

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Б. Ильинский, А. В. Поташев, А. В. Рубиновский, П. А. Фищенко, Решение некоторых задач теории взрыва в импульсно-гидродинамической постановке,

Тр. сем. по краев. задачам, 1977, выпуск 14, 98–109

<https://www.mathnet.ru/kukz319>

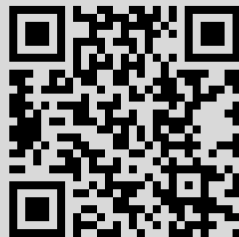
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.172

26 апреля 2025 г., 07:36:48



ИЛЬИНСКИЙ Н. Б., ПОТАШЕВ А. В., РУБИНОВСКИЙ А. В.,
ФИЩЕНКО П. А.

РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ТЕОРИИ ВЗРЫВА В ИМПУЛЬСНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПОСТАНОВКЕ

В настоящей работе методом конформных преобразований решается ряд задач взрыва плоских шнуровых зарядов (ШЗ) в импульсно-гидродинамической постановке по твердо-жидкостной модели (ТЖМ) и для сравнения некоторых размеров выемки или пробойны — по жидкостной модели (ЖМ) (см., напр., [1]). Исследуется влияние геометрических и физических параметров на форму и размеры выемки выброса грунта и пробойны в пластине. Приводятся результаты числовых расчетов.

§ 1. Изучение влияния твердого дна при взрыве на выброс плоских ШЗ

В работе [1] по ТЖМ решена задача о взрыве точечного заглубленного заряда при наличии твердого (непробиваемого) дна. Ниже рассматривается задача о влиянии твердого дна на форму и размеры выемки выброса грунта при взрыве плоских ШЗ.

1. Пусть при взрыве бесконечно длинного плоского ШЗ сечением BAV' ширины $2l$ на поверхности грунта CC' , на глубине H от которой находится непробиваемое дно, образовалась выемка выброса CFC' (рис. 1а). В силу симметрии относительно вертикальной оси будем рассматривать лишь правую половину области, которую обозначим G_z , а ее границу — Γ_z , где $z = x + iy$ — физическая плоскость. Согласно импульсно-гидродинамической постановке существует комплексный потенциал течения $w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$, где $\varphi = -P/\rho$, P — импульсное давление, ρ — плотность грунта, ψ — функция тока. Обозначим через v_0 величину критической скорости, характеризующую свойства грунта, а через P_0 — величину импульсного давления на участке AB границы Γ_z (значения v_0 и P_0 считаются известными).

Требуется построить границу Γ_z , считая участки AB и BC эквипотенциалами, а участок $AFEDC$ — линией тока, причем на FE и DC скорость постоянна и равна v_0 .

2. Если ввести безразмерные переменные соотношениями

$$\tilde{z} = \frac{z}{l}, \quad \tilde{v} = \frac{vl}{\varphi_0}, \quad \tilde{w} = \frac{w}{\varphi_0}, \quad (1.1)$$

где \bar{v} — скорость, $v = |\bar{v}|$, $\varphi_0 = P_0/\rho$, то решение задачи будет зависеть от двух параметров: $\tilde{v}_0 = v_0 l / \varphi_0$ и $\tilde{H} = H/l$, т. к. $\tilde{l} = 1$, $\tilde{\varphi}_0 = 1$. В дальнейшем будем использовать безразмерные переменные, опуская ради простоты знак \sim .

Введем в рассмотрение функцию

$$\chi = i \ln \left(\frac{1}{v_0} \frac{dw}{dz} \right) = \theta + is, \quad (1.2)$$

где $\theta = \arg \bar{v}$, $s = \ln v/v_0$. На отдельных участках Γ_z имеем следующие краевые условия:

$$\begin{aligned} &\text{на } AB \quad \varphi = -1, \quad \theta = -\pi/2; \quad \text{на } BC \quad \varphi = 0, \quad \theta = \pi/2; \\ &\text{на } CD \quad \psi = 0, \quad s = 0; \quad \text{на } DE \quad \psi = 0, \quad \theta = 0; \\ &\text{на } EF \quad \psi = 0, \quad s = 0; \quad \text{на } FA \quad \psi = 0, \quad \theta = -\pi/2. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Согласно условиям (1.3) в плоскостях w и χ области G_z соответствуют области G_w и G_χ (рис. 1б и 1в, соответствующие точки обозначены одинаковыми буквами). Значение s в точке M обозначим через b ; M — точка, в которой скорость v достигает максимального значения на участке ED . Отобразим конформно полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$ ($\zeta = \xi + i\eta$) на области G_w и G_χ соответственно функциями

$$w(\zeta) = \frac{i}{\pi} \int_{\text{ch } b}^{\zeta} \frac{d\tau}{\sqrt{(\tau+a)(\tau-\text{ch } b)}}, \quad \chi(\zeta) = \arcsin \sqrt{\zeta^2 - \text{sh}^2 b}. \quad (1.4)$$

При этом точкам A, F, E, M, D, C, B будут соответствовать точки оси ξ : $-a, -\text{ch } b, -\text{sh } b, 0, \text{sh } b, \text{ch } b, \infty$, причем $a \geq \text{ch } b, b \geq 0$.

Записав (1.2) в виде

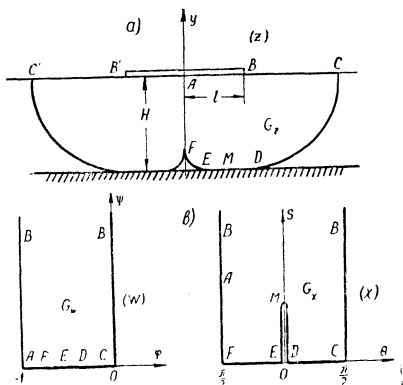


Рис. 1.

$$dz = \frac{1}{v_0} e^{i\lambda} \frac{dw}{d\zeta} d\zeta \quad (1.5)$$

и учитывая (1.4), найдем

$$z(\zeta) = \frac{-1}{\pi v_0} \int_{-a}^{\zeta} \frac{\sqrt{\tau^2 - \text{sh}^2 b} - \sqrt{\tau^2 - \text{ch}^2 b}}{\sqrt{(\tau + a)(\tau - \text{ch} b)}} d\tau,$$

где параметры a и b определяются из условий соответствия точек B и D в областях G_z и G_c : $\text{Re } z(\infty) = 1$, $\text{Im } z(\text{sh } b) = -H$.

3. Исследуем влияние параметров a и b на форму Γ_z . При $b=0$ участок EMD границы Γ_z стянется в точку, и дно не будет оказывать влияния на форму выемки выброса, т. е. рассматриваемая задача сведется к задаче о взрыве на поверхности полупространства [2]. Зависимость $v_0 = v_0(H)$, соответствующая этому случаю, изображена на рис. 2 сплошной линией. Если значениям v_0 и H соответствует точка, лежащая выше этой кривой, то граница выемки не будет достигать дна.

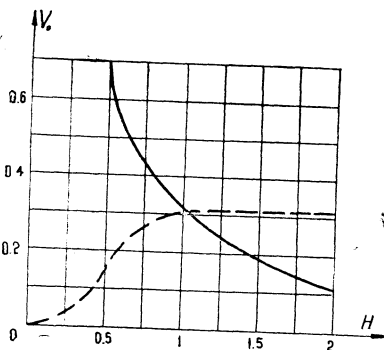


Рис. 2.

При $a = \text{ch } b$ точка F совпадет с точкой A границы Γ_z , а область G_z будет симметричной относительно оси $x=1$. Зависимость между H и v_0 , соответствующая этому случаю, изображена на рис. 2 штриховой линией. Если v_0 и H таковы, что соответствующая им точка в плоскости (H, v_0) лежит выше штриховой линии, то часть грунта, прилегающая к заряду, останется невыброшенной.

4. Для сравнения получим решение рассмотренной задачи по ЖМ. В этом случае области G_z и G_w имеют вид полуполос. Построив отображающую функцию $w = w(z)$, определим

$$v = \left| \frac{dw}{dz} \right| = \left| \frac{\sqrt{c-1} \text{sh } t}{H(\text{ch } t - c) \sqrt{\text{ch } t - 1}} \right|, \quad (1.6)$$

где $t = \pi z/H$, $c = \text{ch } \pi/H$. Полагая в (1.6) $v = v_0$, найдем точку свободной поверхности, соответствующую краю выемки выброса.

5. Аналогично решается задача о взрыве щелевого заряда AB ширины l с выходом торца B на свободную поверхность. По ТЖМ области G_z в плоскости w соответствует полуполоса, а в плоскости χ — полуполоса с двумя

разрезами: ANB ($\theta = 0$, $n \leq s < \infty$) и EMD ($\theta = 0$, $0 \leq s \leq m$) где N — точка, в которой v принимает минимальное значение на участке AB . В плоскости $\zeta = \xi + i\eta$ точкам A, F, E, M, D, C, B, N соответствуют точки $-1, -\beta, -\alpha, 0, \alpha, \beta, 1, \infty$ оси ξ , где $\alpha = \text{sh } m / \text{sh } n$, $\beta = \text{ch } m / \text{ch } n$, причем $n > m$. Построив отображающие функции $\chi = \chi(\zeta)$ и $\omega = \omega(\zeta)$ и учитывая (1.5), получим

$$z(\zeta) = \frac{\sqrt{2(1-\beta)}}{\pi v_0} \int_1^\zeta \frac{V\beta^2 - \tau^2 \text{ch } n - V\alpha^2 - \tau^2 \text{sh } n}{(\tau^2 - 1)V(\tau - 1)(\tau - \beta)} d\tau,$$

где параметры m и n определяются из соответствия точек A и D в областях G_z и G_ζ : $\text{Im } z(-1) = -1$, $\text{Im } z(\alpha) = -H$. Решение этой задачи по ЖМ имеет вид

$$v = \left| \frac{\text{sh } t}{H(\text{sh } t - 1)} \sqrt{\frac{1-d}{\text{ch } t - d}} \right|,$$

где $t = \pi z / H$, $d = \cos \pi / H$.

6. Численные расчеты для поверхностного и щелевого ШЗ по ТЖМ проводились в полуобратной постановке. При этом в первой задаче задавались параметры a, b , во второй — m, n , а величины v_0, H отыскивались в процессе решения.

На рис. 3 изображены выемки, образованные взрывами поверхностных (кривые 1—3) и щелевых (кривые 4—6) зарядов. Соответствующие каждой выемке величины H, v_0 , координаты характерных точек по ТЖМ (y_F, x_F, x_D, x_C) и ЖМ (x_C^*) при наличии дна, а также наибольшая глубина h и полуширина L выемки по ТЖМ при отсутствии дна [2, 3] приведены в табл. 1.

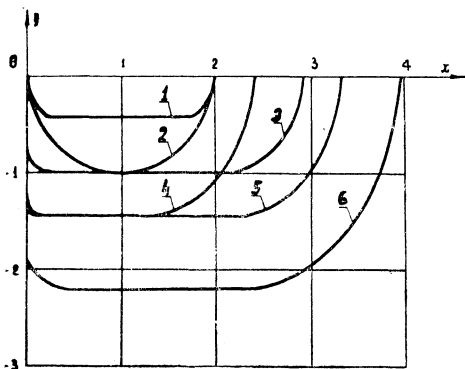


Рис. 3.

Таблица 1

№	H	v_0	$-y_F$	x_E	x_D	x_C	x_C^*	h	L
1	0,402	0,082	0	0,240	1,760	2	1,873	2,467	3,778
2	1	$1/\pi$	0	1	1	2	1,764	1	2
3	1	0,082	0,807	0,198	2,268	2,925	2,569	2,467	3,778
4	1,420	0,149	1,298	0,145	1,439	2,403	1,955	1,962	2,604
5	1,420	0,059	1,359	0,050	2,307	3,218	2,742	3,103	4,266
6	2,210	0,059	1,928	0,305	2,479	3,965	3,258	3,103	4,266

Из результатов расчетов следует, что наличие непробиваемого дна при взрыве плоских ШЗ (поверхностных и щелевых) ведет, как и при взрыве точечных заглубленных зарядов [1], к уменьшению размеров выемки выброса. Ширина выемки выброса по ЖМ получается меньше, чем по ТЖМ.

§ 2. Исследование влияния откосов на форму выемки выброса

В этом параграфе рассматриваются задачи об образовании выемок выброса при взрыве плоских поверхностных и щелевых ШЗ в области, ограниченной вертикальными откосами.

1. Пусть при взрыве на поверхности CC' бесконечно длинного ШЗ сечением BAV' ширины $2l$, по обе стороны от оси которого на расстоянии L находятся вертикальные откосы CN и $C'N'$, образовалась выемка NPN' (рис. 4а). В соответствии с принятой ТЖМ явления взрыва в окрестностях точек C, C' существуют „целики“, ограниченные линиями тока, на которых величина скорости равна критической.

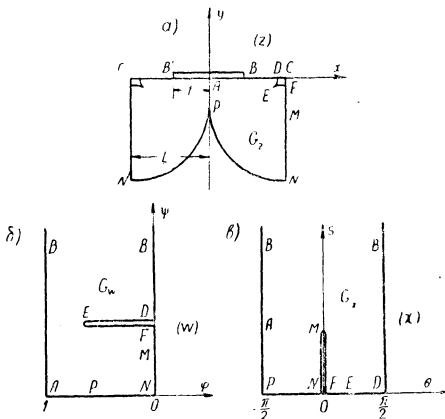


Рис. 4.

В силу симметрии относительно оси y будем рассматривать лишь правую половину области, которую обозначим G_z , а ее границу — Γ_z . Требуется построить границу Γ_z , считая ее участки AB, BD, FN эквипотенциалами, а DEF, APN — линиями тока, причем на PN и DEF $v = v_0$. Величины v_0 и φ_0 считаются известными.

2. Если перейти к безразмерным переменным (1.1), то решение задачи

будет зависеть от двух параметров \tilde{v}_0 и \tilde{L} , т. к. $\tilde{l} = 1$, $\tilde{\varphi}_0 = 1$ (в дальнейшем знак \sim будем опускать).

На отдельных участках границы Γ_z имеем следующие краевые условия:

$$\begin{aligned} &\text{на } AB \quad \varphi = -1, \quad \theta = -\pi/2; \quad \text{на } BD \quad \varphi = 0, \quad \theta = \pi/2; \\ &\text{на } DEF \quad \psi = \psi_1, \quad s = 0; \quad \text{на } FMN \quad \varphi = 0, \quad \theta = 0; \quad (2.1) \\ &\text{на } NP \quad \psi = 0, \quad s = 0; \quad \text{на } PA \quad \psi = 0, \quad \theta = -\pi/2; \end{aligned}$$

в точке M обозначим $s = \hat{b}$, где M — точка, в которой v достигает своего максимального значения на участке FMN , $\psi_1 = \text{const}$.

Согласно условиям (2.1), в плоскостях w и χ области G_z соответствуют области G_w и G_χ (рис. 4б и 4в). Отобразим конформно полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$ на области G_w и G_χ соответственно функциями

$$\begin{aligned} w(\zeta) &= i\lambda \int_{-\text{sh } b}^{\zeta} \frac{(m - \tau) d\tau}{V(\tau^2 - \text{sh}^2 b)(\tau + a)(\tau - \text{ch } b)}; \\ \chi(\zeta) &= \arcsin V\zeta^2 - \text{sh}^2 b. \end{aligned} \quad (2.2)$$

При этом точкам A, P, N, M, F, E, D, B будут соответствовать точки оси ξ : $-a, -\text{ch } b, -\text{sh } b, 0, \text{sh } b, m, \text{ch } b, \infty$, причем $a \geq \text{ch } b, b \geq 0, \text{sh } b \leq m < \text{ch } b$.

Подставив (2.2) в (1.5), получим

$$z(\zeta) = \frac{\lambda}{v_0} \int_{-a}^{\zeta} \frac{(V\tau^2 - \text{sh}^2 b - V\tau^2 - \text{ch}^2 b)(\tau - m) d\tau}{V(\tau^2 - \text{sh}^2 b)(\tau + a)(\tau - \text{ch } b)},$$

где параметры a, b, m, λ определяются из условий соответствия точек в областях G_w и G_ζ, G_z и G_ζ :

$$\text{Re } w(\text{ch } b) = 0, \quad \text{Re } w(-a) = -1, \quad \text{Re } z(-\text{sh } b) = L, \quad \text{Re } z(\infty) = 1.$$

3. Исследуем влияние величин a и b на форму Γ_z .

При $b = 0$ участок FN границы Γ_z стянется в точку, дуга FE станет прямолинейной, так как в этом случае $m = 0$, и совпадет с частью дуги NP . Остальная часть границы Γ_z ($APED$) совпадет с границей выемки выброса, получающейся в случае отсутствия откосов.

С физической точки зрения этот факт объясняется следующим образом. При больших L и v_0 влияние откосов не сказывается. При уменьшении значений L и v_0 край выемки приближается к откосу и, начиная с момента, когда расстояние от нижней точки выемки до откоса становится равным

расстоянию от той же точки до горизонтальной свободной поверхности вдоль границы выемки, происходит пробой на откос.

Зависимость $v_0 = v_0(L)$, соответствующая этому случаю, изображена на рис. 5 сплошной линией. Если значениям L и v_0 соответствует точка, лежащая выше этой кривой, то пробой на откос не происходит.

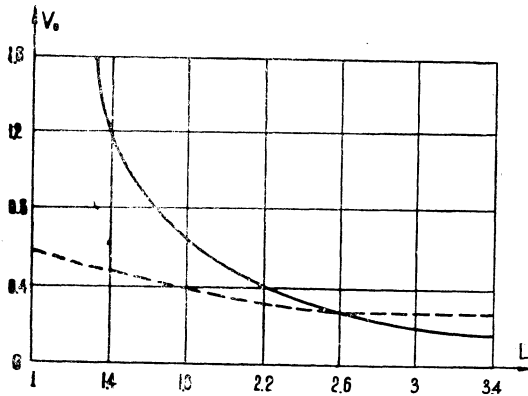


Рис. 5.

При $a = \text{ch } b$ точки A и P границы Γ_z совпадают. Зависимость между L и v_0 , соответствующая этому случаю, изображена на рис. 5 штриховой линией. Если L и v_0 таковы, что точка, соответствующая им в плоскости (L, v_0) , лежит выше этой кривой, то часть грунта, прилегающая к заряду, останется невыброшенной.

4. Для сравнения получено решение задачи по ЖМ. Модуль вектора скорости в этом случае определяется из соотношения

$$v = \left| \frac{V(1-q)(1+\cos t)}{\cos t - q} \right|,$$

где $t = \pi z/L$, $q = \cos \pi/L$.

5. Аналогично решается задача о взрыве щелевого заряда AB ширины l с выходом торца B на свободную поверхность. Решение этой задачи по ТЖМ записывается в виде

$$z(\zeta) = \frac{\lambda}{v_0} \int_1^{\zeta} \frac{(V\alpha^2 - \tau^2 \text{sh } c - V\beta^2 - \tau^2 \text{ch } c)(\tau - m)}{(\tau^2 - 1)V(\tau^2 - \alpha^2)(\tau - \beta)(\tau - 1)} d\tau,$$

где $\alpha = \text{sh } d/\text{sh } c$, $\beta = \text{ch } d/\text{ch } c$, параметры d и c определяют величину скорости в точках M и Q (Q — точка заряда, в которой v минимальна). Области течения G_z соответствует

полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$, а точкам границы Γ_z : $A, P, N, M, F, E, D, B, Q$ — точки оси ξ : $-1, -\beta, -\alpha, 0, \alpha, m, \beta, 1, \infty$, причем $c > d \geq 0, \alpha \leq m < \beta$.

Параметры c, d, m, λ определяются из условий соответствия точек в областях G_w и G_c, G_z и G_t :

$$\text{Re } w(\beta) = 0, \text{Re } w(-1) = -1, \text{Re } z(-\alpha) = L, \text{Im } z(-1) = -1,$$

где

$$w(\zeta) = i\lambda \int_{-\alpha}^{\zeta} \frac{(m-\tau) d\tau}{(\tau-1) \sqrt{(\tau^2-\alpha^2)(\tau-\beta)(\tau+1)}}.$$

Решение этой задачи по ЖМ имеет следующий вид

$$v = \left| \sqrt{\frac{(g-1)(1+\cos t)}{(g-\cos t)(1-\cos t)}} \right|,$$

где $t = \pi z/L, g = \text{ch } \pi/L$.

6. Численные расчеты для рассмотренных задач по ТЖМ проводились в полуобратной постановке. При этом для первой задачи задавались параметры a и b , для второй — c и d , а величины v_0 и L отыскивались в процессе решения.

На рис. 6 изображены выемки, образованные взрывами поверхностных (кривые 1—3) и щелевых (кривые 4—6) зарядов. Соответствующие каждой выемке величины L и v_0 , координаты характерных точек по ТЖМ (y_N, y_F, x_D) и ЖМ (y_N^*, y_F^*, x_D^*) при наличии откосов, а также значения глубины (h') и ширины (L') выемок при отсутствии откосов [2, 3] приведены в табл. 2.

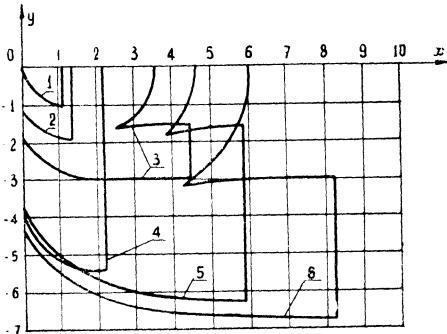


Рис. 6.

Таблица 2

№	L	v_0	$-y_N$	$-y_N^*$	$-y_F$	$-y_F^*$	x_D	x_D^*	h'	L'
1	1,058	0,60	1,050	0,825	0,003	0,003	1,053	1,053	0,529	1,593
2	1,323	0,24	1,975	1,502	0,009	0,041	1,320	1,283	1,324	2,341
3	4,480	0,08	3,081	—	1,672	—	3,539	2,758	2,538	3,879
4	2,200	0,023	5,501	4,817	0,081	0,114	2,122	2,065	4,724	6,790
5	5,914	0,023	6,327	—	1,596	—	4,688	4,108	4,724	6,790
6	8,349	0,021	6,810	—	2,934	—	6,082	4,885	5,185	7,273

Полученные результаты показывают, что размеры выемки выброса, полученные по ЖМ, меньше, чем по ТЖМ. Из расчетов также видно, что наличие откосов приводит к увеличению глубины выемки.

§ 3. Пробивание пластины взрывом плоских ШЗ

В работе [4] исследована задача взрыва плоского ШЗ на поверхности тонкой пластины, т. е. такой, у которой толщина много меньше ширины заряда. Показано, что ширина пробоины растет с увеличением импульса давления медленнее, чем при взрыве на поверхности полупространства. Вследствие того, что пластина считалась тонкой, пробоина получилась симметричной относительно оси $y = -H/2$ (рис. 7а). Ниже рассматривается взрыв на поверхности пластины произвольной толщины.

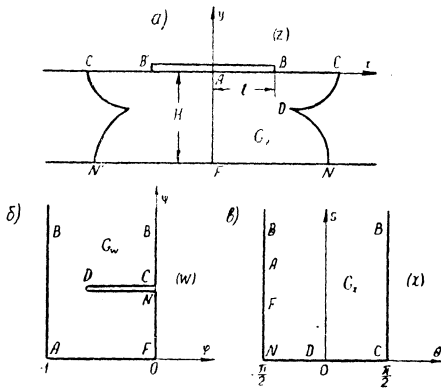


Рис. 7.

1. Пусть при взрыве бесконечно длинного плоского ШЗ сечением BAB' ширины $2l$ на поверхности пластины CC' толщины H образовалась пробоина $CNN'C'$. Критическая скорость материала пластины v_0 и величина потенциала на поверхности заряда φ_0 считаются известными. В силу симметрии физической области относительно оси y рассмотрим лишь ее правую половину, которую обозначим G_2 , а ее границу — Γ_2 .

Требуется построить границу Γ_2 , считая участки AB , BC , NF эквипотенциалами, а участки CDN и AF — линиями тока, причем на CDN выполняется условие $v = v_0$.

2. Перейдем к безразмерным переменным $\tilde{z} = z/H$, $\tilde{w} = w/\varphi_0$, $\tilde{v} = vH/\varphi_0$. Тогда решение задачи будет зависеть от двух параметров \tilde{v}_0 и \tilde{l} , т. к. $\tilde{H} = 1$, $\tilde{\varphi}_0 = 1$. В дальнейшем знак \sim будем опускать.

На отдельных участках границы Γ_2 имеем следующие краевые условия:

$$\begin{aligned} &\text{на } AB \quad \varphi = -1, \quad \theta = -\pi/2; \quad \text{на } BC \quad \varphi = 0, \quad \theta = \pi/2; \\ &\text{на } CDN \quad \psi = \psi_1, \quad s = 0; \quad \text{на } NF \quad \varphi = 0, \quad \theta = -\pi/2; \\ &\text{на } FA \quad \psi = 0, \quad \theta = -\pi/2, \quad \text{где } \psi_1 = \text{const}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Согласно условиям (3.1) в плоскостях w и χ области G_z соответствуют области G_w и G_χ (рис. 7б и 7в). Отообразим конформно полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$ на области G_w и G_χ соответственно функциями

$$w(\zeta) = i\lambda \int_f^{\zeta} \frac{(d-\tau) d\tau}{V(\tau^2-1)(\tau-a)(\tau-f)}, \quad \chi(\zeta) = \arcsin \zeta. \quad (3.2)$$

При этом точкам A, F, N, D, C, B будут соответствовать точки оси ξ : $a, f, -1, d, 1, \infty$, причем $-1 \leq d < 0$, $a < f \leq -1$.

Подставляя (3.2) в (1.5), получим

$$z(\zeta) = \frac{\lambda}{v_0} \int_a^{\zeta} \frac{(\tau - V\tau^2 - 1)(\tau - d) d\tau}{V(\tau^2 - 1)(\tau - a)(\tau - f)},$$

где параметры a, f, d, λ определяются из условий соответствия точек в областях G_w и G_χ , G_z и G_c :

$$\text{Re } w(1) = 0, \quad \text{Re } w(a) = -1, \quad \text{Im } z(f) = -1, \quad \text{Re } z(\infty) = l.$$

3. В зависимости от величин параметров выемка выброса принимает различный вид. При $f = -1$ участок FN границы Γ_z стянется в точку, дуга DN перейдет в прямолинейный отрезок, так как в этом случае $d = -1$, и совпадет с осью y . Остальная часть границы $\Gamma_z(ADC)$ совпадет с границей выемки выброса, образованной взрывом плоского ШЗ на поверхности полупространства.

Этот факт объясняется следующим. При малых l или больших v_0 наличие нижней свободной поверхности NN' не влияет на форму выемки. При увеличении l или уменьшении v_0 граница выемки приближается к NN' и, начиная с момента, когда расстояние от точки разветвления границы выемки до NN' становится равным длине криволинейной части границы (рассматривается половина выемки), происходит пробой пластины.

Зависимость $v_0 = v_0(l)$, соответствующая этому случаю, изображена на рис. 8. Если значениям l и v_0 соответствует точка, лежащая выше этой кривой, то пробой пластины не происходит.

4. Для сравнения получено решение задачи по ЖМ. Оно имеет следующий вид

$$x_C = \text{arcsch} \left(\frac{\text{sh } \pi l}{v_0} + \text{ch } \pi l \right), \quad x_N = \text{arcsch} \left(\frac{\text{sh } \pi l}{v_0} - \text{ch } \pi l \right). \quad (3.3)$$

Из (3.3) видно, что при $l > 0$ имеем $x_C > x_N$, т. е. ширина пробоины сверху всегда больше ширины пробоины снизу.

5. Аналогично решается задача о взрыве щелевого заряда AB с торцом B на свободной поверхности. В этом случае неизвестная граница Γ_z области G_z может быть построена при помощи следующей формулы

$$z(\zeta) = \frac{i\lambda m}{v_0} \int_0^\zeta \frac{(\tau \sqrt{m^2 - 1} - \sqrt{m^2 \tau^2 - 1})(\tau - c)}{(\tau^2 - 1) \sqrt{(m^2 \tau^2 - 1)(\tau - 1)(\tau - n)}} d\tau,$$

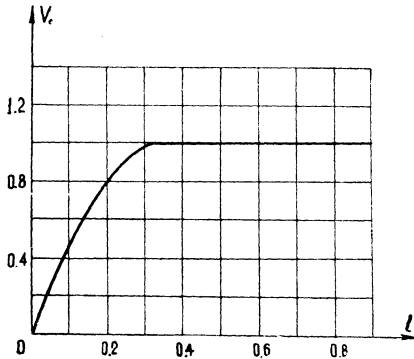


Рис. 8.

где параметр m определяет $\min v$ на заряде AB . Области течения G_z соответствует полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$, а точкам границы Γ_z : A, F, N, D, C, B — точки оси ξ : $-1, n, -1/m, c, 1/m, 1$, причем $-1/m < c < 0$.

Параметры c, m, n, λ определяются из условий соответствия точек в областях G_w и G_z, G_z и G_z :

$$\begin{aligned} \text{Re } w(1/m) &= 0, & \text{Re } w(-1) &= \\ & & &= -1, & \text{Im } z(-1) &= -l, \\ & & & & \text{Im } z(n) &= -1, \end{aligned}$$

где

$$w(\zeta) = \lambda \int_n^\zeta \frac{(\tau - c) d\tau}{\sqrt{(\tau^2 m^2 - 1)(\tau - n)(\tau + 1)(\tau - 1)}}.$$

Выражение для v , полученное при решении задачи по ЖМ, может быть записано следующим образом

$$v = \left| \frac{\sqrt{2(f+1)} \cos t}{(\sin t + 1) \sqrt{(\sin t - 1)(\sin t - f)}} \right|,$$

где $t = i\pi z, f = -\cos \pi l$.

6. Численные расчеты для этих задач по ТЖМ также проводились в полуобратной постановке. При этом для первой задачи задавались параметры a и f , для второй — m и n , а величины v_0 и l отыскивались в процессе решения.

На рис. 9 изображены пробоины для поверхностных (кривые 1—2) и щелевых (кривые 3—5) зарядов. Соответствующие каждой пробоине величины l и v_0 , координаты характерных точек по ТЖМ (x_C, x_N, x_D, y_D) и ЖМ (x_C^*, x_N^*) приведены в табл. 3.

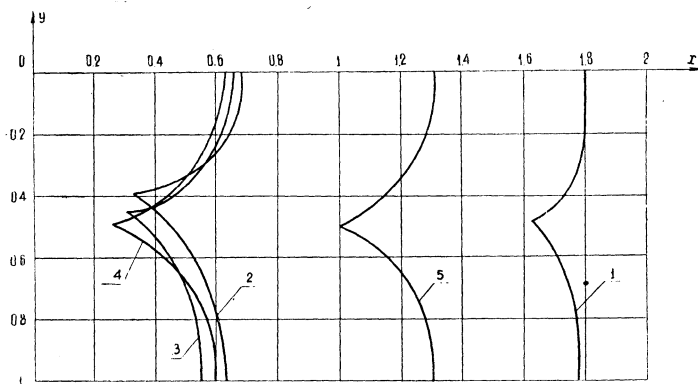


Рис. 9.

Таблица 3

№	l	v_0	x_C	x_C^*	x_N	x_N^*	x_D	$-y_D$
1	0,134	0,005	1,793	1,645	1,786	1,637	1,624	0,491
2	0,120	0,160	0,780	0,611	0,632	0,255	0,326	0,398
3	0,840	0,909	0,613	0,483	0,602	0,463	0,248	0,493
4	0,516	0,689	0,658	0,520	0,562	0,360	0,299	0,456
5	0,232	0,275	0,741	0,611	0,606	0,370	0,369	0,423

Полученные результаты показывают, что ширина пробойны, полученная по ЖМ, меньше, чем по ТЖМ. Из расчетов также видно, что в общем случае пробойна не симметрична относительно оси $y = -H/2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. М., Поляк Э. Б. Импульсно-гидродинамические схемы расчета взрыва на выброс шнуровых зарядов. — «Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых», 1973, № 4, с. 32—39.
2. Кузнецов В. М. О форме воронки выброса при взрыве на поверхности грунта. — ПМТФ, 1960, № 3, с. 152—156.
3. Поляк Э. Б. О форме воронки выброса при взрыве вертикальных зарядов. — «Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых», 1974, № 3, с. 118—122.
4. Кузнецов В. М. О взрыве на поверхности пластинки. — ПМТФ, 1962, № 3, с. 40—43.

Доложено на семинаре 21 апреля 1976 г.