

ЭКСЦЕНТРИЧНЫЙ ПРОДОЛЬНЫЙ УДАР МАССИВНОГО ТЕЛА ПО КОЛОННЕ

Aung Zaw Latt, V.B. Meshcheryakov

ЕССЕНТРИКАЛ LONGITUDINAL IMPACT OF A MASSIVE BODY ON THE COLUMN

Аннотация. Рассмотрена задача продольного упругого удара при двухосном эксцентриситете. Определение параметров контактной силы выполняется на основе теории Герца. Нелинейное интегральное уравнение решается численным методом Эйлера. Пространственные колебания стержня после удара рассматриваются с учетом сформировавшихся к этому моменту времени начальных условий. При описании изгибных и крутильных колебаний учитываются деформации сдвига.

Ключевые слова: эксцентричный продольный удар, теория Герца, деформация сдвига.

Abstract. The problem of the longitudinal elastic impact under biaxial eccentricity is considered. The parameters of contact force are determined using Hertz's theory. Nonlinear integral equation is solved numerically by Euler's method. The spatial rod oscillations after impact are sought as a solution of the respective initial value problem. The model of bending and torsional motion takes into account the possible shear deformation.

Keywords: eccentric longitudinal impact, Hertz's theory, shear deformation.

Рассмотрим продольный удар массивного тела, падающего с некоторой высоты на колонну (рис. 1) при наличии эксцентриситета e_x в плоскости наибольшей жесткости ZOX и эксцентриситета e_y в плоскости ZOY . В точке удара благодаря деформации возникает секториальный эксцентриситет:

$$e_\omega = e_y \cdot e_x.$$

Поведение колонны (тонкостенного стержня с двумя плоскостями симметрии) описывается дифференциальными уравнениями в частных производных. Изгиб и кручение рассматривается с учетом деформаций сдвига [4]. Продольное движение вдоль оси Z :

$$EA \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} - \rho A \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

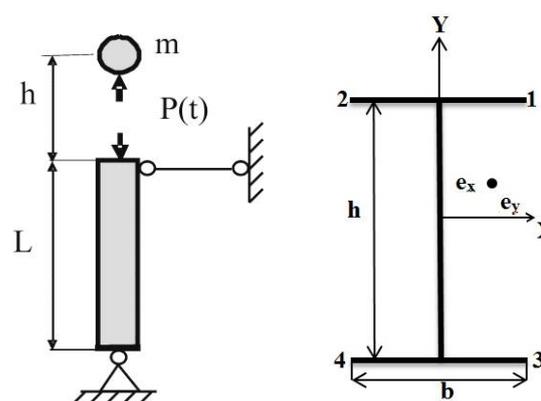


Рис. 1. Расчетная схема; поперечное сечение

Изгиб в плоскости наибольшей жесткости ZOX :

$$EI_y \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial z^2} - \rho I_y \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial t^2} + GAf_{xx} \gamma_y = 0, \quad (2)$$

$$GAf_{xx} \frac{\partial^2 \gamma_y}{\partial z^2} - \rho A \frac{\partial^2 \gamma_y}{\partial t^2} - \rho A \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial t^2} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \xi_x}{\partial z} = \gamma_y + \varphi_y. \quad (4)$$

Изгиб в плоскости ZOY :

$$EI_x \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial z^2} - \rho I_x \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial t^2} + GAf_{yy} \gamma_x = 0, \quad (5)$$

$$GAf_{yy} \frac{\partial^2 \gamma_x}{\partial z^2} - \rho A \frac{\partial^2 \gamma_x}{\partial t^2} - \rho A \frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial t^2} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \xi_y}{\partial z} = \gamma_x + \varphi_x. \quad (7)$$

Кручение вокруг продольной оси Z :

$$EI_\omega \frac{\partial^2 \varphi_\omega}{\partial z^2} - GI_d \varphi_\omega - \rho I_\omega \frac{\partial^2 \varphi_\omega}{\partial t^2} + GAf_{\omega\omega} \gamma_\omega = 0, \quad (8)$$



$$GAf_{\omega\omega} \frac{\partial^2 \gamma_{\omega}}{\partial z^2} - \rho A \frac{\partial^2 \gamma_{\omega}}{\partial t^2} - \rho A \frac{\partial^2 \varphi_{\omega}}{\partial t^2} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \xi_{\omega}}{\partial z} = \gamma_{\omega} + \varphi_{\omega}. \quad (10)$$

Контактная сила при ударе определяется из нелинейного интегрального уравнения, составленного на основе теории Г. Герца [6]:

$$\left[\frac{P(t)}{K_0} \right]^{2/3} = V_0 t - \frac{1}{m_0} \int_0^t P(\tau)(t-\tau) d\tau - u_2(0,t) - u(0,t). \quad (11)$$

Перемещение $u_2(0,t)$ торцевого сечения без учета эксцентриситета имеет такое выражение [1]:

$$u_2(0,t) = \frac{1}{\rho A c_0} \exp\left(-\gamma \frac{\pi c_0}{2L} t\right) \times \left[\int_0^t P(\tau) d\tau + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \int_{nt^*}^t P(\tau) d\tau \right]. \quad (12)$$

Здесь $t^* = \frac{2L}{c_0}$ – время пробега отраженной

волны, γ – коэффициент внутреннего трения, учитывающий неупругое сопротивление в материале по теории Е.С. Сорокина [5].

Для определения дополнительного перемещения $u(0,t)$ (за счет эксцентриситетов) необходимо решить систему уравнений (2)–(10).

Рассмотрим подробно систему уравнений (5)–(7). Применяя интегральное преобразование Лапласа [3], получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений в области изображений:

$$\begin{cases} c_0^2 \frac{d^2 \tilde{\varphi}_x}{dz^2} - s^2 \tilde{\varphi}_x + \frac{c_x^2}{r_x^2} \tilde{\gamma}_x = 0, \\ c_x^2 \frac{d^2 \tilde{\gamma}_x}{dz^2} - s^2 \tilde{\gamma}_x - s^2 \tilde{\varphi}_x = 0; \end{cases} \quad (13)$$

$$\frac{d \tilde{\xi}_y}{dz} = \tilde{\gamma}_x + \tilde{\varphi}_x. \quad (14)$$

В уравнениях (13) введены такие обозначения: S – параметр интегрального преобразования, $c_x = \sqrt{Gf_{yy}/\rho}$ – скорость распространения волны сдвига в плоскости YZ, $c_0 = \sqrt{E/\rho}$ – скорость распространения продольных волн при изгибе, $r_x = \sqrt{I_x/A}$ – радиус инерции сечения стержня в плоскости изгиба.

Частные интегралы системы уравнений (13) можно искать в виде экспоненциальной функции с неизвестным параметром λ :

$$\tilde{\varphi}_x(z) = A \exp(\lambda z), \quad \tilde{\gamma}_x(z) = B \exp(\lambda z).$$

Подстановка этих выражений в уравнения (13) приводит к характеристическому алгебраическому уравнению:

$$(\lambda^2 - \lambda_x^2)(\lambda^2 - \lambda_0^2) + \frac{\lambda_x^2}{\mu_x^2 r_x^2} = 0. \quad (15)$$

Здесь обозначено: $\lambda_0 = s/c_0$, $\lambda_x = s/c_x$, $\mu_x = c_0/c_x$.

В статье [1] были получены приближенные выражения корней уравнения (15):

$$\begin{cases} \lambda_1 = \pm \left(\frac{s}{c_0} + \frac{c_0}{2r_x^2 s (\mu_x^2 - 1)} \right), \\ \frac{1}{\lambda_1} = \pm \left(\frac{c_0}{s} - \frac{c_0^3}{2r_x^2 s^3 (\mu_x^2 - 1)} \right); \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} \lambda_2 = \pm \left(\frac{s \mu_x}{c_0} - \frac{c_0}{2r_x^2 s \mu_x (\mu_x^2 - 1)} \right), \\ \frac{1}{\lambda_2} = \pm \left(\frac{c_0}{s \mu_x} + \frac{c_0^3}{2r_x^2 s^3 \mu_x^3 (\mu_x^2 - 1)} \right). \end{cases} \quad (17)$$

Решение системы уравнений (13)–(14) имеет вид

$$\tilde{\varphi}_x(z) = B_1 \operatorname{ch}(\lambda_1 z) + B_2 \operatorname{sh}(\lambda_1 z),$$

$$\tilde{\gamma}_x(z) = B_3 \operatorname{ch}(\lambda_2 z) + B_4 \operatorname{sh}(\lambda_2 z).$$

$$\begin{aligned} \frac{d \tilde{\xi}_y}{dz} = & B_1 \operatorname{ch}(\lambda_1 z) + B_2 \operatorname{sh}(\lambda_1 z) + \\ & + B_3 \operatorname{ch}(\lambda_2 z) + B_4 \operatorname{sh}(\lambda_2 z). \end{aligned}$$

Выбрав начало отсчета координаты Z в верхнем сечении, запишем граничные условия для случая шарнирного закрепления стержня:

$$\frac{d \tilde{\varphi}_x}{dz}(z=L) = 0, \quad \frac{d \tilde{\varphi}_x}{dz}(z=0) = -\frac{\tilde{P} \cdot e_y}{EI_x},$$

$$\tilde{\gamma}_x(z=0) = -\frac{\tilde{P} \cdot e_y}{LGAf}, \quad \tilde{\gamma}_x(z=L) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{LGAf},$$

$$\tilde{\xi}_y(z=0) = 0, \quad \tilde{\xi}_y(z=L) = 0.$$

Опуская очевидные подробности, получаем:

$$\frac{d \tilde{\varphi}_x}{dz}(z) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{EI_x} \left[\frac{\operatorname{sh}(\lambda_1 z)}{\operatorname{th}(\lambda_1 L)} - \operatorname{ch}(\lambda_1 z) \right],$$



$$\tilde{\gamma}_x(z) = -\frac{\tilde{P} \cdot e_y}{LGAf} \left[\text{ch}(\lambda_2 z) - \frac{(1 + \text{ch}(\lambda_2 L))}{\text{sh}(\lambda_2 L)} \text{sh}(\lambda_2 z) \right],$$

$$M_x(z) = -EI_x \frac{d\varphi_x}{dz}(z) = -\tilde{P} \cdot e_y \left[\frac{\text{sh}(\lambda_1 z)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{ch}(\lambda_1 z) \right],$$

$$\frac{d\tilde{\xi}_y}{dz} = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1 EI_x} \left[\frac{\text{ch}(\lambda_1 z)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{sh}(\lambda_1 z) \right] + B_5 -$$

$$-\frac{\tilde{P} \cdot e_y}{LGAf} \left[\text{ch}(\lambda_2 z) - \frac{(1 + \text{ch}(\lambda_2 L))}{\text{sh}(\lambda_2 L)} \text{sh}(\lambda_2 z) \right],$$

$$\tilde{\zeta}_y = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 EI_x} \left[\frac{\text{sh}(\lambda_1 z)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{ch}(\lambda_1 z) \right] + B_5 z + B_6 -$$

$$-\frac{\tilde{P} \cdot e_y}{L\lambda_2 GAf} \left[\text{sh}(\lambda_2 z) - \frac{(1 + \text{ch}(\lambda_2 L))}{\text{sh}(\lambda_2 L)} \text{ch}(\lambda_2 z) \right].$$

Константы B_5 и B_6 определяются на основе двух последних граничных условий:

$$B_5 = -\frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 L EI_x},$$

$$B_6 = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 EI_x} - \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{L\lambda_2 GAf} \frac{(1 + \text{ch}(\lambda_2 L))}{\text{sh}(\lambda_2 L)},$$

$$\tilde{\zeta}_y = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 EI_x} \left[\frac{\text{sh}(\lambda_1 z)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{ch}(\lambda_1 z) - \left(\frac{z}{L} - 1 \right) \right] +$$

$$+\frac{\tilde{P} \cdot e_y}{L\lambda_2 GAf} \left[\frac{(1 + \text{ch}(\lambda_2 L))}{\text{sh}(\lambda_2 L)} (\text{ch}(\lambda_2 z) - 1) - \text{sh}(\lambda_2 z) \right],$$

$$\tilde{\varphi}_x(z) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1 EI_x} \left[\frac{\text{ch}(\lambda_1 z)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{sh}(\lambda_1 z) \right] - \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 L EI_x},$$

$$\frac{d\tilde{\varphi}_x}{dz}(z) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{EI_x} \left[\frac{\text{sh}(\lambda_1 z)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{ch}(\lambda_1 z) \right],$$

$$\tilde{\varphi}_x(0) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1 EI_x} \left[\frac{1}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \frac{1}{\lambda_1 L} \right].$$

Изогнутая ось стержня несимметрична; аппроксимируем ее таким выражением:

$$\xi_y = \left(1 - \frac{z}{L} \right) \sin \left(\frac{\pi z}{L} \right). \quad (18)$$

Для рассмотрения численного примера запишем выражения интересующих нас параметров, относящиеся к сечению стержня при $Z = 0,35 L$, в которм функция (18) имеем максимум:

$$\tilde{\xi}_y(0,35L) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 EI_x} \times$$

$$\times \left[\frac{\text{sh}(0,35\lambda_1 L)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{ch}(0,35\lambda_1 L) + 0,65 \right] + \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{L\lambda_2 GAf} \times$$

$$\times \left[\frac{(1 + \text{ch}(\lambda_2 L))}{\text{sh}(\lambda_2 L)} (\text{ch}(0,35L\lambda_2 - 1)) - \text{sh}(0,35L\lambda_2) \right];$$

$$\tilde{M}_x(0,35L) = -EI_x \frac{d\tilde{\varphi}_x}{dz}(0,35L) =$$

$$= -\tilde{P} \cdot e_y \left[\frac{\text{sh}(0,35L\lambda_1)}{\text{th}(\lambda_1 L)} - \text{ch}(0,35L\lambda_1) \right].$$

При достаточно большой длине L можно не учитывать отраженные волны и запаздывание сигнала:

$$\tilde{\xi}_y(0,35L) = \frac{0,65\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 EI_x} + \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{L\lambda_2 GAf},$$

$$\tilde{\varphi}_x(0) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1 EI_x} - \frac{\tilde{P} \cdot e_y}{\lambda_1^2 L EI_x},$$

$$\tilde{M}_x(0,35L) = 0,65\tilde{P} \cdot e_y,$$

$$e_y \cdot \tilde{\varphi}_x(0,s) = \frac{\tilde{P} \cdot e_y^2}{\lambda_1 EI_x} - \frac{\tilde{P} \cdot e_y^2}{\lambda_1^2 L EI_x}.$$

В области оригиналов имеем такие выражения:

$$\xi_y(0,35L,t) = 0,65 \frac{e_y}{\rho I_x} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P(\tau) d\tau + \frac{e_y}{\rho ALc_x} \int_0^t P(\tau) d\tau,$$

$$M_x(0,35L,t) = 0,65 e_y P(t),$$



Таблица 1

$$e_y \cdot \varphi_x(0, t) = \frac{e_y^2}{\rho I_x} \left[\frac{1}{c_0} \int_0^t P d\tau - \frac{1}{L} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P d\tau \right].$$

Используя возможности аналогии, запишем решения для изгиба в другой плоскости и для кручения:

$$\xi_x(0, 35L, t) = \frac{e_x}{\rho I_y} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P(\tau) d\tau + \frac{e_x}{\rho A L c_y} \int_0^t P(\tau) d\tau,$$

$$\xi_\omega(0, 35L, t) = \frac{e_\omega}{\rho I_\omega} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P(\tau) d\tau + \frac{e_\omega}{\rho A r^2 L c_\omega} \int_0^t P(\tau) d\tau,$$

$$e_x \cdot \varphi_y(0, t) = \frac{e_x^2}{\rho I_y} \left[\frac{1}{c_0} \int_0^t P d\tau - \frac{1}{L} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P d\tau \right],$$

$$e_\omega \cdot \varphi_\omega(0, t) = \frac{e_\omega^2}{\rho I_\omega} \left[\frac{1}{c_0} \int_0^t P d\tau - \frac{1}{L} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P d\tau \right],$$

$$M_y(0, 35L, t) = 0,65 e_x P(t),$$

$$B_\omega(0, 35L, t) = 0,65 e_\omega P(t).$$

Интегральное уравнение для определения контактной силы $P(t)$:

$$\left[\frac{P(t)}{K_0} \right]^{2/3} = V_0 t - \frac{1}{m_0} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P d\tau - \left(\frac{e_y^2}{\rho I_x} + \frac{e_x^2}{\rho I_y} + \frac{e_\omega^2}{\rho I_\omega} \right) \times \left[\frac{1}{c_0} \int_0^t P d\tau - \frac{1}{L} \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} P d\tau \right] - \frac{1}{\rho A c_0} \exp\left(-\gamma \frac{\pi c_0}{2L} t\right) \times \left[\int_0^t P(\tau) d\tau + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \int_{nt^*}^t P(\tau) d\tau \right]. \quad (19)$$

В качестве примера рассмотрим колонну в виде двутавра № 60. Исходные данные приведены в табл. 1.

После окончания удара начинаются свободные пространственные колебания. Начальными условиями в этих колебаниях служат перемещения и скорости, зафиксированные в момент окончания удара ($P(t) = 0$). Частоты изгибных и крутильных колебаний определялись по специальной программе, составленной на основе уравнений статьи [3]. В расчетах были учтены частоты с первой по четвертую.

Исходные данные

Наименование и размерность	Числовые значения
Масса ударяющего тела m , кг	24
Начальная скорость удара, V_0 , м/с	2,5
Площадь поперечного сечения A , m^2	0,0138
Высота колонны L , м	6
Моменты инерции: I_x , m^4	$1,725 \cdot 10^{-5}$
I_y , m^4	$7,681 \cdot 10^{-4}$
I_ω , m^6 ,	$1,300 \cdot 10^{-6}$
I_d , m^4	$1,235 \cdot 10^{-5}$
Первые собственные периоды колебаний: T_z, T_x, T_y, T_ω , мс	2,32 19,53 125,31 74,17
Эксцентриситеты: e_x , м	0,001
e_x , м	0,001
e_ω , m^2	0,000001
Контактная жесткость, K_0 , $H \cdot m^{-3/2}$	$3 \cdot 10^9$
Коэффициент внутреннего трения γ	0,025

Расчеты проведены в соответствии с концепцией, изложенной в статье [1]. Нелинейное интегральное уравнение (19) решалось численным методом Эйлера. Шаг счета по времени был принят равным 10 мкс. На рис. 2–5 показаны графики изменения во времени силовых и кинематических параметров процесса удара по колонне. Пунктирные линии построены без учета деформаций сдвига по теории В.З. Власова [2].

В табл. 2 и 3 приведены максимальные значения параметров, характеризующих процессы удара и колебаний после удара. Отметим, что деформации сдвига заметно влияют на частоты свободных колебаний. Это наглядно видно на рис. 3 и 5. На амплитуды перемещения и скорости небольшое влияние проявилось только в плоскости наибольшей жесткости.

Изгибные и крутильные колебания в рассмотренной задаче являются вторичным явлением, основной процесс – продольное движение поперечных сечений, в котором отсутствуют деформации сдвига.

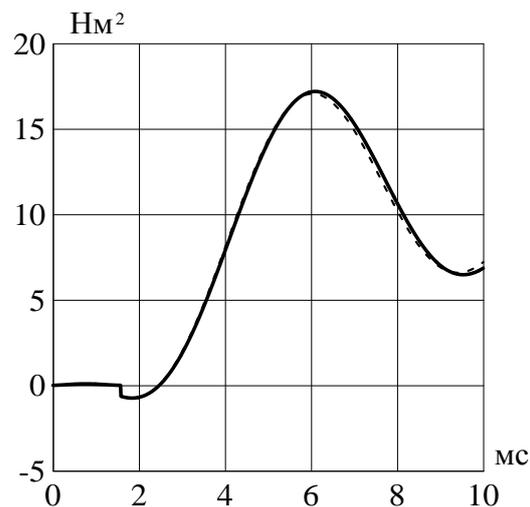
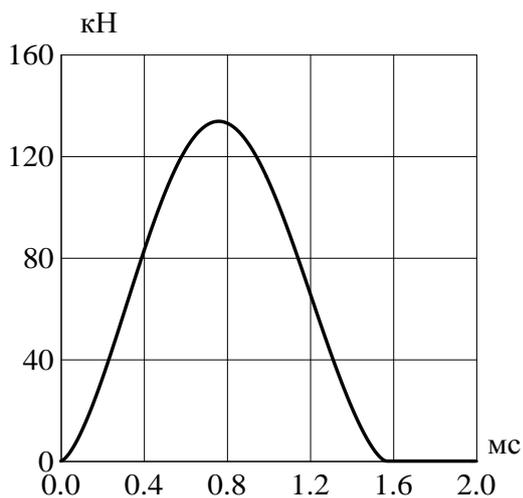


Рис. 2. Контактная сила при ударе. Бимомент в сечении $z = 0,35L$

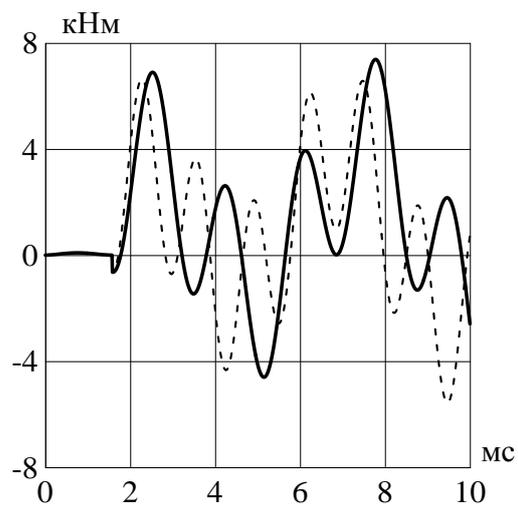
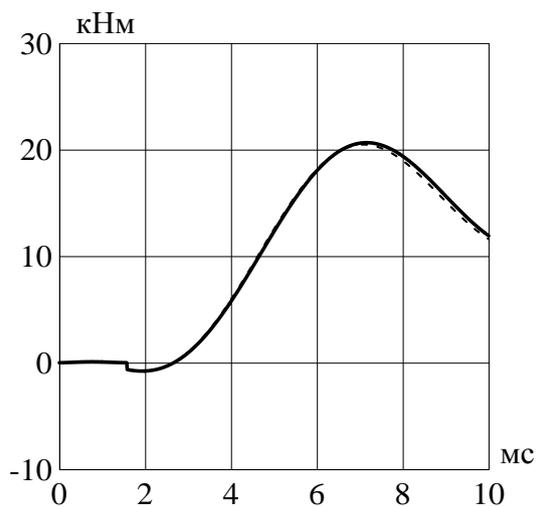


Рис. 3. Изгибающие моменты M_x и M_y в сечении $z = 0,35L$

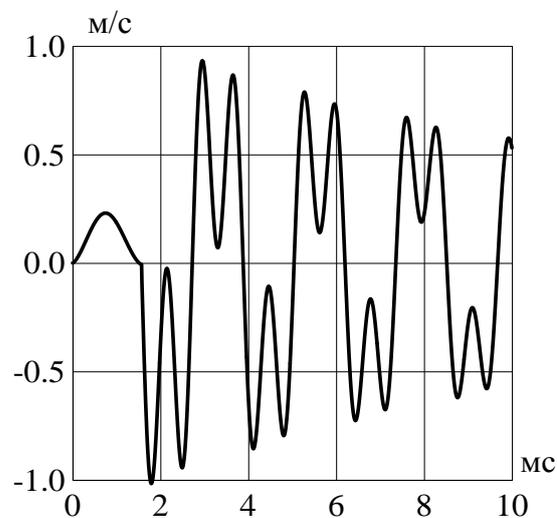
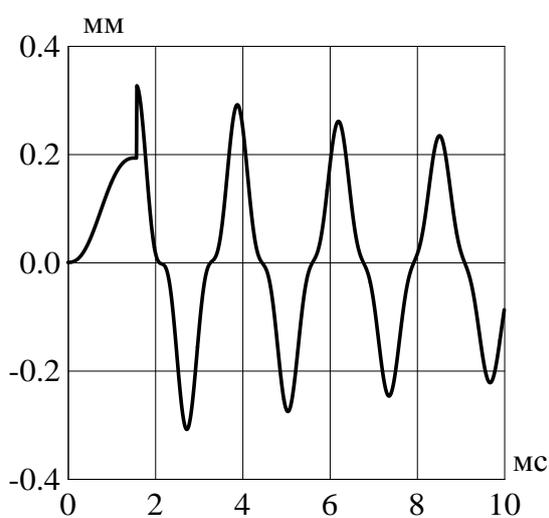
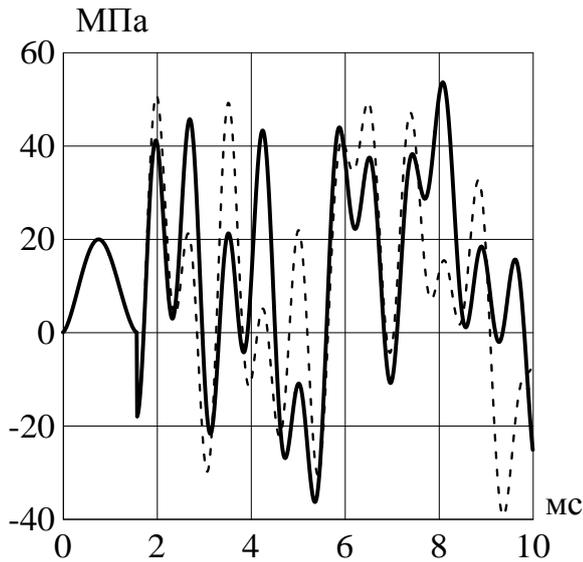
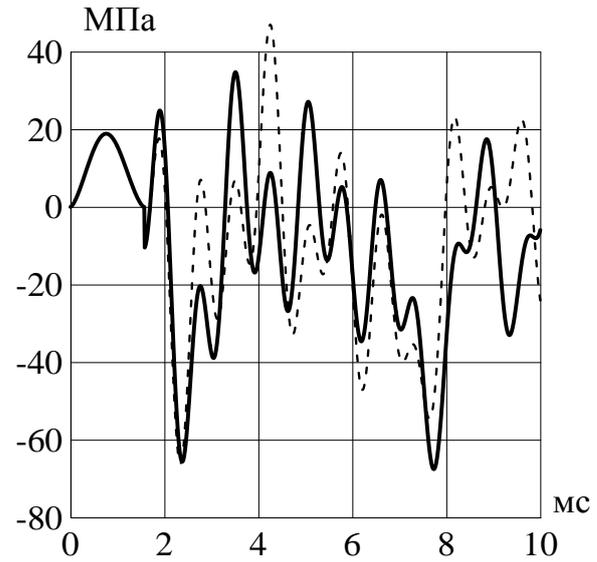


Рис. 4. Перемещение и скорость при ударе и колебаниях после удара сечения колонны $z = 0,35L$

Рис. 5 Нормальные напряжения в точках 1 и 2 сечения $z = 0,35 L$ Таблица 2
Параметры удара и продольных колебаний после удара

Наименование и размерность	Числовое значение
Контактная сила P , кН	133,75
Длительность удара, мкс	1570
Перемещение торца u_2 , мм	0,33
Скорость \dot{u}_2 , м/с	1,02
Ускорение \ddot{u}_2 , a/g	950

колебаниях после удара. Это показано на рис. 6. Максимальное значение напряжения составит 31,8 МПа.

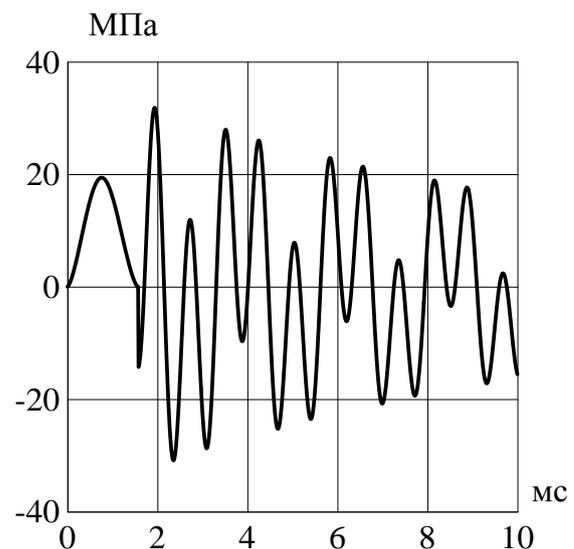
Удар с эксцентриситетами величины 1 мм за счет изгиба и кручения колонны довел напряжения до 67,6 МПа. На практике такие размеры эксцентриситета могут оказаться непредвиденными и привести к нежелательным последствиям.

Таблица 3

Параметры в сечении $z = 0,35 L$ при изгибных и крутильных колебаниях после удара

Наименование и размерность	Числовое значение	
	С учетом сдвигов	Без учета сдвигов
Перемещение ξ_y , мм	5,06	5,05
Изгибающий момент M_x , кНм	7,38	6,64
Изгибающий момент M_y , кНм	20,66	20,49
Бимомент B_ω , Н·м ²	17,19	17,06
Нормальные напряжения в точке 1, МПа	53,6	50,8
Нормальные напряжения в точке 2, МПа	67,6	66,1

Если рассмотреть ту же задачу без эксцентриситетов, то останутся в силе результаты, приведенные на рис. 2 (контактная сила), рис. 4. Колонна будет испытывать только сжатие при ударе и нормальные напряжения сжатия-растяжения при

Рис. 6. Нормальные напряжения в сечении $z = 0,35 L$ при центральном ударе

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Аунг З. Л. Мещеряков В.Б. Поведение тонкостенных стержней при ударных нагрузках // Известия Транссиба. 2012. №3 (11). С.113–123.
2. Власов В.З. Тонкостенные упругие стержни. М.: Физматгиз, 1959. 568 с.



3. Корн Г.А. Корн Т.М. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М. : Наука, 1973. 832 с.
4. Мещеряков В.Б., Чефанова Е.В. Динамика тонкостенных стержней открытого профиля // Вестник МИИТа. М. 2000. Вып. 3. С. 123–130.
5. Сорокин Е.С. К теории внутреннего трения при колебаниях упругих систем. М. : Госстройиздат, 1960. 131 с.
6. Hertz Н. Über die Berührung Fester Elastischer Körper (On the Contact of the Elastic Solids) // J. Reine und Angewandte Mathematik. 1882. В. 92. S. 156–171.

УДК 629.114.2

Кузнецова Марина Григорьевна,
аспирант кафедры «Техническая физика и теоретическая механика»,
Белорусский государственный университет транспорта, тел.: +375(232)952951

ДЕМПФИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ЖИДКОСТЕЙ В ТРАНСПОРТНЫХ РЕЗЕРВУАРАХ С ПЕРЕГОРОДКАМИ

M. G. Kuzniatsova

LIQUID OSCILLATIONS DAMPING IN ROAD TANKS WITH BAFFLES

Аннотация. В работе выполнен анализ компьютерного моделирования перетекания жидкости в резервуаре автоцистерны, позволяющий установить особенности его нагружения и параметры диссипации энергии перевозимых жидких грузов. Созданы конечноэлементные модели резервуаров цилиндрической формы с перегородками различной формы и типов в среде инженерного пакета ANSYS Workbench. Получены зависимости давлений в резервуаре от размера перфорации перегородки. Также выполнен расчет диссипации энергии по всему объему резервуара за время одного периода колебаний жидкости для случая сквозных горизонтальных перегородок и установлен размер отверстия, при котором диссипация энергии достигает максимального значения.

Ключевые слова: резервуар автоцистерны, транспортировка жидкости, гидродинамическое давление, диссипация энергии жидкости.

Abstract. In the article the analysis of liquid sloshing in road tank reservoir simulation is made. It allowed to obtain features of road tank loading and parameters of the transported liquid cargo energy dissipation. Finite element models of cylindrical tanks with baffles of different shapes and types were created in engineering package ANSYS Workbench. The dependences of the pressure in the reservoir on the size of the perforation were obtained. Also computations of the energy dissipation in the reservoir during one period of oscillation in the case of liquid sloshing through horizontal partitions were made and the hole size for the maximum of liquid cargo energy dissipation was obtained.

Keywords: road tanker reservoir, liquid transporting, hydrodynamic pressure, liquid energy dissipation.

Введение

Несмотря на постоянное развитие трубопроводного транспорта, более половины объема жидких грузов перевозится железнодорожными и автомобильными цистернами. Встречающиеся на практике случаи неустойчивого движения транспортного средства с жидкостью объясняются колебаниями жидких грузов внутри резервуаров [1, 2]. Транспортируемые жидкие грузы обладают различными физическими свойствами, которые оказывают существенное влияние на перетекание их в резервуарах при переходных режимах движения. Вследствие аварий при перевозке жидких грузов могут возникнуть опасные условия для жизни и здоровья людей, загрязнение окружающей среды. Также возможны повреждения технологических резервуаров и транспортных средств.

Установка внутренних перегородок является основным способом ограничения подвижности жидкости в транспортных резервуарах за счет демпфирования продольных и поперечных колебаний жидкости. Существуют варианты схем установки перегородок, в которых их предполагается устанавливать горизонтально, вертикально либо под углом к продольной оси резервуара [3]. Различными авторами предложено множество вариантов размещения в цистернах устройств, демпфирующих колебания жидкости, однако оптимальное техническое решение до сих пор не найдено.