

УДК 532.511

© 1993 г. А. В. КРЫМСКИЙ, А. С. УДАЛОВ

ЗАДАЧА О КОНТАКТНОМ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА
ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ,
ЗАГЛУБЛЕННОГО ЗАПОДЛИЦО С ДНЕВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Исследуется контактный взрыв бесконечного заряда взрывчатого вещества (ВВ) прямоугольного сечения, заглубленного заподлицо со свободной поверхностью упругопластического полупространства. В качестве твердой среды, заполняющей полупространство, рассматривается мягкий грунт.

Задача решается численно с учетом проскальзывания продуктов взрыва вдоль границы контакта сред, на которой производилось раздвоение узлов конечно-разностной сетки. Информация, соответствующая локальной структуре сетки (ЛСС), специальным образом паковалась в двух одномерных массивах.

При организации данных алгоритма указывались узлы с нестандартным шаблоном, границы раздвоения узлов, жесткие стенки и прочие геометрические характеристики сетки, т.е., задавалась так называемая глобальная структура сетки.

Численное моделирование проскальзывания, как и в [1], представлено четырьмя шагами: сначала рассчитывается движение узлов газа по твердой среде, затем вычисляются скорости и смещения узлов границы грунта. Третий шаг включает в себя уточнение положения узлов газа на границе. Поиск узлов грунта в окрестности узла газа, лежащего на границе, отличается от предложенного в [1] более гибкой организацией вычислительного процесса и использованием локальной структуры сетки при расчетах. На четвертом шаге вычисляются силовые и прочие характеристики грунта.

В результате проведенных исследований влияния свободной поверхности на напряженно-деформируемые состояния частиц грунта получена оценка для эффективной энергии глубоко заглубленного бесконечного цилиндрического заряда ВВ, инициирующего при взрыве волну сжатия, подобную распространяющейся вдоль оси симметрии заряда при контактном взрыве. Найдены также соотношения максимальных скоростей и напряжений вблизи свободной поверхности и на указанной оси симметрии.

1. Постановка задачи. Предполагается, что заряд ВВ находится в примыкающей к дневной поверхности выемке, представляющей из себя трапецию прямоугольного сечения. Заряд ВВ моделируется сжатым, покоящимся в начальный момент времени совершенным газом с показателем адиабаты равным 3. Начальные плотность и давление равномерно распределены по объему газа и равны соответственно $\rho_0 = 2 \text{ г}/\text{см}^3$ и $P_0 = 100 \text{ кбар}$. Считается, что твердое деформируемое полупространство непрерывно заполнено частицами мягкого грунта, для описания свойств которого выбрана модель С. С. Григоряна [2]:

$$p = f(\rho, \rho_*) H(\rho - \rho^0) H(\rho_* - \rho), \quad P_* = f_*(\rho, \rho_*) = f_1(\rho_*). \quad (1.1)$$

$$P^0 = f(\rho^0, \rho_*) = f_2(\rho^0), \quad \frac{d\rho_*}{dt} = \frac{dp}{dt} H(\rho - \rho_*) H\left(\frac{dp}{dt}\right)$$

где H — функция Хевисайда, p и ρ — соответственно давление и плотность в текущие моменты времени, ρ_* — максимальная плотность материальной частицы среды, достигнутая в прошлом, ρ^0 и P^0 — давление и плотность, отвечающие состоянию частицы, когда она не выдерживает всестороннего растягивающего

напряжения. Если $p < p_*$, то реализуется разгрузочная ветвь уравнения сжимаемости. Разгрузка частицы сопровождается условием $p = \text{const}$. Предполагается, что если давление в частице достигает при этом значения p^0 , то оно падает до нуля и остается таковым до тех пор, пока величина $f_1(p, p_*)$ не станет положительной. Нагрузочная ветвь $f_1(p_*)$ уравнения сжимаемости задается в работе равенством

$$f_1(p_*) = \frac{K}{n} \left(\left(\frac{p_*}{p_+} \right)^n - 1 \right) \quad (1.2)$$

где $K = 1$ кбар, $n = 3$, $p_+ = 2\text{ г}/\text{см}^3$ — начальная плотность грунта. Разгрузка частиц описывается линейным законом с разгрузочным модулем $K_1 = 10$ кбар. При достижении величиной p , значения p_{*00} она перестает изменяться и реализуется однозначная зависимость давления от плотности. Величина $p_{*00} = 2,5 \text{ г}/\text{см}^3$. Сдвиговое деформирование мягкого грунта описывается уравнениями Прандтля — Рейсса

$$DS_{ij} / dt + \lambda S_{ij} = 2Ge_{ij} \quad (1.3)$$

где e_{ij} — компоненты девиатора скоростей деформации, S_{ij} — компоненты тензора напряжений, DS_{ij} / dt — производная Яумана по времени [3], G — модуль сдвига, равный 5 кбар. Если реализуется условие пластичности, то $\lambda > 0$. При чисто упругом сдвиговом деформировании $\lambda = 0$.

Критерий пластичности для частиц грунта задается соотношением [4]:

$$J_2 = \frac{1}{2} S_{ij} S^{ij} \leq F(p) = \left(b + \frac{kp}{1 + kp/(Y_L - p)} \right)^2 \quad (1.4)$$

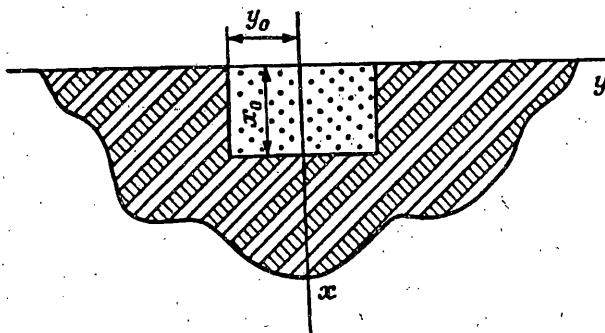
где b , k , Y_L — константы материала соответственно равные 0, 0005 кбар; 0,735 и 1 кбар. Ось x (Фиг. 1) в системе отсчета наблюдателя направлена вниз и совпадает с осью симметрии плоского сечения заряда ВВ. Ось Y направлена вдоль свободной поверхности, на которой $\sigma_{11} = 0$. Задача решается в координатах Лагранжа.

2. Результаты расчетов. Численные расчеты показали, что в окрестности расширяющейся траншеи наблюдается сильное затухание взрывных волн. Так, при взрыве заряда ВВ со значениями x_0 и y_0 , равными соответственно 0,9 м и 1,05 м, в частицах грунта, движущихся вдоль оси симметрии и имеющих координаты Лагранжа $r = 1, 2 - 3$ м ($r = x|_{t=0} = 0$), максимумы $u|\sigma_{11}|$ уменьшаются в 6 раз. Распределение напряжений σ_{11} на указанном интервале изменения переменной r в различные моменты времени иллюстрируются на фиг. 2, 3. Кривым 1—10 соответствуют следующие значения времени t [мс]: 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1,2; 1,7; 2,2; 2,7.

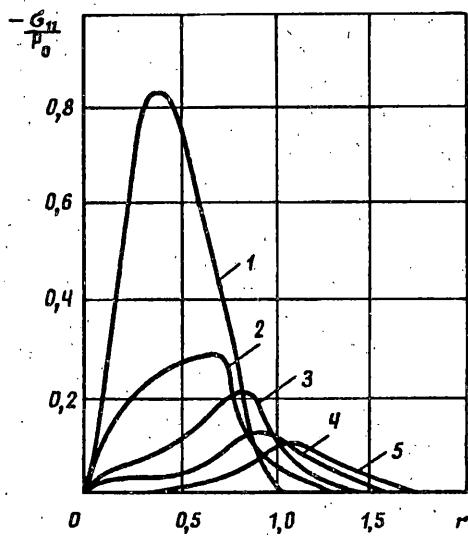
Дальнейший анализ расчетов показывает, что при взрыве зарядов ВВ, геометрические характеристики которых связаны условиями $x_0/y_0 \sim 1$, внутри двухугловых углов раствора 84° , построенных из начала координат реализуются движения адекватные движениям инициируемым взрывами глубоко заложенных бесконечных цилиндрических зарядов.

В самом деле, зафиксируем цилиндрическую поверхность имеющую в плоскости oxy направляющей окружность радиуса R . Обозначим через β — угол между осью x и радиус-вектором R , задающим эту окружность. Зависимость между углом β и углом наклона к оси x вектора скорости частиц грунта, лежащих при $t = t_*$ на упомянутой цилиндрической поверхности (t_* — время прихода пика волны сжатия в точку $x = R$, лежащую на оси симметрии), для $R = 3$ м графически представлена на фиг. 4 в виде кривой 1.

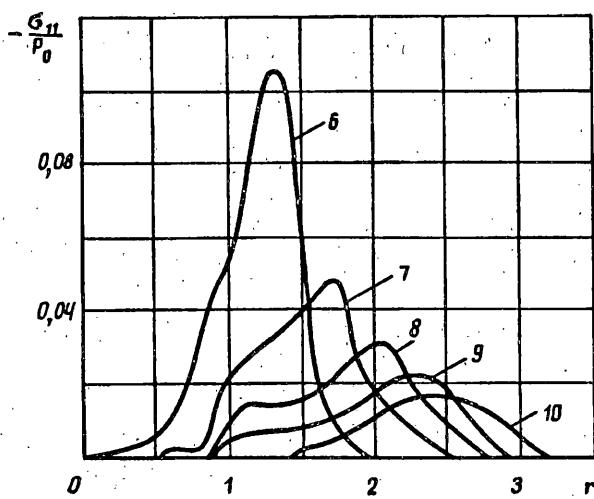
Результаты численного решения задачи позволяют получить зависимость от



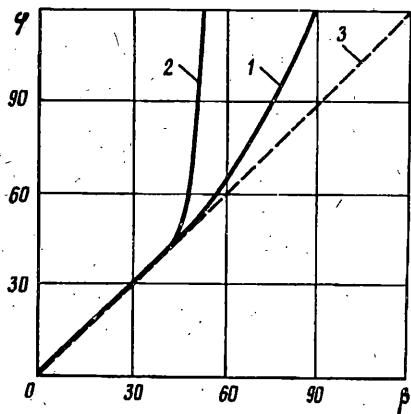
Фиг. 1



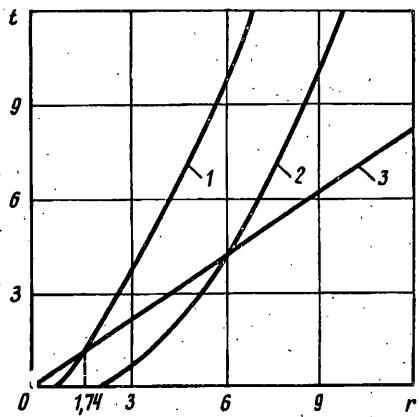
Фиг. 2



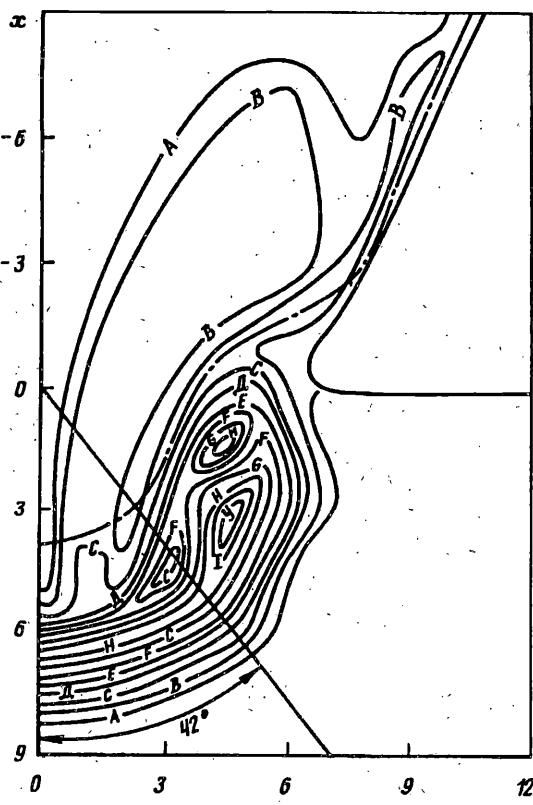
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 6



Фиг. 5

β угла φ , где φ — угол между одним из главных направлений тензора напряжений и направлением оси x . Угол φ , согласно [5], задается равенством

$$\varphi = \operatorname{arctg} \left[\frac{2\sigma_n - 2(\sigma_{22} \cos^2 \alpha_1 + \sigma_{11} \sin^2 \alpha_1)}{(\sigma_{11} - \sigma_{22}) \sin 2\alpha_1} \right]$$

где σ_n — нормальное напряжение, действующее в плоскости oxy по площадке, нормаль которой составляет с осью y фиксированный угол $\alpha_1 = 45^\circ$. Для $R = 3$ м связь между φ и β на фиг. 4 иллюстрируется кривой 2. Линия 3 отражает зависимость $\varphi = \beta$. Из представленных на фиг. 4 графиков видно, что все три линии на интервале $0 \leq \beta \leq 42^\circ$ совпадают между собой, причем анализ результатов подтвердил такое совпадение и для других значений $R \gg y_0$. Численные расчеты рассматриваемого взрыва показали, что на любом расстоянии R , отсчитываемом от начала координат, величины модуля вектора скорости на интервале $0 < \beta < 42^\circ$ практически не отличаются от значения скорости, вычисленной в точке $x = R$, принадлежащей оси симметрии x . Учитывая это, а также, принимая во внимание характер распределения изобар для различных моментов времени, можно сделать вывод, что внутри клина раствора 84° , построенного из начала координат, реализуется движение грунта близкое к инициируемому при взрыве глубоко заложенного бесконечного цилиндрического заряда ВВ.

Изобары для $t = 14,8$ мс. представлены на фиг. 5. Штрих-пунктирная линия является границей раздела сред. Буквенные метки на фиг. 5 соответствуют

следующим значениям давлений: А — 0,04 бар; В — 0,4 бар; С — 0,8 бар; Д — 1,6 бар и так далее с шагом 0,8 бар.

Для описания движения грунта внутри указанного двухгранныхугла целесообразно ввести характерный коэффициент δ , характеризующий эффективность механического действия заряда прямоугольного сечения $\delta = E_1/E_0$, где E_0 и E_1 — погонные значения энергии взрыва заряда прямоугольного сечения и соответственно глубоко заложенного бесконечного цилиндрического заряда ВВ. Известно, что симметричное движение мягкого грунта поддается закону геометрического подобия [2]. Поэтому, если на плоскости $r-t$ заданы годографы ударных волн, то, при наличии информации о погонной массе одного из двух зарядов, можно определить и погонную массу другого. Пусть для простоты кривая 1 будет располагаться выше кривой 2 (годографы 1 и 2 соответствуют зарядам C_1 и C_2). Тогда, проведя из начала координат на плоскости $r-t$ прямую, пересекающую кривую 1 в точке (r_1, t_1) , а кривую 2 — в точке (r_2, t_2) , и воспользовавшись законом геометрического подобия для симметричного движения грунта, получим, что

$$(C_2/C_1) = (t_2/t_1)^2 \quad (2.1)$$

Рассмотрим симметричный взрыв заглубленного бесконечного цилиндрического заряда ВВ радиуса $R_0 = 2$ м, имеющего те же начальные термодинамические характеристики, что и заряд прямоугольного сечения. Цилиндрический заряд также моделируется покоящимся в начальный момент времени однородно распределенным совершенным газом, находящимся под большим давлением. На фиг. 6 линия 2 иллюстрирует годограф пика волны сжатия, инициируемой взрывом в грунте глубоко заложенного заряда ВВ.

Как уже было отмечено выше, при контактном взрыве заглубленного заряда ВВ наблюдается картина симметричного распределения параметров движения, реализуемая в двухгранным угле раствора 84° . Построим на плоскости $r-t$ [мс] годограф пика волны, движущейся внутри этого угла (кривая 1 фиг. 6). Луч 3, выпущенный из начала координат на плоскости $r-t$ пересекает кривые 1 и 2 в точках с абсциссами $r_1 = 1,74$ м и $r_2 = 6$ м. Поскольку погонная масса цилиндрического заряда C_2 известна, то по формуле (2.1) можно определить и погонную массу заряда C_1 , который при глубоком заложении инициирует симметричное движение, реализующееся внутри упомянутого выше двухгранныхугла. Учитывая, что энергия взрыва прямо пропорциональна массе заряда получим, что коэффициент эффективности механического действия контактного взрыва заглубленного заподлицо с дневной поверхностью заряда C_0 , согласно проведенным расчетам, равен

$$\delta = \frac{C_1}{C_0} = \frac{C_2 (r_1/r_2)^2}{C_0} = 0,56$$

где C_0 — погонная масса исходного заряда прямоугольного сечения.

Теперь обратимся к рассмотрению движения частиц грунта, лежащих вне двухгранныхугла раствора 84° , построенного из начала координат. Обозначим через $\sigma_{11}^{(m)}(x, y)$ и $\sigma_{22}^{(m)}(x, y)$ пиковые значения величин σ_{11} и σ_{22} в точках с координатами x, y . Введем в качестве характеристик, отражающих поведение частиц грунта вне указанного угла, параметры F_1 и N_1 .

Параметр F_1 представляет собой отношение величины $\sigma_{22}^{(m)}$, вычисленной в точке некоторой прямой параллельной оси oy , к величине $\sigma_{11}(m)$ зафиксированной на оси симметрии на глубине, совпадающей со значением координаты y , в которой вычисляется $\sigma_{22}(m)$, т.е.

$$F_1(x^!, y^!) = \frac{\sigma_{22}^{(m)}(x, y) |_{x=x^!, y=y^!}}{\sigma_{11}^{(m)}(x, y) |_{x=y^!, y=0}} \quad (2.2)$$

где x^l , y^l фиксированные значения координат x и y . Аналогичным образом задается параметр N_1 :

$$N_1(x^l, y^l) = \frac{W^{(m)}(x, y) \mid_{x=x^l, y=y^l}}{V^{(m)}(x, y) \mid_{x=x^l, y=0}} \quad (2.3)$$

где w и v — горизонтальная и вертикальная составляющие вектора скорости. Индекс (m) в (2.3), как и в равенстве (2.2), указывает на то, что рассматриваются максимальные значения величин w и v .

Анализ функции $F_1(x, y)$ показывает, что ее значения в окрестности свободной поверхности с ростом y падают от 0,4 до величины порядка 0,27. С увеличением глубины x для любого $y \geq \max(x, y_0)$ функция $F_1(x, y)$ принимает значения близкие к 0,3.

Что же касается функции $N_1(x, y)$, то для любого $x > 0$ и $y > y_0$ с ростом y она быстро падает до величины, приблизительно равной 0,4. Авторы благодарят С. С. Григоряна и Ю. А. Созоненко за проявленный интерес и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений.//Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212—263.
2. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов.//ПММ. 1960. Т. 24 Вып. 6. С. 1067—1072.
3. Седов Л. И. Понятия разных скоростей тензоров.//ПММ. 1960. Т. 24. Вып. 3. С. 393—398.
4. Юхансон К., Персон П. Детонация взрывных веществ. М.: Мир, 1973. 352 с.
5. Алексеенко В. Д. Экспериментальное исследование динамического поля напряжений в мягком грунте при контактном взрыве.//ПМТФ. 1963. № 5. С. 99—106.

Москва

Поступила в редакцию
16.V.1991