

Это вовлечение минимально для слабых волн, а потому приводит к акустическому результату при отражении от жесткой стенки. Для сильных волн движение твердой фазы, в которой сосредоточена основная масса пористой среды, способствует повышению давления в отраженной волне по сравнению со случаем чистого газа. Факторы, обуславливающие снижение переносной скорости вещества, вызывают также и снижение давления за отраженной волной. Именно по этой причине снижается давление отражения при ликвидации пленок-перегородок в ячейках материала. Скелетная структура материала, уменьшая в значительной степени сопротивление газовому потоку, приводит к снижению переносной скорости в направлении движения волны и в конечном итоге к снижению давления отражения.

Поступила 20 IX 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мальцев К. И. Упругие свойства полужесткого полиуретанового пенопласта при малых деформациях.—«Акуст. журн.», 1967, т. 13, вып. 3.
2. Крячко В. М., Остроумов Г. А. Волны сжатия в порошкеласте.—«Акуст. журн.», 1967, т. 13, вып. 3.
3. Linde R., Seaman L., Schmidt D. Shock response of porous copper, iron, tungsten and polyurethane.—«J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, N 8.
4. Яковлев Ю. С. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1964.

УДК 539.3

### РАСЧЕТ ВЗРЫВА НА ВЫБРОС В ЛУЧЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Н. А. Гужов, П. Ф. Коротков

(Москва) ~

Выведены уравнения, описывающие движение среды при взрыве на выброс в предположении, что среда является несжимаемой и движется в радиальном направлении от центра взрыва. При этом учтены касательные напряжения между движущимися слоями среды. Сравнение расчетов скоростей движения купола и размеров образовавшихся воронок показало удовлетворительное согласие как с модельными опытами по выбросу песка, так и с крупными взрывами на выброс.

**1. Введение.** Развитие взрыва на выброс в грунте и горной породе во времени можно представить в виде трех основных стадий [1,2]. Камуфлетная стадия продолжается от момента детонации заряда до выхода волны на дневную поверхность. Здесь движение среды близко к сферической симметрии. На второй стадии, начинающейся после отражения волны от свободной поверхности, происходит развитие купола. Эта стадия продолжается до момента прорыва газов из полости в атмосферу. После этого купол быстро разрушается, и в следующие моменты времени на третьей стадии происходит баллистический разлет мало связанных между собой частиц грунта.

Двумерное неустановившееся движение среды на второй стадии в значительной мере определяет размеры будущей воронки. Полное его исследование сложно и возможно только с помощью быстродействующих счетных машин. В работах [3-6] предложены методы расчета уравнений упругопластической среды с двумя пространственными переменными. Такие расчеты требуют большого количества машинного времени и поэтому мало пригодны в тех случаях, когда для анализа необходимо большое число вариантов.

Для проведения предварительных расчетов с целью выяснения влияния параметров, характеризующих свойства среды и условий проведения взрыва на воронку выброса целесообразно применять менее сложные методы, требующие небольшого количества машинного времени на каждый вариант. При построении более простой модели выброса в данной работе используются следующие предположения: 1) движение среды на второй стадии происходит только в радиальном направлении; 2) среда несжимаема.

Первое предположение основано на том, что развитие купола начинается после окончания сферически-симметричной камуфлетной стадии, на которой скорость имеет радиальное направление.

Несмотря на то, что после отражения волны от свободной поверхности скорость несколько изменяет направление, в дальнейшем она опять становится близкой к радиальной, так как изменение напряжений определяется в основном перепадом давления между полостью и свободной поверхностью и происходит (примерно) в радиальном направлении.

На фотографиях, приведенных в работе [7], видно, что на стадии образования купола движение слабо связанного грунта близко к радиальному. В дополнение к этому опыты с разлетом радиоактивных датчиков [8] показывают, что частицы грунта, лежавшие до взрыва на одном и том же радиусе, проведенном из центра ВВ к дневной поверхности, падают в одно и то же место. Эта важная особенность движения среды при выбросе показывает, что при расчетах в радиальном направлении достаточно использовать всего одну счетную ячейку.

Предположение о несжимаемости основано на том, что при оптимальных заглублениях зарядов напряжения в грунте к моменту выхода волны на дневную поверхность малы и не вызывают значительного сжатия.

Скорость, которую приобретает среда под действием этих напряжений, в данной работе учитывается тем, что при расчетах выброса на второй стадии среда имеет начальную скорость в радиальном направлении.

Модель несжимаемой упругопластической среды была использована в [9] при рассмотрении задачи о сферически-симметричном взрыве в грунте.

Отметим работу [10], в которой рассматривалась простая модель взрыва на выброс. Однако в рассмотренной там модели среды отсутствовало трение между соседними элементами, а в уравнении движения несжимаемой среды не была учтена сила бокового распора. Согласие с опытом на выброс достигалось путем подбора коэффициента во введенной в [10] силе сопротивления, пропорциональной скорости элемента среды.

**2. Уравнение движения.** В сферической системе координат  $r, \theta, \varphi$  (соответственно радиус, полярный угол, долгота) уравнение движения сплошной среды для радиального направления имеет вид

$$(2.1) \quad \rho \frac{\partial v_r}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \sigma_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\tau_{r\theta} \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{\sigma_\theta + \sigma_\varphi}{r} - \rho g \cos \theta,$$

где  $\rho$  — плотность среды;  $t$  — время;  $v_r$  — скорость в радиальном направлении;  $\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_\varphi$  — нормальные напряжения;  $\tau_{r\theta}$  — касательное на-

пряжение;  $g$  — ускорение силы тяжести. В уравнении учтено, что движение среды обладает симметрией около оси  $\theta=0$ .

Считаем, что движение происходит только в радиальном направлении, а среда является несжимаемой

$$(2.2) \quad v_\varphi = v_\theta = 0, \rho = \text{const.}$$

При условиях (2.2) уравнение сохранения массы имеет вид

$$(2.3) \quad \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) = 0.$$

Задача о выбросе грунта при наличии осевой симметрии содержит две независимые пространственные переменные и время. Существенное упрощение получится, если в расчете задачи останется только одна независимая пространственная переменная и время. С этой целью в данной работе уравнение движения интегрируется по радиусу.

Получим интегральную форму уравнения (2.1) для протяженного по радиусу элемента сплошной среды. Умножим уравнение (2.1) на  $r^2 \sin \theta$  и проинтегрируем от радиуса полости  $r_1$  до радиуса дневной поверхности  $r_2$  (фиг. 1, величины  $r_1$  и  $r_2$  зависят от  $\theta$  и  $t$ )

$$(2.4) \quad \int_{r_1}^{r_2} \rho \frac{\partial v_r}{\partial t} \sin \theta r^2 dr = \sin \theta \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial (r^2 \sigma_r)}{\partial r} dr + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \int_{r_1}^{r_2} \tau_{r\theta} r dr \right) - \\ - \sin \theta \int_{r_1}^{r_2} (\sigma_\theta + \sigma_r) r dr - g \cos \theta \int_{r_1}^{r_2} \rho r^2 \sin \theta dr.$$

Здесь в правой части во втором члене производная берется от интеграла, а не от подынтегрального выражения. Этот результат можно получить, сделав вывод уравнения (2.4) непосредственно для протяженного по радиусу элемента среды. Отмеченный интеграл пропорционален касательной силе, действующей на каждую боковую поверхность элемента. Суммарная сила, действующая на элемент, пропорциональна производной от интеграла.

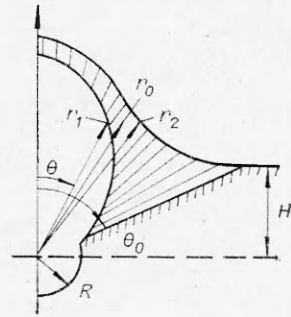
Левая часть (2.4) равна массе среды  $m$  в единице угла  $\theta$  и угла  $\varphi$ , умноженной на ускорение центра массы  $r_0$

$$(2.5) \quad \int_{r_1}^{r_2} \rho \frac{\partial v_r}{\partial t} \sin \theta r^2 dr = m \frac{\partial^2 r_0}{\partial t^2};$$

$$(2.6) \quad m = \frac{1}{3} \rho \sin \theta (r_2^3 - r_1^3), \quad r_0 = \frac{3(r_2^4 - r_1^4)}{4(r_2^3 - r_1^3)}.$$

Из последнего соотношения получим скорость центра массы

$$v_0 \equiv \frac{\partial r_0}{\partial t} = 3 \frac{r_2^3 v_2 - r_1^3 v_1}{r_2^3 - r_1^3}, \quad v_1 = \frac{\partial r_1}{\partial t}, \quad v_2 = \frac{\partial r_2}{\partial t},$$



Ф и г. 1

где  $v_1$  — скорость границы полости;  $v_2$  — скорость дневной поверхности.

Интегрируя уравнение неразрывности (2.3), получим

$$(2.7) \quad r^2 v_r = r_1^2 v_1 = r_2^2 v_2 = \frac{1}{3} (r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2) v_0.$$

В это равенство нельзя поставить величину  $r_0^2 v_0$ , как это ошибочно сделано в работе [10], так как центр массы перемещается по частицам среды и масса между  $r_1$  и  $r_0$  не остается постоянной.

В уравнение (2.4) напряжения входят так, что удобно ввести средние значения этих величин

$$(2.8) \quad x_0 = \int_{r_1}^{r_2} x r dr \bigg/ \int_{r_1}^{r_2} r dr, \quad x = \{p, \sigma_\theta, \sigma_\varphi, \tau_{r\theta}\}, \quad x_0 = \{p_0 \sigma_{\theta 0}, \sigma_{\varphi 0}, \tau_0\}.$$

Используя (2.5), (2.8), преобразуем (2.4) к виду

$$(2.9) \quad \frac{\partial v_0}{\partial t} = \frac{3}{2\rho (r_2^3 - r_1^3) \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [\tau_0 (r_2^2 - r_1^2) \sin \theta] - \\ - \frac{3}{2\rho} \frac{r_1 + r_2}{r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2} (\sigma_{\theta 0} + \sigma_{\varphi 0}) - \frac{3 (p_2 r_2^2 - p_1 r_1^2)}{r_2^3 - r_1^3} - g \cos \theta,$$

где  $p_1$  — давление в полости;  $p_2$  — давление на дневной поверхности. Величины  $r_1$  и  $r_2$  определяются из алгебраических соотношений (2.6) по значениям  $r_0$  и  $m$ .

Дополнительные уравнения для нахождения  $\tau_0$ ,  $\sigma_{\theta 0}$ ,  $\sigma_{\varphi 0}$  зависят от модели среды.

**3. Несжимаемая среда с кулоновым трением.** В процессе развития купола основная масса выбрасываемой среды подвергается значительным деформациям сдвига, сильно превышающим те, при которых еще применима теория упругости. Однако на краях и в центре купола сдвиговые деформации малы. Вблизи оси симметрии элементы мало смещаются относительно друг друга, поэтому здесь касательные напряжения подчиняются закону Гука. Вдали от оси симметрии под углами, близкими к горизонту, сами элементы среды имеют малые смещения и касательные напряжения тоже невелики.

В рассматриваемом движении площадками скольжения являются линии  $\theta = \text{const}$ . Касательные напряжения на них вычисляются по соотношениям теории упругости, если они не превышают предельного значения  $\tau_*$

$$(3.1) \quad \tau_{r\theta} = \frac{\mu}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta}, \quad |\tau_{r\theta}| < \tau_*,$$

где  $\mu$  — модуль сдвига. Соотношение (3.1) используем в продифференцированном по времени виде

$$(3.2) \quad \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial t} = \frac{\mu}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta}.$$

В такой форме напряжения вычисляются по натуральным деформациям, определяемым по отношению смещений к текущим размерам, а не к первоначальным. В формуле (3.2) это учтено тем, что величина  $r$  не дифференцируется.

Предельное напряжение вычислим по закону Кулона

$$(3.3) \quad \tau_* = c - k\sigma_\theta (\sigma_\theta < c/k), \quad \tau_* = 0 (\sigma_\theta \geq c/k),$$

где  $c$  — сцепление;  $k$  — коэффициент трения.

Для вычисления средних значений по формулам (2.8) нужно знать зависимость напряжений от радиуса. Точное распределение зависит от радиального движения элемента, учет которого сильно усложнил бы задачу. Приближенно нормальные напряжения будем считать равными друг другу

$$(3.4) \quad \sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_\varphi = -p.$$

Зависимость напряжения от радиуса примем линейной

$$(3.5) \quad \sigma_r = \frac{p_2 r_1 - p_1 r_2}{r_2 - r_1} + \frac{p_1 - p_2}{r_2 - r_1} r.$$

В однородной неподвижной среде, находящейся в поле тяжести, напряжения зависят от расстояний по линейному закону.

В другом предельном случае тонкой оболочки, толщина которой мала по сравнению с радиусом кривизны, напряжения по толщине распределены линейно и при движении с ускорением (при скоростях, малых сравнительно со скоростью звука).

Можно ожидать, что использование формулы (3.5) для рассматриваемого случая не внесет больших погрешностей, так как она применяется только для определения средних касательных напряжений. Используя (3.4), (3.5), получим из (2.8)

$$p_0 = \frac{p_1(2r_1 + r_2) + p_2(r_1 + 2r_2)}{3(r_1 + r_2)}.$$

Подставив полученное значение  $p_0$  в (2.9) и произведя упрощения, получим

$$(3.6) \quad \frac{\partial v_0}{\partial t} = \frac{3}{2\rho(r_2^3 - r_1^3) \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [(r_2^2 - r_1^2) \tau_0 \sin \theta] + \frac{p_1 - p_2}{\rho(r_2 - r_1)} - g \cos \theta.$$

Умножим (3.2) на  $r$ , проинтегрируем по радиусу в пределах от  $r_1$  до  $r_2$  и, используя (2.7), (2.8), получим

$$(3.7) \quad \frac{\partial \tau_0}{\partial t} = \frac{2\mu}{3r_1 r_2 (r_1 + r_2)} \frac{\partial}{\partial \theta} [(r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2) v_0] \quad (|\tau_0| < \tau_{*0}).$$

Предельное среднее касательное напряжение  $\tau_{*0}$  получим из (3.3)

$$(3.8) \quad \tau_{*0} = c + k p_0 (p_0 > -c/k), \quad \tau_{*0} = 0 (p_0 \leq -c/k).$$

Величины  $r_1$  и  $r_2$  связаны с  $r_0$  алгебраическими формулами (2.6). Уравнение адиабаты связывает давление в полости с ее объемом  $V_1$ . Объем вычисляется по значениям  $r_1(\theta)$

$$(3.9) \quad \frac{dp_1}{p_1} = -\gamma \frac{dV_1}{V_1}, \quad \frac{dV_1}{d\theta} = \frac{2\pi}{3} r_1^3 \sin \theta.$$

Система уравнений в частных производных (3.6), (3.7) вместе с соотношениями (3.9) и формулами (2.6), (3.8) описывает движение среды при взрыве на выброс в лучевом приближении.

При упругих касательных напряжениях система уравнений (3.6), (3.7) является системой гиперболического типа. Скорость распростране-

ния возмущений в плоскости  $t, \theta$ , равная тангенсу угла наклона характеристик, выражена в виде

$$(3.10) \quad \frac{d\theta}{dt} = \pm \sqrt{\frac{\mu}{r_1 r_2 \rho}}.$$

Эта скорость зависит от расстояния концов элементов массы до начала координат. При  $r_1 \sim r_2$  из (3.10) получим, что линейная скорость возмущений вдоль купола равна скорости волн сдвига в безграничной среде. Отметим, что рассматриваемая система уравнений имеет третье семейство характеристик  $\theta = \text{const}$ .

**4. Граничные и начальные условия.** При отыскании решения уравнений (3.6) — (3.9) в области  $t \geq 0, 0 \leq \theta \leq \theta_0$  ( $\theta_0 < \pi/2$ ) взяты граничные условия

$$v|_{\theta=0} = 0; \quad v_0|_{\theta=\theta_0} = 0.$$

Первое условие получено из симметрии задачи, второе — выражает отсутствие движения среды вдали от взрыва.

В начальный момент времени необходимо задать скорость, касательное напряжение, а также значения радиусов полости и дневной поверхности как функции угла  $\theta$ .

Эти данные могут быть получены или из расчетов сферически-симметричных взрывов [11], или из экспериментальных данных о камуфлетном взрыве [2].

При наличии расчетов начальный радиус полости определяется по его значению в момент достижения волной свободной поверхности (окончание сферически-симметричного движения в среде) либо в момент достижения отраженной волной расширенной полости (окончание сферического расширения полости). Из опытных данных начальный радиус может быть определен по показателю прострела в данном грунте (по отношению объема камуфлетной полости к весу заряда) [2].

Начальная скорость центров масс вычисляется по значению полной кинетической энергии среды  $E_k$ , приобретенной ею к тому же моменту времени, в который определялся  $r_1$

$$(4.1) \quad v_0 = \frac{3}{r_2^3 - r_1^3} \left[ \frac{r_1 r_2 (r_2 - r_1)}{2\pi\rho} \alpha E \right]^{1/2},$$

где  $E$  — энергия взрыва;  $\alpha$  — безразмерная величина, равная отношению полной кинетической энергии среды в выбранный момент времени к полной энергии взрыва.

Формула (4.1) получена из предположения о равномерном распределении кинетической энергии среды на камуфлетной стадии по всем направлениям с учетом зависимости скорости от радиуса по формуле (2.7). При  $r_1 \sim r_2$  формула (4.1) очевидна.

Начальные значения  $r_0$  и  $r_2$  определяются из соотношений (2.6) по значениям  $r_1$  и  $m$ . Последняя величина при взрыве на глубине  $H$  под горизонтальной дневной поверхностью заряда радиуса  $R$  находится по формуле

$$m_0 = \frac{1}{3} \rho \sin \theta [(H / \cos \theta)^3 - R^3].$$

Отметим особенность решения задачи с указанными начальными радиусами. Величины  $r_1$  не зависят от угла, а  $r_2$  существенно растут с увеличением  $\theta$ . В этом случае из формулы (3.10) следует, что характеристики

со знаком плюс сближаются, хотя скорость сближения падает с течением времени из-за увеличения радиусов. Вблизи оси симметрии точки пересечения характеристик лежат очень далеко. В средней части пересечение характеристик может произойти за конечное время. Это пересечение можно интерпретировать как возникновение разрыва скоростей, смещений и касательных напряжений вдоль поверхности, по одну сторону которой происходит интенсивное движение выбрасываемой среды, а по другую сторону движение почти отсутствует. Рассмотренная особенность более вероятно может появиться при расчете выброса в достаточно прочной среде, когда условие (3.6), ограничивающее касательные напряжения, используется в меньшей расчетной области.

Начальное давление в полости определяется из уравнения состояния продуктов взрыва по известному объему полости

$$p_1 = \frac{3(\gamma - 1)}{4\pi r_1^3} \beta E,$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты продуктов взрыва;  $\beta$  — безразмерная величина, равная отношению внутренней энергии газа в полости в выбранный момент времени к полной энергии взрыва.

Касательные напряжения в начальный для расчетов момент времени принимались равными нулю, поскольку при сферически-симметричном движении они отсутствуют.

**5. Баллистический разлет и навал.** В конце второй стадии развития взрыва на выброс толщина купола становится настолько малой, что газ из полости прорывается в атмосферу, а малосвязанная среда, образующая купол, распадается на отдельные куски и начинает двигаться по баллистическим траекториям.

В данной работе за момент разрушения принято время подъема купола на высоту, равную половине заглубления заряда. Расчеты показали, что радиус воронки мало изменится, если за момент разрушения принять меньшую высоту (в одну треть заглубления) или вести расчет дальше до атмосферного давления в полости. Во всех этих случаях объем полости уже значительно увеличился, давление сильно упало и мало влияло на движение среды.

Баллистический разлет без учета сопротивления воздуха (оно несущественно для крупных взрывов) рассчитывался по простой схеме. Элемент массы будет выброшен на поверхность, если обладает достаточной кинетической энергией для подъема на поверхность, при выполнении условия

$$(5.1) \quad (v_0 \cos \theta)^2 / 2 \geq g(H - r_0 \cos \theta).$$

Горизонтальную дальность полета  $L$ , считая от эпицентра, выразим в виде

$$(5.2) \quad L = r_0 \cos \theta + v_0 \sin \theta (v_0 \cos \theta + \sqrt{(v_0 \cos \theta)^2 - 2g(H - r_0 \cos \theta)}) / g.$$

Размер промежуточной воронки  $R_+$  определялся по максимальному углу  $\theta_+$ , для которого выполнялось условие (5.1)  $R_+ = H \operatorname{tg} \theta_+$ .

Если угол  $\theta_+$  больше угла внутреннего трения среды, то окончательный размер воронки будет больше промежуточного за счет оползания бортов. В этом случае производился пересчет, исходя из сохранения выброшенной массы. Угол наклона бортов окончательной воронки принимался равным углу внутреннего трения.

При этом не учитывалось инерционное оползание бортов, которое невелико для не слишком больших заглублений.

Выброшенная на дневную поверхность среда образует вокруг воронки навал. Высота его определялась из условия сохранения массы

$$(5.3) \quad \int_{\theta}^{\theta_+} m d\theta = \int_{L_+}^L \rho h x dx \quad (\partial L / \partial \theta < 0),$$

где  $h$  — высота навала;  $x$  — расстояние от эпицентра вдоль дневной поверхности;  $L_+$  — расстояние, на которое падает элемент массы, лежащий в воронке под углом  $\theta_+$ . Если неравенство в (5.3) имеет другой знак, то в одном из интегралов следует поменять пределы интегрирования.

Дифференцируя (5.3), получим

$$(5.4) \quad h = -m / (\rho_1 L \partial L / \partial \theta) \quad (\partial L / \partial \theta < 0),$$

где  $\rho_1$  — плотность грунта в навале, которая обычно меньше плотности среды в массиве. Если величина  $\partial L / \partial \theta$  меняет знак, то на одно и то же расстояние падают два слоя грунта и полная высота навала будет определяться суммой обоих слоев.

Формулы (5.2), (5.4) определяют зависимость  $h(L)$  через параметр  $\theta$ .

**6. Результаты расчетов.** Уравнения в частных производных (3.6), (3.7) аппроксимировались двухслойной явной разностной схемой с использованием центрированных разностей по пространству и по времени [12, 13].

Условие устойчивости получено из формулы (3.10). Поскольку радиусы увеличивались с течением времени, допустимый шаг по времени тоже увеличивался. Это обстоятельство способствовало ускорению счета. Если на новом временном слое напряжение превышало предельное, то производилось уменьшение напряжений в соответствии с формулой (3.9). Подобный метод применялся в работах [3–6, 11] при расчетах упругопластических движений.

По разработанной разностной схеме были рассчитаны модельные опыты по выбросу песка в вакуумной камере [7]. Начальные данные брались в соответствии с экспериментом. Плотность песка  $1,52 \text{ г/см}^3$ , сцепление равно нулю, тангенс угла внутреннего трения  $k=0,78$ . Начальная скорость равна нулю. Начальные давления в воздушном пузыре  $p_1$ , его радиус  $r_1$ , заглубление  $H$ , давление на свободной поверхности, размеры вычисленной и экспериментальной воронок приведены в таблице. Согласие удовлетворительное.

На фиг. 2 показано развитие купола выброса в модельном эксперименте [7]. Сплошной линией нанесен профиль купола, полученный расчетом для тех же моментов времени.

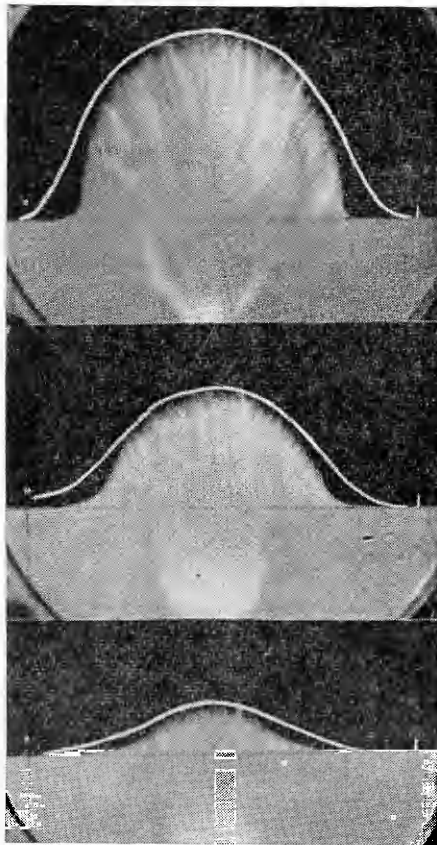
На фиг. 3 показаны величины радиусов воронок в зависимости от коэффициента трения (штрих) и от сцепления (сплошная линия), вычисленные при неизменных других параметрах. Увеличение трения и сцепления уменьшает радиус образовавшихся воронок, однако в

$p_1$ , мм рт. ст.	$H$ , см	$r_1$ , см	$p_2$ , мм рт. ст.	$R_+/H$	
				опыт	расчет
404	7,8	3,3	1,4	1,85	1,93
230	7,7	3,2	1,7	1,48	1,54
135	8	3,1	1,0	1,15	1,25
142	11,5	4,3	2,5	0,98	1,10

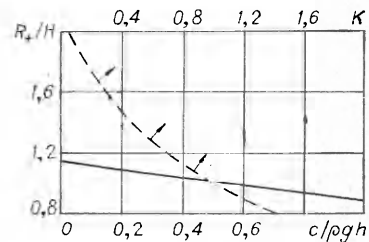
неодинаковой мере. Более сильное влияние оказывает изменение коэффициента трения.

В ненарушенной среде область рассчитанных изменений максимальных касательных напряжений при измене-

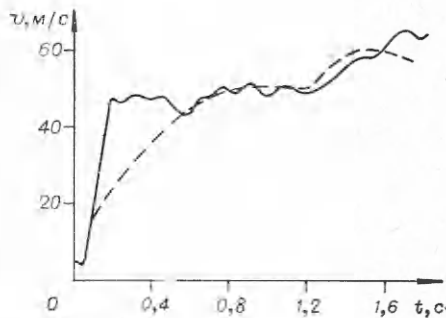




Ф и г. 2



Ф и г. 3.



Ф и г. 4.

нии сцепления и коэффициента трения примерно одинаковая. При выбросе давление вблизи полости значительно выше гидростатического, и поэтому здесь касательные напряжения значительно больше.

Изложенный метод может быть применен для расчета больших взрывов на выброс. На фиг. 4 сплошной линией показана скорость подъема эпицентральной части купола в зависимости от времени, полученная в опыте Скунер [14] (ядерный взрыв на выброс в США, тротильный эквивалент 31 кт, глубина 108 м) и рассчитанная по предложенному в данной работе способу (штрих). Соответствие удовлетворительное.

Поступила 14 II 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Докучаев М. М., Родионов В. Н., Ромашов А. Н. Взрыв на выброс. М., «Наука», 1963.
2. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Костюченко В. Н., Николаевский В. Н., Ромашов А. Н., Цветков В. М. Механический эффект подземного взрыва. М., «Недра», 1971.
3. Майнчен Дж., Сак С. Метод расчета «Тензор». — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
4. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
5. Черри Дж. Машинный расчет воронок, образующихся при взрыве. — В сб. пер. Механика, № 6 (106). М., «Мир», 1967.
6. Камерон И. Г., Скорджи Г. К. Динамика сильных подземных взрывов. — В кн.: Действие ядерного взрыва. М., «Мир», 1971.
7. Садовский М. А., Адушкин В. В., Родионов В. Н. Моделирование крупных взрывов на выброс. — «Докл. АН СССР», 1966, т. 167, № 6.

8. Сахаров В. Н., Колесников-Свинарев В. И., Казаренко В. А., Забидаров С. И. Распределение на местности грунта, выбрасываемого при подземных взрывах.— «Докл. АН СССР», 1959, т. 124, № 12.
9. Шелякин Е. И. Расширение газовой полости в несжимаемой упругопластической среде.— ПМТФ, 1961, № 5.
10. Кнох J. B., Terhune R. W. Calculation of explosion produced craters—high explosive sources.— «J. Geophys. Res.», 1965, vol. 70, N 10.
11. Коротков П. Ф., Лобанов В. С. Расчет взрыва гексогена в алюминии.— ПМТФ, 1973, № 4.
12. Курант Р., Фридрихс К., Леви Г. О разностных уравнениях математической физики.— «Усп. мат. наук», 1940, вып. VIII, с. 125—160.
13. Ридтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., «Мир», 1972.
41. Teves H. A. Results of the schooner excavation experiment.— In: Symposium on Engineering with Nuclear Explosives. Las Vegas, 1970.

УДК 624.131.43+539.21.084

## ВОПРОСЫ ПОДОБИЯ И ДИСПЕРСИИ ВОЛН В ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Г. М. Ляхов, К. С. Султанов

(Москва)

Изучение плоских волн в вязких средах проведено в работах [1—7]. Решение задачи о распространении волны, создаваемой нестационарной ударной нагрузкой в вязкоупругой среде, получено с помощью ЭВМ в работе [6], а вязкопластической — в работах [1, 7]. В последнем случае введены различные уравнения, определяющие поведение среды при нагрузке и разгрузке, что приводит к образованию остаточных деформаций.

В основу решений [1, 7] было положено конечно-разностное представление уравнений движения в переменных Лагранжа и последовательности дифференциальных уравнений, определяющих поведение среды. Применялась методика «сквозного счета» с псевдовязкостью. Введение псевдовязкости вызывает замену ударных фронтов областями непрерывного изменения параметров, что приводит к дополнительным трудностям при определении закономерностей размытия скачка и дисперсии волн.

Ниже методом характеристик получено решение задачи о распространении плоской волны, создаваемой нестационарной ударной нагрузкой в линейной вязкопластической среде, соответствующей модели [1]. Из расчетов следует, что объемная вязкость приводит к дисперсии волн и несоблюдению условия подобия. Увеличение на порядок длительности волны меняет скорость распространения максимума напряжения и сами напряжения лишь на несколько процентов. Максимальные значения деформации и скорости частиц меняются в большей мере, чем напряжение.

Показано, что в среде в общем случае возникает двухволновая конфигурация. Впереди движется предвестник со скачком на фронте. В окрестности начального сечения за скачком следует уменьшение, затем — непрерывное нарастание напряжения до второго максимума, а потом его убывание. На достаточном удалении за скачком происходит непрерывное нарастание напряжения до максимума, а затем — его уменьшение. На еще больших расстояниях амплитуда скачка практически равна нулю, напряжение нарастает и убывает непрерывно. Модель [1] предназначена для описания свойств грунтов и горных пород и некоторых других твердых сред.

**1. Постановка задачи, метод решения.** Воспользуемся моделью линейной вязкопластической среды [1], в соответствии с которой в среде существуют динамическая  $\sigma = E_D \varepsilon_1$  (при  $\varepsilon \rightarrow \infty$ ) и статическая  $\sigma = E_S \varepsilon$  (при  $\varepsilon \rightarrow 0$ ) диаграммы сжатия. Разгрузка происходит по другим уравне-