

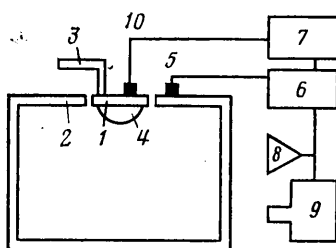
УДК 532.529

КИНЕМАТИКА ФРАГМЕНТОВ ПРИ РАЗРЫВЕ СОСУДОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

БАРТЕНЕВ А. М., ГЕЛЬФАНД Б. Е., МЕДВЕДЕВ С. П.,
ПОЛЕНОВ А. Н., ФРОЛОВ С. М.

Важнейшими характеристиками фрагментов, образующихся при аварийных взрывах технологического оборудования, считаются их максимальная скорость, форма и угол вылета. Эти параметры являются входными для внешнебаллистических расчетов, основная цель которых — определение дальности полета и количества движения осколков на всех участках траектории. Практический интерес представляет задача разлета фрагментов оболочки, выполненной из упругопластического материала и находящейся под давлением. В результате разрыва таких оболочек образуется, как правило, незначительное число осколков. Существующие модели [1–3] позволяют оценить скорость фрагмента. При этом исключаются из рассмотрения особенности отделения осколка и его вращение вокруг центра масс. Последнее может оказать существенное влияние на траекторию полета и проникающую способность. Указанные особенности можно учесть, если рассматривать ускорение фрагмента в связи с динамикой его отделения. В работе экспериментально исследован разлет упругопластической оболочки, заполненной газом высокого давления и предложена модель явления.

1. Экспериментальная установка и результаты измерений. На фиг. 1 приведена схема экспериментальной установки. Мембранный узел 1, аналогичный применяемому на ударных трубах, укреплен на станине 2 и предназначен для защемления по контуру плоской мембраны в форме диска диаметром 108 мм из отожженной медной фольги или другого упругопластического материала толщиной 0,05–0,5 мм. Под действием избыточного давления газа, поступающего в мембранный узел по магистра-



Фиг. 1

ли 3, мембрана выгибается до сегментальной формы 4 и в момент разрыва имеет форму, близкую к полусфере (коэффициент несферичности 0,7). Таким образом, описанное устройство позволяет моделировать разлет сосуда высокого давления с упругопластической оболочкой при минимальном расходе толкающего газа и материала оболочки. В процессе деформации мембраны по контуру защемления появляется сгиб, по которому происходит разрыв. В результате образуется одиночный фрагмент. В отдельных опытах из-за дефектов поверхности фольги наблюдалось 3–4 оскол-

Газ	P_0 , МПа	M , г	v , м/с		ω , рад/с		χ , рад	Φ , рад
			1	2	1	2		
1 Азот	1,55	16	110	127	1540	1671	0,35	0,14
2 »	2,02	24,7	109	114	1450	1536	0,35	0,17
3 Гелий	1,46	16	80	95	1560	1622	0,52	0,21
4 Аргон	1,38	16	89	111	1660	1577	0,44	0,16
5 Аргон+гелий	1,48	16	98	110	1680	1633	0,40	0,14
6 Аргон	1,46	5,4	83	103	2750	2643	1,22	0,84

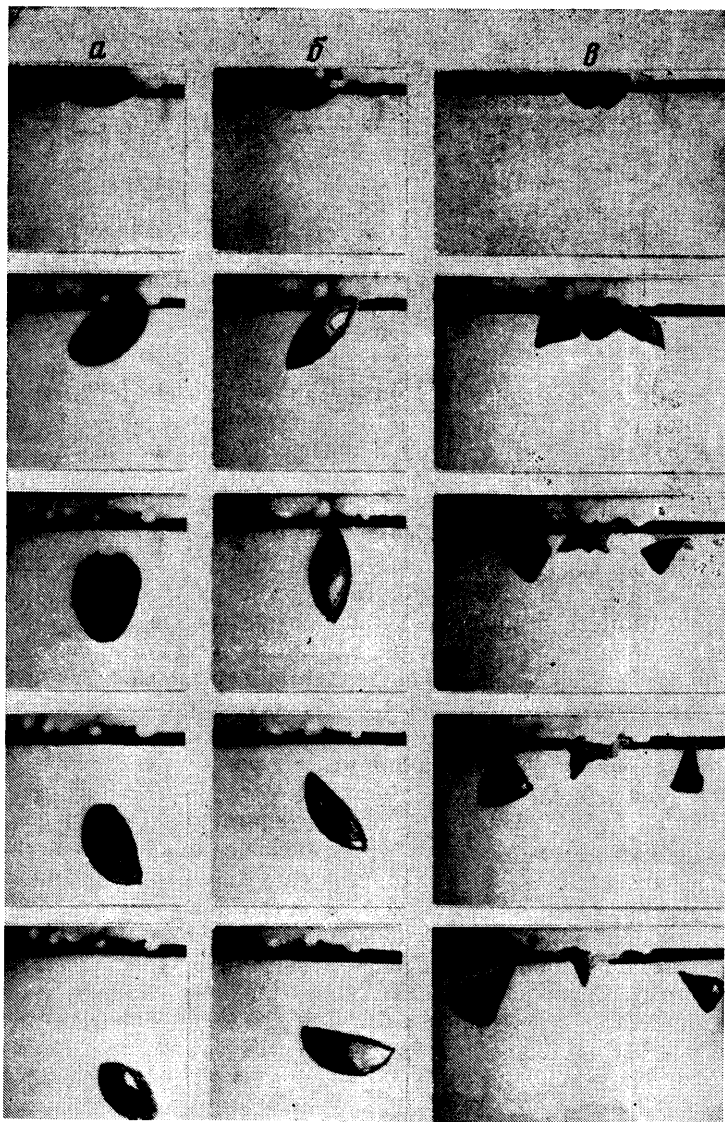
Примечание. 1 — эксперимент; 2 — расчет.

ка. Регистрация движения фрагментов после отрыва осуществлялась с помощью кинокамеры ФК-1М, работающей в режиме покадровой съемки с частотой 10^4 кадров/с. В момент разрыва мембраны срабатывал пьезоэлектрический датчик 5 и устройство формирования синхроимпульсов 6 для запуска осциллографа 7 (С8-13), лампы-вспышки 8 и блока управления затвором кинокамеры 9. Съемка производилась в отраженном свете. Длительность светового импульса вспышки, собранной на основе фотолампы ИФБ-300, составляла 6 мс. По периметру станины 2 располагались секторные щиты, служащие мишенью для разлетающихся фрагментов и позволяющие оценить угол рассеяния. С помощью пьезодатчика 10 и осциллографа 7 регистрировалось давление внутри разрывной оболочки.

Режим покадровой съемки позволяет раскрыть кинематические особенности движения фрагментов. По кинограммам определялись максимальная поступательная скорость осколка v и скорость вращения ω . Давление газа P_0 в момент разрыва контролировалось манометром. На фиг. 2 приведены типичные кинограммы процесса, оформленные в виде трех вертикальных подборок по пять кадров. Первый кадр каждой подборки сделан через 50–100 мкс с момента появления разрыва. Последующие кадры — с шагом по времени 400 мкс. Время экспонирования одного кадра 10 мкс. Результаты экспериментов приведены в таблице. Величины поступательной и вращательной скоростей фрагментов v и ω (столбцы 1), а также угла рассеяния χ , приведенные в таблице, осреднены по результатам трех-четырёх измерений (кроме опыта 6). Фигура 2, а–в соответствует условиям опытов 1, 3, 6. Материал фрагментов — медная фольга. В экспериментах 1, 3–5 наблюдался одиночный фрагмент при использовании фольги толщиной $h=0,2$ мм, а в 2 — $h=0,3$ мм. В опыте 6 оболочка разорвалась на три одинаковых фрагмента. В таблице приведены параметры одного из них. Во всех экспериментах содержание примеси воздуха в толкающем газе не превышало 6–7%.

Эксперименты выявили следующие особенности движения фрагментов при разрыве упругопластической оболочки вследствие превышения предела прочности: 1) поступательная скорость фрагмента не зависит от толщины стенок, а определяется свойствами заполняющего газа; 2) угловая скорость вращения не зависит от свойств и давления газа, а ее квадрат пропорционален величине h/M (M — масса фрагмента); 3) угол рассеяния определяется числом фрагментов и теплофизическими свойствами газа и не зависит от давления.

2. Модель отделения фрагмента и результаты расчетов. Пусть исследуемый фрагмент представляет собой тонкий однородный диск массой M , радиусом r и толщиной h . В момент времени $t=0$ фрагмент начинает отделяться от оболочки, ограничивающей объем V_0 с давлением газа P_0 и температурой T_0 (начальная масса газа m_0). Предположим, что отделение фрагмента происходит в два этапа: сначала возникает разрыв по его периметру с образованием шейки размером l ; далее фрагмент ускоряется, двигаясь относительно точки закрепления до тех пор, пока шейка не по-



Фиг. 2

рвется. При отклонении фрагмента газ расширяется и истекает в образовавшееся отверстие. Это приводит к изменению давления газа $P(t)$ на поверхности оболочки. Для определения движения фрагмента запишем уравнение отклонения физического маятника

$$d^2\varphi/dt^2 = 0,8\pi r(P(t) - P_1)M^{-1} \quad (2.1)$$

Здесь P_1 — атмосферное давление, φ — угол отклонения от начального положения. В (2.1) принято, что давление распределено равномерно по всему объему газа. Массовые силы и силы сопротивления не учитываются. Уравнение состояния газа возьмем в виде

$$P(t)V(t) = m(t)RT(t) \quad (2.2)$$

В (2.2) и далее буквами без индексов обозначены текущие значения переменных, R — газовая постоянная, m — масса газа в оболочке. Для оценочных расчетов можно принять, что истечение газа происходит с критической скоростью [2]. Таким образом, изменение массы в оболочке опре-

делится из уравнения

$$dm/dt = -2\pi r^2 \varphi(t) \rho_*(t) a_*(t) \quad (2.3)$$

$$\rho_*(t) = \rho(t) n^{1/(\gamma-1)}, \quad a_*(t) = a(t) n^{1/2}, \quad n = 2/(\gamma+1)$$

Здесь ρ_* , a_* — критические плотность и скорость звука газа, γ — отношение теплоемкостей.

Дифференцируя уравнение состояния (2.2), используя (2.3) и условие адиабатичности процесса, получим

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{\gamma \pi r^2 P(t)}{V(t)} \left[2n^{1/n(\gamma-1)} a_0 \varphi(t) \left(\frac{P(t)}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} + r \frac{d\varphi}{dt} \right] \quad (2.4)$$

$$V(t) = V_0 + \pi r^3 \varphi(t), \quad a_0 = a(0)$$

Уравнения (2.1) и (2.4) полностью описывают динамику отклонения фрагмента. Для замыкания задачи запишем начальные условия

$$\varphi(0) = 0, \quad P(0) = P_0 \quad (2.5)$$

Перейдем к безразмерным времени τ и давлению p

$$\tau = t/t_0, \quad p = P/P_0, \quad t_0 = M a_0 / \pi r^2 P_0$$

Тогда вместо (2.1), (2.4) и (2.5) при $P_0 \gg P_1$ получим

$$\dot{p} = -\frac{\gamma p}{\alpha(1+\beta\varphi)} [2\varphi p^{(\gamma-1)/2\gamma} n^{1/n(\gamma-1)} + \alpha\beta\varphi] \quad (2.6)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{0,8p}{\alpha\beta}, \quad \alpha = \frac{P_0 V_0}{M a_0^2} = \frac{m_0}{\gamma M}$$

$$\beta = \pi r^3 / V_0, \quad p(0) = 1, \quad \varphi(0) = \dot{\varphi}(0) = 0$$

где точкой над переменной обозначено дифференцирование по τ . В уравнение (2.6) вошли два безразмерных параметра, определяющих решение: α и β . Параметр α характеризует отношение массы газа, заключенного в оболочку, к массе фрагмента, а β — форму оболочки.

Разрыв шейки, соединяющей диск с оболочкой, произойдет, когда растягивающее напряжение превысит предел прочности материала σ . Учитывая величину усилия на шейку, получим условие разрыва

$$M r \left[\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^4 + \left(\frac{d^2\varphi}{dt^2} \right)^2 \frac{1}{16} \right]^{1/2} \geq \sigma l h \quad (2.7)$$

По (2.7) можно оценить скорость вращения фрагмента ω . Анализ экспериментов показал, что размер шейки близок к величине r . Полагая, что в момент отрыва $l=r$, $d^2\varphi/dt^2 \approx 0$, получим

$$\omega \approx (\sigma h / M)^{1/2} \quad (2.8)$$

Нарушение целостности оболочки наступает при $P=P_0$, что эквивалентно условию $\sigma=0,5P_0 r/h$. Таким образом, (2.8) можно преобразовать к виду, удобному для расчетов

$$\omega \approx \frac{a_0}{r} \left(\frac{\alpha\beta}{2\pi} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

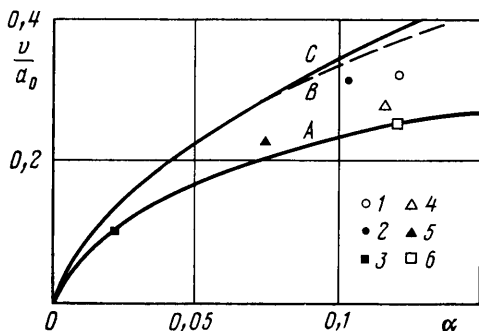
Из соотношения (2.8) следует, что угловая скорость вращения не зависит от свойств газа в оболочке, что согласуется с результатами опытов. Формула (2.9) позволяет рассчитать угловую скорость на основе измеряемых величин. В таблице указаны значения ω , рассчитанные по (2.9).

Условие отделения фрагмента от оболочки (2.7) можно переписать в виде $d\varphi/dt \geq \omega$ или в безразмерной форме $\varphi \geq \varphi_0 = (\alpha\beta)^{1/2} / (2\pi)^{1/2}$, что вместе с уравнениями (2.6) позволяет рассчитать угол вылета фрагмента φ . При $\varphi < \varphi_0$ разрыв шейки не происходит.

Решая уравнения (2.6), можно определить максимальную скорость v центра масс фрагмента. Нижняя оценка скорости находится из (2.9)

$$v_- \approx \omega r \approx a_0 \left(\frac{\alpha\beta}{2\pi} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

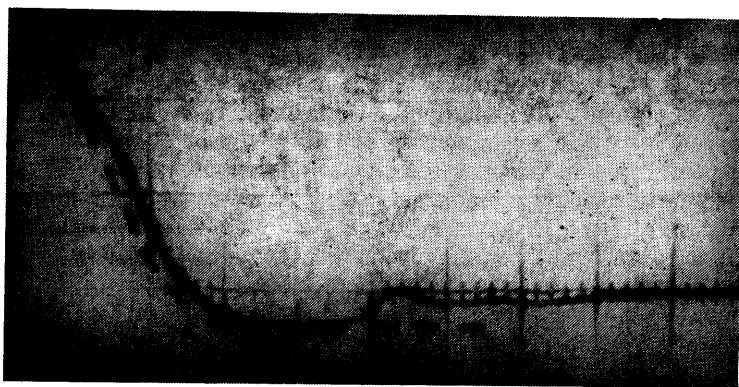
Расчетные значения углов вылета и максимальной поступательной скорости фрагментов указаны в таблице. Решение задачи (2.6) проводилось на ЭВМ методом Рунге — Кутты.



Фиг. 3

Расчетные значения поступательной и вращательной скорости удовлетворительно согласуются с экспериментом, так как ошибка измерений составляла 10–15%. Описанная модель может быть распространена на случай разрыва оболочки на произвольное число фрагментов.

На фиг. 3 кривые *C* и *B* — расчетные зависимости максимальной поступательной скорости от параметра α для $\gamma = 1,4$ и $1,62$ соответственно ($\beta = 3,3$ по условиям



Фиг. 4

опытов 1–5). Здесь же нанесены экспериментальные точки 1–6, отвечающие условиям, указанным в таблице. Кривая *A* построена по (2.10). Как видно, расчет по полной системе (2.6) дает несколько завышенные значения поступательной скорости фрагмента, в то же время как кривая (2.10) отвечает нижней границе области разброса опытных данных.

На фиг. 4 представлена осциллограмма записи давления внутри оболочки датчиком 10 (см. фиг. 1) в опыте 5 (см. таблицу). Масштаб времени (горизонтальная шкала) — 200 мкс, масштаб давления (вертикальная шкала) — 0,5 МПа в делении. Штриховая кривая соответствует расчету эволюции давления.

Таким образом, предложенная модель удовлетворительно описывает основные кинематические параметры фрагментов, образующихся в результате разрыва упругопластических оболочек. Приведенная методика расчетов может быть использована для оценки опасности при эксплуатации сосудов высокого давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гродзовский Г. Л., Куканов Ф. А. Разлет в вакууме осколков разорвавшегося сосуда // Инж. журн. 1965. Т. 5. № 2. С. 352–355.
2. Taylor D. B., Price C. F. Velocities of fragments from bursting gas reservoirs // Trans. ASME J. Eng. Industry. 1971. V. 193B. P. 981–985.
3. Baum M. R. The velocity of missiles generated by the desintegration of gas-pressurised vessels and pipes // Trans. ASME, J. Pressure Vessels Techn. 1984. V. 106. № 4. P. 362–368.

Москва

Поступила в редакцию
17.IX.1987