O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI 1930

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
INNOVATSION
RIVOJLANISH VAZIRLIGI

МАТЕМАТИКА, ФИЗИКА ВА АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИНИНГ ДОЛЗАРБ МУАММОЛАРИ

МАВЗУСИДАГИ РЕСПУБЛИКА МИҚЁСИДАГИ ОНЛАЙН ИЛМИЙ-АМАЛИЙ АНЖУМАНИ

ТЕЗИСЛАР ТЎПЛАМИ

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА
ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

БУХОРО ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАКУЛЬТЕТИ

“МАТЕМАТИКА, ФИЗИКА ВА АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИНИНГ ДОЛЗАРБ МУАММОЛАРИ”

мавзусидаги
Республика миқёсидаги онлайн илмий-амалий анжумани

ТЕЗИСЛАР ТЎПЛАМИ

Бухоро, 2020 йил 15 апрель

Бухоро- 2020

$$r_0^2\frac{d(z_1+z_{см})}{dt}=kz_{см}-k(z_1+z_{см}),$$

$$\text{т. е.}\quad \pi r_0^2\frac{dz_1}{dt}=-kz_1$$

Но это уравнение отличается от (1) лишь обозначениями, так что решение имеет вид

$$z_1=z_1^{(0)}\exp\left[-\frac{k}{\pi r_0^2}(t-t_0)\right],$$

где

$$z_1^{(0)}=z_0-z_m.$$

окончательно получаем

$$z=z_{ct}(z_0-z_{см})\exp\left[-\frac{k}{\pi r_0^2}(t-t_0)\right];$$

здесь величина z стремится к стационарному уровню $z_{см}$ воды, никогда его не достигая.

Литератууры

1. Зельдович Я.Б., Яглом И.М Высшая математика для начинающих физиков и техников.-М.: 1980.
2. Салахитдинов М.С., Ғ.Н. Насритдинов. Оддий дифференциал тенгламалар. Т.: Ўзбекистон, 1994.
3. Шумов А.С., Краткий курс высшей математики. –М: Наука, главная редакция физико-математической литературы, 2005 г.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВОБОДНЫХ ВОЛН В ТЕЛАХ С НАЧАЛЬНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ

Б.З. Нуриддинов[1] , Н.К. Эсанов[2] , М.Ш. Ахмедов[3]

[1]ТКТИ ,Ташкент , [2]БухГУ, г.Бухара, [3]БухИТИ , г.Бухара

Одной из актуальных проблем нелинейной теории упругости является теория распространения упругих волн в телах с начальными напряжениями [1,2,3,4]. В 90-х годах сформировалась новая отрасль науки – акустоупругость, которая исследует закономерности распространения упругих волн в предварительно напряженных телах. Практический интерес к исследованиям в области акустоупругости вызван несколькими причинами: необходимостью неразрушающего контроля технологических напряжений и напряжений в элементах конструкций и возможностью определения констант упругости третьего порядка. Исследование значений коэффициентов упругости третьего порядка для геометрически линейной и нелинейной теорий приведены в работе [5], для нескольких материалов экспериментально получены значения этих коэффициентов для двух вариантов линеаризированной теории упругости.

Линеаризированные уравнения движения получаются аналогично алгоритму получения линеаризированных уравнений состояния. Уравнения движения элемента сплошной среды в координатах недеформированного тела можно представить в виде:

$$\rho\ddot{u}_i=\left(\sigma_{in}(\delta_{nm}+u_{m,n})\right)_{,i},\qquad (1)$$

где ρ - объемная плотность вещества. В случае статической задачи для начального состояния уравнения движения перепишутся:

$$\left(\sigma^0_{in}(\delta_{nm}+u^0_{m,n})\right)_{,i}=0.\qquad (2)$$

Подставляя в (1) выражения типа (2)) получим линеаризированные уравнения движения:

$$\rho\ddot{u}_i=\left(\sigma_{mn}(\delta_{ni}+u^0_{i,n})+\sigma^0_{mn}u_{i,n}\right)_{,m}.\qquad (3)$$

Подставляя уравнения состояния (3) в уравнения движения (2), ищем решение получившегося уравнения в виде плоской гармонической волны, распространяющейся в направлении x_1, учитывая изменение размеров тела при начальной деформации:

$$u_i = u_i' e^{ik(\lambda_1 x_1 - Ct)}, \tag{4}$$

где u'_i = const – амплитуда, k – волновое число, C – фазовая скорость волны. Выражение (4) учитывает изменение положения точек тела, обусловленных начальной деформацией (в экспоненте введен множитель λ_1), это корректно при сравнении расчетных данных с экспериментальными.После подстановки получим систему алгебраических уравнений относительно амплитуды u'_i , система имеет три корня и ее решением будут три различных скорости распространения волны. Если волна распространяется в направлении x_1, то три корня уравнения определяются следующими соотношениями:

$$\rho C_l^2 = \lambda_1^4 a_{11} + \sigma_{11}^0 \lambda_1^2; \rho C_{s2}^2 = \lambda_1^2 \lambda_2^2 \mu_{12} + \sigma_{11}^0 \lambda_1^2; \\ \rho C_{s3}^2 = \lambda_1^2 \lambda_3^2 \mu_{13} + \sigma_{11}^0 \lambda_1^2, \tag{5}$$

где C_l – фазовая скорость продольной волны, C_{s2} – фазовая скорость поперечной волны поляризованной вдоль направления x_2, C_{s3} – фазовая скорость поперечной волны поляризованной вдоль направления x_3.

При расчете фазовых скоростей C_l, C_{s2}, C_{s3} в рамках физически линейной теории уравнения (5) остаются прежними, но в выражениях для a_{ij} и μ_{ij} следует отбросить слагаемые содержащие константы упругости третьего порядка:

$$a_{ii} = \lambda + 2\mu;\ a_{ij} = \lambda (i \neq j);\ \mu_{ij} = \mu. \tag{6}$$

При учете физической нелинейности, содержащей константы упругости четвертого порядка [6]

$$\mu_{ij} = \mu + b\varepsilon_{kk}^0 + \frac{c}{2}(\varepsilon_{ii}^0 + \varepsilon_{jj}^0) + \gamma_2 (\Sigma \varepsilon_{kk}^0)^2 + \\ + \frac{3\gamma_3}{2}(\varepsilon_{ii}^0 + \varepsilon_{jj}^0)\varepsilon_{kk}^0, (i \neq j). \tag{7}$$

Таким образом, получено, что удовлетворительное совпадение результатов расчета с учет геометрической нелинейности и квадратичной физической нелинейности. Учет третьего порядка физической нелинейности существенных поправок не дает.

Литература

1. Hayes M., Rivlin R.S. Surface waves in deformed elastic materials, Arch. Ration. Mech. and Analysis, 1961, v. 8, № 5, p. 358-380

2. Махорт Ф.Г. К теории распространения поверхностных волн в упругом теле с начальными деформациями. Прикладная механика, 1971, т. 7, № 2, с. 34 – 40

3. Динамика и устойчивость слоистых композиционных материалов. Киев: Наук. думка, 1992.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ ПАМЯТИ ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ УПРУГОЙ СРЕДЫ С ПОСЛЕДЕЙСТВИЕМ

Бозоров Завкиддин Равшанович,

БухГУ.

Рассмотрим среду — n-слойную структуру с границами раздела z_k, $k = \overline{0, N}$, $z_0 = 0$; m-ый слой нах

одится в интервале $[z_{m-1}, z_m]$, последний $N+1$ (подстилающий) слой есть $[z_N, \infty)$. Физические свойства каждого слоя характеризуются скоростью распространения продольной волны, плотностью и характеристиками, отвечающими памяти среды, т.е. данные функции являются кусочно-постоянными функциями переменной z, $0 < z < \infty$, и, например, $v_{p,k}$ — значение кусочно-постоянной функции $v_p(z)$ в k-ом слое. Будем считать, что колебания среды возбуждаются взрывным источником, который моделируется как центр расширения, т.е. $f(t)\nabla\delta(x, y, z - z_*)$. Здесь z_* – глубина, на которую заглублен источник.

Рассмотрим задачу

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho V_p \frac{\partial u}{\partial z}\right) - f(t)\delta'(z - z_*), \tag{1}$$