

19. F. D. Bennett, H. S. Burden, D. D. Shear. Phys. of Fluids, 1962, 5, 1, 102.
20. В. М. Кульгавчук, Г. А. Новоскольцева. ЖТФ, 1966, 36, 3, 549.
21. W. Erb. Zeitschrift für angewandte Physik, 1969, 26, 4, 295.
22. М. М. Мартынюк, О. Г. Пантелейчук. Изв. АН СССР, сер. Металлы, 1976, 2, 227.
23. М. М. Мартынюк, И. Каримходжаев. ЖФХ, 1974, 48, 5, 1243.
24. М. М. Мартынюк, Г. Э. Герреро. ЖТФ, 1972, 42, 1, 187.
25. М. М. Мартынюк, И. Каримходжаев. Докл. АН ТаджССР, 1971, 14, 8, 14.
26. R. Hultgren, P. D. Desai et al. Selected Values of the Thermodynamics Properties of the Elements. Ohio. American Society for Metals, 1973.
27. K. S. Fansler, D. D. Shear. In "Exploding Wires", 4, 185. (Ed. W. G. Chase, H. K. Moore). Plenum Press, N. Y. 1968.
28. М. М. Мартынюк, О. Г. Пантелейчук. Теплофизика высоких температур, 1976, 5.
29. М. М. Мартынюк, О. Г. Пантелейчук. ПМТФ, 1974, 5.
30. F. D. Bennett, G. D. Kahl, E. H. Wedemeyer. In "Exploding Wires", 3, 65. N. Y., Plenum Press, 1964.
31. Ф. Уэбб, Г. Хилтон и др. Электрический взрыв проводников. М., ИЛ, 1965, с. 47.
32. В. В. Бондаренко, И. Ф. Кварцхава и др. ЖЭТФ, 1955, 28, 2, 191.
33. А. П. Байков, В. А. Белого и др. ФГВ, 1973, 9, 2, 286.
34. N. F. Mott, E. A. Davies. Electronic Processes in Non — crystalline Materials Clarendon Press, Oxford, 1971.
35. T. Korneff. Bulletin of the American Physical Society, 1970, 15, 1, 97.
36. T. Korneff, W. Chase, Review of Scientific Instruments, 1971, 42, 1184.
37. R. G. Ross, D. A. Greenwood. Progress in Materials Science, 1969, 14, 4, 173.
38. A. V. Grosse. J. of Inorganic and Nuclear Chemistry, 1961, 22, 23.
39. C. W. Strauss. Nuclear Science and Engineering, 1964, 18, 280.
40. А. А. Самохин. Краткие сообщения по физике, 1973, 4, 7.
41. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
42. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой плотности на металлы. М., «Наука», 1970.
43. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин и др. ЖЭТФ, 1972, 63, 2, 586.
44. Л. П. Филиппов. Исследование теплопроводности жидкостей. М., Изд-во МГУ, 1970.
45. Thermal Conductivity. Metallic Elements and Alloys. Ed. Y. S. Touloukian. Plenum. N.—Y., 1970.
46. Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, 1, Elements. Ed. Y. S. Touloukian. Macmillan, N.—Y., 1967.
47. В. М. Кириллин, П. И. Уляков. Физика и химия обработки материалов, 1971, 1, 8.
48. Б. М. Жиряков, Н. Н. Рыкалин и др. Квантовая электроника, 1973, 1, (13), 119.
49. Б. М. Жиряков, Н. И. Попов и др. Письма в ЖТФ, 1975, 1, 731.
50. Я. Б. Зельдович, О. М. Годес. ЖЭТФ, 1940, 10, 1441.
51. И. Ф. Кварцхава, В. В. Бондаренко и др. ЖЭТФ, 1956, 31, 5, 745.
52. Дж. Реди. Действие мощного лазерного излучения. М., «Мир», 1974.

ВОЛНЫ В МЯГКОМ ГРУНТЕ КАК УПРУГОВЯЗКОЙ СРЕДЕ

*В. А. Котляревский,
Р. А. Румянцева, А. И. Шишкин*

Для описания волн в мягких грунтах применяются модели сред, поведение которых либо не зависит, либо зависит от скорости деформации. К первой группе относится модель С. С. Григоряна [1], широко используемая в динамике грунтов. Из большого разнообразия реологических моделей второй группы [2] в динамических задачах применяются сравнительно простые [3, 4]. В работах [5, 6] рассмотрено прохождение волн в среде с моделью стандартного линейного тела с одним [5] или двумя мгновенными модулями [6]. Одномерная волна, вызванная скачком скорости конца стержня, с моделью в виде последовательно включенных элементов Фойгта и Максвелла, изучалась Глоузом и Ли

[3]. Упомянутые модели не объясняют некоторых приводимых ниже экспериментальных фактов, установленных при кратковременных нагружениях грунтов давлениями до $6 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, в частности существенную запаздывающую упругость в сочетании с частичной необратимостью деформации, связанной с разгрузкой.

В статье приводятся результаты опытов по осевому сжатию мягких грунтов ступенчатой и нестационарной нагрузками, обработанных на основе обобщенной модели Фойгта с дискретным спектром времен запаздывания. Приемлемая сходимость расчетов с опытами достигается, если модель наделяется спектром запаздывания разуплотнения, отличным от спектра уплотнения.

1. Динамическое сжатие грунта проводилось в приборе (рис. 1), состоящем из полированного стального цилиндра 8, силиконового поршня 4, набора вкладышей 11, опирающихся на поддон 12. Поршень устанавливается на слой грунта 7 с натягом $3 \cdot 10^3 \text{ Н/м}^2$ посредством пружин 5. Грунт нагружался через поршень ударной волной взрыва заряда ВВ в камере 1. С помощью осциллографов Н-115 (шлейфы МОО4-1, 2) и тензостанции УТС-1-ВТ-12 регистрировались давление в грунте (датчиками 6 в виде полых стальных цилиндров с тензорезисторами 9), давление на поршень (мембранным датчиком 2) и смещение поршня (реостатами 3). Использовался поршень с массой 6 кг (см. рис. 1) и поршень несколько

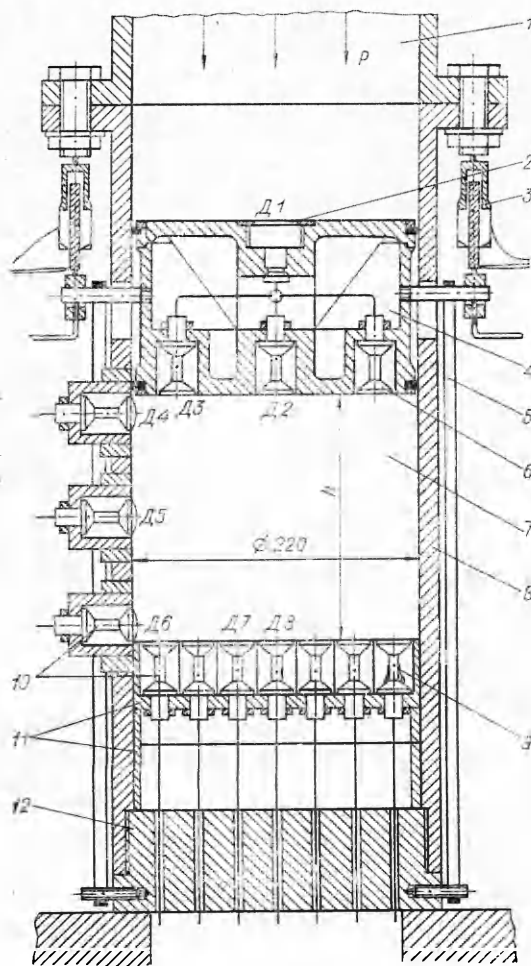


Рис. 1. Прибор для одноосного (осевого) сжатия грунта ударной волной.

иной конструкции без датчиков массой 0,33 кг. Временная шкала наблюдения, ограниченная снизу спецификой нагружения и разрешающей способностью аппаратуры, составляла $0,5 \div 200 \text{ мс}$. Опыты проводились с уплотненным суглинком нарушенной структуры (удельный вес скелета $\gamma_{ск} = 1,86 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^3$; весовая влажность $w = 0,11$; содержание частиц $2 \div 0,15 \text{ мм}$ 37%, менее 0,15 мм 63% по весу) и песком ($\gamma_{ск} = 1,63 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^3$; $w = 0,045$; частиц $1,25 \div 0,6 \text{ мм}$ 16%; $0,6 \div 0,3 \text{ мм}$ 50%; $0,3 \div 0,15 \text{ мм}$ 31% менее 0,15 3% по весу).

Кратковременная ползучесть при ступенчатом нагружении исследовалась на слое грунта $l = 2 \text{ см}$ с поршнем массой 0,33 кг в диапазоне давлений $0,2 \cdot 10^5 \div 6 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ в камере 1, причем расчетами установлена незначительность влияния инерции и трения о стенки цилиндра. Изменения осевого $p_1(t)$ и бокового $p_2(t)$ давлений в слое были близки к ступенчатому: давления нарастали до максимума за $\sim 0,3 \text{ мс}$ и имели небольшой всплеск, связанный с отражением волны в слое. На рис. 2, а приведены осциллограммы перемещения $u(t)$ поршня и из-

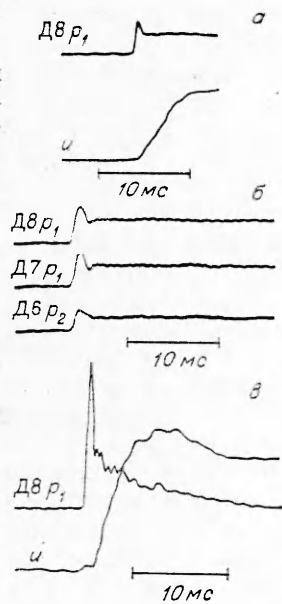


Рис. 2. Осциллограммы динамического сжатия слоя суглинка 2 (а, в) и 5 см (б) через поршень массой 0,33 кг.

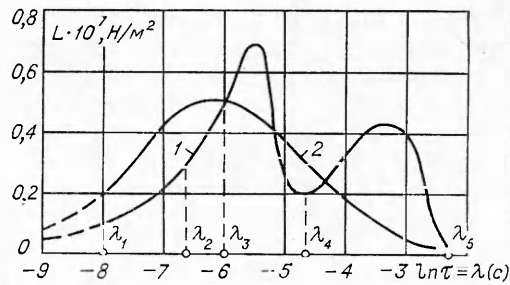


Рис. 3. Спектры запаздывания суглинка (1) и песка (2), полученные из опытов на ползучесть.

менения давления $p_1(t)$ под слоем суглинка при сжатии. В опытах наблюдалась существенная запаздывающая упругость: деформация грунта $\varepsilon_1^0 \approx u(t)/l$ со временем нарастала, постепенно достигая насыщения при видимом отсутствии мгновенной податливости и течения. Принцип суперпозиции соблюдается при давлениях до $p_1^* = 3,5 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$. Эти результаты указывают на принципиальную возможность описания механических свойств мягких грунтов, по крайней мере при $\frac{\partial \varepsilon_1^0}{\partial t} \equiv \dot{\varepsilon}_1^0 > 0, p_1 < p_1^*$,

моделью среды линейно-наследственного типа.

С учетом ограниченности доступного для наблюдения диапазона временной шкалы ниже будет рассматриваться обобщенная модель Фойгта с дискретным распределением равновесных податливостей по временам запаздывания $I_j(\tau_j)$, что соответствует аппроксимации функции

ползучести: $\varphi_1^*(t) = \sum_{j=1}^n I_j [1 - \exp(-t/\tau_j)]$, где n — число элементарных звеньев Фойгта. Для определения констант I_j, τ_j строились усредненные графики

$\varphi_1(t) = \varepsilon_1(t)/p_1(t^0)$, где $p_1(t^0) < p_1^*$ — осевое давление при $t^0 = 3 \text{ мс}$. Затем введением функции $L \equiv \tau I(\tau)$ ($I(\tau) d\tau = L(\lambda) d\lambda$, $\lambda \equiv \ln \tau$) находилось приближение Алфрея [7] для сплошного спектра запаздывания $L(\lambda) \approx d\varphi_1/d(\ln t)|_{t=\tau}$, показанное на рис. 3. (Использование второго приближения Шварцля — Ставермена [8] не имеет смысла в связи с существенными погрешностями двойного графического дифференцирования.) Далее определялась доля податливости, приходящаяся

на интервал времени τ_i, τ_{i+1} , т. е. $I_j = \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L(\lambda) d\lambda$ ($\lambda_i = \ln \tau_i$), и время

запаздывания $\tau_j = 1/2(\tau_i + \tau_{i+1})$.

Спектр L для суглинка имеет два максимума, что указывает на влияние в рассматриваемом временном интервале по крайней мере двух механизмов деформации. В дальнейшем при численном анализе используется метод сквозного счета, в связи с чем одна пара значений τ_j, I_j играет побочную роль аналога вязкости типа Нейман — Рихтмайера [9] для демпфирования флуктуаций в зонах с высокими градиентами параметров, что естественным образом согласуется с фактом отсутствия мгновенной податливости в указанных диапазонах времен и давлений. Вариант аппроксимации L (рис. 3) приведен ниже.

Интервал $i, i+1$	0; 1	1; 2	2; 3	3; 4	4; 5
$10^8 \cdot I_j, \text{ м}^2/\text{Н}$ ($j=i+1$)	0,667	2,43	2,43	6,02	6,67
$\tau_j, \text{ мс}$	0,008	0,89	1,96	6,00	54,8

С увеличением толщины слоя грунта становится более заметным отражение волны в слое. При действии скачка давления на поршень установлено, что в процессе изменения со временем осевого и бокового давлений в слое отношение $k_6 = p_2(t)/p_1(t)$ остается весьма стабильным, что иллюстрируется осциллограммой рис. 2, б, полученной при $p_1(t^0) = 1,5 \cdot 10^5$ Н/м². Принимая гипотезу постоянства коэффициента бокового давления ($k_6 = \text{const}$), можно показать, что спектры L осевого сжатия соответствуют спектрам L_c сдвиговых и L_o объемных деформаций: $L = (1 - k_6) L_c = 1/3(1 + 2k_6)L_o$. В диапазоне давлений $0,5 \cdot 10^5 \div 4 \cdot 10^5$ Н/м² получено: для суглинка $k_6 = 0,47 \pm 0,07$, для песка с $\omega = 0,045$, $k_6 = 0,39 \pm 0,05$.

Свойства грунтов при разгрузке обнаруживаются при действии импульсных (нестационарно убывающих) нагрузок. Опытами установлено, что в процессе разгрузки сначала происходит уплотнение грунта до некоторой максимальной деформации ϵ_{max} , а затем разуплотнение. Полное упругое восстановление соответствует давлениям до $(0,3 - 0,5) \cdot 10^5$ Н/м². При больших давлениях разуплотнение идет с отставанием от линейно-упругого восстановления (см. рис. 2, в). В диапазоне максимумов давлений $(0,8 - 2,9) \cdot 10^5$ Н/м², импульсов длительностью $t_+ \sim 20$ мс в моменты $t = 20$ и 130 мс зафиксированы деформации суглинка соответственно $\epsilon_1^0(t)/\epsilon_{\text{max}} = 0,70$ и 0,59. Деформация ϵ_{max} и отношение $\epsilon_1^0(t_-)/\epsilon_{\text{max}} (t_- \gg t_+)$ возрастают с длительностью импульса t_+ . Для $t_+ = 400$ мс получено для суглинка $\epsilon_1^0(t_-)/\epsilon_{\text{max}} = 0,83$, а для песка 0,32. Ниже эти величины считаются соответствующими отношению «остаточной» величины φ_0 функции φ_1 к ее максимуму φ_{max} : φ_1 — функция ползучести.

Таким образом, наряду с упруговязкими свойствами при разгрузке проявляется пластичность грунта. Такая комбинация свойств в рамках обобщенной модели Фойгта может рассматриваться как упруговязкая нелинейность в предположении, что спектр L в процессе разгрузки деформируется в спектр L' таким образом, что некоторые участки L смещаются в область больших времен (за пределы времени наблюдения или характерного времени порядка длительности нагрузки). Такой спектр L' будет давать сравнительно малый темп разуплотнения, причем некоторая часть деформации в пределах времени наблюдения будет восприниматься как необратимая. Вопрос о том, в какой мере в рамках данного подхода можно описать свойства грунтов при повторных нагружениях и разгрузках (например, в отраженных волнах), может быть решен при осуществлении соответствующих экспериментов программы.

Данная модель в дальнейшем используется таким образом, что в процессе повторных нагружений проводится восстановление спектра L , а в процессе повторных разгрузок — переход к L' , причем сопряжение спектров L, L' ведется по условиям непрерывности скоростей деформаций. Очевидно, использование для модели двух сопрягаемых спектров превращает модель среды в нелинейную, т. е. возможность использования для описания повторных нагружений полученных выше спектров L требует опытной проверки. В общем случае для условий нестационарно-циклического нагружения в модель может вводиться различное число спектров. Ниже дано описание экспериментального исследования в различных временных диапазонах модели с двумя спектрами. Многочисленные расчеты показали, что для воспроизведения в общих чертах экспериментальных результатов достаточно вывести долю податливости φ_0 из правой части спектра за пределы наблюдаемого временного диапазона. Разбиение спектра суглинка на рис. 3 принято с учетом выделения трех его участков для перенесения в область больших времен в целях согласования расчета с экспериментами при различных длительностях нестационарного воздействия.

2. Для сопоставления с волновым экспериментом проведено численное решение задачи об осевом сжатии ограниченного грунтового стол-

ба высотой l в цилиндре (см. рис. 1) или в массиве. В первом случае трение между грунтом и стенками цилиндра учитывается по закону Кулона. Уравнения движения и неразрывности имеют вид

$$\rho_0 \ddot{u} = -p' - k_\tau k_s \text{sign } \dot{u}, \quad (1)$$

$$\dot{\varepsilon} = -u'. \quad (2)$$

Здесь ρ_0 — начальная плотность среды, u — смещение частиц вдоль лагранжевой координаты x с началом $x=0$, совмещенным с поверхностью столба, p — давление, ε — относительная деформация сжатия, k_τ — коэффициент трения, k_s — отношение периметра к площади цилиндра, точка над величиной означает производную по времени, а штрих — производную по координате. В задаче о нагружении грунтового столба в массиве полагается $k_\tau = 0$.

Модель грунта принята в виде обобщенной модели Фойгта с n звеньями, давления в которых $p = c_j \varepsilon_j + \mu_j \dot{\varepsilon}_j$ ($j=1, 2, 3, \dots, n$), и имеет место условие совместимости деформаций $\varepsilon = \sum_{j=1}^n \varepsilon_j$. Здесь $c_j = 1/I_j$ — модуль упругости элемента. Отсюда получаем для модели $n-1$ уравнений ($\mu_j \neq 0$, μ_j — коэффициент вязкости элемента):

$$\dot{\varepsilon}_j = \mu_j^{-1} (p - c_j \varepsilon_j) \quad (j = 2, 3, \dots, n) \quad (3)$$

и соотношения

$$p = c_1 \varepsilon_1 + \mu_1 \dot{\varepsilon}_1, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon - \sum_{j=2}^n \varepsilon_j, \quad (4)$$

$$\dot{\varepsilon}_1 = \left[\dot{\varepsilon} - c_1 \left(\varepsilon - \sum_{j=2}^n \varepsilon_j \right) \sum_{j=2}^n \mu_j^{-1} + \sum_{j=2}^n c_j \varepsilon_j \mu_j^{-1} \right] \left(1 + \mu_1 \sum_{j=2}^n \mu_j^{-1} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Здесь ε_j , $\dot{\varepsilon}_j$ — деформация и скорость деформации в j -м фойгтовом звене. Соотношения (1) — (5) с параметрами $\mu_j = c_j \tau_j$, $c_j = I_j^{-1}$, определяемыми спектром L , образуют замкнутую систему уравнений, описывающих сжатие среды и начальный этап разгрузки, пока $\varepsilon_j > 0$. В процессе разгрузки переход к спектру L' с числом $m < n$ измененных параметров τ_j осуществляется хронологически последовательным присвоением новых значений μ_j^* в моменты t_j^* , определяемые из условий сопряжения¹ спектров $\dot{\varepsilon}_j(t_j^*) = 0$, $\varepsilon_j(t_j^*) < 0$, причем здесь j берутся из числа m . При повторном нагружении восстанавливаются исходные значения μ_j при t_j^{**} , причем $\dot{\varepsilon}_j(t_j^{**}) = 0$, $\varepsilon_j(t_j^{**}) > 0$, т. е. осуществляется возврат спектра L и т. д.

В алгоритме задачи предусмотрена возможность выбора различных m звеньев модели, т. е. деформируемых участков спектра L , однако в целях сохранения шага счета параметр μ_1 не меняется (см. ниже). Начальные условия для дифференциальных уравнений (1) — (3) — нулевые. Граничные условия: при $x=0$ $p(0, t) = H(t) f_1(t)$, $\dot{u}(l, t) = H(t - t_*) f_2(t)$; $H(t)$ — функция Хевисайда, l_* — сдвиг граничных функций по фазе.

Для численного решения краевая задача сведена к задаче Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений с независимой переменной t . Частные производные по x в уравнениях (1), (2) с помощью разностных операторов для узловых точек $k=1, 2, \dots$ (с шагом χ вдоль x) $\Delta F_k = F(x_k + \chi) - F(x_k)$, $\nabla F_k = F(x_k) - F(x_k - \chi)$ аппроксимировались

¹ Сопряжение по условию непрерывности локальной скорости деформации $\dot{\varepsilon}_j$ (j -го звена).

соотношениями $p'_k = \nabla p_k \chi^{-1}$, $u'_k = \Delta u_{k-1/2} \chi^{-1}$. Полученная система уравнений для всей совокупности k решалась методом Рунге — Кутты на ЭЦВМ БЭСМ-4. Аппроксимирующее (1) уравнение имеет вид

$$\rho_{0k-1/2} \ddot{u}_{k-1/2} = -\nabla p_k \chi^{-1} - k_0 k_T k_s \cdot 1/2 (p_{k-1} + p_k) \text{sign } \dot{u}_{k-1/2} (\dot{u}_{k-1/2} \neq 0). \quad (6)$$

При его решении учитывается, что изменение знака скорости может вызвать торможение элемента χ среды ($\dot{u}_{k-1/2} \neq 0$) в результате его «прилипания» к стенкам цилиндра. Алгоритм учета сил трения следующий: для $k-1/2$ при $t^n = 0$ полагается $\dot{u}_{k-1/2}^n = 0$. При $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ имеем градиент $N_1 \equiv \nabla p_k$ и предельную силу трения, отнесенную к единице площади грунтового столба, $N_2 \equiv k_0 k_T k_s \chi \cdot 1/2 (p_{k-1} + p_k)$. При $|N_1| < |N_2|$

$\dot{u}_{k-1/2}^{n+1} = 0$ и (6) для $k-1/2$ выпадает из системы уравнений. Иначе вычисляется $\dot{u}_{k-1/2}^{n+1}$ при начальном значении $\text{sign } \dot{u}_{k-1/2} = \text{sign } \nabla p_k$. При изменении знака скорости ($\dot{u}_{k-1/2}(t^{n+1}) \cdot \dot{u}_{k-1/2}(t^n) < 0$ «прилипание») реализуется, если вновь окажется, что $|N_1| < |N_2|$ и т. д.

Перейдем к выбору шага интегрирования, связанного с шагом сетки χ . Поскольку модель среды может использоваться в различных временных диапазонах при описании поведения грунта, близкого к упругому, вязкоупругому либо вязкоупругопластическому, для малых времен и небольших давлений уместно использовать одно фойгтово звено с параметрами c_1 , μ_1 , причем вязкость μ_1 здесь аналогична диссипативному компоненту давления [9]. Числовым экспериментом установлено, что в данном случае (искусственная) вязкость μ_1 , достаточная для демпфирования флуктуаций в переходном слое, может приниматься из условия

$$h \equiv \chi \sqrt{\rho_0 c_1 / \mu_1} \leq 5, \quad (7)$$

причем шаг счета Δt определяется числом Куранта K

$$K \equiv \Delta S / h = 1/2, \quad \Delta S = \Delta t c_1 / \mu_1 \quad (h \geq 2). \quad (8)$$

При переменном $\chi(x)$, определяемом геометрией задачи, целесообразно сохранить $h = \text{const}$, для чего (при $\rho_0 = \text{const}$) μ_1 распределяется пропорционально χ (7). В этом случае Δt , согласно (8), определяется минимальным χ_{\min} и соответствует минимальной вязкости $\mu_{1\min} = \chi_{\min} \sqrt{\rho_0 c_1} / h$.

Для линейной вязкоупругой среды с моделью обобщенного тела Фойгта параметры численного счета определяются фойгтовым звеном с минимальным временем запаздывания, причем вязкость этого звена может иметь физический смысл, если число n невелико. В противном случае параметры одного из звеньев всегда можно выбрать так, чтобы были удовлетворены указанные выше требования, т. е. звено обладало свойствами искусственной вязкости. Этот случай не отличается от рассмотренного выше. При небольшом числе аппроксимирующих фойгтовых звеньев может оказаться, что звено с наименьшим временем запаздывания τ_1 имеет достаточно большую естественную вязкость μ_1 , а геометрия задачи не позволяет укрупнить χ так, чтобы было $h > 2$, тогда при $\chi = \text{const}$ решение устойчиво при числах $K < 1/2$, причем

$$K = 1/2h \cdot [(\gamma h^2 + 1)^{1/2} - 1] \quad (h < 2). \quad (9)$$

При переменном шаге χ используется K , соответствующее минимальному h .

Влияние шага сетки χ определялось расчетом волн в слое толщиной l , лежащем на жесткой преграде, при $l \sqrt{\rho_0 c_1} / \mu_1 = 50$. K свободной поверхности ($x = 0$) приложен скачок давления $f_1 \equiv p_{\max}$. На рис. 4, а по-

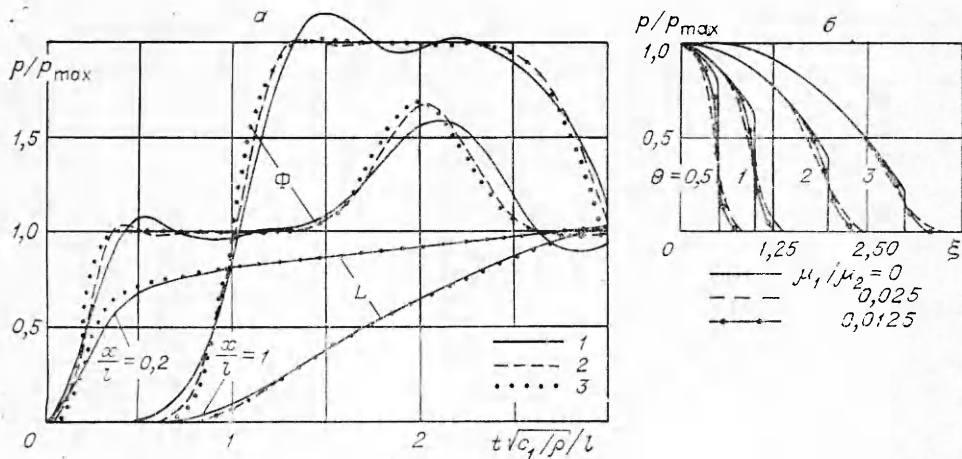


Рис. 4. К анализу точности численного счета.

а) влияние шага сетки однозвенной (Φ) и обобщенной (L) моделей Фойгта; б) сравнение с точным решением для модели стандартного линейного тела (скачок давления на свободной поверхности).

казаны результаты расчета при $h=10; 5; 0,5$ (кривые 1—3) с шагом счета Δt , соответствующим числу K по соотношениям (8), (9) при $\gamma=2$. Результаты расчета при $h=0,5$ и $0,2$ оказались неразличимыми, однако в последнем случае устойчивость счета была обеспечена при $\gamma=1,5$.

Проводилось сопоставление численных расчетов, выполненных для частных видов модели, с известными решениями точных уравнений с помощью трансформации Лапласа. На рис. 4, б даны конфигурации волн вдоль $\xi = x\sqrt{\rho_0 c_1/\mu_2}$ в различные моменты $\theta = tc_1/\mu_2$ от скачка давления p_{\max} , приложенного к свободной поверхности ($x=0$) среды со свойствами стандартного линейного тела ($n=2; c_1=c_2$). Кривые $\mu_1/\mu_2=0$ соответствуют данным [5], а с иным соотношением μ_1/μ_2 (μ_1 — искусственная вязкость) кривые получены численным методом на слесе $\xi_e = l\sqrt{\rho_0 c_1/\mu_2} = 8$ при $h=5$.

Проведенные расчеты показывают, что приемлемая точность счета для одноэлементной модели Фойгта реализуется при $h \leq 5$. Обобщенная модель Фойгта для высокой точности требует более крупного шага сетки ($h \sim 10$). Для частных моделей сред с последовательно включенной упругостью (и искусственной вязкостью) переходная зона при сквозном счете, заменяющая скачок давления, имеет допустимые пределы при $h \sim 5$. Приводимые ниже в целях сопоставления с экспериментом решения волновых задач получены при $\rho_0 = \text{const}$, $h=5$ и шаге счета по условию (8).

3. Рассмотрим далее сопоставление численного расчета волн сжатия в слое суглинка ($l=19$ см) с экспериментом в приборе (см. рис. 1) при воздействии на поршень массой 6 кг импульсов, близких к экспоненциально убывающей функции. Было выполнено две серии опытов. В первой

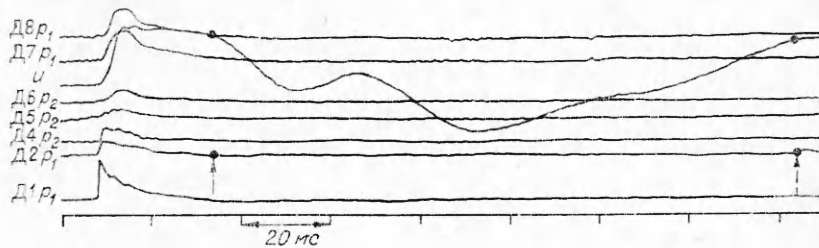


Рис. 5. Осциллограммы динамического сжатия слоя суглинка толщиной 19 см, $t_+ = 23$ мс.

длительность импульса была 0,023—0,026, а во второй — 0,53—0,55 с. На рис. 5 показаны образцы осциллограмм давлений и смещений поршня при коротком импульсе. В расчет ($\chi=1$ см) вводились характеристики суглинка, указанные выше; $k_6=0,5$. Деформация спектра L при разуплотнении осуществлялась увеличением в 10^7 раз трех параметров τ_j ($j=2, 4, 5$), т. е. $\varphi_0/\varphi_{\max}=0,83$. Граничное давление на грунт задавалось таблицей по показаниям датчика Д2. Расчеты проведены при $k_T=0,14$, полученном измерениями, и $k_T=0$ (для оценки влияния сил трения).

Для короткого импульса на рис. 6, а дано сравнение расчетных (штриховые кривые) давлений p_1 под слоем и смещений u с опытными до отскока поршня, т. е. пока $u(t)$ соответствовало смещению поверхности грунта (на рис. 5, а интервал отскока помечен стрелками). Кривые 1 на рис. 6, а взяты по осциллограмме рис. 5, а, 2 — из осциллограммы по-

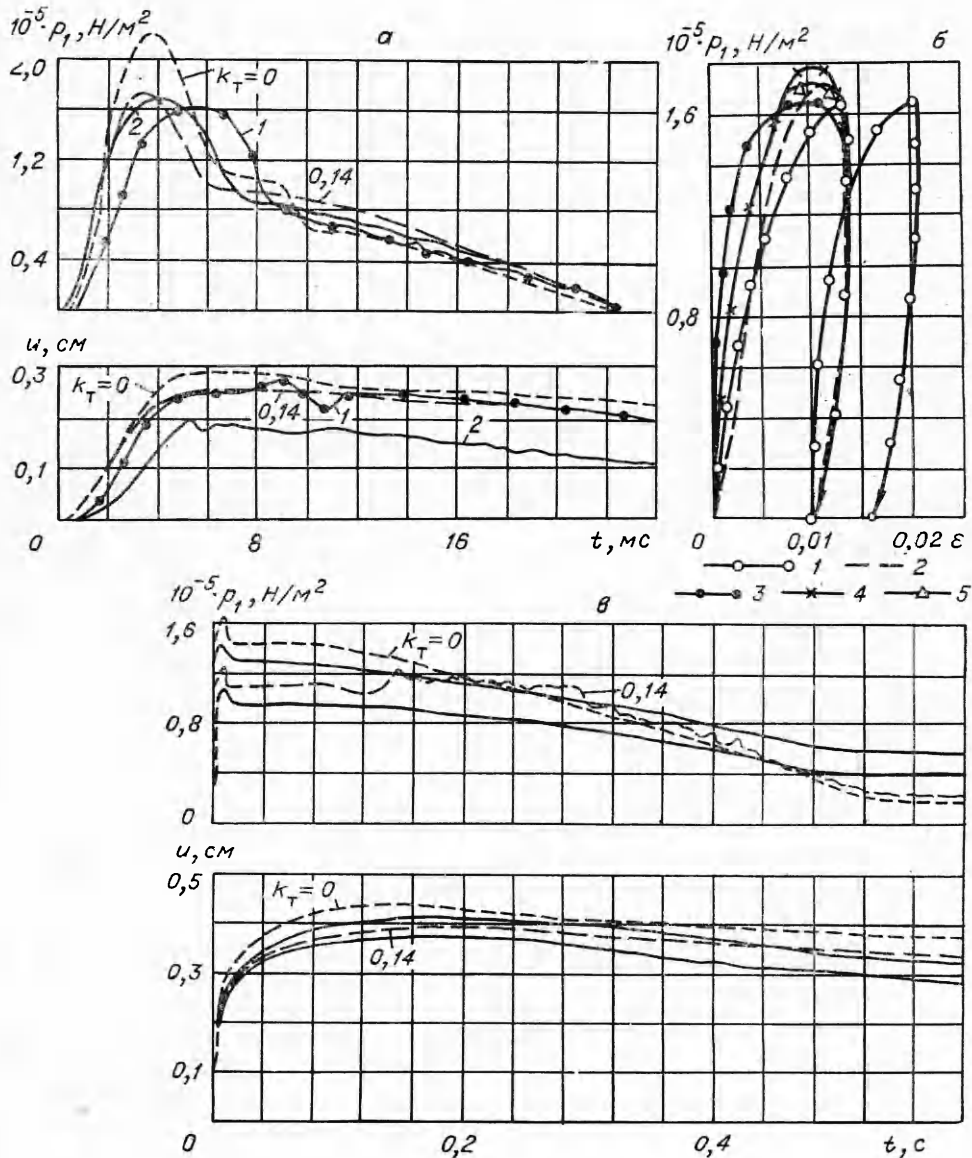


Рис. 6. Сравнение расчетных давлений в слое суглинка и смещений поршня с опытными при коротком (а, б) и длительном (в) импульсах.

второго опыта. Силы трения, как следует из расчетов, существенно снижают амплитуду давления и в меньшей степени — смещения. Влияние сил трения на осевое давление сказывается в течение сравнительно небольшого отрезка времени и более заметно в нижней части грунтового столба.

На рис. 6, б сравниваются экспериментальные и расчетные диаграммы $p_1(\epsilon)$. Кривые 1 построены по показаниям датчика Д8 и смещению поршня $u \approx \epsilon \cdot l$ в двух последовательных опытах. Кривая 2 получена по тем же функциям, взятым из расчета (т. е. ϵ усреднено по высоте слоя). Кривые 3—5 построены по расчетным функциям $p_1(t)$ и $\epsilon(t)$ в точках $x = 1; 10; 19$ см соответственно.

На рис. 6, в дано сопоставление тех же, что и на рис. 6, а, функций, полученных в расчете (штриховые кривые) и в экспериментах при длинном импульсе. Сплошными линиями ограничена зона разброса опытных данных. Граничное давление введено в расчет по усредненным показаниям датчика Д2 с первым максимумом давления $p_{\max} = 1,42 \cdot 10^5$ Н/м² при $t = 7$ мс. Колебания расчетных давлений при $k_{\tau} \neq 0$ объясняются периодическим «прилипанием» частиц среды к стенкам цилиндра. В целом соответствие расчета с экспериментом удовлетворительное.

Опыты по распространению волн в грунтовом массиве (песок с параметрами, указанными ранее) проведены в открытом прямоугольном лотке шириной 0,7, длиной 3 и глубиной 1,7 м с гладкими вертикальными стенками, смазанными вазелином и покрытыми полимерной пленкой (для снижения сил трения), т. е. в условиях, близких к плоской деформации. Воздушная ударная волна распространялась вдоль длинной стороны лотка, создавая давление на грунтовую поверхность. Давление в двух аналогичных опытах (1, 2) измерялось вдоль вертикальной оси симметрии лотка шестью датчиками (Д11—Д16). Датчик Д11 расположен на поверхности грунта, а остальные были установлены в грунте с интервалом 34 см. Датчик Д16 находился на дне лотка. В опыте 1 давление на фронте воздушной ударной волны $1,04 \cdot 10^5$, а в опыте 2 $1,20 \times 10^5$ Н/м² (рис. 7).

В расчете шаг сетки $\chi = 5,5$ см, а граничное давление задавалось по показаниям датчика Д11 опыта 1. Спектр L для песка (см. рис. 3, 2) аппроксимировался дискретным спектром с

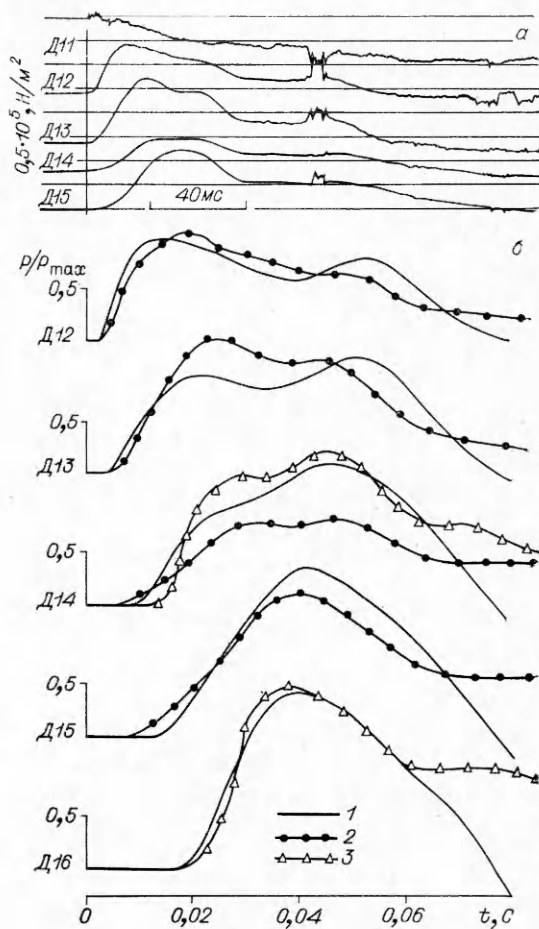


Рис. 7. Типичная осциллограмма давлений в волнах сжатия в песке (а) и сравнение расчетных давлений с измеренными в двух аналогичных экспериментах (б).

1 — расчет; 2 — опыт 1; 3 — опыт 2.

параметрами: $n=4$; $10^8 \cdot I_0=1,94; 10,8; 2,78; 3,20$ м²/Н; $\tau_0=0,13; 1,65; 7,48; 40,5$ мс; в процессе разгрузки параметры τ_3, τ_4 увеличивались в 10^7 раз, т. е. $\varphi_0/\varphi_{\max}=0,32$.

Расчеты, проведенные при несколько иной аппроксимации L и $n > 4$, не приводят к существенному изменению волновой картины, что объясняется узостью спектра и наличием одного максимума спектра \dot{L} .

В целом сходимость расчета с опытом (учитывая нестабильность характеристик грунта даже при его тщательной укладке в небольшом объеме, а также влияние неоднородности процессов и сил трения) можно считать приемлемой как по амплитуде, так и по фазовым характеристикам проходящей и отраженной волны сжатия. Полученные данные свидетельствуют о принципиальной возможности описания некоторых динамических процессов в грунтах на основе обобщенной модели Фойгта.

Авторы выражают благодарность проф. С. С. Григоряну за внимание к работе и ее обсуждение.

Поступила в редакцию
4/1 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Григорян. ПММ, 1960, 24, 6.
2. М. Н. Гольдштейн. Механические свойства грунтов. М., Стройиздат, 1971.
3. Р. М. Дейвис. Волны напряжений в твердых телах. М., ИЛ, 1961.
4. В. А. Котляревский. ПМТФ, 1962, 3.
5. J. A. Morrison. Quart. of Appl. Math., 1956, 14, 153.
6. Г. М. Ляхов, Я. А. Пачепский. ПМТФ, 1973, 2.
7. Т. Алфрей. Механические свойства высокополимеров. М., ИЛ, 1952.
8. Дж. Ферри. Вязкоупругие свойства полимеров. М., ИЛ, 1963.
9. J. Neumann, R. D. Richtmyer. J. Appl. Phys., 1950, 21, 232.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ЖИДКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ УДАРЕ НА КОПРЕ МЕТОДОМ ПОДНЯТОГО РОЛИКА

А. А. Денисаев, А. В. Дубовик, В. К. Боболев

Известно, что инициирование быстрой химической реакции в жидких взрывчатых веществах (ЖВВ) при механических воздействиях носит очаговый характер [1]. Среди причин образования очага разогрева можно выделить:

- 1) адиабатическое сжатие газовых пузырьков с возможным образованием кумулятивных микроструй;
- 2) схлопывание кавитационных полостей;
- 3) трение твердых тел, находящихся в контакте с ЖВВ;
- 4) вязкий разогрев при выдавливании ЖВВ из зазора между двумя соударяющимися поверхностями.

Многообразие механизмов инициирования взрыва — причина получения различных и противоречивых результатов при испытании чувствительности ЖВВ к ударно-механическим воздействиям различными методами. Более надежные сведения о взрывоопасности ЖВВ при проведении тех или иных технологических операций обычно получают, моделируя эти операции при форсированных режимах воздействий. Достаточно полные представления о механической чувствительности могут быть