

ISSN 2011-7280

**MEXANIKA
MUAMMOLARI**

**ПРОБЛЕМЫ
МЕХАНИКИ**

$\frac{4}{2007}$

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.1:551.215.6:551.439

А. Р. ДЖАББОРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА КРАТЕРООБРАЗОВАНИЯ И БАЛАНСА ЭНЕРГИИ В ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДЕ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ ЧАСТИЦЫ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА

Одним из возможных вариантов защиты космических аппаратов и орбитальных систем от воздействия метеорно-техногенных частиц является создание многослойных защитных экранов. Экспериментальная отработка этих экранов, в основном, проводится на баллистических установках. Однако эти установки обеспечивают максимальную скорость метания частиц $\sim (7 - 7.5)$ км/с, которые охватывают только нижний предел натуральных скоростей соударения. В связи с этим возникает необходимость в разработке методов математического моделирования и численных расчетах параметров процесса кратерообразования в плоской преграде, позволяющих адекватно описывать ударно-волновой процесс соударения тел в экспериментах, проводимых на многоцелевой баллистической установке (МБУ) ЦНИИмаш, и дать прогнозирующие оценки его параметров при скоростях соударения (8–11) км/с и выше.

Для исследования процесса кратерообразования в плоской преграде используются основные уравнения нелинейно-сжимаемой пластической среды в области возмущения и условия на фронте сферической волны в переменных Лагранжа в одномерно-сферической постановке, которые имеют следующий вид [1]:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = - \left(1 + \frac{u}{r} \right)^2 \frac{\partial P}{\partial r}; \quad \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} (r+u)^3 = \frac{\rho_0}{\rho} r^2,$$

$$(r+u)^2 \left(1 + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(E + \frac{\dot{u}^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left[\rho \left(E + \frac{\dot{u}^2}{2} \right) + P \right] \dot{u} (r+u)^2 \right\} = 0, \quad (1)$$

$$P(r,t) = P_n(\varepsilon) + P_T(\varepsilon, T), \quad E(r,t) = E_n(\varepsilon) + E_T(\varepsilon, T),$$

$$P^* = \rho_0 \cdot \dot{u} \cdot \dot{R}(t); \quad \dot{u} = \varepsilon^*(t) \cdot \dot{R}(t); \quad E^* - E_0 = \frac{(P^* - P_0)}{2 \cdot \rho_0} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \text{ при } r = R(t)$$

где $\varepsilon = (1 - \rho_0/\rho)$ – деформация среды; $u, \dot{u} = du/dt$ – перемещение и массовая скорость среды; $\dot{R}(t) = dR(t)/dt$ – скорость распространения ударной волны; ρ_0, P_0, E_0 и ρ, P, E – начальные и текущие плотность, давление и внутренняя энергия единицы массы среды; T – температура; P_n, P_T и E_n, E_T – потенциальные (ударно-волновые) и тепловые составляющие давления и внутренней энергии (параметры мишени, относящиеся к фронту волны, обозначены звездочкой).

Для расчета тепловых составляющих давления $P_T(\varepsilon, T)$ и энергии $E_T(\varepsilon, T)$ используются следующие экспериментально установленные при высоких уровнях напряжений нелинейные выражения [2]:

$$P_T(\varepsilon, T) = \frac{[C_{v0} \cdot \Gamma_p + C_{vп} \cdot \Gamma_n \cdot f(\delta) \cdot T] \cdot \rho \cdot T}{1 + f(\delta) \cdot T}; \quad E_T(\varepsilon, T) = \frac{[C_{v0} + C_{vп} \cdot f(\delta) \cdot T] \cdot T}{1 + f(\delta) \cdot T}, \quad (2)$$

где $\delta = \rho/\rho_0, \varepsilon = 1 - \rho_0/\rho, C_{v0}$ – теплоемкость вещества в нормальных условиях, $C_{vп}$ – теплоемкость пара при $\rho=0, T=0, \Gamma_n$ – коэффициент Грюнайзена пара при $\rho=0, T=0, \Gamma_p = \Gamma_p(V)$ – переменный коэффициент Грюнайзена вещества, зависящий от его объемного сжатия $V=1/\rho$. Конкретные уравнения для вычисления функций Γ_p и $f(\delta)$ приведены в [2, 3].

Потенциальное давление $P_n(\varepsilon)$ во фронте интенсивной сферической ударной волны определяется на основе экспериментальных данных [4], полученных при давлениях порядка 10^5 Па, согласно соотношению

$$P_n(\varepsilon) = P_n^*(\varepsilon^*) = \frac{\alpha_1 \cdot \varepsilon^* + \alpha_2 \cdot \varepsilon^{*2} + \alpha_3 \cdot \varepsilon^{*3} + \alpha_4 \cdot \varepsilon^{*4}}{1 + 1.5\varepsilon^*}. \quad (3)$$

В области разгрузки материала преграды между фронтом волны и кратером в преграде величина ε описывается выражением [5]

$$\varepsilon = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} = \varepsilon^*(r), \quad (4)$$

где $\varepsilon^*(r)$ неизвестная функция, определяемая в ходе решения задачи:

$$\alpha_1 = 7.33 \cdot 10^5, \alpha_2 = 1.13 \cdot 10^6, \alpha_3 = 0, \alpha_4 = 2.38 \cdot 10^6, (\text{кг/см}^2), \rho_0 = 264 \text{ кг} \cdot \text{с}^2 / \text{м}^4, K = 1.4. \quad (5)$$

Основные результаты расчетов приведены на рис. 1–5.

Учитывая, что при $T < 10^6 \text{ К}$ тепловая составляющая давления намного меньше потенциальной, т.е. $P_T \ll P_P$ [6], рассматриваемая одномерно-сферическая нестационарная задача решается численно методом последовательных приближений путем исследования одного нелинейного интегродифференциального уравнения относительно скорости фронта ударной волны. На основе полученных значений скорости ударной волны определяются остальные параметры задачи.

По предложенной методике проведены численные расчеты на ПЭВМ с использованием следующих численных значений коэффициентов α_i , ($i=1, 4$)—ударной адиабаты жидкого алюминия (3), коэффициента политропы K пластического газа и начальной плотности ρ_0 материала преграды из АМГ-6 [4, 5].

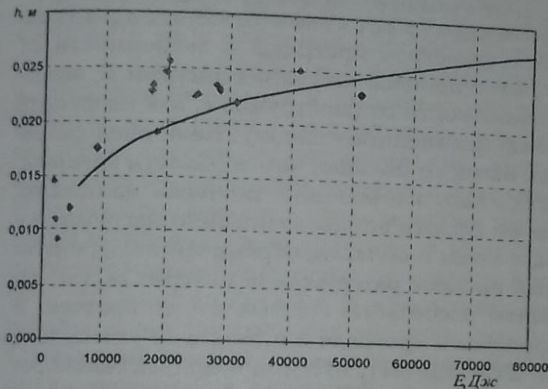


Рис. 1. Зависимость глубины h кратера от энергии соударения $E = m_{cf} V_0^2 / 2$ (точками обозначены экспериментальные данные)

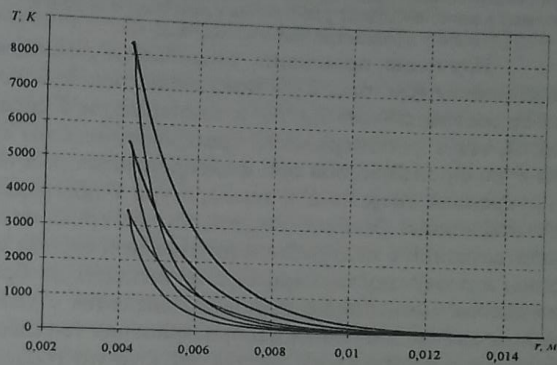


Рис. 2. Температура на волне (тонкая линия) и на каверне (жирная линия) в зависимости от расстояния r при скоростях удара 8; 9.5; 11 км/с (снизу вверх, соответственно) и диаметре частицы $d_{cf} = 8.33 \text{ мм}$

Изменение глубины кратера в зависимости от энергии соударения $E = m_{cf} V_0^2 / 2$ частиц диаметрами $d = 7.54; 10.72; 12.7 \text{ мм}$ (см. рис. 1) происходит по нелинейному закону (вдоль вогнутых кривых, построенных соответственно применительно к случаю, когда величина давления (напряжения) во фронте сферической волны в мишени из АМГ-6 достигает предела упругости $P = \sigma_{упр.лин} = 1700 \text{ кг/см}^2$). Анализ результатов расчета показывает, что глубина h кратера в мишени при $V_0 = 2000\text{--}6000 \text{ м/с}$ изменяется в интервале от 12 до 23 мм. Эти расчетные данные находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментальными результатами работы [7], полученными на установке МБУ ЦНИИ машиностроения. Разница между результатами расчета и экспериментов составляет 10–15%.

При скоростях удара о преграду $V_0 = 2422; 5240; 5836 \text{ м/с}$ частицы массой $m_{cf} = 3 \text{ г}$ и диаметром $d = 12.7 \text{ мм}$ в случае выполнения условия $P = \sigma_T = 1700 \text{ кг/см}^2$ для глубины кратера радиус сферической волны (т.е. граница пластической зоны мишени) имеют значения, соответственно, $h = 15.5; 23.5; 24.4 \text{ мм}$, $R_{sp} = 98.5; 130.9; 142.8 \text{ мм}$, а при $V_0 = 5620 \text{ м/с}$ для частицы с массой $m_{cf} = 1.8 \text{ г}$ и диаметром $d = 10.72 \text{ мм}$ $h = 21.7 \text{ мм}$ и $R_{sp} = 120 \text{ мм}$. Если $V_0 = 5500\text{--}5800 \text{ м/с}$, то неупругая зона мишени при условии $P = \sigma_{упр.лин} = 1700 \text{ кг/см}^2$ имеет радиус $R_{sp} = 150\text{--}170 \text{ мм}$, а величина h глубины кратера изменяется в интервале от 23.5 до 24.5 мм.

Необходимо отметить, что результаты исследований радиуса пластической зоны в материале мишени были использованы для прогнозирования оптимальных размеров и формы мишени, исключая откольные явления и позволяющих проводить на МБУ серии экспериментов при различных скоростях удара. Кроме того, следует подчеркнуть, что соотношение глубины кратера

и диаметра частицы слабо зависит от скорости удара, а глубина кратера зависит от диаметра частицы существенно. Это дает основание считать, что проблема фрагментации частиц играет важную роль при исследовании кратерообразования в плоской мишени.

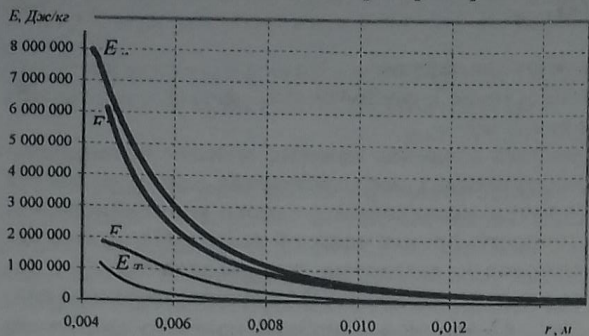


Рис.3. Изменение внутренней энергии $E_{\text{кав}} (E^*)$ и ее тепловой составляющей $E_{T\text{кав}} (E_T^*)$ в области каверны (во фронте волны) в зависимости от расстояния r при скорости удара 8 км/с и диаметре частицы $d_{\text{сф}}=8.33$ мм

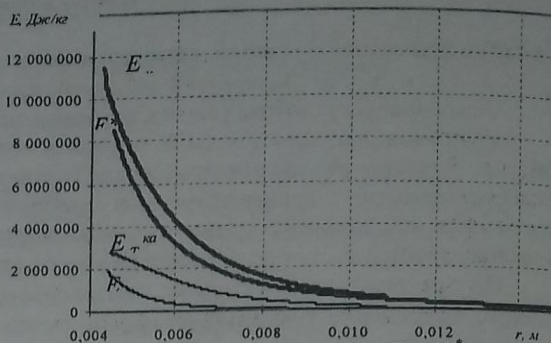


Рис.4. Изменение внутренней энергии $E_{\text{кав}} (E^*)$ и ее тепловой составляющей $E_{T\text{кав}} (E_T^*)$ на поверхности каверны (во фронте волны) в зависимости от расстояния r при скорости удара 9.5 км/с и диаметре частицы $d_{\text{сф}}=8.33$ мм

Изучение поведения тепловых и динамических параметров преграды в зависимости от расстояния r (см. рис. 2–5) показывает, что при $V_0=5-11$ км/с процесс затухания энергии E , включая ее составляющие $E_{\text{пл}}$, $E_{\text{т}}$, и температуры T среды в зависимости от расстояния r , как на фронте волны, так и на поверхности кратера происходит сугубо по нелинейному закону. Величины давления P во фронте волны при фиксированных расстояниях намного больше, чем в области каверны, а внутренняя энергия E и температура T преграды приобретают наибольшие значения на поверхности каверны. Отсюда следует, что материал преграды во фронте волны мгновенно нагружается в соответствии с нелинейной диаграммой сжатия среды, а затем в области, ограниченной фронтом волны и поверхностью кратера, происходит необратимый процесс разгрузки материала, т.е. наблюдается уменьшение величины давления с увеличением расстояния r от волны до кратера. В данном случае динамика распространения теплового процесса в преграде в отличие от указанного ударно-волнового имеет противоположную тенденцию. Это означает, что при сверхвысокоскоростном (при $V_0 > 8$ км/с) ударе частицы в материале преграды появляется высокотемпературная зона вблизи кратера, а не во фронте волны, обуславливающая испарение материала преграды с поверхности кратера. Сопоставив поведение кривых соответственно $E_{\text{пл}}$, $E_{\text{т}}$ (см. рис. 2–5), заметим, что в рассматриваемом диапазоне координат справедливо неравенство $E_{\text{пл}}(\epsilon) > E_{\text{т}}(\epsilon, T)$.

Из результатов расчета параметров плоской мишени в начальный момент ($t = 0$) соударения тел следует, что при скоростях удара частицы $V_0=5-11$ км/с потенциальные $E_{\text{пл}}$ и тепловые $E_{\text{т}}$ составляющие внутренней энергии E преграды в процентном соотношении приблизительно равны 89–75% и 11–25% соответственно от суммарной величины внутренней энергии $E=(0.3 \cdot 10^7 - 1.5 \cdot 10^7)$ Дж/кг. Эти данные в принципе являются расчетно-прогнозирующими и в дальнейшем должны быть верифицированы с результатами экспериментов на установке МБУ. Однако численно-расчетным путем они подтверждают выполнение условия $P_{\text{пл}} \gg P_{\text{т}}$ и показывают, что при $V_0=11$ км/с в материале преграды возникает зона испарения определенной толщины.

Аналогичная оценка величин T и E при $t = 0$ показывает, что в диапазоне скоростей частицы $V_0=5-11$ км/с величины температуры преграды изменяются в интервале $729 \leq T \leq 8312$ К, а численные значения внутренней энергии E превосходят критерий испарения (10) только при скоростях удара частицы, превышающих 9 км/с (см. рис. 4, 5). Если $V_0=9$ км/с, то материал преграды начинает переходить в парообразное состояние и его температура достигает значения $T \approx 4500$ К, что несколько превосходит температуру испарения алюминия АМг-6 при нормальных условиях $T \approx 2073$ К. Возникновение такого расширенного поля температур в преграде, по-видимому, обусловлено влиянием ударно-волновых параметров процесса кратерообразования на термодинамические факторы, сопровождающие динамику высокоскоростного соударения тел.

Таким образом, при скоростях удара частиц $V_0 \geq 9$ км/с в преграде вблизи кратера появляется зона испарения, а в интервале $5 \leq V_0 < 9$ км/с происходит только плавление материала из АМг-6. Причем при $V_0=9-11$ км/с зона испарения достигает толщины порядка $h_{\text{испар}} = 0.739$ мм.

Таким образом, предложена инженерная методика расчетов термодинамических и ударно-волновых параметров процесса кратерообразования в плоской преграде при ударе о нее сферической частицы со скоростями 5–11 км/с, проведены вычисления и анализ их результатов.

Метод расчета адаптирован к условиям экспериментов на установке МБУ по размерам кратера в преграде при скоростях удара частицы 5.314–7.310 км/с с учетом нелинейных тепловых и потенциальных (холодных) составляющих энергии и давления, а также нелинейной ударной адиабаты материала преграды.

Численно определены глубина кратера, тепловые составляющие величины внутренней энергии и температуры преграды в области между кратером и фронтом ударной волны.

Отмечено, что результаты расчета размеров кратера и экспериментов удовлетворительно совпадают, их разница при $5.31 \leq V_0 \leq 7.31$ км/с составляет порядка 15%.

С использованием энергетического критерия [6] установлено, что при $5 \leq V_0 < 9$ км/с материал преграды находится в плавленно-жидком состоянии, а при $V_0 = 9$ км/с начинается процесс испарения ее материала. Следовательно, зона испарения в материале преграды возникает только при скоростях соударения больших 9 км/с. При скоростях удара частицы в интервале $9 \leq V_0 \leq 11$ км/с зона испарения материала преграды имеет толщину порядка 0.739 мм и находится вблизи кратера. Поэтому при скоростях удара частицы порядка 9–11 км/с и выше зона испарения в материале преграды имеет конечную толщину, в этом случае необходимо исследовать влияние зоны испарения на общее напряженно-деформированное и тепловое состояние плоской преграды.

На основе анализа серии результатов расчетных и экспериментальных исследований, проведенных сотрудниками лаборатории аэробаллистических исследований Ю.В. Яхлаковым, А.С. Скалкиным и др. [7], отмечено, что соотношение глубины кратера к диаметру частицы слабо зависит от скорости удара, а глубина кратера существенно зависит от диаметра частицы. Это обстоятельство дает основание считать, что проблема фрагментации частиц играет важную роль при исследовании кратерообразования в плоской мишени.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Аверсьев С.П., Мамадалиев Н. Применение модели пластического газа Х.А. Рахматулина для исследования процесса кратерообразования в плоской мишени при высокоскоростном ударе сферической частицы // Космонавтика и ракетостроение. Вып.1 (54), 2009. С.134–144.
- [2] Сапожников А.Т., Миронова Е.Е., Шахова Л.Н. Уравнение состояния алюминия с описанием плавления, испарения и ионизации // УИИ Забалахинские научные чтения. Челябинск, 2005. С.1 - 12.
- [3] Сапожников А.Т., Миронова Е.Е. Уравнение состояния алюминия с учетом испарения и ионизации. // УИИ Забалахинские научные чтения. Челябинск, 2003. С.1–13.
- [4] Уолш Дж., Шрефлер Р.И., Уиллич Ф. Предельные условия для образования струи при соударении на высоких скоростях // Сб. пер. и обзоров иностранной литературы. «Механика». Вып. 2. М.: Мир, 1954.
- [5] Рахматулин Х.А., Сагомоян А.Я., Алексеев Н.А. Вопросы динамики грунтов. М.: Изд-во МГУ, 1964. – 239с.
- [6] Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. –852 с.
- [7] Скалкин А.С., Сунцов Г.Н., Шоколов А.Г., Яхлаков Ю.В. Исследование процесса кратерообразования при высокоскоростном воздействии алюминиевой частицы на массивную преграду из сплава АМг-6 // Космонавтика и ракетостроение. Вып.1 (62). 2011. С. 65–73.

Дата поступления
15.06.2017

Андижанский машиностроительный институт

А. Р. Джабборов. Ясси тусиққа юқори тезликдаги космик заррачаларни зарбидан кратер ҳосил бўлиши ва энергия баланси параметрларини ўрганиши
Чизиқли бўлмаган сиқилувчан пластик муҳит модели асосида, АМг-6 дан ҳосил қилинган ясси ярим чекланган тўсиқда, унга юқори тезликдаги урилшида кратер ҳосил бўлиши ҳақидаги бир ўлчовли сферик кўринишдаги масала тақдим этилади. Ясси тўсиққа сферик заррани 5–11 км/с тезликда келиб урилгандаги кратер ҳосил бўлиши жараёнини термодинамик ва зарба-тўлқин параметрларини ҳисоблашни инженерлик усули тақдим қилинган, ҳисоблаш натижалари ва уларни таҳлили қилинган.

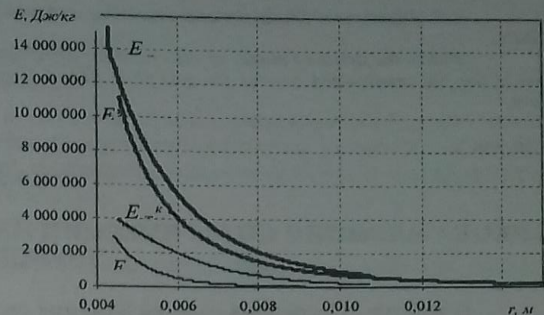


Рис.5. Изменение внутренней энергии $E_{кин}$ (E^*) и ее тепловой составляющей $E_{Ткин}$ (E_T) на поверхности каверны (во фронте волны) в зависимости от расстояния r при скорости удара 11 км/с и диаметре частицы $d_{cb}=8.33$ мм

A.R. Djabbarov. Study process cratering and energy balance in the flat barrier at a high-speed impact of a particle debris.

Within the limits of model of the nonlinear-compressed plastic environment the decision of a problem on crater formation in the flat semilimited barrier (target) from AMz-6 is represented at high-speed blow in one-dimensional spherical state-ment.

УДК 539.3

Р.Б.ХУСАИНОВ

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СИЛЫ ИНЕРЦИИ НА ПРОДОЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОДЗЕМНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

В работе [1] сделана оценка влияния силы инерции при исследовании продольных колебаний подземного трубопровода для случая, когда оба конца трубопровода свободные. В качестве модели взаимодействия трубы с грунтом выбрана упругая модель. Результаты представлены в виде таблиц максимальных деформаций трубопроводов, длина которых 25 м, 150 м, 250 м, сопровождающихся их анализом. Получено, что результаты с учётом и без учёта силы инерции совпали.

В данной статье проведен сейсмический анализ взаимодействия трубы с окружающим грунтом. Будет показано влияние инерционного члена на продольные деформации подземного трубопровода при различных случаях закрепления концов трубы, когда сейсмическая волна действует вдоль его оси. Предполагается, что взаимодействие между трубой и грунтом является упругим (сдвиговое напряжение, вызванное в грунте, пропорционально относительному перемещению между трубой и грунтом). Задача решается аналитическим и численным методами.

Рассмотрим трубу длиной L , уравнение движения для которой имеет вид

$$m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - EF \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + K(u - u_0) = 0, \quad (1)$$

где x и t – пространственная и временная переменные; u и u_0 – осевые смещения трубы и грунта, соответственно; m – масса на единицу длины; E – модуль Юнга материала трубы; $F = \pi s(D_E - s)$ – площадь поперечного сечения трубы, где s и D_E – толщина и внешний диаметр трубы, соответственно; $K = k_x \pi D_E$, k_x – коэффициент упругого взаимодействия в системе «труба – грунт».

Сейсмическое перемещение грунта, параллельное трубе, можно записать в виде

$$u_0 = \begin{cases} A \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{C_p} \right), & \text{если } t > \frac{x}{C_p}, \\ 0, & \text{в противном случае,} \end{cases} \quad (2)$$

где A – амплитуда движения грунта, ω – частота колебаний сейсмической волны, определяемая по формуле: $\omega = 2\pi/T$; C_p – скорость распространения сейсмической волны.

Рассмотрим уравнение (1) без учета инерционного члена, вызванное относительным перемещением трубы. Тогда уравнение (1) примет вид

$$m \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} - EF \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + K(u - u_0) = 0 \quad (3)$$

Теперь рассмотрим задачу, но без учета абсолютного инерционного члена трубы. Тогда уравнение (1) примет вид [1]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\pi D_E k_x}{EF} (u - u_0) = 0. \quad (4)$$

Пусть движение грунта происходит по формуле (2). Тогда общее решение уравнений (3) и (4) примет вид:

$$u = C_1 e^{x\sqrt{K/EF}} + C_2 e^{-x\sqrt{K/EF}} + BA \sin \omega \left(t - \frac{x}{C_p} \right), \quad (5)$$

где C_1, C_2, B – произвольные постоянные, для (3) – определяемая по формуле

$$B = \frac{K/EF}{K/EF + (\omega/C_p)^2}, \quad (6)$$

МУНДАРИЖА

К. Атабаев, Т. Джалилова, А. Р. Джабборов. Сферик заррани ясси тўсик билан юкори тезликдаги тўкнашувда энергия балансини ташкил этувчиларни ўрганиш	3
Р. А. Абдикаримов. Катта деформацияларни ҳисобга олган ҳолда ўзгарувчан калинликдаги қовушқоқ-эластик юпка қобикли конструкцияларнинг динамик ҳисоби	7
Т. Р. Рашидов, Д. А. Бекмирзаев. Ихтиёрий йўналган сейсмик юкланишлардаги ортогонал шаклли ер ости қувурлари сейсmodинамикаси	11
М. К. Усаров. Бимоментларни ҳисобга олган ҳолда тўртбурчак ортороп пластинкани динамик ҳисоблаш	15
А. Бегматов. Юмшоқ грунтларда бўйлама тўлқинларнинг тарқалиши	19
Н. М. Икрамов, Т. Ш. Мажидов. Ҳар хил таркибдаги туб лойқа чуқиндиларини ўзан жўякларининг баландлигига таъсири	23
К. Н. Наврузов, С. Х. Ражабов, З. К. Шукуров. Ўтказувчан деворли йирик артериал томирлардаги гидравлик қаршилиқларни импеданс методи асосида аниқлаш	28
И. Мирзаев. Фазовий конструкциялар динамикасини анимацион намойиш этиш	32
Х. Т. Аҳмедходжаев, А. А. Обидов, М. Султанов. Пахта чигитларининг эгилувчанлик хоссалари ва мустаҳкамлигини тадқиқ қилиш	35
Н. С. Дуняшин, З. Д. Эрматов. Электродлар қопламаси турларини пайвандлаш ваннаси металлга таъсирини тадқиқот қилиш масаласига	38
Г. А. Баҳадиров, А. М. Набиев. Терига ишлов берувчи валикли машинанинг таянч плиталари конфигурацияларининг хусусиятлари	42
Н. М. Сафаров, Б. М. Мардонов, Х. Т. Аҳмедходжаев. Куёш қуриштириш қурилмасида тўр юза билан биргаликда ҳаракатланаётган пахта хом ашёсини қуриштириш жараёнини моделлаштириш	46
И. Т. Эргашев, Х. Қ. Пардаев. Бог қатор ораларига ҳар хил чуқурликда текис ишлов берадиган чизикли фронтал плуг параметрларини асослаш	49
М. Абдувахидов, М. Сайидмуродов. Конструкциялар тўпламининг эгилишдаги мустаҳкамлигини назарий асосларини аниқлаш тадқиқотлари	51
А. А. Мухитдинов, С. К. Рўзимов. Гибрид автомобилнинг куч узатмаси компонентларининг имитацион моделлаштириш	56
Н. З. Саатова, А. А. Ишанходжаев. Туз коррозиясига учраган автотўл қўприқлари темирбетон оралик қурилмалари қолдиқ ресурси	61
Б. Б. Ҳакимов, Х. Х. Нишонов, С. И. Ҳудайкулов. Дизел ёнилғи олувчи ротацион аппаратли диффузион қурилма	64

Илмий ахборотлар

А. Р. Джабборов. Ясси тусикқа юкори тезликдаги космик заррачаларни зарбидан кратер ҳосил бўлиши ва энергия баланси параметрларини ўрганиш	68
Р. Б. Хусайнов. Ер ости қувурининг бўйлама тебранишида инерция кучи таъсирини баҳолаш	72
И. И. Касимов. Полимер ёрдамида модифицияланган ва структура ҳосил қилувчи қўшимча қўшилган йўл битумининг реологик хусусияти	75
Д. М. Мухаммадиев, Х. А. Аҳмедов, Ф. Х. Ибрагимов. Колосникли панжара юзасидаги чигитнинг ҳаракатини тадқиқ этиш	78
Б. Б. Ҳакимов, Х. Х. Нишонов, У. Т. Жовлиев, С. И. Ҳудайкулов. Дизел ва биоэтанол ёнилғиларидан сифатли аралашма ҳосил қилиш қурилмаси параметрларини асослашнинг математик модели	81

Ҳабарлар

О. К. Зияев, У. Раджапов. Ўзбекистон автомобил йўлларининг ҳозирги аҳволи ва истиқболи ҳусусида айрим мулоҳазалар	86
Техника фанлари доктори, профессор Бақир Серикбаевич Серикбаев 80 ёшда	88
Техника фанлари доктори, профессор Қозогистон РАМ академиги Тилеубой Юлдашев Аманов 75 ёшда	89
Техника фанлари доктори, профессор, ЎзР ФА академиги Мирсаидов Мирзиёд Мирсаидович 70 ёшда	90
Техника фанлари доктори, профессор Каримов Камолхон Аббосович 70 ёшда	91