гревается заметнее и в большей степени в результате соударения поршня, штанги и буксы механизма. Температурное поле поверхности задней и передней частей молотка одномерное, а в зоне выхлопных окон двумерное:

$$t=t(x,y,\tau),$$

где x, y – координаты точек; τ – время работы механизма. При одномерном поле $dt/dy=0$. Таким образом, экспериментально установлено, что в пневмоударном механизме существует отвод тепла от рабочего тела в атмосферу.

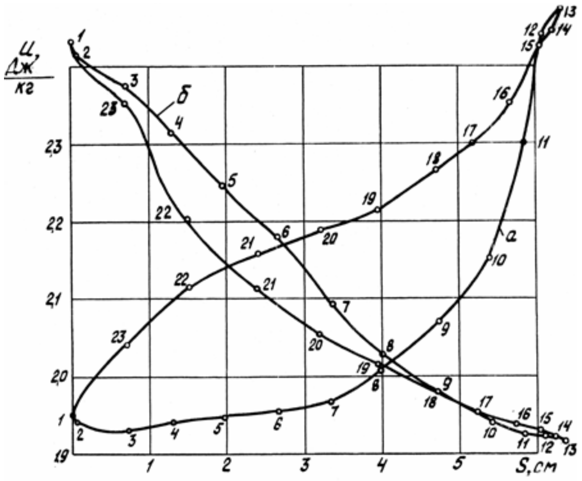

Рис. 8. *Расчетное изменение удельной внутренней энергии воздуха: а) задняя; б) передняя камера*

Характер изменения удельной энергии воздуха в камерах виден из рассчитанных по экспериментальным данным зависимостей (рис. 8). Нижняя ветвь диаграммы характеризует изменение энергии рабочего тела в период уменьшения объема рабочей камеры, а верхняя – при увеличении объема камеры. Из представленных зависимостей следует, что удельная энергия воздуха уменьшается при увеличении объёмов камер.

Заключение

В пневмоударном механизме происходит механическое, тепловое и массоэнергообменное взаимодействие рабочего тела в камерах с внешней средой. Выявлены закономерности изменения параметров рабочих процессов. Установлено, что в камерах протекают процессы с разными показателями политропы. Определены значения показателей термодинамического процесса и относительного энергообмена, что позволяет более обоснованно проводить расчет пневмоударных механизмов.

Доказана возможность создания пневмоударного механизма с низким абсолютным и удельным расходом сжатого воздуха. Показано, что низкий удельный расход воздуха достигнут благодаря применению двух автономных распределительных органов с командными каналами. Особенностями цикла работы созданного механизма являются: отсечка рабочих камер от сети к моменту открытия выхлопного окна, использование внутренней энергии воздуха, максимальное давление газа в задней камере выше сетевого, ассиметрия фаз распределения энергоносителя по камерам, довольно низкое предвыхлопное давление рабочего тела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.с. 575416 СССР. МКИ[2] Е21С 3/24. Устройство ударного действия / В.И. Бабуров, А.Н. Глазов, А.Н. Шайтаров, Е.А. Шаповалов. – Опубл. в Б.И., 1977, № 10.
2. Мамонтов М.А. Основы термодинамики тела переменной массы. – Тула: Тульское книжное изд-во, 1970. – 97 с.
3. Горбунов В.Ф., Глазов А.Н., Бабуров В.И. О нагреве пневматических молотков // Гигиена и санитария. – 1976. – № 8. – С. 109.

УДК 539.3

ФОРМУЛИРОВКА УРАВНЕНИЙ ДВУМЕРНОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ В ВИДЕ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ СИСТЕМЫ КОШИ-РИМАНА

А.А. Светашков, А.В. Махов

Томский политехнический университет
E-mail: alex@aurigma.com, astrodep@niipmm.tsu.ru

Использованы соотношения между собственными векторами системы уравнений плоской задачи теории упругости в перемещениях. Получена новая формулировка краевой задачи теории упругости в случае заданных на границе напряжений в виде задачи Дирихле для уравнений равновесия в виде системы дифференциальных уравнений первого порядка – системы Коши-Римана.

Введение

Классическая постановка плоской задачи теории упругости, как известно [1, 2], включает в себя уравнения равновесия в перемещениях или в напряжениях (Лямэ и Бельтрами-Мичелла), представляющих собой системы дифференциальных уравнений в частных производных второго порядка, плюс соответствующие граничные условия. Между тем хорошо известна другая формулировка системы уравнений равновесия, которая в отличие от систем дифференциальных уравнений Лямэ и Бельтрами-Мичелла, имеет первый порядок. В отсутствие объёмных сил данная система записывается как:

$$\frac{1+\lambda}{2}d_1\theta = \lambda d_2\omega,$$

$$\frac{1+\lambda}{2}d_2\theta = -\lambda d_1\omega. \qquad (1)$$

Здесь x,y – декартовы координаты; $d_\alpha, \alpha=1,2$ – сокращённая запись операций дифференцирования

$$d_1 \equiv \frac{\partial}{\partial x},\ d_2 \equiv \frac{\partial}{\partial y},$$

$$\theta = d_1u + d_2v,\ \omega = \frac{1}{2}(d_1v - d_2u),$$

$u=u(x,y), v=v(x,y)$ – компоненты вектора перемещений, $\lambda=1-2\nu$, где ν – коэффициент Пуассона. Очевидно, что для функций $z_\alpha(x,y), \alpha=1,2$:

$$z_1 = \frac{1+\lambda}{2}\theta,\ z_2 = \lambda\omega$$

система (1) есть система уравнений Коши-Римана относительно двух гармонически-сопряжённых функций [3].

Однако формулировка уравнений равновесия плоской задачи теории упругости в виде системы (1) практически не используется в упругих расчётах, поскольку не известны граничные условия для функций $\theta(x,y), \omega(x,y)$, входящих в (1), а также не известны выражения компонент тензора напряжений и вектора перемещений через указанные функции.

Математический аппарат определения собственных значений и собственных векторов матрицы системы дифференциальных уравнений равновесия плоской задачи теории упругости в перемещениях, предложенный в [4], позволяет восполнить данный пробел.

1. Следствия из соотношений для собственных векторов плоской задачи теории упругости

Согласно [4], собственные векторы $\overline{\varphi}(\varphi_1,\varphi_2)$ и $\overline{\psi}(\psi_1,\psi_2)$ плоской задачи удовлетворяют уравнениям

$$d_1\varphi_1 + d_2\varphi_2 = C_1,$$

$$d_1\psi_2 - d_2\psi_1 = C_2. \qquad (2)$$

Здесь C_α – некоторые константы. С учётом связи компонент $\overline{\varphi}, \overline{\psi}$ и компонент вектора $\overline{y}(y_1,y_2)$, удовлетворяющего уравнению Лапласа,

$$y_\alpha = \lambda\varphi_\alpha + (1+\lambda)\psi_\alpha,\ \alpha = 1,2,$$

и разложения вектора перемещений по собственным векторам

$$u = \varphi_1 + \psi_1, v = \varphi_2 + \psi_2$$

получаем, что

$$\psi_1 = y_1 - \lambda u,\ \psi_2 = y_2 - \lambda v,$$

$$\varphi_1 = (1+\lambda)u - y_1,\ \varphi_2 = (1+\lambda)v - y_2. \qquad (3)$$

Тогда систему (2) можно переписать:

$$d_1y_1 + d_2y_2 = (1+\lambda)\theta - C_1,$$

$$d_1y_2 - d_2y_1 = \lambda(d_1v - d_2u) + C_2 = 2\lambda\omega + C_2. \qquad (4)$$

Из соотношений для собственных векторов плоской задачи теории упругости в форме (2–4) вытекают некоторые важные для дальнейших рассуждений следствия.

Следствие 1. Напряжения равны первым производным от компонент собственного вектора $\overline{\psi}(\psi_1,\psi_2)$.

Для доказательства запишем соотношения закона Гука в виде зависимостей напряжений от первых производных перемещений. Предварительно, для удобства выкладок, умножим компоненты тензора напряжений и компоненты внешних нагрузок на множитель λ/G, где G – модуль сдвига, т.е. будем использовать $\sigma'_x=\sigma_x\lambda/G$, $\sigma'_y=\sigma_y\lambda/G$, $\tau'_{xy}=\tau_{xy}\lambda/G$. В дальнейшем штрихи отбросим, тогда

$$\sigma_x = \theta + \lambda(d_1u - d_2v),$$

$$\sigma_y = \theta - \lambda(d_1u - d_2v),$$

$$\tau_{xy} = \lambda(d_1v + d_2u). \qquad (5)$$

С учётом (4) получим:

$$\sigma_x = d_1y_1 + d_2y_2 - 2\lambda d_2v + C_1,$$

$$\sigma_y = d_1y_1 + d_2y_2 - 2\lambda d_1u + C_1,$$

$$\tau_{xy} = 2\lambda d_2u + d_1y_2 - d_2y_1 - C_2 =$$

$$= 2\lambda d_1v + d_2y_1 - d_1y_2 + C_2. \qquad (6)$$

В силу гармоничности y_α, выполняются соотношения

$$d_1y_1 = d_2y_2 + N_1,$$

$$d_2y_1 = -d_1y_2 + N_2,$$

где N_1, N_2 – константы интегрирования.

Подставляя последние соотношения в (6), получим с учётом (3) искомое утверждение

$$\sigma_x = 2d_2(y_2 - \lambda v) + C_1 = 2d_2\psi_2 + C_1,$$

$$\sigma_y = 2d_1(y_1 - \lambda u) + C_1 = 2d_1\psi_1 + C_1,$$

$$\tau_{xy} = -2d_2(y_1 - \lambda u) - C_2 = -2d_1(y_2 - \lambda v) + C_2 =$$

$$= -2d_2\psi_1 - C_2 = -2d_1\psi_2 + C_2. \qquad (7)$$

Заметим, что подстановка (7) в уравнения равновесия в напряжениях обращает последние в тождества.

Следствие 2. Компоненты вектора $\overline{\psi}$ на границе равны контурным интегралам от внешних нагрузок.

Рассмотрим граничные условия в напряжениях, которые, как известно, имеют вид:

$$\sigma_x l + \tau_{xy}m = X_n,$$

$$\sigma_y m + \tau_{xy}l = Y_n.$$

Здесь X_n, Y_n – заданные граничные нагрузки, l, m – косинусы углов, которые образует внешняя нормаль к граничному контуру с осями x, y:

$$l = \cos(n, x) = \frac{dy}{ds},$$
$$m = \cos(n, y) = -\frac{dx}{ds}. \qquad (8)$$

Подставим в уравнения граничных условий соотношения (7), тогда:

$$2(ld_2 - md_1)\psi_2 + C_1 l + C_2 m = X_n,$$
$$2(md_1 - ld_2)\psi_1 + C_1 m - C_2 l = Y_n.$$

Оператор, стоящий в круглых скобках, есть производная по дуге s

$$\frac{d}{ds} \equiv ld_2 - md_1,$$

поэтому
$$2\frac{d\psi_2}{ds} = X_n - (C_1 l + C_2 m),$$
$$-2\frac{d\psi_1}{ds} = Y_n - C_1 m + C_2 l.$$

Отсюда, интегрируя по дуге s, находим:

$$\psi_2 = \frac{1}{2}\int_N^M (X_n - C_1 l - C_2 m)ds + A,$$
$$\psi_1 = \frac{1}{2}\int_N^M (-Y_n + C_1 m - C_2 l)ds + B.$$

Здесь N, M – произвольные точки на контуре, A, B – константы.

Подставляя в (7), получим:

$$\sigma_x = \frac{\partial}{\partial y}\int_N^M (X_n - C_1 l - C_2 m)ds + C_1,$$
$$\sigma_y = \frac{\partial}{\partial y}\int_N^M (-Y_n + C_1 m - C_2 l)ds + C_1,$$
$$\tau_{xy} = -\frac{\partial}{\partial y}\int_N^M (-Y_n + C_1 m - C_2 l)ds - C_2 =$$
$$= -\frac{\partial}{\partial x}\int_N^M (X_n - C_1 l - C_2 m)ds + C_2.$$

Два аналитических выражения для касательного напряжения тождественны при любых C_1, C_2. Для доказательства достаточно использовать равенство

$$\int \operatorname{div}\overline{F}_n ds \equiv \int\left(\frac{\partial X_n}{\partial x} + \frac{\partial Y_n}{\partial y}\right)ds = 0,$$

где $\overline{F}_n = \overline{F}_n(X_n, Y_n)$ – вектор поверхностной нагрузки.

С учётом соотношений (8) граничные значения напряжений преобразуются к виду:

$$\sigma_x = \frac{\partial}{\partial y}\int_N^M X_n ds,$$
$$\sigma_y = -\frac{\partial}{\partial x}\int_N^M Y_n ds,$$
$$\tau_{xy} = \frac{\partial}{\partial y}\int_N^M Y_n ds = -\frac{\partial}{\partial x}\int_N^M X_n ds. \qquad (9)$$

Легко убедиться, что подстановка (9) в уравнения равновесия в напряжениях

$$d_1\sigma_x + d_2\tau_{xy} = 0,$$
$$d_2\sigma_y + d_1\tau_{xy} = 0.$$

обращает последние в тождества.

Таким образом, граничные значения напряжений зависят только от внешних нагрузок.

2. Выражения собственных векторов через перемещения

Найдём решение системы (4), переписав её с учётом (3) в виде:

$$d_1\psi_1 + d_2\psi_2 = \theta - C_1,$$
$$d_1\psi_2 - d_2\psi_1 = C_2. \qquad (10)$$

Используем

$$d_1 y_1 = d_2 y_2 = \frac{1+\lambda}{2}\theta - \frac{C_1}{2}. \qquad (11)$$

Тогда решение (10) в форме Лява [1] будет иметь вид:

$$\psi_1 = \frac{1}{1+\lambda}d_1(xy_1) - (x+y)\frac{C_1 + C_2}{2},$$
$$\psi_2 = \frac{1}{1+\lambda}d_2(xy_1) + (x+y)\frac{C_2 - C_1}{2}. \qquad (12)$$

Учитывая (3) получаем:

$$\lambda u = y_1 - \frac{1}{1+\lambda}d_1(xy_1) + (x+y)\frac{C_1 + C_2}{2},$$
$$\lambda v = y_2 - \frac{1}{1+\lambda}d_2(xy_1) - (x+y)\frac{C_2 - C_1}{2}. \qquad (13)$$

Таким образом, перемещения u,v выражаются через гармонические функции y_α посредством (13).

3. Граничные условия для системы уравнений равновесия

Первое граничное условие для функции следует из закона Гука в форме (6). Имеем:

$$\sigma_x + \sigma_y = 2C_1 + 2(d_1 y_1 + d_2 y_2) - 2\lambda(d_1 u + d_2 v). \quad (14)$$

Учитывая (4), получаем:

$$\sigma_x + \sigma_y = 2C_1 + 2(1+\lambda)\theta - 2C_1 - 2\lambda\theta = 2\theta. \qquad (15)$$

Следовательно,

$$\theta = \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y).$$

Или, принимая во внимание (9)

$$\theta = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial y}\int_N^M X_n ds - \frac{\partial}{\partial x}\int_N^M Y_n ds\right). \qquad (16)$$

Для определения второго граничного условия воспользуемся (4)

$$d_1 y_2 - d_2 y_1 = 2\lambda\omega + C_2.$$

В силу гармоничности y_α выполняется

$$d_2 y_1 = -d_1 y_2 - N_2.$$

Тогда получим

$$-d_1 y_2 = d_2 y_1 + N_2 = -\lambda\omega + \frac{N_2 - C_2}{2}. \qquad (17)$$

Далее выразим τ_{xy} через ω, используя соотношение

$$\tau_{xy} = -2d_1\psi_2 + C_2.$$

С учётом (12) находим

$$d_1\psi_2 = \frac{1}{1+\lambda} d_1 d_2 (xy_1) + \frac{C_2 - C_1}{2}.$$

Тогда

$$\tau_{xy} = -\frac{2}{1+\lambda} d_1 d_2 (xy_1) - (C_2 - C_1) + C_2 =$$

$$= -\frac{2}{1+\lambda} d_1 d_2 (xy_1) + C_1.$$

Выразим последнее соотношение через ω посредством (17). Имеем

$$d_1 d_2 (xy_1) = d_1 (x d_2 y_1),$$

$$d_2 y_1 = -\lambda\omega - N_2 + \frac{N_2 - C_2}{2} = -\lambda\omega - \frac{N_2 + C_2}{2}.$$

Следовательно,

$$d_1 d_2 (xy_1) = d_1\left[-x\left(\lambda\omega + \frac{N_2 + C_2}{2}\right)\right] =$$

$$= -\lambda d_1(x\omega) - \frac{C_2 + N_2}{2}.$$

Окончательно получаем для τ_{xy}

$$\tau_{xy} = \frac{2\lambda}{1+\lambda} d_1(x\omega) + C_1 + \frac{N_2 + C_2}{1+\lambda}. \qquad (18)$$

Рассмотрим

$$d_1(x\omega) = \omega + x d_1\omega = \omega - \frac{1+\lambda}{2\lambda} x d_2\theta. \qquad (19)$$

Здесь учтено одно из уравнений системы (1). Сопоставляя (18 и 19), находим:

$$d_1(x\omega) = \frac{1+\lambda}{2\lambda}\tau_{xy} - \frac{1+\lambda}{2\lambda} C_1 - \frac{N_2 + C_2}{2\lambda} = \omega - \frac{1+\lambda}{2\lambda} x d_2\theta.$$

Отсюда

$$\omega = \frac{1+\lambda}{2\lambda}(\tau_{xy} + x d_2\theta) + \frac{1+\lambda}{2\lambda} C_1 + \frac{N_2 + C_2}{2\lambda}.$$

Используя (9), получаем выражение для ω=$\omega(x,y)$ на границе:

$$\omega = \frac{1+\lambda}{2\lambda}\left[x\left(\begin{array}{c}\dfrac{\partial^2}{\partial y^2}\displaystyle\int_N^M X_n ds - \\ -\dfrac{\partial^2}{\partial x \partial y}\displaystyle\int_N^M Y_n ds\end{array}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\int_N^M Y_n ds\right] +$$

$$+\frac{1+\lambda}{2\lambda} C_1 + \frac{N_2 + C_2}{2\lambda}. \qquad (20)$$

Заметим, что (20) можно переписать в другой форме, если использовать соотношение:

$$\frac{\partial}{\partial x}\int X_n ds + \frac{\partial}{\partial y}\int Y_n ds = 0.$$

Таким образом, функции θ,ω, удовлетворяющие в области системе уравнений (1), на границе полностью определяются через заданные нагрузки согласно (16, 20). Таким образом, для системы (1) краевая задача относительно θ,ω есть задача Дирихле.

4. Определение компонент напряжённо-деформированного состояния

По найденным из решения краевой задачи, определяемой (1, 16 и 20), функциям θ,ω необходимо рассчитать компоненты напряжений и перемещений. Сначала найдём выражения функций y_α через θ,ω. Для этого используем (11 и 17). Имеем:

$$d_1 y_1 = \frac{1+\lambda}{2}\theta, \; d_2 y_1 = -\lambda\omega.$$

Следовательно,

$$y_1 = \frac{1+\lambda}{2}\int \theta dx - \lambda \int \omega dy. \qquad (21)$$

Аналогичным образом получаем:

$$y_2 = \frac{1+\lambda}{2}\int \theta dy + \lambda \int \omega dx. \qquad (22)$$

Интегралы в (21, 22) не зависят от пути интегрирования в силу условий Коши-Римана в виде системы (1).

Для определения перемещений используем (11, 12 и 17). Тогда получим:

$$\lambda u = \frac{\lambda}{1+\lambda} y_1 - \frac{1}{2} x\theta + \frac{C_1 + C_2}{2}(x+y),$$

$$\lambda v = y_2 + \frac{\lambda}{1+\lambda} x\omega - \frac{C_2 - C_1}{2}(x+y). \qquad (23)$$

Для перемещений в форме (23) выполняются уравнения равновесия Лямэ.

Напряжения определим из закона Гука в форме (6), учитывая (11, 17 и 18):

$$\sigma_x = -\frac{2\lambda}{1+\lambda} x d_2\omega + C_2 = -x d_1\theta + C_2,$$

$$\sigma_y = 2\theta + x d_1\theta - \lambda C_1 - C_2,$$

$$\tau_{xy} = \frac{2\lambda}{1+\lambda} d_1(x\omega) + C_1 + \frac{N_1 + C_2}{1+\lambda}. \qquad (24)$$

Найденные напряжения удовлетворяют уравнениям равновесия в напряжениях, в чём можно убедиться дифференцированием выражений (24) с учётом связи первых производных от θ,ω посредством системы уравнений равновесия (1).

Таким образом, все компоненты напряжённо-деформированного состояния выражены через θ,ω. Задача решена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ляв А. Математическая теория упругости. – М.-Л.: ОНТИ НКТП СССР, 1935. – 674 с.
2. Лейбензон Л.С. Краткий курс теории упругости. – М.-Л.: ОГИЗ ГТТЛ, 1942. – 304 с.
3. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. – М.: Наука, 1965. – 716 с.
4. Светашков А.А. Собственные преобразования системы уравнений теории упругости // Известия вузов. Физика. – 2004. – № 10. – С. 98–101.

УДК 622.24.05

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕПЯТСТВИЯ ТИПА УПРУГОСТЬ-МАССА

А.П. Слистин

Юргинский технологический институт ТПУ
E-mail: yftpu@mail.ru

Установлены аналитические зависимости прохождения волн через препятствия, обладающие одновременно упругостью и массой. Получены численные результаты, имеющие хорошее совпадение с экспериментальными данными (ошибка <7 %).

Реальный ударный инструмент представляет собой совокупность последовательно расположенных конечных участков (штанг), имеющих в общем случае скачки площади поперечного сечения, сое динений штанг, их стыков. Любое изменение параметров ударного инструмента можно рассматривать как некоторое препятствие для распространяющейся волны.

Принимая во внимание возможность разложения произвольной волны в ряд Фурье, далее будет рассматриваться прохождение через препятствие простейших гармонических волн. Падение продольной волны на препятствие вызывает появление отраженной волны, бегущей навстречу падающей, и формирование волны за препятствием. В дальнейшем будем обозначать величины, относящиеся к участку ударного инструмента до препятствия индексом 1, а относящиеся к участку после препятствия индексом 2.

Пусть падающая на препятствие гармоническая волна имеет вид $u_{1n}=B_{1n}\cdot e^{i(\omega t-\kappa_1 z)}$, отраженная – $u_{1o}=B_{1o}\cdot e^{i(\omega t-\kappa_1 z)}$, а сформированная за препятствием – $u_{2n}=B_{2n}\cdot e^{i(\omega t-\kappa_2 z)}$. Пусть зависимость продольной силы в падающей волне имеет вид $P_{1n}=D_{1n}\cdot e^{i(\omega t-\kappa_1 z)}$, в отраженной волне – $P_{1o}=D_{1o}\cdot e^{i(\omega t-\kappa_1 z)}$ и в прошедшей волне – $P_{2n}=D_{2n}\cdot e^{i(\omega t-\kappa_2 z)}$. Тогда, принимая во внимание, что $P=ES(\partial u/\partial z)$, амплитуды волн связаны соотношениями

$$B_{1n}=-\frac{D_{1n}}{i\kappa_1 E_1 S_1},\; B_{1o}=\frac{D_{1o}}{i\kappa_1 E_1 S_1},\; B_{2n}=-\frac{D_{2n}}{i\kappa_2 E_2 S_2},\quad (1)$$

где κ – волновое число, E – модуль Юнга, S – площадь поперечного сечения.

Обозначим $V=D_{1o}/D_{1n}$ – коэффициент отражения, $W=D_{2n}/D_{1n}$ – коэффициент прохождения. Отметим, что в практике расчетов находят применение коэффициенты прохождения и отражения по перемещению (скорости) и силе. В данном случае рассматриваются соответствующие коэффициенты по силе. Тогда

$$D_{1o}=V\cdot D_{1n},\quad D_{2n}=W\cdot D_{1n}.\quad (2)$$

То есть знание амплитуды падающей на препятствие волны и коэффициентов отражения и прохождения дает возможность определить амплитуды отраженной и прошедшей волн. Основная задача, рассматриваемая в работе, заключается в отыскании коэффициентов отражения и прохождения по известным свойствам препятствия.

Границу раздела между участками, составляющих препятствие, будем считать резкой. Это не обязательно означает реальный скачок свойств в молекулярном масштабе; переход от свойств одного участка к свойствам другого, происходящий непрерывно в слое, тонком по сравнению с длиной волны, действует на волну, падающую на слой, так же, как и резкий скачок свойств. В качестве характерной толщины слоя можно взять величину λ_0. То есть для волн $\lambda>\lambda_0$ слой толщиной λ_0 и менее можно считать резкой границей.

В монографиях [1, 2] рассмотрено влияние на распространение волн простейших типов препятствий.

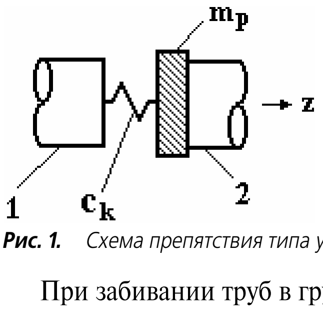

Рис. 1. *Схема препятствия типа упругость-масса*

При забивании труб в грунт удар бойком обычно наносится по пластине, прикрепленной тем или иным способом к торцу трубы. Из требований прочности пластина имеет значительную толщину и, следовательно, массу. Контакт боек-пластина обладает упругостью. Сама пластина под воздействием удара прогибается, что создает дополнительную упругость. Указанное взаимодействие