

стает температура. Это приводит к значительному увеличению амплитуды тепловых флуктуаций, вызывающих интенсивную релаксацию напряжений.

В связи с отсутствием данных сравнение расчета с экспериментом для Д1 и Си удалось провести только для восходящих ветвей графика. При этом кроме работы [9] использованы экспериментальные данные [8, 10, 11]: получено удовлетворительное совпадение результатов (рис. 5).

Для Д1 и Си при $p = 130$ и 270 ГПа соответственно расчетные кривые пересекают ось абсцисс. Согласно результатам теоретических и экспериментальных исследований [12, 13], плавление алюминия за фронтом УВ происходит при $p = 105 \div 202$ ГПа, меди — при $p = 205 \div 255$ ГПа, что не противоречит оценкам настоящей работы.

Таким образом, сравнение полученных в работе экспериментальных данных с результатами расчета по формулам, полученным на основе кинетических представлений, показало их хорошее совпадение. Представляет большой интерес применение развитых в работе представлений для других случаев ударно-волнового нагружения и к разрушению, в частности. Так как процессы зарождения и развития разрушения и возбуждения детонации с физической и с формальной точек зрения имеют ряд общих положений, представляет интерес рассмотреть с кинетических позиций возбуждение детонации при ударе, при этом формально можно сопоставить дилатоны и «горячие точки».

ЛИТЕРАТУРА

1. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел.— М.: Наука, 1974.
2. Александров А. П., Лазуркин Ю. С. ЖТФ, 1939, 9, 14, 1249.
3. Журков С. Н. ФТГ, 1983, 25, 10, 3119.
4. Болотин В. В. Статистические методы в строительной механике.— М.: Госстройиздат, 1965.
5. Новиков С. А., Синицын В. А. и др. Физика металлов и металловедение, 1966, 21, 3, 452.
6. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок.— Киев: Наук. думка, 1979.
7. Taylor J. W. J. Appl. Phys., 1965, 36, 10.
8. Curran D. R. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9.
9. Новиков С. А., Синицына Л. М. ПМТФ, 1970, 6, 107.
10. Ergman J. O., Christensen A. V. J. Appl. Phys., 1967, 38, 13.
11. Воронов Ф. Ф., Верещагин Л. Ф. ФММ, 1961, 11, 3, 443.
12. Минеев В. Н., Савинов Е. В. ЖЭТФ, 1967, 52, 3, 629.
13. Урлин В. Д. ЖЭТФ, 1965, 49, 2, 485.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

К РАСЧЕТУ РАЗРЫВА РЕАКЦИОННОГО СОСУДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Б. Е. Гельфанд, С. М. Фролов, А. М. Баргенов

(Москва)

Нарушение правил безопасной эксплуатации, режима работы или ремонта оборудования в нефтеперерабатывающих и химических производствах может привести к аварийным ситуациям. Аварии, как правило, сопровождаются взрывами и пожарами, наносящими большой материальный ущерб. Разрушение и повреждение технологического оборудования и зданий обусловлено взрывной волной, термическим действием пожара и осколками, образующимися при разрыве реакторов, емкостей, котлов и т. д.

На этапе разработки и проектирования производства необходимо проводить предварительный анализ опасных ситуаций, возникающих

при разрывах реакционных сосудов высокого давления. Несовместимость сырья или химических компонентов технологического процесса, конструкционных материалов оборудования и др. может привести к неконтролируемому выделению энергии в результате экзотермических реакций, быстрого разложения веществ или фазовых превращений [1]. Для определения безопасных расстояний расположения объектов необходимо уметь рассчитывать характеристики взрывных волн и осколков от внезапного взрыва резервуаров или аппаратов. Расчет параметров взрывных волн, генерируемых при разрыве сосудов высокого давления, описан в [2]. Осколочное действие при разрыве емкостей с химически инертным газом исследовалось экспериментально [2, 3] и теоретически [3—5]. Ниже изучается осколочное действие при разрыве сосудов с реакционноспособной смесью.

Расчет осколочного действия предполагает: 1) расчет скорости осколочного движения в момент окончания его ускорения и 2) расчет внешней баллистики осколочного движения. На этапе 1 создается математическая модель разрыва сосуда, отделения осколочного движения и его ускорения под действием силы давления со стороны реакционной смеси. На этапе 2 рассчитываются траектория и дальность свободного полета осколочного движения. Из расчета траектории определяется скорость осколочного движения в момент соударения с мишенью. По характеристикам мишени и скорости осколочного движения можно построить диаграмму поражения рассматриваемого объекта и выбрать потенциально безопасные расстояния, на которых должны размещаться соответствующие строения и технологическое оборудование. Диаграммы строятся для всех поражающих факторов взрыва и на их основе выбираются оптимальные проектные показатели. При расследовании аварий по дальности полета осколочного движения можно судить о характере взрыва, т. е. выяснить, сопровождался ли расследуемый инцидент энерговыделением или нет.

Рассмотрим первый этап расчета, т. е. построим математическую модель разлета осколочного движения при разрыве реакционного сосуда, и изучим влияние экзотермической реакции, протекающей внутри сосуда, на скорость разлета. Задача внешней баллистики описана в [2] и здесь не решается.

Постановка задачи

Рассмотрим сосуд объемом V_0 , массой M , заполненный реакционноспособной газовой или гетерофазной смесью, находящейся под высоким давлением p_0 и при температуре T_0 . Стенки сосуда имеют одинаковую толщину h . В момент времени $t=0$ сосуд разрывается на N равных частей (осколков), которые разлетаются в окружающую атмосферу (давление p_e) в разных направлениях. В момент разрыва сосуда в объеме V_0 протекает химическая реакция или происходит фазовое превращение с выделением или поглощением энергии (испарение, конденсация, плавление, кристаллизация, переход из одной кристаллической модификации в другую). Изменения энергии характеризуются глубиной протекания процесса q . Началу процесса соответствует $q=1$, окончанию — $q=0$. Теплота превращения Q .

Пусть D — область, ограниченная осколками в момент времени t . После разрыва сосуда в области D $p(t)$ изменяется как за счет увеличения ее объема и истечения газа в промежутки между осколками [5, 3], так и за счет экзо- или эндотермического процесса, протекающего внутри области. При химической реакции или фазовом переходе может изменяться число молей газовой фазы, что также ведет к изменению давления.

В отличие от классической задачи Лагранжа [6] в рассматриваемом случае имеется боковое истечение газа, существенно усложняющее анализ, поскольку течение газа принимает неоднородный характер. При разлете оболочки от периферии к центру области D распространяются волны разрежения, создающие поле переменного давления и других

термодинамических параметров. При большей массе осколков скорость расширения области D много меньше скорости звука в ней, поэтому неравномерным распределением параметров можно пренебречь. По тем же причинам можно не учитывать сжатие газа перед осколками [3]. В [3] показано, что повышение внешнего давления за счет образования ударной волны при истечении газа из области D мало по сравнению с p_0 . При малой массе осколков влиянием волн разрежения на скорость расширения области D пренебрегать нельзя.

Если $x(t)$ — смещение осколка в момент t , то объем области D

$$V(t) = V(r_1 + x(t), r_2 + x(t), \dots), \quad (1)$$

где r_1, r_2, \dots — характерные размеры сосуда. Примем, что изменение массы газа, ограниченного областью D ,

$$\frac{dm(t)}{dt} = -C_d S(t) \rho_*(t) a_*(t) + \dot{m}_g(t). \quad (2)$$

Здесь C_d — коэффициент расхода газа через разрывы между осколками; $S(t) = S(r_1 + x(t), r_2 + x(t), \dots)$ — площадь разрывов; $\dot{m}_g(t)$ — скорость образования газовой фазы при химическом превращении или фазовом переходе. Величины $\rho_*(t)$ и $a_*(t)$ — критические параметры газа (плотность и скорость звука), определяемые как

$$\rho_*(t) = \rho(t) [2/(\gamma + 1)]^{1/(\gamma-1)}, \quad (3)$$

$$a_*(t) = a(t) [2/(\gamma + 1)]^{1/2},$$

где γ — отношение теплоемкостей газа. В (2) считается, что в выходном сечении разрыва скорость истечения достигает критического значения. Поскольку наибольшие ускорения осколков реализуются при больших $p(t)$, применение (2) при $p(t) \approx p_e$ приведет к незначительным погрешностям в определении максимальной скорости осколка v_{\max} .

Уравнение состояния газа внутри области D :

$$p(t)V(t) = m(t)R(t)T(t), \quad (4)$$

где $T(t)$ — температура газа; $R(t) = R^0/\mu(t)$; R^0 — универсальная газовая постоянная; $\mu(t) = \sum_{i=1}^n \mu_i c_i(t)$ — молекулярная масса газовой смеси, изменяющаяся в процессе химического превращения или фазового перехода; n — количество компонентов в смеси; $c_i(t)$ — объемная доля этого газа в смеси, определяемая из расчета равновесного состава химически реагирующей смеси при заданных $T(t)$ и $p(t)$ или из расчета интенсивности фазового перехода.

Уравнение энергии газовой смеси

$$c_v dT + p dV + Q dq = 0 \quad (5)$$

(c_v — удельная теплоемкость смеси при постоянном объеме). Работа газовой смеси против сил сопротивления при разгоне осколков и мелкодисперсных включений (в случае гетерофазной смеси) не учитывается. Это связано с тем, что расстояние, на котором достигается v_{\max} , мало, чтобы работа по их ускорению была сравнима с полной энергией смеси. В балансе энергии пренебрежем также энергией, затрачиваемой на разрыв стенки сосуда, считая ее малой по сравнению с полной энергией системы.

Запишем уравнение движения осколков в принятом приближении:

$$\frac{d^2 x(t)}{dt^2} = \Omega (p_1(t) - p_e)/M, \quad (6)$$

где Ω — площадь поверхности сосуда; $p_1(t)$ — давление в окрестности тыльной стороны осколка. При больших M/N считаем

$$p_1(t) \approx p(t). \quad (7)$$

Границу применимости этого равенства для сосудов с химически инертной смесью можно оценить по методике [3, 6]. Рассмотрим изменение давления в волне разрежения за движущимся осколком и в области D при ее медленном расширении. Для справедливости (7) необходимо, чтобы полученные значения p/p_0 были близки по величине. Давление газа за осколком при распространении волны разрежения рассчитывается по соотношению [7]

$$p/p_0 = [1 - (\gamma - 1)v/2a_0]^{2\gamma/(\gamma-1)}. \quad (8)$$

Рассмотрим движение волны разрежения в течение временного интервала $\Delta t = 2l/a_0$, необходимого ей для достижения характерной контрольной поверхности и возвращения к осколку (l — расстояние до контрольной поверхности). Полагая для оценки, что уравнение движения осколка $v/\Delta t = p_0\Omega/M$, получим $v = p_0\Omega\Delta t/M = 2lp_0\Omega/Ma_0$. При медленном расширении области D

$$p/p_0 - [(x+l)/l]^{-\gamma} = (1+x/l)^{-\gamma}. \quad (9)$$

Смещение осколка $x \approx v\Delta t/2$, поэтому $x/l \approx 2lp_0\Omega/Ma_0^2$. Приравнявая (8) и (9), получим условие применимости (7):

$$\left[1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{2lp_0\Omega}{Ma_0^2}\right]^{2\gamma/(\gamma-1)} \approx \left[1 + \frac{2lp_0\Omega}{Ma_0^2}\right]^{-\gamma}. \quad (10)$$

Для сосуда сферической или цилиндрической формы можно принять $l = r/2$ (r — радиус сосуда), поскольку при этом в контрольном объеме сосредоточено соответственно 87,5 и 75% всей массы газа. В этом случае при $\gamma = 1,4$ соотношение (10) примет вид

$$[1 - 1/5B]^\gamma \approx [1 + 1/B]^{-1,4}. \quad (11)$$

Равенство (11) выполняется с погрешностью, меньшей 5%, при $B = Ma_0^2/p_0r\Omega > 4$. Таким образом, условие (7) справедливо при

$$B = Ma_0^2/rp_0\Omega > 4. \quad (12)$$

При $B < 4$ необходимо учитывать влияние неравномерности распределения давления на скорость осколка. Предположим, что в волнах разрежения в окрестности осколка процессы химического превращения или фазового перехода «замораживаются», т. е. устанавливается изоэнтропическое течение. В случае химической реакции это предположение выполняется из-за сильной зависимости скорости реакции от температуры. При рассмотрении фазовых переходов не учитываются флуктуации плотности газа в волнах разрежения, соответствующие образованию зародышей новой фазы [8]. Если считать, что фазовый переход протекает на поверхности дисперсных включений смеси, то инерционность последних обеспечивает адиабатичность разлета газа в окрестности тыльной стороны осколка.

В рассматриваемом приближении среднее давление в области, прилегающей к осколку, определяется по соотношению [7]

$$p_1(t) = p(t) \left[1 - \frac{\gamma-1}{2a^2(t)} \left(\frac{dx}{dt}\right)^2\right]^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (13)$$

где $a(t)$ — скорость звука в центральной части области D .

Для замыкания задачи необходимо записать уравнения кинетики химической реакции или фазового перехода. В случае химической реакции

$$\frac{dq(t)}{dt} = f(T, p, t) \quad (14)$$

(f — функция, отражающая реальные процессы химического превращения), а при фазовом переходе

$$q(t) = 1 - \dot{m}_j(t)t/m_0, \quad (15)$$

где m_0 — начальная масса расходуемого компонента смеси; $\dot{m}_j(t)$ — ско-

рость фазового перехода в объеме сосуда. При конденсации или испарении $\dot{m}_f = |\dot{m}_g|$.

Таким образом, задача о расчете скорости осколков при разрыве реакционного сосуда высокого давления сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных и алгебраических уравнений (1)–(6), (7), или (13), (14), или (15) при соответствующих начальных условиях.

Результаты расчетов

Экспериментальные наблюдения показывают, что при взрывах активных зарядов внутри оболочек последние разрушаются на множество мелких осколков [9]. При разрывах сосудов высокого давления, выполненных из пластичного материала, образуется, как правило, один или два осколка [2]. Для иллюстрации модели рассмотрим движение осколков при разрыве реакционного сосуда сферической или цилиндрической формы на две равные части.

При разрыве сферического сосуда осколки имеют полусферическую форму. Цилиндрический сосуд с полусферическими днищами разрывается в плоскости, перпендикулярной оси симметрии. В обоих случаях осколки разлетаются вдоль одной оси во взаимно противоположных направлениях. Уравнение (1) примет вид

$$V = V_0 + 2Fx, \quad (16)$$

где F — площадь поперечного сечения сосуда в плоскости разрыва. Площадь разрыва, входящая в (2), в рассматриваемых условиях равна $S = 2\Pi x$, где Π — периметр разрыва. При решении уравнения движения осколка (6) пренебрегаем внешним давлением p_e по сравнению с p_0 . В (6) $\Omega/M = 2F/M$. Для вычисления p_1 используем (13).

Разрыв сосуда с химически инертной смесью. Приведем систему уравнений (2)–(6), (13), (16) с учетом геометрических соотношений к безразмерному виду. В качестве масштабов времени и длины выберем величины, предложенные в [5]:

$$\bar{t} = \frac{Ma_0}{Fp_0} \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{1/2}, \quad \bar{x} = \frac{Ma_0^2}{Fp_0} \left(\frac{2}{\gamma-1} \right). \quad (17)$$

Тогда

$$t = \bar{t}\tau, \quad x(t) = \bar{x}g(\tau), \quad p(t) = p_0P(\tau), \quad (18)$$

где τ , g и P — безразмерные время, смещение и давление. После преобразований окончательно получим

$$g'' = 2P \left[1 - \frac{g'^2}{4P \frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (19)$$

$$[(\gamma-1)\alpha + g] P'/P = -\beta g/\alpha - g'.$$

Начальные условия:

$$g(0) = g'(0) = 0, \quad P(0) = 1. \quad (20)$$

При выводе (19) принято во внимание, что при $Q = 0$ (см. (5))

$$p/p_0 = (T/T_0)^{\gamma/(\gamma-1)} = (a/a_0)^{2\gamma/(\gamma-1)}.$$

В уравнения (19) входят два безразмерных критерия, определяющие решение:

$$\alpha = \frac{p_0 V_0}{Ma_0^2}, \quad \beta = C_d \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{1/2} \frac{\Pi V_0}{F^2}. \quad (21)$$

Критерий α характеризует отношение начальной массы газа, заключенного в сосуде, к массе сосуда и связан с параметром B (см. (12)) соотношением $\alpha = (3B)^{-1}$ для сферического и $\alpha = (3B)^{-1} (3\delta + 4)/(2\delta + 4)$

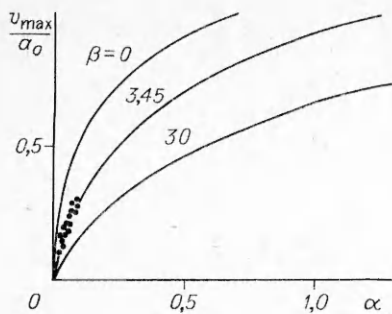


Рис. 1. Зависимость максимальной скорости осколка от критериев α и β . Экспериментальные данные для $\beta = 3,45$ из [2, 3].

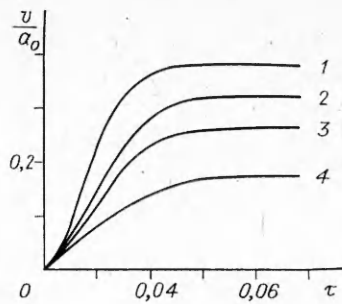


Рис. 2. Динамика ускорения осколка при разрыве реакционного сосуда сферической формы ($\alpha = 0,043$, $Q = 2 \cdot 10^6$ Дж/кг). u_j , м/с: 1 — 150, 2 — 80, 3 — 40, 4 — 0.

для цилиндрического сосуда (δ — отношение высоты цилиндра к радиусу). Например, при $V_0 = 100$ м³, $p_0 = 10$ атм, $a_0 = 320$ м/с и толщине стенки стального сферического резервуара $h = 10$ мм ($M \approx 10^4$ кг) $\alpha = 0,1$. Критерий β характеризует форму сосуда.

Система уравнений (19) совместно с начальными условиями (20) решалась численно методом Рунге — Кутты 4-го порядка аппроксимации. На рис. 1 показана зависимость максимальной скорости осколка v_{\max} от критериев α и β при $\gamma = 1,4$. При расчете расхода вещества по (2) принималось $C_d = 1$. На рис. 1 точками приведены также результаты экспериментальных исследований [2, 3] разрушения сферических стеклянных сосудов, заполненных воздухом. Следует отметить, что в экспериментах сосуды разрывались на множество мелких осколков. Несмотря на это, результаты расчета при $\beta = 3,45$ хорошо согласуются с экспериментом. Это связано с тем, что в (6) количество осколков N не входит. Приближенное уравнение кривой $\beta = 3,45$

$$v_{\max}/a_0 = \frac{1,33}{\gamma} \sqrt[4]{\frac{\alpha^2}{1 + 0,14\alpha^2}} \quad (22)$$

Формула (22) справедлива для $\gamma = 1,4$ и аппроксимирует кривую с точностью 5%. При $\alpha \gg 1$ принятая модель дает завышенные скорости осколка.

Для сравнительного анализа эффективности снижения давления за счет расширения области D и за счет истечения газа в разрывы между осколками проведены расчеты с $C_d = 0$ (кривая $\beta = 0$). Расчеты показали, что приблизительно в течение первых 20% всего времени ускорения осколка давление в области D падает, в основном за счет ее расширения. При $\alpha = 0,4$ за это время скорость осколка возрастает до $0,75 v_{\max}$, а при $\alpha = 0,04$ — до $0,4 v_{\max}$. За последующие 20% времени ускорения оба процесса (расширение и истечение) дают соизмеримый вклад в изменение давления. В дальнейшем роль истечения газа незначительна.

На рис. 1 кривая $\beta = 30$ построена для цилиндра с $\delta = 10$. При одинаковой массе полусферические осколки набирают большую скорость, чем цилиндрические, что связано с большей величиной F для сферического сосуда.

Разрыв сосуда с реагирующей смесью; горение с постоянной скоростью. Предположим, что (14) имеет вид

$$q = 1 - u_j F t / V, \quad (23)$$

где u_j — эффективная скорость распространения пламени, не зависящая от температуры. Считаем, что реакция горения протекает без изменения числа молей. За масштаб температуры и объема примем T_0 и V_0 , тогда

$$T(t) = T_0 \Theta(\tau), \quad V(t) = V_0 v(\tau),$$

где Θ и v — безразмерные температура и объем. Используя (17), (18), обезразмерим систему уравнений (2)–(6), (13), (16), (23). После преобразований получим

$$\begin{aligned} g'' &= 2P(1 - g'^2/\Theta)^{\gamma/(\gamma-1)}, \\ v' &= 4g'/\alpha(\gamma - 1), \\ q' &= -(u_f/a_0)(2/(\gamma - 1))^{1/2}(1 - \tau v'/v)/\alpha v, \\ P' &= \gamma P \left[-g' - \beta g \Theta^{1/2}/2 - \frac{(\gamma-1)^2}{2} \alpha v \Theta^{-1} (Q/a_0^2) q' \right] [\alpha(\gamma - 1)/2 + g]^{-1}, \\ \Theta' &= \frac{\gamma-1}{\gamma} \Theta P'/P - (\gamma - 1)(Q/a_0^2) q'. \end{aligned} \quad (24)$$

Начальные условия:

$$g(0) = g'(0) = 0, \quad P(0) = v(0) = \Theta(0) = q(0) = 1. \quad (25)$$

В (24) помимо критериев α и β входит безразмерный критерий $Qu_f a_0^{-3}$, характеризующий скорость энерговыделения в области D .

На рис. 2 показаны типичные зависимости скорости осколка от времени, отсчитываемого после разрыва сосуда. В отсутствие горения максимальное ускорение тела достигается в момент разрыва (кривая 4). Если в момент разрыва скорость энерговыделения отлична от нуля, давление в области D некоторое время возрастает, проходит через максимум и начинает спадать. Ускорение осколка достигает наибольшего значения в момент установления максимального давления на тыльной стороне осколка. Таким образом, при $u_f \neq 0$ на кривых $v(t)$ имеется точка перегиба (кривые 1–3). С ростом u_f увеличивается v_{\max} .

Специально исследовалось влияние задержки воспламенения на максимальную скорость осколка. Под задержкой воспламенения понимался промежуток времени между моментами разрыва сосуда и начала горения в области D . Последний задавался произвольно. В зависимости от момента начала горения в расчетах реализовались две ситуации: при больших задержках воспламенения v_{\max} достигалась при $t = 0$, при малых — в промежуточные моменты времени. С ростом задержки воспламенения максимальная скорость осколка уменьшалась.

На рис. 3 показана расчетная номограмма для определения v_{\max} . Зная характеристики сосуда и начальное состояние вещества, заключенного в сосуд, можно по известному значению u_f определить скорость осколка в момент окончания его ускорения.

Для иллюстрации влияния энерговыделения внутри области D на дальность полета осколка воспользуемся методикой [2]. Пусть при разрыве стального резервуара сферической формы, заполненного химически инертной смесью, $\alpha = 0,1$. В результате разрыва сосуда образовался осколок массой 30 кг, начальный наклон траектории которого по отношению к линии горизонта 20° . Допустим, что коэффициент сопротивления оскол-

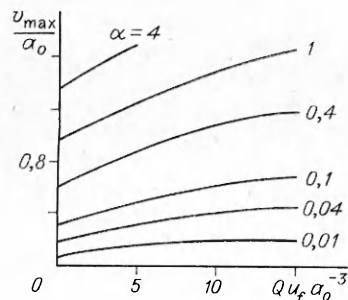


Рис. 3. Номограмма для определения v_{\max} при разрыве сосуда сферической формы при $\gamma = 1,4$.

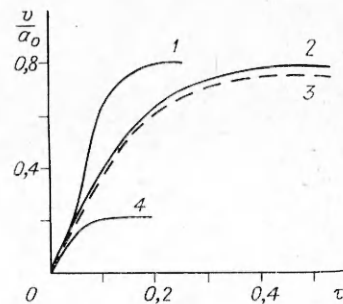


Рис. 4. Динамика ускорения осколка при тепловом самовоспламенении смеси внутри реакционного сосуда.
 α : 1 — 0,25, 2 — 0,58, 3 — 0,58 ($Q = 0$), 4 — 0,02.

ка равен 2, коэффициент подъемной силы — 0,3. Площадь осколка в плане 0,2 м², площадь поперечного сечения 0,03 м². Согласно номограмме (см. рис. 3) при $Qu_f a_0^{-3} = 0$ и $\alpha = 0,1$ имеем $v_{\max} \sim 100$ м/с. При такой начальной скорости дальность полета осколка, по [2], составляет 640 м. При образовании такого же осколка вследствие разрыва реакционного сосуда ($Qu_f a_0^{-3} = 2,8$) $v_{\max} \sim 150$ м/с (см. рис. 3). В этом случае дальность свободного полета достигает 1010 м, что в 1,58 раза больше, чем при разрыве сосуда с химически инертной смесью.

Разрыв сосуда с химически реагирующей смесью; тепловое самовоспламенение. Примем, что

$$\frac{dq(t)}{dt} = -qk \exp[-E/RT(t)]. \quad (26)$$

Здесь k — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации химической реакции. В безразмерном виде

$$q' = -\frac{q}{\alpha} \left[\frac{V_0}{a_0 F} k \exp(-E/RT_0) \right] \exp\left[\frac{E}{RT_0} (1 - \Theta^{-1}) \right]. \quad (27)$$

В рассматриваемом случае это уравнение заменит третье уравнение в системе (24). Начальные условия те же (см. (25)). В полученной системе уравнений появляется новый безразмерный критерий

$$\sigma = \gamma \frac{QV_0}{Fa_0^3} k \exp(-E/RT_0). \quad (28)$$

Объединяя (28) с выражением для адиабатического периода индукции самовоспламенения [10] $\tau_{ад} = (c_p RT_0^2 / QEk) \exp(E/RT_0)$, получим

$$\sigma = a_0 V_0 / (\gamma - 1) F E \tau_{ад}. \quad (29)$$

Критерий σ характеризует отношение времен разлета сосуда и индукции самовоспламенения.

На рис. 4 показана зависимость скорости осколка от времени для различных значений α . При больших α (кривая 2) самовоспламенения в области D не наступает. При величинах Q и E , характерных для углеводородов, выгорание при этом не превышает 3%, что приводит к приращению максимальной скорости осколка не более чем на 5% по сравнению со случаем разлета сосуда с химически инертной смесью (кривая 3). При малых α (кривая 4) самовоспламенение происходит за время, равное адиабатическому периоду индукции химической реакции. Это связано с ничтожно малым смещением осколка за время $t = \tau_{ад}$. При промежуточных α (см. рис. 4, 1) период индукции самовоспламенения $\tau_{инд} > \tau_{ад}$ и возрастает вместе с α . Для заданного закона (26) существует критическое значение $\alpha = \alpha_*$, когда самовоспламенения нет ($\tau_{инд} \rightarrow \infty$). Отмеченные особенности согласуются с теорией теплового взрыва [10]. В соответствии с описанным изменением энерговыделения в системе меняется и характер ускорения осколка. При $\alpha > \alpha_*$ максимальное ускорение достигается в начальный момент времени. В случае $\alpha < \alpha_*$ максимальное ускорение возникает по истечении времени $\tau_{инд} \geq \tau_{ад}$.

На рис. 5 показана зависимость максимальной скорости осколка от критерия α для различных значений константы скорости химической реакции. Видно, что при $\alpha = \alpha_*$ производная $dv_{\max}/d\alpha$ претерпевает разрыв.

Для каждой смеси существует значение α , при котором осколок ускоряется до наибольшей скорости. Линии 1, 2 на рис. 5 вложены в полуостров, образованный двумя асимптотическими кривыми 3 и 4. Нижняя асимптота соответствует решению с химически инертной смесью, а верхняя — случаю, когда в момент разрыва сосуда вся химическая энергия выделяется мгновенно. Эта ситуация эквивалентна разрыву сосуда с химически инертными продуктами реакции. Очевидно, что верхняя асимптота описывается тем же аппроксимационным уравнением, что

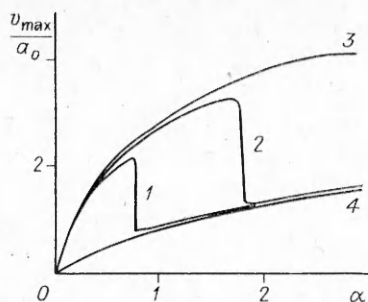


Рис. 5. Зависимость $(v_{\max}/a_0)(\alpha)$ при $k \exp(-E/RT_0) = 70$ (1), 100 (2), ∞ (3) и 0 (4).

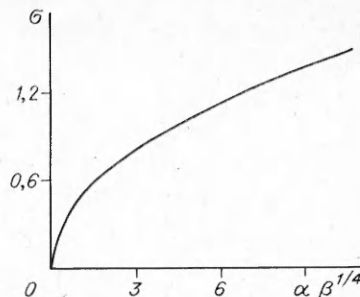


Рис. 6. Безразмерная диаграмма для определения максимальной скорости осколка при разрыве реакционного сосуда.

и нижняя (см. (22)). Разница лишь в том, что входящая в уравнение (22) скорость звука a_0 для верхней асимптоты рассчитывается по температуре продуктов сгорания смеси при постоянном объеме: $T_0^R = T_0^i + Q/c_V$. При $\alpha < \alpha_*$ величина v_{\max}/a_0 очень близка к скорости, определенной верхним асимптотическим значением, а при $\alpha > \alpha_*$ ее можно рассчитывать по нижнему асимптотическому значению. В первом случае оценка скорости носит консервативный характер, в последнем — занижается не более чем на 5%.

На рис. 6 показана расчетная безразмерная диаграмма для определения скорости осколка при заданных α , β и σ . Если изображающая точка ложится выше кривой на диаграмме, то скорость осколков следует рассчитывать с учетом взрывного превращения смеси по уравнению верхней асимптоты на рис. 5. Если же изображающая точка попадает в область под кривой, то при расчете взрывоопасную смесь можно рассматривать как инертную и использовать уравнение нижней асимптоты на рис. 5. Кривая на рис. 6 описывается приближенным аппроксимационным соотношением

$$\sigma = [0,3\alpha\beta^{1/4} / (1 + 0,07\alpha\beta^{1/4})]^{1/2}.$$

Ошибка аппроксимации не более 5%.

Отметим одно важное ограничение предлагаемой модели, касающееся влияния волны разрежения на ускорение осколка. За время, равное адиабатическому периоду индукции самовоспламенения, в области, прилегающей к тыльной стороне осколка, устанавливается градиент температуры. После самовоспламенения смеси в центральной части сосуда формируется волна сжатия, которая, распространяясь по охлажденному газу, может усиливаться по механизму [11, 12]. В этом случае на осколок может прийти интенсивная волна давления, что отразится на движении осколка.

Выводы

Предложена методика расчета скорости осколков, образующихся при разрыве реакционных сосудов высокого давления. Построены безразмерные диаграммы, позволяющие определить скорость осколков при разрыве сосудов сферической и цилиндрической формы, внутри которых в момент разрыва протекает экзотермическая химическая реакция. Показано, что энерговыделение в сосуде может привести к образованию осколков с большими скоростями, чем при разрыве сосуда с химически инертной смесью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бесчастнов М. В., Соколов В. М., Кац М. И. Аварии в химических производствах и меры их предупреждения. — М., 1976.
2. Baker W. E., Cox P. A., Westine P. S. et al. Explosion hazards and evaluation. — Amsterdam — Oxford — New York; Elsevier Sci. Publ. Co., 1983.

3. Baum M. R. Trans. ASME. J. Pressure Vessels Techn., 1984, 106, 4, 362.
4. Гродзовский Г. Л., Куканов Ф. А. Инж. журнал, 1965, 5, 2, 41.
5. Taylor D. E., Price C. F. Trans. ASME. J. Engin. for Industry, 1971, 93, 4, 981.
6. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1971.
7. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1978.
8. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости.— М.: Изд-во АН СССР, 1945.
9. Moore C. V. Nuclear Engineer. Design, 1967, 5, 1, 81.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
11. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. и др. ПМТФ, 1970, 2, 76.
12. Гельфанд Б. Е., Поленов А. Н., Фролов С. М. и др. ФГВ, 1985, 21, 4, 118.

Поступила в редакцию 13/XI 1986

РЕГИСТРАЦИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ДВ ЧЕРЕЗ НЕОДНОРОДНОСТИ

В. В. Дорохин, В. Н. Зубарев, Ю. К. Оркин,
Н. В. Панов
(Москва)

Для исследования течений за фронтом ударных (УВ) и детонационных волн (ДВ) рентгенографический метод применялся неоднократно [1—4]. Этим методом регистрировали смещения границ областей с различной плотностью или тонких фольг из сильно поглощающего рентгеновское излучение материала, увлекаемых движущейся средой. Ниже излагаются результаты рентгенографических измерений возмущений, возникающих после взаимодействия фронтов с малыми зазорами (0,1—1 мм). В ряде случаев таким способом оказывается возможным наблюдение не только смещения плоскости, в которой первоначально располагался зазор («след» зазора), но и обратного возмущения, отраженного от зазора.

Схематически постановка опытов приведена на рис. 1. Рентгеновская установка [5] позволяла просвечивать сборки достаточно большого диаметра (120 мм), который выбирался с целью обеспечения нужных размеров области, свободной от боковых разгрузок. Длительность рентгеновского импульса составляла ~0,1 мкс (на полувысоте импульса). Экспериментальная сборка находилась на расстоянии ~3 м от рентгеновской трубки и ~1 м от регистрирующей пленки. Инициирование осуществлялось, как и в [4], коротким импульсом — ударом тонкой (0,1 мм) алюминиевой фольги, разогнанной до скорости ~5,5 км/с.

Съемка велась как в ДВ на взрывчатом составе, используемом в [4, 7], так и за фронтом УВ в алюминии и оргстекле. На рис. 2, 2—4 видны¹ три границы (помимо границы заряда), характеризующие изменение плотности в окрестности этих границ. Если провал плотности в смещенной плоскости зазора можно объяснить разогревом продуктов взрыва (ПВ) при разлете с одной границы зазора и последующем торможении о другую границу, то значительно большее изменение плотности в возмущении, бегущем в обратном направ-

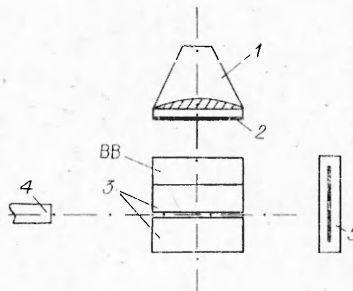


Рис. 1. Схема постановки опытов.

1 — плоскостолный генератор; 2 — иницирующий ударник из алюминиевой фольги; 3 — исследуемая среда (ВВ, оргстекло, алюминий); 4 — рентгеновская установка; 5 — защитная кассета с рентгеновской пленкой.

¹ На этом и других рисунках границы возмущений хорошо видны на рентгенопленке и контактных фотоотпечатках, для наглядности иллюстрации к статье дополнительно контрастированы пунктиром.