

УДК 621.7.044.2

## ВЗРЫВНОЕ МЕТАНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ТОЛСТОСТЕННОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КОНТЕЙНЕРА

В. А. Быков, Е. Ф. Грязнов, В. Н. Охитин

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва

E-mail: Okhitin@sm.bmstu.ru

В двумерной плоской постановке численно исследуется процесс метания взрывчатого вещества слоя идеальной жидкости, заключенной в цилиндрическую упругопластическую оболочку, продуктами мгновенной детонации заряда. Рассмотрены процессы разрушения оболочки и истечения жидкости через образовавшиеся щели. Проанализированы численные результаты и получены аналитические соотношения для распределений радиальной скорости и массы истекающей через щели жидкости по углу.

Ключевые слова: взрыв, жидкость, упругопластическая оболочка, разрушение, струя.

В различных сферах деятельности человека находит применение метод взрывного распыления жидкости, который заключается в подрыве заряда взрывчатого вещества (ВВ) внутри контейнера, заполненного жидкостью. Этот метод используется для создания водяных завес в шахтах, опасных по пыли и газу [1, 2], для воздействия на градовые облака [3], при тушении пожаров [4].

Результаты исследования взрывного метода распыления жидкости получены для макетов с малопрочным контейнером или без него.

В настоящей работе в двумерной плоской постановке численно исследуется процесс метания продуктами мгновенной детонации заряда ВВ слоя идеальной жидкости, заключенной в цилиндрическую упругопластическую оболочку. Схема макета представлена на рис. 1 ( $R_0$ ,  $a_0$ ,  $b_0$  — начальные радиусы заряда, слоя жидкости и оболочки соответственно).

Для описания плоского двумерного движения системы продукты детонации (ПД) — жидкость — оболочка использовался комбинированный эйлерово-лагранжев конечноразностный метод численного решения системы уравнений механики сплошных сред. Систе-

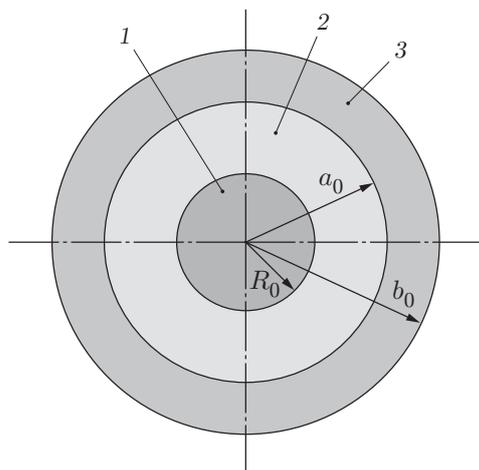


Рис. 1. Схема макета:

1 — ВВ; 2 — жидкость; 3 — оболочка

ма уравнений, описывающая плоское двумерное движение упругопластической оболочки, в полярных эйлеровых координатах в форме Лагранжа приведена, например, в [5].

Для описания течения в области пластического состояния оболочки использовалась процедура приведения вычисленных упругих напряжений на круг текучести в соответствии с условием текучести Мизеса [6]. Объемная сжимаемость оболочки задавалась в форме уравнения Тэта [7].

Система дифференциальных уравнений для описания плоского двумерного адиабатического течения идеальной жидкости и газа в эйлеровых полярных координатах  $(r, \theta)$  приведена, например, в [8].

В систему вводилось уравнение состояния сред в калорической форме  $p = p(\gamma, \rho, E)$ , в которое помимо двух термодинамических параметров (плотности  $\rho$  и удельной внутренней энергии  $E$ ) включена дополнительная переменная  $\gamma$ , определяющая фазовый состав среды. При использовании эйлеровой сетки невозможно провести четкую границу между ПД и жидкостью в любой момент времени, отличный от начального, поэтому система уравнений должна быть дополнена соотношением для разделения фаз. За частицей каждой среды закреплялось определенное значение  $\gamma$ . Вдоль траектории любой частицы должно выполняться условие  $d\gamma/dt = 0$ , которое в полярных эйлеровых координатах принимает вид

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + u \frac{\partial \gamma}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial \gamma}{\partial \theta} = 0,$$

где  $t$  — время;  $u, v$  — радиальная и тангенциальная составляющие массовой скорости среды.

Для удобства расчетов полагалось  $\gamma = 0$  для жидкости и  $\gamma = 1$  для ПД. Тогда, приняв для жидкости уравнение Тэта

$$p_l = B_l[(\rho_l/\rho_{l0})^{m_l} - 1],$$

а для ПД — уравнение в форме Ми — Грюнайзена [9]

$$p_g = C\rho_g^{m_g} + \Gamma E\rho_g$$

( $p, \Gamma$  — давление и коэффициент Грюнайзена;  $B, C, m$  — числовые коэффициенты; индексы  $l, g$  и  $0$  соответствуют жидкости, продуктам детонации и начальному состоянию среды), можно записать уравнение для давления в обеих средах:

$$p = \gamma p_g + (1 - \gamma)p_l.$$

Системы уравнений для оболочки и области ПД — жидкость решались совместно с использованием традиционных начальных и граничных условий для случая мгновенной детонации заряда.

На внешней поверхности оболочки для нормального напряжения использовалось условие  $\sigma_n = p_w$ , где  $p_w$  — давление в присоединенной воздушной ударной волне.

Система уравнений для ПД и жидкости решалась с помощью явной двухшаговой схемы предиктор-корректор второго порядка точности на подвижной эйлеровой сетке [10]. Численное интегрирование системы уравнений для оболочки проводилось с использованием явной схемы второго порядка точности с искусственной вязкостью [6]. При расчетах для ПД и жидкости размеры сетки принимались равными  $N_r \times N_\theta = 120 \times (40 \div 18)$ , для оболочки (в зависимости от угла расчетного сектора) —  $N_r \times N_\theta = 20 \times (80 \div 40)$ .

Тестирование двумерного алгоритма осуществлялось путем сравнения результатов расчетов с результатами решения одномерной задачи [11] для макета (ВВ — ТГ36/64, наполнитель — вода, оболочка — сталь с динамическим пределом текучести  $Y = 1,7$  ГПа) со следующими параметрами (см. рис. 1):  $R_0 = 11$  мм,  $a_0 = 20$  мм,  $b_0 = var$ ; разрушение оболочки не учитывалось. В расчетах по двумерному и одномерному алгоритмам макси-

мальные скорости метания оболочки различались не более чем на  $3 \div 4$  %. В процессе тестирования дисбаланс суммарной массы не превышал  $1 \div 2$  %, дисбаланс энергии —  $2 \div 3$  %.

В реальном процессе расширения оболочки происходит ее разрушение на фрагменты по механизму распространения трещин. Вопрос о выборе граничного условия в вершине трещины, распространяющейся в оболочке при импульсном нагружении, является сложным и в настоящее время полностью не решен. Достаточно хорошо изучен процесс разрушения оболочки, нагружаемой ПД контактного заряда ВВ. Такие оболочки разрушаются при совместном распространении отрывных трещин во внешней зоне, где действуют растягивающие напряжения, и трещин сдвига во внутренней сжатой зоне [12, 13]. Для описания распространения трещин используются различные критерии [14, 15].

Построение расчетной области, позволяющей рассматривать распространение трещин обоих видов, является достаточно сложной задачей. Кроме того, в случае оболочек, нагружаемых ПД через слой жидкости, имеются лишь отдельные результаты экспериментов, а надежные данные о механизме их разрушения отсутствуют. В то же время исключение из рассмотрения развития трещины (например, при мгновенном разрушении оболочки по достижении ею определенного радиуса) представляется неправомерным, поскольку в процессе уменьшения площади сечения при развитии трещины оболочка может претерпевать изгиб, что может привести к перераспределению потока жидкости внутри нее и в конечном счете оказать влияние на параметры разлета после разрушения оболочки.

Использовалась следующая упрощенная модель, описывающая развитие трещины: число трещин (угол расчетного сектора) задавалось на основе экспериментальных данных [16]; трещина распространяется от внешней поверхности в глубь оболочки при условии, что в окрестности ее вершины существуют положительные (растягивающие) тангенциальные напряжения [14]; скорость движения вершины трещины определялась путем пробных расчетов из условия полного разрушения оболочки при достижении ею некоторого радиуса (времени), известного из экспериментов [16]; на берегах трещины  $\sigma_\theta = 0$ , если она раскрылась или раскрывается; если ее берега сомкнуты, то они передают тангенциальные сжимающие напряжения; в тот момент, когда оболочка полностью разрушается, каждый фрагмент “замораживается”, т. е. расчет напряжений внутри фрагмента прекращается, и он движется вдоль своей плоскости симметрии (вдоль одной из границ расчетной области) со скоростью  $U$ , определяемой из второго закона Ньютона  $M_p dU/dt = \Delta p S_p$ , где  $M_p$ ,  $S_p$  — масса и площадь части фрагмента в расчетной области соответственно;  $\Delta p$  — средний перепад давлений на внутренней и внешней поверхностях фрагмента.

Через щели, образовавшиеся в результате разрушения корпуса, может частично истекать жидкость. При этом происходит сложное взаимодействие частиц жидкости между собой и с окружающей атмосферой. В данной работе принят упрощенный метод расчета струи. Считается, что частицы жидкости, находящиеся за пределами расчетной области, продолжают двигаться с постоянной скоростью в неизменном направлении, при этом они не взаимодействуют между собой. Поскольку скорость истечения струи через разрыв меньше скорости звука в жидкости, полагалось, что в сечении образовавшейся щели устанавливается давление, равное противодавлению  $p_w$ , и расчет параметров в граничных узлах расчетной сетки, находящихся в области щели, проводился по односторонней схеме с граничным условием для давления.

Для выяснения адекватности предложенной модели струеобразования проведено сравнение результатов численного расчета с результатами высокоскоростной фотосъемки взрыва цилиндрического макета [16]. На рис. 2 схематически представлены результаты фотосъемки взрыва одного из макетов. В качестве радиуса оболочки принимался радиус впадин между струями. Установлено, что в одни и те же моменты времени с начала движе-

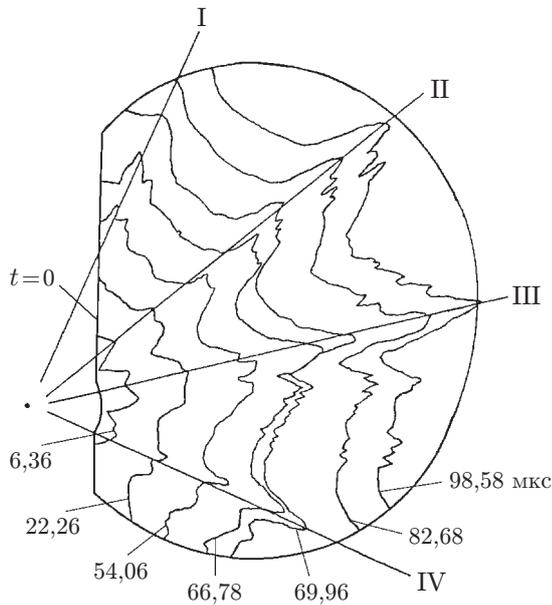


Рис. 2. Схематическое представление результатов высокоскоростной фотосъемки взрыва цилиндрического макета:  
I–IV — границы секторов разрушения оболочки

Зависимость коэффициента нагрузки от исходных параметров макета

$R_0$ , мм	$b_0$ , мм	$a_f/a_0$	$n_\theta$	$\beta$
4,5	50,0	1,40	4	0,012 21
8,0	32,0	1,35	12	0,039 20
11,0	26,7	1,40	16	0,075 65
15,0	23,3	1,40	25	0,146 20

Примечание. Значения  $R_0$  получены при  $b_0 = 26,7$  мм, значения  $b_0$  — при  $R_0 = 11$  мм.

ния оболочки в численном расчете радиус разлета струи несколько больше, чем на кадрах фотосъемки (для радиуса  $7a_0$  различие достигает 7 %), а радиус оболочки — несколько меньше (при радиусе  $5a_0$  различие достигает 15 %). Первый факт можно объяснить торможением реальной струи в воздухе, второй — обтеканием жидкостью фрагментов оболочки. В целом можно сделать вывод, что предложенная модель расчета струи удовлетворительно описывает реальную картину разлета снаряжения.

При проведении численного моделирования коэффициент нагрузки  $\beta$ , равный отношению массы ВВ к суммарной массе снаряжения и оболочки в сечении, менялся как за счет изменения радиуса заряда при неизменных радиусах жидкости и оболочки, так и за счет изменения внешнего радиуса оболочки при неизменных радиусах жидкости и заряда ВВ. Расчеты проводились для макета (ВВ — ТГ36/64, наполнитель — вода, оболочка — сталь ( $Y = 1,7$  ГПа)) со следующими исходными параметрами: радиус заряда ВВ  $R_0 = 4,5; 8,0; 11,0; 15,0$  мм, внутренний радиус оболочки (радиус жидкости)  $a_0 = 20$  мм, внешний радиус оболочки  $b_0 = 23,3; 26,7; 32,0; 50,0$  мм, относительный радиус разрушения оболочки  $a_f/a_0$  и число делений оболочки по окружности  $n_\theta$  взяты из экспериментов [16]. С использованием указанных параметров получены коэффициенты нагрузки, приведенные в таблице.

На рис. 3 показаны зависимости скорости оболочки  $U$  и скорости истечения струи  $u_s$ , отнесенных к скорости детонации  $D$ , от степени расширения оболочки  $a/a_0$  для макета с коэффициентом нагрузки  $\beta = 0,075 65$ . До момента сквозного разрушения корпуса скорости оболочки и жидкости одинаковы. При достижении внутренним радиусом оболочки определенной величины ( $a_f/a_0 = 1,4$ ) трещина, распространяющаяся с внешней поверхности

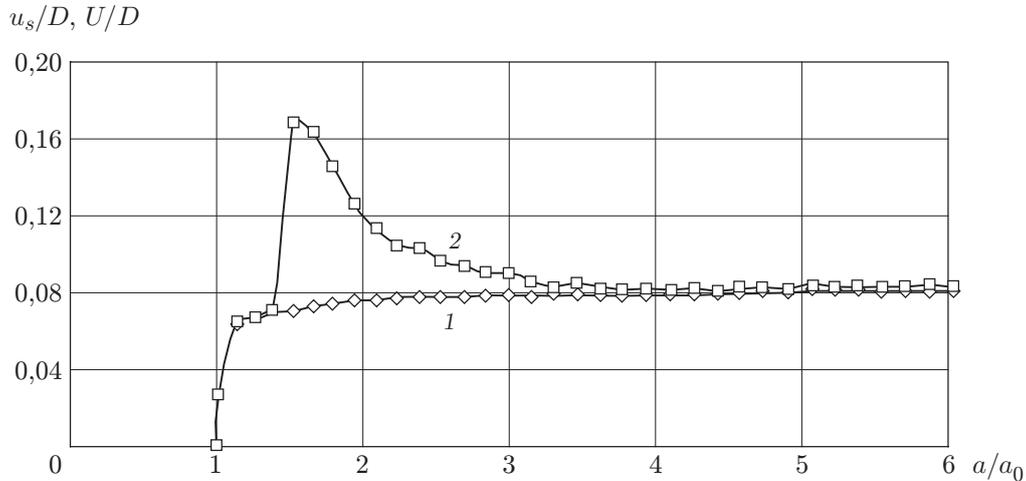


Рис. 3. Зависимости радиальной скорости оболочки (1) и струи (2) от степени расширения оболочки для макета с  $R_0 = 11$  мм

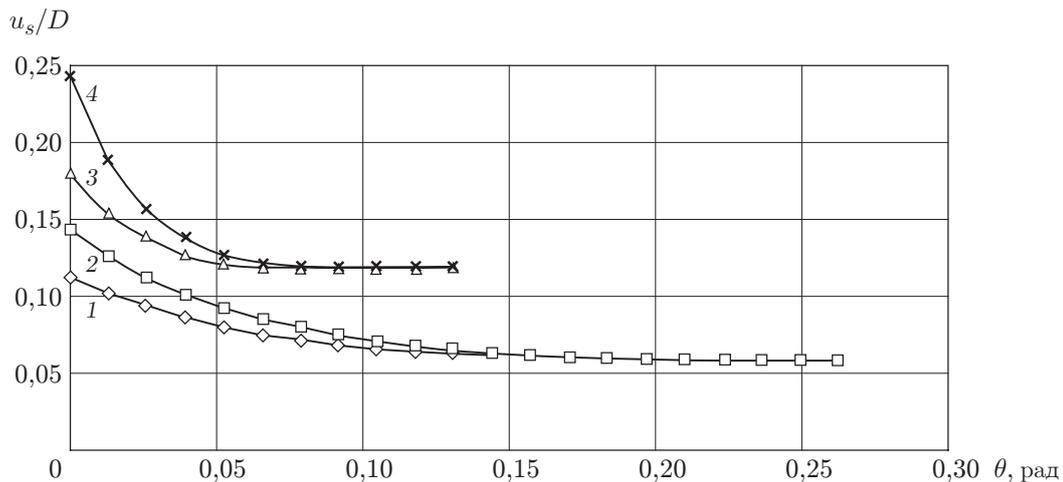


Рис. 4. Распределения радиальной скорости выплеска струи по углу при различных значениях радиусов заряда и оболочки:  
 1, 2 —  $\beta = 0,0392$  (1 —  $R_0 = 8$  мм,  $b_0 = 26,7$  мм; 2 —  $R_0 = 11$  мм,  $b_0 = 32$  мм); 3, 4 —  $\beta = 0,1462$  (3 —  $R_0 = 11$  мм,  $b_0 = 23,3$  мм; 4 —  $R_0 = 15$  мм,  $b_0 = 26,7$  мм)

оболочки, разделяет последнюю, и через образовавшуюся щель начинает истекать жидкий наполнитель. Максимальная скорость истечения струи более чем в два раза превышает скорость оболочки, однако затем она быстро уменьшается и при значительном расширении щели становится практически равной скорости фрагментов оболочки, которая после разрушения возрастает незначительно.

Доля массы жидкости, выплескивающейся через щели, с увеличением коэффициента нагрузки возрастает, а при постоянном значении  $\beta$  увеличивается с ростом радиуса заряда и в ряде случаев может превышать 40 %.

На рис. 4 представлены распределения радиальной скорости выплеска струи в процессе расширения оболочки после разрушения по угловой координате внутри расчетного сектора при двух значениях коэффициента нагрузки, полученных для различных комбинаций радиусов макета (см. таблицу). Видно, что при одинаковых коэффициентах нагрузки

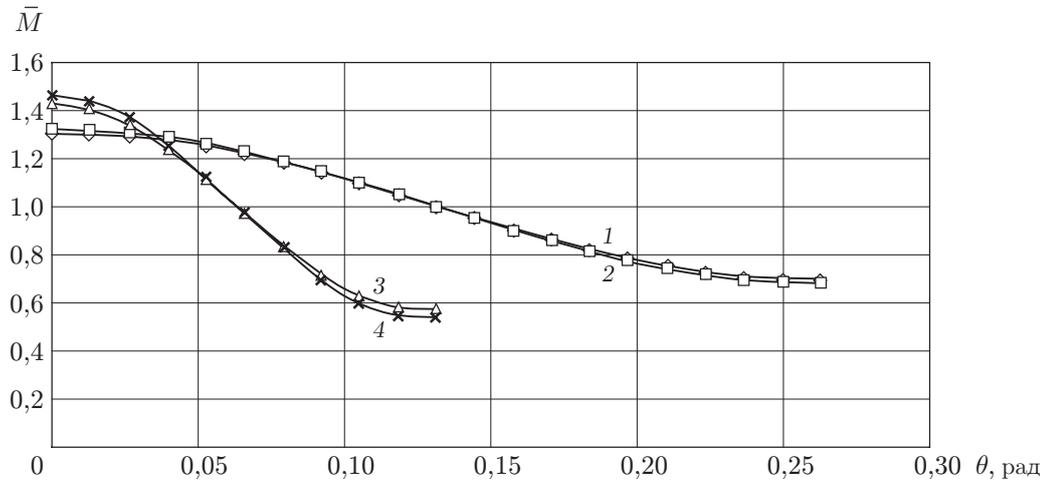


Рис. 5. Распределение массы жидкости по углу при различных значениях радиусов заряда и оболочки (обозначения те же, что на рис. 4)

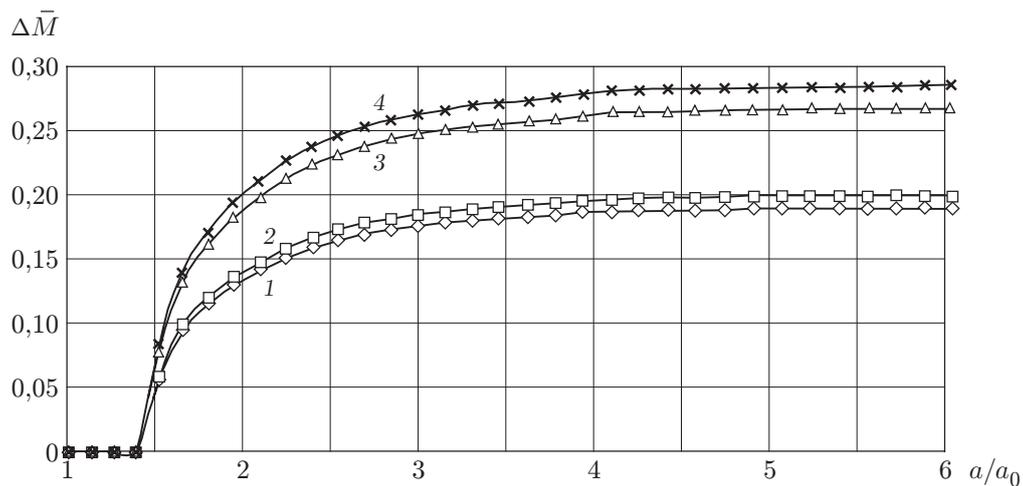


Рис. 6. Зависимость расхода жидкости через щели от степени расширения оболочки при различных значениях радиусов заряда и оболочки (обозначения те же, что на рис. 4)

на плоскости симметрии трещины максимальные скорости истечения струй значительно различаются и увеличиваются с увеличением радиуса заряда, тогда как в области, прилегающей к фрагменту, они одинаковы и практически равны максимальной радиальной скорости оболочки. В зависимости от коэффициента нагрузки максимальная скорость истечения струи увеличивается в 1,5–2 раза при изменении радиуса заряда от 8 до 15 мм.

Максимальная тангенциальная скорость течения жидкости в струе в 10–20 раз меньше максимальной радиальной скорости истечения струи.

На рис. 5, 6 приведены распределение относительной массы жидкости по углу  $\bar{M}(\theta)$  (в расчетном секторе) и зависимость расхода жидкости через щели от степени расширения оболочки  $\Delta\bar{M}(a/a_0)$  при  $\beta = 0,0392$ ;  $0,1462$  и различных значениях радиусов заряда и оболочки. Видно, что неравномерность распределения массы жидкости по углу и расход ее через щели в основном определяются коэффициентом нагрузки. С увеличением радиуса заряда при постоянном значении  $\beta$  эти параметры несколько возрастают.

Произвольное увеличение количества секторов деления оболочки при прочих равных условиях приводит к некоторому уменьшению скорости оболочки и максимальной радиальной скорости истечения струй, при этом расход жидкости через щели несколько возрастает.

В работе [11] для определения максимальной скорости метания сплошной оболочки через слой жидкости предложена аналитическая зависимость

$$\frac{u_0}{D} = \frac{1}{2} \left( \frac{\beta(1 - \eta_p - \eta_l)}{2 + \beta} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\eta_p$ ,  $\eta_l$  — относительные потери энергии за счет пластического деформирования оболочки и нагрева жидкости на фронте ударных волн.

Без учета необратимых потерь энергии ( $\eta_p = \eta_l = 0$ ) зависимость (1) переходит в формулу Покровского [7], согласно которой скорость метания оболочки и жидкости определяется только коэффициентом нагрузки и непосредственно не зависит от радиуса заряда ВВ. Однако учет указанных потерь [11], которые могут превышать 25 %, приводит к тому, что с увеличением радиуса заряда скорость оболочки (и прилегающих слоев жидкости) увеличивается, причем это увеличение является более существенным при меньшем значении коэффициента нагрузки. Значения скорости оболочки, полученные в расчетах, на 5 ÷ 13 % меньше соответствующих значений, полученных по аналитическим формулам. Это можно объяснить тем, что при аналитическом расчете не учитывается уменьшение скорости, обусловленное истечением части жидкости через образовавшиеся щели и падением давления на внутренней поверхности оболочки.

Таким образом, можно отметить, что скорость метания оболочки почти полностью определяется коэффициентом нагрузки, причем ее значение достаточно хорошо согласуется с аналитической оценкой, тогда как скорость струи в значительной степени зависит от радиуса заряда ВВ при постоянном коэффициенте нагрузки. Для рассмотренных ВВ (А-IX-1, ТНТ с плотностью 1 и 1,6 г/см<sup>3</sup>, насыпной гексоген), материалов оболочки (сталь, титан, алюминий) и наполнителя (вода, этиловый спирт, бензин) не выявлены какие-либо качественные различия; количественные различия параметров метания оболочки и жидкого наполнителя для макетов с одинаковыми геометрическими характеристиками можно объяснить различием значений коэффициента нагрузки при использовании материалов с разными плотностями либо различием характеристик используемых ВВ.

Анализ полученных результатов показал, что распределения радиальной скорости и массы жидкости по углу, изменяющемуся от плоскости симметрии трещины до плоскости симметрии фрагмента оболочки, могут быть описаны следующими зависимостями:

$$\frac{u_s}{D} = \frac{u_0}{D} \{1 + F_1 F_2 F_3 F_4 F_5 \exp[-(6 + 0,0619n_\theta^2)\theta]\}, \quad (2)$$

$$\bar{M} = 1 + G_1 G_2 G_3 G_4 G_5 \cos(\theta n_\theta)$$

( $u_0$  — предельная скорость метания оболочки, рассчитанная по формуле (1)). Эти зависимости включают характеристики конструкции, которые оказывают наиболее существенное влияние на параметры взрывного метания жидкости и оболочки. Коэффициенты  $F_1 = 1,035$  и  $G_1 = 0,395$  задают распределения для базового макета ( $R_0 = 11$  мм,  $a_0 = 20$  мм,  $b_0 = 26,7$  мм, ВВ — ТГ36/64, наполнитель — вода, оболочка — сталь,  $n_\theta = 16$ ,  $a_f/a_0 = 1,4$ ), остальные коэффициенты определяют отличия конкретного макета от базового при изменении какого-либо одного параметра.

По результатам расчетов подобраны аналитические зависимости, которые физически адекватно описывают влияние каждого параметра на приведенные распределения:

$$F_2 = 0,56 + 0,44 \exp(4,5(1 - 0,55a_0/R_0)), \quad G_2 = 1,37\beta/(0,028 + \beta),$$

$$F_3 = 1,72 - 0,72\rho_l/\rho_{\text{H}_2\text{O}}, \quad G_3 = 0,71 + 0,29\rho_p/\rho_{\text{Fe}},$$

$$F_4 = 0,32 + 0,68 \exp(2,2(1 - n_\theta/16)), \quad G_4 = 1,5 - 0,5\rho_l/\rho_{\text{H}_2\text{O}},$$

$$F_5 = 1,069[1 + 0,069 \exp(-7(1,4 - a_f/a_0))]^{-1}, \quad G_5 = 1,2[1 + 0,2 \exp(-5,8(1,4 - a_f/a_0))]^{-1}.$$

Толщина корпуса непосредственно не входит в выражения для коэффициентов распределений (2), однако она влияет на коэффициент нагрузки, а через него — на число секторов и радиус разрушения оболочки. Получение явной зависимости числа осколков от толщины оболочки требует проведения дополнительных экспериментов по разрушению оболочек различной толщины при воздействии зарядов ВВ через слой жидкости.

Так как системы дифференциальных уравнений для оболочки, жидкости и ПД допускают запись в безразмерной форме, соотношения (2) можно использовать для геометрически подобных макетов различного масштаба.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Стикачев В. И.** Создание предохранительной среды при взрывных работах. М.: Наука, 1972.
2. **Умнов А. Е.** Предупреждение и локализация взрывов в подземных условиях / А. Е. Умнов, А. С. Голик, Д. Ю. Палеев и др. М.: Недра, 1990.
3. **Качурин П. Г.** Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоздат, 1973.
4. **Пат. 6371213 США, МПК<sup>7</sup> А 62 С 11/00.** Liquid or foam fire retardant delivery device with pyrotechnic actuation and aeration / В. W. Smith, W. B. Richardson, D. W. Parkinson, E. Lee Helms. Оpubл. 16.04.02; НКИ 169-73.
5. **Колобанова А. Е.** Распространение системы трещин в цилиндре при импульсном нагружении / А. Е. Колобанова, В. А. Одинцов, Л. А. Чудов. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1981.
6. **Уилкинс М. Л.** Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
7. **Физика взрыва** / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2004.
8. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
9. **Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н.** Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации // ПМТФ. 1973. № 2. С. 165–170.
10. **Каширский А. В., Коровин Ю. В., Чудов Л. А.** Явный разностный метод для расчета двумерных нестационарных задач о движении продуктов детонации // Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1972. Вып. 19. С. 97–107.
11. **Быков В. А., Грязнов Е. Ф., Охитин В. Н.** Взрывное метание оболочки через слой жидкости // Оборон. техника. 1999. № 9/10. С. 21–25.
12. **Одинцов В. А., Стаценко Т. Г.** Разрушение цилиндров на волновой стадии // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. 1980. № 2. С. 56–62.
13. **Грязнов Е. Ф., Карманов Е. В., Селиванов В. В. и др.** Морфология разрушения цилиндрических оболочек на волновой стадии // Пробл. прочности. 1984. № 5. С. 89–91.
14. **Колобанова А. Е.** Расчет числа трещин и распределение их по размерам при импульсном вязком разрушении кольца // Пробл. прочности. 1989. № 9. С. 73–79.
15. **Колобанова А. Е.** Основы динамики разрушения оболочек: Учеб. пособие / А. Е. Колобанова, В. В. Селиванов. М.: Моск. гос. техн. ун-т им. Н. Э. Баумана, 1996.
16. **Томилов П. Г., Охитин В. Н., Грязнов Е. Ф. и др.** Деформация и разрушение стальных оболочек при импульсном нагружении через слой жидкости // Динамическая прочность и трещиностойкость конструкционных материалов: Материалы респ. семинара. Киев: Киев. высш. танковое инж. уч-ще, 1988. С. 185–190.