

$L, \text{ м}$	$t_0 \cdot 10^6, \text{ с}$	$D^0 \cdot 10^{-3}, \text{ м/с}$	h	μ	$T_0 \cdot 10^6, \text{ с}$	$p^0 \cdot 10^{-5}, \text{ Н/м}^2$
0,5	200	1,67	1,36	0,165	150	230
1	530	1,26	1,38	0,18	390	95

мени при отражении ударной волны от жесткой стенки с достаточной точностью можно задавать в аналитическом виде, используя как параметр экспериментальное значение времени прихода фронта ударной волны.

Поступила в редакцию
30/XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
2. Г. В. Степанова. ФГВ, 1976, 12, 3, 468.
3. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1967.
4. R. E. Center. Phys. Fluids, 1963, 6, 2, 307.

О МЕТАНИИ ПЛОСКИХ КАССЕТ И ТРУБ ВО ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

В. П. Исаков, Г. Е. Кузьмин
(Новосибирск)

Взрывомагнитный генератор (ВМГ) во время работы меняет индуктивность во времени. Этот закон изменения $L(t)$ зависит от параметров заряда ВВ и параметров метаемых пластин (плоские генераторы) или труб (цилиндрические, конические или спиральные генераторы), а также от распределения плотности тока в генераторе и диффузии магнитного поля [1—5].

Картина движения пластин кассеты или трубы на последней стадии работы ВМГ изображена на рис. 1. На кассету взрывомагнитного генератора при детонации заряда ВВ действует газодинамическое давление, а с противоположной стороны — давление магнитного поля. Это взаимодействие сил давления и определяет конфигурацию кассеты в полете, т. е. определяет геометрическую форму области, в которую вытесняется магнитное поле.

Зная закон движения стенок кассеты генератора и считая неподвижным и остальные части генератора, что всегда можно сделать, увеличивая, например, толщину шин, можно в первом приближении определить закон изменения индуктивности генератора, так как в этом случае можно считать, что изменение профиля только летящей кассеты полностью определяет закон изменения индуктивности генератора.

Как известно, взрывомагнитный генератор около 75% энергии вырабатывает за так называемое время последнего удвоения тока генератора, которое для плоских генераторов равно ~ 10 мкс [3, 6]. Для многих практических задач применения ВМГ важно уменьшить этот параметр, т. е. повысить мощность генератора. Время последнего удвоения тока генератора в значительной степени зависит от скорости изменения индуктивности генератора на последней стадии работы, причем чем больше скорость, тем меньше время последнего удвоения. Увеличение скорости изменения индуктивности достигается за счет схождения шин генератора к оси. Угол этого схождения γ (см. рис. 1) не должен превышать угла поворота пластины кассеты $\beta(t)$ для плоских генераторов или угла расширения трубы в случае спиральных генераторов, в противном случае будет наблюдаться сильная потеря магнитного потока. Поэтому для правильного выбора угла γ необходимо знать закон изменения угла β от времени. Здесь не учитывается противодействие магнитного поля, так как в генераторах энергии [3, 5] даже в конце их работы магнитное давление меньше газодинамического.

В настоящей работе экспериментально и расчетно изучался полет медных пластин и трубок, метаемых зарядом ВВ во взрывомагнитных генераторах энергии. Схема регистрации приведена на рис. 2. В центральном отверстии крышки взрывной камеры устанавливалась сменная вставка с цилиндрическим окном с дополнительной металлической защитой. Для увеличения точности измерений угла поворота пластин и труб в СФР был

установлен внешний объектив ТАИР-33, в качестве второго использовался объектив И-24, установленный вплотную к затвору СФР. Диафрагма, формирующая кадры изображения, устанавливалась на выходе внешнего объектива. Эксперименты проводились в отраженном и в проходящем свете ламп ИФП-2000 или ИФП-5000. Лампы поджигались одновременно с подрывом капсюля от схемы подрыва капсюля через импульсный трансформатор. Для питания ламп использовалась конденсаторная батарея.

В экспериментах обнаружено, что медные трубы диаметром 6–20 мм способны расширяться до 2,5 раз по диаметру. При этом не теряется сплошность при их нагружении внутренним зарядом гексогена насыпной плотности. Эта цифра подтверждена серией экспериментов со спиральными проволоочными ВМГ, когда изменялся диаметр наружной спирали при неизменном диаметре внутренней трубы. Оказалось, что потери магнитного потока резко возрастают, если диаметр наружной спирали превышает диаметр внутренней трубы в 2,5 раза. Отсюда можно сделать практический вывод: необходимо конструировать спиральные генераторы таким образом, чтобы внутренний диаметр обмотки не превышал в 2,5 раза наружный диаметр трубы с взрывчатым веществом. Это утверждение не касается вопросов устойчивости пластин и труб при их полете под действием ВВ во взрывомагнитных генераторах.

Эксперименты показали также, что при толщинах метаемых пластин и труб от 0,4 до 2,0 мм, использованных в опытах, угол β устанавливается конечным и не зависит от времени на расстояниях от фронта детонационной волны в 12–15 толщин метаемой пластины.

Используя полученные экспериментальные зависимости угла β от времени, удалось, например, для плоских генераторов уменьшить время последнего удвоения тока генератора до 3 мкс при энергии в магнитном поле генератора 100 кДж. Экспериментальные результаты сравнивались с численными расчетами по метанию пластин и труб взрывчатыми веществами.

Задача об угле поворота пластины при метании ее продуктами детонации считалась по методике работы [7]. На рис. 3 приведены расчетные профили пластин для заряда ТГ 50/50 толщиной 6 мм, для различных r (r — отношение массы заряда ВВ к массе пластин, отнесенных к единице площади). Экспериментальные профили не приводятся, так как они с точностью до ошибки эксперимента совпадают с расчетными.

Результаты решения двумерной задачи о метании пластин взрывом, полученные в [7], с хорошей точностью описываются формулой, выведенной в [8]: $\hat{\beta} = \left(\frac{1}{\sqrt{k-1}} - 1 \right) \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r}{r + 2,71 + 0,184/y}$, из которой, в частности, легко вычислять конечные углы.

Здесь k — показатель политропы продуктов взрыва; y — зазор между метаемой и неподвижной пластинами, измеренный в единицах толщины заряда.

Задача о движении стенок трубы при внутреннем взрыве решалась при следующих основных предположениях. Продукты взрыва рассматривались как идеальный газ со степенным уравнением состояния. Детонация удовлетворяла условию Чепмена — Жуке, фронт детонации — плоский, причем плоскость фронта перпендикулярна оси трубы. Материал трубы предполагался несжимаемым и не обладающим прочностью. Радиус трубы считался много меньшим длины. В системе координат, связанной с детонационной волной, задача сводится к расчету стационарного двумерного безвихревого сверхзвукового движения газа. Стенка трубы, форма которой находится в процессе расчета, является подвижной границей с заданным на ней динамическим граничным условием [9]. В данной постановке форма границы зависит от двух параметров: показателя k в уравнении состояния газа $P = \rho^k$ и отношения масс заряда ВВ и трубы, отнесенных к единице площади

$$r_m = \rho_0 r_{10}^2 / \rho_1 (r_{20}^2 - r_{10}^2).$$

Здесь ρ_0 и ρ_1 — плотности ВВ и материала трубы; r_{10} и r_{20} — внутренний и внешний начальные радиусы трубы. Алгоритм расчета поставленной газодинамической задачи описан в [9].

На рис. 4 сплошными линиями представлены расчетные зависимости угла расширения труб β от приращения радиуса $(r_1/r_{10}) - 1$ для различных r_m . Штриховые линии соответствуют экспериментальным результатам. Задача о движении стенок трубы при внутреннем взрыве решалась с учетом сжимаемости, прочности и более сложных свойств материала трубы в ряде работ [10–13]. Однако сравнение результатов расчетов, проведенных без учета сжимаемости и прочности, показывает хорошее совпадение с экспериментом [10–13], что доказывает применимость выбранной модели.

Возможность пренебрежения сжимаемостью и прочностью материала трубы следует также из работы [14]. Для удобства применения полученные результаты полезно описать какой-либо приближенной формулой. Такая формула, связывающая угол расширения трубы β с параметрами k и r_m в точке с радиусом r_1 , получена на основе требований достаточной точности, простоты и асимптотической непротиворечивости. Последнее условие требует, чтобы $\beta = 0$ при $r_m = 0$ и при $k = (r_1 - r_{10})/r_{10} = 0$. Кроме того, при $1/r_m = 0$ (случай заряда без оболочки) угол β должен совпадать с известным [15] углом

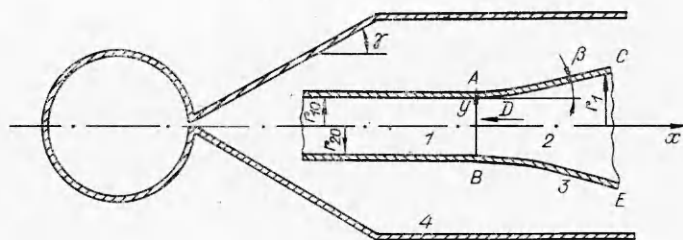


Рис. 1. Картина движения кассеты или трубы. Детонационная волна AB движется влево со скоростью D .

1 — взрывчатое вещество; 2 — разлетающиеся продукты взрыва; 3 — внутренняя кассета или труба; 4 — наружные шины генератора; AC и BE — профиль разлетающихся пластин кассеты или профиль трубы; β — угол поворота пластины; γ — угол схождения шин.

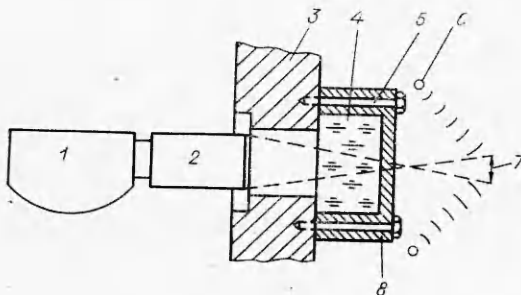


Рис. 2. Схема регистрации полета пластин и трубок.

1 — СФР; 2 — внешний объектив с направляющей трубой; 3 — сменная вставка в крышке взрывной камеры; 4 — окно; 5 — крепежные элементы; 6 — лампы подсветки; 7 — объект регистрации; 8 — металлическая защита.

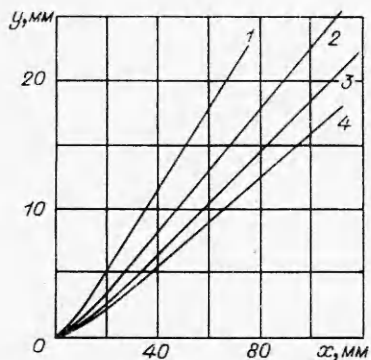


Рис. 3. Расчетные профили пластин (δ_0 — толщина заряда ВВ, δ_1 — толщина метаемой пластины, p_n — начальное расчетное давление, p_k — конечное расчетное давление).

1 — $r=2,55$, $\delta_1=0,5$ мм, $\delta_0=6$ мм, $p_n=147$ кбар, $p_k=80$ кбар; 2 — $r=1,12$ мм, $\delta_1=1$ мм, $\delta_0=6$ мм, $p_n=172$ кбар, $p_k=72$ кбар; 3 — $r=0,752$, $\delta_1=1,5$ мм, $\delta_2=6$ мм, $p_n=182$ кбар, $p_k=100$ кбар; 4 — $r=0,56$, $\delta_1=2$ мм, $\delta_2=6$ мм, $p_n=190$ кбар.

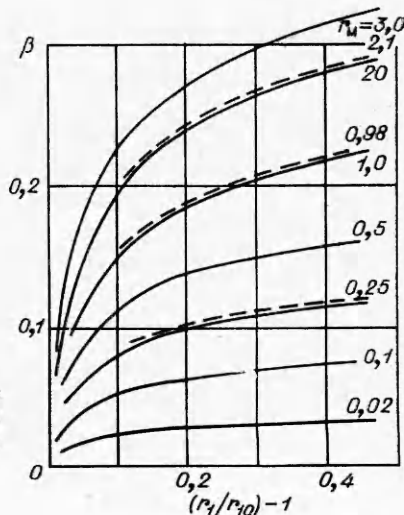


Рис. 4. Зависимость угла расширения трубы от приращения радиуса для различных r_m .

разлета политропного газа в вакууме, а при $h \rightarrow \infty$ угол должен оставаться конечным и зависеть от k и r_m . Перечисленным условиям могут, конечно, удовлетворять разные формы искомой зависимости $\beta = \beta(k, r_m, h)$. Расчеты показывают, что достаточно хорошую аппроксимацию дает формула

$$\beta = [\sqrt{(k+1)/(k-1)} - 1] \pi \sqrt{r_m/2} (\sqrt{r_m} + 1,86 + 0,1/h),$$

коэффициенты в которой подобраны методом наименьших квадратов в интервале $2,2 \leq k \leq 2,8$, $0,2 \leq r_m \leq 2,2$, $0 \leq h \leq 0,3$. В указанном интервале данная формула описывает результаты двумерных расчетов со средним отклонением меньше 8%.

Поступила в редакцию
15/1 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Биченков. Докл. АН СССР, 1967, 174, 4.
2. Е. И. Биченков, А. Е. Войтенко и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 6.
3. Кнопфель, Креглер и др. Приборы для науч. иссл., 1961, 1.
4. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
5. Е. И. Биченков. ПМТФ, 1976, 4.
6. Е. И. Азаркевич, А. Е. Войтенко и др. ЖТФ, 1976, 46, 9.
7. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1970, 1.
8. Г. Е. Кузьмин. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск, 1977.
9. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, 1971.
10. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
11. Н. С. Санасарян. ФГВ, 1971, 7, 4.
12. E. Włodarczyk. Докл. 11 Международного симпозиума по использованию энергии взрыва для выработки металлических материалов с новыми свойствами, 1973.
13. N. E. Hoskin, W. S. Allan a. o. Proc. of 4-th — Symp. (Intern.) on Detonation, 1965, Washington, Government Printing Office, 1967.
14. Н. Н. Тарасенко. ФГВ, 1974, 10, 5.
15. X. А. Рахматулин, А. Я. Сагомонян и др. Газовая динамика. М., «Высш. школа», 1965.

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ

В. А. Архипов, Г. С. Ратанов

(Томск)

Рассмотрены лазерные методы и установка для определения концентрации и дисперсности частиц сажи и окиси алюминия по измеренному спектральному коэффициенту пропускания T_λ продуктов сгорания для двух фиксированных длин волн λ_1, λ_2 зондирующего излучения. В отличие от апробированных методов диагностики аэрозолей (методы малых углов индикатрисы рассеяния, полной индикатрисы, спектральной прозрачности) лазерное зондирование не позволяет найти функцию распределения частиц по размерам без априорной информации о виде функциональной зависимости $f(D)$, однако для оценки средних размеров частиц этот метод обладает рядом преимуществ — простотой аппаратного оформления и юстировки, быстротой получения результатов, обоснованностью применения теории Ми, закона Бугера и приближения однократного рассеяния [1], а также возможностью диагностики оптически плотных пламен.

1. В [2] предложен способ определения среднего диаметра непоглощающих частиц, основанный на том, что величина усредненного фактора эффективности ослабления $\bar{Q}$ не зависит от вида $f(D)$, а определяется только средним параметром дифракции $\alpha_{32} = \pi D_{32}/\lambda$. Алгоритм нахождения D_{32} и массовой концентрации частиц c_m по измеренным значениям оптической толщины $\tau_\lambda = \ln(1/T_\lambda)$ сводится к графическому решению системы уравнений

$$\tau_{\lambda_i} = 1,5 c_m \bar{l} \bar{Q}(\lambda_i) / \rho_k D_{32}, \quad i = 1, 2,$$

где ρ_k — плотность вещества частиц; l — оптическая длина пути.