

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ПЛОСКИХ ШНУРОВЫХ ЗАРЯДОВ ПРИ ВЗРЫВЕ НА ПОВЕРХНОСТИ ГРУНТА

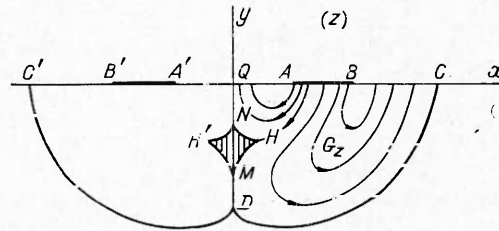
Н. Б. Ильинский, Н. Д. Якимов

(Казань)

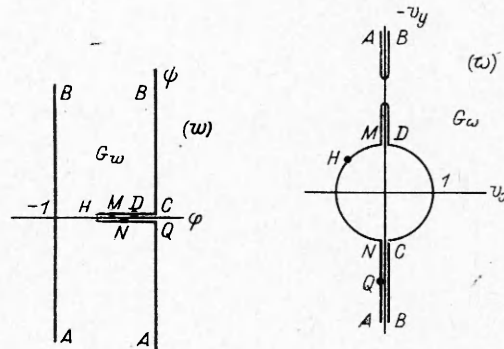
В работе [1] исследована задача о гидродинамическом взаимодействии двух точечных шнуровых зарядов (ШЗ) при взрыве на поверхности грунта. Сделанное в этой работе допущение о возможном существовании внутри области течения твердо-жидкостной модели взрыва М. А. Лаврентьева зон со скоростями меньше критической привело к появлению интервала значений L ($2L$ — расстояние между зарядами), при котором решение задачи неединственно. В данной работе при исследовании задачи взаимодействия зарядов предлагается также, как это сделано в работе [2] при изучении взрыва одного симметричного ШЗ переменного сечения, вводить зону покоя (целик) грунта. Введение такого целика позволяет полностью сохранить положения твердо-жидкостной модели и получать единственное однолиственное решение задачи.

Рассмотрим задачу об определении границы выемки выброса при взрыве на горизонтальной поверхности грунта двух одинаковых плоских ШЗ. В основу решения положим твердо-жидкостную модель взрыва, согласно которой движение грунта описывается уравнениями идеальной несжимаемой жидкости всюду, где величина скорости $v > v_*$ (v_* — критическая скорость). Вне зоны, где $v > v_*$, грунт считается абсолютно твердым телом. Граница, отделяющая жидкую среду от абсолютно твердого тела, является твердой стенкой и находится из условия равенства на ней $v = v_*$. Соответствующая этой модели схема выброса грунта при взрыве двух плоских ШЗ в общем случае изображена на фиг. 1, где AB и $A'B'$ — плоские ШЗ, CQC' — свободная поверхность, CDC' — граница выемки выброса, $HNH'M$ — целик, т. е. абсолютно твердое тело, на границе которого (как и на границе выемки выброса) $v = v_*$.

В силу симметрии относительно оси y рассмотрим лишь правую половину области движения, которую обозначим через G_z , а ее границу — через Γ_z . Исходные параметры задачи: ширина l заряда AB , значение потенциала скорости на нем φ_0 , величина критической скорости v_* и расстояние между зарядами $2L$ ($L = QA$). Если ввести безразмерные перемен-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

ные соотношениями

$$w' = w/\varphi_0, \quad v' = v/v_*, \quad z' = zv_*/\varphi_0,$$

где $z = x + iy$ — физическая плоскость; $w = \varphi + i\psi$ — комплексный потенциал течения, то решение будет зависеть лишь от параметров $l' = lv_*/\varphi_0$ и $L' = Lv_*/\varphi_0$, так как $\varphi'_0 = 1, v'_* = 1$. В дальнейшем будем использовать безразмерные переменные, опуская ради простоты штрих.

Описанная задача о нахождении границы выемки выброса и формы пеллика сводится к следующей краевой задаче: определить положение и форму неизвестных участков CD и MHN границы Γ_z так, чтобы аналитическая в G_z и непрерывная в \bar{G}_z (кроме точек A и B) функция $w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$ удовлетворяла на Γ_z условиям:

(1) $\varphi = -1$ на AB ; $\varphi = 0$ на QA, BC ; $\psi = 0$ на $QNHMDC$;

(2) $\partial\varphi/\partial s = -1$ на NH ; $\partial\varphi/\partial s = 1$ на HM, DC ,

где s — дуговая абсцисса точки границы Γ_z . В точках A и B функция $w(z)$ должна иметь логарифмическую особенность.

В плоскости переменного $w = \varphi + i\psi$ (с учетом условия (1)) решению должна соответствовать область G_w , а в плоскости переменного $\omega = dw/dz = v_x - iv_y$ (с учетом условия (2)) — область G_ω (фиг. 2, соответственные точки в различных плоскостях обозначены одними и теми же буквами). В этих областях пока не определено положение вершин разрезов. Кроме того, на границе области G_w неизвестно положение точек M, N, D , а на границе области G_ω — точек H, Q .

Для построения решения целесообразно ввести вспомогательную полуплоскость $\text{Im } \zeta > 0$ (обозначим G_ζ) переменного $\zeta = \xi + i\eta$ (фиг. 3). Тогда, конформно отобразив на G_ζ области G_w и G_ω , найдем решение — функцию, отображающую G_ζ на G_z

$$(3) \quad z(\zeta) = \int_{-1}^{\zeta} \frac{w'(\zeta)}{\omega(\zeta)} d\zeta.$$

Производная $w'(\zeta)$ отображения G_ζ на G_w с учетом симметрии областей запишется по формуле Кристоффеля — Шварца в виде

$$(4) \quad w'(\zeta) = \zeta K / (\zeta^2 - a^2) \sqrt{\zeta^2 - 1},$$

где $K = -(2i/\pi) \sqrt{a^2 - 1}$.

Функцию $\omega(\zeta)$, отображающую G_ζ на G_ω , представим в виде суперпозиции трех функций $\omega\{\zeta_2 | \zeta_1(\zeta)\}$ по формулам

$$(5) \quad \zeta_1 = \frac{(1+k)\zeta - 1 + k}{(n+k)\zeta - n + k}, \quad \zeta_2 = 1 - \frac{2(a_1^2 - a^2)(\zeta_1^2 - 1)}{(d_1^2 - 1)(\zeta_1^2 - a_1^2)},$$

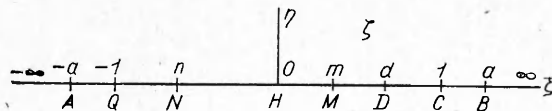
$$\omega = -i(\zeta_2 + \sqrt{\zeta_2^2 - 1}),$$

где $a_1 = \zeta_1(a)$; $d_1 = \zeta_1(d)$; $k = \sqrt{(a^2 - n^2)/(a^2 - 1)}$.

Учитывая симметрию G_ω и соответствующей ей области в плоскости переменного ζ_1 , найдем зависимость

$$(6) \quad m = [(a^2 + n)d - a^2(n + 1)] / [(n + 1)d - a^2 - n].$$

Для определения остальных параметров a, n, d , вхо-



Фиг. 3

дящих в выражения (4), (5) для функций $w'(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$, имеем систему трех нелинейных уравнений

$$(7) \quad \int_{-1}^{-a} \frac{w'(\zeta)}{\omega(\zeta)} d\zeta = L';$$

$$(8) \quad \int_{-a}^{\infty} \frac{w'(\zeta)}{\omega(\zeta)} d\zeta - \int_a^{\infty} \frac{w'(\zeta)}{\omega(\zeta)} d\zeta = l';$$

$$(9) \quad \int_0^n w'(\zeta) \operatorname{Re} \omega(\zeta) d\zeta - \int_0^m w'(\zeta) \operatorname{Re} \omega(\zeta) d\zeta = 0,$$

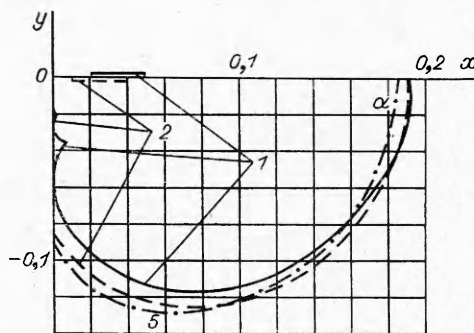
полученную из условий $z(-a) = L'$, $z(a) - z(-a) = l'$ и требования расположения участка MD на линии $x = 0$.

При выполнении числовых расчетов было бы проще воспользоваться, как это часто делается, полубратной постановкой, задавая значения двух параметров (например, a и d) и определяя третий параметр n из уравнения (9). В этом случае величины L' и l' определяются по формулам (7), (8). Однако рассчитанная таким образом серия решений, зависящих от двух параметров, неудобна для сравнения и получения практических выводов. Поэтому более целесообразно решать задачу в прямой постановке, изложенной выше, т. е. задавая величины l' , L' и определяя a , n , d из системы (7)–(9). Именно такая постановка и была использована ниже при числовых расчетах, проведенных на ЭВМ М-222. Наиболее интересные из полученных результатов приведены на фиг. 4, 5.

Номер примера	φ_0	L'	l'	$-y_N$	x_H	$-y_H$	$-y_M$	$-y_D$	x_C
1	1	0,02	0,03	0,029	0,008	0,034	0,051	0,058	0,189
2	1	0,01	0,03	0,020	0,002	0,021	0,024	0,080	0,190
3	1	0,02	0,06	0,037	0,010	0,044	0,063	0,083	0,268
4	2	0,02	0,03	0,030	0,003	0,033	0,036	0,113	0,262
5	1	0	0,03	—	—	—	—	0,087	0,185
6	1	0	0,06	—	—	—	—	0,116	0,264

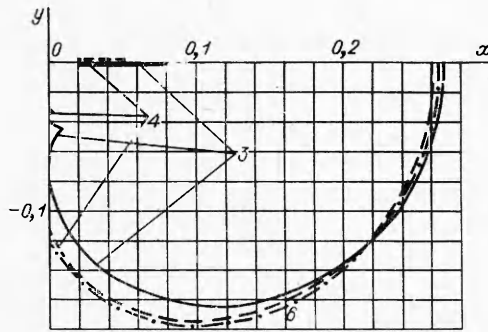
В примерах исходные величины L' и l' (см. таблицу) подбирались так, чтобы представляло интерес сравнение результатов. Так, пример 2 рассчитан при меньшем по сравнению с примером 1 расстоянии между зарядами и одинаковых прочих условиях (фиг. 4). Видно, что с уменьшением расстояния между зарядами величина α , поднимаемая к свободной поверхности, уменьшается, а глубина выемки выброса по оси y увеличивается. Для сравнения на фиг. 4 линией 5 показана граница выемки выброса в предельном случае, когда $L' = 0$, что соответствует решению, приведенному в работе [3].

По сравнению с примером 1 в примере 3 в 2 раза увеличена ширина заряда, а в примере 4 в 2

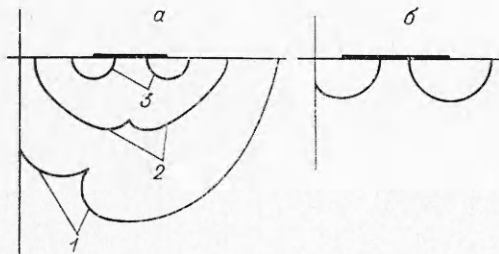


Ф и г. 4

раза увеличена мощность заряда, т. е. $\varphi_0 = 2$ при одном и том же расстоянии L' между зарядами (фиг. 5). Примеры 3 и 4 отличаются шириной зарядов при равной общей мощности и одинаковом расстоянии между ними. В примере 4 (по сравнению с примером 3) произошло увеличение глубины выемки по оси y и уменьшении площади целика. Линией 6 на



Ф и г. 5



Ф и г. 6

фиг. 5 изображена выемка для того же заряда, что и в примере 3, но при $L' = 0$. Координаты характерных точек границ построенных выемок приведены в таблице.

В зависимости от значений L' и l' форма выемки выброса, кроме изображенной на фиг. 1, может иметь один из видов, изображенных на фиг. 6. Например, если для некоторых значений L' и l' имеет место выемка, изображенная на фиг. 1, то при увеличении L' или уменьшении l' длина отрезка MD уменьшается до нуля и при дальнейшем изменении L' или l' решение принимает вид 1 (фиг. 6, а). Если указанный процесс изменения L' или l' продолжать, то выемка выброса может распасться на две несвязные области без взаимодействия зарядов (вид 2, фиг. 6, а). При достаточно больших L' и l' таких областей может получиться четыре (вид 3, фиг. 6, а). При больших l'

возможен также случай образования трех несвязных областей с взаимодействием зарядов в средней области (фиг. 6, б).

Случай, когда область G_z имеет вид 1 (фиг. 6, а), является частным случаем подробно исследованного выше: области G_w и G_ω имеют тот же вид, что и на фиг. 2, 3 (точки M и D надо убрать), а в G_ω не будет вертикального разреза MD . Решение отыскивается также по формуле (3), но в формулах (5) следует положить $a_1 = 0$. Соотношение (6) и уравнение (9) оказываются ненужными, и для определения параметров a и n получаем систему из двух уравнений (7), (8). Заметим, что попытка найти решение этим путем для значений L' и l' , когда существует решение со схемой фиг. 1, приводит к неоднозначности решения (на кривой HC появляются точки, в которых $x < 0$).

Остальные случаи, когда выемка распадается на несвязные области, вряд ли представляют интерес с точки зрения изучения взаимодействия зарядов и потому не рассматривались.

Поступила 2 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. М., Поляк Э. Б., Шер Е. Н. О гидродинамическом взаимодействии шнуровых зарядов ВВ.— ПМТФ, 1975, № 5, с. 93—101.
2. Ильинский Н. Б., Лабуткин А. Г., Салимов Р. Б. Об одном случае взрыва симметричного поверхностного заряда переменной толщины.— ПМТФ, 1976, № 3, с. 154—161.
3. Кузнецов В. М. О форме воронки выброса при взрыве на поверхности грунта.— ПМТФ, 1960, № 3, с. 152—156.

УДК 539.42 : 620.173

ОТКОЛЫ В СТАЛИ ПРИ НАГРУЖЕНИИ С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВА ЛИСТОВОГО ЗАРЯДА ВВ И УДАРА ПЛАСТИНОЙ

А. П. Рыбаков

(Челябинск)

Разрушение специфического вида (откол) возникает, в частности, при сильных ударах или взрывах зарядов взрывчатого вещества (ВВ) на поверхности преград, выполненных из материалов, обладающих конечной прочностью на разрыв. Растягивающие напряжения, вызывающие раскалывание и дробление материала при ударном нагружении, возникают при взаимодействии встречных волн разрежения. Разрушению материала в этом случае всегда предшествует его сжатие в ударной волне и последующее расширение в волнах разрежения.

Исследованию откола посвящено достаточно много работ. Одной из первых в этом направлении является резюмирующая многие из ранних исследований работа [1] с обширным описанием явлений, возникающих в металлах, при воздействии взрывных нагрузок. В частности, довольно подробно описано явление откола, дана качественная картина и сделана попытка экспериментального определения количественной характеристики откола — критического разрушающего напряжения. Последующие исследования (см., например, [1—13]) позволили получить количественные критерии откола и построить схемы для объяснения явления откола с учетом конечного времени разрушения [2] на основе дислокационного механизма разрушения [12] и в квазиакустическом приближении за счет запасенной упругой энергии [13].

При ударном нагружении возможны различные виды приложения нагрузки, например: подрыв блока ВВ, находящегося в контакте с преградой, удар пластиной и подрыв листового заряда ВВ в контакте с испытываемой преградой. При этом реализуются два режима, отличающиеся тем, что плоскость фронта ударной волны, распространяющейся в преграде, либо параллельна свободной поверхности преграды, либо подходит к ней под некоторым углом α . Величину критического разрушающего напряжения определяют по разности начальной w_0 и средней w скоростей движения свободной поверхности

$$(1) \quad p_{кр} = (1/2)\rho_0 c_0 \Delta w,$$

где ρ_0 и c_0 — значения плотности и скорости звука в разгруженном материале. В случае «нормального» падения ударной волны на свободную поверхность преграды $\Delta w = w_0 - \bar{w}$ [2], а при выходе ударной волны под углом к свободной поверхности $\Delta w = w_0 - w/\cos\alpha$ [7, 8].