

$$H = 25 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \quad l = 0,25 \text{ м},$$

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{2H} = 10^{-7} \text{ м}, \quad \varepsilon_{2k} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$\lambda = 2596,153 \cdot 10^{-6} \text{ Нм}^{-2}, \quad \mu = 1730,769 \cdot 10^{-6} \text{ Нм}^{-2}.$$

Анализ результатов расчетов позволяет сделать следующие выводы:

1. При значениях параметров, близких к реальным, разложения решений в ряды Фурье сходятся достаточно быстро.
2. Зависимость распределения амплитуд перекосов по ширине МЛ мало отличается от линейной при отсутствии смещений по оси Y .
3. Влияние граничных условий на входе и выходе рассматриваемого участка МЛ не одинаково и совпадает при равной нулю номинальной скорости протягивания МЛ.
4. Полученные результаты дают основание для применения к данному типу задач приближенных методов, основанных на разложениях по системам ортогональных функций (проекционные методы).

Список использованных источников

1. Варнаускас П.А., Куртинайтис А.И., Рагульскис К.М. Методы и средства экспериментальных исследований динамики прецизионных лентопротяжных механизмов. – Вильнюс: Москалас, 1982. – 104 с.
2. Рагульскис К.М., Лядин В.Е., Варнаускас П.А. и др. Динамика прецизионных лентопротяжных механизмов. – Вильнюс: Мокслас, 1984. – 171 с.
3. Захаров В.Г., Семенов С.П. Уточненная динамическая модель пространственных колебаний магнитных лент. – Техника средств связи. Серия О.Т. М., 1982, № 2 (14). – С. 39–43.
4. Норенков И.П., Трудоношин В.А. Телекоммуникационные технологии и сети. – М.: Изд-во МГТУ им Н.Э. Баумана, 2000. – 248 с.

МОДЕЛЬ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОЙ ЛЕНТЫ В СТРИМЕРАХ

В.П. Тарануха, К.М. Рагульскис

Ижевский государственный технический университет, г.Ижевск

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

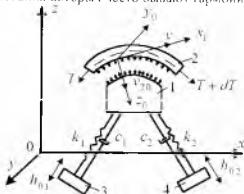


Рис. 1. Динамическая модель кинематической пары образуемой движущейся лентой и поверхностью совершающей вынужденные механические колебания

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:

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

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

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

$$P_0 = b \int_{-l/2}^{l/2} (p - p_0) dx, \tag{5}$$

где b – ширина контактной зоны ленты 2 с вибрирующей поверхностью 1; l – длина контактной зоны; p – давление ленты на вибрирующую поверхность 1; p_0 – 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:

$$F_1 = \frac{\mu \cdot h \cdot l}{h} (L_{12} - L_{11}) \quad (8)$$

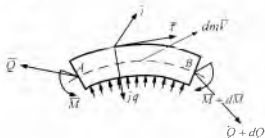


Рис. 2. Схема сил, действующих на элемент ленты находящейся над вибрирующей поверхностью

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]:

$$m_0 \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{Q}}{\partial x_0} + \vec{q}, \quad (9)$$

где m_0 – масса единицы длины ленты; \vec{V} – скорость передвижения ленты; \vec{Q} – равнодействующая сил натяжения и поперечных сил; \vec{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]:

$$m_0 \frac{dV}{dt} - m_0 V_x \omega_y = \frac{\partial Q_x}{\partial x_0} - \frac{1}{\rho} Q_z + q_x, \quad (10)$$

$$m_0 \frac{dV_y}{dt} - m_0 V \omega_y = \frac{\partial Q_y}{\partial x_0} + \frac{1}{\rho} Q_z - q_y,$$

где $V = V_x \vec{j} + V_y \vec{k}$, $\vec{Q} = Q_x \vec{j} + Q_y \vec{k}$, $\vec{q} = q_x \vec{j} + q_y \vec{k}$, $\vec{\omega}_1 = \omega_y \vec{i}$,

ω_x – угловая скорость вращения элемента ленты; ω_y – угловая

скорость вращения элемента в плоскости; $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – единичные векторы.

Записываем уравнения в безразмерном виде:

$$H_{01} = \lambda_1 A_1 \sin \tau, \quad (11)$$

$$H_{02} = \lambda_1 A_2 \sin(\tau + \varphi_1), \quad (12)$$

$$\begin{aligned} m_{10} \left(\frac{\partial^2 H_{10}}{\partial \tau^2} \cos \alpha_1 - \frac{\partial^2 H_{20}}{\partial \tau^2} \cos \alpha_2 \right) + \lambda_2 c_1 \frac{\partial H_{10}}{\partial \tau} \cos \alpha_1 - \\ - \lambda_2 c_2 \frac{\partial H_{20}}{\partial \tau} \cos \alpha_2 + \lambda_3 K_1 H_{30} \cos \alpha_1 - \lambda_3 K_2 H_{20} \cos \alpha_2 = \\ = \lambda_2 c_1 \frac{\partial H_{01}}{\partial \tau} \cos \alpha_1 - \lambda_2 c_2 \frac{\partial H_{02}}{\partial \tau} \cos \alpha_2 + \lambda_4 K_1 H_{01} \cos \alpha_1 - \\ - \lambda_4 K_2 H_{02} \cos \alpha_2 - \lambda_4 P_b \cos \beta_1 \cos \alpha_1 + \lambda_4 P_b \cos \beta_2 \cos \alpha_2 + \\ + \lambda_4 F_b (\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_2), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} m_{20} \left(\frac{\partial^2 H_{10}}{\partial \tau^2} \cos \beta_1 + \frac{\partial^2 H_{20}}{\partial \tau^2} \cos \beta_2 \right) + \lambda_2 c_1 \frac{\partial H_{10}}{\partial \tau} \cos \beta_1 + \\ + \lambda_2 c_2 \frac{\partial H_{20}}{\partial \tau} \cos \beta_2 + \lambda_3 K_1 H_{10} \cos \beta_1 + \lambda_3 K_2 H_{20} \cos \beta_2 = \\ = \lambda_2 c_1 \frac{\partial H_{01}}{\partial \tau} \cos \beta_1 + \lambda_2 c_2 \frac{\partial H_{02}}{\partial \tau} \cos \beta_2 + \lambda_3 K_1 H_{01} \cos \beta_1 + \\ + \lambda_3 K_2 H_{02} \cos \beta_2 - \lambda_4 P_b (\cos^2 \beta_1 + \cos^2 \beta_2) + \\ + \lambda_4 F_b \cos \alpha_1 \cos \beta_1 - \lambda_4 F_b \cos \alpha_2 \cos \beta_2, \end{aligned} \quad (14)$$

$$-m_b \frac{\partial^4 H}{\partial \tau^2 \partial x_0^2} - \lambda_5 E_b I_b \frac{\partial^4 H}{\partial x_0^4} - \lambda_6 \frac{2E_b I_b}{R_b^2} \frac{\partial^4 H}{\partial x_0^4} - \lambda_7 \frac{E_b I_b}{R_b^2} \frac{\partial^2 H}{\partial x_0^2} + \quad (15)$$

$$+ \lambda_8 T_b \frac{\partial^4 H}{\partial x_0^4} + \lambda_9 \frac{T_b}{R_b^2} \frac{\partial^2 H}{\partial x_0^2} + \lambda_{10} \frac{m_c}{R_b^2} \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} + \lambda_{11} \frac{m_b}{R_b^2} \frac{\partial^2 z_b}{\partial \tau^2} + \lambda_{12} \frac{\partial^2 g_{z_b}}{\partial x_0^2} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 w_b}{\partial \tau \partial x_0} + \lambda_{13} \frac{1}{R_b} \frac{\partial H}{\partial \tau} + \lambda_{14} \frac{1}{R_b} \frac{\partial z_b}{\partial \tau} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_0} \left(PH \right) \frac{\partial P}{\partial x_0} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(PH \right) \frac{\partial P}{\partial \eta} = \lambda_{15} \frac{\partial PH}{\partial \tau} + \lambda_{16} \frac{\partial PH}{\partial x_0} (U_1 + U_2), \quad (17)$$

Очевидно, что:

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

$$F_b = \lambda_{20} \frac{h_b L_b}{H} (U_1 - U_2), \quad (19)$$

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

$$U_2 = 1 + \lambda_{22} \frac{\partial w_k}{\partial \tau}, \quad (21)$$

$$P = \lambda_{23} \frac{q_2}{b_k} + 1, \quad (22)$$

$$P_0 = \lambda_{24} b_k \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (P-1) d\alpha_k. \quad (23)$$

Коэффициенты $\lambda_1 + \lambda_2$ являются также безразмерными. Их определяем, введя безразмерные величины:

$$\lambda_1 = \frac{A_0}{h_0}, \quad \lambda_2 = \frac{c_0}{\omega m_2}, \quad \lambda_3 = \frac{k_0}{m_2 \omega^2}, \quad \lambda_4 = \frac{P_0}{m_2 h_0 \omega^2}, \quad \lambda_5 = \frac{E_0 I_0}{m_2 \omega^2 L^3}.$$

$$\lambda_6 = \frac{E_0 I_0}{m_1 R_0^2 L^2 \omega^2}, \quad \lambda_7 = \frac{E_0 I_0}{R_0^2 m_1 \omega^2}, \quad \lambda_8 = \frac{T_0}{m_1 L^2 \omega^2}, \quad \lambda_9 = \frac{T_0}{R_0^2 m_1 \omega^2}.$$

$$\lambda_{10} = \frac{L^2}{R_0^2}, \quad \lambda_{11} = \frac{L^2}{R_0^2 \delta}, \quad \lambda_{12} = \frac{q_0}{m_1 \delta \omega^2}, \quad \lambda_{13} = \frac{\delta}{R_0}, \quad \lambda_{14} = \frac{L}{R_0}.$$

$$\lambda_{15} = 12 \mu \omega^2 \frac{L^2}{\rho_0 \delta^2}, \quad \lambda_{16} = 6 \mu L U_0 \frac{1}{\rho_0 \delta^2}, \quad \lambda_{17} = \frac{h_0}{L}, \quad \lambda_{18} = \frac{R}{L}.$$

$$\lambda_{19} = \frac{h_0}{R_0}, \quad \lambda_{20} = \frac{U_0 \mu b_k L}{\delta P_0}, \quad \lambda_{21} = \frac{\omega h_0}{U_0}, \quad \lambda_{22} = \frac{\omega L}{U_0}, \quad \lambda_{23} = \frac{q_0}{b_0 \rho_0}, \quad \lambda_{24} = \frac{\rho_0 b_k L}{P_0}.$$

Таким образом, уравнения (13) – (17), 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_{k_1} , A_{k_2} , 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.

Список использованных источников

1. Галиуллин А.С. Аналитическая динамика: Учеб. пособие. - М.: Высшая школа, 1989. - 264 с.
2. Светлицкий В.А., Стасенко И.В. Сборник задач по теории колебаний. - М.: Высшая школа, 1973.
3. Алекси А.А., Рагульскис К.М. Методы и приборы для измерения колебаний

магнитных лент – Каунасский политехн. ин-т. Каунас. 1980 – 135 с. Деп. в ЛитНИИНТИ 16 апреля 1980. № 543-80.

4. Сергеев С.И. Основы динамики вибрирующих опор. Динамика гибких роторов. – М.: Наука, 1972.

5. Норенков И.П., Трудоношин В.А. Телекоммуникационные технологии и сети. – М.: Изд-во МГТУ им Н.Э. Баумана, 2000. – 248 с.

ОСОБЕННОСТИ РАЗРАБОТКИ ПЕЧАТНОЙ ПЛАТЫ ДЛЯ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ НА ЭТАПЕ КОНСТРУКТОРСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ

И.Ф. Скоморохов, И.В. Лофицкий

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

В течение последних лет интерес к светодиодам неуклонно возрастает, что объясняется их техническим совершенствованием. Одной из сфер их применения является осветительные приборы бытового назначения. Основным преимуществом светодиодных осветительных устройств по сравнению с обычными лампами накаливания, является возможность регулирования яркости свечения. К достоинствам стоит отнести значительную экономию электроэнергии, а также срок службы порядка 50000 часов, что составляет около 6 лет непрерывной работы.

Однако проектирование осветительных светодиодных устройств требует решения задачи отвода тепла, возникающего в процессе работы светодиодов. Высокие рабочие температуры р-п-переходов негативно воздействуют на характеристики светодиодов, в результате чего снижается светоотдача и срок службы. Чтобы правильно управлять этим теплом, в конкретных применениях следует руководствоваться определенными правилами проектирования, так как особенности работы светодиодных светильников принципиально отличаются от работы светильников на традиционных источниках света, важным здесь является выбор материала для самой печатной платы (ПП).

Стеклотекстолит типа FR-4 является одним из наиболее часто используемых материалов при изготовлении печатных плат, однако он обладает очень низкой теплопроводностью. Общее тепловое сопротивление для ПП из FR-4 можно вычислить путем суммирования тепловых сопротивлений каждого из слоев платы [1]:

$$R\theta_{PCB} = R\theta_{layer1} + R\theta_{layer2} + R\theta_{layer3} + \dots + R\theta_{layerN} \quad (1)$$