

и q будем иметь систему уравнений (15), (16). При этом исходные данные заряда должны удовлетворять условию $\operatorname{Re} z(\xi) > 0$ при $q < \xi < 1$.

Поступила 24 III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. М. О форме воронки выброса при взрыве на поверхности грунта. — ПМТФ, 1960, № 3, с. 152—156.
2. Кузнецов В. М., Поляк Э. Б. Импульсно-гидродинамические схемы расчета взрыва на выброс шнуровых зарядов. — ФТПРПИ, 1973, № 4, с. 32—39.
3. Кузнецов В. М., Лаврентьев М. А., Шер Е. И. О направленном метании грунта при помощи взрывчатого вещества. — ПМТФ, 1960, № 4, с. 49—50.
4. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного М., «Наука», 1973.
5. Цицкишвили А. Р. Применение метода И. А. Ланшо-Данилевского к отысканию функций, конформно отображающих полуплоскость на круговые многоугольники. — «Дифференциальные уравнения», 1974, т. 10, № 3, с. 458—469.
6. Салимов Р. Б. Некоторые основные задачи об изменении контуров теории аналитических функций и их приложения к механике жидкости. Казань, изд. КВКИУ, 1970.
7. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М., Физматгиз, 1963.
8. Мусхелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. М., Физматгиз, 1962.
9. Положий Г. Н. Эффективное решение задачи о приближенном конформном отображении односвязных и двухсвязных областей и определение постоянных Кристоффеля — Шварца при помощи электрогидродинамических аналогий. — УМЖ, 1955, т. 7, № 4, с. 423—432.

УДК 533.6.01.011

МЕТАНИЕ ОБОЛОЧЕК ПОЛЫМИ ЗАРЯДАМИ

В. А. Одинцов, В. В. Селиванов, С. С. Усович

(Москва)

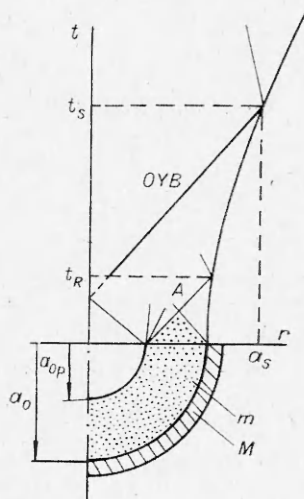
Изложены результаты численного решения задачи об одномерном метании оболочек полыми зарядами взрывчатого вещества. Результаты численного решения сравниваются с асимптотическими формулами.

Вопросу метания оболочек зарядами взрывчатого вещества посвящен ряд как отечественных, так и зарубежных работ. В работах [1—3] приводится численное решение задачи о сжатии кольца к центру под действием продуктов детонации. Задача о метании оболочки полым зарядом взрывчатого вещества с внутренней облицовкой рассматривается в [4]; в [5] приведено решение задачи о метании оболочки полым зарядом ВВ без облицовки полости, основанное на уравнении баланса энергии, однако здесь не рассматривается полная картина процессов, происходящих в продуктах детонации.

Оболочка с полым зарядом взрывчатого вещества (ВВ) показана на фиг. 1. Продукты детонации (ПД) представляют первоначально покоящийся газ с начальными плотностью $\rho_0 = \rho_{ВВ}$ и давлением $p_0 = \rho_0 D^2/8$, расширение которого описывается политропой Ландау—Станюковича $p = A\rho^k$ ($k = 3$).

Определяющими параметрами задачи являются коэффициент нагрузки $\beta = m/M$ и относительный радиус полости $\lambda = a_{ор}/a_0$, где m — масса заряда ВВ; M — масса оболочки; $a_{ор}$ — радиус полости в заряде ВВ;

11 ПМТФ, № 3, 1976



Ф и г. 1

a_0 — внутренний радиус оболочки. Прочностью и сжимаемостью оболочки пренебрегается. Заряд находится в вакууме.

На фиг. 1 представлена $r-t$ -диаграмма процесса. В момент времени $t = 0$ начинается радиальное расширение оболочки и истечение газа внутрь полости. После встречи фронтов волн разрежения в точке A весь газ полностью вовлечен в движение. При высокоскоростном натекании газа на ось симметрии постепенно формируется ударная волна, догоняющая оболочку в момент времени t_s и сообщаящая ей дополнительный импульс. Линия OYB представляет траекторию фронта ударной волны. При возникновении ударной волны и отражениях ее от оболочки и от оси симметрии увеличивается энтропия газа, однако в случае отражения от оболочки увеличение энтропии незначительно ($\Delta S \sim \Delta p^3$), а при схлопывании ударных волн на оси симметрии, когда теоретически амплитуда волны устремляется к бесконечности, процесс затрагивает весьма малую часть массы газа. Соответствующие оценки проведены в работе [6]. Это обстоятельство позволяет использовать для продуктов детонации во всей области течения баротропное уравнение состояния.

Система уравнений, описывающих движения ПД, имеет вид

$$(1) \quad \begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \partial(\rho u) / \partial r + (v-1)\rho u / r &= 0; \\ \partial u / \partial t + u \partial u / \partial r + (1/\rho) \partial p / \partial r &= 0, \\ p &= A \rho^3, \end{aligned}$$

где ρ — плотность ПД; u — массовая скорость ПД; p — давление в ПД; r — радиальная координата; v — мерность пространства ($v = 2$).

Система уравнений (1) интегрируется численно при начальных и граничных условиях.

Граничные условия: а) на оболочке $u = v$ при $r = a$, закон движения несжимаемой тонкой жидкой оболочки (НТЖ-оболочки) выражается в форме закона Ньютона

$$M dv/dt = pS,$$

где v — скорость оболочки; S — площадь внутренней поверхности оболочки; p — давление на оболочке; a — текущий внутренний радиус оболочки; б) на границе полости

$$p = 0, \quad \rho = 0 \quad \text{при} \quad r = a_p \quad (\text{если} \quad a_p > 0) \quad \text{и} \quad u = 0 \quad \text{при} \quad r = a_p = 0.$$

Здесь a_p — текущий радиус полости.

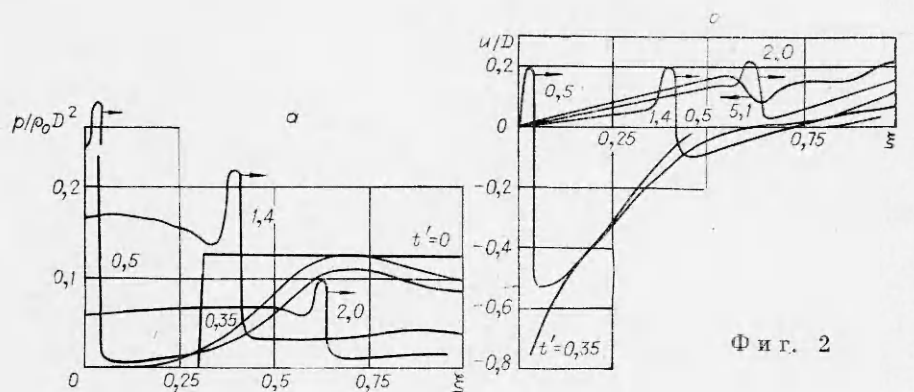
Начальные условия:

$$t = 0, \quad p = p_0, \quad u = 0, \quad \rho = \rho_0.$$

Задача рассматривается в безразмерных переменных

$$\rho' = \rho/\rho_0, \quad u' = u/D, \quad p' = p/\rho_0 D^2, \quad t' = tD/a_0, \quad r' = r/a_0.$$

Интегрирование системы уравнений (1) проводилось конечно-разностным методом второго порядка аппроксимации типа предиктор-корректор. Подробная схема вычислений была приведена в работе [6].

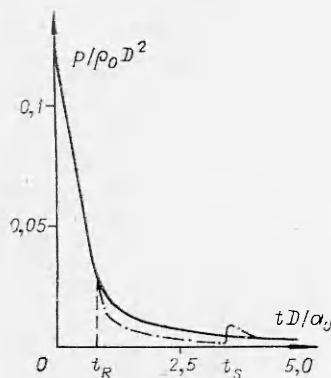


Фиг. 2

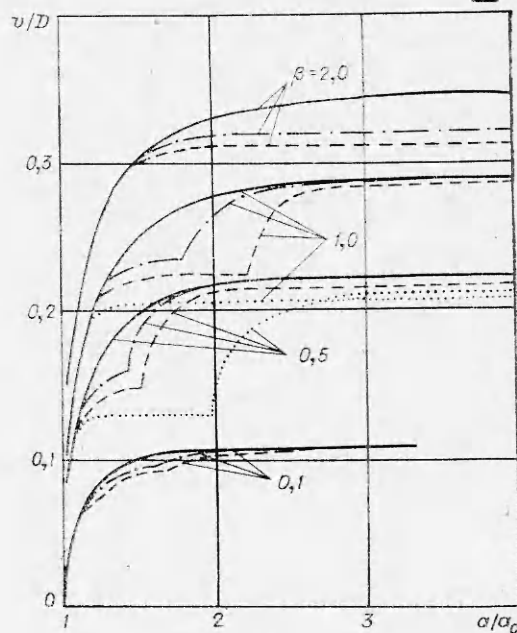
Вычисления проводились для зарядов с размерами полостей $\lambda = 0$; 0,3; 0,5; 0,8. Коэффициент β изменялся в пределах 0,1; 0,5; 1,0; 2,0. Счет проводился на ЭЦВМ БЭСМ-ЗМ. Невязка по балансу энергии не превышала 4%.

На фиг. 2, а, б соответственно показаны распределения давления и скорости в ПД по безразмерной координате $\xi = r/a$ в различные моменты времени ($\beta = 0,5$, $\lambda = 0,3$). Четко фиксируется фронт расходящейся ударной волны. Радиальное движение волны сопровождается быстрым падением амплитуды фронта. Фронт ударной волны, отраженной от оболочки, хорошо виден на фиг. 2, б ($t' = 5,1$).

Особенности процесса разгона при наличии в заряде ВВ полости удобнее всего проследить путем сопоставления законов разгона оболочки фиксированного диаметра и массы при изменении размера полости. В этом случае величины β и λ связаны зависимостью $\bar{\beta} = \beta_0(1 - \lambda^2)$, где β_0 — коэффициент нагрузки для сплошного заряда. На фиг. 3 представ-



Фиг. 3



Фиг. 4

Т а б л и ц а 1

$\lambda \backslash \beta$	0,1	0,5	1,0	2,0
0,3	1,16	1,43	1,80	4,50
0,5	1,20	1,53	2,23	Нет догона
0,8	1,26	1,98	4,30	Нет догона

ния) сказывается приход волны разрежения, поступающей с внутренней границы заряда (момент t_R), а в момент t_S — приход ударной волны.

Кривые разгона $v/D = f(a/a_0)$ представлены на фиг. 4, где сплошная линия соответствует заряду без полости, штрихпунктирная

— $\lambda=0,3$, штриховая — $\lambda=0,5$, точечная — $\lambda=0,8$; видно, что при больших значениях λ прирост скорости за счет дополнительного импульса ударной волны может быть весьма значительным (при $\beta = 0,5$, $\lambda = 0,5$ прирост скорости за счет действия ударной волны составляет 32%).

При расчете конечной скорости v_0 использовался формальный признак конца разгона (остановки счета) в виде $(\Delta v/\Delta a)1/v \leq 0,05$. Относительный радиус a_S/a_0 в момент выхода на оболочку ударной волны представлен в табл. 1.

Выяснилось, что значения конечных скоростей v_0/D при фиксированных β в некоторых диапазонах изменения β практически не зависят от λ . Для очень больших β оболочка достигает своей предельной скорости раньше, чем начинает оказывать влияние волна разгрузки, приходящая от полости; при малых (например, при $\beta = 0,1$) предельная скорость оболочки достигается вследствие реверберации ударной волны. Для средних β ($0,5 < \beta < 2-3$) может сложиться такая ситуация, что догон ударной волной оболочки произойдет только один раз или вообще не произойдет. В этом случае значительная часть первоначальной энергии ВВ будет сосредоточена в ударной волне, неспособной передать эту энергию оболочки. Этот вывод совпадает с выводами работы [5].

Значения предельных скоростей $v_0/D = f(\beta)$ для заряда без полости даны в нижней строке табл. 2, здесь же приведены расчетные значения скоростей v_0/D , полученные по асимптотическим формулам Покровского—Гарни (линейное распределение скорости ПД)

$$v_0/D = (1/2)\sqrt{\beta/(2 + \beta)}$$

Т а б л и ц а 2

	β			
	0,1	0,5	1,0	2,0
v_0/D Покровский—Гарни	0,109	0,223	0,289	0,353
Станюкович	0,110	0,232	0,306	0,386
Численное значение	0,109	0,225	0,290	0,357

Т а б л и ц а 3

	t'			
	2	4	6	8
$\rho_{\max}$	$\lambda=0,3$ 1,68	1,52	1,41	1,27
$\rho_{\min}$	$\lambda=0,5$ 2,54	1,93	2,92	1,44
	$\lambda=0,8$ 4,15	2,29	3,3	1,67

Т а б л и ц а 4

$\lambda \backslash \beta_0$	0,1		0,5		1,0		2,0	
	β	v_0	β	v_0	β	v_0	β	v_0
0	0,1	0,109	0,5	0,225	1,0	0,290	2,0	0,357
0,3	0,091	0,107	0,445	0,213	0,91	0,281	1,82	0,347
0,5	0,075	0,096	0,375	0,197	0,75	0,262	1,5	0,326
0,8	0,036	0,068	0,180	0,140	0,36	0,194	0,72	0,258

и Станюковича

$$v_0/D = (1/2\sqrt{2}) \sqrt{3\beta/(3 + \beta)}$$

(параболическое распределение скорости ПД) [4].

Из табл. 2 следует, что формула Покровского—Гарни, основанная на линейном законе, дает более точное совпадение с результатами численного счета. Следует иметь в виду, что распределение плотности при этом существенно отличается от равновесного. На табл. 3 показано (при $\beta = 0,1$) изменение величины отношения ρ_{max}/ρ_{min} , характеризующее отклонение распределения от равновесного. Отсюда видно, что равновесная стадия процесса, которую можно приближенно определить условием $\rho_{max}/\rho_{min} = 1,5$, наступает относительно более поздно для больших значений λ .

Данные, показывающие изменение конечной скорости оболочек при фиксированных диаметрах и массах в зависимости от изменения размера полости, даны в табл. 4; β и λ связаны зависимостью $\beta = \beta_0(1 - \lambda^2)$. В табл. 5 приведены значения скоростей $(v_0/D)^{1,5}$ при фиксированном радиусе разгона ($a'_S = 1,5$). Эти результаты физически означают прекращение разгона оболочки вследствие разрушения. Интересно отметить, что при больших значениях β_0 влияние радиуса полости на конечную скорость $(v_0/D)^{1,5}$ незначительно (оболочка «не чувствует» наличия полости и ее размеров).

Поступила 26 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Схождение несжимаемого кольца к центру под действием продуктов взрыва.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. V. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1970.
2. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О движении цилиндрического поршня к центру.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. VII. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.

3. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Движение цилиндрического поршня, окруженного слоем расширяющегося газа.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. VII. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
4. Целминш А. Методы расчета взрывов в цилиндрической полости.— ПМ, 1969, т. 36, сер. Е, № 2.
5. Defourneaux M. Transfers d'energie dans les combustions et detonations avec confinement.—«Astronautica Acta», 1972, vol. 17.
6. Каширский А. В., Коровин Ю. В., Одинцов В. А. Движение оболочки при осевой детонации.— ПМТФ, 1971, № 1.

УДК 662.215.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛНЫ В ГРУНТЕ С ПРЕГРАДОЙ ПО ЗАПИСЯМ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ

Г. М. Ляхов, В. А. Плаксий, К. С. Султанов

(Москва, Киев)

При экспериментальных исследованиях взаимодействия взрывных волн с преградами ранее изучались напряжения и скорости частиц в грунте, нагрузки на преграду и ее смещение [1—4].

Ниже приводятся результаты экспериментальных исследований, включавшие одновременное измерение во времени напряжений и деформаций грунта при прохождении падающей и отраженной волны, а также нагрузки на преграду. Это позволило уточнить закономерности первичного и повторного сжатия грунта и проверить применимость модели вязкопластической среды [4].

Эксперименты проводились в лессовом грунте нарушенной структуры, уложенном в котлован глубиной 2 м, шириной и длиной по 1 м. Стенки котлована покрывались листами кровельного железа для уменьшения трения грунта при смещении и для обеспечения одномерности движения. В котловане по всему поперечному сечению устанавливалась железобетонная плита. Ее толщина в первом варианте составляла 0,05 м, а во втором 0,5 м, масса на единицу площади 120 кг/м² и 1200 кг/м² соответственно. Плита толщиной 0,05 м ставилась на глубине 0,3 м, а толщиной 0,5 м — на глубине 0,6 м.

Датчики для измерения напряжений и деформаций размещались в грунте над плитой и на ее поверхности. Напряжение измерялось высокочастотными тензометрическими датчиками, деформации грунта — датчиками, основанными на одновременной записи во времени смещений двух тонких алюминиевых дисков, параллельных плоскости заряда и удаленных на 0,05 м друг от друга. Пространство между дисками заполнялось грунтом, за исключением тонкой трубки, соединяющей диски, в которой находился механизм, позволяющий регистрировать смещение. Сопротивление этого механизма сжатию пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением грунта. Показания датчиков фиксировались на шлейфных осциллографах. Для обеспечения одинаковых условий котлован перед каждым опытом очищался от грунта и заполнялся вновь. При этом проводилась установка датчиков.

Волна создавалась при взрыве на поверхности грунта плоского заряда ВВ, перекрывавшего все поперечное сечение котлована. Заряд состоял из параллельно уложенных и соединенных между собой по краям нитей детонирующего шнура. Применялись заряды массой на единицу площади