$

где  $g(\lambda) < 0$ .

Очевидно, что уравнение (2) является основным предположением модели фрагментации Мотта [18, 19]:

$$P_N(> \lambda) = N_0 \exp[-(\lambda/\mu)^\alpha], \quad (3)$$

где  $\mu$  — параметр фрагментации Мотта,  $\alpha$  — константа,  $1/3 \leq \alpha \leq 3$ . После логарифмирования уравнение (3) принимает вид

$$\ln P_N(> \lambda_j) = \ln N_0 - \alpha(\lambda_j/\mu)^\alpha \quad (j = 1, 2, \dots, s). \quad (4)$$

Легко заметить, что существует линейная связь между  $\ln P_N(> \lambda_j)$  и  $\lambda_j$ . Наклон  $\alpha$  и пересечение  $\ln N_0$  можно рассматривать как два важных показателя распределения Мотта. Очевидно, что  $N_0$  является критическим параметром для уравнений (3) и (4). К сожалению, в реальном испытании в яме образуется много мелких фрагментов или осколков, поэтому определение  $N_0$  затруднено, различные методы восстановления фрагментов могут вызвать

большие изменения в  $N_0$ . Напротив, общая масса осколков относительно стабильна, поэтому модель фрагментации Пеймана, основанная на массовой вероятности, больше подходит для практических приложений [20]. Функцию распределения вероятностей по массе можно записать в виде

$$P_Q(> \lambda) = \frac{q(> \lambda)}{Q_0} = M_0 \exp\left(-\frac{c_0 \lambda}{Q_0}\right), \quad (5)$$

где  $C_0$  — модифицированный параметр фрагментации Пеймана,  $M_0$  — эмпирическая константа,  $Q_0$  — полная масса всех осколков, равная массе цилиндра. Уравнение (5) представляет собой общую форму модели распределения фрагментов Пеймана. Входные параметры  $\lambda_j$  и  $q(> \lambda_j)$  определяются из данных по сохранным фрагментам. После логарифмирования уравнение (5) принимает вид

$$\ln P_Q(> \lambda_j) = \ln M_0 - C_0(\lambda_j/Q_0) \quad (j = 1, 2, \dots, s). \quad (6)$$

Между  $\ln P_Q(> \lambda_j)$  и  $\lambda_j$  также существует линейная зависимость. Следуя методу наименьших квадратов, уравнение (6) можно выразить в виде

$$C_0 = -Q_0 \frac{\sum_{j=1}^s \lambda_j \ln P_Q(> \lambda_j)}{\sum_{j=1}^s \lambda_j^2} \quad (j = 1, 2, \dots, s). \quad (7)$$

На практике отрицательным знаком уравнения (7) часто пренебрегают, угловой коэффициент  $C_0$  выражается положительной величиной и рассматривается как мера эффективности фрагментации [20]. В большинстве случаев уравнения (4) и (6) можно преобразовать в безразмерный вид. На рис. 1 представлены распределения осколков по массе в зависимости от безразмерной переменной  $\lambda/Q_0$ . Несмотря на различия, оба метода показали одинаковые линейные распределения по массе фрагментов. Угловой коэффициент  $C_0$  можно разделить на длину цилиндра  $L$  и получить нормализованный по длине параметр Пеймана:

$$C_L = C_0/L [\text{см}^{-1}]. \quad (8)$$

Этот новый параметр относится только к материалу оболочки, заряду ВВ и отношению массы ВВ к массе оболочки ( $C/M$ ).

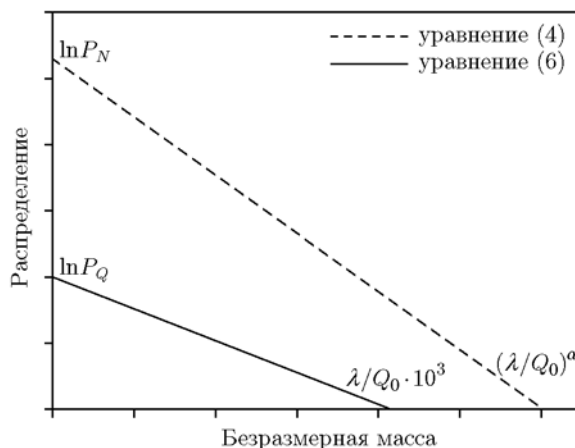


Рис. 1. Сравнение распределений фрагментов Мотта (штриховая линия) и Пеймана (сплошная линия)

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Оболочка имела форму цилиндра фиксированной длины 60 мм, толщина стенки плавно изменялась. Материал корпуса — сталь AISI 1045, ее плотность после термообработки 7.85 г/см<sup>3</sup>, предел текучести 510 МПа. Внутренний заряд — состав В плотностью 1.7 г/см<sup>3</sup>. Все эксперименты проводились в яме, заполненной водой, а стальной цилиндр помещался в полиэтиленовую трубку, погруженную в воду. Заряд точно инициировался детонатором с проволочной перемычкой. Фрагменты сушили и взвешивали по стандартной методике с окончательной классификацией по группам масс. Эффективность извлечения сохранных осколков составляла 97 %.

## 3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 3.1. Естественное дробление стандартного цилиндра

Размеры и отношение  $C/M$  для стандартных цилиндров приведены в табл. 1. Чтобы свести к минимуму краевой эффект, два торца внутреннего заряда выступали на 20 мм за пределы цилиндра (рис. 2). Всего выполнено пять экспериментов в ямах, и в каждом из них было взорвано три идентичных цилиндра.

Данные по сохранным осколкам обрабатывались в соответствии с уравнениями (5)–(7), типичные модифицированные графики Пеймана, полученные для стандартной серии

Таблица 1  
Размеры и отношение массы заряда к массе цилиндра

№ п/п	$D$ , мм	$d$ , мм	$L$ , мм	$C/M$
1	30.64	20.64	60	0.18
2	41.99	30.13	60	0.23
3	40.13	30.13	60	0.28
4	50.87	39.52	60	0.33
5	49.52	39.52	60	0.38

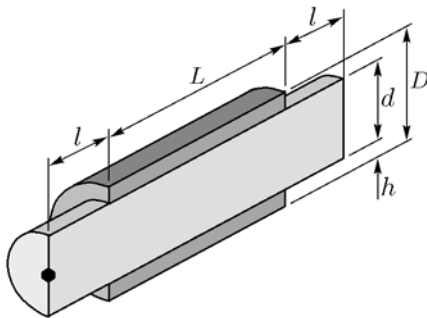


Рис. 2. Схема цилиндрической оболочки:  
 $D$  — внешний диаметр,  $d$  — внутренний диаметр,  $h$  — толщина стенки,  $L$  — длина оболочки,  $l$  — длина открытого заряда

опытов, показаны на рис. 3. Следует отметить, что в этом случае параметр  $C_0$  сильно зависит от отношения  $C/M$ , и цилиндры с высоким значением  $C/M$  в целом демонстрируют более тонкую фрагментацию. Это явление, по видимому, связано с деформацией и зарождением трещин в расширяющемся цилиндре [21]. При дальнейшем анализе использовалось уравнение (8), из которого на основе средних значений  $C_L$  определялась линейная зависимость  $C_L$  от отношения  $C/M$ . Эту зависимость (рис. 4) можно описать выражением

$$C_L = 19.1 + 92.8(C/M). \quad (9)$$

Однако при  $C/M = 0.38$  увеличение  $C_L$  значительно меньше, чем предсказывается уравнением (9). Это является результатом большого количества феррита, препятствующего росту и объединению трещин, а также неравномерностью температуры большого цилиндра после термообработки. Следовательно, исходя из общей тенденции зависимости  $C_L$  от отношения  $C/M$  характеристики фрагментации цилиндра можно представить в виде

$$C_L = a + b(C/M). \quad (10)$$

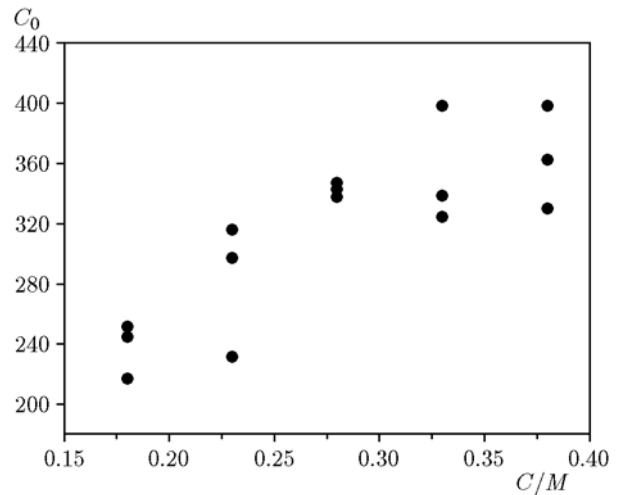


Рис. 3. Зависимость параметра фрагментации Пеймана  $C_0$  от отношения  $C/M$  в опытах в стандартной постановке

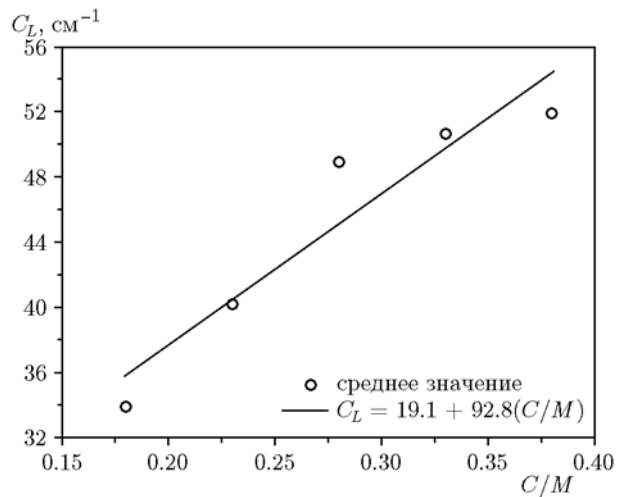


Рис. 4. Зависимость нормализованного параметра фрагментации Пеймана  $C_L$  от отношения  $C/M$

Здесь  $a$  и  $b$  — константы, которые напрямую связаны с совместным действием материала корпуса и заряда. Согласно критерию подобия уравнение (10) можно использовать для определения характеристик фрагментации цилиндра любого размера.

### 3.2. Влияние торца на фрагментацию

Для исследования влияния торца на характеристики фрагментации был выбран цилиндр, показанный на рис. 5. Торцы оболочки и плоскости иницирования заряда в этом случае были совмещены. Все цилиндры, приведен-

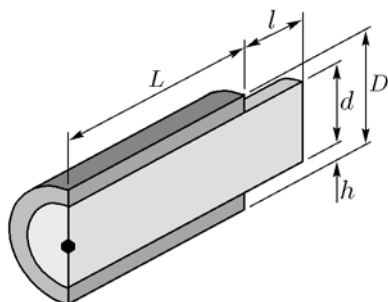


Рис. 5. Схема стальной оболочки в опытах с торцевым инициированием

Таблица 2  
Размеры и отношение  $C/M$   
в опытах с торцевым эффектом

№ п/п	$D$ , мм	$d$ , мм	$L$ , мм	$h$ , мм	$C/M$
1	30.64	20.64	60	5	0.18
2	40.13	30.13	60	5	0.28
3	49.52	39.52	60	5	0.38
4	58.84	48.84	60	5	0.48
5	32.11	24.11	60	4	0.28
6	48.16	36.16	60	6	0.28
7	56.19	42.19	60	7	0.28

ные в табл. 2, делятся на две группы. В первой группе толщина стенок цилиндров была фиксированной, но отношение  $C/M$  увеличивалось. Во второй группе отношение  $C/M$  оставалось неизменным, а толщина стенок цилиндров увеличивалась.

На рис. 6 приведены данные по фрагментации для стандартного цилиндра и цилиндра с торцевым эффектом. В обоих случаях результаты описываются линейными зависимостями. Зависимость нормализованного параметра Пеймана  $C_{Le}$  от отношения  $C/M$  для цилиндра с торцевым эффектом можно представить в виде

$$C_{Le} = 4.7 + 93.1(C/M). \quad (11)$$

В отличие от стандартного цилиндра, наличие торцевого эффекта значительно снижает характеристики фрагментации при одинаковых отношениях  $C/M$ . При торцевом инициировании заряда в продукты детонации распространяется осевая волна разрежения, которая значительно снижает интенсивность детонационного давления на оболочку. Поэтому матери-

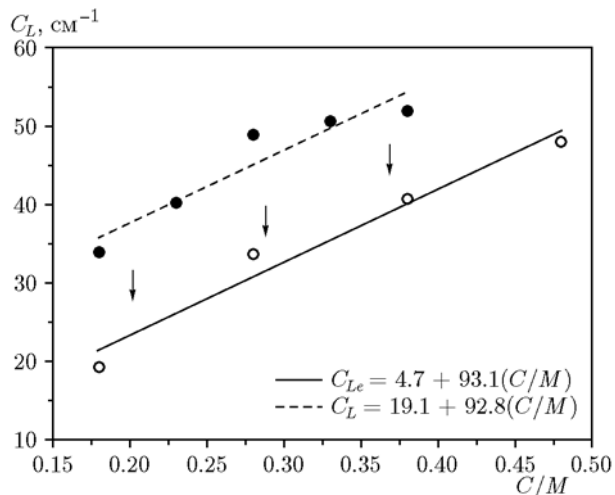


Рис. 6. Зависимость нормализованного параметра фрагментации Пеймана  $C_{Le}$  от отношения  $C/M$  в опытах с торцевым эффектом (светлые точки) в сравнении с опытами в стандартной постановке (темные точки)

ал оболочки на торце инициирования не может полностью разрушиться.

Учитывая, что наклоны этих двух линейных зависимостей примерно равны, новое выражение можно получить, вычитая уравнение (9) из (11):

$$C_{Le} = C_L - 3a/4. \quad (12)$$

Отсюда можно сделать вывод, что торцевой эффект уменьшает параметр Пеймана оболочки на постоянную величину, и уравнение (12) можно применять для грубой оценки характеристик фрагментации цилиндра с торцевым эффектом, изготовленным из того же материала и с таким же зарядом, что и стандартный цилиндр. Кроме того, при постоянном отношении  $C/M$  параметр  $C_{Le}$  может оставаться стабильным независимо от толщины стенки  $h$ , т. е. конечный эффект не зависит от толщины стенки.

### 3.3. Влияние зазора между торцами оболочки и заряда на фрагментацию

На рис. 7 показана схема, в которой исследовалось влияние зазора между торцами оболочки и заряда на характеристики фрагментации оболочки. В этих опытах цилиндрическая оболочка лишь частично заполнялась зарядом с промежутком длиной  $L'$ . Размеры тестируемых цилиндров приведены в табл. 3. Всего про-

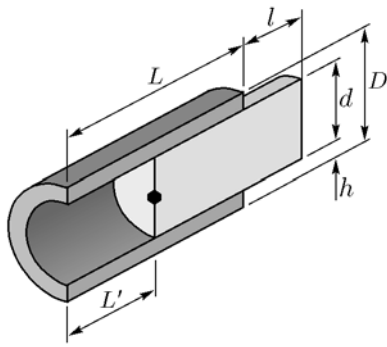


Рис. 7. Схема испытаний стальной оболочки с зазором

Таблица 3  
Размеры и отношение  $C/M$  в опытах с зазором

№ п/п	$D$ , мм	$d$ , мм	$L$ , мм	$L'$ , мм	$h$ , мм	$C/M$
1	30.64	20.64	60	30	5	0.18
2	40.13	30.13	60	30	5	0.28
3	49.52	39.52	60	30	5	0.38
4	58.84	48.84	60	30	5	0.48
5	40.13	30.13	60	10	5	0.28
6	40.13	30.13	60	20	5	0.28
7	40.13	30.13	60	40	5	0.28
8	32.11	24.11	60	30	4	0.28
9	48.16	36.16	60	30	6	0.28
10	56.19	42.19	60	30	7	0.28

ведено десять испытаний, которые были разделены на три группы. В первой группе испытаний были фиксированы толщина стенки и длина зазора, а отношение  $C/M$  увеличивалось. Во второй группе отношение  $C/M$  и толщина стенки оставались неизменными при увеличении длины зазора. В третьей группе отношение  $C/M$  и длина зазора были постоянными при переменной толщине стенки.

На рис. 8 представлены параметры фрагментации, определенные для заряженной и незаряженной частей цилиндра. Тенденция фрагментации заряженной части  $C_{Lg}$  аналогична тенденции для стандартного цилиндра — большой рост с увеличением отношения  $C/M$ . Аппроксимация линейной функцией может быть записана в виде

$$C_{Lg} = 4.8 + 91.7(C/M). \quad (13)$$

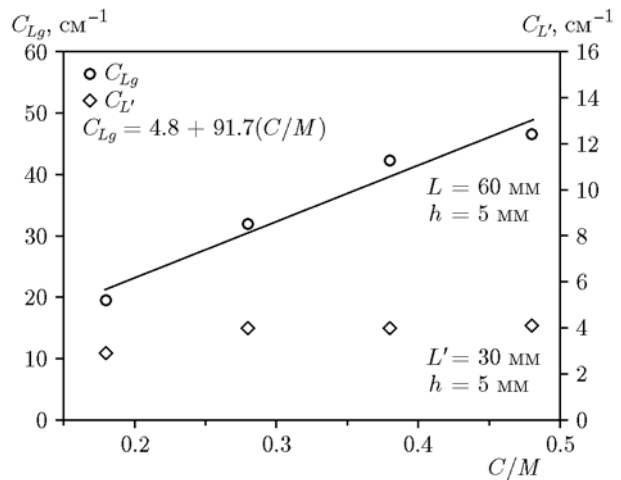


Рис. 8. Зависимость нормализованных параметров фрагментации Пеймана  $C_{Lg}$  (с зарядом),  $C_{L'}$  (без заряда) от отношения  $C/M$

Сравнение уравнений (11) и (13) показывает, что значения наклона и пересечения для двух прямых почти одинаковы. Фрагментация заряженной части оболочки близка к дроблению цилиндра с торцевым эффектом. Зазор слабо влияет на дробление заряженной части цилиндра.

Однако значение параметра фрагментации  $C_{L'}$  для части незаряженной оболочки ниже и нечувствительно к отношению  $C/M$ . Такое поведение потенциально связано с различием процессов расширения оболочки в этих двух зонах, на которые оказывает влияние взаимодействие ударной волны и волны разрежения. Цилиндр со временем разрывается на стыке заряженной и незаряженной зон. Под действием продуктов детонации (ПД) заряженная часть цилиндра образует большое количество мелких фрагментов, а незаряженная часть только разделяется на несколько крупных частей.

Более того, если отношение  $C/M$  и длина зазора остаются постоянными, нормализованные параметры фрагментации Пеймана  $C_{L'}$  и  $C_{Lg}$  не зависят от толщины стенки. Для цилиндров с разной длиной зазора между торцами оболочки и заряда параметры фрагментации заряженной части практически идентичны. Абсолютное значение  $C_{L'}$  в этом случае очень мало. Это явление связано с неравномерным расширением цилиндра, поскольку радиальная скорость заряженной части больше, чем радиальная скорость части цилиндра в области зазора.

#### 4. ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для ясного понимания механизма фрагментации вышеупомянутые экспериментальные результаты, полученные в различных условиях, были интерпретированы с помощью трехмерного численного моделирования.

##### 4.1. Постановка задачи

Дробление открытого цилиндра при внутренней детонации может быть описано моделью упругопластического пористого тела, в котором разрыв оболочки достигается за счет накопления и роста микроповреждений [22]. Несмотря на то, что взаимодействие между ПД и рассматриваемой структурой является сложным, динамическую проблему можно описать с помощью теории континуума. Система кинетических уравнений для цилиндрической оболочки задается законами сохранения массы, импульса и энергии:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial v_i}{\partial x_i} &= 0, \\ \rho \frac{dv_i}{dt} &= \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i}, \\ \rho \frac{dE}{dt} &= S_{ij} \varepsilon_{ij} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \\ S_{ij} &= \sigma_{ij} + p \delta_{ij}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $x_i$  — координата,  $t$  — время,  $\rho$  — плотность тока,  $v_i$  — компонента вектора скорости,  $S_{ij}$  — компонента девиатора напряжения,  $p$  — давление,  $E$  — удельная внутренняя энергия,  $\varepsilon_{ij}$  — компонента девиатора тензора скорости деформации,  $\sigma_{ij}$  — компонента тензора напряжений,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

Пространственное осесимметричное движение ПД описывается уравнениями газовой динамики в форме Эйлера:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r}{\partial z} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u r}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2) r}{\partial z} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v}{\partial z} + \frac{\partial (p + \rho v^2)}{\partial r} &= -\frac{\rho v^2}{r}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{\partial e r}{\partial t} + \frac{\partial (p + e) u r}{\partial z} + \frac{\partial (p + e) v r}{\partial r} = 0,$$

$$p = p(\rho, E), \quad e = \rho \left( E + \frac{q^2}{2} \right),$$

$$q^2 = u^2 + v^2,$$

где  $e$  — полная энергия единицы объема газа,  $u$  и  $v$  — соответственно аксиальная и радиальная составляющие вектора скорости,  $\rho$  — плотность газа,  $E$  — его удельная внутренняя энергия.

Соответствующие начальные условия для цилиндра задаются в виде

$$\rho = \rho_0, \quad \sigma_{ij} = 0, \quad v_i = 0, \quad E = 0. \quad (16)$$

Граничные условия:

$$\sigma_n = \tau_n = 0, \quad v_n = 0, \quad \tau_n = 0, \quad (17)$$

$$\sigma_n = -p, \quad \tau_n = 0, \quad U_n = v_n,$$

где  $\sigma_n$  — нормальные компоненты вектора напряжений,  $\tau_n$  — касательные компоненты вектора напряжений,  $v_n$  — компонента вектора скорости оболочки, нормальная к контактной поверхности,  $U_n$  — соответствующая компонента вектора скорости частиц газа.

##### 4.2. Метод конечных элементов

Численное моделирование применимо для изучения явлений взрыва и фрагментации при решении основных уравнений сохранения, которые описывают поведение оболочки и ВВ. В этом параграфе для анализа дробления цилиндров при детонации ВВ выбрано коммерческое программное обеспечение AUTODYN-3D. Для того чтобы получить наилучшее описание цилиндрической оболочки, в вычислениях использовалась итерационная процедура, которая гарантировала погрешность массы материала менее 0.1 %.

Подход, основанный на симметрии задачи, позволяет моделировать только одну четверть цилиндра и внутреннего заряда. Были смоделированы три типичные оболочки и обоснованы численные результаты. Разработанные численные модели представлены на рис. 9. Модель состояла в основном из стального цилиндра и ВВ. Взрывчатка инициировалась с одного торца, точка инициирования отмечена на рисунке.

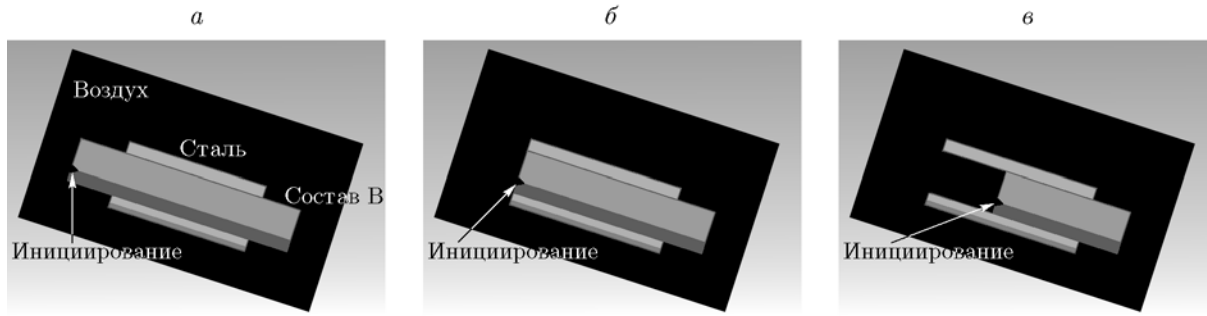


Рис. 9. Четвертая часть расчетной модели в AUTODYN:

*a* — модель 3D-1, стандартный цилиндр, *б* — модель 3D-2, торцевой эффект, *в* — модель 3D-3, зазор

Таблица 4  
Параметры трехмерной модели

Модель	Оболочка			Заряд
	$L$ , мм	$d$ , мм	$D$ , мм	$L_e$ , мм
3D-1	60	20.64	30.64	100
3D-2	60	20.64	30.64	80
3D-3	60	20.64	30.64	50

Подробные размеры трехмерных моделей приведены в табл. 4. ВВ и воздух моделировались сеткой Эйлера. Размер заполненной воздухом области Эйлера составлял  $50 \times 50 \times 100$  мм, а граничное условие было установлено на «отток». Для описания поведения цилиндрической части применялась лагранжева сетка, которая включала в себя 120 771 ячейку с 20 ячейками по толщине оболочки. Принят алгоритм связи жидкость — структура. Материалом цилиндра была сталь AISI 1045, которая описывалась определяющей моделью Джонсона — Кука. Модель материала в AUTODYN можно описать выражением

$$\sigma = (A + B\varepsilon_{ep}^n)(1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*)(1 - T^{*m}), \quad (18)$$

где  $A$  — предел текучести,  $B$  — коэффициент деформационного упрочнения,  $C$  — коэффициент упрочнения, зависящий от скорости деформации,  $m$  и  $n$  — показатели разупрочнения и деформационного упрочнения соответственно,  $\varepsilon_{ep}$  — эквивалентная пластическая деформация,  $\dot{\varepsilon}^*$  — относительная скорость пластической деформации,  $T^*$  — гомологическая температура:

$$T^* = \frac{T - T_r}{T_m - T_r}, \quad (19)$$

где  $T_r$  — комнатная температура,  $T_m$  — температура плавления.

Уравнение состояния Ми — Грюнайзена записывается в виде

$$p = p_H + \Gamma \rho (e - e_H), \quad (20)$$

где  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена,  $\rho$  — плотность,  $p_H$  и  $e_H$  — соответственно давление и энергия на адиабате Гюгонио:

$$p_H = \frac{\rho_0 c_0^2 \beta (1 + \beta)}{[1 - (s - 1)\beta]^2}, \quad (21)$$

$$e_H = \frac{1}{2} \frac{p_H}{\rho_0} \left( \frac{\beta}{1 + \beta} \right), \quad (22)$$

$\beta$  — сжимаемость материала,  $s$  — постоянная материала.

Подробные параметры материала приведены в табл. 5 [23]. В качестве критерия эрозии во всех моделях установлена величина геометрической деформации, равная 1.5. Состав В описывался уравнением состояния JWL, которое задается следующим образом:

$$p = A \left( 1 - \frac{wV}{r_1} \right) \exp \left( -\frac{r_1}{V} \right) + B \left( 1 - \frac{wV}{r_2} \right) \exp \left( -\frac{r_2}{V} \right) + wV, \quad (23)$$

где  $V$  — относительный объем,  $\rho_0$  — текущая плотность заряда,  $A$ ,  $B$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  и  $w$  — постоянные. Соответствующие параметры приведены в табл. 6 [22]. После определения материалов и задания соответствующих начальных и граничных условий спроектированные модели были преобразованы в решающую программу AUTODYN-3D для моделирования.



Таблица 5

Параметры стали AISI 1045

Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Скорость звука $C_s$ , м/с	Параметр $s$	Удельная теплоемкость $c$ , Дж/(кг·К)	Коэффициент Грюнайзена $\Gamma$	Эталонная температура $T_0$ , К
7.86	4 250	1.61	480	1.75	298
Предел текучести $A$ , кПа	Модуль упругости $B$ , кПа	Коэффициент деформационного упрочнения $n$	Чувствительность к скорости деформации $C$	Коэффициент термического размягчения $m$	Температура плавления $T_m$ , К
$5.07 \cdot 10^5$	$3.2 \cdot 10^5$	0.28	0.064	1.06	1 765

Таблица 6

Параметры состава В

$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$A$ , кПа	$B$ , кПа	$R_1$	$R_2$	$w$	$v_{СД}$ , м/с	$p_{СД}$ , кПа	$E_{СД}$ , кДж/м <sup>3</sup>
1.717	$5.24 \cdot 10^8$	$7.67 \cdot 10^6$	4.2	1.1	0.34	$7.98 \cdot 10^3$	$2.95 \cdot 10^7$	$8.5 \cdot 10^6$

### 4.3. Проверка трехмерной модели

Точность является важным показателем численного моделирования. Чем выше точность модели, тем надежнее результаты расчета. Критерии эрозии сетки широко используются при моделировании естественного дробления оболочки. Количество и масса смоделированных фрагментов обычно не соответствуют фактическим испытаниям, поэтому проверка трехмерной модели может быть достигнута путем изучения распределения осевой скорости фрагментов [24]. В этом параграфе методом трехмерного моделирования изучалось распределение скорости естественных фрагментов вдоль оси оболочки. Размеры и параметры численной модели относятся к экспериментам, описанным в [25]. Результаты моделирования в основном соответствовали фактическим результатам экспериментов. Это указывает на то, что использованный метод трехмерного моделирования адекватен поставленной задаче.

### 4.4. Анализ численных результатов

В постановке опыта 3D-1 градиент радиального смещения вдоль оси оболочки невелик, а влияние волны разрежения на распределение скоростей осколков ослаблено выступающими частями заряда на обоих концах. Напротив, в постановке 3D-2 радиальное смещение оболочки асимметрично и на способность ПД приводить в движение оболочку влияет волна разрежения. На рис. 10 показаны зависимости давления от времени в трех контрольных

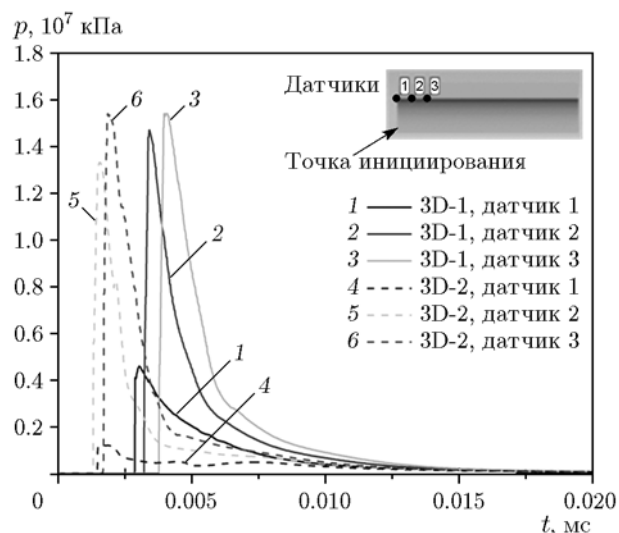


Рис. 10. Распределение давления вблизи внутренней стенки в постановках 3D-1, 3D-2

точках на внутренней поверхности оболочки. Из приведенных профилей видно, что пиковое давление вблизи стартового торца относительно низкое. Более серьезным представляется подавление волны разрежения в схеме 3D-2. Это можно объяснить следующим образом: для стандартного цилиндра в постановке опыта 3D-1 существует некоторое эффективное расстояние между иницирующим торцом и оболочкой, поэтому волна детонации движется вдоль оси оболочки и в конечном итоге остается устойчивой, сводя тем самым к минимуму влияние волны разрежения. Фрагментация отно-

сительно однородна, а максимальная скорость приходится на среднюю часть снаряда. Что касается постановки 3D-2, то интенсивность давления детонации вдоль оболочки неодинакова, что приводит к уменьшению фрагментации оболочки вблизи торца инициирования. Кроме того, максимальная скорость осколков наблюдается в координатах, примерно равных  $0.60 \div 0.70$  от длины оболочки, что соответствует экспериментальным результатам [26]. В постановке опыта 3D-3 движение оболочки на участках, примыкающих к зазору и к заряду ВВ, совершенно разное. После взрыва ПД истекают через левое отверстие, поэтому импульс, воздействующий на часть оболочки, примыкающую к зазору, очень мал. Поскольку взаимодействие ПД с оболочкой является локальным, оболочка деформируется и разрушается неравномерно.

#### 4.5. Обсуждение

На процесс дробления металлической оболочки, очевидно, влияют режим инициирования, движение ПД и волна разрежения [26]. Из-за ограниченной длины заряда процесс детонации обязательно будет находиться под влиянием волн разрежения на обоих торцах заряда, поэтому получаемые осколки и распределение по скоростям различны. При укорачивании заряда интенсивность поля детонационного давления становится сильно неоднородной, а разрушение и фрагментация оболочки становятся нерегулярными. Фактически, из-за наличия торцевого эффекта и зазора заряда результативность дробления снаряда снижается. Этот вывод можно проверить с помощью распределения фрагментов при трехмерном моделировании. На основании «анализа фрагментов» в AUTODYN [27] отношение количества фрагментов в трех постановках опытов составляет примерно  $1 : 0.7 : 0.6$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полые стальные цилиндры разрывались зарядом ВВ в различной геометрии опытов, а характеристики дробления описывались с использованием модифицированной модели Пеймана. Обнаружено, что при определенном сочетании материалов оболочки и заряда характеристики дробления цилиндра точно описываются нормализованным параметром  $C_L$  распределения Пеймана, т. е. выражением  $C_L =$

$a + b(C/M)$ , где  $a$  и  $b$  — константы. При наличии торцевого эффекта нормализованный параметр фрагментации Пеймана  $C_L$  уменьшается до  $3a/4$  независимо от толщины стенки и значения отношения  $C/M$ . Длина части цилиндра, примыкающей к зазору, оказывает слабое влияние на  $C_L$ . На основе распределений скорости и давления механизм влияния торца и зазора заряда на дробление оболочки был хорошо подтвержден при трехмерном моделировании.

Авторы выражают благодарность Zhejiang Provincial National Quality Infrastructure (№ 20180119) за финансовую поддержку данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Soto O., Baum J., Löhner R.** An efficient fluid — solid coupled finite element scheme for weapon fragmentation simulations // *Eng. Fract. Mech.* — 2010. — V. 77, N 3. — P. 549–564. — <https://doi.org/10.1016/j.engfracmech.2009.11.003>.
2. **Grisaro H. Y., Benamou D., Dancygiera A. N.** Investigation of blast and fragmentation loading characteristics — Field tests // *Eng. Struct.* — 2018. — V. 167. — P. 363–375. — <https://doi.org/10.1016/j.engstruct.2018.04.013>.
3. **Arnold W., Rottenkolber E.** Fragment mass distribution of metal cased explosive charges // *Int. J. Impact. Eng.* — 2008. — V. 35, N 12. — P. 1393–1398. — <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2008.07.049>.
4. **Shen Z. X., Yang H., Li Y. Z., et al.** Influence of localized melting on dynamic fracture behaviours of metallic shell // *Propell., Explos., Pyrotech.* — 2017. — V. 42, N 8. — P. 906–911. — <https://doi.org/10.1002/prep.201700051>.
5. **Gurnery R. W.** The Initial Velocities of Fragments from Bombs, Shells and Grenades. — US Army Ballistic Research Lab. Aberdeen Proving Ground, 1943.
6. **Taylor G. I.** Analysis of the Explosion of a Long Cylindrical Bomb Detonated at One End. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1963.
7. **Hoggatt R. H., Recht R. F.** Fracture behavior of tubular bombs // *J. Appl. Phys.* — 1968. — V. 39, N 3. — P. 1856–1862. — <https://doi.org/10.1063/1.1656442>.
8. **Mott N. F.** Fragmentation of shell cases // *Proc. Roy. Soc. Lond. A.* — 1947. — V. 189. — P. 300–308. — <https://doi.org/10.1098/rspa.1947.0042>.
9. **Grady D. E., Hightower M. M.** Natural Fragmentation of Exploding Cylinders. — Sandia National Lab. Albuquerque, N. M., 1990.
10. **Hiroe T., Fujiwara K., Hata H., Takahashi H.** Deformation and fragmentation behavior of exploded metal cylinders and the effects of wall materials, configuration, explosive

- energy and initiated locations // *Int. J. Impact. Eng.* — 2008. — V. 35, N 12. — P. 1578–1586. — <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2008.07.002>.
11. **Tanapornraweekit G., Kulsirikasem W.** Effects of material properties of warhead casing on natural fragmentation performance of high explosive (HE) warhead // *World Acad. Sci., Eng. and Technol.* — 2012. — V. 66. — P. 411–415. — <https://doi.org/10.5281/zenodo.1063194>.
  12. **Kong X. S., Wu W. G., Li J., Liu F., Chen P., Li Y.** A numerical investigation on explosive fragmentation of metal casing using smoothed particle hydrodynamic method // *Mater. Des.* — 2013. — V. 51. — P. 729–741. — <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2013.04.041>.
  13. **Cullis I. G., Dunsmore P., Harrison A., Lewtas I., Townsley R.** Numerical simulation of the natural fragmentation of explosively loaded thick walled cylinders // *Def. Technol.* — 2014. — V. 10. — P. 198–210. — <https://doi.org/10.1016/j.dt.2014.06.003>.
  14. **Moxnes J. F., Prytz A. K., Froyland O., Skriudalen S., Borve S., Odegardstuen G.** Strain rate dependency and fragmentation pattern of expanding warheads // *Def. Technol.* — 2015. — V. 11. — P. 1–9. — <https://doi.org/10.1016/j.dt.2014.08.006>.
  15. **Zecevic B., Terzic J., Catovic A., Sabina S. K.** Influence parameters on HE projectiles with natural fragmentation // *New Trends in Res. of Energ. Mater.* — 2006. — P. 780–795.
  16. **Gold V. M., Baker E. L.** A model for fracture of explosively driven metal shells // *Eng. Fract. Mech.* — 2008. — V. 75, N 2. — P. 275–289. — <https://doi.org/10.1016/j.engfracmech.2007.02.025>.
  17. **Elek P., Jaramaz S.** Modeling of fragmentation of rapidly expanding cylinders // *Theor. Appl. Mech.* — 2005. — V. 32, N 2. — P. 113–130. — <https://doi.org/10.2298/TAM0502113E>.
  18. **Grady D. E.** Length scales and size distributions in dynamic fragmentation // *Int. J. Fract.* — 2010. — V. 163. — P. 85–99. — <https://doi.org/10.1007/s10704-009-9418-4>.
  19. **Mott N. F.** Fragmentation of H.E. shells: a theoretical formula for the distribution of weights of fragments // *Fragmentation of Rings and Shells.* — 2006. — P. 227–241. — [https://doi.org/10.1007/978-3-540-27145-1\\_10](https://doi.org/10.1007/978-3-540-27145-1_10).
  20. **Walsh B. E.** Comparison of natural fragmentation scaling behavior of HF-1 and AISI 1045 steel cylinders using normalized Payman parameters. — DSTO Materials Research Laboratories, Ascot Vale, Vic., Australia, 1984.
  21. **Reid W. D., Walsh B. E.** Dynamic fracture properties of a tungsten, 3.5 % Ni, 1.5 % Fe alloy under explosive loading conditions // *J. Phys. IV France.* — 1991. — V. 1, N C3. — P. 597–604. — <https://doi.org/10.1051/jp4:1991384>.
  22. **Gerasimov A. V.** Explosive deformation and fracture of thick-wall cylinders // *Strength Mater.* — 2003. — V. 35. — P. 162–167. — <https://doi.org/10.1023/A:1023714612432>.
  23. **Grisaro H., Dancygier A. N.** Numerical study of velocity distribution of fragments caused by explosion of a cylindrical cased charge // *Int. J. Impact. Eng.* — 2015. — V. 86. — P. 1–12. — <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2015.06.024>.
  24. **Zhang Z. B., Huang F. L., Cao Y., Yan C.** A fragments mass distribution scaling relations for fragmenting shells with variable thickness subjected to internal explosive loading // *Int. J. Impact. Eng.* — 2018. — V. 120. — P. 79–94. — <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2018.05.013>.
  25. **Guo Z. W., Huang G. Y., Zhu W., Liu H., Feng S. S.** Mechanism and suppression of the effect of axial rarefaction waves on the eccentric initiation effect // *Int. J. Impact. Eng.* — 2019. — V. 124. — P. 37–47. — <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2018.10.009>.
  26. **Huang G. Y., Li W., Feng S. S.** Axial distribution of fragment velocities from cylindrical casing under explosive loading // *Int. J. Impact. Eng.* — 2015. — V. 76. — P. 20–27. — <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2014.08.007>.
  27. **ANSYS Fluent User's Guide.** Release 15.0 documentation for ANSYS AUTODYN. — ANSYS Inc., Canonsburg, PA, 2013.

*Поступила в редакцию 11.03.2020.*

*После доработки 30.07.2020.*

*Принята к публикации 17.08.2020.*