

УДК 621.01:534.1

УСЛОВИЯ СИЛОВОГО ЗАМЫКАНИЯ В МЕХАНИЗМАХ С НЕУДЕРЖИВАЮЩИМИ СВЯЗЯМИ И ПЕРЕМЕННЫМИ ПАРАМЕРАМИ

© Иосиф Исаакович Вульфсон

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Санкт-Петербургский государственный университет технологии и дизайна, Санкт-Петербург, Россия.

jvulf@yandex.ru

Аннотация. Применительно к задаче снижения виброактивности машин исследуются нарушения силового замыкания кинематических пар, вызванные нестационарностью геометрических связей цикловых механизмов. Проведён анализ колебаний при учёте упругодиссипативных характеристик механизма и замыкающей пружины. Показано, что увеличение замыкающей силы может привести к отрицательному эффекту. Приводятся условия, устраняющие это явление, и инженерные рекомендации. Выводы иллюстрируются результатами компьютерного моделирования и экспериментальными данными.

Ключевые слова: Цикловой механизм, колебания, силовое замыкание, пружины.

CONDITIONS OF FORCE CLOSING IN MECHANISMS WITH UNILATERAL CONSTRAINTS AND VARIABLE PARAMETERS

Iosif I. Vulfson

St. Petersburg State University of Technology and Design, St-Petersburg, Russia.

Abstract. Applied to the problem of vibroactivity reducing in machines the force closure violation, that are results of cyclic mechanisms geometrical constraints nonstationarity are investigated. The vibrations are analysed taking into account the elastic-dissipative characteristics of mechanism and closing spring. It is shown that an increase of the closing force can lead to a negative effect. Conditions for eliminating this phenomenon and engineering recommendations are given. Conclusions are illustrated by computer simulation and experimental data.

Key words: cyclic mechanism, vibrations, force closure, closing spring.

1. В механизмах с неударивающими связями, которые широко используются в современных машинах, для предотвращения разрывов контакта в кинематических парах применяется силовое замыкание, обычно реализуемое с помощью пружин. С пружинным замыканием чаще всего приходится сталкиваться в кулачковых механизмах, однако нередко замыкающие пружины устанавливаются и на звеньях рычажных, кулачково-рычажных и других механизмов с целью частичного или полного устранения пересопределения рабочих поверхностей кинематических пар, возникающего при перекладе в зазоре. Не пригодность геометрического замыкания в скоростных механизмах, как правило, связана с возникновением виброударных режимов в зазорах, что приводит к понижению динамической точности, росту шума, прогрессирующему износу и другим нежелательным явлениям.

Надёжное функционирование системы замыкания может быть нарушено по различным причинам, среди которых определяющий характер носят помимо колебаний самих пружин, также и колебания звеньев механизма, возбуждаемые в числе прочих факторов и замыкающей силой. Если динамические нагрузки оказываются преобладающими, должно соблюдаться условие $F = \xi \left| P^i \right|_{\max}$, где P^i – сила инерции, F – замыкающая сила, $\xi > 1$, ко-

эффицент запаса. При колебаниях могут существенно изменяться как замыкающая сила, так и силы инерции, определённые на базе кинестатической модели.

Последнее обстоятельство может привести к нарушению силового замыкания, не устраняемого повышением замыкающего усилия. Этот эффект, впервые выявленный в работе [1], связан с нестационарностью кинематической связи, из-за чего при нелинейной функции положения даже постоянная составляющая замыкающей силы трансформируется в переменный момент, воздействующий на привод. При этом дополнительно возбуждаются вынужденные колебания входного звена, которые вызывают приращение инерционных нагрузок на выходном звене. В данной статье в развитие исследований, описанных в монографиях [2–4], эта проблема рассматривается более подробно.

Пусть $F = F_0 + c_1 \Pi$, где c_1, F_0 – коэффициент жёсткости и сила от предварительной деформации замыкающей пружины, Π – функция положения выходного звена. Между $|P^i|_{\max}$ и F_0 имеется функциональная связь $|P^i|_{\max} = \Phi(F_0)$. Дадим некоторое приращение силе F_0 , равное ΔF_0 . Тогда, ограничиваясь линейным приближением, имеем

$$|P^i|_{\max} + \Delta P^i \approx \Phi(F_0) + \frac{\partial \Phi}{\partial F_0}(F_0) \Delta F. \quad (1)$$

Введём понятие идеального приращения коэффициента запаса $\Delta \xi_0 = \Delta F / |P^i|_{\max}$ при абсолютно жёстком приводе, т.е. при $\Delta P^i = 0$. Можно показать, при учёте упругости привода $\Delta \xi = \zeta \Delta \xi_0$, где

$$\zeta = (1 - h) / (1 + h \Delta \xi_0 / \xi). \quad (2)$$

Здесь $h = \frac{\partial \Phi}{\partial F_0}(F_0)$.

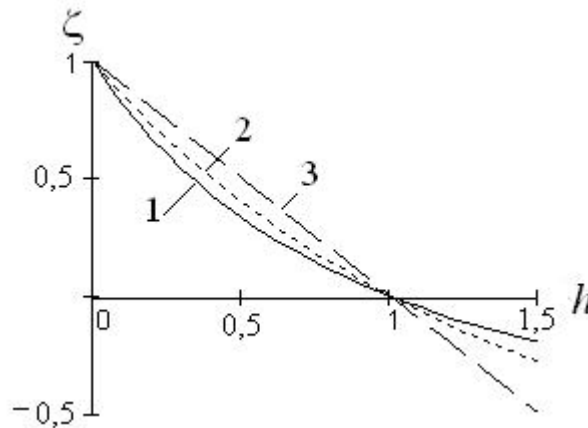


Рис.1. Графики $\zeta(h)$.

График $\zeta(h)$ наглядно отображает три характерных режима работы системы замыкания (рис. 1). При малых значениях h коэффициент ζ близок к единице. Это означает, что приращение коэффициента запаса $\Delta \xi$ лишь незначительно ниже своего идеального значения $\Delta \xi_0$. При значении $h \approx 1$ имеем $\zeta \approx 0$. Это соответствует случаю, когда увеличение замыкающего усилия не приводит к сколько-нибудь заметному изменению первоначального коэффициента запаса ξ . Наконец, при $h > 1$ параметр $\zeta < 0$. В этом режиме можно ожидать, что увеличение замыкающего усилия приведет к возрастанию интенсивности разрывов кинематической связи и дальнейшему ухудшению работы механизма. Как следует из

приведенных графиков на реальном диапазоне изменения $\delta\xi_0 = \Delta\xi_0 / \xi < 1$ этот параметр относительно мало влияет на значение ζ .

Теперь обратимся к некоторым профилактическим мерам, исключающим возможность работы механизма в зоне нечувствительности замыкающей системы. Ограничим изменение параметра ζ некоторым допускаримым значением $\zeta < [\zeta]$.

При выборе значения $[\zeta]$ следует принять во внимание то обстоятельство, что замыкающее усилие, препятствующее размыканию системы на выбеге, является весьма ощутимой дополнительной нагрузкой для звеньев и кинематических пар механизма на разбеге, в связи с чем увеличение этой силы приводит к повышенному износу, понижает коэффициент полезного действия механизма, долговечность и надежность механизма. Поэтому представляется целесообразным принять $[\zeta] \approx 0,8$. Приведенному ограничению при учете (2) можно придать следующий вид

$$h < [h] = (1 - [\zeta]) / (1 + \delta\xi_0). \quad (3)$$

Итак, увеличение замыкающего усилия с целью преодоления инерционных нагрузок выходного звена при определенных условиях может оказаться неэффективным, так как одновременно растет вызванная этим усилием сила инерции. Это приводит к неуправляемости системой замыкания и к повышению виброактивности системы. Далее в развитие предыдущих работ автора данная задача рассматривается совместно с анализом колебаний в самой замыкающей пружине, что создает предпосылки для более полной оценки исследуемого явления и соответствующих инженерных рекомендаций.

2. Обратимся к динамической модели (рис.2), которая отображает цикловой механизм, представленный в виде последовательной цепочки инерционных (J_0, J_1, m) и упругодиссипативных (c_1, Ψ_1) элементов. Входная часть механизма J отделена от выходной m элементом Π , имитирующим преобразование входной координаты φ_0 в выходную $s = \Pi(\varphi_0)$. Угловая скорость элемента J_0 предполагается постоянной ω_0 . Замыкающая пружина, присоединенная к выходному звену в точке N_1 строго говоря, представляет собой пространственный кривой брус, однако при сравнительно малых углах подъема винтовой линии пружину, как известно, можно заменить прямым стержнем [3].

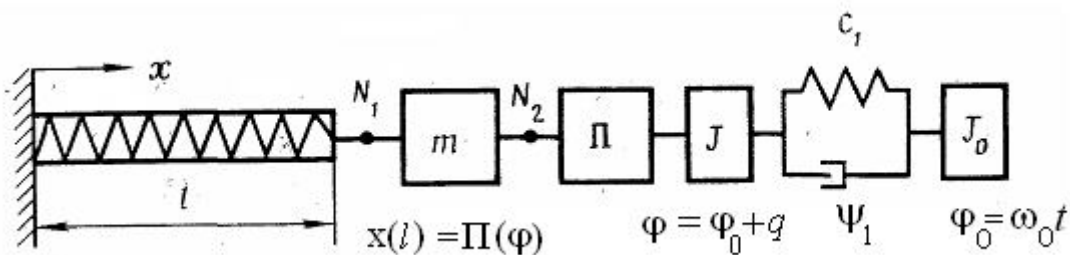


Рис.2. Динамическая модель циклового механизма с пружинным замыканием

При определении частотных характеристик системы можно исключить из рассмотрения пренебрежимо малое влияние диссипации. Запишем однородное дифференциальное уравнение схематизированной пружины

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - g_0^{-2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (4)$$

где $u(x, t)$ – перемещение сечения x ; $g_0^2 = ES / m_0$; ES , m_0 – жесткость сечения эквивалентного «стержня» и его погонная масса; E – модуль упругости; S – площадь поперечного сечения стержня.

Принимая, что длина эквивалентного стержня равна средней высоте пружины ℓ , для цилиндрической винтовой пружины из стальной проволоки круглого сечения в системе единиц СИ имеем $ES = 8 \cdot 10^{10} d^4 \ell / 8D^3 n$; $g_0 = 2,264 \cdot 10^3 d \ell / (\pi D^3 n)$, где d – диаметр проволоки, D – средний диаметр пружины, n – число рабочих витков.

Поскольку параметры реальных механизмов являются медленно меняющимися функциями времени, одно из граничных условий уравнения (4) также носит нестационарный характер. Согласно методу условного осциллятора частное решение уравнения (4) может быть представлено в виде, $u = X(x, \tau)\Psi(t)$, где τ – медленное время [3].

Тогда уравнению (4) соответствует следующее обыкновенное дифференциальное уравнение, описывающее нестационарную форму колебаний

$$X'' + \lambda^2(\tau)X = 0 \tag{5}$$

где $(\prime) = \partial / \partial x$; $\lambda^2(\tau) = \mu_0 p^2(\tau) / (ES)$; $p(\tau)$ – переменная «собственная» частота.

Приближенное решение уравнения (5) запишем в виде

$$X = \alpha \cos \lambda x + \sin \lambda x, \tag{6}$$

Поскольку $X(0, \tau) \equiv 0$, имеем $\alpha = 0$. Кроме того, нормируя форму таким образом, чтобы $X(\ell, \tau) \equiv 1$, представим (6) как

$$X = \sin \theta / \sin \theta_*, \tag{7}$$

где $\theta = \lambda x$, $\theta_* = \lambda \ell$.

Неиспользованное второе граничное условие определяется на основании равенства амплитудных значений сил в сечении N_1 при учете $u = -s = -\Pi(\varphi)$. Как показано в [3],

$$\ell X'(\theta_*) / X(\theta_*) = -R / c_1. \tag{8}$$

где $c_1 = ES / \ell$ – коэффициент жесткости пружины; R – динамическая жесткость механизма.

На основании (7), (8) после определения динамической жёсткости механизма формальное частотное уравнение может быть записано следующим образом:

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_*}{\theta_*} \left[\frac{\theta_*^2 g_0^2 (J + m \Pi_*'^2)}{c_1 \ell^2} - 1 \right] = \frac{c_0 \Pi_*'^2}{c_1}. \tag{9}$$

Уравнению (9), строго говоря, отвечает бесконечное число корней $\theta_{*r}(t)$ $r = \overline{1, \infty}$, после определения которых переменная «собственная» частота находится как $p_r(\tau) = g_0 \theta_{*r}(\tau) / \ell$. С учетом конкретных условий рассматриваемой задачи обычно нет необходимости решать трансцендентное уравнение (9). Дело в том, что в правой части уравнения стоит член $\varepsilon = c_0 \Pi_*'^2 / c_1$ равный отношению приведенного к входному звену коэффициента жесткости замыкающей пружины к коэффициенту жесткости этого звена. Очевидно, что при реальных значениях параметров, как правило, $\varepsilon \ll 1$. Если в качестве первого приближения принять $\varepsilon = 0$, то уравнение (9) распадается на два уравнения, корни которых можно найти из простых зависимостей

$$\theta_{*r} = \sqrt{c_1 / (J + m \Pi_*'^2)}, \quad \theta_{*r+1} = r\pi, \quad (r = \overline{1, \infty}). \tag{10}$$

Таким образом, практически в данной модели только одна из частот (обычно низшая) изменяется во времени, а остальные не зависят ни от времени, ни от пара-

метров механизма. Этим обстоятельством мы воспользуемся при определении вынужденных колебаний системы.

3. Итак, проведенный частотный анализ дает основание для обособленного рассмотрения вынужденных колебаний пружины, т. е. декомпозиции исходной системы. Конец пружины перемещается по закону $u = -\Pi(\varphi_0 + q) \approx -\Pi(\varphi_0) - \Pi'(\varphi_0)q$. Однако при малых колебаниях $\Pi'q \ll \Pi_{\max}$, поэтому можно исходить из предположения, что сечение $x = \ell$ перемещается по идеальному закону движения, который представим в виде ряда Фурье

$$u(\ell, t) = b_0 + \sum_{j=1}^{\infty} b_j \sin(j\omega t + \gamma_j). \quad (11)$$

При решении данной задачи нельзя непосредственно применять метод Фурье, так как граничные условия неоднородны. Эта трудность устраняется с помощью подстановки $u = u_1 + w$, где $w = \kappa_1(t) + [\kappa_2(t) - \kappa_1(t)]x/\ell$; $\kappa_1 = u(0, t)$; $\kappa_2(t) = u(\ell, t)$ (в нашем случае $\kappa_2 = 0$). Для новой переменной u_1 имеем нулевые граничные условия $u_1(0, t) = 0$; $u_1(\ell, t) = 0$, однако уравнение становится неоднородным:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} - g_0^{-2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \frac{x}{g_0^2 \ell} \frac{d^2 \kappa_2}{dt^2}. \quad (12)$$

Решение ищем в виде

$$u_1 = \sum_{j=1}^{\infty} v_j(x) \sin(j\omega t + \gamma_j). \quad (13)$$

После подстановки (13) в (12), учета граничных условий и перехода к исходной переменной окончательно получаем

$$u = \sum_{j=1}^{\infty} b_j \sin(j\omega t + \gamma_j) \sin(j\omega x / g_0) / \sin(j\omega \ell / g_0) + b_0 x / \ell. \quad (14)$$

Замыкающая сила при этом определяется как $F = (ES)_0 \frac{\partial u}{\partial x}(\ell)$. При этом

$$F = \chi_1 \omega \sum_{j=1}^{\infty} j b_j \operatorname{ctg}(j\omega \ell / g_0) \sin(j\omega t + \gamma_j) + \chi_2 b_0, \quad (15)$$

где для пружин из стальной проволоки [5]

$\chi_1 = 1,387 \cdot 10^7 d^3 / D$ кг/с; $\chi_2 = 10^{10} d^4 / (D^3 n)$ кг/с² (d, D в м; n – число витков).

Условия силового замыкания будут соблюдены, если на всем кинематическом цикле $F < 0$ для пружин сжатия и $F > 0$ – для пружин растяжения, что эквивалентно требованию

$$\chi_1 \omega \sum_{j=1}^{\infty} j b_j |\operatorname{ctg}(j\omega \ell / g_0)| < \chi_2 |b_0|. \quad (16)$$

При $j\omega\ell/g_0 = \pi s$ ($s = 1, \infty$) в предположении отсутствия диссипации имеет место бесконечное возрастание левой части этого неравенства, что соответствует резонансной частоте $j\omega = k = s \frac{\pi g_0}{\ell} = 2,264 \cdot 10^3 \frac{d}{D^2 n}$. Однако нормальная работа замыкающего устройства нарушается еще на подступах к резонансной зоне. Так, при моногармоническом характере закона движения ($j = 1$), принимая $|b_0| = \xi b_1$, где $\xi > 1$ — исходный коэффициент запаса, получаем условие

$$\xi > \chi_1 \omega |\operatorname{ctg}(\omega\ell/g_0)| / \chi_2. \quad (17)$$

При $\omega \rightarrow 0$ после раскрытия неопределенности формула (2.75) дает исходный результат $\xi > 1$. Далее с ростом ω правая часть неравенства уменьшается, достигая при $\omega\ell/g_0 = \pi/2$ нулевого значения. Это повышение коэффициента запаса связано с эффектом динамической разгрузки [2]. При дальнейшем увеличении ω по мере приближения к резонансному режиму $\omega = \pi g_0 / \ell$ правая часть неравенства растет, что в конечном итоге приводит к нарушению условия (17). Это свидетельствует о том, что пружина перестает осуществлять силовое замыкание.

4. Если принять, что в цикловом механизме доминирует динамическая нагрузка, связанная с неравномерным движением массы m , то для исключения размыкания в сечении N_2 (см.рис. 2) условие (17) должно быть ужесточено

$$F_0 > \chi_1 \omega_0 \sum_{j=4}^{\infty} j |\operatorname{ctg}(j\omega_0\ell/g_0)| - m\omega, \quad (18)$$

где ω — ускорение массы m , которое зависит как от ускорения программного движения, так и от колебаний q входного звена $F_0 = \chi_0 |b_0|$.

Для определения $q(t)$ можно воспользоваться усеченной моделью, базирующейся на выявленной выше возможности декомпозиции системы. Эта модель, отображающая колебательную систему привода с переменным моментом инерции $J + m\Pi_*^2$, описывается следующим линейным дифференциальным уравнением с переменными коэффициентами [1]:

$$(J + m\Pi_*^2)\ddot{q} + (\beta + 2m\omega_0\Pi_*'\Pi_*'')\dot{q} + c_0q = \Pi_*'[F(t) - m\omega_0^2\Pi_*''], \quad (19)$$

где β — коэффициент эквивалентного линейного сопротивления; звездочка соответствует аргументу $\varphi_0 = \omega_0 t$; $F(t)$ задается формулой (15).

В дальнейшем предполагается, что параметры системы отвечают условиям динамической устойчивости как в зонах параметрических резонансов, так и на конечном отрезке кинематического цикла. Достаточное условие динамической устойчивости приводится к виду $\beta > p_1(J + m\Pi_*^2) \cdot dp_1 / dt$.

Приближенное аналитическое решение уравнения (19), полученное с помощью метода условного осциллятора приведено в работе [2]. При известном решении $q(t)$ ускорение описывается зависимостью

$$\omega = \Pi_*''\omega_0^2(1 + \dot{q}/\omega_0)^2 + \Pi_*'q, \quad (20)$$

после чего неравенство (18) может быть проверено для любого текущего момента времени. Очевидно, что нарушение этого неравенства в первую очередь следует ожидать в окрестности значений углов поворота φ_0 , отвечающих минимуму второй геометрической передаточной функции Π'' .

Согласно (15) и (18) при увеличении F_0 , возрастает и вынуждающая сила, а следовательно, и экстремальные значения $w(t)$. Этот эффект на рис. 3 иллюстрируется двумя осциллограммами, полученными при записи ускорений толкателя на экспериментальной установке кулачкового механизма с пружинным замыканием. Исходные данные при записи этих осциллограмм были идентичными, за исключением усилия предварительной деформации, которое во втором случае (рис.3,б) по сравнению с первым (рис.3,а) увеличено в 1,5 раза. В результате максимальное ускорение толкателя возросло примерно на 40%.

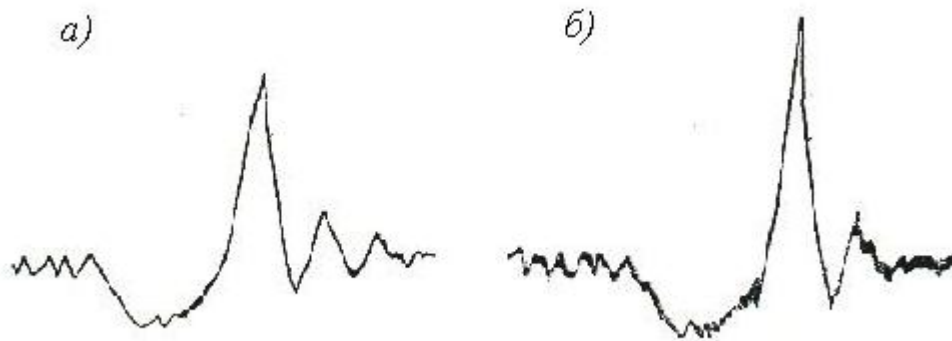


Рис.3. К анализу влияния замыкающей силы на ускорения

Наряду с приведенной выше проверкой желательно в процессе синтеза замыкающей системы располагать оценочным условием, которое могло бы служить ориентиром при проектировании и материалом для дальнейших уточнений. С этой целью, используя принцип суперпозиции, выделим из решения $q(t)$ составляющую, пропорциональную среднему значению замыкающей силы

$$q = q_0 + F_0 \sum_{j=1}^{\infty} D_j \cos(j\omega_0 t + \alpha). \quad (21)$$

Как показывает анализ, для наиболее «сильных» гармоник при некотором удалении от резонансных зон $D_j \approx \kappa_j j b_j / c_1$, где $\kappa_j \approx [1 - (j\omega_0 / \bar{p}_1)^2]^{-1}$; \bar{p}_1 – среднее значение частоты p_1 .

Далее, принимая во внимание, что в реальных механизмах $\dot{q} / \omega_0 < 0,1$, произведем линейризацию функции (20)

$$w \approx \Pi''_* \omega_0^2 (1 + 2\dot{q} / \omega_0) + \Pi'_* \ddot{q}. \quad (22)$$

Отсюда, согласно (18), (21), (22), с некоторым запасом имеем

$$F_0 = \frac{\chi_1 \omega_0 \sum_{j=1}^{\infty} j b_j |\operatorname{ctg}(j\omega_0 \ell / g_0)| - \dot{k} \Pi''_{\min} \omega_0^2 m}{1 - 2 |\Pi''_{\min}| \omega_0^2 m \sum_{j=1}^{\infty} j^2 D_j (1 + 0,5 j N)}, \quad (23)$$

где $k = \left| w_{\min}^0 / (\Pi_{\min}'' \omega_0^2) \right|$; $w^0 = w(q_0)$; $N = \left| \Pi_{**}' / \Pi_{\min}'' \right|$; Π_{**}' – значение функции Π' , отвечающее положению, при котором $\Pi'' = \Pi_{\min}''$.

Если сохранить в функциях Π' и Π'' одну доминирующую гармонику v , то, согласно (11), (21), (22), $\Delta \dot{q} \approx -F_0 v b_v \kappa_v \omega_0 c_1^{-1} \sin(v\omega_0 t + \alpha_v)$,

$$\Delta \ddot{q} \approx F_0 v^2 b_v \kappa_v \omega_0^2 c_1^{-1} \cos(v\omega_0 t + \alpha_v), \text{ где } \Delta q = q - q_0.$$

При этом получаем

$$F_0 > \frac{\chi_1 \omega_0 \sum_{j=1}^{\infty} j b_j \left| \text{ctg}(j\omega_0 \ell / g_0) \right| - k \Pi_{\min}'' \omega_0^2 m}{1 - \kappa_v v^2 b_v^2 \omega_0^2 m c_1^{-1}}. \quad (24)$$

При существенном уменьшении знаменателя в формулах (23) и (24) значительно возрастает среднее значение F_0 , необходимое для надежного силового замыкания, а при обращении знаменателя в нуль наступает эффект неуправляемости системой замыкания, физический смысл которого был разъяснен выше. Для исключения возможности возникновения указанного эффекта необходимо за счет выбора коэффициента крутильной жесткости c_1 удовлетворить условию, при котором знаменатели в формулах (23) и (24) мало отличались бы от единицы. Например, для частного случая, отвечающего формуле (24), следует потребовать $c_1 \gg \kappa_v v^2 b_v^2 \omega_0^2 m$. Величину, обратную значению знаменателя, можно рассматривать как критерий, характеризующий увеличение силы инерции за счет роста среднего значения замыкающего усилия.

5. В ряде машин программное движение совершает массивный исполнительный орган, который, по существу, определяет динамическую нагрузку электродвигателя. Такая ситуация имеет место в приводе стола плоскопечатной машины, приводе кареток и других массивных исполнительных органов текстильных машин, в автоматах и автоматических линиях в самых различных отраслях промышленности. В подобных случаях динамические процессы, происходящие в двигателе, проявляются не только в изменении силовых характеристик системы, но и в динамических ошибках заданного программного движения.

На рис.4 приведены осциллограммы кинематических характеристик толкателя кулачкового механизма при симметричном исходном законе изменения скорости программного движения.

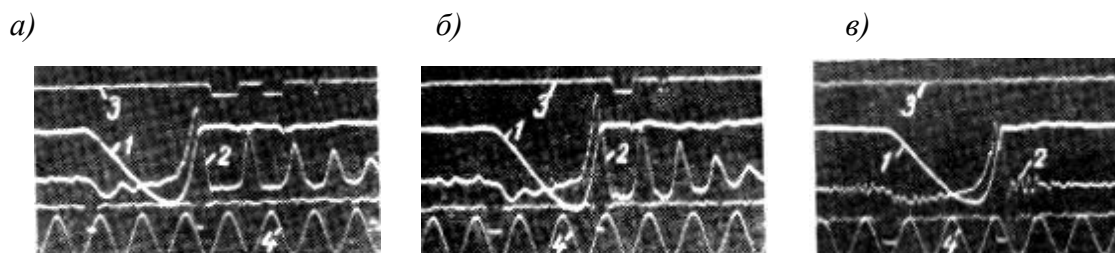


Рис. 4. Искажения характеристик на участке выбега программного движения: 1– скорость; 2 – ускорения; 3– отметки участков разрыва кинематического контакта; 4 – отметки времени (50 Гц).

На разбеге толкателя из-за больших инерционных нагрузок угловая скорость двигателя существенно снизилась, что привело к значительным ускорениям на выбеге. Это привело к разрывам кинематического контакта и виброударному режиму на участке теоретического выстоя (рис.4,а). Увеличение силы замыкания в 1,5 раза не привело к положительному эффекту (рис.4,б), что связано с потерей «управляемости» системой замыкания (см. выше).

Лишь увеличение крутильной жёсткости вала согласно полученным выше условиям обеспечило устранение разрывов (рис.4,в). Однако асимметрия законов движения и рост ускорений на выбеге наблюдаются во всех режимах, что связано с влиянием характеристик электродвигателя. На рис.5 приведена динамическая модель, в которой учтены характеристики двигателя, привода и колебательная подсистема выходного звена (u – передаточное отношение).

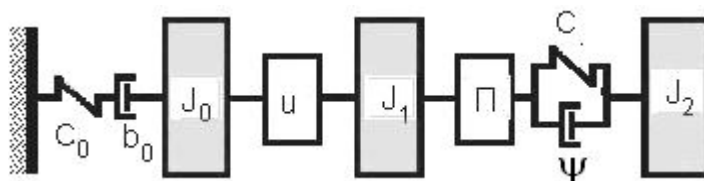


Рис. 5. Динамическая модель цикловой машины с электродвигателем

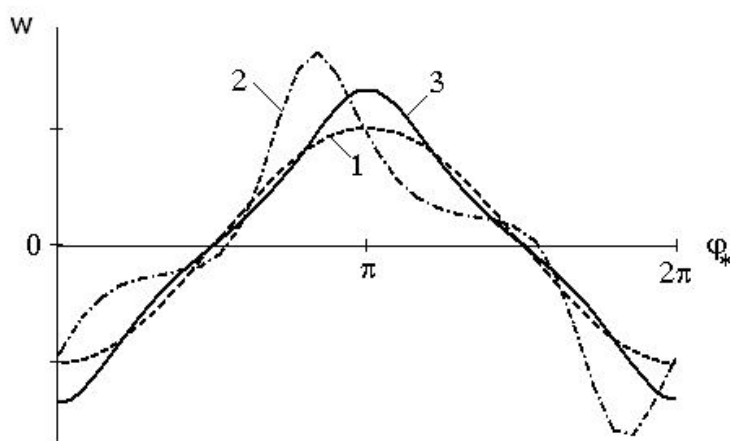


Рис.6. Искажения ускорений программного движения, связанные с влиянием двигателя

Здесь принято во внимание, что динамическая характеристика электродвигателя с достаточной для многих инженерных приложений точностью может быть отображена моделью, в которой ротор соединён со статором посредством некоторого условного «упругого элемента» с коэффициентом жёсткости $c_0 = (\nu\Omega_0 T)^{-1}$ и последовательно включённого демпфера, реализующим линейную диссипативную силу с коэффициентом пропорциональности при скорости $b_0 = (\nu\Omega_0)^{-1}$. Здесь ν – коэффициент крутизны статической характеристики двигателя; T – электромагнитная постоянная времени; Ω_0 – угловая скорость идеального холостого хода.

Для выявления искажений заданного программного движения сначала рассмотрим частный случай при абсолютно жёстком механизме ($c \rightarrow \infty$). На рис.6 приведены полученные компьютерным моделированием графики ускорений выходного звена $w(\varphi_*)$. При этом кривая 1 отвечает исходному гармоническому закону изменения ускорений, а кривые 2, 3 – учёту соответственно статической и динамической характеристик электродвигателя. Из анализа графиков следует, что наиболее значительные искажения имеют место при учёте статической характеристики. Это связано с появлением второй гармоники в моменте инерционных сил, приведённом к валу двигателя, который пропорционален $\Pi\Pi''$. При учёте динамической характеристики этот эффект за счёт электромагнитной постоянной времени смягчается, однако по сравнению с исходными ускорениями возрастают экстремальные значения.

Далее рассмотрим, насколько высокочастотные колебания, возбуждаемые на выходном звене, искажаются при учёте двигателя. На рис.7 приведены некоторые результаты ана-

лиза исходной модели, полученные компьютерным моделированием. При этом в зоне перехода через зазор возникает импульсное возбуждение, вызывающее высокочастотные колебания выходного звена (кривая ε). Кривые $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$, отвечающие динамической ошибке угловой скорости электродвигателя, различаются тем, что во втором случае дополнительно учтены фазовые сдвиги угла поворота главного вала. Кривая w соответствует исходному гармоническому закону программного движения, искаженному из-за неравномерного вращения ротора двигателя.

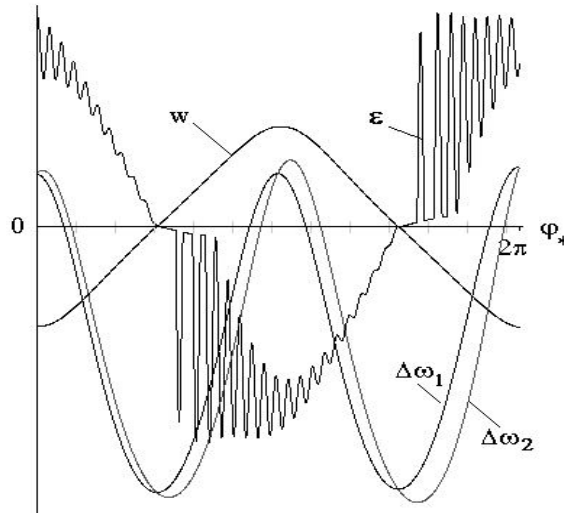


Рис.7. Сводный график характеристик цикловой электромеханической системы

Анализ графиков позволяет сделать следующие выводы:

- В силу существенной разницы в парциальных частотах электродвигателя и механической системы высокочастотные колебания выходного звена, как правило, не находят отражения в угловой скорости двигателя.
- Низкочастотные колебания выходного звена, обусловленные программным движением (кривая w), могут привести к значительной неравномерности вращения главного вала (кривые $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2$). При этом не только изменяются экстремальные значения кинематических характеристик программного движения, но и отрезки времени, отвечающие переходным участкам изменения программных ускорений. Это, в свою очередь, проявляется на уровне возбуждаемых колебаний выходного звена.
- Фазовые сдвиги по углу φ могут существенно исказить заданные программным движением длительность участков разбега и выбега, что приводит к нарушениям точности воспроизведения кинематических характеристик выходного звена. Это особенно важно в цикловых механизмах с силовым замыканием, когда могут возникнуть разрывы кинематического контакта и виброударные режимы.

. При реальных соотношениях параметров для асинхронных двигателей и двигателей постоянного тока $c_0 \approx (0,5 - 20)M$, где M – номинальный момент двигателя. Можно показать, что для указанных двигателей коэффициент c_0 соответствует такому упругому элементу, который при приложении номинального момента деформируется на $(0,05 - 20)$ рад. Эта величина нередко существенно выше приведенных к валу двигателя деформаций остальных статических деформаций привода и свидетельствует о большой «податливости» двигателя. В подобных случаях при анализе параметров силового замыкания это можно в первом приближении учесть коррекцией приведенной жёсткости привода.

Список литературы

1. Вульфсон И.И. Учёт возбуждаемых крутильных колебаний привода при анализе и динамическом синтезе кулачкового механизма. – Сб. механика машин. Вып.9–10. М.: Наука, 1967. – С.39 -54.
2. Вульфсон И.И. Динамические расчёты цикловых механизмов. – Л.:Машиностроение, 1976.– 328 с.
3. Вульфсон И.И. Колебания машин с механизмами циклового действия.– Машиностроение, 1990.– 309 с.
4. Вульфсон И.И. Динамика цикловых машин.– СПб.: Политехника, 2013.– 425 с.
5. Пономарёв С.Д., Бидерман В.Л., Лихарев К.К. и др. Расчёты на прочность в машиностроении. – Т.3. М.: Машгиз, 1959.–1118 с.