

3. Jan Fond Jue, Jong Chen, Anil V. Virkar. Low-temperature aging of  $t'$ -zirconia: the role of microstructure on phase stability // *Ibid.* — 1991. — 74, N 8. — P. 1811.
4. Иванов Ю.Ф., Пауль А.В., Конева Н.А. др. Плазмохимический метод получения ультрадисперсных порошковых материалов: Тез. докл. I Всесоюз. семинара "Структурно-морфологические основы модификации материалов методами нетрадиционных технологий". — Обнинск, 1991.
5. Дубок В.А., Кабанова М.И., Недилько С.А. и др. Влияние метода синтеза на свойства порошков частично стабилизированного диоксида циркония // *Порошковая металлургия.* — 1988. — № 9. — С. 56.
6. Создание новых материалов из керамических порошков с нанокристаллитной структурой с применением высокоэнергетического воздействия. Отчет ИГиЛ. — Новосибирск, 1993.
7. Gan Feng Tu, Zhi Tong Sui, Qiang Huang, Chang Zhen Wang. Sol-gel processed Y-PSZ ceramics with 5 wt %  $Al_2O_3$  // *J. Amer. Ceram. Soc.* — 1992. — 75, N 4. — P. 1032.
8. Zang Y., Morosin B., Graham R.A. et al. Shock-induced solid state reaction and phase transition: X-ray profile studies on shock-modified  $Fe_3O_4$  and  $ZrO_2$  powders // *Shock Compression of Condensed Matter.* 1989. Proceedings of the American Physical Society Topical Conference, Albuquerque. — New Mexico. — 1989. — P. 535.
9. Cutler R.A., Reynolds J.R., Jones A. Sintering and characterization of polycrystalline monoclinic, tetragonal and cubic zirconia // *J. Amer. Ceram. Soc.* — 1992. — 75, N 8. — P. 2173.

630090, г. Новосибирск,  
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию  
16/VI 1993

УДК 539.3 : 534.5; 621.791

*В.В. Сильвестров, А.В. Пластинин, Н.Н. Горшков*

### ВЛИЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ ЗАРЯД ВВ СРЕДЫ НА РЕАКЦИЮ ОБОЛОЧКИ ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЫ

Приведены результаты тензометрирования реальной взрывной камеры при заполнении ее объема воздухом, углекислым газом и при взрыве заряда ВВ в водяной оболочке. Показано, что использование различных окружающих заряд ВВ сред существенно изменяет величину деформаций. Применение для обработки результатов измерения модели плоского напряженно-деформированного состояния приводит к увеличению максимальных напряжений на 10—30%. При помощи спектрального анализа профилей деформации определены частоты основных мод конструкции, составившие 1,2—1,5 кГц, и выделена относительная роль радиальных и продольных колебаний. Оценка логарифмического декремента затухания для основных гармоник составляет ~ 5 — 11 %.

При детонационном синтезе ультрадисперсного алмаза (УДА) заряд ВВ взрывается в герметизированной металлической оболочке. Полость взрывной камеры (ВК) заполняется газом с пониженным содержанием свободного кислорода: продукты взрыва, углекислый газ, азот, аргон, гелий [1, 2]. Иногда с целью изменения условий синтеза используется водяная оболочка для заряда ВВ [3]. При этом изменяются масса, сжимаемость окружающей заряд среды и условия нагружения оболочки ВК.

Основная цель работы — определение влияния окружающей заряд ВВ среды на механическую реакцию оболочки ВК. Данный вопрос ранее не рассматривался. Известно лишь, что вакуумирование камеры на ~ 10% уменьшает воздействие продуктов взрыва [4]. К аналогичному эффекту приводит и заполнение объема демпфирующими пористыми средами [5], что, однако, неприемлемо при синтезе УДА.

Эксперименты проводились в реальной ВК, схема которой приведена на рис. 1. Это — короткий цилиндр с эллиптическими днищами, срединный диаметр  $D = 1,34$  м, толщина стенки в цилиндрической части  $h = 60$  и  $45$  мм для днищ. Общая высота камеры  $L = 2$  м ( $L/D = 1,5$ ,  $R/h = 11 \div 15$ ), объем  $3$  м<sup>3</sup>. Оболочка изготовлена из Ст. 20 с пределом текучести  $\sigma_T = 280$  МПа. Полюса днищ заканчиваются массивными фланцами. С верхним связана гидравлическая система закрывания входного люка, а с другим — система сбора конденсированного остатка после взрыва. Отношение

© В.В. Сильвестров, А.В. Пластинин, Н.Н. Горшков, 1994.

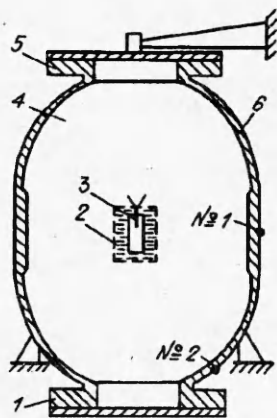


Рис. 1. Схема взрывной камеры.

1,5 — нижний и верхний фланцы; 2 — водяная оболочка; 3 — заряд ВВ; 4 — газ внутри ВК; 6 — оболочка ВК; точки № 1 и 2 — измерения деформации.

массы нижнего фланца к массе оболочки 0,24. ВК расположена вертикально на опорной раме, к которой крепится при помощи 4 косынок, приваренных к нижнему днущу. Резиновые прокладки служат для акустической развязки оболочки от рамы. Предельная масса ВВ — 2 кг по тротиловому эквиваленту.

По образующей оболочки в точках 1 на экваторе и 2 на расстоянии 15 см от нижнего фланца наклеены тензорозетки КФСР4-10-200 для измерений деформаций: окружной  $\epsilon_\varphi$ , по образующей  $\epsilon_z$  и под углом  $45^\circ$  к ним  $\epsilon_{45}$ . Для регистрации деформации использовалась 8-канальная тензостанция на основе крейта

КАМАК и быстродействующих АЦП 10/1, управляемых при помощи микрокомпьютера. Интервал дискретизации — 8 мкс, длина регистрации — 4Кв отсчетов. Точность измерения  $\epsilon$  не хуже 5 %.

Заряд ВВ из сплава тротил/октоген 70/30 массой 1 кг, выполненный в виде цилиндра с  $d = 73$  мм и  $l = 2d$ , устанавливался в геометрическом центре камеры. Направление детонации — вдоль оси камеры. В опытах с водяной оболочкой заряд помещался в центр цилиндрического ведра из картона диаметром 240 мм, высотой 260 мм; толщина воды над и под зарядом составляла 55 мм, объем воды — 12 л. Проведено три серии экспериментов: в камере углекислый газ при давлении 2 атм, воздух при атмосферном давлении и заряд в водяной оболочке в воздухе при 1 атм.

Результаты обработки амплитудных измерений приведены в таблице. Типичные зависимости  $\epsilon_\varphi(t)$  и  $\epsilon_z(t)$  приведены на рис. 2 (вверх от нулевой линии — сжатие, вниз — растяжение). По вертикали — деформация в микродеформациях ( $1\mu\epsilon = 10^{-6}$ ). Сигналы имеют вид, характерный для суперпозиции ограниченного числа гармоник с близкими частотами, причем максимум деформации достигается не всегда в первом цикле колебаний. Обратим внимание на изменение характера наблюдаемых биений для различных сред, глубина которых усиливается при переходе от взрыва в воздухе к взрыву в водяной оболочке. Видно также влияние среды на характер и скорость затухания колебаний.

В таблице приведены результаты трех вариантов расчета механических напряжений с учетом реальной фазы сигналов (для стали принималось  $E = 210$  ГПа,  $\nu = 0,29$ ,  $\rho = 7,8$  г / см<sup>3</sup>):

1) одноосное напряженное состояние,  $\sigma_i = E\epsilon_i$ ;

2) плоское напряженно-деформированное состояние, для которого оси  $\varphi$  и  $z$  считаются главными,

$$\sigma_\varphi = \frac{E}{1-\nu^2} (\epsilon_\varphi + \nu\epsilon_z), \sigma_z = \frac{E}{1-\nu^2} (\epsilon_z + \nu\epsilon_\varphi);$$

3) плоское напряженно-деформированное состояние, текущее положение главных осей и соответствующие им напряжения  $\sigma_{\max}$ ,  $\sigma_{\min}$  вычисляются с

Окружающая среда	Номер точки	Максимальные напряжения $\sigma$ , МПа							
		$\sigma_\varphi$	$\sigma_z$	$\sigma_\varphi$	$\sigma_z$	$\sigma_{\text{экр}}$	$\sigma_{\text{max}}$	$\sigma_{\text{экр}}$	$\tau$
		Вариант 1		Вариант 2			Вариант 3		
Углекислый газ, 2 атм	1	101	70	112	69	98	112	98	46
	2	94	76	116	98	106	120	108	45
Воздух, 1 атм	1	117	56	129	54	114	129	114	57
Водяная оболочка	1	158	96	174	142	153	174	154	67
	2	140	110	185	154	172	188	173	42

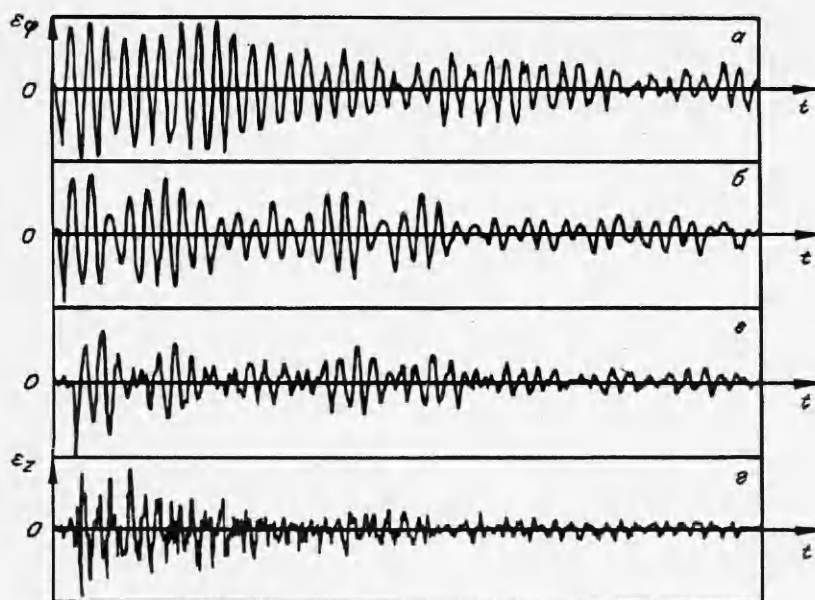


Рис. 2. Профили  $\varepsilon_{\varphi}(t)$  в точке 1 для воздуха (а),  $\text{CO}_2$  (б) и водяной оболочки (в) и  $\varepsilon_z(t)$  в точке 2 для водяной оболочки (г).

Длина развертки 32 мс. Цена деления по вертикали ( $\mu\varepsilon$ ): а - 700, б, г - 600, в - 850.

учетом всех трех деформаций  $\varepsilon_{\varphi}$ ,  $\varepsilon_z$ ,  $\varepsilon_{45}$  [6]. Для второго и третьего вариантов рассчитывались эквивалентные напряжения, соответствующие условию текучести по Мизесу:

$$\sigma_{\text{эkv}} = \sqrt{\sigma_{\text{max}}^2 + \sigma_{\text{min}}^2 - \sigma_{\text{max}} \sigma_{\text{min}}} < \sigma_T.$$

В [4] при расчете напряжений рассматриваются только радиальные осесимметричные колебания и используется одноосное приближение. Оценка  $\sigma_{\varphi}$  в точке 1 по [4] дает 102 МПа, что на 15 % меньше значений  $\sigma_T$  для воздуха (см. таблицу). Возможные причины: 1) вклад в деформацию по  $\varphi$  других мод [7], 2) неучет добавочного импульса, передаваемого оболочке в последующих циркуляциях ударных волн в полости ВК [8].

Переход от одноосной модели к плоской приводит к увеличению максимальных значений  $\sigma_{\varphi}$  от 10 % в точке 1 до 30 % в точке 2, причем учет двумерности напряженного состояния более существен для точки 2 вблизи массивного фланца, чем на экваторе оболочки, и для «нестандартных» условий нагружения при использовании водяной оболочки. Учет возможного отклонения направления главных осей от направлений  $\varphi$  и  $z$  на угол  $\alpha > 0$  приводит практически к тем же результатам, что и при  $\alpha = 0$ . Но направление, по которому действует максимальное напряжение, может не совпадать с окружным. Например, в случае водяной оболочки это направление вдоль образующей, т.е. главные оси могут меняться местами. Дополнительно появляется возможность расчета максимальных сдвиговых напряжений  $\tau$ :  $\tau(t) = -0,5[\sigma_{\text{max}}(t) - \sigma_{\text{min}}(t)]$ . В таблице приведены максимальные значения  $\tau$ . Они важны при практической оценке несущей способности оболочки ВК, так как для стали обычно предел прочности на сдвиг примерно в 2 раза меньше  $\sigma_T$ . В рассматриваемом случае для реальной ВК  $\tau < \sigma_T / 4$ .

Расчет эквивалентных напряжений приводит к величинам, меньшим максимальных значений  $\sigma_{\varphi}$ , так как вблизи абсолютных максимумов профили  $\sigma_{\text{max}}(t)$  и  $\sigma_{\text{min}}(t)$  находятся в фазе и одно из напряжений существенно меньше другого, поэтому не реализуется ситуация с  $\sigma_{\text{max}} \approx -\sigma_{\text{min}}$ , на возможность которой обращается внимание в [7].

**Влияние окружающей среды.** Отмечена четкая корреляция между видом среды и значениями максимальных напряжений: при заполнении ВК углекислым газом реализуются минимальные нагрузки на оболочку ВК, на 15 % меньшие, чем при взрыве в воздухе, а при использовании водяной оболочки — максимальные. Для чисто воздушной среды роль продольной составляющей  $\sigma_z$  минимальна. В рамках элементарной теории расчета напряжений в оболочке ВК [4] изменение вида и плотности заполняющего ВК газа не учитывается.

В случае  $\text{CO}_2$  за счет образования конденсированного углерода (КУ) [1—3] уменьшается эффективная энергия взрыва, а также количество газообразных продуктов (на 15—20 % по массе) и соответственно величина передаваемого оболочке радиального импульса. В то же время поле разлета КУ за счет направленного движения среды за детонационным фронтом ориентировано в осевом направлении, в результате увеличиваются осевой импульс и роль продольных колебаний.

Водяная оболочка при взрыве диспергирует и разлетается с достаточно высокой скоростью; следовательно, растет общая величина механического импульса, а поле разлета также ориентируется в осевом направлении. При этом все напряжения увеличиваются примерно на 50 % и возрастает роль продольных колебаний. Это обстоятельство необходимо учитывать при взрыве зарядов ВВ в водяной оболочке при массе ВВ, близкой к предельной для конкретной конструкции ВК.

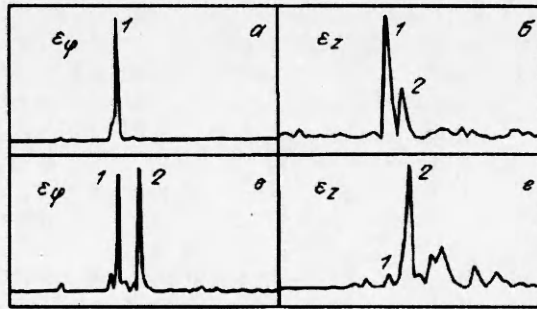
В обоих случаях по сравнению с воздухом в 2,5—4,3 раза увеличивается масса среды, заполняющей объем ВК и поглощающей часть энергии взрыва. Это отражается на характере затухания колебаний и на характере биений, что отчетливо видно на рис. 2, б и в.

Дополнительное подтверждение рассмотренная качественная картина особенностей нагружения оболочки ВК находит при анализе спектров возбуждаемых колебаний.

Результаты спектрального анализа. Рассчитывалась спектральная плотность  $G(f)$  для сигналов с тензодатчиков с использованием техники быстрого Фурье-преобразования, определяемая как квадрат модуля комплексной амплитуды Фурье-гармоники для  $\varepsilon(t)$  [9]. Качественно  $G(f) \sim \varepsilon^2 / \Delta f$  есть скорость изменения квадрата деформации в частотной области. Типичные спектры приведены на рис. 3 для различных условий нагружения и точек измерения. В спектрах всех сигналов отчетливо проявляется мода с  $f_1 = 1220 \pm 30$  Гц (рис. 3, а). Это значение совпадает с частотой основных колебаний цилиндрической части оболочки ВК:  $f_0 = c_0 / (\pi D) \approx 1210$  Гц, где  $c_0^2 = E / \rho$ . Частота второй характерной линии, которая появляется при взрыве в  $\text{CO}_2$  и с водяной оболочкой, менее определена:  $f_2 = 1380 \div 1480$  Гц. Амплитуда этой линии зависит от точки измерения и от окружающей заряд ВВ среды. Положение и амплитуды других спектральных линий при  $f > f_2$  сильно меняются от опыта к опыту, и нет оснований для их надежной идентификации. Отметим только, что линии практически отсутствуют при  $f < 1$  и  $f > 3$  кГц; спектр колебаний для  $\varepsilon_z$  всегда шире, чем для  $\varepsilon_r$  (при взрыве в водяной оболочке в точке 2 начинают проявляться моды с  $f^* = 1700 \div 1900$  Гц (рис. 3, з), вклад которых заметен и на сигнале  $\varepsilon_z(t)$  (см. рис. 2, з)).

Оценим возможную частоту продольных колебаний, считая, что на длине оболочки  $L$  укладывается одна полуволна для осесимметричного продольного колебания. Тогда  $f \approx c_0 / 2L \approx 1280$  Гц  $< f_2$ , но при этом не учитывается значительная масса фланцев на торцах. Можно попытаться учесть эту присоединенную массу и оценить частоты продольных мод, заменяя оболочку стержнем с теми же массой и длиной, согласно [7]: получаются значения 520, 1610, 2770 Гц и т.д. Первая и третья частоты в спектрах не наблюдаются, а вторая (1610 Гц) превышает  $f_2$ . Возможно, разница связана с отличием формы реальной оболочки от прямого цилиндра.

Рис. 3. Типичные спектры сигналов.  
*a* — воздух, точка 1; *б* — углекислый газ, точка 1;  
 заряд ВВ в водяной оболочке: *в* — точка 1, *г* —  
 точка 2. Масштаб по горизонтали 3000 Гц; разре-  
 шение  $\Delta f$ , Гц: *a, в* — 30, *б, г* — 60.



В пользу того, что мода  $f_2$  связана с продольными колебаниями, указывают данные по соотношению интенсивностей  $A_1, A_2$  для линий  $f_1, f_2$  при различных условиях нагружения: 1) для всех вариантов окружения заряда ВВ амплитуда  $A_2$  растет при переходе от точки 1 к точке 2

вблизи фланца (см. 3, *в, г*); 2) в тех вариантах, когда согласно рассмотренной выше модели разлета продуктов взрыва степень неравномерности распределения импульса по оболочке увеличивается,  $A_2$  растет относительно  $A_1$  — переход от воздуха к  $\text{CO}_2$  (см. рис. 3, *a, б*), или к водяной оболочке (см. рис. 3, *a, в*), или от  $\text{CO}_2$  к водяной оболочке (см. рис. 3, *б, г*). При чисто газовом окружении всегда  $A_1 \gg A_2$  на экваторе и  $A_1 > A_2$  в точке 2. В случае водяной оболочки только на экваторе и для  $\epsilon_\varphi$   $A_1 \approx A_2$  (см. рис. 3, *в*), для  $\epsilon_z$  в точке 1 и для обеих деформаций вблизи фланца  $A_1 \ll A_2$  (см. рис. 3, *г*). Таким образом, есть все основания считать моду  $f_2$  основной для возбуждаемых продольных колебаний.

Рассмотренные соотношения между интенсивностями спектральных линий для основных мод проявляются и в амплитуде, глубине наблюдаемых биений на профилях  $\epsilon(t)$ : она тем больше, чем ближе отношение  $A_1/A_2$  к единице (см. рис. 2 и 3).

Затухание колебаний в работах по ВК обычно не рассматривается. Однако при прогнозировании срока службы ВК при большом числе одинаковых подрывов ( $\sim 10^4 - 10^5$ ) скорость затухания — важный параметр, так как материал оболочки подвергается знакопеременному деформированию на протяжении десятков циклов за один подрыв. Чем меньше число циклов с амплитудой, превышающей определенное для конкретного материала минимальное значение, тем больше срок службы камеры до разрушения.

Немонотонное изменение амплитуды максимумов на реальных профилях  $\epsilon(t)$  существенно затрудняет приближение их огибающих затухающей экспонентой. Оценка времени затухания по уменьшению амплитуды деформации  $\epsilon_\varphi$  в *e* раз приводит к  $\theta \sim 18 \div 20$  мс. Но наблюдаемые сигналы являются суперпозицией по меньшей мере двух основных гармоник, и скорость затухания для них может быть различной ввиду хотя бы разницы в геометрии колебаний или массы металла, вовлекаемой в движение.

Для оценки  $\theta_i$  для отдельных мод ( $i = 1, 2$ ) применим следующий прием. Длина исходной реализации  $\epsilon(t)$  4096 отсчетов ( $\sim 32$  мс). Выберем временное окно длиной 2048 отсчетов ( $\sim 16$  мс) и будем перемещать его по сигналу с шагом 100 отсчетов ( $\sim 0,8$  мс). Этот интервал составляет примерно период основного колебания  $f_1$ . Каждый раз рассчитывается спектр с  $\Delta f = 60$  Гц и определяются амплитуды  $A_i$  для двух основных гармоник, которые уменьшаются по мере увеличения временного сдвига  $\Delta t$ . Полагая, что затухание происходит по закону  $A_i(t) = A_i(0)\exp(-2\Delta t / \theta_i)$ , и приближая данные методом наименьших квадратов, получим оценку  $\theta_i$  для отдельных мод. Подобный метод «перемещающегося временного окна» был апробирован на суперпозиции двух затухающих гармонических колебаний с известными, близкими к наблюдаемым, частотами, временами  $\theta_i$  и  $A_2 / A_1 = 0,1 \div 1$ . Полученные значения  $\theta_i$  отличались от задаваемых не более чем на 10 % даже при  $A_2 / A_1 = 0,1$ . На этом основании процедура выполнена для реальных профилей  $\epsilon_\varphi(t)$ , спектры которых приведены на рис. 3.

Оказалось, что  $\theta_i$  различны для мод  $f_1$  и  $f_2$ :  $\theta_1 \approx 17 \pm 3$  мс,  $\theta_2 \approx 6,5 \pm 1,5$  мс. В пределах погрешности приближения процесса затухающей экс-

понтной  $\theta$ , не зависят от окружения ВВ. По-видимому, скорость затухания отдельных мод определяется геометрией колебаний, степенью их «изгибности». Наличие двух времен затухания отчетливо видно на первой четверти профиля  $\epsilon_z(t)$  при определяющей роли моды  $f_2$  (см. рис. 2, г).

Логарифмический декремент затухания  $\lambda = (\theta f)^{-1}$ , имеющий смысл ослабления амплитуды гармоники за один период колебаний, составляет  $\sim 5\%$  для моды  $f_1$  и  $\sim 11\%$  для моды  $f_2$ , что примерно в 20 раз превышает  $\lambda$  для вязкоупругого затухания ультразвуковых колебаний в металлах ( $\lambda \sim 0,1 - 0,7\%$  при  $f \sim 1 - 20$  кГц [10, 11]). Этому способствуют: физическая нелинейность процесса деформирования даже при малых деформациях [11], из-за чего происходит дополнительная диссипация энергии колебаний (в ультразвуковых измерениях  $\epsilon \sim 0,01 \div 0,1 \mu\epsilon$ , для ВК  $\epsilon \sim 100 \div 1000 \mu\epsilon$ ), наличие возмущений изгибного характера для реальных колебаний оболочки ВК (в ультразвуковых измерениях тщательно контролируется отсутствие изгибных мод), а также конструктивное демпфирование за счет взаимодействия оболочки с элементами ВК и со средой, окружающей ее с внутренней стороны (продукты взрыва, газ) и снаружи (воздух). Роль внешнего окружения может быть значительна: например, при окружении модельной цилиндрической оболочки с внешней стороны сухим песком не только в 1,5 раза уменьшается максимум  $\epsilon_r$ , но и колебания затухают в  $\sim 5$  раз быстрее по сравнению с воздушным окружением [12].

Таким образом, совокупность результатов амплитудных измерений (влияние окружающей заряд ВВ среды на величину деформаций оболочки ВК) и спектрального анализа (значения частот, скорость затухания, «проявление» гармоник при варьировании степени несимметрии процесса нагружения) позволяет разделить две основные моды по типу колебаний на радиальные и продольные.

Любопытно, что значение  $\lambda \sim 5\%$  для моды  $f_1$  основных радиальных колебаний совпадает с величиной декремента затухания для аналогичных колебаний с  $f \approx 1$  кГц, полученной в [13] для цилиндрической ВК совершенно иной конструкции с  $L/D \approx 8$  в условиях, когда вклад этой моды в деформацию мал. Более того, оценка  $\lambda$  для основных радиальных колебаний толстостенной сферической оболочки с  $D_c = 142$  мм (по данным рис. 3, а из [10]) при  $\epsilon \sim 0,2\%$  приводит к  $\theta \sim 1 \div 1,2$  мс и при  $f \approx 19$  кГц также  $\lambda \sim 4 \div 5\%$ . Вряд ли доля конструктивного демпфирования во всех случаях одинакова. Затухание же, определяемое физической нелинейностью процесса деформирования и его амплитудой, примерно одно и то же.

Выводы. На примере реальной взрывной камеры показано, что использование различных окружающих заряд ВВ сред может существенно изменить величину деформаций для оболочки ВК. Применение для обработки результатов измерения модели плоского напряженно-деформированного состояния приводит к увеличению максимальных напряжений на 10—30% в зависимости от точки измерения и окружения заряда ВВ. При помощи спектрального анализа профилей деформации определены частоты основных мод конструкции ВК, составившие 1,2—1,5 кГц, и выделена относительная роль радиальных и продольных колебаний. Получена оценка логарифмического декремента затухания для основных гармоник ( $\sim 5 - 11\%$ ), более чем на порядок превышающая величины, типичные для ультразвуковых измерений. Характерные времена затухания составляют 6—17 мс и различны для наблюдаемых мод.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sakovich G.V., Titov V.M. et al. Synthesis of diamond clusters by explosion // Proc. of X Int. Conf. "High energy rate fabrication". — Ljubljana, Yugoslavia, 1989. — P. 179—188.
2. Козырев Н.В., Голубева Е.С. Исследование процесса синтеза ультрадисперсных алмазов из смесей тротила с гексогеном, октогеном и тэном // ФГВ. — 1992. — 28, № 5. — С. 119—123.
3. Волков К.В., Даниленко В.В., Елин В.И. Синтез алмаза из углерода продуктов детонации ВВ // Там же. — 1990. — 26, № 3. — С. 123—125.



4. Демчук А.Ф. Металлические взрывные камеры // Дис. ... канд. техн. наук. — Новосибирск: ИГиЛ СО АН СССР, 1971.
5. Афанасенко С.И. Применение пористых сред для ослабления ударных волн на стенки взрывных камер // Обработка материалов импульсными нагрузками. — Новосибирск: СКБ ГИТ, ИТПМ СО АН СССР, 1990. — С. 291—304.
6. Сухарев И.П. Экспериментальные методы исследования деформации и прочности. — М.: Машиностроение, 1987.
7. Корнев В.М., Адищев В.В. и др. Экспериментальные исследования и анализ колебаний оболочки взрывной камеры // ФГВ. — 1979. — 15, № 6. — С. 155—157.
8. Ждан С.А. Расчет динамической нагрузки, действующей на стенку взрывной камеры // Там же. — 1981. — 17, № 2. — С. 142—146.
9. Бендат Дж., Пирсон А. Прикладной анализ случайных данных. — М.: Мир, 1989.
10. Володина Л.В., Зотов В.Е. и др. Динамика вязкоупругих сферических оболочек при внутреннем взрывном нагружении // ФГВ. — 1992. — 28, № 4. — С. 91—95.
11. Белл Дж.Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. — М.: Наука, 1984. — Ч. 1.
12. Nemecek J., Nykl F. A contribution to studies regarding the explosion chambers // Proc. of 2 Symp. "Explosive working of metals". — Marianske Lasne, 1973. — V. 2. — P. 413—421.
13. Сильвестров В.В., Пластинин А.В., Горшков Н.Н. и др. Реакция оболочки реальной взрывной камеры на внутреннее импульсное нагружение // ФГВ. — 1994. — 30, № 2.

630090, г. Новосибирск,  
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию  
27/IV 1993

УДК 539.3:534.5:621.791

*В.В. Сильвестров, А.В. Пластинин, Н.Н. Горшков,  
О.И. Стояновский*

## РЕАКЦИЯ ОБОЛОЧКИ РЕАЛЬНОЙ ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЫ НА ВНУТРЕННЕЕ ИМПУЛЬСНОЕ НАГРУЖЕНИЕ

Приведены результаты тензометрирования реальной взрывной камеры, предназначенной для взрывного упрочнения стрелочных железнодорожных переходов, при массе заряда ВВ до 20 кг. Показано, что при увеличении массы ВВ в пределах рабочего диапазона средние напряжения линейно растут. Одна из особых точек конструкции — полюса днищ камеры. Применение для обработки результатов измерения модели плоского напряженно-деформированного состояния приводит к увеличению максимальных напряжений на 10—30 %. При помощи спектрального анализа профилей деформации определены частоты основных мод конструкции, составившие 84 — 1040 Гц. Декремент затухания основных гармоник составляет ~ 5 — 30 %.

Исследованию динамики колебаний сферических и цилиндрических оболочек при взрывном внутреннем нагружении, моделирующих реакцию оболочек взрывных камер (ВК), посвящены работы [1—5], где обнаружены: эффекты «раскачки», связанные с взаимодействием мембранных и изгибных мод в конструкции; существенное увеличение деформаций вблизи мест расположения массивных фланцев и резкого изменения продольной жесткости оболочек (красвой эффект).

Анализируемые постановки, за исключением [1, 3], в значительной степени идеализированы, и вместо реальных ВК используются их модели. Рассматриваются достаточно тонкие оболочки с отношением радиуса к толщине  $R/h > 20$  при центрально-симметричном расположении заряда ВВ и сведении к минимуму числа присоединенных масс и элементов, нарушающих симметрию конструкции. В результате в центральной части, наиболее удаленной от мест несовершенства оболочек, основная деформация достигается за счет радиальных колебаний, частота которых определяется диаметром оболочки [6]. Эффекты «раскачки» и концевые приводят к двух-трехкратному увеличению максимальных деформаций, но при этом все волновые процессы проходят на фоне свободных радиальных колебаний.

Для реальных ВК ситуация намного сложнее из-за отклонений конструкции от идеальной схемы: толстостенные оболочки, массивные фланцы и

© В.В. Сильвестров, А.В. Пластинин, Н.Н. Горшков, О.И. Стояновский, 1994.