

25. Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Выс. шк. 1966, 224 с.
26. Crystallographic Orientation of Electric Discharges in TeO₂ and LiNbO₃ Monocrystals/ V.P. Gribkovskii, A.L. Gurskii, G.A. Pashkevich, G.P. Yablonskii // Phys. Stat. Sol. (a)-1987.- Vol. 103.- P. 153-156.
27. Гладышук А.А., Гурский А.Л., Парашук В.В., Пашкевич Г.А., Яблонский Г.П. Электрические разряды в монокристаллах CdS, LiNbO₃ и TeO₂// Препринт 443 / Ин-т физики АНБ, Мн., 1986, 45 с.
28. Gurskii A.L., Lutsenko E.V., Pashkevich G.A., Trukhan V.M., Yakimovich V.N., Yablonskii G.P. Crystallographic Orientation of Incomplete Breakdown Channels in ZnP₂ and CdP₂ Monocrystals// Phys. Stat. Sol.(a)- 1991.- V. 123.- P. K75-K78.
29. Сканава Г.И. Физика диэлектриков. -М.: ГИФМЛ, 1958. - 908 С.
30. Адищев Ю.Н. и др. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения// Письма в ЖЭТФ. 1985. Т.41, №7. С. 295-297.
31. Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю. К теории стримерного разряда в полупроводниках// ЖЭТФ. 1988. Т. 94, В.5. С.321 - 332.
32. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1977, С. 460.
33. Gribkovskii V.P., Gladyschuk A.A., Zubritskii V.V., Parashchuk V.V., Yablonskii G.P. Streamer Discharges in Semiconductors// Phys. Stat. Sol.(a) 1983, V.77, No 2, P.765-774.
34. Владимиров В.В., Горшков В.Н., Константинов О.В., Кукова Н.И. Возбуждение высокочастотных автоколебаний в стримерных полупроводниковых лазерах // ДАН СССР.- 1989. -Т.305, №3. - С.586-588.
35. Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю. Скорость стримера, распространяющегося с острия, при линейном росте напряжения// V Всес. школа "Физика имп. разрядов в конденс. средах": Тез. докл. -Николаев.- 1991.- С. 91.
36. Прокопья А.Н., Русаков К.И. Осцилляции электрического поля при возбуждении стримерных разрядов в полупроводниковых кристаллах// н-т. конф., посв. 30-летию Брестского политех. ин-та: Тез. докл. конф.- Брест, 1996.- ч.2. - С. 31.
37. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Магда И.И. и др.// Физика плазмы. 1975. Т.1, №1, С. 81 - 87; 1976. Т. 2, № 3, С.473 - 485.
38. Олешко В.И., Штанько В.Ф. Об эмиссии электронов из канала разряда// ЖТФ. 1990. В.2. С. 185.
39. Аветисян Ю.О., Мартиросян Р.М., Мирзабекян Э.Г., Погосян П.С. Генерация лазерного излучения разностной частоты в прямоугольном волноводе миллиметрового диапазона// Квантовая электроника. 1978, Т.5, № 3. С.659-661.

УДК 624.131

Пошта П.С., Тарасевич А.Н.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ПРОГНОЗА УПЛОТНЕНИЯ ГРУНТА ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

Уплотнение грунтов с целью повышения их несущей способности и снижения деформативности производится двумя основными методами: поверхностными, когда уплотняющее воздействие прикладывается с поверхности грунта; глубинными – когда передача уплотняющего воздействия происходит по всей или определенной глубине массива грунта.

Следует отметить, что использование методов уплотнения грунтов в значительной степени зависит от области строительства. Так, в дорожном строительстве уплотнение, в основном, производят катками и только 15-20% слабых и искусственных оснований уплотняют с помощью трамбовок и виброплит [1]. В промышленном и гражданском строительстве использование уплотнения грунта трамбовками значительно выше, а в ряде случаев является единственным способом улучшения свойств грунтов оснований. Уплотнение грунтов тяжелыми трамбовками (массой 7,0 т и выше) – это наиболее простой, эффективный и доступный практически в любой строительной организации метод подготовки оснований. Уплотнение производится свободным сбрасыванием груза (трамбовки) с высоты 5...40 м. Тяжелыми трамбовками уплотняются все виды грунтов, находящиеся как в их природном залегании, так и во вновь отсыпанных основаниях.

Ю.М. Абелев, Б.И. Крутов, В.Б. Швец и др. [2, 3] указывают на необходимость проведения опытных работ по уплотнению грунтов перед производством основных работ с целью уточнения ряда технологических параметров: максимальной плотности; оптимальной влажности; глубины уплотненного

грунта при заданном режиме уплотнения; необходимого числа ударов; массы трамбовки; высоты сбрасывания и др.

Отсутствие надежных и простых способов оценки достигаемого результата сдерживает внедрение метода глубинного уплотнения в широкое производство.

В настоящее время имеются два направления развития теоретических методов расчета остаточных и максимальных деформаций грунта, образующихся под действием нагрузок типа импульса.

Первое направление использует замену реальной пространственной системы «нагрузка - деформируемое полупространство» идеализированной механической системой с одной степенью свободы, движение которой подчиняется стандартным геометрическим и кинематическим связям, выражающим в некотором приближении механические свойства грунта. При этом изучается поведение материальной точки, координаты которой соответствуют положению основания в месте нагружения. При таком подходе вычисляются максимальная и остаточная осадка грунтового основания, что характеризует уплотняемость. Однако, по полученным результатам трудно судить о величине изменения плотности грунта и глубине уплотнения.

Второе направление предусматривает применение расчетной схемы в виде одномерной системы с распределенными параметрами, соответствующими деформационным свойствам грунтов. Целью расчета является установление величины и закона распределения остаточных деформаций уплотне-

Пошта Петр Степанович. К.т.н., профессор, зав. каф. оснований, фундаментов, инженерной геологии и геодезии, ректор Брестского государственного технического университета.

Тарасевич Алексей Николаевич. К.т.н., доцент каф. оснований, фундаментов, инженерной геологии и геодезии Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, химия

ния по глубине основания. Решение этой задачи достигается изучением закономерностей распространения волн возмущений в модели основания и может быть использована для расчета фундаментов на действие этих волн. При этом требуется предварительное проведение экспериментов, результаты которых позволяют построить исходное уравнение состояния среды. Распространение плоских волн в однородном полупространстве грунта рассмотрел Н.Жубаев [4]. При этом деформационные свойства грунта описываются нелинейными связями напряжений и деформаций.

Для водонасыщенных мелких грунтов с низкой структурной прочностью при давлениях 5МПа и более оправдано гидродинамическое приближение. Экспериментально подтверждено, что такие давления возникают в грунтах при уплотнении их тяжелыми трамбовками [5].

Для определения глубины уплотнения водонасыщенного грунта до определенной плотности решается задача об одномерном движении грунта при импульсном нагружении. Задача формулируется следующим образом. В ненагруженном состоянии в грунте действует давление собственного веса P_0 . В момент времени $t=0$ в точке $r=0$ мгновенно приложена некоторая конечная энергия \mathcal{E}_0 . В дальнейшем при $t>0$ в грунте распространяется ударная волна. Автомодельное решение этой задачи может быть получено в приближенной форме для ударных волн, вызванных большой энергией \mathcal{E}_0 .

Фронт ударной волны распространяется согласно закону [6].

$$r_\phi = \lambda_\phi t^\alpha. \quad (1)$$

Энергия, заключенная в области r_ϕ может быть определена по формуле [7]

$$\mathcal{E}(t) = t^{\beta+(v+3)\alpha-2} \int_0^{\lambda_\phi} \phi \left(\frac{\lambda}{\lambda_\phi} \right) \lambda^{v+2} d\lambda. \quad (2)$$

В начальный момент времени, т.е. при $t=0$, энергия имеет конечное значение \mathcal{E}_0 , поэтому показатель степени при t должен быть равен нулю, а это возможно при параметрах автомодельности равных

$$\beta = 0; \quad (v+3)\alpha = 2, \quad (3)$$

здесь v - размерность задачи (для сферических волн равна 2, для цилиндрических - 1, для плоских - 0).

Полагая $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0$ и интегрируя выражение (2) получаем

$$\mathcal{E}_0 = K_0 \rho_0 \lambda^{v+3}, \quad (4)$$

где K_0 - зависит от параметров ударной адиабаты, для песчаных грунтов $K_0=0.5$.

Из (4) следует

$$\lambda_\phi = \left(\frac{2 \mathcal{E}_0}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{v+3}}. \quad (5)$$

Радиус фронта ударной волны на основании (1) и (3)

$$r_\phi = \left(\frac{2 \mathcal{E}_0}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{v+3}} \cdot t^{\frac{2}{v+3}}. \quad (6)$$

Дифференцируя по времени, найдем скорость распространения фронта ударной волны, и подставив значение скорости, найденное из предпосылки импульсного нагружения квазиоднородного грунта равное

$$C_\phi = \sqrt{\frac{P}{\rho_0} \cdot \left(\frac{P - P_0}{\rho - \rho_0} \right)},$$

получим выражение r_ϕ в виде

$$r_\phi = \left(\frac{2}{3+v} \right)^{\frac{2}{1+v}} (2 \mathcal{E}_0)^{\frac{1}{1+v}} \left(\frac{\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho}}{\frac{1}{\rho_0} (P - P_0)} \right)^{\frac{1}{1+v}}. \quad (7)$$

Учитывая, что $\mathcal{E}=Mh$ и $v=1$, где M - масса трамбовки, h - высота сбрасывания, ρ - получим область грунта, где достигается плотность грунта ρ .

$$H = r_\phi = K \sqrt{Mh}, \quad (8)$$

где

$$K = \frac{1}{2} \sqrt{2 \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \frac{1}{\rho_0} (P - P_0)}. \quad (9)$$

В формуле (9) ρ_0 - начальная плотность грунта, ρ - плотность грунта после уплотнения, P - динамическое давление, P_0 - начальное давление.

При начальной плотности 1.5 т/м³ и конечной 1.9 т/м³, которая достигается в процессе уплотнения динамическим давлением 0.35 МПа коэффициент $K = 0.548$ и глубина уплотнения

$$H = 0.548 \sqrt{Mh}.$$

При массе трамбовки 5.0 тонн и высоте сбрасывания 10 метров достигаемая глубина уплотнения равна 3.84 метра.

Экспериментальными данными, полученными при определении изменения плотности грунта по глубине показали, что глубина уплотнения составляет 5,44 метра, что соответствует $K = 0.769$.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных показывает, расчетная глубина уплотнения в 1.4 раза меньше фактической. Таким образом необходимо уточнение коэффициента K в каждом конкретном случае по экспериментальным данным.

Следует отметить, что определение физико-механических характеристик уплотненных грунтов стандартными методами исследований может привести к существенным ошибкам, так как результаты контроля зависят от пространственного статического напряженного состояния массива, которое может быть временно искажено под действием ударных нагрузок. Искусственно вызванные высокие горизонтальные напряжения имеют тенденцию к частичной или полной релаксации во времени, т.е. данные зондирования могут привести в переоценке эффективности уплотнения. В связи с этим, при оценке эффективности уплотнения грунтов импульсными нагрузками следует учитывать временный фактор, который может быть различным в зависимости от технологических параметров уплотнения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Крутов В.И., Галицкий В.Г., Мусазян А.А. Уплотнение просадочных грунтов. - М.: Стройиздат, 1974. - 307 с.
2. Абелев Ю.М. Строительство промышленных и гражданских сооружений на слабых водонасыщенных грунтах. - М.: Стройиздат, 1983. - 212 с.

3. Абелев Ю.М., Крутов В.И. Возведение зданий и сооружений на насыпных грунтах. – М.: Госстройиздат, 1962. – 148 с.
4. Жубаев Н. Исследование распространения ударных волн в грунтах. Вестник АН Каз ССР. – № 3. – 1964. – с. 21-24.
5. Зарецкий Ю.К., Гарицелов М.Ю. Глубинное уплотнение грунтов ударными нагрузками. – М.: Энергоавтомиздат, 1989. – 192 с.
6. Николаевский В.Н. Механика пористых и трещиноватых сред. – М.: Недра, 1984. – 312 с.
7. Новацкий В.К. волновые задачи теории пластичности. – М.: Мир, 1978. – 430 с.

УДК 539.3

Босяков С.М.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В СРЕДАХ С РЕЛАКСАЦИЕЙ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА

Анализ закономерностей распространения тепловых волн в средах при отсутствии температурного расширения и с релаксацией теплового потока, нашел свое отражение в известных работах [1–3], а также монографии [4]. Однако в стороне от внимания ученых остался ряд вопросов, касающихся сравнения фазовой и групповой скоростей распространения тепловых возмущений и их затухания. Данная работа в определенной степени компенсирует этот пробел.

Представим решение обобщенного уравнения теплопроводности [3] в виде плоской волны с круговой частотой ω . В результате получим следующее дисперсионное уравнение:

$$k^2 \sum_{i,j=1}^3 \lambda_{ij} \cos \alpha_i \cos \alpha_j = c_v (\tau \omega^2 + i\omega), \quad (1)$$

где λ_{ij} – коэффициенты теплопроводности анизотропных сред, $\cos \alpha_i$ – направляющие косинусы нормали к волновой поверхности, c_v – теплоемкость при постоянной деформации, τ – время релаксации теплового потока, k – волновое число, i – мнимая единица.

Дальнейший анализ проведем для сред, тепловые свойства которых характеризуются одним коэффициентом теплопроводности λ . В этом случае из (1) получим

$$k = \sqrt{\frac{c_v \omega}{2\lambda} \left(\sqrt{\sqrt{1 + \tau^2 \omega^2} + \tau \omega} + i \sqrt{\sqrt{1 + \tau^2 \omega^2} - \tau \omega} \right)}, \quad (2)$$

или

$$\xi = \frac{\omega_*}{c_1} \sqrt{\frac{\chi}{2} \left(\sqrt{\sqrt{1 + n_*^2 \chi^2} + n_* \chi} + i \sqrt{\sqrt{1 + n_*^2 \chi^2} - n_* \chi} \right)}, \quad (3)$$

где $\chi = \omega / \omega_*$ – безразмерная частота, $\xi = c_1 \omega / \omega_*$ – безразмерное волновое число, c_1 – скорость распространения упругой волны дилатации, $\omega_* = c_1^2 c_v / \lambda$ – характеристическая частота, $n_* = \tau \omega_*$ – характерное число колебаний [4].

Из (2), (3) вытекают следующие выражения для фазовой скорости и коэффициента затухания:

$$V = \frac{\sqrt{2\omega\lambda}}{\sqrt{c_v (\sqrt{1 + \tau^2 \omega^2} + \tau \omega)}} = \frac{c_1 \sqrt{2\chi}}{\sqrt{\sqrt{1 + n_*^2 \chi^2} + n_* \chi}} \quad (4)$$

$$q = \frac{\omega c_v}{2\lambda} \left(\sqrt{1 + \tau^2 \omega^2} - \tau \omega \right) = \frac{\omega_*}{c_1 \sqrt{2}} \sqrt{\chi \left(\sqrt{1 + n_*^2 \chi^2} - n_* \chi \right)}, \quad (5)$$

С энергетических соображений при распространении волн затухание не должно быть сильным, иначе в пространстве может возникнуть аперриодический процесс [5]. Для реализации истинного волнового процесса амплитуда волны на расстояниях порядка длины волны Λ должна изменяться незначительно, то есть $\exp(-q\Lambda) \approx 1$ или $q\Lambda \ll 1$. В случае распространения тепловых волн с фазовой скоростью (4) и коэффициентом затухания (5) это условие приводит к неравенству $\tau \omega \gg 1$, то есть распространение волн в среде с релаксацией теплового потока возможно при высокой частоте колебаний (частотах порядка 10^{13} Гц).

Заметим, что как фазовая скорость, так и коэффициент затухания имеют конечные пределы при высоких частотах ($\omega, \chi \rightarrow \infty$), которые зависят от времени релаксации теплового потока:

$$V_\infty = V_T = \sqrt{\lambda / c_v \tau} = c_1 / \sqrt{n_*}, \quad (6)$$

$$q_\infty = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_v}{\tau \lambda}} = \omega_* / 2c_1 \sqrt{n_*}, \quad (7)$$

где V_T – скорость распространения тепловых возмущений.

Найдем групповую скорость тепловой волны

$G = \left(\frac{dk'}{d\omega} \right)^{-1} = c_1 \left(\frac{d\xi'}{d\chi} \right)^{-1}$ [6], где k' и ξ' – действительные части дисперсионных законов (2) и (3) соответственно.

Получим

$$G = \frac{2\sqrt{2\lambda(1 + \tau^2 \omega^2)} \sqrt{\omega(\tau \omega + \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2})}}{\sqrt{c_v} \left(1 + 2\tau \omega (\tau \omega + \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}) \right)} = \frac{2c_1 \sqrt{2(1 + n_*^2 \chi^2)} \sqrt{\chi(n_* \chi + \sqrt{1 + n_*^2 \chi^2})}}{1 + 2n_* \chi (n_* \chi + \sqrt{1 + n_*^2 \chi^2})} \quad (8)$$

Босяков Сергей Михайлович. К. физ.-мат. н., ассистент каф. сопротивления материалов и теоретической механики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.