№ 2 (51) 2008 Вібрації в техніці та технологіях

Остапенко В. А.

Днепропетровский национальный университет

УДК 534.0

НЕРЕЗОНАНСНЫЙ РЕЖИМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВРАЩЕНИЙ ВАЛКОВ ВИБРАЦИОННЫХ КЛАССИФИКАТОРОВ

Розглянуто необхідні і достатні умови існування періодичних режимів обертання валків вібраційних класифікаторів в нерезонансному випадку. Рівняння обертання валків є система, яка близька до систем Ляпунова. Одержаний асимптотичний розклад цих періодичних розв'язків у випадку, який розглядається.

Necessary and sufficient conditions of existence of periodic modes for roller's rotation of vibrating qualifiers in not resonant case are considered. The equations of roller's rotation represent the system close to systems of Lyapunov. It is obtained asymptotic expansion of these periodic solutions in a considered case.

Введение. В валковых классификаторах вибрационного типа [1-4] жесткая рама классификатора приводится в колебательное движение с помощью дебалансных вибраторов (рис.1). Вдоль рамы на равных расстояниях помещены жестко связанные с ней оси валков. На каждую ось свободно посажен валок. Под действием вибраторов рама и вместе с ней оси валков совершают движение в вертикальной плоскости по эллиптической или, в частности, круговой траектории. Кроме того, под действием инерционных сил в движение приводятся также и валки.

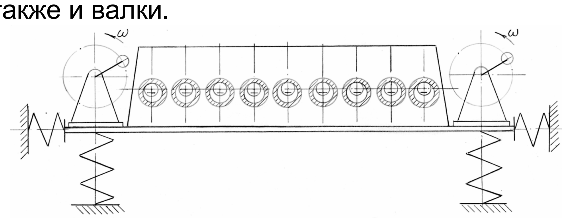

Рис. 1. Кинематическая схема классификатора.

С точки зрения качественной работы классификатора важно получить условия периодического вращения валков.

Постановка проблемы. В работах [1-3] получено уравнение для угла запаздывания вращения валков относительно угла поворота дебалансов. В работах [5,6] показано, что это уравнение может быть представлено в виде системы уравнений, близкой к системе Ляпунова:

$$\frac{dx}{dt} = -\lambda y + \frac{1}{\lambda} f(y) + \frac{\varepsilon}{\lambda}(\cos y \cos \omega t + \sin y \sin \omega t);$$
$$\frac{dy}{dt} = \lambda x, \tag{1}$$

где

$$f(y) = -A \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{y^{2n+1}}{(2n+1)!} \ . \tag{2}$$

Задача заключается в получении условий существования в системе (1) $\frac{2\pi}{\omega}$ периодического по *t* решения, так как такой же период имеет возмущение этой системы. Для того чтобы решение системы (1) было $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическим по *t*, необходимо, чтобы решение порождающей системы, то есть системы

$$\frac{dx}{dt} = -\lambda y + \frac{1}{\lambda} f(y); \quad \frac{dy}{dt} = \lambda x \tag{3}$$

также было $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическим по *t*. А это значит, что период этого решения должен представляться в виде

$$T = \frac{2\pi}{p\omega} \tag{4}$$

с произвольным целым положительным p. В соответствии с теорией систем, близких к системам Ляпунова, в системе (1) может существовать шесть видов периодических решений. Каждые три из них при $\varepsilon \to 0$ обращаются в тривиальное или нетривиальное решение порождающей системы. В свою очередь, такими решениями являются решения в нерезонансном и резонансном случае, а также при главном резонансе. В [6] показано, что $\frac{2\pi}{\omega}$ периодические решения, обращающиеся при $\varepsilon \to 0$ в нетривиальное решение порождающей системы, требуют создания в классификаторе очень большой амплитуды колебаний, что практически неприемлемо в реальных конструкциях. Поэтому мы ограничиваемся здесь построениями периодических решений, обращающихся при $\varepsilon \to 0$ в тривиальное решение порождающей системы $\left\{x^0 \equiv 0; y^0 \equiv 0\right\}$.

В настоящей статье строится асимптотическое разложение $\frac{2\pi}{\omega}$ периодического решения системы (1) в нерезонансном случае, обращающееся при $\varepsilon \to 0$ в это тривиальное решение.

Уравнения в вариациях для порождающей системы (3) будут иметь вид

$$\frac{du_1}{dt} = -\lambda u_2; \quad \frac{du_2}{dt} = \lambda u_1 \ . \tag{5}$$

Характеристическое уравнение этой системы

$$\begin{vmatrix} -k & -\lambda \\ \lambda & -k \end{vmatrix} = k^2 + \lambda^2 = 0$$

имеет пару чисто мнимых корней

$$k_{1,2} = \pm i\lambda \ . \tag{6}$$

Значит, общее решение системы (5)будет иметь вид:

$$u_1 = C_1 cos\lambda t - C_2 \sin\lambda t \ ;$$

$$u_2 = C_1 \sin\lambda t + C_2 cos\lambda t \ , \tag{7}$$

то есть будет периодическим периода $\frac{2\pi}{\lambda}$. Период же возмущения в возмущенной системе (1) равен $\frac{2\pi}{\omega}$. Если $\lambda \neq p\omega$, где *p* - целое положительное число, то система в вариациях (5) не будет иметь решений периода $\frac{2\pi}{\omega}$, кроме тривиального. А это в соответствии с предложением Пуанкаре означает, что возмущенная система (1) допускает одно и только одно периодическое решение периода $\frac{2\pi}{\omega}$, обращающееся в порождающее решение при $\varepsilon \to 0$, причем это решение будет аналитической функцией ε в окрестности точки $\varepsilon = 0$, то есть будет иметь вид:

$$x^{(0)}(t,\varepsilon) = \varepsilon x_1^{(0)}(t) + \varepsilon^2 x_2^{(0)}(t) + \ldots \ ;$$

$$y^{(0)}(t,\varepsilon) = \varepsilon y_1^{(0)}(t) + \varepsilon^2 y_2^{(0)}(t) + \ldots \ . \tag{8}$$

Заметим, что условие $\lambda \neq p\omega$ при целом *p* достаточно несложно выполнить при конструировании валковых классификаторов. Впрочем, если такое условие выполнить не удается, можно рассматривать поведение возмущенной системы (1) при простом или главном резонансах.

Построение асимптотического разложения решения. Здесь мы предполагаем, что в равенстве $\lambda = p\omega$ значение *p* отлично от целого числа, то есть, рассматривается нерезонансный случай. Используя разложение (2), а также разложение

$$\cos y = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{y^{2n}}{(2n)!},$$

подставим эти разложения и форму решения (8) в систему (1) и, приравнивая коэффициенты в левой и правой частях этого равенства при одинаковых степенях ε, получим систему уравнений для определения коэффициентов разложения (8):

$$\frac{dx_1^{(0)}}{dt} = -\lambda y_1^{(0)} + \frac{1}{\lambda}\cos\omega t; \qquad \frac{dy_1^{(0)}}{dt} = \lambda x_1^{(0)};$$

$$\frac{dx_2^{(0)}}{dt} = -\lambda y_2^{(0)} + \frac{1}{\lambda} y_1^{(0)} \mathrm{s}in\omega t; \qquad \frac{dy_2^{(0)}}{dt} = \lambda x_2^{(0)};$$

$$\frac{dx_3^{(0)}}{dt} = -\lambda y_3^{(0)} + \frac{A}{\lambda \cdot 3!} y_1^{(0)^3} - \frac{1}{\lambda \cdot 2!} y_i^{(0)^2} \cos\omega t +$$

$$+\frac{1}{\lambda} y_2^{(0)} \sin\omega t;$$

$$\frac{dy_3^{(0)}}{dt} = \lambda x_3^{(0)};$$

$$\frac{dx_4^{(0)}}{dt} = -\lambda y_4^{(0)} + \frac{3A}{\lambda \cdot 3!} y_1^{(0)^2} y_2^{(0)} -$$

$$-\frac{2}{\lambda \cdot 2!} y_1^{(0)} y_2^{(0)} \cos\omega t + \frac{1}{\lambda}(y_3^{(0)} - \frac{1}{3!} y_1^{(0)^3})\sin\omega t;$$

$$\frac{dy_4^{(0)}}{dt} = \lambda x_4^{(0)};$$

$$\frac{dx_5^{(0)}}{dt} = -\lambda y_5^{(0)} + \frac{A}{\lambda}(\frac{3}{3!} y_1^{(0)} y_2^{(0)^2} + \frac{3}{3!} y_1^{(0)^2} y_3^{(0)} -$$

$$-\frac{1}{5!} y_1^{(0)^5}) + \frac{1}{\lambda}\Big[-\frac{1}{2!}(2y_1^{(0)} y_3^{(0)} + y_2^{(0)^2}) +$$

$$+\frac{1}{4!} y_1^{(0)^4}\Big]\cos\omega t + \frac{1}{\lambda}(y_4^{(0)} - \frac{1}{3!} 3y_1^{(0)^2} y_2^{(0)})\sin\omega t;$$

$$\frac{dy_5^{(0)}}{dt} = \lambda x_5^{(0)}; \tag{9}$$

Так как система величин $1, \varepsilon, \varepsilon^2, \ldots, \varepsilon^n \ldots$ является линейно независимой, то для того чтобы функции (8) были $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическими, необходимо и достаточно, чтобы все функции $x_i^{(0)}, y_i^{(0)}, i = 1,2,...$, были периодическими периода $\frac{2\pi}{\omega}$. Поэтому следует искать только периодические решения системы (9), имеющие период $\frac{2\pi}{\omega}$.

При $\lambda \neq p\omega$ с целым положительным p $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическими будут только частные решения каждой из пар уравнений (9). Частное решение первой пары уравнений (9) ищется в виде:

$$x_1^{(0)} = A_1 \sin \omega t \; ; \qquad y_1^{(0)} = B_1 \cos \omega t. \qquad (10)$$

Подставляя (10) в первую пару уравнений (9), получаем:

$$A_1\omega \cos \omega t = -\lambda B_1 \cos \omega t + \frac{1}{\lambda} \cos \omega t \; ;$$

$$-B_1\omega \sin \omega t = \lambda A_1 \sin \omega t,$$

откуда следует:

$$A_1\omega = -\lambda B_1 + \frac{1}{\lambda} \; ; \quad -B_1\omega = \lambda A_1 \; ;$$

то есть

$$B_1 = \frac{1}{\lambda^2 - \omega^2} \; ; \qquad A_1 = -\frac{\omega}{\lambda} \frac{1}{\lambda^2 - \omega^2} \; .$$

Поэтому

$$x_1^{(0)} = -\frac{\omega}{\lambda} \frac{1}{\lambda^2 - \omega^2} \sin \omega t \; ;$$

$$y_1^{(0)} = \frac{1}{\lambda^2 - \omega^2} \cos \omega t \; . \qquad (11)$$

С учетом (11) вторая пара уравнений (9) запишется в виде:

$$\frac{dx_2^{(0)}}{dt} = -\lambda y_2^{(0)} + \frac{1}{\lambda} \frac{1}{\lambda^2 - \omega^2} \cos \omega t \sin \omega t =$$

$$= -\lambda y_2^{(0)} + \frac{1}{2\lambda} \frac{1}{\lambda^2 - \omega^2} \sin 2\omega t \; ;$$

$$\frac{dy_2^{(0)}}{dt} = \lambda x_2^{(0)} \; . \qquad (12)$$

Частное $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическое решение системы (12) ищется в виде:

$$x_2^{(0)} = A_2 \cos 2\omega t \; ; \quad y_2^{(0)} = B_2 \sin 2\omega t \; . \qquad (13)$$

Подстановка (13) в систему (12) дает:

$$-2\omega A_2 \sin 2\omega t = -\lambda B_2 \sin 2\omega t + \frac{1}{2\lambda} \frac{1}{\lambda^2 - \omega^2} \sin 2\omega t \; ;$$

$$2\omega B_2 \cos 2\omega t = \lambda A_2 \cos 2\omega t \; ,$$

откуда

$$A_2 = \frac{\omega}{\lambda} \frac{1}{(\lambda^2 - \omega^2)((\lambda^2 - 4\omega^2)} \; ;$$

$$B_2 = \frac{1}{2(\lambda^2 - \omega^2)((\lambda^2 - 4\omega^2)} \; .$$

Поэтому

$$x_2^{(0)} = \frac{\omega}{\lambda} \frac{1}{(\lambda^2 - \omega^2)((\lambda^2 - 4\omega^2)} \cos 2\omega t \; ;$$

$$y_2^{(0)} = \frac{1}{2(\lambda^2 - \omega^2)((\lambda^2 - 4\omega^2)} \sin 2\omega t \; . \qquad (14)$$

Следовательно, с учетом (11) и (14) третья пара уравнений (9) примет вид:

$$\frac{dx_3^{(0)}}{dt} = -\lambda y_3^{(0)} + \frac{A}{6\lambda} \frac{1}{(\lambda^2 - \omega^2)^3} \cos^3 \omega t -$$

$$- \frac{1}{2\lambda} \frac{1}{(\lambda^2 - \omega^2)^2} \cos^3 \omega t +$$

$$+ \frac{1}{\lambda} \frac{1}{2(\lambda^2 - \omega^2)(\lambda^2 - 4\omega^2)} \sin 2\omega t \sin \omega t \; ;$$

$$\frac{dy_3^{(0)}}{dt} = -\lambda x_3^{(0)} \; .$$

Приведя правые части этой системы уравнений к стандартному виду, то есть, записав ее так:

$$\frac{dx_3^{(0)}}{dt} = -\lambda y_3^{(0)} + \frac{1}{2\lambda(\lambda^2 - \omega^2)^2} (\frac{A}{3(\lambda^2 - \omega^2)} -$$

$$-1)(\frac{3}{4} \cos \omega t + \frac{1}{4} \cos 3\omega t) +$$

$$+ \frac{1}{4\lambda(\lambda^2 - \omega^2)(\lambda^2 - 4\omega^2)} (\cos \omega t - \cos 3\omega t) =$$

$$= -\lambda y_3^{(0)} + \frac{1}{4\lambda(\lambda^2 - \omega^2)} [\frac{1}{2(\lambda^2 - \omega^2)} (\frac{A}{\lambda^2 - \omega^2} - 3) +$$

$$+ \frac{1}{\lambda^2 - 4\omega^2}] \cos \omega t + \frac{1}{4\lambda(\lambda^2 - \omega^2)} [\frac{1}{2(\lambda^2 - \omega^2)} \times$$

$$\times (\frac{A}{3(\lambda^2 - \omega^2)} - 1) + \frac{1}{\lambda^2 - 4\omega^2}] \cos 3\omega t \; ;$$

$$\frac{dy_3^{(0)}}{dt} = \lambda x_3^{(0)} \; , \qquad (15)$$

решение системы (15) станем искать в виде:

$$x_3^{(0)} = A_3 \sin \omega t + C_3 \sin 3\omega t \; ;$$

$$y_3^{(0)} = B_3 \cos \omega t + D_3 \cos 3\omega t \; . \qquad (16)$$

Подстановка (16) в (15) дает:

$$A_3\omega = -\lambda B_3 + P \; ; \qquad -B_3\omega = \lambda A_3 \; ;$$

$$3C_3\omega = -\lambda D_3 + Q \; ; \qquad -3D_3\omega = \lambda C_3 \; .$$

Здесь через P и Q обозначены соответственно коэффициенты при $\cos \omega t$ и $\cos 3\omega t$ в первом уравнении (15). Поэтому

$$B_3 = \frac{1}{4(\lambda^2 - \omega^2)^2} [\frac{1}{2(\lambda^2 - \omega^2)} (\frac{A}{\lambda^2 - \omega^2} - 3) + \frac{1}{\lambda^2 - 4\omega^2}] \; ;$$

$$A_3 = \frac{\omega}{4\lambda(\lambda^2 - \omega^2)^2} [\frac{1}{2(\lambda^2 - \omega^2)} (\frac{A}{\lambda^2 - \omega^2} - 3) + \frac{1}{\lambda^2 - 4\omega^2}] \; ; \qquad (17)$$

$$D_3 = \frac{1}{4(\lambda^2-\omega^2)(\lambda^2-9\omega^2)}[\frac{1}{2(\lambda^2-\omega^2)}(\frac{A}{3(\lambda^2-\omega^2)}-$$

$$-1)-\frac{1}{\lambda^2-4\omega^2}] \ ;$$

$$C_3 = \frac{-3\omega}{4\lambda(\lambda^2-\omega^2)(\lambda^2-9\omega^2)}[\frac{1}{2(\lambda^2-\omega^2)}(\frac{A}{3(\lambda^2-\omega^2)}-$$

$$-1)-\frac{1}{\lambda^2-4\omega^2}] \ .$$

Теперь с учетом (10), (13) и (16) четвертая пара уравнений (9) примет вид:

$$\frac{dx_4^{(0)}}{dt} = -\lambda y_4^{(0)} + \frac{A}{2\lambda}B_1^2\cos^2\omega t\cdot B_2\sin 2\omega t -$$

$$-\frac{1}{\lambda}B_1\cos^2\omega t\cdot B_2\sin 2\omega t +$$

$$+\frac{1}{\lambda}(B_3\cos\omega t + D_3\cos 3\omega t - \frac{1}{3!}B_1^3 cos^3\omega t)\sin\omega t \ ;$$

$$\frac{dy_4^{(0)}}{dt} = \lambda x_4^{(0)}.$$

Последнюю систему можно записать в виде:

$$\frac{dx_4^{(0)}}{dt} = -\lambda y_4^{(0)} + \frac{1}{2\lambda}[B_1B_2(AB_1-1)+$$

$$+B_3 - D_3 - \frac{B_1^3}{12}]\sin 2\omega t +$$

$$+\frac{1}{2\lambda}\left[\frac{1}{2}B_1B_2(AB_1-1)+D_3-\frac{B_1^3}{24}\right]\sin 4\omega t;$$

$$\frac{dy_4^{(0)}}{dt} = \lambda x_4^{(0)}. \qquad (18)$$

Частное $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическое решение системы (18) ищется в виде:

$$x_4^{(0)} = A_4\cos 2\omega t + C_4\cos 4\omega t \ ;$$

$$y_4^{(0)} = B_4 s in 2\omega t + D_4 s in 4\omega t \ . \qquad (19)$$

Обозначив через P_1 и Q_1 коэффициенты в первом уравнении (18) при $\sin 2\omega t$ и $\sin 4\omega t$ соответственно, после подстановки (19) в (18) получим равенства:

$$-2A_4\omega = -\lambda B_4 + P_1 \ ; \qquad 2\omega B_4 = \lambda A_4 \ ;$$

$$-4C_4\omega = -\lambda D_4 + Q_1 \ ; \qquad 4\omega D_4 = \lambda C_4 \ .$$

Поэтому из этих уравнений следуют значения коэффициентов в формулах (19):

$$B_4 = \frac{1}{2(\lambda^2-4\omega^2)}\left[B_1B_2(AB_1-1)+B_3-D_3-\frac{B_1^3}{12}\right];$$

$$A_4 = \frac{\omega}{\lambda(\lambda^2-4\omega^2)}\left[B_1B_2(AB_1-1)+B_3-D_3-\frac{B_1^3}{12}\right];$$

$$D_4 = \frac{1}{2(\lambda^2-16\omega^2)}\left[\frac{1}{2}B_1B_2(AB_1-1)+D_3-\frac{B_1^3}{24}\right];$$

$$C_4 = \frac{2\omega}{\lambda(\lambda^2-16\omega^2)}\left[\frac{1}{2}B_1B_2(AB_1-1)+D_3-\frac{B_1^3}{24}\right]. \qquad (20)$$

С учетом (10), (13), (16) и (19) пятую пару уравнений (9) можно записать в виде:

$$\frac{dx_5^{(0)}}{dt} = -\lambda y_5^{(0)} + \frac{A}{\lambda}[\frac{1}{2}B_1\cos\omega t B_2^2\sin^2 2\omega t +$$

$$+\frac{1}{2}B_1^2\cos^2\omega t(B_3\cos\omega t + D_3\cos 3\omega t) -$$

$$-\frac{1}{120}B_1^5\cos^5\omega t\big] + \frac{1}{\lambda}[-B_1\cos\omega t(B_3\cos\omega t +$$

$$+D_3\cos 3\omega t) - \frac{1}{2}B_2^2\sin^2 2\omega t +$$

$$+\frac{1}{24}B_1^4\cos^4\omega t\big]\cos\omega t + \frac{1}{\lambda}(B_4\sin 2\omega t +$$

$$+D_4\sin 4\omega t - \frac{1}{2}B_1^2\cos^2\omega t\cdot B_2\sin 2\omega t)\sin\omega t \ ;$$

$$\frac{dy_5^{(0)}}{dt} = \lambda x_5^{(0)} \ .$$

Если привести правые части этой системы к стандартному виду, то она запишется так:

$$\frac{dx_5^{(0)}}{dt} = -\lambda y_5^{(0)} + \frac{1}{2\lambda}\big[(\frac{B_2}{2}(AB_1B_2 - B_2 - \frac{1}{2}B_1^2) +$$

$$+\frac{B_1(3B_3+D_3)}{2}(\frac{AB_1}{2}-1) + \frac{5B_1^4}{96}(1-\frac{AB_1}{5}) + B_4\big]\cos\omega t +$$

$$+\frac{1}{2\lambda}\left[-\frac{B_2}{4}(AB_1B_2 - B_2 - \frac{1}{2}B_1^2) + \frac{B_1(B_3+2D_3)}{2}\times\right.$$

$$\left.\times(\frac{AB_1}{2}-1) + \frac{B_1^4}{192}(-\frac{AB_1}{5}+1) - B_4 + D_4\right]\cos 3\omega t +$$

$$+\frac{1}{2\lambda}[-\frac{B_2}{4}(AB_1B_2 - B_2 - \frac{1}{2}B_1^2) +$$

$$+\frac{B_1^4}{192}(-\frac{AB_1}{5}+1) + \frac{B_1D_3}{2}(\frac{AB_1}{2}-1) - D_4\big]\cos 5\omega t \ ;$$

$$\frac{dy_5^{(0)}}{dt} = \lambda x_5^{(0)} \ . \qquad (21)$$

Частное $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическое решение системы (21) ищется в виде:

$$x_5^{(0)} = A_5 s in\omega t + C_5 s in 3\omega t + E_5 s in 5\omega t \ ;$$

$$y_5^{(0)} = B_5\cos\omega t + D_5\cos 3\omega t + H_5\cos 5\omega t \ . \qquad (22)$$

Обозначив через P_2, Q_2 и S_2 коэффициенты в первом уравнении (21) при $\cos\omega t$, $\cos 3\omega t$ и $\cos 5\omega t$ соответственно, после подстановки (22) в (21) получим равенства:

$$A_5\omega = -\lambda B_5 + P_2 \ ; \qquad -B_5\omega = \lambda A_5 \ ;$$

$$3C_5\omega = -\lambda D_5 + Q_2 \ ; \qquad -3\omega D_5 = \lambda C_5 \ ;$$

$$5E_5\omega = -\lambda H_5 + S_2 \ ; \qquad -5H_5\omega = \lambda E_5 \ .$$

Поэтому

$$B_5=\frac{1}{2(\lambda^2-\omega^2)}\Big[\frac{B_2}{2}(AB_1B_2-B_2-\frac{1}{2}B_1{}^2)+$$

$$+\frac{B_1(3B_3+D_3)}{2}(\frac{AB_1}{2}-1)+\frac{5B_1{}^4}{96}(1-\frac{AB_1}{5})+B_4\Big]\ ;$$

$$A_5=-\frac{\omega}{2\lambda(\lambda^2-\omega^2)}\Big[\frac{B_2}{2}(AB_1B_2-B_2-\frac{1}{2}B_1{}^2)+$$

$$+\frac{B_1(3B_3+D_3)}{2}(\frac{AB_1}{2}-1)+\frac{5B_1{}^4}{96}(1-\frac{AB_1}{5})+B_4\Big]\ ;$$

$$D_5=\frac{1}{2(\lambda^2-9\omega^2)}\Big[-\frac{B_2}{4}(AB_1B_2-B_2-\frac{1}{2}B_1{}^2)+$$

$$+\frac{B_1(B_3+2D_3)}{2}(\frac{AB_1}{2}-1)++\frac{B_1{}^4}{192}(-\frac{AB_1}{5}+1)-B_4+D_4\Big]\ ;$$

$$C_5=-\frac{3\omega}{2\lambda(\lambda^2-9\omega^2)}\Big[-\frac{B_2}{4}(AB_1B_2-B_2-\frac{1}{2}B_1{}^2)+$$

$$+\frac{B_1(B_3+2D_3)}{2}(\frac{AB_1}{2}-1)+\frac{B_1{}^4}{192}(-\frac{AB_1}{5}+1)-B_4+D_4\Big]\ ;$$

$$H_5=\frac{1}{2(\lambda^2-25\omega^2)}\Big[-\frac{B_2}{4}(AB_1B_2-B_2-\frac{1}{2}B_1{}^2)+$$

$$+\frac{B_1{}^4}{192}(-\frac{AB_1}{5}+1)+\frac{B_1D_3}{2}(\frac{AB_1}{2}-1)-D_4\Big]\ ;$$

$$E_5=-\frac{5\omega}{2\lambda(\lambda^2-25\omega^2)}\Big[-\frac{B_2}{4}(AB_1B_2-B_2-$$

$$-\frac{1}{2}B_1{}^2)-\frac{B_1{}^4}{192}(\frac{AB_1}{5}-1)+\frac{B_1D_3}{2}(\frac{AB_1}{2}-1)-D_4\Big]\ . \qquad (22)$$

Таким образом, в нерезонансном случае получено с точностью до членов $O(\varepsilon^6)$ асимптотическое разложение $\frac{2\pi}{\omega}$ периодического решения возмущенной системы (1), которое при $\varepsilon\to 0$ обратится в тривиальное решение порождающей системы.

Выводы. В результате проведенного анализа показано, что в нерезонансном случае существует единственный $\frac{2\pi}{\omega}$ периодический режим вращения валков вибрационных классификаторов. Асимптотическое разложение $\frac{2\pi}{\omega}$ периодического решения системы (1), описывающее вращение валков, получено в явном виде. Можно показать, что при главном резонансе также существует единственное $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическое решение системы (1) [6]. В случае простого резонанса таких $\frac{2\pi}{\omega}$ периодических решений системы (1) существует несколько, однако их количество всегда конечно [6]. Более того, для каждой конкретной системы с фиксированными параметрами и при простом резонансе $\frac{2\pi}{\omega}$ периодическое решение системы (1) тоже единственно.

Это значит, что $\frac{2\pi}{\omega}$ периодические режимы вращения валков могут быть созданы только при вполне определенных начальных условиях захватывания валков во вращение в стационарном режиме. Однако создание таких условий в реально действующей конструкции представляет собой трудную и вряд ли возможную для технического решения задачу. Тем более, что такие начальные условия должны быть созданы одновременно для всех валков классификатора.

Поэтому остается проблема поиска таких режимов работы классификатора, при которых стационарные периодические режимы вращения валков возникают независимо от начальных условий. Иными словами, необходимо искать такие параметры классификаторов, при которых общее решение системы (1) будет периодическим.

Библиографические ссылки

1.Остапенко В.А. Математическая модель свободного качения валков вибрационных классификаторов. Вестник Херсонского национального технического университета, №2(25), 2006, Херсон, сс. 372–376.

2.Надутый В.П., Остапенко В.А., Ягнюков В.Ф. Математическая модель движения валков валковых классификаторов вибрационного типа. Вибрации в технике и технологиях. №1 (43) 2006 сс.97-99.

3.Надутый В.П., Остапенко В.А., Ягнюков В.Ф. Синтез параметров валковых классификаторов вибрационного типа. К., Наукова думка, 2006, с. 189.

4.Naduty V.P., Ostapenko V.A., Yadnyukov V.F. Dynamics of periodic rotations of rollers of the vibrating classifiers. Proceedings of 8th International Conference on Dynamical Systems Theory and Applications. Lodz, Poland, 2005, pp. 316-323.

5.Остапенко В.А. Асимптотическое разложение периодического решения порождающего уравнения вращения валков вибрационных классификаторов. Вибрации в технике и технологиях №4 (42) 2005, сс. 90–94.

6.Остапенко В.А. Асимптотические методы исследования периодических режимов работы вибрационных механизмов. Вибрации в технике и технологиях. №3 (48) 2007, сс.3-7.