

1, 2 соответственно) в пределах до 90 кбар составляет не более 7—8% при давлении до 100 кбар, что можно считать удовлетворительным. Расхождение расчетных и экспериментальных результатов выше 90 кбар может быть вызвано влиянием деформации пуансонов, не учитываемой в данной работе.

Поступила 20 V 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Огибалов П. М., Кийко Н. А. Поведение вещества под давлением. М., изд. Моск. ун-та, 1962.
2. Миринский Д. С. К определению градуировочных кривых установок сверхвысокого давления.— ПМТФ, 1964, № 2.
3. Ильюшин А. А. Вопросы теории течения пластичного вещества по поверхностям.— ПММ, 1954, т. 18, № 3.
4. Верещагин Л. Ф., Семерчан А. А., Кузин Н. Н., Садков Ю. А. Некоторые данные о работе трехступенчатого аппарата высокого давления.— Докл. АН СССР, 1968, т. 183, № 3.
5. Верещагин Л. Ф., Семерчан А. А., Кузин Н. Н., Садков Ю. А. Некоторые данные о работе трехступенчатого аппарата высокого давления с рабочим объемом 100 см³.— Докл. АН СССР, 1972, т. 202, № 1.
6. Прандтль Л. Примеры применения теоремы Генки к равновесию пластических тел.— В кн.: Теория пластичности. М., ИЛ, 1948.
7. Верещагин Л. Ф., Зубова Е. В. Измерение напряжения сдвига ряда веществ при давлениях до 100 000 атм.— Докл. АН СССР, 1960, т. 134, № 4.
8. Миринский Д. С. К расчету давления, созданного в аппаратах сверхвысокого давления с упругопластической средой.— Изм. техника, 1967, № 3.
9. Унксов Е. П. Инженерные методы расчета усилий при обработке металлов давлением. М., «Машиностроение», 1952.

УДК 534.222

ОБ ОДНОМ СЛУЧАЕ ВЗРЫВА СИММЕТРИЧНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Н. Б. Ильинский, А. Г. Лабуткин, Р. Б. Салимов

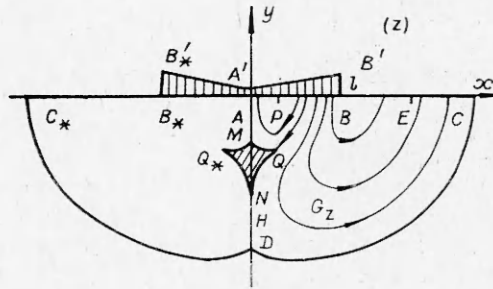
(Казань)

В работе [1] в рамках модели явления взрыва, предложенной М. А. Лаврентьевым, решена плоская задача об определении формы выемки грунта при взрыве поверхностного заряда постоянной толщины (когда импульсное давление постоянно по ширине заряда).

Ниже для той же модели явления взрыва, получившей название «твердожидкостной» [2], рассматривается задача об определении формы выемки грунта при взрыве поверхностного заряда, толщина сечения которого меняется по линейному закону. (Задача сводится к однородной линейной краевой задаче Гильберта с разрывными коэффициентами. Решение получено в замкнутом виде, даны рекомендации по его практической реализации.)

Пусть при взрыве бесконечно длинного заряда сечением ABB' $A'B_*V_*$, симметричным относительно вертикальной оси, образовалась выемка грунта сечением CDC_* (фиг. 1). Исследуем случай, когда в

области течения имеется зона $MQNQ_*$, в которой движение не возникает; границей этой зоны (назовем ее зоной покоя) является линия тока, вдоль которой скорость равна критической. В силу симметрии рассмотрим лишь правую половину области течения, которую обозначим через G_z , а границу последней — через $\Gamma_z(z = x + iy)$.



Фиг. 1

В соответствии с принятой моделью явления взрыва существует комплексный потенциал $w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$, где $\varphi = -\tilde{p}/\rho$, \tilde{p} — импульсное давление; $\rho = \text{const}$ — плотность жидкости (грунта); ψ — функция тока.

Пусть $AA' = q_1$, $BB' = q_2$, причем $q_1 < q_2$. Тогда функция, характеризующая изменение толщины заряда, запишется в виде

$$\delta(x) = [(q_1 - q_2)/l]x + q_1 \quad (0 \leq x \leq l),$$

где $2l$ — ширина заряда. Учитывая, что импульсное давление пропорционально толщине заряда, т. е. $\tilde{p} = k\delta$ [3], где k — известный коэффициент пропорциональности, получим на участке AB длины l границы Γ_z условие

$$(1) \quad \varphi = a_1x + a_2 \quad (0 \leq x \leq l),$$

где $a_1 = k(q_1 - q_2)/\rho l$; $a_2 = -kq_1/\rho$.

На остальных участках Γ_z имеем

$$(2) \quad \begin{aligned} \psi = 0 \text{ на } AMQNDC, \quad \varphi = 0 \text{ на } BC, \\ v = v_0 \text{ на } MQN \text{ и } DC, \end{aligned}$$

где $v_0 = \text{const}$ — известная критическая скорость.

Таким образом, на прямолинейных участках ABC , AM и NHD границы Γ_z , согласно условиям (1), (2), известна либо реальная, либо мнимая часть аналитической в G_z функции $w(z)$, а на криволинейных участках MQN и DC известны $\text{Im } w(z)$ и $|dw/dz|$. Требуется найти участки MQN и DC контура Γ_z (см. фиг. 1).

Введем плоскость годографа комплексной скорости

$$(3) \quad \omega = dw/dz = v_x + i(-v_y),$$

где v_x, v_y — проекции вектора скорости \mathbf{v} на координатные оси. Для значений v_y на участке MA в окрестности точки A справедливо представление

$$(4) \quad v_y = (2a_1/\pi) \ln |y| + F(y),$$

где $F(y)$ — функция, ограниченная в окрестности точки A . Действительно, отобразив конформно область G_z на полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$ комплексного переменного $\zeta = \xi + i\eta$ так, чтобы $\zeta = \infty$ соответствовало некоторой внутренней точке E участка BC (см. фиг. 1), и записав для функции (3),

аналитической в области $\text{Im } \zeta > 0$, интеграл Шварца [4], получим $v_x - iv_y = (a_1/\pi) \ln(a - \zeta) + f_1(\zeta)$, где $f_1(\zeta)$ — функция, ограниченная в окрестности точки $\zeta = a$, соответствующей точке A границы Γ_z . Учитывая, что в окрестности точки a отображающая функция $z(\zeta)$ имеет вид $z(\zeta) = (\zeta - a)^{1/2} f_2(\zeta)$, где $f_2(\zeta)$ ограничена в окрестности $\zeta = a$, $f_2(a) \neq 0$, получим представление (4).

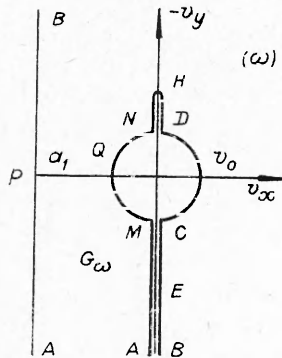
Из формулы (4) видно, что $v_y \rightarrow +\infty$ при $y \rightarrow 0$, так как $a_1 < 0$. Следовательно, в окрестности точки A будет происходить выброс грунта в атмосферу, чему и соответствует изображенная на фиг. 1 область G_z .

На отдельных участках границы Γ_z имеют место условия:

$$(5) \quad \begin{aligned} v_x &= 0, v_y > 0 \text{ на } AM, CB; \\ v^2 &= v_x^2 + v_y^2 = v_0^2 \text{ на } MQN, DC; \\ v_x &= 0, v_y < 0 \text{ на } NHD; \\ v_x &= a_1 < 0 \text{ на } BA. \end{aligned}$$

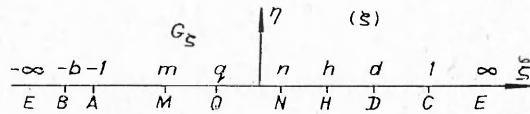
Учитывая условия (5) и то, что всюду в области G_z должно быть $v > v_0$, построим область G_ω в плоскости ω (фиг. 2), соответствующую области G_z (соответственные точки в различных плоскостях обозначены одними и теми же буквами).

Заметим, что положение конца разреза H границы Γ_ω области G_ω неизвестно. В то же время в предлагаемом ниже методе решения задачи



Фиг. 2

коэффициент a_2 формулы (1), характеризующий толщину заряда, не используется. Поэтому положение точки H на Γ_ω , т. е. $\max |v|$ на ND , будем задавать. Тогда толщина заряда и соответствующая ему форма выемки при выбросе грунта определятся в процессе решения задачи.



Фиг. 3

Пусть функция $\omega = \omega(\zeta)$ конформно отображает полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$ переменного $\zeta = \xi + i\eta$ на область G_ω так, что точкам $-b, -1, 1 (1 < b < \infty)$ оси ξ соответствуют точки B, A, C границы Γ_ω области G_ω . Тогда в бесконечно удаленную точку $\zeta = \infty$ перейдет некоторая точка E участка BC границы Γ_ω . Соответствие остальных точек показано на фиг. 3. Точное построение функции $\omega(\zeta)$, конформно отображающей круговой семиугольник G_ω на каноническую область, представляет большие трудности [5]. Поэтому при расчетах целесообразно использовать какой-либо из известных приближенных методов (см. примечание).

Введем в рассмотрение аналитическую в полуплоскости $\text{Im } \zeta > 0$ функцию $z(\zeta) = x(\xi, \eta) + iy(\xi, \eta)$, конформно отображающую эту полуплоскость на область G_z . Функцию, введенную формулой (3), представим в виде

$$(6) \quad \omega = |dw/dz| e^{-i\theta},$$

где θ — угол, образованный вектором скорости v с положительным направлением оси x . Так как участки MQ , QN , DC границы Γ_z являются линиями тока, то на них $(\partial y/\partial \xi)/(\partial x/\partial \xi) = \operatorname{tg} \theta$, или

$$(\partial x/\partial \xi) \sin \theta - (\partial y/\partial \xi) \cos \theta = 0 \quad (m < \xi < n, d < \xi < 1),$$

где $x = x(\xi, 0)$; $y = y(\xi, 0)$.

На остальных участках оси ξ имеем

$$\partial y/\partial \xi = 0 \quad \text{при } -\infty < \xi < -1, 1 < \xi < \infty;$$

$$\partial x/\partial \xi = 0 \quad \text{при } -1 < \xi < m, n < \xi < d.$$

Таким образом, пришли к задаче построения аналитической в полуплоскости $\operatorname{Im} \zeta > 0$ функции $dz/d\zeta = \partial x/\partial \xi + i\partial y/\partial \xi$ по краевому условию

$$(7) \quad c(\xi)\partial x/\partial \xi + d(\xi)\partial y/\partial \xi = 0,$$

где

$$c(\xi) = \sin \theta(\xi), \quad d(\xi) = -\cos \theta(\xi) \quad \text{при } m < \xi < n, d < \xi < 1;$$

$$c(\xi) = 0, \quad d(\xi) = 1 \quad \text{при } |\xi| > 1;$$

$$c(\xi) = 1, \quad d(\xi) = 0 \quad \text{при } -1 < \xi < m, n < \xi < d.$$

Установим класс функций, в котором следует искать решение задачи (7). При $\zeta = \zeta_A$ функция $z'(\zeta)$ имеет особенность половинного порядка. Здесь и далее ζ_A , ζ_C и т. д. обозначают значения ζ в точках A , C и т. д.

При исследовании поведения функции $z'(\zeta)$ в окрестности точек M , Q , N , D , C следует учесть [4], что в случае, когда граница области в окрестности угловой точки состоит из криволинейных участков, представляющих собой аналитические дуги, поведение отображающей функции может существенно отличаться от ее поведения в случае, когда угловая точка образована прямолинейными участками.

Поступая аналогично тому, как это сделано в работе [6], можно показать, что функция $z'(\zeta)$ в точке C имеет особенность порядка $1/2$, в точке Q обращается в нуль первого порядка, а в точках D , N , M ограничена. В точке $\zeta = \infty$ $z'(\zeta)$ имеет нуль второго порядка.

Следовательно, решение полученной линейной однородной краевой задачи Гильберта (7) с разрывными коэффициентами для аналитической в полуплоскости $\operatorname{Im} \zeta > 0$ функции $z'(\zeta)$ надо отыскивать в классе функций, обращающихся в нуль первого порядка в точке $\zeta = q$ и в нуль второго порядка на бесконечности, а также ограниченных в точках m , n , d оси ξ и имеющих особенность половинного порядка в точках -1 , 1 оси ξ .

Представим функцию $z'(\zeta)$ в виде

$$(8) \quad dz/d\zeta = l(\zeta - q)/(\zeta + i)^3 g(\zeta),$$

где $g(\zeta) = \mu(\xi, \eta) + i\nu(\xi, \eta)$ — функция, ограниченная на бесконечности и в точках m , q , n , d оси ξ , а в точках -1 , 1 оси ξ имеет особенность половинного порядка. При $\eta = 0$ из (8) имеем

$$\partial x/\partial \xi + i\partial y/\partial \xi = [(\xi - q)/(\xi + i)^3] [\mu(\xi) + i\nu(\xi)].$$

Выражая отсюда $\partial x/\partial \xi$ и $\partial y/\partial \xi$, подставляя в (7) и сокращая на $(\xi - q)/(\xi^2 + 1)^3$, получим краевое условие для $g(\zeta)$ в виде

$$(9) \quad a(\xi)\mu(\xi) + b(\xi)\nu(\xi) = 0,$$

где $a(\xi) = (\xi^3 - 3\xi)c(\xi) - (3\xi^2 - 1)d(\xi)$, $b(\xi) = (3\xi^2 - 1)c(\xi) + (\xi^3 - 3\xi)d(\xi)$. Соответствующая задаче Гильберта (9) задача Римана имеет вид [7] $F^+(\xi) = G(\xi)F^-(\xi)$, где $F^+(\xi) = g(\xi)$, $G(\xi) = -[a(\xi) + ib(\xi)]/[a(\xi) - ib(\xi)]$, причем функция $F(\zeta)$ удовлетворяет условию $\overline{F^+(\zeta)} = F^-(\zeta)$. На отдельных участках оси ξ находим

$$G(\xi) = [(\xi + i)/(\xi - i)]^3 \text{ при } |\xi| > 1, \quad G(\xi) = -[(\xi + i)/(\xi - i)]^3 \text{ при } \begin{cases} -1 < \xi < m, \\ n < \xi < d; \end{cases}$$

$$G(\xi) = [(\xi + i)/(\xi - i)]^{3e^{2i\theta(\xi)}} \text{ при } \begin{cases} m < \xi < n, \\ d < \xi < 1. \end{cases}$$

В соответствии с установленным классом решений за значения $\arg G(\xi) = \gamma(\xi)$ примем

$$\begin{aligned} 3\beta(\xi) + 2\theta(\xi) &\text{ при } \xi_0 < \xi < 1; \quad 3\beta(\xi) + 2\pi &\text{ при } 1 < \xi < \infty; \\ 3\beta(\xi) - 4\pi &\text{ при } -\infty < \xi < -1; \quad 3\beta(\xi) - 3\pi &\text{ при } -1 < \xi < m; \\ 3\beta(\xi) + 2\theta(\xi) &\text{ при } m < \xi < n; \quad 3\beta(\xi) - \pi &\text{ при } n < \xi < d; \\ 3\beta(\xi) + 2\theta(\xi) &\text{ при } d < \xi < \xi_0, \end{aligned}$$

где $d < \xi_0 < 1$; $\beta(\xi) = \arg [(\xi + i)/(\xi - i)]$ обозначает непрерывную при $-\infty < \xi < \infty$ ветвь. Индекс задачи Гильберта

$$\kappa = (1/2\pi) [\arg G(\xi_0 - 0) - \arg G(\xi_0 + 0)] = 0.$$

В этом случае решение задачи Гильберта определяется с точностью до действительного постоянного множителя [7, 8]

$$(10) \quad g(\zeta) = A_0 \chi(\zeta), \quad A_0 = \overline{A_0} = \text{const},$$

где

$$\chi(\zeta) = \exp \left[\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\xi + i}{\tau + i} + \frac{\xi - i}{\tau - i} \right) \frac{\gamma(\tau) d\tau}{\tau - \zeta} \right].$$

Граничное значение $\chi(\xi)$ выражается формулой

$$(11) \quad \chi(\xi) = f(\xi) \exp i\gamma(\xi)/2,$$

где

$$f(\xi) = \exp \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 + \xi\tau}{1 + \tau^2} \frac{\gamma(\tau) d\tau}{\tau - \xi} \right],$$

интеграл в последнем выражении понимается в смысле главного значения.

На основании (8), (10) найдем

$$(12) \quad z(\zeta) = A_0 \int_{-1}^{\xi} \frac{\sigma - q}{(\sigma + i)^3} \chi(\sigma) d\sigma.$$

Осуществляя в формуле (12) предельный переход при $\zeta \rightarrow \xi$ и выделяя реальную и мнимую части, получим параметрические уравнения границы Γ_z

$$(13) \quad \left. \begin{aligned} x &= A_0 \int_{-1}^{\xi} (\sigma - q) f(\sigma) \Phi(\sigma) d\sigma, \\ y &= A_0 \int_{-1}^{\xi} (\sigma - q) f(\sigma) \Phi_1(\sigma) d\sigma \end{aligned} \right\} (-\infty < \xi < \infty),$$

где

$$\Phi(\sigma) = [\sigma(\sigma^2 - 3) \cos(\gamma(\sigma)/2) + (3\sigma^2 - 1) \sin(\gamma(\sigma)/2)] (\sigma^2 + 1)^{-3};$$

$$\Phi_1(\sigma) = [\sigma(\sigma^2 - 3) \sin(\gamma(\sigma)/2) - (3\sigma^2 - 1) \cos(\gamma(\sigma)/2)] (\sigma^2 + 1)^{-3}.$$

Так как в процессе решения учитывалось лишь условие прямолинейности участка NHD (см. фиг. 1), то, требуя, чтобы $\operatorname{Re} z_N \Rightarrow \operatorname{Re} z(n) = 0$, получим уравнение для определения параметра q , из которого

$$(14) \quad q = \int_m^n \sigma f(\sigma) \Phi(\sigma) d\sigma / \int_m^n f(\sigma) \Phi(\sigma) d\sigma.$$

Множитель A_0 находится из условия $z_B = z(-b) = l$

$$(15) \quad l = -A_0 \int_{-b}^{-1} (\sigma - q) f(\sigma) \Phi(\sigma) d\sigma.$$

Так как $dw/dz = \omega(\zeta)$, то с учетом (12)

$$w(\zeta) = A_0 \int_1^{\xi} \frac{\sigma - q}{(\sigma + i)^3} \chi(\sigma) \omega(\sigma) d\sigma.$$

Отсюда значение потенциала скорости φ в точке A , т. е. величина a_2 формулы (1), запишется в виде

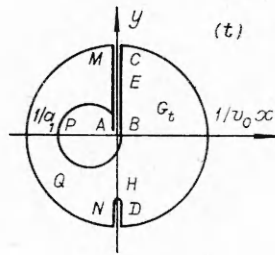
$$(16) \quad a_2 = -A_0 \operatorname{Re} \int_{-1}^1 \frac{\sigma - q}{(\sigma + i)^3} \chi(\sigma) \omega(\sigma) d\sigma,$$

где граничное значение $\chi(\xi)$ определяется по (11).

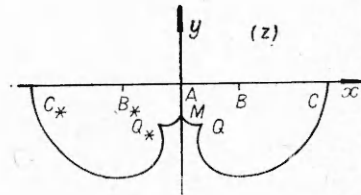
Зная q и A_0 , по формулам (13) найдем координаты точек искомых участков MQN и DC границы выемки грунта.

Таким образом, зная физические параметры среды ρ , v_0 , энергетическую характеристику заряда \tilde{p} и задавая величины l , a_1 , а также максимальную скорость на участке ND (см. фиг. 1), находим величину a_2 , характеризующую толщину заряда, и соответствующую форму выемки при выбросе грунта.

Примечание. В предлагаемом методе решения задачи нет необходимости в построении всей функции $\omega(\zeta)$, отображающей область G_ω на $\operatorname{Im} \zeta > 0$. Достаточно найти лишь ее граничные значения на участке $(-1, 1)$ оси ξ . Для этого удобно использовать метод электромоделирования [9]. Предварительно целесообразно область G_ω преобразовать в ограниченную, например, функцией $t = 1/\omega$. Полученная область G_t , ограниченная внешней окружностью радиуса $1/v_0$ с центром в начале координат и внутренней радиуса $1/2|a_1|$ с центром, смещенным по вещественной оси на величину $1/2|a_1|$, а также разрезами NHD , AM , BC , изображена на фиг. 4. Приложив одну шину по разрезу с внутренней окружностью



Ф и г. 4



Ф и г. 5

$CBPA$, а другую по разрезу NHD , отобразим конформно область G_t на прямоугольник $MNDC$ (область G_u , граница Γ_u). Разделив основания MN и CD прямоугольника G_u на равные части и учитывая (6) и то, что на границе Γ_t области G_t $t = \frac{1}{v_0} e^{i\theta}$, найдем соответствие между точками дуг MN , CD границы Γ_t и точками оснований MN , CD прямоугольника G_u . Далее, приложив одну шину по полуокружности MQN , а другую по полуокружности CD , определим положение точки B , лежащей на стороне MC прямоугольника G_u . Соответствие между точками участков NHD и AM границ Γ_t и Γ_u найдем, если учтем, что на участках NHD и AM границы Γ_t соответственно имеем $1/t = v e^{i\pi/2}$ и $1/t = v e^{3i\pi/2}$. Отобразив затем полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$ (см. фиг. 3) на прямоугольник G_u по формуле Кристоффеля—Шварца так, чтобы точкам $-b, -1, 1$ оси ξ соответствовали точки B, A, C границы Γ_u , установим зависимость $\theta(\xi)$ на участках (m, n) , $(d, 1)$ и зависимость $v(\xi)$ на участках $(-1, m)$, (n, d) оси ξ . Знание этих зависимостей позволяет определить q по (14), A_0 по (15), построить выемку по формулам (13) и определить величину a_2 по формуле (16).

Частный случай. Исследуем случай, когда при взрыве заряда $ABB'A'B_*B_*$ (см. фиг. 1) зоны покоя в выемке не возникает. Соответствующая этому случаю выемка CQM_*C_* изображена на фиг. 5. Тогда разреза NHD в области G_ω (см. фиг. 2) не будет, т. е. $n=h=d$ на оси ξ (см. фиг. 3).

В краевом условии (7) теперь будет

$$(17) \quad \begin{aligned} c(\xi) &= \sin \theta(\xi), \quad d(\xi) = -\cos \theta(\xi) \quad \text{при } m < \xi < 1; \\ c(\xi) &= 0, \quad d(\xi) = 1 \quad \text{при } |\xi| > 1; \\ c(\xi) &= 1, \quad d(\xi) = 0 \quad \text{при } -1 < \xi < m. \end{aligned}$$

Вид краевого условия (9) с учетом (17) останется прежним. За значения $\arg G(\xi) = \gamma(\xi)$ примем

$$\begin{aligned} 3\beta(\xi) + 2\theta(\xi) &\quad \text{при } \xi_0 < \xi < 1; \quad 3\beta(\xi) + 2\pi \quad \text{при } 1 < \xi < \infty; \\ 3\beta(\xi) - 4\pi &\quad \text{при } -\infty < \xi < -1; \quad 3\beta(\xi) - 3\pi \quad \text{при } -1 < \xi < m; \\ 3\beta(\xi) + 2\theta(\xi) &\quad \text{при } m < \xi < \xi_0, \end{aligned}$$

где $m < \xi_0 < 1$, $\beta(\xi)$ обозначает то же, что и выше. В этом случае индекс задачи Гильберта также равен нулю. Функция $z(\zeta)$, как и ранее, определяется формулой (12).

Однако теперь предоставляется возможность форму заряда целиком задать заранее, т. е. и величину a_2 . Тогда для определения постоянных A_0

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. Лапко-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. Мухелишвили 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 $\lambda = a_{op}/a_0$, где m — масса заряда ВВ; M — масса оболочки; a_{op} — радиус полости в заряде ВВ;