ны распределения давлений по зонам интерференции, могут быть сопоставлены и зависимости давления от времени в фиксированных точках пространства.

Очевидно, что в различных режимах столкновения наиболее сильно должны отличаться эпюры давлений для точек, лежащих в зонах с высокой концентрацией газа. На рис. 4 для вариантов 1 и 3 приведены кривые $p(t)$ для точки, расположенной на расстоянии $l = 0{,}027$ справа от плоскости взаимодействия (штриховая и сплошная линии соответственно). В данную точку УВ, проходящая сквозь более слабую из встречных волн (вариант 1), приходит позже, чем для режима столкновения 3, но давление на фронте проходящей волны для варианта 1 больше. В последующие моменты времени это соотношение между давлением в данной точке сохраняется.

Изменение p на фронте волны, прошедшей через различные взрывные волны, по мере удаления от плоскости взаимодействия фронтов показано на рис. 5. Кривые *1—3* соответствуют вариантам расчета. Цифры около точек отмечают моменты времени ($t \cdot 10^3$), за которые ударный фронт удалился на определенное расстояние. Штриховая линия изображает изменение давления во фронте одиночной волны, распространяющейся в невозмущенном газе и которая при $t = 0$ имела такие же параметры, что и левая из сталкивающихся волн. Вблизи плоскости интерференции давление на фронте волны, столкнувшейся с произвольной встречной, всегда выше, чем во фронте одиночной волны. На больших расстояниях от плоскости взаимодействия давление за фронтом проходящей волны может быть как больше, так и меньше давления во фронте одиночной взрывной волны, движущейся по невозмущенному газу.

Таким образом, на основе анализа численных данных о динамике течения интерференции выявлены две стадии, обнаружено существование характерных зон в распределении газодинамических параметров. Установлено, что в результате столкновения происходит концентрация основной массы газа, вовлекаемой в процесс взрывного взаимодействия двух волн вблизи плоскости интерференции. Столкновение взрывной волны с произвольной встречной приводит к тому, что в определенной зоне усиливается действие УВ по сравнению с первоначальным, а в остальном пространстве оно может быть как усилено, так и значительно ослаблено.

Поступила в редакцию 31/VII 1984,
после доработки — 24/X 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. **Р. Я. Тугазаков, А. С. Фонарев.** Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, 5.
2. **Г. В. Степанова.** ФГВ, 1976, 12, 3.
3. **И. В. Красовская, М. П. Сыщикова.** ЧММСС, 1982, 13, 5.
4. **С. К. Годунов и др.** Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
5. **В. П. Колган.** Учен. зап. ЦАГИ, 1972, III, 6.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАМЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАГРУЗКИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОДРЫВЕ ЗАРЯДА

В. А. Гальбурт, Е. Ф. Лебедев, Е. В. Черных

(Москва)

При создании сохраняемых взрывных камер (ВК), например для взрывных МГД-генераторов [1], руководствуются определенными требованиями, основное из которых — длительная прочность наряду с приемлемыми весогабаритными характеристиками. Анализ литературных данных показывает, что для расчета напряженно-деформированного состояния оболочки ВК отсутствуют надежные данные по виду и длительности взрывной нагрузки, особенно для ближней к заряду ВВ зоны и цилиндрической геометрии заряда и ВК. В то же время [2] длительность нагрузки для реальных ВК влияет как на амплитуды, так и на сдвиг фаз различных форм колебаний оболочки.

Особенность работ, в которых тем или иным способом проводится расчет ударных волн (УВ), возникающих под действием продуктов детонации (ПД), расширяющихся в окружающую среду, состоит в том, что в них в качестве начальных условий используются профили газодинамических параметров, полученные либо в приближении мгновенной детонации, либо в результате решения автомодельной задачи о распространении детонационной волны (ДВ) [3—5]. При этом задачи о нахождении газодинамических профилей при выходе ДВ на поверхность заряда и о дальнейшем расширении ПД в окружающую среду решаются независимо.

В настоящей работе использованы уравнения состояния ВВ из [6], которые единым образом описывают состояние ВВ в пред- и последетонационном режимах. Благодаря этому задачи о детонации заряда ВВ и о расширении ПД и поведении УВ в окружающем газе удается решить комплексно, проводя численные расчеты сквозным методом.

Постановка задачи и методика решения. Определим усилия, действующие па оболочку. Предположим, что вдоль оси цилиндрической камеры с внутренним радиусом r_c и длиной L ($L \gg r_c$) расположен заряд конденсированного ВВ с начальной плотностью ρ_{01} и радиусом r_0. Камера заполнена воздухом с начальными плотностью ρ_{02} и давлением p_{02}. В момент $t=0$ происходит подрыв заряда вдоль оси и по нему в радиальном направлении распространяется волна детонации, после выхода которой на поверхность заряда начинается расширение ПД в окружающий газ. В окружающем заряд ВВ воздухе образуется цилиндрическая УВ, которая, достигнув стенки камеры, отражается от нее и в дальнейшем сложным образом взаимодействует с ПД.

В силу симметрии такую задачу можно описать системой уравнений одномерной газодинамики, которая в обезразмеренном лагранжевом представлении имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = \lambda^{\nu} \frac{\partial P}{\partial M}, \quad \frac{\partial \lambda}{\partial \tau} = U,$$
$$\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\frac{1}{R}\right) = \frac{\partial (\lambda^{\nu} U)}{\partial M}, \tag{1}$$
$$\frac{\partial E}{\partial \tau} = -P \frac{\partial (\lambda^{\nu} U)}{\partial M} + Q,$$

где

$$R = R_1\Theta(\lambda-\lambda_0) + R_2\Theta(\lambda_0-\lambda);$$
$$E = E_1\Theta(\lambda-\lambda_0) + E_2\Theta(\lambda_0-\lambda); \tag{2}$$
$$Q = Q_1\Theta(\lambda-\lambda_0);$$
$$\Theta = \begin{cases} 1 \text{ при } \lambda < \lambda_0, \\ 0 \text{ при } \lambda > \lambda_0; \end{cases}$$

$U = u\sqrt{\rho_{02}/p_{02}}$ — массовая скорость; $R = \rho/\rho_{02}$ — плотность; $P = p/p_{02}$ — давление; $E = \varepsilon\rho_{02}/p_{02}$ — внутренняя энергия; $\lambda = r/r_0 \cdot (p_{02}/k(\nu)Q_0\rho_{01})^{1/1+\nu}$ — эйлерова координата ($\lambda = \lambda_0$ при $r = r_0$); Q_0 — тепловой эффект реакции химического разложения ВВ; $\tau = t/r_0 \cdot \sqrt{p_{02}/\rho_{02}}(p_{02}/k(\nu)Q_0\rho_{01})^{1/1+\nu}$ — время; M — лагранжева координата ($dM = R\lambda d\lambda$); индекс 1 относится к заряду, 2 — к воздуху; ν — показатель симметрии задачи ($\nu = 0, 1, 2$ для плоского, цилиндрического и сферического случаев); $k(0)=1$, $k(1)=\pi$, $k(2) = \frac{4}{3}\pi$.

Уравнение состояния ВВ и продуктов его детонации будем задавать в виде [6]

$$
\begin{aligned}
&p = p_{\text{x}} + \frac{\Gamma(v)}{v}(\varepsilon - \varepsilon_{\text{x}}),\ p_{\text{x}} = \rho_{01}c_0^2(y^n - y^k),\\
&\varepsilon_{\text{x}} = \frac{c_0^2}{n-k}\left[(y^{n-1} - 1)/(n-1) - (y^{k-1} - 1)/(k-1)\right],\\
&\Gamma(v) = \Delta/\{\exp[(v - v_{\text{к}})/\delta] + 1\} + \gamma_1, \qquad (3)\\
&\gamma_1 = \Delta_1/\{\exp\left[(v - v'_{\text{к}})/\delta'\right] + 1\} + \gamma_0.
\end{aligned}
$$

Здесь c_0 и ρ_{01} — скорость звука и плотность ВВ в нормальном состоянии соответственно; $v = 1/\rho$ — удельный объем; $y = v_0/v$; индекс x относится к «холодной» составляющей давления и внутренней энергии; $n = 3{,}575$; $k = 2{,}5$, $\delta = 4{,}7 \cdot 10^{-3}$ см^3/г; $\delta' = 2{,}5 \cdot 10^{-2}$ см^3/г; $v_{\text{к}} = 0{,}4505$ см^3/г; $v'_{\text{к}} = 1{,}852$ см^3/г; $\Delta = 1{,}973$; $\Delta_1 = 0{,}75$; $\gamma_0 = 0{,}4$; $c_0 = 2{,}16 \cdot 10^5$ см/с; $\rho_{01} = 1{,}6$ г/см^3. Приведенные значения констант взяты, как и в [6], для ТНТ. Воздух считается идеальным газом с уравнением состояния $p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$, где $\gamma = 1{,}4$ — показатель адиабаты.

Кинетика энерговыделения задается в простейшей форме аналогично [7]:

$$
Q_1 = Q_0 \frac{\rho_{02}}{p_{02}} \frac{\partial a}{\partial t},\ \frac{\partial a}{\partial \tau} = -K\alpha R \exp\left(-\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_{\text{т}}}\right), \qquad (4)
$$

$K = \dfrac{\rho_{02} r_0}{\sqrt{p_{02}/\rho_{02}}\,(p_{02}/k\rho_{01}Q_0)^{1/1+\nu}}$; a — концентрация непрореагировавшего ВВ; ε_a — энергия активации; $\varepsilon_{\text{т}} = \varepsilon - \varepsilon_{\text{x}}$ — «тепловая» составляющая внутренней энергии; α — кинетическая константа. Для моделирования реальной детонации в ТНТ можно взять следующие значения констант: $\alpha = 2 \cdot 10^{10}$ см^3/(г · с), $\varepsilon_a = 4{,}25 \cdot 10^9$ эрг/г, $Q_0 = 4{,}2 \cdot 10^{10}$ эрг/г.

Граничные условия ($\lambda_c = \lambda$ при $r = r_c$):

$$
\lambda = \lambda_c = 0:\ U = 0,
$$

начальные условия:

$$
\begin{aligned}
&R(\lambda, 0) = R_{01}\Theta(\lambda - \lambda_0) + R_{02}\Theta(\lambda_0 - \lambda),\\
&P = (\lambda, 0) = P_{01}\Theta(\lambda - \lambda_0) + P_{02}\Theta(\lambda_0 - \lambda),\ a(\lambda, 0) = 1.
\end{aligned}
$$

Система уравнений (1) — (4) решается конечно-разностным методом по полностью консервативной схеме, описанной в [8], которая позволяет сохранять правильный баланс между внутренней и кинетической энергиями. Схема двуслойная по времени, правые части (1) аппроксимируются полусуммой членов на предыдущем и последующем шаге по времени. Искомые значения находятся стандартным методом итераций. Изменение концентрации ВВ на каждом временно́м шаге вычисляется из (4) по неявной схеме. Шаг по времени определяется из соображений детального описания кинетики процесса и устойчивости счета.

Результаты численного решения. Обратимся к системе (1) — (4). Как показали расчеты, все искомые функции, определяющие течение, оказались зависящими в основном от двух безразмерных переменных[1] τ и λ и параметра λ_c, ограничивающего область движения среды. Рассмотрим только семейство кривых $P(\lambda_c, \tau)$, т. е. изменение во времени давления, действующего на стенку ВК. Некоторые полученные из расчетов кривые приведены на рис. 1. Они хорошо иллюстрируют, каким образом изменяется характер действующей на стенки камеры нагрузки при изменении параметра λ_c. Видно, что при малых λ_c импульс давления имеет многопиковую структуру (аналогично [4]), которая с ростом λ_c вырождается в монопиковую. Такое поведение кривой давления легко объяснить, вос-

[1] Влияние параметров α и ε_a, определяющих процесс детонации, сказывается лишь в непосредственной близости от поверхности заряда.

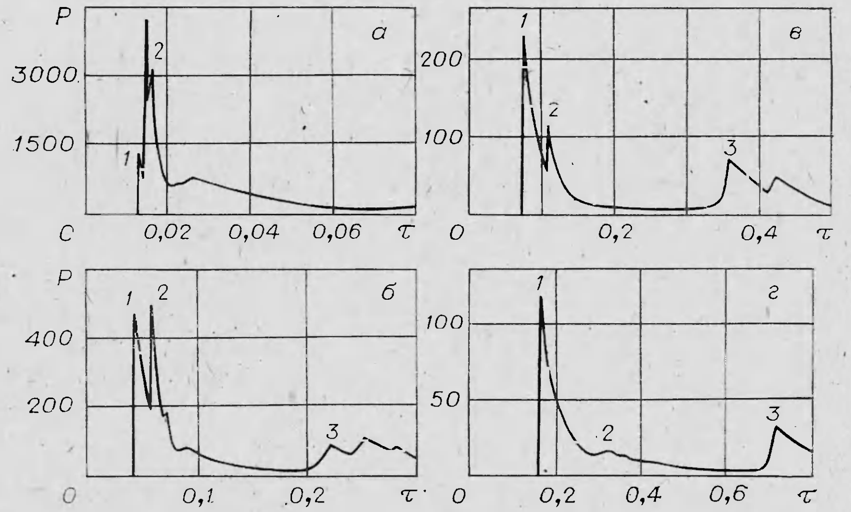

Рис. 1. Зависимость давления, действующего на стенку камеры, от времени при λ_c, равном $2{,}28\cdot10^{-2}$ (*а*), $5{,}71\cdot10^{-2}$ (*б*), $9{,}15\cdot10^{-2}$ (*в*), $13{,}7\cdot10^{-2}$ (*г*).

пользовавшись диаграммой траекторий УВ и контактной поверхности при отражении потока от стенки, построенной по результатам расчета (рис. 2). Первый пик давления *1* (см. рис. 1) возникает в результате отражения от стенки головной УВ и, как следует из теории, по амплитуде в $\frac{(3\gamma-1)\,p_{УВ}+(\gamma-1)\,p_{02}}{(\gamma-1)\,p_{УВ}+(\gamma+1)\,p_{02}}$ раз превышает давление $p_{УВ}$ в падающей УВ (рис. 3). Пики *2* соответствуют отражению УВ, образованных в результате взаимодействия отраженной от стенки УВ с продуктами детонации. Пик *3* — результат соударения со стенкой УВ, отраженной от центра симметрии.

При уменьшении λ_c относительная доля кинетической энергии ударно-сжатого газа в головной волне падает, и в результате амплитуда второго пика может превысить амплитуду первого, что происходит при $\lambda_c < 0{,}05$ (см. рис. 3). С уменьшением λ_c она стремится к величине, соответствующей скачку давления при выходе ДВ на жесткую стенку. При этом реализуется значение, равное $2{,}5p_{хп}$ ($p_{хп}$ — давление в химпике), поскольку в расчетах получена реальная структура ДВ с ярко выраженным химпиком. При $\lambda_c > 0{,}15$ пики *2* практически полностью вырожда-

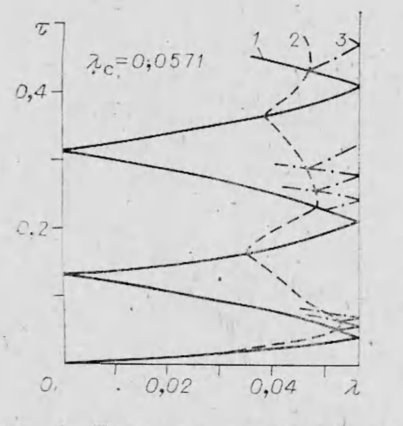

Рис. 2. Диаграмма траекторий головной ударной волны (*1*), контактной границы (*2*) и ударных волн, отраженных от границы ПД (*3*).

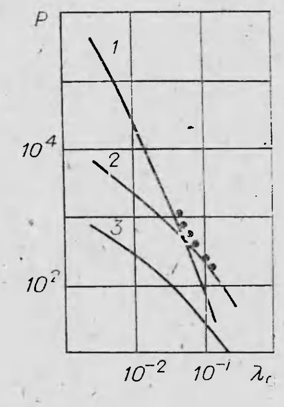

Рис. 3. Зависимость амплитудных значений давления в падающей и отраженных УВ от λ_c.

1 — отраженная УВ, возникающая в результате взаимодействия ПД с отраженной от стенки головной УВ; *2* — отраженная УВ; *3* — падающая УВ; экспериментальные точки взяты из [9].

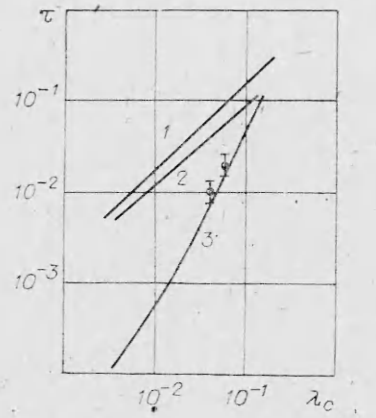

Рис. 4. Зависимость четверти периода собственных колебаний оболочки (*1*), ширины функции $f(\tau)$ (*2*) и временного интервала между пиками *1* и *2* (*3*) от λ_c.

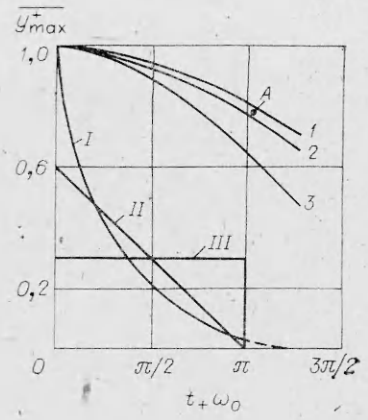

Рис. 5. Зависимость относительной амплитуды колебаний (y_{max}) от формы и длительности действия нагрузки.

I — экспоненциальная форма импульса; *II* — треугольная; *III* — прямоугольная; *1—3* — амплитуды колебаний, полученные для каждой из форм импульса (соответственно); *A* — расчетная точка.

ются. Амплитудное значение второго пика аппроксимируется в указанном диапазоне λ_c формулой $P \sim Q_0/\lambda_c^{3/2}$.

Отсюда ясно, что вопрос о нагрузке, действующей па стенку ВК, не прост. В тех случаях, когда существенной оказывается амплитудная величина давления, для $\lambda_c < 0{,}05$ в качестве максимальной нагрузки нужно брать амплитуду второго пика, а для $\lambda_c > 0{,}05$ — первого. Сказанное качественно согласуется с результатами эксперимента. На рис. 3 нанесены точки, взятые из работы [9]. Нужно, однако, заметить, что на осциллограммах давления из [9] многопиковая структура не зарегистрирована, что связано, по-видимому, с примененной конструкцией датчика, в которой для защиты пьезокристалла от разрушения использовано демпферное устройство.

Как правило, нагрузка на стенку ВК аппроксимируется формулой

$$P = P_{\text{отр}} f(\tau),$$

где $f(\tau)$ — некоторая монотонно спадающая функция; $P_{\text{отр}}$ — максимальная нагрузка, обсужденная выше. Как показал расчет, такой подход справедлив для $\lambda_c > 0{,}25$ или, наоборот, в пределе при $r_c/r_0 \to 1$, так как в этих случаях характерный вид нагрузки вырождается в монопиковый. В случае промежуточных значений λ_c, представляющих наибольший интерес с точки зрения практических устройств, вид функции $f(\tau)$ может быть получен только из эксперимента или численного расчета.

На рис. 4 приведены характерные зависимости временного интервала между первым и вторым пиками и ширины функции $f(\tau)$ на уровне 10% от максимального значения давления, а также расчетные зависимости четверти периода собственных колебаний оболочки T. Видно, что время действия нагрузки на стенку ВК оказывается сравнимо по порядку величины с $1/4T$, поэтому воздействие на оболочку следует считать распределенным во времени.

Для оценки влияния длительности воздействия нагрузки на характер колебания оболочки ВК проведены расчеты движения стенки цилиндрической ВК в предположении различного профиля действующих нагрузок: прямоугольного, треугольного, экспоненциального, а также полученного из решения (1)—(4). Для простоты оболочка рассматривалась как система с одной степенью свободы. Результаты расчетов представлены на рис. 5 в виде зависимости максимальной амплитуды колебаний $\overline{y}^{+}_{max}$, нормированной на максимальную амплитуду при мгновенном импульсе давления I_0, получаемого стенкой ВК от действия расчетного профиля давления до прихода на стенку УВ, отраженной от центра симметрии,

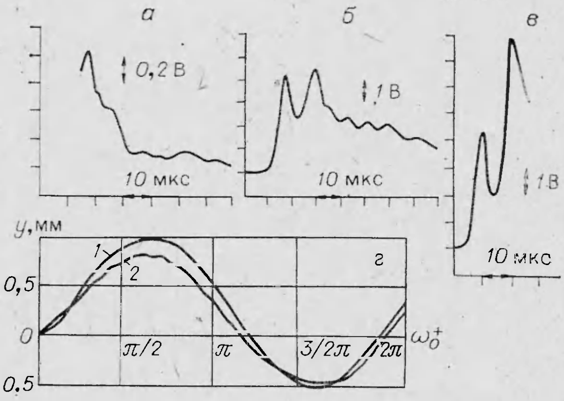

Рис. 6. Осциллограммы давления, действующего на стенки камеры ($\lambda_c = 13{,}7 \cdot 10^{-2}$ (*а*), $5{,}71 \cdot 10^{-2}$ (*б*) и $3{,}76 \cdot 10^{-2}$ (*в*)), и осциллограмма колебаний стенки (*г*) при $\lambda_c = 9{,}15 \cdot 10^{-2}$.

1 — расчет; *2* — эксперимент.

от параметра $\omega_0 t_+$ (ω_0 — частота собственных колебаний оболочки, t_+ — время действия положительной фазы давления).

При этом в расчетах принято, что при изменении $\omega_0 t_+$ для идеализированных профилей давления импульс давления постоянен и равен I_0. Относительная амплитуда для нагрузки, определенной из решения (1)—(4), в рассмотренном диапазоне λ_c составляет 0,765—0,775.

Таким образом, для цилиндрической геометрии ВК, как и для сферической [4], нагрузку вряд ли можно считать мгновенной.

Экспериментальную проверку результатов, полученных численным моделированием процесса взаимодействия УВ с упругой цилиндрической стенкой, проводили путем осциллографирования давления па стенке металлической ВК пьезокерамическими датчиками.

К торцу латунного стержня длиной 160 мм сплавом Вуда припаивали таблетку из ЦТС-19 диаметром 10 и толщиной 1,5 мм. Другой торец стержня крепили к корпусу, который на резьбе устанавливали в стенке ВК. В зазор между стержнем и корпусом вкладывали резиновую прокладку и токосъемный проводник диаметром 0,3 мм, припаянный к наружной поверхности таблетки.

Собственная частота чувствительного элемента составляла 0,5 мГц. Несовершенство методов калибровки пьезодатчиков, а также отсутствие надежных данных по величине пьезомодуля керамики при высоком уровне давлений не позволяет с полной определенностью говорить об амплитудных значениях регистрируемых давлений. В то же время форма импульса давления регистрировалась достоверно, поскольку никакие переходные устройства в датчике не использовались. Из осциллограмм рис. 6 видно, что соотношение амплитуд первого и второго скачков давлений для $\lambda_c = 0{,}0376$ и 0,057, а также временной интервал между ними (точки па рис. 4) согласуются с результатами численного счета.

Следует также отметить линейный характер зависимости давления в первом пике от массовой взрывной нагрузки $M^* = \pi \rho_{01} r_0^2$ при изменении λ_c от 0,137 до 0,0376, что также соответствует расчету, если, конечно, принять постоянным в этом диапазоне пьезомодуль ЦТС-19.

Экспериментальное изучение деформаций стенок цилиндрической ВК из стеклопластика радиусом $r_c = 0{,}25$ м с $L/r_c = 4$ и толщиной стенки $h = 0{,}03$ м проводили с помощью двух независимых методик — кольцевых тензодатчиков и теневой скоростной фоторегистрации. Сравнение рассчитанной по идеализированной схеме осциллограммы смещения стенки ВК с экспериментальной для равноудаленного от торцов сечения оболочки (см. рис. 6, *г*) указывает на их практически полное совпадение при первой макропульсации по таким параметрам, как $\rho = \frac{\omega_0 t_{\max}}{\pi/2}$ ($t_{\max}$ — время достижения максимума отклонения), периоду колебания T и отношению амплитуд смещения стенки к центру и от центра симметрии $\beta = \frac{y^-_{\max}}{y^+_{\max}}$. При изменении λ_c в пределах $(3{,}8 \div 18{,}4) \cdot 10^{-2}$ $\rho = 1{,}4$ и практически постоянно, что прямо указывает на распределенность во времени действующей нагрузки.

Значение β увеличивается от 0,4 при $\lambda_c = 5{,}71 \cdot 10^{-2}$ до 0,82 при $\lambda_c = 18{,}4 \cdot 10^{-2}$ и в дальнейшем стремится к 1. Такое изменение β определяется наличием в профиле давления, действующего на стенку, некоторой постоянной составляющей, относительная величина которой зависит от интенсивности нагрузки. Различие в амплитудах при сжатии и растяжении позволяет более полно использовать резерв прочности таких материалов, как стеклопластик, несущая способность которого ограничивается динамическими деформациями сжатия [10].

В то же время отмечается некоторое (в пределах 20%) расхождение в абсолютных значениях амплитуд колебаний, что можно объяснить отличием модельной постановки задачи от реальных условий эксперимента, главным образом двумерными эффектами. Проведенные опыты с модельными ВК при $L/r_c = 10$ с открытыми и незакрепленными торцами показали, что амплитуда колебаний в первой макропульсации составляет 90% от расчетной, а величины деформаций при растяжении и сжатии соизмеримы в результате быстрой разгрузки внутренней стенки камеры при истечении ПД через открытые торцы наружу.

Таким образом, проведенные в работе численные и экспериментальные исследования показали, что вид взрывной нагрузки на стенки осесимметричных газонаполненных ВК при высоких удельных импульсах имеет сложную многопиковую структуру, не имеющую удовлетворительной аппроксимации. Исследование процесса колебаний стенок ВК под действием взрывной нагрузки указанного вида не дает основания считать эту нагрузку близкой к мгновенной. Ошибка в определении амплитуды положительной фазы колебаний может достигать 20%, а отрицательной — 50%.

Поступила в редакцию 14/IX 1983,
после доработки — 14/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. **Е. Ф. Лебедев, В. Е. Осташев, Г. А. Швецов.** ФГВ, 1982, 18, 5, 3.
2. **В. В. Адищев, В. М. Корнев.** ФГВ, 1979, 15, 6, 109.
3. **А. Г. Иванов. В. А. Могилев и др.** ФГВ, 1982, 18, 4, 88.
4. **С. А. Ждан.** ФГВ, 1981, 17, 2, 142.
5. **А. А. Васильев, С. А. Ждан.** ФГВ, 1981, 17, 6, 99.
6. **В. Е. Фортов, А. Н. Дремин.** Докл. АН СССР, 1975, 222, 162.
7. **Т. И. Фортова, К. Г. Шкадинский, А. Н. Дремин и др.** ФГВ, 1977, 13. 1, 69.
8. **В. А. Гальбурт.** Препринт ИВТАН № 2-0.98, 1983.
9. **А. Ф. Демчук.** ПМТФ, 1968, 5, 47.
10. **А. Г. Федоренко, В. И. Цынкин, А. Т. Шитов и др.** Механика композитных материалов, 1983, 1, 9.

ДВЕ СТАДИИ ОТКОЛА

В. И. Аптуков

(Пермь)

1. Кинетический характер процесса откольного разрушения предполагает наличие конечного времени, в течение которого в будущем сечении откола действуют растягивающие напряжения. Исходя из различных идеализированных представлений, можно пренебрегать временем роста отрицательных давлений (фронт волны — мгновенный скачок [1]) или же полагать мгновенным разделение образца на части при достижении некоторого критического напряжения, после определенного времени задержки разрушения [2]. Однако из физических соображений ясно, что как участок нарастания растягивающих напряжений, так и этап развития макроразрушения (ниспадающая ветвь $\sigma(t)$) при отколе имеют конечную длительность. Авторы [3, 4] рассматривают откол как двухстадийный процесс с ростом зародышевых дефектов на первой стадии (окон-