

УДК 531.3

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГАЗА В СОСУДЕ ПРИ ПРОБИВАНИИ ЕГО СТЕНКИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМИ МЕХАНИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

© 2004 А. Г. Иоилев¹, А. С. Кучеров², В. Ю. Мельцас¹, Г. Ф. Портнягина¹,
А. Г. Прохоров², И. Е. Теличев³, В. Г. Шахов²

¹Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ

²Самарский государственный аэрокосмический университет

³University of Calgary, Canada

Предлагаются методы оценки параметров газа в сосуде при пробивании его стенки высокоскоростными частицами. В случае некатастрофического разрушения стенки сосуда можно пренебречь изменением параметров невозмущенной части газа за время движения частицы, ее фрагментов и фрагментов разрушенной передней стенки сосуда до его задней стенки. Для четырех характерных режимов разрушения передней стенки сосуда приводятся соотношения для расчета давления на задней стенке сосуда, вызванного ударной волной и ее отражением, которые могут быть использованы для оценки разрушения задней стенки сосуда.

При пробивании передней стенки сосуда, содержащего газ, возникают сложные процессы как в самой стенке (различные виды разрушений стенки, распространение волн давления по ней и др.), так и в содержащемся в сосуде газе, параметры которого могут изменяться из-за истечения газа из сосуда через пробитое отверстие, образования ударных волн перед движущимися фрагментами частицы и стенки бака и т. д.

Проблеме определения параметров газа в сосуде при его пробивании высокоскоростными частицами посвящены, например, работы [1-9], в которых приводятся результаты экспериментальных исследований и описываются различные расчетные методы. Среди последних можно найти методы, основанные на решении уравнений газовой динамики. Однако их решение даже для плоской задачи требует большого времени.

Предлагается приближенный метод, опирающийся на экспериментальные данные, соображения размерностей и конечные формулы, описывающие изменение параметров при распространении ударных волн и их взаимодействии с плоской твердой стенкой.

Считается, что в зависимости от условий пробивания возможны следующие расчетные схемы:

1. Высокоскоростная механическая частица (далее – ударник) не разрушается и на ее передней части находится материал пробитой передней стенки. Будем называть эту систему «ударник-пробка».

2. Ударник и передняя стенка разрушаются на небольшое количество крупных осколков. Такую систему будем называть «ударник-кластер».

3. Ударник и передняя стенка разрушаются на достаточно большое количество осколков, среди которых можно выделить более крупные, и пелену мелких осколков. Эту систему будем называть «ударник - перфорированный диск + пелена мелких осколков», или для краткости – «перфорированный диск».

4. Ударник и передняя стенка сосуда разрушаются на большое число мелких осколков, которые движутся в виде единого облака. Будем называть эту систему «ударник-облако мелких осколков»¹.

Произведем оценку изменения параметров газа в сосуде за время движения фрагментов частицы и передней стенки сосуда до его задней стенки.

Будем считать, что ударное воздействие высокоскоростными частицами стенок сосуда с газом происходит в момент времени

¹ Далее кавычки при описании движущейся системы будем опускать

$t = 0$. Объем сосуда V определяет характерную площадь, например, передней стенки сосуда, $S \propto V^{2/3}$ и линейный размер, например, расстояние между передней и задней стенками сосуда, $L \propto V^{1/3}$. Давление, температура и плотность газа в сосуде в начальный момент времени равны соответственно p_0 , T_0 и ρ_0 .

После разрушения передней стенки сосуда и образования отверстия площадью $S_{оме} = kS$ ($k \leq 0,1$) в момент времени $t = 0$ начнется процесс истечения газа из сосуда. Предполагается, что истечение происходит в вакуум.

Для оценки изменения характеристик газа в баке в процессе его истечения воспользуемся гипотезой квазистационарности истечения [10]. Полагаем, что скорость газа в сосуде везде, за исключением выходного сечения и прилегающей к нему области сосуда, равна нулю, а скорость и давление, меняющиеся во времени, везде одинаковы для данного момента времени. Так как скорость движения осколков большая ($V_{оск} \propto 5...7 \text{ км/с}$), то время, в течение которого осколки или образующаяся перед ними система скачков достигают задней стенки сосуда, очень мало. Это позволяет считать процесс истечения газа адиабатическим.

Начальная масса газа в сосуде равна $M_0 = \rho_0 V$.

Поскольку при истечении газа в вакуум в выходном сечении параметры газа всегда будут критическими, в частности, скорость газа u равняется местной скорости звука a , то

$$u = a = a_* = \sqrt{\frac{2}{\kappa+1}} a_0, \quad (1)$$

где $a_0 = \sqrt{\kappa R T_0}$ – скорость звука в сосуде, a_* – критическая скорость звука, R – газовая постоянная, κ – отношение удельных теплоемкостей (показатель адиабаты).

Из закона сохранения массы текущая масса газа в сосуде изменяется как

$$M = M_0 - S_{оме} \int_0^t \rho_* a_* dt \quad (2)$$

или с учетом постоянства плотности газа и скорости звука в критическом сечении (ρ_* , a_*) для адиабатического процесса

$$M = \rho_0 V - S_{оме} \rho_* a_* t. \quad (3)$$

Тогда плотность газа в сосуде при его опорожнении в каждый момент времени равна

$$\rho = \rho_0 - \frac{S_{оме}}{V} \rho_* a_* t. \quad (4)$$

Подставив в последнее выражение изотермические соотношения

$$a_* = \sqrt{\frac{2}{\kappa+1}} a_0, \quad \rho_* = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \rho_0 \quad (5)$$

и поделив его на ρ_0 , получаем

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 - \frac{S_{оме}}{V} \sqrt{\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} a_0 t. \quad (6)$$

Множитель $\sqrt{\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}}$ меняется в пределах 0,579 ... 0,599 для газов с различными $\kappa = 1,4...1,1$. Заменяя $S_{оме} = kS \propto kV^{2/3}$, приходим к формуле для изменения относительной плотности газа в сосуде

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} = \frac{S_{оме}}{V} \sqrt{\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} a_0 t \propto \frac{k}{V^{1/3}} a_0 t. \quad (7)$$

Полученная приближенная формула для малых t совпадает с более общей формулой, представленной в [1].

Время, в течение которого осколки достигнут противоположной стенки сосуда, $t_\kappa \propto L/V_{оск0}$, где $V_{оск0}$ – начальная скорость

движения осколков. Тогда относительное изменение плотности газа в сосуде к моменту, когда осколки достигнут противоположной стенки сосуда, можно оценить как

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \propto k \frac{a_0}{V_{оск0}} \propto \frac{k}{M_{оск}}, \quad (8)$$

где $M_{оск} = V_{оск0}/a_0$ – число Маха движения осколков по невозмущенному газу в сосуде.

Считая $a_0 = 340 \text{ м/с}$, что соответствует $T_0 = 288 \text{ К}$, имеем

$$M_{оск} = \frac{V_{оск0}}{a_0} = \frac{(5...7)10^3}{340} \propto 20.$$

При некатастрофическом разрушении сосуда $k \propto 0,1$ или даже меньше, и тогда

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \propto 0,02,$$

то есть изменение средней плотности газа в сосуде составляет единицы процентов, и им можно пренебречь при оценке параметров движения осколков. Процесс истечения можно считать адиабатическим, соответственно и относительное падение среднего давления (при малых $\Delta\rho/\rho_0$) будет мало:

$$\frac{\Delta p}{p_0} \propto \kappa \frac{\Delta\rho}{\rho_0}.$$

Для $\kappa = 1,4$ относительное падение среднего давления $\Delta p/p_0 \propto 0,028$.

Таким образом, можно пренебречь изменением средних параметров газа в сосуде за время движения фрагментов частицы и передней стенки сосуда до его задней стенки.

1. Рассмотрим систему ударник-пробка.

На основании предыдущей оценки можно считать, что продукты разрушения стенки и ударника движутся в неподвижном газе постоянной плотности и давления.

Уравнение движения системы ударник-пробка имеет вид

$$m_{оск} \frac{dV_{оск}}{dt} = -c_{xa} \frac{\rho_0 V_{оск}^2}{2} S_{оск}, \quad (9)$$

где $m_{оск}$ и $S_{оск}$ – соответственно масса и площадь миделевого сечения ударника с пробкой, c_{xa} – коэффициент сопротивления.

Интегрирование уравнения движения при условии, что при $t = 0$ $V_{оск} = V_{оск0}$, дает

$$V_{оск} = \frac{V_{оск0}}{1 + \frac{c_{xa} \rho_0 S_{оск} V_{оск0} t}{2 m_{оск}}}. \quad (10)$$

Из этого соотношения относительное изменение скорости равно

$$\frac{\Delta V_{оск}}{V_{оск0}} \approx \frac{c_{xa} \rho_0 S_{оск} V_{оск0} t}{2 m_{оск}}. \quad (11)$$

Считая форму системы ударник-пробка сферической радиуса R с массовой плотностью $\rho_{оск}$, для момента времени, при котором эта система достигает противоположной стенки сосуда, $t_{\kappa} \propto L/V_{оск0}$, имеем

$$\frac{\Delta V_{оск}}{V_{оск0}} \propto \frac{3}{8} c_{xa} \frac{\rho_0}{\rho_{оск}} \frac{L}{R}.$$

При гиперзвуковых скоростях полета для шара $c_{xa} \approx 1,0$, для алюминия $\rho_{оск} = 2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. В экспериментах на моделях $L = 5...15 \text{ см}$, $\rho_0 \approx 1...10 \text{ кг/м}^3$. Примем, что размеры системы ударник-пробка имеют тот же порядок, что и высокоскоростная частица. Тогда $R \approx 2...3 \text{ мм}$, и для этих условий

$$\frac{\Delta V_{оск}}{V_{оск0}} \leq 0,1.$$

При увеличении эквивалентного радиуса системы ее конечная скорость изменится на еще меньшую величину.

С учетом этой оценки можно сделать вывод, что средняя скорость движения сис-

темы будет несколько меньше ее начальной скорости. Но вызванное этим увеличение времени, в течение которого осколки достигнут противоположной стенки сосуда, будет незначительным.

Принимая во внимание приведенные оценки изменения скорости движения системы, можно считать, что число Маха этой системы остается постоянным и равным

$$M_{оск} = \frac{V_{оск}}{a_0}. \quad (12)$$

Перед системой будет возникать отсоединенный скачок уплотнения. Давление p_1 за головной ударной волной, которую в окрестности передней критической точки можно считать прямой, определяется формулой [10]

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} M_{оск}^2 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}. \quad (13)$$

Коэффициент отражения K_r определяется как [10]

$$K_r = \frac{(3\kappa - 1)p_1 - (\kappa - 1)p_0}{(\kappa - 1)p_1 + (\kappa + 1)p_0}. \quad (14)$$

Соответственно, давление p_2 после отражения вычисляется как

$$\frac{p_2}{p_1} = K_r. \quad (15)$$

Отстояние головной ударной волны от системы составляет доли радиуса кривизны поверхности этой системы в передней критической точке [9]. Из-за малости размеров и больших скоростей движения системы можно считать, что на заднюю стенку сосуда практически одновременно будет воздействовать головная ударная волна, образующаяся перед системой, отраженная ударная волна и сама система ударник-пробка. Скорее всего, именно ударное воздействие системы ударник-пробка будет определяющим с точки зрения повреждения задней стенки.

2. Проанализируем движение системы ударник-кластер.

Особенностью движения этой системы является интерференция крупных осколков между собой. Для простоты будем считать, что эти осколки имеют форму сфер одинакового диаметра. Рассмотрим случай движения двух сфер при сверхзвуковых скоростях (рис. 1).

Аэродинамические характеристики передней сферы будут целиком определяться параметрами невозмущенного газа в сосуде, так как влияние задней сферы в сверхзвуковом потоке не передается вперед. Задняя сфера будет двигаться в потоке, возникающем за криволинейной ударной волной от передней сферы. Известно, что за криволинейной ударной волной спутное течение будет отклоняться в сторону, что приведет к отклонению скорости потока и уменьшению ее величины в обратном движении перед второй сферой. Поэтому у задней сферы возникает боковая сила, а сопротивление уменьшается.

В итоге задняя сфера будет стремиться приблизиться в направлении криволинейной ударной волны от передней сферы и отклониться во внешнюю сторону. Это явление наблюдается при разлете дроби после выстрела из ружья [11].

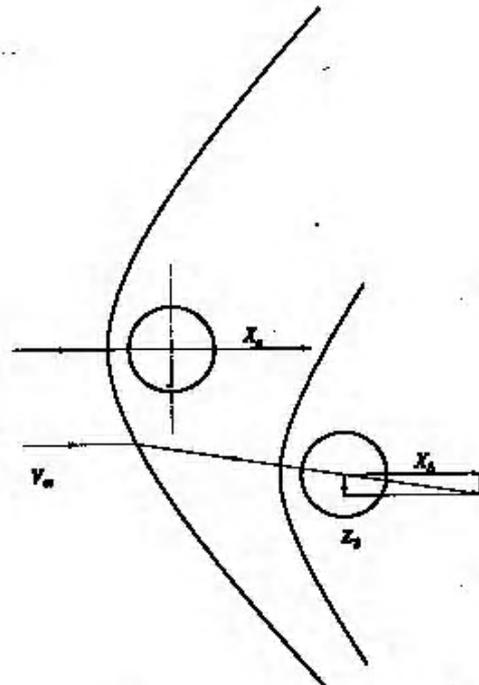


Рис. 1. Схема взаимодействия двух сфер (обращенное движение)

Согласно описанной схеме взаимодействия приближенно можно считать, что передний осколок движется так, как если бы он был один. Следовательно, в этом случае можно использовать формулы предыдущей схемы для системы ударник-пробка, в которых необходимо использовать средний радиус частиц R_{cp} :

$$R_{cp} = R/\sqrt[3]{N},$$

где N – число частиц в кластере.

Тогда скорость переднего осколка находится по приближенной формуле

$$V_{оск} = \frac{V_{оск0}}{1 + \frac{3 c_{xa} \rho_0 \sqrt[3]{N}}{8 \rho_{оск} R} V_{оск0} t}. \quad (16)$$

Из нее, в частности, следует, что движение частиц системы ударник-кластер будет замедляться быстрее, чем при движении частиц системы ударник-пробка.

Дальнейший расчет параметров воздействия на заднюю стенку можно производить по ранее приведенным формулам (12)-(15).

3. Схема движения облака осколков как перфорированного диска рассматривалась Пекутовским в [12]. От каждого крупного осколка, соответствующего сплошной части перфорированного диска, будет образовываться ударная волна. При сравнительно небольшой величине коэффициента перфорации $\alpha = S_p/S_0$, где $S_0 = \pi d^2/4$ – площадь диска, S_p – площадь отверстий (для сплошного диска $\alpha = 0$), огибающую этих волн можно представить в виде единой ударной волны перед диском.

Оценку зависимости коэффициента сопротивления сплошного диска c_{xa} от числа Маха M_1 набегающего потока при стационарном обтекании можно получить в предположении о том, что давление на всей лицевой поверхности диска мало отличается от давления торможения, а давление на его тыльной поверхности – от давления в набе-

гающем потоке. Тогда коэффициент сопротивления диска будет мало отличаться от коэффициента давления в точке торможения:

$$c_{xa} \approx C_p^*.$$

По теории Ньютона [13]

$$C_p^* = 2,$$

по формуле Рэлея [13]

$$C_p^* = \frac{2}{\kappa \cdot M_1^2} \cdot \left[\left(\frac{\kappa+1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \left(\frac{\kappa+1}{2\kappa \cdot M_1^2 - \kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} - 1 \right]$$

Если же считать, что давление в донной части при больших сверхзвуковых скоростях близко к нулю [14], то коэффициент сопротивления будет несколько больше:

$$c_{xa} \approx C_p^* + \frac{2}{\kappa \cdot M_1^2}.$$

Расчеты движения перфорированного диска в совершенном газе проводились в двумерной осесимметричной геометрии с помощью программы GMP2, основанной на методе С. К. Годунова [15] и модифицированной для расчета протекания газа через перфорированные области (сетки, решетки и т. п.) [16].

Постановка задачи следующая. Пусть имеется тонкий диск радиусом $R=1$ см и массой $m=0.85$ г со степенью перфорации α (эти параметры соответствуют толщине сплошной пластины $h=0.1$ см при плотности $\rho=2.7$ г/см³; при увеличении α радиус диска и его масса не меняются, но соответственно увеличивается толщина). Начальная скорость диска W . Требуется рассчитать движение диска в совершенном газе с $\kappa=1.4$, с начальной плотностью $\rho_0=0.0125$ г/см³ и давлением $P_0=10$ атм. Коэффициент сопротивления перфорированного диска c_{xa} в зависимости от его скорости (которую можно пересчитать в число Маха M_1 набегающего потока) вычисляется по силе сопротивления.

Зависимость коэффициента сопротивления $c_{xa}(M_1)$, полученная в расчетах мето-

дом установления для сплошного диска (навязывалась постоянная скорость движения диска $U=W$, расчеты проводились в диапазоне от 0.368 до 6.68 км/с по W , т. е. в диапазоне от 1.1 до 20 по M_1) и в расчетах торможения сплошного и перфорированного диска при его начальной скорости $W=10$ и 15 км/с, приведена на рис. 2.

Видно, что формула Рэля дает хорошую оценку сверху для c_{xa} в случае стационарного обтекания. В случае же торможения диска сначала реализуются осцилляции c_{xa} , связанные с установлением квазистационарного обтекания диска, а затем по мере торможения c_{xa} уменьшается от значения $c_{xa} \approx 2$ до $c_{xa} \approx 1$ (для сплошного диска и для перфорированного диска с коэффициентом перфорации $\alpha < 0.4$). Определяющее влияние на такое изменение c_{xa} при торможении диска оказывает изменение течения за диском. Можно предположить, что при больших значениях коэффициента перфорации ($\alpha > 0.5$) данная модель (представление облака осколков перфорированным диском) некорректна. Поэтому осколки надо представлять как одиночные частицы, которые слабо влияют на

движение друг друга через разделяющий их газ (одиночные осколки или кластер – см. пп.1 и 2).

Если подставить полученное значение коэффициента сопротивления диска в уравнение движения (9), то после интегрирования будем иметь

$$V_{\text{диск}} = \frac{V_{\text{диск}0}}{1 + \frac{c_{xa \text{ диск}} \rho_0 S_0}{2 m_{\text{диск}}} V_{\text{диск}0} t}$$

Из сравнения этой формулы и формулы (10) видно, что движение перфорированного диска будет замедляться еще быстрее, чем движение системы ударник-кластер.

Дальнейший расчет параметров воздействия на заднюю стенку можно производить по формулам (12)-(15).

4. Рассмотрим случай системы ударник-облако мелких осколков.

Процесс распространения облака осколков, образующихся в результате разрушения передней стенки сосуда, можно представить в виде совокупности поступательного движения центра масс этого облака со скоростью V_c и радиального расширения облака относительно центра масс со скоростью

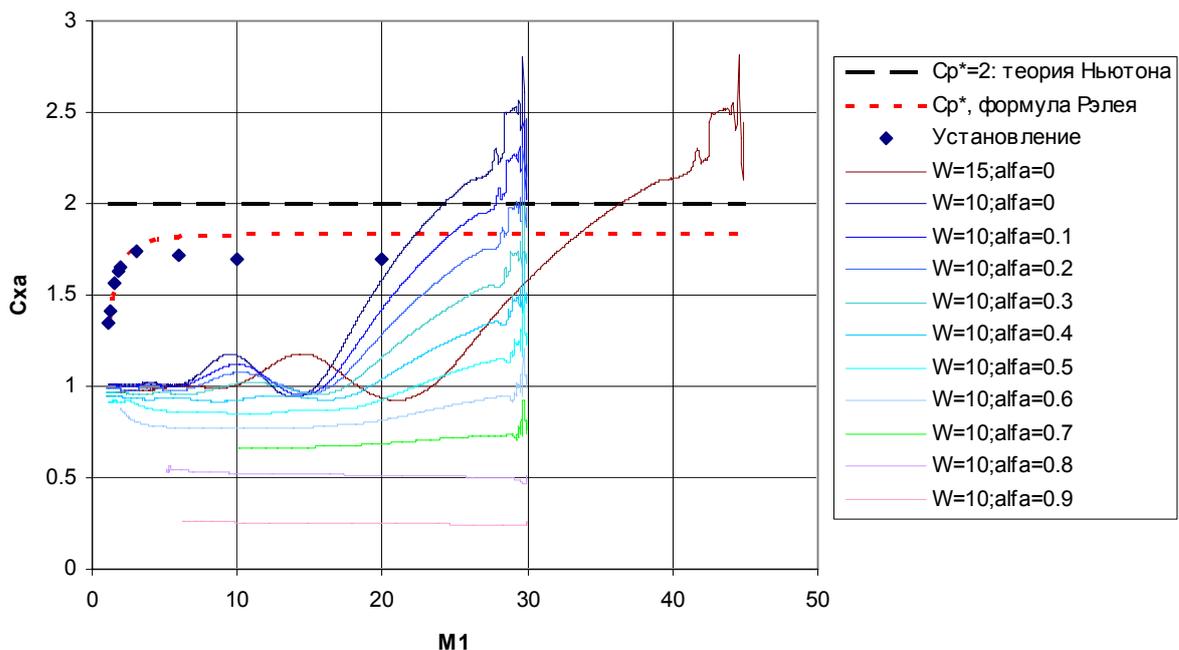


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления от числа Маха набегающего потока

V_r (рис. 3) [3]. На рис. 3 скорость частицы в момент ее удара по передней стенке сосуда обозначена как V_p , а масса этой частицы – M_p . Тогда скорость перемещения переднего фронта облака или скорость поступательного движения лидирующего обломка V_f равняется

$$V_f = V_c + V_r. \quad (17)$$

Из условий сохранения количества движения системы, образующей облако осколков, следует [3]

$$V_c = V_p \frac{1}{1 + KG^2}, \quad V_r = V_p \frac{\sqrt{KG}}{1 + KG^2}, \quad (18)$$

$$V_f = V_p \frac{1 + \sqrt{KG}}{1 + KG^2},$$

где

$$K = \frac{t\rho_t}{M_p / \left(\frac{\pi d_p^2}{4} \right)}, \quad (19)$$

K – отношение массы единицы поверхности передней стенки сосуда к массе единицы поверхности частицы,

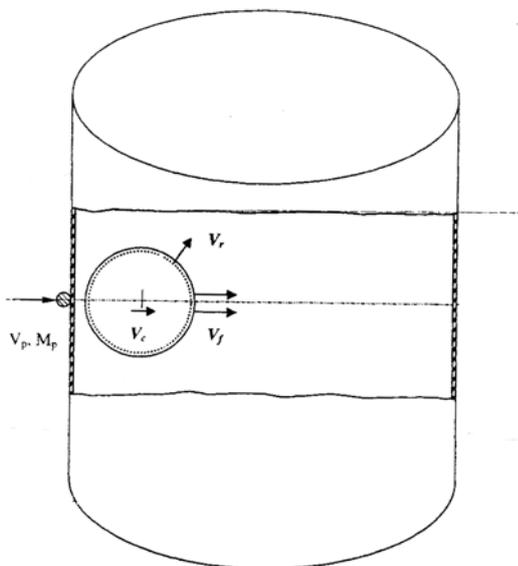


Рис. 3. Схема движения облака осколков

$$G = D_h/d_p, \quad (20)$$

G – отношение диаметра пробитого отверстия D_h к диаметру частицы d_p , t – толщина стенки сосуда, ρ_t – массовая плотность материала стенки сосуда, M_p – масса частицы.

Схему разлета облака осколков в сосуде представим в виде двух участков [3] (рис. 4). На участке I длиной L_0 происходит формирование ударной волны, которая распространяется как часть сферической ударной волны на участке II , длина которого L_w . Если диаметр сосуда или расстояние между его передней и задней стенками равно D_v , то

$$D_v = L_0 + L_w. \quad (21)$$

На рис. 4 наибольший радиус, в пределах которого образуется ударная волна, обозначен как r_0 ; полуугол конуса, занятого частью распространяющейся ударной волны, как α ; расстояние до фиктивного центра, из которого распространяется сферическая ударная волна, как L_* .

Формирование ударной волны представим следующим образом. В начальный момент времени $t = 0$ параметры газа в сосуде везде одинаковы: плотность газа в сосуде ρ_0 , давление p_0 .

Пусть на наружную поверхность газа при $x = 0$ действует кратковременный импульс давления, т. е. поверхность газа подвергается удару [17]. Кратковременный удар производится тонкой пластиной с малой массой единицы площади $m = \rho_t t$, которая налетает на поверхность газа со скоростью V_f . Начальный импульс и энергия пластины передаются газу за время торможения пластины τ . За это время ударная волна в газе проходит расстояние

$$L_0 = V_f \tau. \quad (22)$$

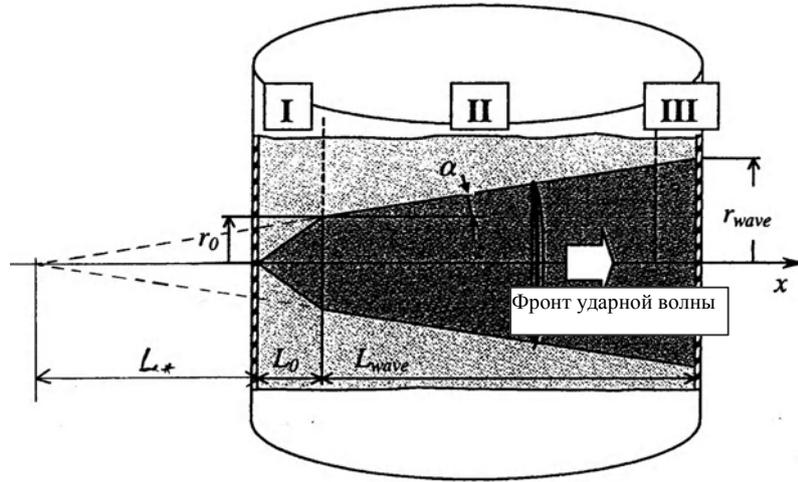


Рис. 4. Схема разлета облака осколков в сосуде

В [3] время торможения пластины определяется как

$$\tau = \frac{1}{V_f} \sqrt[3]{\frac{3}{2\pi} \frac{M_p}{\rho_0} \left(\frac{V_p}{V_r}\right)^2}. \quad (23)$$

Соотношение (22) с помощью формул (18) можно представить в виде

$$L_0 = \sqrt[3]{\frac{3}{2\pi} \frac{M_p}{\rho_0} \left(\frac{1+KG^2}{1+\sqrt{KG}}\right)^2}. \quad (24)$$

В конце торможения пластины ($t = \tau$) радиус r_0 равен

$$r_0 = V_r \tau. \quad (25)$$

Это соотношение с использованием (18) представим в виде

$$r_0 = \frac{\sqrt{KG}}{1+\sqrt{KG}} \sqrt[3]{\frac{3}{2\pi} \frac{M_p}{\rho_0} \left(\frac{1+KG^2}{1+\sqrt{KG}}\right)^2}. \quad (26)$$

Из рис. 4 можно записать

$$L_* = r_0 \operatorname{ctg} \alpha - L_0. \quad (27)$$

Используя (25) – (27), получим

$$L_* = \left(\frac{\sqrt{KG}}{1+\sqrt{KG}} \operatorname{ctg} \alpha - 1\right) \sqrt[3]{\frac{3}{2\pi} \frac{M_p}{\rho_0} \left(\frac{1+KG^2}{1+\sqrt{KG}}\right)^2}. \quad (28)$$

В случае, когда материал стенок сосуда и пробивающей их частицы одинаков, можно ввести линейный масштаб, равный

$$\sqrt[3]{\frac{3}{2\pi} \frac{M_p}{\rho_0}}. \text{ В этом случае безразмерные длины } L_0, L_* \text{ и радиус } r_0 \text{ будут зависеть лишь от}$$

комплекса $\sqrt{KG} = \sqrt{1.5 \frac{t}{d_p} \frac{D_h}{d_p}}$. Обозначим

$$\sqrt{KG} = \sqrt{1.5 \frac{t}{d_p} \frac{D_h}{d_p}}. \text{ Обозначим}$$

для краткости

$$L_M = \sqrt[3]{\frac{3}{2\pi} \frac{M_p}{\rho_0}}, \quad \bar{L}_0 = \frac{L_0}{L_M}, \quad \bar{r}_0 = \frac{r_0}{L_M}, \quad (29)$$

$$\bar{L}_* = \frac{L_*}{L_M}, \quad \chi = \sqrt{KG} = \sqrt{1.5 \frac{t}{d_p} \frac{D_h}{d_p}}.$$

Тогда (24), (26) и (28) соответственно примут вид

$$\bar{L}_0 = \left(\frac{1+\chi^2}{1+\chi}\right)^{\frac{2}{3}} = \bar{L}_0(\chi), \quad (30)$$

$$\bar{r}_0 = \frac{\chi}{1+\chi} \left(\frac{1+\chi^2}{1+\chi}\right)^{\frac{2}{3}} = \bar{r}_0(\chi), \quad (31)$$

$$\bar{L}_* = \left(\frac{\chi}{1+\chi} \operatorname{ctg} \alpha - 1\right) \left(\frac{1+\chi^2}{1+\chi}\right)^{\frac{2}{3}} = \bar{L}_*(\chi, \alpha). \quad (32)$$

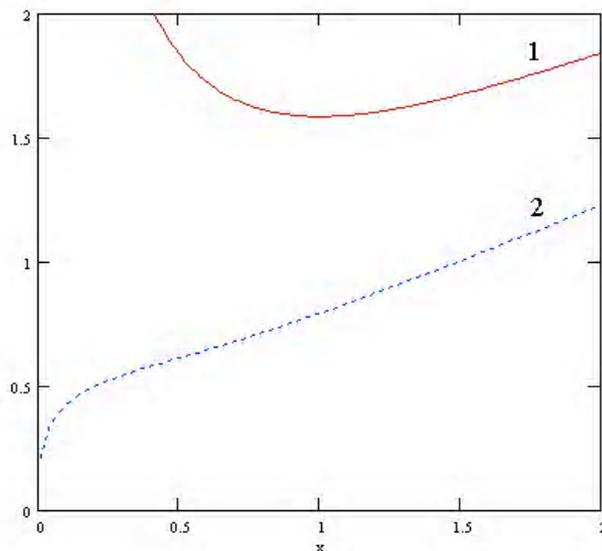


Рис. 5. График зависимостей \bar{L}_0 (кривая 1) и \bar{r}_0 (кривая 2) от χ

На рис. 5 приведены графики зависимостей \bar{L}_0 , \bar{r}_0 от χ , на рис. 6 – \bar{L}_* от χ для ряда значений угла α .

На рис. 5 видна немонотонная зависимость \bar{L}_0 от χ , что, по-видимому, связано с неприменимостью формулы (23) для малых значений параметра χ .

Так как на участке II предлагается ударную волну рассматривать как сферическую, то можно записать для давления и скорости распространения ударной волны [17]

$$p \propto r^{-3}, \quad D \propto r^{\frac{3}{2}}.$$

Из рис. 4 можно записать для расстояния от центра

$$r = L_* + x,$$

где $x > L_0$ – расстояние от передней стенки сосуда.

Так как при $x = L_0$

$$D = D_0, \quad p = p_{нач},$$

то

$$p = p_{нач} \left(\frac{L_* + L_0}{L_* + x} \right)^3, \quad D = D_0 \left(\frac{L_* + L_0}{L_* + x} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (33)$$

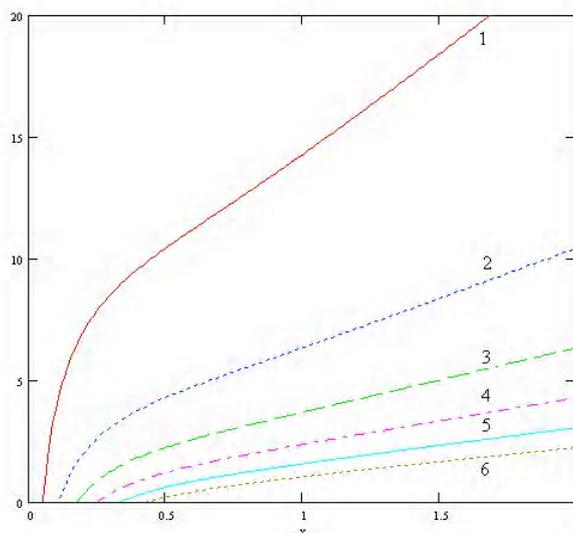


Рис. 6. График зависимости \bar{L}_* от χ для ряда значений $\operatorname{tg} \alpha$:
1 – $\operatorname{tg} \alpha = 0.05$; 2 – 0.1; 3 – 0.15; 4 – 0.2; 5 – 0.25; 6 – 0.3

Начальные параметры участка II равны соответственно [17]

$$p_{нач} \propto \rho_0 V_f^2, \quad D_0 \propto V_f.$$

Так как расстояние между стенками равно D_V , то, подставляя в (32) $x = D_V$, можно определить давление за ударной волной в момент достижения ею задней стенки сосуда p_1 и соответствующее число Маха $M = D_{кон}/a_0$, где $D_{кон}$ – скорость движения ударной волны около задней стенки сосуда.

Все параметры взаимодействия с задней стенкой находятся так же, как в пункте 1. Для рассматриваемой системы ударник-облако мелких осколков нет необходимости рассматривать удар осколков о стенку в силу малости массы каждого осколка.

В заключение приведем пример расчета. Для эксперимента № 15 из [3] известны:

$$V_p = 7.3 \text{ км/с}, \quad D_V = 150 \text{ мм}, \quad p_0 = 1.6 \text{ МПа}, \\ d_p = 4.39 \text{ мм}, \quad \text{tg } \alpha \approx 0.075, \quad \chi \approx 1.34.$$

Тогда для азота при нормальных условиях

$$\rho_0 \approx 1.15 \cdot 16 = 18.4 \text{ кг/м}^3.$$

По формуле (29) для алюминиевой частицы с $\rho_p = 2700 \text{ кг/м}^3$ масштаб длины равен

$$L_M = \sqrt[3]{\frac{\rho_p}{4\rho_0} d_p} = \sqrt[3]{\frac{2700}{4 \cdot 18.4}} \cdot 4.39 = 14.59 \text{ мм}.$$

Диаметр отверстия по приближенной формуле [3]

$$D_h = 1.3607 d_p + 3.5094 = 9.48 \text{ мм}.$$

Поскольку по результатам замеров в [3] $D_h = 9.2 \text{ мм}$, то далее используется экспериментальное значение диаметра отверстия.

Тогда безразмерный параметр $\chi = 1.26$. И по формулам (30)-(32) соответственно $\bar{L}_0 = 1.63$, $\bar{r}_0 = 0.94$, $\bar{L}_* = 10.8$. Следовательно:

$$L_0 = 23.83 \text{ мм}, \quad r_0 = 13.64 \text{ мм}, \quad L_* = 158.1 \text{ мм}.$$

Принимая коэффициенты пропорциональности равными единице, начальные параметры участка II можно найти из закона сохранения энергии (пренебрегая затратами энергии на разрушение стенки):

$$V_f = V_p \sqrt{\frac{M_p}{M_p + M_w}},$$

где M_w – масса выбитой части стенки сосуда.

Считая выбитую часть стенки сосуда цилиндром с диаметром D_h , для одинаковых материалов частицы и стенки получим

$$V_f = \sqrt{\frac{1}{1 + \chi^2}} V_p = \sqrt{\frac{1}{1 + 1.26^2}} \cdot 7.3 = 4.54 \text{ км/с}.$$

Тогда

$$p_{нач} = \rho_0 V_f^2 = 18.4 \cdot (4.54 \cdot 10^3)^2 = 3.79 \cdot 10^8 \text{ Па}, \\ D_0 = V_f = 4.54 \text{ км/с}.$$

В момент достижения ударной волны задней стенки сосуда

$$p_1 = 3.79 \cdot 10^8 \left(\frac{158.1 + 23.83}{158.1 + 150} \right)^3 = 0.78 \cdot 10^8 \text{ Па},$$

$$D_{кон} = 4.54 \cdot \left(\frac{158.1 + 23.83}{158.1 + 150} \right)^{\frac{3}{2}} = 2.06 \text{ км/с}.$$

Вычисленное значение p_1 превосходит полученное в [7]. Если коэффициенты пропорциональности принять равными примерно 0.3, тогда $p_1 = 0.23 \cdot 10^8 \text{ Па}$, а $D_{кон} = 0.62 \text{ км/с}$. Первая величина практически совпадает с приводимой в [7], а вторая несколько меньше. Следует заметить, что коэффициенты пропорциональности для p_1 и $D_{кон}$ не обязательно равны между собой, и их определение требует дальнейших исследований. Поэтому в первом приближении

можно использовать приведенные выше значения этих коэффициентов.

Тогда коэффициент отражения ударной волны будет таким же, как в [7], равным 5.5. Поэтому давление в отраженной ударной волне $p_2 = 5.5 \cdot 0.22 \cdot 10^8 = 1.21 \cdot 10^8 \text{ Па}$. В [7] отмечается хорошее совпадение с экспериментом [3] найденных значений давления p_2 .

Наконец, радиус «пятна» ударной волны R из геометрических соображений (рис. 4) можно найти как

$$R = \frac{L_* + D_v}{L_* + L_0} r_0 = \frac{158.1 + 150}{158.1 + 23.83} \cdot 13.64 = 23 \text{ мм}.$$

Для того, чтобы получить оценки снизу и сверху для затухания ударной волны при распространении в газе внутри сосуда и, соответственно, для газодинамического воздействия на стенки сосуда, были проведены расчеты с помощью программы GMP2 в двумерной осесимметричной постановке. Для моделирования реального трехмерного движения были выбраны варианты геометрии (0x – ось симметрии), приведенные на рис. 7. Стенки сосуда моделируются граничным условием «жесткая стенка». Отметим, что вариант А геометрии является сечением по оси удара и оси цилиндрического сосуда, а вариант В – сечением по оси удара в поперечной плоскости сосуда, так что оба варианта геометрии представляют различное стеснение

движения газа и должны давать оценку снизу и сверху для газодинамического воздействия на стенки сосуда.

Диаметр сосуда $D_v = 15 \text{ см}$.

Газ (азот) в сосуде описывается уравнением состояния совершенного газа с $\kappa = 1.4$.

В начальный момент времени расчета принималось равномерное распределение параметров газа в области возмущенного газа I, а сама область I представляла собой конус с центром в точке удара с полусферическим закруглением (рис. 7): высота конуса L_0 , радиус основания конуса и полусферы r_0 , объем

$$V_0 = \frac{1}{3} \pi \cdot r_0^2 \cdot L_0 + \frac{2}{3} \pi \cdot r_0^3.$$

Начальные размеры области возмущенного газа I задавались, исходя из приведенных выше оценок:

$$L_0 = 2.383 \text{ см}, r_0 = 1.364 \text{ см}, V_0 = 9.958 \text{ см}^3. \quad (34)$$

В начальный момент времени в области II задавался невозмущенный газ с параметрами (скорость, плотность, внутренняя энергия, давление):

$$u_{II} = 0, \rho_{II} = \rho_0 = 0.0184 \text{ г/см}^3, \\ E_{II} = E_0 = 0.2174 \text{ кДж/г}, p_{II} = p_0 = 0.0016 \text{ ГПа}.$$

Возмущение газа в области I в результате воздействия мелких осколков моделировалось в предположении о том, что мелкие

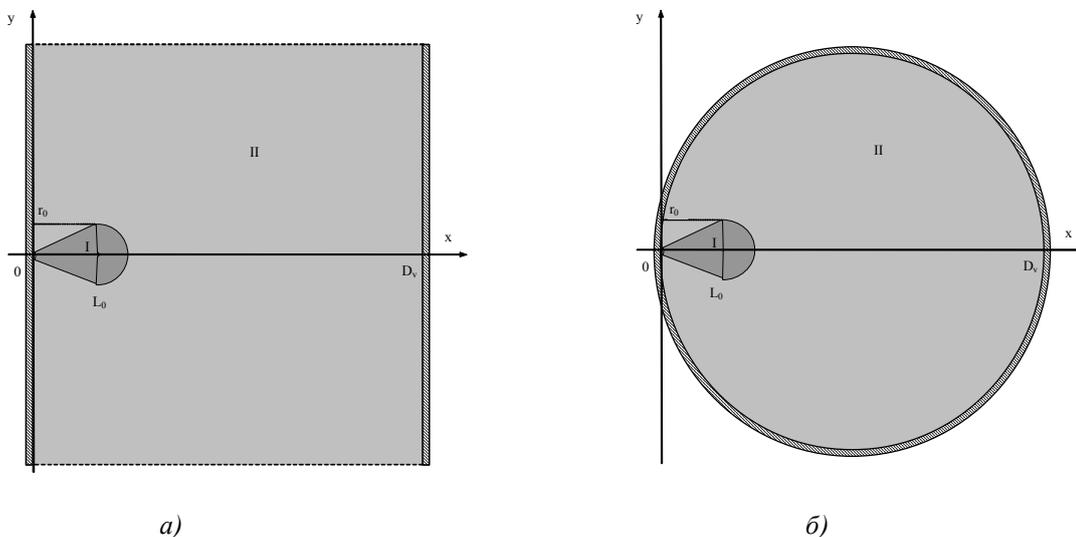


Рис. 7. Геометрия расчетов: а) вариант А; б) вариант В

осколки ударника и передней стенки передали весь свой импульс в ударно-волновое движение газа в области I, толкая его как поршень. При этом параметры газа (скорость, плотность, внутренняя энергия, давление) стали следующими (по соотношениям для сильной ударной волны):

$$u_I = v_f,$$

$$\rho_I = \rho_0 \cdot \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1},$$

$$p_I = \frac{\kappa + 1}{2} \cdot \rho_0 \cdot v_f^2,$$

$$E_I = \frac{p_I}{(\kappa - 1) \cdot \rho_I}.$$

Скорость ударной волны

$$D_I = \frac{\kappa + 1}{2} \cdot v_f.$$

Подставляя скорость толкающих оскол-

ков $v_f = 4.54 \text{ км/с}$ и плотность покоящегося газа перед волной $\rho_0 = 0.0184 \text{ г/см}^3$, получаем в этом случае параметры газа в области I:

$$\begin{aligned} u_I &= 4.54 \text{ км/с}, \rho_I = 0.1104 \text{ г/см}^3, \\ E_I &= 10.3057 \text{ кДж/г}, p_I = 0.4551 \text{ ГПа} \text{ и} \\ D_I &= 5.448 \text{ км/с}. \end{aligned}$$

На рис. 8 приведены результаты расчетов: давление на задней стенке сосуда в зависимости от времени (в осевой точке ($y=0$), в месте расположения датчика в опыте №15 [3] ($y=10 \text{ мм}$), на радиусе «пятна ударной волны» (см. выше, $y=25 \text{ мм}$) и в осевой точке для расчета по варианту В).

В опыте №15 [3] датчик зарегистрировал приход ударной волны на время $t \approx 43.5 \text{ мкс}$ с момента удара, максимальное давление $P_{max} \approx 0.133 \text{ ГПа}$ на время $t \approx 53 \text{ мкс}$.

Чтобы получить время с момента удара, к полученному в расчете времени прихода ударной волны к задней стенке и времени максимума давления надо прибавить время формирования начальных условий для газодинамических расчетов, по оценкам равное

$$\tau = \frac{r_0}{v_r} = \frac{r_0}{v_p} \cdot \frac{1 + \chi^2}{\chi}.$$

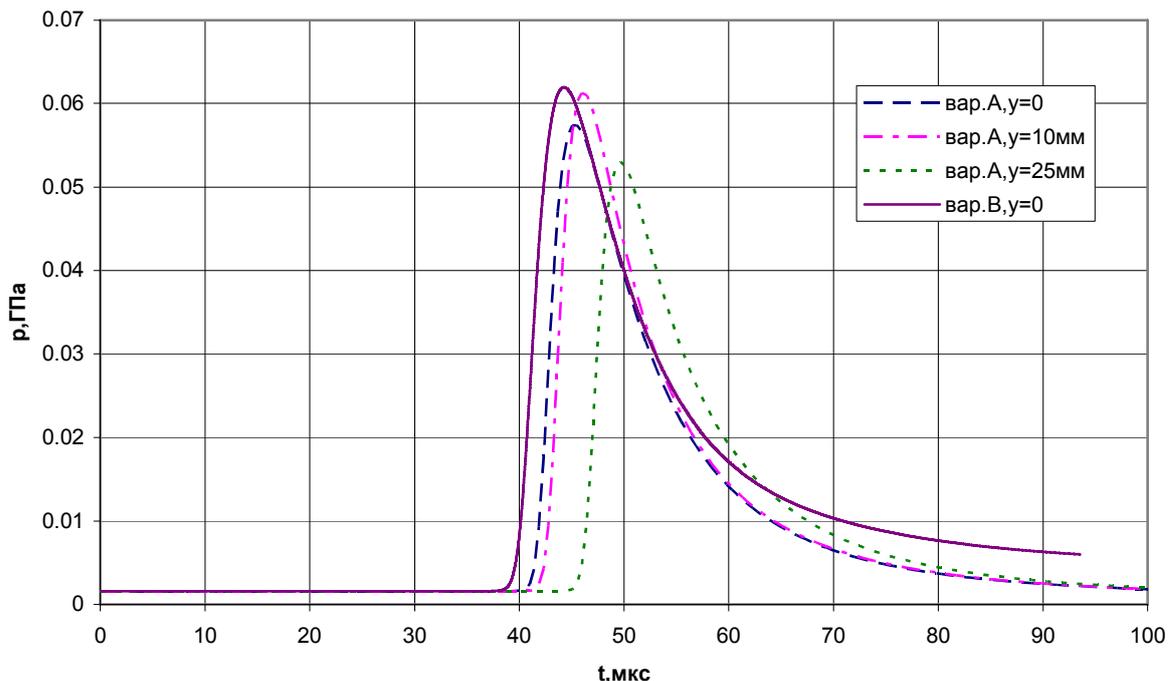


Рис. 8. Давление на задней стенке сосуда в зависимости от времени

В рассмотренном случае $v = 7.3$ км/с, $r_0 = 1.364$ см, $\chi = 1.26$, тогда $\tau = 3.84$ мкс.

Учитывая это, получаем хорошее соответствие результатов расчета экспериментальным данным по временам: в расчете время прихода ударной волны к задней стенке ~ 44 мкс с момента удара, а время максимума давления ~ 50 мкс.

Однако расчетное давление в отраженной от задней стенки волне $P_{max} \approx 0.06$ ГПа, что примерно в 2 раза меньше измеренного (измеренное максимальное давление $P_{max} \approx 0.133$ ГПа) и в несколько раз меньше полученного в приведенных выше оценках. По-видимому, в оценках давление получилось слишком большим из-за недостаточного учета боковой разгрузки волны. Занижение давления в расчете связано с тем, что предположения, принятые при постановке расчетов, не вполне адекватны реальности: скорее всего, в эксперименте мелкие осколки ударника и передней стенки не останавливаются к моменту времени τ после удара, а продолжают двигаться к задней стенке, «подпитывая» ударную волну.

Список литературы

1. Динамика удара. - М.: Мир, 1985. – 296 с.
2. Reimerdes H.-G., Stecher K.-H., Lambert M. Ballistic limit equations for the COLUMBUS – double bumper shield concept. Proc. First Eur. Conf. On Space Debris, 1993. – P. 433-439.
3. Telitchev I. Y. Fracture mechanics analysis of impact damages pressure vessels. Freiburg, 1997. – 58 pp.
4. Shafer F., Schneider E., Lambert M. An experimental study to investigate hypervelocity impacts on pressure vessels. Proc. Second Eur. Conf. On Space Debris, Darmstadt, March 17-19, 1997 (ESA SP-393, 2003, P. 435-444).
5. Maveyraud C., Vila J.P., Sornette D., Le Floc'h C., Dupillier J.M., Salome R. Numerical modelling of the behaviour of high pressure vessel under hypervelocity impact. Mec. Ind., 2001, vol. 2. – P. 57-62.
6. Bashurov V. V., Ioilev A. G. SPH-code KERNEL: Three-Dimensional Numerical Simulation Of Hypervelocity Perforation. Proc. Third European Conference on Space Debris, Darmstadt, March 19-21, 2001 (ESA SP-473, 2001, pp.629-637).
7. Telitchev I. Y., Eskin D., Engineering model for simulation of debris cloud propagation inside gas-filled pressure vessels. Int. J. Impact Engng., 2003, vol. 29. – P. 691-712.
8. Telitchev I. Y., Prokhorov A. G. Damage Parameters Analysis of Shielded Pressure Vessels under Space Debris Impact, Proc. Second Europ. Conf. On Space Debris, Darmstadt, March 17-19, 1997 (ESA SP-393, 1997, pp.549-551).
9. Grasso F., Purpura C., Chanetz B., Dйлery J. Type III and IV shock/shock interferences: theoretical and experimental aspects. Aerospace Science and Technology, 2003, vol. 7, No. 2, p. 93-106.
10. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука. 1987. – 840 с.
11. Петров К. П. Аэродинамика тел простейших форм. - М.: Факториал, 1998. – 432 с.
12. Piekutowski A. J. Simple dynamic model for the formation of debris clouds. Int. J. Impact Engng., 1990, vol. 10. – P. 453-471.
13. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. - М.: Физматлит, 1959. – 347 с.
14. Лебедев А. А., Чернобровкин Л. С. Динамика полета. - М.: Машиностроение, 1973. – 616 с.
15. Численное решение многомерных задач газовой динамики./ Под ред. С. К. Годунова. - М.: Наука, 1976.
16. Мельцас В. Ю., Портнягина Г. Ф., Соловьев В. П. Численное моделирование прохождения ударных волн через экранирующие решетки // ВАНТ. Серия: Математическое моделирование физических процессов, 1993, вып. 3, с. 26-31.
17. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературные гидродинамические явления. - М.: Наука, 1966. – 686 с.

EVALUATION OF CHANGES OF GAS PARAMETERS IN A VESSEL WHEN ITS WALL IS BROKEN THROUGH BY HIGH-VELOCITY MECHANICAL PARTICLES

© 2004 A. G. Ioilev¹, A. S. Kucherov², V. Yu. Melcsas¹, G. F. Portnyagina¹,
A. G. Prokhorov², I. Ye. Telichev³, V. G. Shakhov²

¹Russian Federal Nucleus Centre – All Russian Science Research Institute
of Experimental Physics

²Samara State Aerospace University

³University of Calgary, Canada

Simple methods of evaluating gas parameters in a vessel whose wall is broken through by high-velocity particles are suggested. It appears that in case of non-catastrophic destruction of the vessel wall the changing of the parameters of non-excited part of the gas during the time the particle, its fragments and fragments of the destroyed front wall of the vessel more to its back wall is negligible. Relationships for calculating pressure on the back vessel wall are given for four peculiar modes of vessel front wall destruction. The data can be used, in particular, to evaluate the vessel back wall destruction