

А.Г. ПРИЙМАКОВ, к.т.н., профессор ХГТУСА, г. Харьков
А.В. УСТИНЕНКО, к.т.н., доц., старший научный сотрудник
 каф. ТММ и САПР НТУ "ХПИ", г. Харьков
Г.А. ПРИЙМАКОВ, аспирант НТУ "ХПИ"

ДИНАМИКА СИЛОВОЙ ВОЛНОВОЙ ЗУБЧАТОЙ ПЕРЕДАЧИ ГЕРМЕТИЧНОГО ТИПА

На основе теории линейных колебаний и созданной динамической модели герметичной силовой волновой зубчатой передачи исследована динамика гибкого колеса в пусковых и переходных режимах. Динамические нагрузки гибкого колеса оценены с учетом диссипации энергии и без нее. Рассмотрены наиболее типичные случаи пуска электромеханической системы при постоянном и переменном моменте внешней нагрузки.

На основі теорії лінійних коливань і створеної динамічної моделі герметичний силовий хвильової зубчастої передачі досліджена динаміка гнучкого колеса в пускових і перехідних режимах. Динамічні навантаження гнучкого колеса оцінені з урахуванням дисипації енергії і без неї. Розглянуто найбільш типові випадки пуску електромеханічної системи при постійному і змінному моменті зовнішнього навантаження.

Based on the theory of linear oscillations and created a dynamic model of tight power of the wave gear drive the dynamics of a flexible wheel in starting and transient conditions. Dynamic load of flexible wheel evaluated considering the dissipation of energy without it. Considered the most typical cases of start-electromechanical system with constant and varying the external load torque.

Введение. Максимальные нагрузки в волновом приводе наблюдаются при пуске двигателя и значительно превышают нагрузки при установившемся режиме работы [1, 2].

Для борьбы с опасными последствиями действий динамических нагрузок в пусковых режимах необходимо ясно представлять физические причины их возникновения и иметь достоверную методику расчета их величин. Это позволит правильно учитывать величины перегрузок при расчетах на прочность и принимать конструктивные меры для уменьшения интенсивности нагрузок [3, 4].

Цель статьи: на основе теории линейных колебаний исследовать динамические нагрузки в гибком колесе силового волнового герметичного редуктора в пусковых режимах.

1. Расчетная схема привода с силовым волновым герметичным редуктором. На рисунке 1 представлена схема привода с силовым волновым герметичным редуктором. Электродвигатель 9 с помощью муфты 7 соединен с валом 6 генератора деформаций 5. Нагрузочный механизм 8 соединен при помощи муфты 3 с выходным валом редуктора. Гибкое колесо 4 закреплено неподвижно относительно корпуса 1 и находится в волновом зацеплении с жестким колесом 2.

Приняты следующие допущения:

- механизм представлен в виде сосредоточенных масс, соединенных уп-

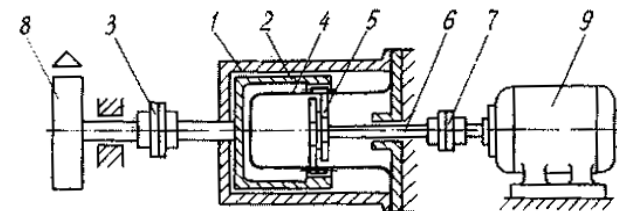


Рисунок 1 – Схема привода с силовым волновым герметичным редуктором

ругими звеньями;

- предполагается, что массы обладают постоянным моментом инерции и являются абсолютно жесткими, т.е. не подвержены деформациям;

- все упругие звенья невесомы и обладают податливостью, которая характеризуется неизменностью коэффициента жесткости. Волновым движением деформации в упругих связях системы можно пренебречь, так как время переходного процесса значительно больше времени распространения волны упругих деформаций;

- так как колебания предполагаются малыми, то деформации упругих звеньев можно считать линейными;

- при расчете коэффициента жесткости гибкого колеса его радиальной деформацией пренебрегаем [3, 4];

- силами внутреннего трения в материалах упругих связей пренебрегаем, так как они ввиду их малости не оказывают влияния на частоту колебаний системы;

- ввиду того, что в волновой передаче люфт практически отсутствует [1, 3], соединения в связях волновой передачи считаем беззазорными.

Пользуясь известными правилами приведения [1-4], расчетную схему привода с силовым волновым герметичным редуктором можно представить в следующем виде (рисунок 2).

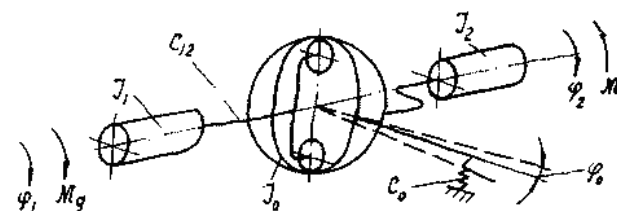


Рисунок 2 – Расчетная схема механизма с силовым волновым герметичным редуктором

2. Динамические нагрузки в гибком колесе в пусковых режимах без учета диссипации энергии. Используя полученную расчетную схему, рассмотрим динамические нагрузки в волновом редукторе при пуске двигателя.

В большинстве практических случаев для приводов с волновым герметичным редуктором соблюдается условие $K_1 \geq 1/2$ ввиду больших передаточных отношений редуктора, где K_1 – отношение момента инерции ротора двигателя к суммарному моменту инерции системы.

Это позволяет проводить раздельное изучение переходных процессов в механической и электрической частях привода и момент двигателя принимать как функцию времени.

Упругий момент, возникающий в связи между первой и второй массами, определяется выражением

$$M_{12} = C_{12}(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (1)$$

а в гибком колесе

$$M_0 = C_0\varphi_0. \quad (2)$$

К первой массе приложен движущий момент M_q двигателя, и она будет двигаться под действием этого момента. Отметим, что скорость движения массы I_1 в подвижной системе координат не будет зависеть от скорости движения упругого основания (гибкого колеса).

Это обстоятельство легко объяснить тем, что изменение скорости движения гибкого колеса не может влиять на число оборотов двигателя, а, следовательно, и приведенной массы I_1 .

Для составления уравнения движения воспользуемся принципом Д'Аламбера. Для первой массы имеем

$$I_1\ddot{\varphi}_1 + C_{12}(\varphi_1 - \varphi_2) = M_q. \quad (3)$$

При рассмотрении движения массы I_2 необходимо учесть упругие перемещения гибкого колеса. Абсолютное перемещение жесткого колеса (массы I_2) равно сумме перемещений массы I_2 в подвижной системе координат и перемещений гибкого колеса в неподвижной

$$I_2(\ddot{\varphi}_2 - \ddot{\varphi}_0) - C_{12}(\varphi_1 - \varphi_2)M_H = 0. \quad (4)$$

Уравнение движения гибкого колеса будет иметь вид:

$$I_0\ddot{\varphi}_0 + C_0\varphi_0 = C_{12}(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (5)$$

Учитывая, что $I_0=0$, можно записать:

$$\left. \begin{aligned} I_1\ddot{\varphi}_1 + C_{12}(\varphi_1 - \varphi_2) &= M_q; \\ I_2(\ddot{\varphi}_2 - \ddot{\varphi}_0) - C_{12}(\varphi_1 - \varphi_2)M_H &= 0; \\ C_0\varphi_0 &= C_{12}(\varphi_1 - \varphi_2). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Решая систему (6) относительно $(\varphi_1 - \varphi_2)$, получим

$$(\ddot{\varphi}_1 - \ddot{\varphi}_2) + \frac{C_0C_{12}(I_1 + I_2)}{(C_{12} + C_0)I_1I_2}(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{C_0}{C_{12} + C_0} \left(\frac{M_q}{I_1} + \frac{M_H}{I_2} \right). \quad (7)$$

Нас в задаче интересуют моменты в упругих связях. Из (1) имеем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{M_{12}}{C_{12}}, \quad (8)$$

откуда

$$\ddot{\varphi}_1 - \ddot{\varphi}_2 = \frac{\ddot{M}_{12}}{C_{12}}. \quad (9)$$

Подставив (4.8) и (4.9) в (4.7) и обозначив через C_n полную жесткость редуктора,

$$C_n = \frac{C_{12}C_0}{C_{12} + C_0},$$

получим

$$\ddot{M}_{12} + \frac{C_n(I_1 + I_2)}{I_1I_2}M_{12} = C_n \left(\frac{M_q}{I_1} + \frac{M_H}{I_2} \right). \quad (10)$$

Вид решения уравнения (10) зависит от закона изменения момента двигателя и момента нагрузки.

Рассмотрим несколько наиболее типичных случаев пуска системы при постоянном моменте нагрузки.

Момент двигателя постоянный. Механизм предварительно нагружен статическим моментом.

$$M_g - M_H = \text{const}.$$

Общим решением уравнения (4.10) будет выражение

$$M_{12} = A_1 \cos \omega_1 t + B_1 \sin \omega_1 t + D_1, \quad (11)$$

где ω_1 – частота, определяемая по формуле:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{C_n(I_1 + I_2)}{I_1I_2}}.$$

Частное решение

$$D_1 = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2}. \quad (12)$$

Амплитуда гармоник определяется на основании начальных условий: при $t=0$; M_{12} ; M_H ; $M_{12}=0$

$$A_1 = -\frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}. \quad (13)$$

Тогда

$$M_{12} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} - \frac{(M_g - M_H)}{I_1 + I_2} \cos \omega_1 t. \quad (14)$$

При разгоне всегда соблюдается неравенство $M_q > M_H$, поэтому максимальное значение момента в упругой связи наступает в тот момент, когда $t = \pi/\omega_1$ и $\cos \omega_1 t = -1$;

$$M_{12\max} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} + \frac{(M_g - M_H) I_2}{I_1 + I_2}. \quad (15)$$

Минимальная величина упругого момента будет при $t=0$ и $\cos \omega_1 t = 1$

$$M_{12\min} = M_H. \quad (16)$$

Анализ формулы (15) показывает, что если момент инерции нагрузки $I_2=0$, то в пусковом режиме упругий момент в гибком колесе равен всегда моменту нагрузки независимо от величины момента электродвигателя и времени его разгона. Это обстоятельство объясняется тем, что ввиду малой величины момента инерции гибкого колеса он не влияет на движение массы I_1 , а динамический упругий момент замыкается в упругой связи между валом двигателя и генератора.

Отсюда вытекает, что если приведенный момент инерции частей механизма, жестко соединенных с валом редуктора, равен нулю, то динамическая составляющая упругого крутящего момента, действующего на гибкое колесо в пусковых режимах, равна нулю независимо от величины момента статической нагрузки.

Эти выводы справедливы при условии, что момент нагрузки на валу редуктора не превышает момента электродвигателя, так как при $M_H \gg M_q$ система превращается в систему с застопоренным выходным валом, что не соответствует условиям задачи.

Пуск двигателя, когда упругая связь не нагружена. Тогда, очевидно, сначала начнет двигаться только масса I_1 .

Масса I_2 начнет двигаться только после нагружения упругого звена до величины статической нагрузки M_2 . При этом масса I_1 будет иметь некоторую скорость.

Общим решением уравнения (10) будет выражение

$$M_{12} = A_2 \cos \omega_1 t + B_2 \sin \omega_1 t + D_2, \quad (17)$$

где амплитуды A_2 , B_2 и частное решение D_2 определяется аналогично предыдущему случаю.

Установлено, что при пуске привода без предварительного нагружения системы максимальный упругий момент равен

$$M_{12} = \frac{M_q I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} + \left[\frac{(M_q - M_H) I_2}{2(I_1 + I_2)} + \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{(2M_q - M_H) M_H C_{\Pi}}{I_1 p^2}} \right] e^{-\frac{2\pi}{3p}}, \quad (18)$$

где:

$$n = \frac{\psi}{2\pi} \sqrt{\frac{C_n(I_1 + I_2)}{I_1 I_2}}; \quad (19)$$

$$p = \frac{u}{\sqrt{\omega_1^2 - n^2}}. \quad (20)$$

Решение (18) есть упрощенным, однако, погрешность в определении M_{12} по зависимости (18) не превышает 3...5% по сравнению с точным решением.

При пуске привода с предварительным нагружением максимальный упругий момент M_{12} , по аналогии с (18), можно определять по упрощенной формуле

$$M_{12} = \frac{M_q I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} + \frac{(M_q - M_H) I_2}{I_1 + I_2} e^{-\frac{\pi}{p}}. \quad (21)$$

Время затухания колебаний упругого момента с точностью до 15% определится по формуле

$$t = \frac{1}{n} \ln \frac{M_{12\max}}{1,1 M_H}, \quad (22)$$

а число полных колебаний

$$Z = \frac{p}{2\pi} \ln \frac{M_{12\max}}{1,1 M_H}.$$

Пуск двигателя, когда упругая связь нагружена. В этом случае общее решение уравнения (10) примет вид

$$M_{12} = A_3 \cos \omega_1 t + B_3 \sin \omega_1 t + D_3. \quad (23)$$

Таким образом, процесс нагружения будет состоять из двух этапов: первый этап – от начала движения массы I_2 до начала движения массы I_1 ; второй этап – от начала движения массы I_2 до окончания процесса неустановившегося движения.

При $M_q = \text{const}$ и начальных условиях при $t=0$

$$M_{12} = M_H, \quad M_{12} = \sqrt{\frac{2(M_g - M_H) M_H C_n}{I_1}}.$$

Коэффициенты уравнения (23) определяются из формул:

$$A_2 = -\frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}; \quad (24)$$

$$B_2 = \sqrt{\frac{M_H(2M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}}; \quad (25)$$

$$D_2 = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2}. \quad (26)$$

После подстановки значений коэффициентов в (23) имеем

$$M_{12} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_2 + I_2} - \frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2} \cos \omega_1 t + \sqrt{\frac{(2M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}} \sin \omega_1 t. \quad (27)$$

Максимальное значение момента в упругой связи имеет место на втором этапе движения системы по истечении отрезка времени t_{20} , величину которого можно определить по формуле

$$t_{20} = \frac{1}{\omega_1} \arctg \frac{B_2}{A_2}.$$

Максимальное значение момента определится известным способом:

$$M_{12\max} = \sqrt{A_2^2 + B_2^2 D_2}. \quad (28)$$

Подставляя значения коэффициентов, имеем:

$$M_{12} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_2 + I_2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{M_H^2 I_1 (I_1 + I_2)}{(M_g I_2 + M_H I_1)^2}} \right]. \quad (29)$$

3. Динамические нагрузки в пусковых режимах с учетом диссипации энергии. Колебания механических систем в реальных условиях происходят при наличии сил сопротивления, вызывающих рассеивание (диссипацию) механической энергии системы. Это приводит к снижению динамических нагрузок в переходных режимах и быстрому затуханию колебаний.

Рассмотрим нагрузки в приводе при наличии сил сопротивления, пропорциональных скорости [4].

Дифференциальное уравнение для определения моментов будет иметь вид:

$$M_{12} + 2n'M'_{12} + \frac{C_n(I_1 + I_2)}{I_1 I_2} M_{12} = C_n \left(\frac{M_g}{I_1} + \frac{M_H}{I_2} \right). \quad (30)$$

Коэффициент затухания системы, определяемый по коэффициенту относительного рассеяния энергии или декременту колебаний на осциллограмме, равен:

$$n = \frac{\psi}{2\pi} \sqrt{\frac{C_n(I_1 + I_2)}{I_1 I_2}}.$$

Первый случай нагружения системы. Для первого случая нагружения системы общее решение уравнения (30) имеет вид:

$$M_{12} = e^{-nt} (A_4 \cos p_0 t B_4 \sin p_0 t) + D_4, \quad (31)$$

где

$$p_0 = \sqrt{\omega^2 n^2}; \quad D_4 = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2}. \quad (32)$$

Амплитуды гармоник определяются из начальных условий при $t = 0$; $M_{12} = M_2$; $M'_{12} = 0$.

$$A_4 = \frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}; \quad B_4 = -\frac{(M_g - M_H)I_2 n}{(I_1 + I_2)p_0}.$$

После подстановки значений коэффициентов получим

$$M_{12} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} - \left[\frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2} \cos p_0 t + \frac{n(M_g - M_H)I_2}{p_0(I_1 + I_2)} \sin p_0 t \right] e^{-nt}. \quad (33)$$

Как видно из формулы, колебания системы быстро затухают.

Выражение (4.33) можно упростить. Как показали дальнейшие исследования, для волновых герметичных передач значение p_0 более чем на порядок превышает значение n , поэтому второй член квадратных скобок можно опустить.

Тогда

$$M_{12} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} - e^{-nt} \frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2} \cos p_0 t. \quad (34)$$

Ошибка в определении упругого момента по сравнению с формулой (4.33) не превышает 3%.

Максимальное значение момента в упругой связи наступает в тот момент, когда $t = \pi/p_0$ и $\cos p_0 t = -1$;

$$M_{12\max} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} + e^{-n\frac{\pi}{p_0}} \frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}. \quad (35)$$

Второй случай нагружения системы. Считаем, что на первом этапе движения системы происходит без затухания. Дифференциальное уравнение упругого момента на первом этапе имеет вид (18). Хотя такое упрощение не дает точного результата, но значительно упрощает задачу. Упругий момент на втором этапе движения определяется дифференциальным уравнением (30).

Решение дифференциального уравнения ищем в виде

$$M_{12} = (A_5 \cos p_0 t + B_5 \sin p_0 t) + D_5. \quad (36)$$

Начальные условия, как и ранее, при $t_{20}=0$ равны

$$M_{12} = M_H; \quad M'_{12} = \sqrt{\frac{(2M_g - M_H)M_H C_n}{I_1}}.$$

Коэффициенты уравнения (36) определяют по формулам:

$$D_5 = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2}; \quad (37)$$

$$A_5 = \frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}; \quad (38)$$

$$B_5 = \sqrt{\frac{(2M_g - M_H)M_H C_n}{I_1 p_0^2}} - \frac{n}{p_0} \frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2}. \quad (39)$$

Подставляя значения коэффициентов в (4.36), имеем

$$M_{12} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} + e^{-nt} \left\{ -\frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2} \cos p_0 t + \left[\sqrt{\frac{(2M_g - M_H)M_H C_n}{I_1 p_0^2}} - \frac{n}{p_0} \frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2} \right] \sin p_0 t \right\}. \quad (40)$$

Учитывая, что $p_0 \gg n$, выражение (4.40) можно упростить и оно примет вид:

$$M_{12} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} + e^{-nt} \left\{ -\frac{(M_g - M_H)I_2}{I_1 + I_2} \cos p_0 t + \sqrt{\frac{(2M_g - M_H)M_H C_n}{I_1 p_0^2}} \sin p_0 t \right\}. \quad (41)$$

4. Ударные динамические нагрузки при пуске двигателя. Многие механизмы, как правило, имеют зазоры в кинематических парах или связях. Наиболее характерными из них являются зазоры в соединительных муфтах.

Наличие зазоров приводит к неодновременному началу движения масс привода и механизмов, что является причиной их соударений, и, как следствие, к возрастанию нагрузок в упругих связях. Поэтому при необходимости динамический расчет механизма должен учитывать соударение масс. Изучение процессов соударения масс будем проводить также в предположении, что момент двигателя при пуске является постоянной величиной.

Как показано в ряде исследований [1-5], максимальная нагрузка в упругой связи возникает сразу после удара в системе. Время развития этой нагрузки чрезвычайно мало и поэтому в течение этого небольшого отрезка времени усилие двигателя если и изменится, то не очень существенно. Поэтому, считая нагрузку от двигателя постоянной, при определении нагрузки в упругой связи не сделаем большой погрешности.

Под действием пускового момента M_g (рисунок 3) прежде всего, придет в движение приведенная масса I_1 . Обозначая приведенный зазор через δ_1 , подсчитаем для массы I_1 скорость $\dot{\phi}_0$ к концу выборки зазора.

$$\dot{\phi}_0 = \sqrt{\frac{2M_g \delta_1}{I_1}}. \quad (42)$$

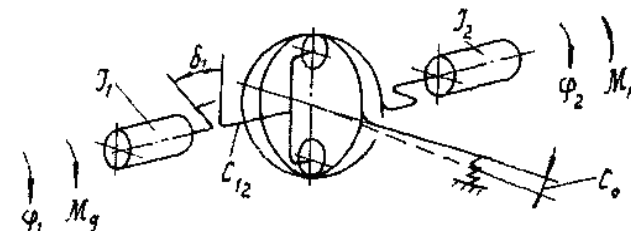


Рисунок 3 – Расчетная схема СВЗП с зазором в упругой связи

Деформирование упругой связи с приведение коэффициентом жесткости C_n будет начато с начальной скоростью $\dot{\phi}_0$. Если с момента начала деформации упругой связи масса I_1 пройдет путь ϕ_1 , то дифференциальное уравнение движения имеет вид:

$$I_1 \dot{\phi} + C_n \phi_1 = M_g. \quad (43)$$

Решением этого уравнения будет выражение

$$\phi_1 = A_6 \cos \omega_2 t + B_6 \sin \omega_2 t + D_6, \quad (44)$$

где $D_6 = M_g / C_n$; $\omega_2 = \sqrt{C_n / I_1}$.

Коэффициенты A_6 и B_6 определяются начальными условиями: при $t=0$; $\phi_1=0$; $\dot{\phi}_1=\omega_0$.

В момент времени $t=t_0$ момент в упругой связи станет равным моменту статического сопротивления M_H .

$$\varphi_1 C_n = M_H = (A_6 \cos \omega_2 t + B_6 \sin \omega_2 t + D_6) C_n.$$

Скорость массы I_1 в этот момент времени будет отличаться от скорости ω_0

$$\dot{\varphi}_1 = \dot{\varphi}_1|_{t=t_0} = -A_6 \omega \sin \omega_2 t_0 + B_6 \omega_2 \cos \omega_2 t_0 = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{2M_g - M_H}{C_n I_1}}. \quad (45)$$

Когда момент в упругой связи превзойдет момент нагрузки, придет в движение и вторая масса I_2 . Расчетная схема механизма для этого случая соответствует рассмотренной ранее на рисунке 2.

Решение дифференциальных уравнений движения в этом случае будет иметь вид:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = A_7 \cos \omega_3 t + B_7 \sin \omega_3 t + D_7, \quad (46)$$

где

$$D_7 = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{(I_1 + I_2) C_n}; \quad \omega_3 = \sqrt{C_n \frac{I_1 + I_2}{I_1 I_2}}.$$

Коэффициенты A_7 и B_7 определяются из начальных условий: при $t=0$

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{M_H}{C_n}; \\ \dot{\varphi} - \dot{\varphi}_1 = \dot{\varphi} t = t_0 &= \sqrt{\dot{\varphi}_0^2 \frac{(2M_H - M_g) M_H}{C_n I_1}}, \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

откуда

$$A_7 = -\frac{(M_g - M_H) I_2}{C_n (I_1 + I_2)}; \quad B_7 = \frac{1}{\omega_3} \sqrt{\dot{\varphi}_0^2 \frac{(2M_H - M_g) M_H}{C_n I_1}}.$$

Относительное перемещение масс по формуле (46) будет иметь максимальную величину

$$(\varphi_1 - \varphi_2)_{\max} = \sqrt{A_7^2 + B_7^2} + D_7.$$

Подставляя значения коэффициентов, получим

$$(\varphi_1 - \varphi_2)_{\max} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{C_n (I_1 + I_2)} \left[1 + \frac{I_1 (I_1 + I_2) (\omega_0^2 C_n I_2 - M_H^2)}{(M_g I_2 + M_H I_1)^2} \right]. \quad (48)$$

Максимальный момент в упругой связи равен

$$M_{12 \max} = C_n (\varphi_1 - \varphi_2)_{\max}. \quad (49)$$

Подставляя в выражение (48) значение начальной скорости по формуле (42), получим

$$M_{12 \max} = \frac{M_g I_2 + M_H I_1}{I_1 + I_2} \left[1 + \sqrt{\frac{(I_1 + I_2) (2M_g C_n \delta_1 - M_H^2 I_1)}{(M_g I_2 + M_H I_1)}} \right]. \quad (50)$$

Если $I_1 \gg I_2$, то формула (50) преобразуется в более простое выражение

$$M_{12 \max} = M_H + \sqrt{\frac{2M_g \delta_1 C_n I_2}{I_1}}. \quad (51)$$

Выводы:

1. Характер изменения момента электродвигателя при его пуске не оказывает большого влияния на величину максимальных динамических нагрузок в волновом редукторе. Поэтому при расчете динамических нагрузок момент двигателя можно принимать постоянным и равным пусковому.

2. При конструировании привода с волновым редуктором необходимо, с целью уменьшения амплитуды колебаний упругого момента, стремиться к уменьшению приведенного момента инерции нагрузки. Увеличение приведенного момента инерции электродвигателя приводит лишь к незначительному уменьшению колебаний упругого момента, увеличивает время протекания переходного процесса и поэтому не может быть рекомендовано как способ, улучшающий режим работы редуктора при пуске двигателя.

3. Зазор в кинематической цепи привода между валом электродвигателя и валом генератора как фактор, несущественно влияющий на величину динамического упругого момента, может не учитываться.

4. С целью исключения возникновения электромеханического резонанса колебаний в пусковых режимах при конструировании привода с волновым редуктором и асинхронным двигателем необходимо выдержать условие, чтобы частота собственных колебаний системы находилась в пределах $f_c < 40 \text{ с}^{-1}$ и $f_c > 60 \text{ с}^{-1}$.

Список литературы: 1. Швырев Н.П. Исследование привода с волновой герметичной передачей в динамических режимах. Автореф. дисс... канд. техн. наук. – Харьков, 1981. – 22с. 2. Приймаков А.Г., Воробьев Ю.С., Приймаков Г.А. Теория и конструирование силовых волновых зубчатых передач. Монография. – Харьков: Обериг, 2010. – 383с. 3. Приймаков А.Г., Приймаков Г.А., Швырев Н.П. Расчет и проектирование герметичных силовых волновых зубчатых передач. Монография. – Харьков: Обериг, 2010. – 112с. 4. Маргулис М.В., Волков Д.П. Динамический анализ приводов с волновыми зубчатыми передачами // Вестник машиностроения. – 1988. – №5. – С.23-27. 5. Полетучий А.И. Волновые зубчатые передачи. Учебное пособие. – Харьков: Изд. ХАИ, 1979. – 166с.

Поступила в редколлегию 10.04.11