

## ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА МАГНИТНОЙ КУМУЛЯЦИИ

*А. В. Каширский, В. А. Одинцов*

(Москва)

Проведен численный расчет процесса в магнитокумулятивном генераторе МК-1 в предположении постоянства магнитного потока и одномерном характере процесса обжатия трубы. Принята схема мгновенной детонации. Исследовано влияние начальной напряженности магнитного поля и относительного размера полости на величину достигаемой максимальной напряженности магнитного поля внутри трубы.

Методы создания сверхсильных магнитных полей с помощью взрыва описаны в работах [1-3]. Ниже рассматривается численный расчет процесса в магнитокумулятивном генераторе МК-1. В этом генераторе производится взрывное симметричное обжатие металлической трубы с внутренним аксиальным магнитным полем, имеющим начальную напряженность  $H_0$ . При идеальной проводимости стенок трубы в процессе сжатия ее магнитный поток  $\Phi$  остается постоянным

$$\Phi = \pi a^2 H = \pi a_0^2 H_0 = \text{const}$$

Здесь  $a_0$ ,  $a$  — начальный и текущий внутренние радиусы трубы. Начальный и текущий внешние радиусы трубы обозначим соответственно  $b_0$  и  $b$ . Начальная толщина стенки трубы  $\Delta_0 = b_0 - a_0$ .

Напряженность магнитного поля  $H$  и давление его на стенки трубы  $p_m$  изменяются по закону

$$H = H_0 a_0^2 / a^2, \quad p_m = p_{m0} a_0^4 / a^4$$

Здесь  $p_{m0}$  — начальное давление магнитного поля.

Напряженность магнитного поля и давление его связаны зависимостью

$$p_m = H^2 / 8\pi$$

Задача о магнитной кумуляции в общем случае представляет собой двумерную (осесимметричную) задачу нестационарной газодинамики. В случае одновременного обжатия оболочки сходящейся детонационной волной задача с достаточным приближением может считаться одномерной во всей области, не затронутой торцевыми волнами разрежения.

В данной работе рассматривается движение оболочки под действием первоначально покоящихся продуктов детонации, имеющих показатель изэнтропии  $k = 3$  и начальные параметры, соответствующие идеальной (мгновенной) детонации [4].

$$p_0 = 1/8 \rho_n D^2, \quad \rho_0 = \rho_n, \quad c_0 = (3/8)^{1/2} D \simeq 0.61D$$

Здесь  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $c_0$  — соответственно начальное давление, плотность и скорость звука в продуктах детонации,  $\rho_n$  — плотность взрывчатого вещества,  $D$  — скорость детонации.

Для общности рассматривается задача с наличием внешней тонкой оболочки заряда. Материал обеих оболочек считается несжимаемым и не обладающим прочностью. Уменьшением величины магнитного потока вследствие конечной проводимости трубы пренебрегается. Движение

продуктов детонации до момента остановки внутренней оболочки является изэнтропическим. Система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} + \frac{\rho v}{r} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad p = p_0 \rho^3 / \rho_0^3 \quad (1)$$

при начальных условиях

$$b_0 \leq r \leq R_0, \quad p = p_0, \quad \rho = \rho_0, \quad c = c_0, \quad v = 0$$

Здесь  $b_0$ ,  $R_0$  — соответственно внутренний и внешний радиусы заряда. Граничные условия имеют вид:

на внешней оболочке

$$M_1 dv / dt = 2\pi R p$$

$R$  — текущий внутренний радиус внешней оболочки.  
на внутренней оболочке

$$M_2 dv / dt = 2\pi (a p_m - b p)$$

Здесь  $M_1$ ,  $M_2$  — массы внешней и внутренней оболочек (на единицу длины). Значения радиусов  $a$  и  $b$  связаны соотношением, вытекающим из условия несжимаемости оболочки

$$b^2 - a^2 = b_0^2 - a_0^2$$

Решение задачи зависит от безразмерных параметров

$$\delta = \Delta_0 / b_0, \quad \lambda = b_0 / R_0, \\ \omega = \rho_t / \rho_n, \quad \beta = m / M_1, \\ \chi = p_{m0} / p_0$$

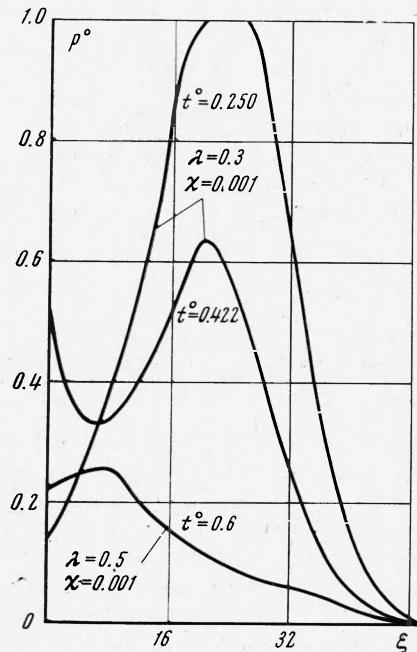
Здесь  $\rho_t$  — плотность материала трубы,  $m$  — масса ВВ на единицу длины заряда.

Вместо параметра  $\delta$  можно использовать удельную массу ВВ на единицу массы внутренней оболочки  $\gamma = m / M_2$ . Очевидно,  $\gamma$  связана с  $\delta$  и  $\lambda$  соотношением

$$\gamma = \frac{1}{\omega} \frac{1 - \lambda^2}{\lambda^2} \frac{1}{\delta(2 - \delta)}$$

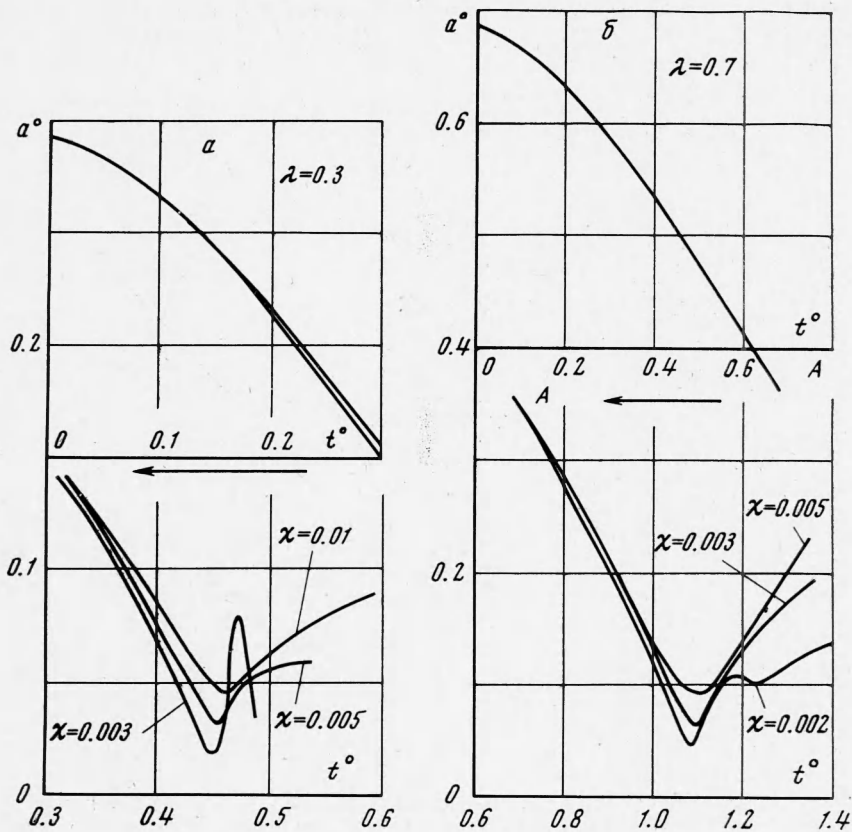
Задача рассматривается в безразмерных переменных

$$r^\circ = r / R_0, \quad t^\circ = c_0 t / R_0, \\ v^\circ = v / c_0, \quad p^\circ = p / p_0, \\ \rho^\circ = \rho / \rho_0$$



Фиг. 1

Интегрирование квазилинейной системы (1) проводилось конечно-разностным методом на ЭЦВМ БЭСМ-3М в Институте проблем механики АН СССР под руководством Л. А. Чудова. Во всех случаях толщина  $\Delta_0$  кумулятивной оболочки принималась равной 0.02 радиуса внутренней полости заряда  $b_0$  ( $\delta = 1/50$ ). Относительный размер полости  $\lambda = b_0 / R_0$  составлял 0.3, 0.5, 0.7, показатель  $\omega = 5$ . Относительное начальное давление магнитного поля  $\chi$  принималось равным 0.001, 0.002, 0.003, 0.005 и 0.01. Распределение давления в продуктах детонации по безразмерной координате  $\xi = (r - b) / (R - b)$  для различных моментов времени представлено на фиг. 1, закон движения внутренней полости с магнитным полем — на фиг. 2.



Фиг. 2

При больших полостях и толстых оболочках вследствие малой толщины наружной оболочки ( $\Delta_R = 1/5 \Delta$ ) распределение приближается к распределению при одностороннем истечении. Максимум давления в газе имеет место вблизи кумулятивной оболочки. При тонкой кумулятивной оболочке (облицовке) процесс близок к двухстороннему истечению.

В начальной стадии движения влияние поля практически не сказывается. В заключительной стадии движения быстрое нарастание давления магнитного поля приводит к интенсивному торможению оболочки и остановке ее. При этом торможение набегающего на облицовку газового потока приводит к резкому подъему давления газов и образованию отраженной ударной волны. Дальнейшее движение газа является адиабатическим, но не изэнтропическим.

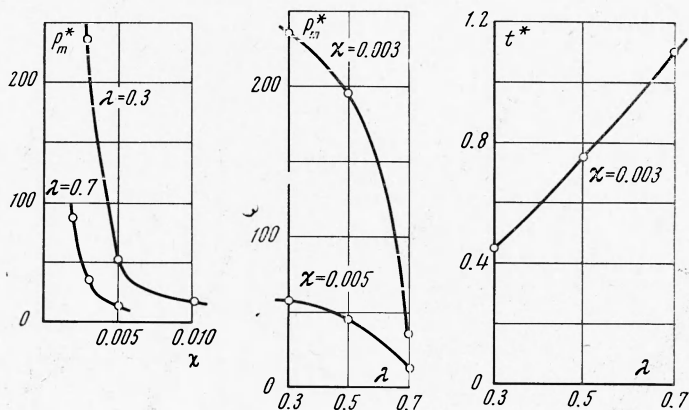
Таблица 1

$\lambda$	$\gamma$	$\chi = 0.002$		$\chi = 0.003$		$\chi = 0.005$		$\chi = 0.010$	
		$t^*$	$p_m^*$	$t^*$	$p_m^*$	$t^*$	$p_m^*$	$t^*$	$p_m^*$
0.3	50	—	—	0.452	235.5	0.460	58.54	0.462	17.44
0.5	15	—	—	0.750	196.0	0.752	46.60	—	—
0.7	5.2	1.08	87.3	1.10	34.66	1.11	13.04	—	—

В табл. 1 представлены безразмерные времена до остановки полости и безразмерные давления в момент остановки  $p_m^*$ . Относительные напряженности магнитного поля в момент остановки определяются соотношением

$$H^* / H_0 = (p_m^* / \chi)^{1/2}$$

Как и следовало ожидать, давление и напряженность поля в момент остановки уменьшаются с увеличением начального давления поля. Например, при  $\lambda = 0.3$  увеличение  $\chi$  с 0.003 до 0.005 приводит к снижению  $p_m^*$  в 4 раза. Увеличение  $\lambda$  при фиксированном значении  $\chi$  приводит к снижению  $p_m^*$ . Безразмерное время  $t^*$  остановки полости в рассмотренном диапазоне  $\chi$  слабо зависит от  $\chi$  и в основном определяется относительным размером полости  $\lambda$  (фиг. 3).



Фиг. 3

Относительное сжатие полости  $a^*/a_0$  в момент остановки колеблется от 0.06 ( $\lambda = 0.3$ ,  $\chi = 0.003$ ) до 0.14 ( $\lambda = 0.7$ ,  $\chi = 0.005$ ). Относительный внешний радиус облицовки в момент остановки определится, очевидно, соотношением

$$b^*/a_0 = (b_0^2/a_0^2 + a^{*2}/a_0^2 - 1)^{1/2}$$

При  $a^*/a_0 = 0.06$  величина  $b^*/a_0$  составит 0.209. Сечение оболочки в этот момент показано на фиг. 4. Очевидно, что при движении вблизи оси приведенное ранее граничное условие для облицовки вида

$$M_2 dv/dt = 2\pi(ap_m - bp)$$

выполняется лишь приближенно вследствие переменной скорости по толщине облицовки. Из уравнения неразрывности для несжимаемой оболочки имеем

$$v = \dot{a}a/r = \dot{b}b/r, \quad \dot{a}/\dot{b} = b/a$$

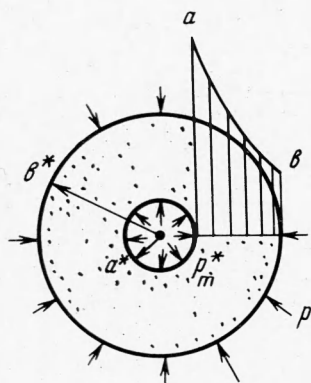
Здесь  $\dot{a} = da/dt$ ,  $\dot{b} = db/dt$  — скорости полости и внешней поверхности облицовки. В данном случае отношение скоростей  $\dot{a}/\dot{b}$  составит 3.5.

В определенный момент времени происходит остановка оболочки а затем ее обратное расширение под действием давления магнитного поля. Важно отметить, что остановка происходит не в тот момент, «... когда магнитное давление уравновешивает давление взрыва», как ошибочно полагается в работе [3], а значительно позже. Давление на оболочку

магнитного поля в этот момент намного выше внешнего давления продуктов детонации. Например, при  $\lambda = 0.5$ ,  $\chi = 0.003$ ,  $p_m^* = 196$ ,  $p_b^* = 8.79$ . С учетом площадей поверхностей внутреннее и внешнее усилия на оболочку относятся как 6.7 : 1.

В процессе расширения вследствие взаимодействия облицовки с отраженной ударной волной в продуктах детонации могут иметь место пульсации оболочки. Наиболее ярко выраженные пульсации возникают при малых  $\lambda$  и  $\chi$  (фиг. 2).

В табл. 2 представлены размерные значения параметров  $t^*$  [мксек],  $p_m^*$  [Мбар],  $H^*$  [Мэ] в момент остановки для оболочки, имеющей наружный диаметр  $2R_0 = 100$  мм. Начальная толщина стенки  $\Delta_0 = 1$  мм. Давление идеальной детонации принято  $p_0 =$



Фиг. 4

= 100 кбар ( $D = 7000$  м/сек,  $c_0 = 4270$  м/сек). Начальное давление магнитного поля составляет 200, 300, 500 и 1000 бар (магнитное поле соответственно  $71 \cdot 10^3$ ,  $87 \cdot 10^3$ ,  $112 \cdot 10^3$  и  $159 \cdot 10^3$  эс).

Максимальная напряженность магнитного поля в рассмотренном примере составляет  $24.3 \cdot 10^6$  э (давление поля 23.55 Мбар). Интересно отметить, что время от начала движения до остановки облицовки для всех значений  $\lambda$  и  $\chi$  изменяется незначительно (в пределах 17.6 — 18.6 мксек). Средняя скорость движения полости  $\langle v \rangle = (a_0 - a^*) / t^*$  составляет 2.5 км/сек.

Таблица 2

$\lambda$	$R_0$ мм	$H_0 = 71\ 000$ э			$H_0 = 87\ 000$ э			$H_0 = 112\ 000$ э			$H_0 = 159\ 000$ э		
		$t^*$	$p_m^*$	$H^*$	$t^*$	$p_m^*$	$H^*$	$t^*$	$p_m^*$	$H^*$	$t^*$	$p_m^*$	$H^*$
0.3	166.7	—	—	—	17.65	23.55	24.3	18.35	5.85	12.15	18.0	1.74	6.63
0.5	100	—	—	—	17.6	19.6	22.2	17.6	4.66	10.85	—	—	—
0.7	71.4	18.4	8.73	14.83	18.4	3.47	9.35	18.6	1.30	5.74	—	—	—

По сравнению с расчетными и экспериментальными данными для кумулятивной оболочки примерно тех же размеров ( $2R_0 = 3-4$  дюйма, начальное магнитное поле  $50 \div 150$  кэс), приведенными в работе [3] ( $\langle v \rangle = 4$  км/сек,  $t^* \approx 10$  мксек), этот расчет дает более медленное схлопывание. Этого следовало ожидать, так как принятая схема с первоначально покоящимся газом, соответствующая мгновенной детонации, приводит к более низким значениям начальных ускорений оболочки, чем значения, получаемые при экспериментах, использующих сходящуюся детонационную волну.

В пределах схемы с мгновенной детонацией можно учесть эффекты, обусловленные сжатием детонационной волны и отражением ее от оболочки, вводя соответствующее увеличение параметров покоящегося газа. Например, принимая за исходные параметры газа характеристики продуктов детонации в момент отражения детонационной волны от оболочки ( $p_0 = 2.37 p_{c-J}$ ,  $p_{c-J} = \frac{1}{4} \rho_n D^2$ ,  $c_0 = D$ ), получаем при тех же значениях  $\chi$  время схождения оболочки до остановки  $t^* = 10.7-11.3$  мксек,  $\langle v \rangle = 4.1$  км/сек, что удовлетворительно согласуется с данными [3].

Следует отметить, что при рассматриваемых давлениях магнитного поля в принципе необходимо учитывать сжимаемость материала оболочки. Учет сжимаемости может привести к некоторому снижению предельной напряженности поля.

Авторы благодарят Л. А. Чудова за постоянное внимание к работе и ценные советы, а также Ю. В. Коровина за помощь при проведении расчетов.

Поступила 18 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

- Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. Н., Плющев Ю. И., Павловский А. И., Чернышев В. К., Феоктистова Е. А., Жаринов Е. И., Зысин Ю. А. Магнитная кумуляция. Докл. АН СССР, 1965, т. 165, № 1.
- Сахаров А. Д. Взрывомагнитные генераторы. Усп. физ. н., 1966, т. 88, вып. 4.
- Биттер Ф. Сверхсильные магнитные поля. Усп. физ. н., 1966, т. 88, вып. 4.
- Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.