

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЕБАНИЙ ЛЕНТЫ В СТРИМЕРАХ, ДВИЖУЩЕЙСЯ НА ВИБРИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И СОВЕРШАЮЩЕЙ КОЛЕБАНИЯ В ДВУХ НАПРАВЛЕНИЯХ

© 2011 В. П. Тарануха, К. М. Рагульскис

Ижевский государственный технический университет

Составлены дифференциальные уравнения колебаний ленты, движущейся на вибрирующей поверхности, которая совершает механические колебания в двух направлениях. Эти уравнения могут быть общим случаем для описания динамики магнитной ленты, движущейся в механизмах транспортирования ленты по вибрирующей поверхности магнитной головки. Они разрешают определить параметры для создания оптимального неконтакта с одновременной компенсацией нестабильности скорости передвижения ленты.

Колебания ленты, стримеры, механизм транспортирования ленты.

Рассмотрим динамическую модель кинематической пары, образуемой движущейся лентой и поверхностью, совершающей вынужденные механические колебания. На рис. 1 приведена динамическая модель вибрирующей поверхности 1, которая в плоскости xoz совершает вынужденные механические колебания.

По ней движется лента 2. Поверхность 1 возбуждается механическими колебаниями от двух элементов, например пьезоэлектрических преобразователей, колебания которых часто бывают гармоническими.

Поверхность 1 с пьезоэлектрическими преобразователями можно рассматривать как систему на подвижных опорах 3, 4. В данном случае нас интересует абсолютное передвижение поверхности 1, имеющей массу m .

Пьезоэлектрические преобразователи могут возбуждаться по гармоническому закону:

$$h_{01} = A_1 \sin \omega t, \quad (1)$$

$$h_{02} = A_2 \sin(\omega t + \varphi_1). \quad (2)$$

Суммируя силы, действующие на отдельные направления возбуждающих сил, и считая, что масса магнитной головки (МГ) сосредоточена в одной точке и углы $\alpha_1 = \alpha_2 = \beta_1 = \beta_2$, получаем

$$m \frac{\partial^2 h_{11}}{\partial t^2} + c_1 \left(\frac{\partial h_{11}}{\partial t} - \frac{\partial h_{01}}{\partial t} \right) + k_1 (h_{11} - h_{01}) + P_0 \cos \beta_1 - F_1 \cos \alpha_1 = 0,$$

$$m \frac{\partial^2 h_{21}}{\partial t^2} + c_2 \left(\frac{\partial h_{21}}{\partial t} - \frac{\partial h_{01}}{\partial t} \right) + k_2 (h_{21} - h_{02}) + P_0 \cos \beta_2 - F_1 \cos \alpha_2 = 0,$$

где h_{11}, h_{21} – смещение массы по соответствующим направлениям возбуждения, m – масса вибрирующей поверхности, k_1, k_2 – жёсткость соответствующих элементов, c_1, c_2 – коэффициенты демпфирования, P_0 – равнодействующая сила силы давления, F_1 – равнодействующая сила трения, $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ – углы между координатными осями xoz и направлениями возмущающих сил.

Проектируя на координатные оси x и z все действующие на систему силы, получаем:

$$\begin{aligned} m \left(\frac{\partial^2 h_{11}}{\partial t^2} \cos \alpha_1 - \frac{\partial^2 h_{21}}{\partial t^2} \cos \alpha_2 \right) + c_1 \frac{\partial h_{11}}{\partial t} \cos \alpha_1 - c_2 \frac{\partial h_{21}}{\partial t} \cos \alpha_2 + \\ + k_1 h_{11} \cos \alpha_1 - k_2 h_{21} \cos \alpha_2 = c_1 \frac{\partial h_{01}}{\partial t} \cos \alpha_1 - c_2 \frac{\partial h_{02}}{\partial t} \cos \alpha_2 + \\ + k_1 h_{01} \cos \alpha_1 - k_2 h_{02} \cos \alpha_2 - P_0 \cos \beta_1 \cos \alpha_1 + P_0 \cos \beta_2 \cos \alpha_2 + \\ + F_1 (\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_2), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} m \left(\frac{\partial^2 h_{11}}{\partial t^2} \cos \beta_1 + \frac{\partial^2 h_{21}}{\partial t^2} \cos \beta_2 \right) + c_1 \frac{\partial h_{11}}{\partial t} \cos \beta_1 + c_2 \frac{\partial h_{21}}{\partial t} \cos \beta_2 + \\ + k_1 h_{11} \cos \beta_1 + k_2 h_{21} \cos \beta_2 = c_1 \frac{\partial h_{01}}{\partial t} \cos \beta_1 + c_2 \frac{\partial h_{02}}{\partial t} \cos \beta_2 + \\ + k_1 h_{01} \cos \beta_1 + k_2 h_{02} \cos \beta_2 - P_0 (\cos^2 \beta_1 + \cos^2 \beta_2) + \\ + F_1 \cos \alpha_1 \cos \beta_1 - F_1 \cos \alpha_2 \cos \beta_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения (3, 4) описывают движение поверхности 1 при заданном законе возбуждения подвижных опор. В них равнодействующая сила давления выражается следующим образом:

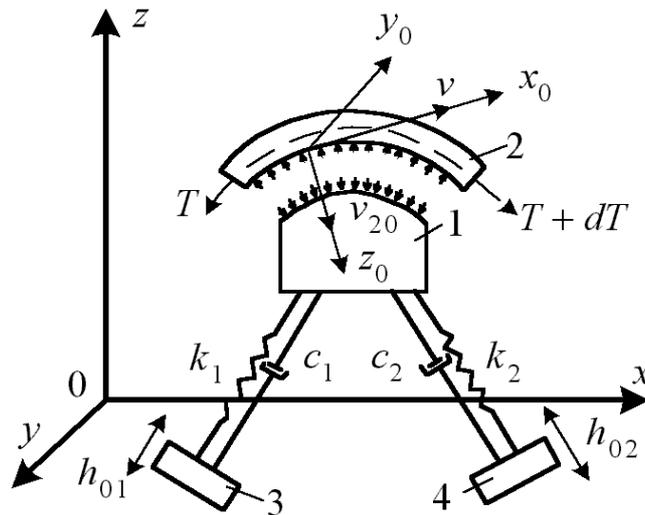


Рис. 1. Динамическая модель кинематической пары, образованной движущейся лентой и поверхностью, совершающей вынужденные механические колебания

$$P_0 = b \int_{-l/2}^{l/2} (p - p_a) dx, \tag{5}$$

где b – ширина контактной зоны ленты 2 с вибрирующей поверхностью 1; l – длина контактной зоны; p – давление ленты на вибрирующую поверхность 1; p_a – атмосферное давление.

Так как при работе механизма транспортирования ленты (МТЛ) между вибрирующей поверхностью 1 и лентой 2 создаётся постоянный неконтакт, сила трения F_1 ленты 2 на поверхности 1 будет равна силе внутреннего трения в окружающей среде [1]

$$F_1 = \mu b l \frac{dU}{dz}, \tag{6}$$

где μ – вязкость окружающей среды, $\frac{dU}{dz}$ – градиент скорости по координате z .

Так как неконтакт между вибрирующей поверхностью 1 и лентой 2 небольшой, принимаем, что

$$\frac{dU}{dz} = \frac{(U_{x2} - U_{x1})}{h}, \tag{7}$$

где U_{x2} – скорость передвижения ленты 2 по координате x ; U_{x1} – скорость передвижения поверхности 1 по координате x ; h – расстояние между лентой 2 и вибрирующей поверхностью 1.

В данном случае уравнение (7) принимает вид:

$$F_1 = \frac{\mu \cdot b \cdot l}{h} (U_{x2} - U_{x1}). \tag{8}$$

На взаимодействующий с вибрирующей поверхностью 1 малый элемент ленты 2 будут действовать силы, показанные на рис. 2.

Уравнение поступательного передвижения элемента ленты 2 в векторном виде можно выразить следующим образом [2]:

$$m_0 \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{Q}}{\partial x_0} + \bar{q}, \tag{9}$$

где m_0 – масса единицы длины ленты, \bar{V} – скорость передвижения ленты; \bar{Q} – равнодействующая сил натяжения и поперечных сил; \bar{q} – сила давления на единицу длины ленты; x_0, y_0, z_0 – координаты, жёстко связанные с элементом ленты.

Когда деформация ленты рассматривается только в плоскости x_0, y_0, z_0 (лента принимается плоской), в проекциях на оси, жёстко связанные с элементом ленты, получаются следующие уравнения [2]:

$$m_0 \frac{dV}{dt} - m_0 V_z \omega_y = \frac{\partial Q_{x_0}}{\partial x_0} - \frac{1}{\rho} Q_{z_0} + q_{x_0}, \tag{10}$$

$$m_0 \frac{dV_{z_0}}{dt} - m_0 V \omega_y = \frac{\partial Q_{z_0}}{\partial x_0} + \frac{1}{\rho} Q_{x_0} - q_{z_0}, \tag{11}$$

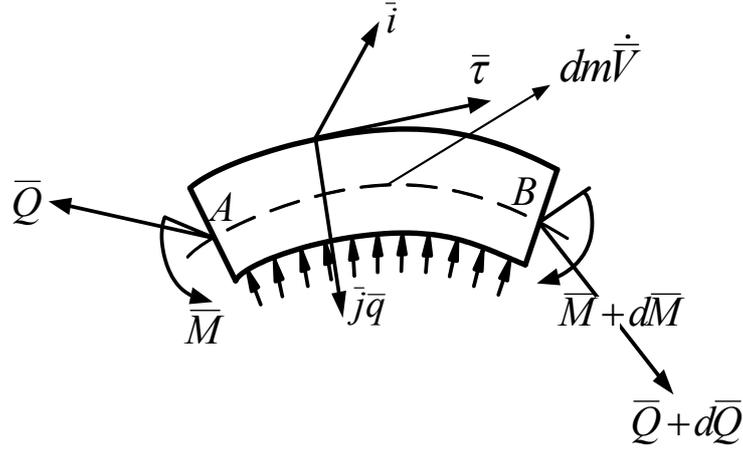


Рис. 2. Схема сил, действующих на элемент ленты, находящейся над вибрирующей поверхностью

где $\bar{V} = V_{z_0} \bar{j} + V \bar{\tau}$, $\bar{Q} = Q_{z_0} \bar{j} + Q_{x_0} \bar{\tau}$,

$\bar{q} = q_{z_0} \bar{j} + q_{x_0} \bar{\tau}$, $\bar{\omega}_k = \omega_y \bar{i}$,

ω_k – угловая скорость вращения элемента ленты; ω_y – угловая скорость вращения элемента в плоскости; $\bar{i}, \bar{j}, \bar{\tau}$ – единичные векторы.

Анализируя элемент ленты (рис. 2), определяем скорость точки B относительно A , которая в проекциях на оси x_0 и z_0 принимает вид [2]:

$$\frac{\partial V}{\partial x_0} - \frac{1}{\rho} V_{z_0} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial V_{z_0}}{\partial x_0} + \frac{1}{\rho} V = \omega_y. \quad (13)$$

При движении ленты 2 в МТЛ по поверхности магнитной головки угол обхвата обычно бывает малым – несколько градусов [3]. Тогда

$$V = \frac{\partial w}{\partial t}, \quad V_{z_0} = \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (14)$$

где w, u – смещения элемента ленты относительно положения равновесия.

Учитывается, что [2]

$$M = EI \frac{1}{\rho}, \quad \frac{\partial M}{\partial x_0} = -Q_{z_0}, \quad \omega_y = \frac{\partial \Delta \varphi}{\partial t}; \quad \frac{1}{\rho} = \frac{\partial \varphi}{\partial x_0},$$

$$\Delta \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial \Delta \varphi}{\partial x_0}, \quad (15)$$

и вводятся обозначения

$$Q_{x_0} = Q'_{x_0} + \Delta Q_{x_0}, \quad Q_{z_0} = Q'_{z_0} + \Delta Q_{z_0},$$

$$M = M' + \Delta M, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} + \Delta \left(\frac{1}{\rho} \right), \quad (16)$$

где Δ – означает переменную составляющую определённой величины, M' – постоянную составляющую определённой величины.

Тогда уравнения (10, 11, 12, 13) выражаются с точностью до малых величин второго порядка:

$$m_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{\partial \Delta Q_{z_0}}{\partial x_0} - \frac{1}{\rho_0} Q'_{z_0} - \frac{1}{\rho_0} \Delta Q_{z_0} - \frac{\partial \Delta \varphi}{\partial x_0} Q'_{z_0} + q_{z_0}, \quad (17)$$

$$m_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \Delta Q_{z_0}}{\partial x_0} + \frac{1}{\rho_0} Q'_{x_0} + \frac{1}{\rho_0} \Delta Q_{x_0} + \frac{\partial \Delta \varphi}{\partial x_0} Q'_{x_0} - q_{x_0}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t \partial x_0} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x_0} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial \Delta \varphi}{\partial t}. \quad (20)$$

Учитывая выражения (15), можно добавить уравнение, связывающее переменную составляющую поперечной силы с геометрией ленты и ее жесткостной характеристикой [2]:

$$EI \frac{\partial^2 \Delta \varphi}{\partial x_0^2} = -\Delta Q_{z_0}. \quad (21)$$

В решаемой задаче

$$Q'_{z_0} = 0, \quad Q'_{x_0} = T', \quad q_{x_0} = 0, \quad \rho_0 = R, \quad (22)$$

где T – натяжение ленты, R – радиус кривизны ленты.

Проводим некоторые преобразования и учитываем (22):

$$m_0 \frac{\partial^4 u}{\partial t^2 \partial x_0^2} + EI \frac{\partial^6 u}{\partial x_0^6} + \frac{2EI}{R^2} \frac{\partial^4 u}{\partial x_0^4} + \frac{EI}{R^4} \frac{\partial^2 u}{\partial x_0^2} - T' \frac{\partial^4 u}{\partial x_0^4} - \frac{T'}{R^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x_0^2} - \frac{m_0}{R^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 g_{z_0}}{\partial x_0^2} = 0. \quad (23)$$

Когда вибрирующая поверхность кругообразная и имеет радиус R , в общем слу-

чае в фиксированной координате x из-за вибраций ордината точки поверхности выражается следующим образом:

$$z = z_1 - \Delta z, \tag{24}$$

где

$$\Delta z = R - R \cos \mu = R \left[1 - \cos \left(\arcsin \frac{x_1}{R} \right) \right],$$

$$z_1 = h_{11} \cos \beta_1 + h_{21} \cos \beta_2.$$

Значение z_1 известно из уравнения (4).

Если считать, что в определённый момент времени лента 2 находится на расстоянии h_0 от вибрирующей поверхности, то через некоторое время данное расстояние изменится:

$$h = h_0 - u - z. \tag{25}$$

Учитывая уравнение (25), преобразуем уравнения (23 и 19):

$$-m_0 \frac{\partial^4 h}{\partial t^2 \partial x_0^2} - EI \frac{\partial^6 h}{\partial x_0^6} - \frac{2EI}{R^2} \frac{\partial^4 h}{\partial x_0^4} - \frac{EI}{R^4} \frac{\partial^2 h}{\partial x_0^2} + T' \frac{\partial^4 h}{\partial x_0^4} + \frac{T'}{R^2} \frac{\partial^2 h}{\partial x_0^2} + \frac{m_0}{R^2} \frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + \frac{m_0}{R^2} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 g_{z_0}}{\partial x_0^2} = 0, \tag{26}$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t \partial x_0} + \frac{1}{R} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial z}{\partial t} = 0. \tag{27}$$

Дифференциальное уравнение Рейнольдса для смазочного слоя можно записать в виде [1, 4, 5]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(ph^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(ph^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 12\mu \frac{\partial ph}{\partial x} + 6\mu \frac{\partial}{\partial x} ph (U_{x_2} + U_{x_1}), \tag{28}$$

где U_{x_1}, U_{x_2} – скорости передвижения по координате x вибрирующей поверхности и ленты соответственно; x, y – координаты; p – давление;

$$U_{x_1} = \frac{\partial h_{11}}{\partial t} \cos \alpha_1 - \frac{\partial h_{21}}{\partial t} \cos \alpha_2, \tag{29}$$

$$U_{x_2} = U_x + \frac{\partial w}{\partial t}, \tag{30}$$

где U_x – средняя величина скорости передвижения ленты.

Таким образом видно, что дифференциальные уравнения (3, 4, 26, 27, 28) характеризуют динамику кинематической пары, образуемой лентой и вибрирующей поверхностью.

Введём новые безразмерные величины:

$$\begin{aligned} \frac{m}{m_g} &= m_{g_b}, \quad \frac{h_{11}}{h_0} = H_{10}, \quad \frac{h_{21}}{h_0} = H_{20}, \quad \frac{c_1}{c_0} = c_{1_b}, \quad \frac{c_2}{c_0} = c_{2_b}, \quad \frac{k_1}{k_0} = K_1, \quad \frac{k_2}{k_0} = K_2, \\ \frac{h_{01}}{h_0} &= H_{01}, \quad \frac{h_{02}}{h_0} = H_{02}, \quad \frac{P_0}{P_v} = P_b, \quad \frac{F_1}{P_v} = F_{1_b}, \quad \omega t = \tau, \quad \frac{A_1}{A_0} = A_{1_b}, \quad \frac{A_2}{A_0} = A_{2_b}, \\ \frac{T'}{T_0} &= T_b, \quad \frac{R}{R_0} = R_b, \quad \frac{E}{E_0} = E_b, \quad \frac{I}{I_0} = I_b, \quad \frac{m_0}{m_v} = m_b, \quad \frac{x_0}{L} = x_{0_b}, \quad \frac{z}{L} = z_b, \\ \frac{q_{z_0}}{q_0} &= q_{z_b}, \quad \frac{w}{L} = w_b, \quad \frac{h}{\delta} = H, \quad \frac{p}{p_a} = P, \quad \frac{x}{L} = x_b, \quad \frac{y}{L} = \eta, \\ \frac{U_{x_1}}{U_x} &= U_1, \quad \frac{U_{x_2}}{U_x} = U_2, \quad \frac{b}{b_0} = b_b, \quad \frac{l}{L} = l_b, \end{aligned}$$

где m_g – характерная вибрирующая масса, h_0 – характерное смещение вибрирующей массы, c_0 – характерный коэффициент смещения, k_0 – характерная жёсткость, P_v – характерная сила давления, ω – круговая частота колебаний, τ – безразмерное время, A_0 – характерная амплитуда колебаний, T_0 – характерное натяжение ленты, R_0 – характерный радиус кривизны ленты, E_0 – характерный модуль упругости ленты, m_v – характерная масса ленты, L – характерная длина контакта, q_0 – характерное давление на единицу длины ленты, b_0 – характерная ширина контактной зоны ленты, δ – характерный зазор между лентой и вибрирующей поверхностью, U_x – характерная скорость, p_a – атмосферное давление.

Записываем уравнения (1, 2, 3, 4, 26, 27, 28) в безразмерном виде:

$$H_{01} = \lambda_1 A_{1_b} \sin \tau, \tag{31}$$

$$H_{02} = \lambda_1 A_{2_b} \sin (\tau + \varphi_1), \tag{32}$$

$$\begin{aligned} m_{g_b} \left(\frac{\partial^2 H_{10}}{\partial \tau^2} \cos \alpha_1 - \frac{\partial^2 H_{20}}{\partial \tau^2} \cos \alpha_2 \right) + \lambda_2 c_{1_b} \frac{\partial H_{10}}{\partial \tau} \cos \alpha_1 - \\ - \lambda_2 c_{2_b} \frac{\partial H_{20}}{\partial \tau} \cos \alpha_2 + \lambda_3 K_1 H_{10} \cos \alpha_1 - \lambda_3 K_2 H_{20} \cos \alpha_2 = \\ = \lambda_2 c_{1_b} \frac{\partial H_{01}}{\partial \tau} \cos \alpha_1 - \lambda_2 c_{2_b} \frac{\partial H_{02}}{\partial \tau} \cos \alpha_2 + \lambda_3 K_1 H_{01} \cos \alpha_1 - \\ - \lambda_3 K_2 H_{02} \cos \alpha_2 - \lambda_4 P_b \cos \beta_1 \cos \alpha_1 + \lambda_4 P_b \cos \beta_2 \cos \alpha_2 + \\ + \lambda_4 F_{1_b} (\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_2), \end{aligned} \tag{33}$$

$$\begin{aligned} m_{g_b} \left(\frac{\partial^2 H_{10}}{\partial \tau^2} \cos \beta_1 + \frac{\partial^2 H_{20}}{\partial \tau^2} \cos \beta_2 \right) + \lambda_2 c_{1_b} \frac{\partial H_{10}}{\partial \tau} \cos \beta_1 + \\ + \lambda_2 c_{2_b} \frac{\partial H_{20}}{\partial \tau} \cos \beta_2 + \lambda_3 K_1 H_{10} \cos \beta_1 + \lambda_3 K_2 H_{20} \cos \beta_2 = \\ = \lambda_2 c_{1_b} \frac{\partial H_{01}}{\partial \tau} \cos \beta_1 + \lambda_2 c_{2_b} \frac{\partial H_{02}}{\partial \tau} \cos \beta_2 + \lambda_3 K_1 H_{01} \cos \beta_1 + \\ + \lambda_3 K_2 H_{02} \cos \beta_2 - \lambda_4 P_b (\cos^2 \beta_1 + \cos^2 \beta_2) + \\ + \lambda_4 F_{1_b} \cos \alpha_1 \cos \beta_1 - \lambda_4 F_{1_b} \cos \alpha_2 \cos \beta_2, \end{aligned} \tag{34}$$

$$-m_b \frac{\partial^4 H}{\partial \tau^2 \partial x_b^2} - \lambda_5 E_b I_b \frac{\partial^6 H}{\partial x_b^6} - \lambda_6 \frac{2E_b I_b}{R_b^2} \frac{\partial^4 H}{\partial x_b^4} - \lambda_7 \frac{E_b I_b}{R_b^2} \frac{\partial^2 H}{\partial x_b^2} + \quad (35)$$

$$+ \lambda_8 T_b \frac{\partial^4 H}{\partial x_b^4} + \lambda_9 \frac{T_b}{R_b^2} \frac{\partial^2 H}{\partial x_b^2} + \lambda_{10} \frac{m_b}{R_b^2} \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} + \lambda_{11} \frac{m_b}{R_b^2} \frac{\partial^2 z_b}{\partial \tau^2} + \lambda_{12} \frac{\partial^2 g_{z_b}}{\partial x_b^2} = 0, \quad (36)$$

$$\frac{\partial^2 w_b}{\partial \tau \partial x_b} + \lambda_{13} \frac{1}{R_b} \frac{\partial H}{\partial \tau} + \lambda_{14} \frac{1}{R_b} \frac{\partial z_b}{\partial \tau} = 0, \quad (37)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_b} \left(PH^3 \frac{\partial P}{\partial x_b} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(PH^3 \frac{\partial P}{\partial \eta} \right) = \lambda_{15} \frac{\partial PH}{\partial \tau} + \lambda_{16} \frac{\partial PH}{\partial x_b} (U_1 + U_2). \quad (37)$$

Из уравнений (5, 8, 24, 29, 30) видно, что

$$z_b = \lambda_{17} (H_{10} \cos \beta_1 + H_{20} \cos \beta_2) - \lambda_{18} R_b \left\{ 1 - \cos \arcsin \left[\frac{\lambda_{19} (H_{10} \cos \alpha_1 - H_{20} \cos \alpha_2)}{R_b} \right] \right\}, \quad (38)$$

$$F_{1_b} = \lambda_{20} \frac{b_b L_b}{H} (U_2 - U_1), \quad (39)$$

$$U_1 = \lambda_{21} \left(\frac{\partial H_{10}}{\partial \tau} \cos \alpha_1 - \frac{\partial H_{20}}{\partial \tau} \cos \alpha_2 \right), \quad (40)$$

$$U_2 = 1 + \lambda_{22} \frac{\partial w_b}{\partial \tau}, \quad (41)$$

$$P = \lambda_{23} \frac{q_{z_b}}{b_b} + 1, \quad (42)$$

$$P_b = \lambda_{24} b_b \int_{x_{1_b}}^{x_{2_b}} (P - 1) dx_b. \quad (43)$$

Коэффициенты $\lambda_1 \div \lambda_{24}$ являются также безразмерными. Их определяем из уравнений (1, 2, 3, 4, 5, 8, 24, 26, 27, 28), введя безразмерные величины:

$$\lambda_1 = \frac{A_0}{h_0}, \quad \lambda_2 = \frac{c_0}{\omega m_g}, \quad \lambda_3 = \frac{k_0}{m_g \omega^2}, \quad \lambda_4 = \frac{P_v}{m_g h_0 \omega^2}, \quad \lambda_5 = \frac{E_0 I_0}{m_g \omega^2 L^4},$$

$$\lambda_6 = \frac{E_0 I_0}{m_g R_0^2 L^2 \omega^2}, \quad \lambda_7 = \frac{E_0 I_0}{R_0^4 m_g \omega^2}, \quad \lambda_8 = \frac{T_0}{m_g L^2 \omega^2}, \quad \lambda_9 = \frac{T_0}{R_0^2 m_g \omega^2},$$

$$\lambda_{10} = \frac{L^2}{R_0^2}, \quad \lambda_{11} = \frac{L^3}{R_0^3 \delta}, \quad \lambda_{12} = \frac{q_0}{m_g \delta \omega^2}, \quad \lambda_{13} = \frac{\delta}{R_0}, \quad \lambda_{14} = \frac{L}{R_0},$$

$$\lambda_{15} = 12 m \omega^2 \frac{L^2}{P_a \delta^2}, \quad \lambda_{16} = 6 \mu L U_x \frac{1}{P_a \delta^2}, \quad \lambda_{17} = \frac{h_0}{L}, \quad \lambda_{18} = \frac{R}{L},$$

$$\lambda_{19} = \frac{h_0}{R_0}, \quad \lambda_{20} = \frac{U_x \mu b_0 L}{\delta P_v}, \quad \lambda_{21} = \frac{\omega h_0}{U_x}, \quad \lambda_{22} = \frac{\omega L}{U_x}, \quad \lambda_{23} = \frac{q_0}{b_0 P_a}, \quad \lambda_{24} = \frac{p_a b_0 L}{P_v}.$$

Таким образом, уравнения (33)...(37), являющиеся динамическими уравнениями кинематической пары, образуемой движущейся лентой и поверхностью, совершающей вынужденные механические колебания, представлены в безразмерном виде.

Из уравнений видно, что, подбирая фазовый угол φ_1 , амплитуду возмущения A_{1_b} , A_{2_b} , можно между вибрирующей поверхностью и движущейся на ней лентой создать оптимальный неконтакт с одновременной компенсацией нестабильности скорости передвижения ленты. При возрастании амплитуды относительной скорости ленты на вибрирующей поверхности возрастает величина неконтакта.

Библиографический список

1. Галиуллин, А. С. Аналитическая динамика: Учеб. пособие [Текст] / А. С. Галиуллин. – М.: Высшая школа, 1989. – 264 с.
2. Светлицкий, В. А. Сборник задач по теории колебаний [Текст] / В. А. Светлицкий, И. В. Стасенко. – М.: Высшая школа, 1973.
3. Алекна, А. А. Методы и приборы для измерения колебаний магнитных лент [Текст] / А. А. Алекна, К. М. Рагульскис. – Каунасский политехн. ин-т, Каунас, 1980. – 135с. Деп. в ЛитНИИТИ 16 апреля 1980, № 543-80.
4. Сергеев, С. И. Основы динамики вибрирующих опор. Динамика гибких роторов [Текст] / С. И. Сергеев. – М.: Наука, 1972.
5. Норенков, И. П. Телекоммуникационные технологии и сети [Текст] / И. П. Норенков, В. А. Трудоношин. – М.: Изд-во МГТУ им Н. Э. Баумана, 2000. – 248 с.

MATHEMATICAL MODEL OF FLUCTUATIONS OF THE TAPE IN STREAMERS, MOVING ON THE VIBRATING SURFACE AND MAKING TO-LEBANIIJA IN TWO DIRECTIONS

© 2011 V. P. Taranuha, K. M. Ragulskis

Izhevsk state technical university

Differential equation of oscillations of the tape, which moves on a vibrating surface, which makes the mechanical vibrations in two directions. These equations can be the general case to describe the dynamics of magnetic tape, which moves in the mechanisms of transport of tape on the vibrating surface of a magnetic head. They are allowed to define the parameters for an optimal non-contact with simultaneous compensation of instability of strip movement speed.

Tape fluctuations, streamers, the mechanism of tape transportation.

Информация об авторах

Тарануха Владимир Прокофьевич, заведующий кафедрой конструирования радиоэлектронной аппаратуры, к.т.н., доцент, Ижевский государственный технический университет. E-mail: velyalin@mail.ru. Область научных интересов: системы и устройства хранения данных.

Рагульскис Казимерас Микалович, профессор кафедры мехатронных систем, член-корр. РАН, д.т.н., профессор, Ижевский государственный технический университет. E-mail: velyalin@mail.ru. Область научных интересов: машиностроение и вибрационная техника.

Taranukha Vladimir Prokofevich, chair design of electronic equipment Ph.D., associate professor, Izhevsk state technical university. E-mail: velyalin@mail.ru. Research interests: systems and storage devices.

Ragulskis Kazimieras Mikalovich, professor of mechatronic systems department, the corresponding member academy of sciences, professor, Izhevsk state technical university. E-mail: velyalin@mail.ru. Research interests: Engineering and Vibration Engineering.