

УДК 621.01:534.1

КОЛЕБАНИЯ МЕХАНИЗМОВ СО ВСТРОЕННЫМ ПЛАНЕТАРНЫМ ПРОГРАММОНОСИТЕЛЕМ

© Иосиф Исаакович Вульфсон

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Санкт-Петербургский государственный университет промышленных технологий и дизайна", СПбГУПТД, Санкт-Петербург, Россия
jvulf@yandex.ru

Аннотация: В статье исследованы планетарные механические передачи, реализующие нелинейные функции, которые связывают кинематические и динамические характеристики определенных звеньев цикловых механизмов с целью удаления от близости к резонансным режимам, и устранения динамической неустойчивости.

Ключевые слова: цикловые механизмы, законы движения, динамический синтез, колебания.

VIBRATIONS OF MECHANISMS WITH BUILT-IN PLANETARY CYCLE PROGRAMM CARRIER

© I. I. Vulfson

Saint Petersburg State University of Industrial Technologies and Design, Saint-Petersburg, Russia
jvulf@yandex.ru

Abstract: The paper studies planetary mechanical transmissions that implement nonlinear functions that link the kinematic and dynamic characteristics of certain links of cyclic mechanisms in order to remove them from proximity to resonant modes and eliminate dynamic instability.

Keywords: cyclic mechanisms, laws of motion, dynamic synthesis, vibrations.

Введение. В приводах технологических и транспортных машин часто используются механизмы, реализующие некоторые нелинейные функции, которые связывают кинематические и динамические характеристики определенных звеньев с целью удаления от близости к резонансным режимам [1–18]. Это играет особенно важную роль применительно к системам с переменными параметрами из-за возможности нарушения динамической устойчивости при возбуждении параметрических резонансов. Среди них наибольшее распространение получили планетарные механические передачи, в которых избыточная степень свободы дифференциального механизма используется для автоматической трансформации вращающего момента, формирования импульсных воздействий и решения ряда других динамических задач. В подобных приводах обычно применяются механизмы свободного хода в сочетании с рычажными механизмами. В указанном классе механизмов связи не являются позиционными, поэтому их нельзя использовать в тех случаях, когда необходимо обеспечить строгую цикличность работы

различных механизмов, что характерно для многих машин-автоматов текстильной, полиграфической, пищевой и ряда других отраслей промышленности. Особенностью рассматриваемой задачи является реализация частотных характеристик, расположенных между низкочастотными и высокочастотными резонансами. Ниже типовые задачи кинематики и динамики дифференциально-цикловых механизмов с нелинейной позиционной связью рассмотрены в общей постановке, причем определенное внимание уделяется учету упругодиссипативных свойств и способам снижения динамических нагрузок.

Влияние нестационарных связей носит двоякий характер. Первые из них возникают в основном при учете характеристик электродвигателей, а вторые – из-за динамических характеристик привода машины. Было установлено, что дополнительное высокочастотное или низкочастотное возбуждение оказывает существенное влияние на уровень диссипации, определяющий условия возникновения субгармонических резонансов. Применительно к аналитической постановке задачи возможен переход к модифицированному дифференциальному уравнению, в котором дополнительное возбуждение заменено энергетически эквивалентной коррекцией диссипативной силы. Для диссипативной силы, отвечающей рессорной характеристике, кулонову трению и их совместному воздействию, полученные аналитические зависимости, позволяют прогнозировать возможность возбуждения субгармонических резонансов. Дополнительная позиционная связь может быть внешней или внутренней. Пример механизма с внешней позиционной связью рассмотрен в монографии [3]. В этом случае одно из двух входных звеньев дифференциального механизма кинематически связано с коромысловым толкателем кулачкового механизма, в результате чего выходное звено вращается с переменной угловой скоростью, являющейся линейной комбинацией угловых скоростей входных звеньев. В частности, подобные механизмы используются в приводе поворота турели кинокамеры.

Отметим, что в машинах с цикловыми механизмами обычно имеет место медленное изменение параметров, при котором частота вращения входного звена достаточно удалена от наиболее опасного главного параметрического резонанса, а резонансы высших порядков оказываются подавленными даже при малых диссипативных силах. На практике это нередко приводит к ложному выводу, что влиянием нестационарных связей можно пренебречь. Однако, в современных технологических машинах и автоматических линиях нередки случаи, когда приведенные инерционные и упругие характеристики содержат не только низкочастотные, но и высокочастотные составляющие. Такая ситуация возникает, когда функция положения исполнительных органов имеет многокомпонентную структуру, а также, если во время кинематического цикла происходит подключение или отключение отдельных элементов кинематической цепи. Другой возможной причиной игнорирования роли нестационарных связей нередко являются традиционные представления об источниках возбуждения свободных колебаний, согласно которым они возникают лишь из-за начальных условий и относительно быстро затухают за счёт диссипативных сил. При этом не принимаются во внимание так называемые *сопровождающие колебания*, когда возбуждаются колебания с собственной частотой, но, в отличие от свободных колебаний, амплитуда зависит не от начальных условий, а от нарушений непрерывности частного решения и её производной [1,2,3]. В цикловых механизмах такие нарушения чаще всего возникают при реализации заданного закона программного движения выходного звена на протяжении всего кинематического цикла. Нестационарные связи могут быть источником существенного повышения виброактивности цикловых механизмов. В частности, при этом

эффективный коэффициент диссипации существенно снижается и может внутри кинематического цикла стать отрицательным, что приводит к локальному росту амплитуд колебаний. Условия подавления этого эффекта также могут быть квалифицированы как условия квазистационарности [17,18].

Помимо нелинейных диссипативных сил проявление других нелинейностей в цикловых машинах также носит специфический характер. Это, в первую очередь, связано с комплексным характером медленных и быстрых движений, а также с проблемой динамической устойчивости при совместном параметрическом и силовом возбуждении. В общетеоретическом плане исследование подобных задач базируется на фундаментальных работах Ю.А. Митропольского и ряда других известных учёных – математиков и механиков [4–8]. Однако отметим, что процедура практического решения подобных задач на инженерном уровне далеко не элементарна и нуждается в дальнейшем совершенствовании, особенно если иметь в виду реальные колебательные системы современных машин и механизмов. В прикладном плане здесь следует выделить монографию В.В.Болотина [7].

В связи с исследуемой проблемой несомненный интерес представляет выявленный М.З. Коловским интересный динамический эффект, который состоит в том, что, при определенных условиях возможно низкочастотное резонансное возбуждение на частоте биений, возникающих при высокочастотной амплитудной модуляции [11]. Применительно к задачам динамики машин этот эффект рассмотрен в работах [12,13,14].

Кинематические характеристики. Кинематические характеристики во многом определяют динамические свойства механизмов данного класса. На рис. 1,а приведена структурная схема дифференциально-циклового механизма, состоящего из дифференциального механизма, D , циклового механизма с нелинейной функцией положения $\Pi(\varphi_n)$ и двух передаточных механизмов с постоянными передаточными отношениями $u_{nk} = \omega_n / \omega_k$, и $u_{HN} = \omega_H / \omega_N$, где ω_i – угловые скорости соответствующих звеньев, причем индекс H отвечает водилу дифференциального механизма, а индекс N – выходному звену механизма.

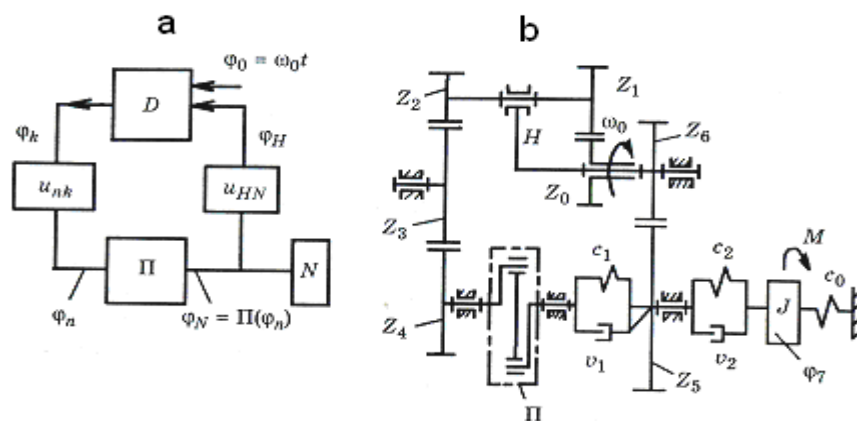


Рис.1. Схема и динамическая модель дифференциально-циклового механизма

Функциональная связь между угловыми скоростями звеньев имеет вид

$$\omega_n = [u_D \Pi'(\varphi_n) + u_z] \omega_0, \tag{1}$$

где $u_D = u_{HN}(u_{0k}^{(H)})$, $u_z = u_{nk}^{-1} u_{0k}^{(H)}$, $\Pi'(\varphi_n) = d\varphi_N / d\varphi_n$.

При этом $u_z \int_0^{\varphi_n} B(\varphi_n) d\varphi_n = \int_0^{\varphi_0} d\varphi_0 = \varphi_0$, где $B(\varphi_n) = h\Pi'(\varphi_n) + 1$, $h = u_D / u_z$. Отсюда уравнение позиционной обратной связи имеет вид

$$h\Pi(\varphi_n) + \varphi_n = u_z^{-1} \varphi_0. \quad (2)$$

В дальнейшем из методических соображений примем $\varphi_n \geq 0$, $\Pi(\varphi_n) \geq 0$, что соответствует $\omega_n > 0$ и $B(\varphi_n) > 0$. Фазу движения, при которой $h\Pi' > 0$, будем называть прямым ходом, а при $h\Pi' < 0$ – обратным. Введем кинематические характеристики механизма при $\Pi(\varphi_n) \equiv 0$, $\Pi'(\varphi_n) \equiv 0$ $\omega_{n0} = u_z^{-1} \omega_0$, $\varphi_{n0} = u_z^{-1} \varphi_0$. Эти характеристики отвечают механизму при закрепленном водиле. При $\omega_0 = \text{const}$, имеем $\omega_{n0} = \text{const}$, $\varphi_{n0} = \omega_{n0} t$. Тогда

$$\begin{aligned} \omega_n / \omega_{n0} &= 1 / B(\varphi_n), \quad \varepsilon_n / \omega_{n0}^2 = -h\Pi''(\varphi_n) / B^3(\varphi_n), \\ \omega_N / \omega_{n0} &= \Pi'(\varphi_n) / B(\varphi_n), \quad \varepsilon_N / \omega_{n0}^2 = \Pi''(\varphi_n) / B^3(\varphi_n), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Pi''(\varphi_n) = d^2\Pi / d\varphi_n^2$; ε_n , ε_N – угловые ускорения.

Несмотря на нелинейность функции $\Pi(\varphi_n)$, с учетом позиционной обратной связи между ускорениями входного и выходного звеньев циклового механизма имеет место простая линейная зависимость $\varepsilon_n = -h\varepsilon_N$.

В связи с переменностью "собственной" частоты на определенных участках кинематического цикла возможны локальные нарушения условий динамической устойчивости, проявляющиеся в виде амплитудной модуляции свободных колебаний. Для исследования этого вопроса запишем однородное дифференциальное уравнение, используя переход к безразмерному времени φ^0 . Углы поворота входного звена φ_n , отвечающие прямому и обратному ходу, определяются зависимостями $\varphi_n + h\Pi_{\max} = \varphi_{n0}$, $\varphi_n - h\Pi_{\max} = \varphi_{n0}$.

Поскольку углы φ_{n0} пропорциональны соответствующим отрезкам времени, эти зависимости свидетельствуют о том, что происходит "растяжение" во времени на прямом ходе и, наоборот, "сжатие" - на обратном ходе. При соблюдении обязательного условия $B(\varphi_n) > 0$ звено n вращается с переменной угловой скоростью, в то время как звено N и связанное с ним водило совершают колебательное движение. Кинематические и динамические свойства рассматриваемого класса механизмов будем иллюстрировать на примере модели, приведенной на рис.1,б, при следующих исходных данных: $z_0 = 40$, $z_1 = 20$, $z_2 = z_3 = 30$, $z_4 = 60$, $z_5 = 54$, $z_6 = 18$, $\Pi = \alpha(1 - \cos \varphi_n)$, где z_i – число зубьев, $\alpha = 0,5\Pi_{\max}$, $h = 1,5$. Анализ безразмерных кинематических характеристик (рис.2.) показывает, что исходный симметричный гармонический закон движения на прямом и обратном ходе может быть изменен. В частности, не ухудшая исходных углов давления, отвечающих симметрии прямого и обратного хода, можно существенно увеличить коэффициент производительности механизма $\varphi_{N0} / \varphi_{n0}$.

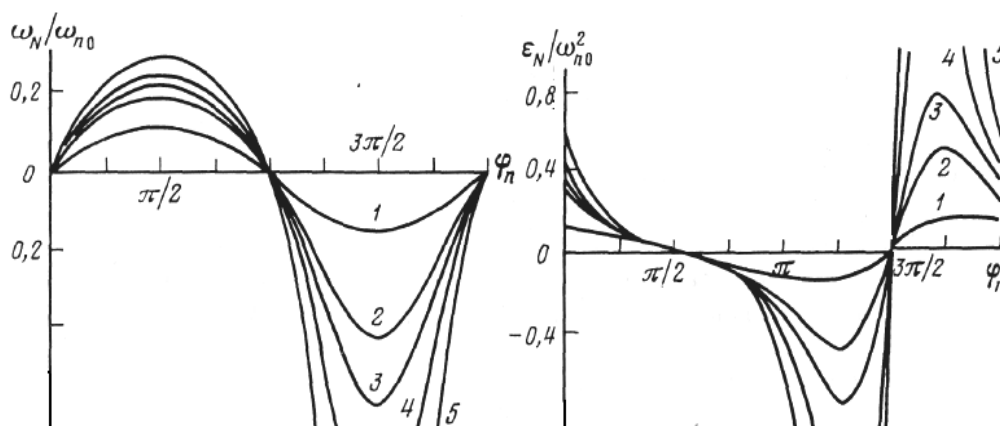


Рис.2 . Кинематические характеристики: 1– $\alpha = \pi/24$, 2– $\pi/12$, 3– $\pi/10$, 4– $\pi/8$, 5– $\pi/6$)

Другим преимуществом подобного механизма является возможность изменить кинематические характеристики при одном и том же цикловом механизме только за счет варьирования передаточных отношений зубчатых передач. Если, например, передаточное отношение u_{HN} реализовать с помощью вариатора, то переналадка не потребует разборки механизма. Использование вариатора в обратной кинематической связи в данном случае не приводит к накопленной ошибке, связанной с проскальзыванием, а лишь может внести незначительные фазовые сдвиги кинематических характеристик внутри цикла, которые обычно практически не нарушают заданную цикловую диаграмму машины. Представляют интерес экстремальные значения угловых скоростей и ускорений звеньев n и N . Согласно (3), экстремумы угловых скоростей имеют место при $\Pi''(\varphi_n) = 0$, а для ускорений – при значениях φ_n^* , являющихся корнями уравнения

$$\Pi'''(\varphi_n^*)[h\Pi'(\varphi_n^*) + 1] = 3h\Pi''^2(\varphi_n^*). \quad (4)$$

Для рассматриваемого закона движения $\varphi_n^* = \pi\nu - (-1)^\nu \arcsin[(1 - \sqrt{1 + 24h^2\alpha^2}) / (4h\alpha)]$, $\nu = 1, 2$. При $B \rightarrow 0$, что отвечает $\Pi'_{\min} h \rightarrow -1$, причем экстремальные значения ускорений неограниченно возрастают. При этом имеет место удар, который устраняется при соблюдении условия $B > 0$. При гармоническом законе движения наибольшие значения ускорений на прямом ходе достигаются при $\varphi_n = 0, \pi$, а при обратном ходе экстремумы смещаются к зоне повышенных значений $|\Pi'|$. Если закон движения имеет трехпериодную структуру, то участок постоянной скорости сохраняется и в данном классе механизмов, причем значение $|\omega_N|_{\max}$ пропорционально $|\Pi'|_{\max} / (1 \pm |\Pi'|_{\max})$, где знак плюс отвечает прямому ходу, а минус — обратному ходу.

Динамическая модель. Для динамической модели (рис.1,б) в качестве обобщенных координат примем угол поворота входного звена $\varphi_0 = q_0$. Абсолютные динамические ошибки, равные отклонениям координат соответствующих звеньев при учете упругих деформаций равны $q_1 = \varphi_4 - \varphi_4^0$, $q_2 = \varphi_7 - \varphi_7^0$, где φ_i^0 соответствует программному движению при жестком механизме. Используя уравнения связи и процедуру линеаризации в окрестности программного движения, можно показать, что упругие деформации,

отвечающие коэффициентам жесткости c_1 и c_2 , соответственно равны $\Delta\varphi_5 = -Bh^{-1}q_1$ и $\Delta\varphi_7 = -Bh^{-1}q_1 + q_2$. В целях динамической разгрузки в модель включен относительно податливый упругий элемент с коэффициентом жесткости c_0 (см. рис.1), деформация которого при $c_0 \leq c_1$, $c_0 \leq c_2$ слабо зависит от q_1 и q_2 .

Введем следующие условные обозначения:

$J_I = J_k u_{kn}^2 + J_n$, $J_p = J_1 + J_2$, $J_{II} = J_N + J_H u_{HN}^2 + m_p r_H^2 u_{HN}^2$, $J_p = J_1 + J_2$, где m_p , J_p – масса и момент инерции сателлитов; r_H – радиус водила; J – момент инерции выходного звена (см. рис. 1). При этом кинетическая и потенциальная энергия описываются следующим образом:

$$\begin{aligned} T &= 0,5\{J_0 \dot{q}_0^2 + J_I (\dot{\varphi}_n^0 + \dot{q}_1)^2 + J_{II} (\dot{\varphi}_N^0 - \dot{q}_1 h^{-1})^2 + \\ &+ J_p [\dot{\varphi}_p^0 - u_{HN} (1 - u_{10}^{(H)}) \dot{q}_1 h^{-1}]^2 + J (\dot{\varphi}_N^0 - \dot{q}_2)^2\}, \\ V &= 0,5[c_1 h^{-2} B^2 q_1^2 + c_2 (h^{-1} q_1 + q_2)^2 + c_0 (\dot{\varphi}_N^0)^2], \end{aligned} \quad (5)$$

где $\dot{\varphi}_p^0 = \omega_0 u_{10}^{(H)} + \dot{\varphi}_N^0 u_{HN} (1 - u_{10}^{(H)})$.

После подстановки в уравнения Лагранжа второго рода система дифференциальных уравнений принимает вид

$$\sum_{i=1}^2 a_{ji} \ddot{q}_i + \sum_{i=1}^2 b_{ji} (\varphi_n^0) \dot{q}_i + \sum_{i=1}^2 c_{ji} (\varphi_n^0) q_i = Q_j^0 + Q_j^K, \quad j = 1, 2, \quad (6)$$

где $a_{11} = J_I + J_{II} + J_p u_{HN}^2 (1 - u_{10}^{(H)})^2 h^{-2}$; $a_{12} = a_{21} = 0$; $a_{22} = J$; $c_{11} = (c_1 B^2 + c_2) h^{-2}$; $c_{12} = c_{21} = c_2 h^{-1}$; $c_{22} = c_2$; b_{ji} – коэффициенты эквивалентного линейного сопротивления; $Q_1^0 = M_1(t)$; $Q_2^0 = M_2(t) - c_0 [\Pi(\varphi_n^0 + \Delta)]$; $Q_1^K = -[J_I + J_{II} h^{-2} + J_p u_{HN}^2 (1 - u_{10}^{(H)})^2 h^{-2}] \ddot{\varphi}_n^0$; $Q_2^K = -J \ddot{\varphi}_N^0$; $M_j(t)$ – внешние моменты; Δ – предварительная деформация упругого разгрузителя. Переменную "собственную" частоту p_r можно определить без учета диссипативных членов на основании формального частотного уравнения

$$\det[c_{ij} - a_{ij} p^2 (\varphi_n^0)] = 0 \quad (7)$$

Предполагая заданными приведенные к формам колебаний значения логарифмических декрементов ϑ_1 и ϑ_2 , находим коэффициенты b_{ij} как элементы матрицы

$$\mathbf{b} = [\boldsymbol{\theta}^{-1}]^T \text{diag}\{b_1^*, b_2^*\} \boldsymbol{\theta}^{-1}, \quad (8)$$

где $\boldsymbol{\theta}$ – матрица нестационарных коэффициентов формы.

Конкретизируем (8) для рассматриваемой модели. Тогда $b_{11} = (b_1^* + b_2^* \theta_{21}^2) / (1 - \theta_{12} \theta_{21})$,

$b_{12} = b_{21} = -(b_1^* \theta_{12} + b_2^* \theta_{21}) / (1 - \theta_{12} \theta_{21})^2$, $b_{22} = (b_2^* + b_1^* \theta_{12}^2) / (1 - \theta_{12} \theta_{21})^2$, где

$\theta_{ir} = -(c_{ii} - a_{ii} p_r^2) / (c_{ir} - a_{ir} p_r^2)$ при $i \neq r$ $r = 1, 2$; p_r – корень уравнения (7).

В рассматриваемой задаче коэффициенты системы уравнений являются функциями угла φ_n^0 , связанного с временем нелинейным уравнением (2), которое необходимо решать на каждом шаге интегрирования. Этого можно избежать, если перейти к

«безразмерному времени» φ_n^0 . Тогда $\dot{q}_i = q_i' \omega_{n0} / B(\varphi_n^0)$,
 $\ddot{q}_i = q_i'' B^{-2}(\varphi_n^0) \omega_{n0}^2 - h \Pi''(\varphi_n^0) B^{-3}(\varphi_n^0) \omega_{n0}^2 q_i'$, где $(\cdot)' = d / d\varphi_n^0$, $\omega_{n0} = u_z^{-1} \omega_0$.

Рассмотрим несколько частных случаев. Если $c_{22} / a_{22} \gg c_{11} / a_{11}$, определяющую роль в формировании колебательных процессов играет колебательный контур, связанный с коэффициентом жесткости c_1 , который описывается дифференциальным уравнением

$$a_1^* \ddot{q}_1 + b_1^* \dot{q}_1 + c_1^*(\varphi_n^0) q_1 = Q_1, \quad (9)$$

где $a_1^* = a_{11} + Jh^{-2}$, $c_1^* = h^{-2} B^2(\varphi_n^0) c_1$,

$$Q_1 = M(t) - [J_I + (J_{II} + J)h^{-2} + J_p u_{HN}^2 (1 - u_{10}^{(H)})^2] \ddot{\varphi}_n^0 - c_0 [\Pi(\varphi_n^0) + \Delta].$$

Переменная "собственная" частота p пропорциональна функции $B(\varphi_n^0)$: $p = B(\varphi_n^0) h^{-1} p_0$,
 где $p_0 = \sqrt{c_1 / a_1^*}$.

На рис.3 приведено семейство частотных характеристик p / p_0 . Интересной особенностью данного механизма является повышение "собственной" частоты на прямом ходе ($\Pi' > 0$) и понижение – на обратном ($\Pi' < 0$).

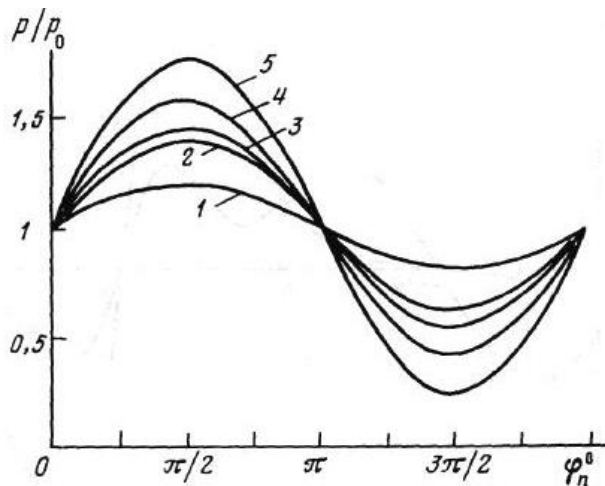


Рис 3 . Частотные характеристики: 1 – $\alpha = \pi / 24$, 2 – $\pi / 12$, 3 – $\pi / 10$, 4 – $\pi / 8$, 5 – $\pi / 6$

В связи с переменностью "собственной" частоты на определенных участках кинематического цикла возможны локальные нарушения условий динамической устойчивости, проявляющиеся в виде амплитудной модуляции свободных колебаний. Для исследования этого вопроса запишем однородное дифференциальное уравнение, используя переход к безразмерному времени φ^0 .

$$q'' + 2(\beta_0 + \beta_1)q' + \tilde{p}_0^2 h^{-2} B^4(\varphi_n^0) q = 0, \quad (10)$$

где $\tilde{p}_0 = p_0 / \omega_{n0}$, $\beta_0 = \tilde{p}_0 \vartheta / (2\pi)$, $\beta_1 = -0,5 h \Pi''(\varphi_n^0) / B(\varphi_n^0)$, ϑ - приведенное значение логарифмического декремента.

На основании метода условного осциллятора [14] для исключения возможности нарастания амплитуды свободных колебаний потребуем

$$\frac{d}{d\varphi_n^0} \left\{ B^{-1}(\varphi_n^0) \exp \left[- \int_0^{\varphi_n^0} (\beta_0 + \beta_1(\xi)) d\xi \right] \right\} < 0. \quad (11)$$

Опуская выкладки, запишем условие (11) в виде $\tilde{p}_0 v > -\pi h \Pi''(\varphi_n^0) / [h \Pi'(\varphi_n^0) + 1]$.

Для рассмотренного примера правая часть этого неравенства принимает максимальное значение при $\varphi_n^0 = \pi + \arcsin(\alpha h)$.

Анализ показывает, что наиболее интенсивные колебания возбуждаются на обратном ходе при резком изменении кинематических характеристик (см. рис. 2). В этой зоне данный эффект усиливается также за счет параметрического импульса, связанного с быстрыми изменениями частотных характеристик.

Аналогичный эффект имеет место и при $c_{11}/a_{11} \gg c_{22}/a_{22}$, когда роль механизма по существу сводится к кинематическому возмущению. Таким образом, для всех рассмотренных моделей дифференциально-циклового механизма повышенного внимания требует участок $\delta\varphi_n^0 = \varphi_{n2}^* - \varphi_{n1}^*$, где $\varphi_{n1}^*, \varphi_{n2}^*$ – корни уравнения (4), отвечающие экстремальным значениям угловых ускорений $(\ddot{\varphi}_n^0)_{\max}$ и $(\ddot{\varphi}_n^0)_{\min}$. Этому участку отвечает отрезок времени δt , определяемый уравнением связи (5.105)

$$h[\Pi(\varphi_{n2}^*) - \Pi(\varphi_{n1}^*)] + \delta\varphi_n^0 = \omega_{n0} \delta t.$$

Отсюда следует, что в рассматриваемой зоне при $\Pi' \approx \Pi'_{\min} < 0$ имеем

$$\delta t = (1 - h |\Pi'_{\min}|) \delta\varphi_n^0 / \omega_{n0}. \quad (12)$$

Зависимость (12) свидетельствует о "фазовом сжатии", что может привести к существенному сокращению отрезка δt по сравнению с традиционным случаем, когда связь между углами поворота входного звена циклового механизма и временем в первом приближении отображается линейной функцией. Как показано выше, во избежание эффекта мягкого удара необходимо потребовать $\delta t > (3 \div 4) 2\pi / p_{\min}$, где p_{\min} – минимальное значение "собственной" частоты.

Динамическая разгрузка. Для динамической разгрузки дифференциально-циклового механизма можно использовать упругий элемент, установленный между выходным звеном и корпусом (см. рис.1). Коэффициент крутильной жесткости этого элемента c_0 и величина предварительного натяга Δ определяются с помощью процедуры оптимизации момента на одном из звеньев. Так, в частности, движущий момент на входном звене, возникающий за счет кинетостатической нагрузки, равен

$$M_0 = B^{-1}(\varphi_n^0) \{ [A_{11} - A_{22} \Pi'(\varphi_n^0) - A_{02} B(\varphi_n^0) h^{-1}] \varphi_n^0 + M_N \Pi'(\varphi_n^0) + c_0 \Pi'(\varphi_n^0) [\Pi(\varphi_n^0) + \Delta] \}, \quad (13)$$

где $A_{11} = J_I$, $A_{22} = J_{II} + J + J_p u_{HN}^2 (1 - u_{10}^{(H)})^2 h^{-2}$, $A_{02} = J_p u_{HN} (1 - u_{10}^{(H)})$.

На рис.4 для рассматриваемого примера приведены результаты оптимизации при $\alpha = \pi/12$, $A_{22}/A_{11} = 0,4$, $A_{02}/A_{11} = 0,1$, $M_N = 0$ в виде графиков безразмерного момента $\mu = M_0 / (A_{11} \omega_0^2)$. Кривая 1 отвечает коэффициенту жесткости $c_0 = 0$, а кривая 2 – значениям

c_0 и Δ , полученным при минимизации разности экстремальных значений μ , на прямом и обратном ходе.

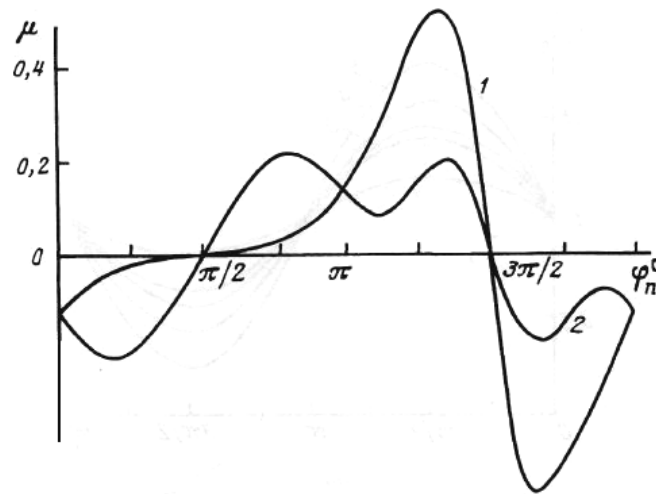


Рис. 4 . Графики безразмерного движущего момента

Кривая 1 отвечает $c_0 = 0$, а кривая 2 – значениям c_0 и Δ , полученным при минимизации разности экстремальных значений μ , на прямом и обратном ходе. В результате установки разгрузителя экстремальные значения момента на входном звене уменьшились более чем в 2,5 раза. Таким образом, несмотря на большую разницу в кинетостатической нагрузке на прямом и обратном ходе, в дифференциально-цикловом механизме с помощью разгрузителя удастся выровнять нагрузку на привод, а также существенно повысить коэффициент полезного действия. При этом одновременно понижаются вынуждающие силы и виброактивность привода.

В заключение отметим, что использование программносителя в рассматриваемом классе задач позволяет при обобщенном конструктивном решении осуществлять сложные законы движения исполнительных органов и изменять эти законы с помощью простых переналадок.

Список литературы

1. Артоболовский И.И. Теория механизмов. - М.: Наука, 1965. - 776 с.
2. Бежанов Б.Н., Бушунов В.Т. Производственные машины–автоматы. - М., Л.: Машгиз, 1973. - 368 с.
3. Колчин Н.И. Механика машин. Т.1. - М., Л.: Машгиз, 1962. - 550 с.
4. Митропольский Ю.А. Проблемы асимптотической теории нестационарных колебаний.- М.: Наука, 1964. - 432 с.
5. Мандельштам Л.И. Лекции по теории колебаний. - М.: Наука, 1972. - 470 с.
6. Лурье А.И. Аналитическая механика. - М.: Физматгиз, 1961. - 824 с.
7. Болотин В.В. Динамическая устойчивость упругих систем. - М.: Гостехтеоретиздат, 1956.– 600 с.
8. Бидерман В.Л. Теория механических колебаний. - М.: Высшая школа, 1980. - 408 с.
9. Коловский М.З. Нелинейные колебания виброзащитных систем. - М.: Наука, 1966. - 317 с.

10. Вульфсон И.И., Коловский М.З. Нелинейные задачи динамики машин. - Л.: Машиностроение, 1968. - 284 с.
11. Коловский М.З. О влиянии высокочастотных возмущений на резонансные колебания в нелинейной системе // Динамика и прочность машин. Труды ЛПИ №226. - М.,Л.: Машгиз, 1963. - С.7-17.
12. Вульфсон И.И. Определение приведенных значений параметров диссипации при бигармонических колебаниях // Вибротехника. - 1968. - №4(9). - С.33-41.
13. Вульфсон И.И. Учет нелинейных диссипативных сил при полигармонических колебаниях элементов машин // Вибротехника. - 1981. - №4(38). - С.63-70.
14. Вульфсон И.И. Динамика цикловых машин. - СПб.: Политехника, 2013. - С. 417.
15. Нелинейные задачи динамики и прочности машин / Под ред. В.Л. Вейца. - Л.: ЛГУ, 1983. - 336 с.
16. Вульфсон И.И., Вульфсон М.Н. Уточненная эквивалентная линеаризация позиционных диссипативных сил при неоднородных колебаниях // Проблемы машиностроения и надежности машин. - 2004. - №4 Т. Нелинейные колебания в физических объектах. - М.: Мир, 1968. - 432 с.
17. Вульфсон И.И. О влиянии полигармонического возбуждения на условия существования колебательных режимов, возникающих при преодолении порогового уровня нелинейных диссипативных сил // Труды VII Всеросс. научн. конфер. «Нелинейные колебания механических систем». - Нижний Новгород: ННГУ, 2005. - С.62-64.
18. Вульфсон И.И. Условия динамической устойчивости при совместном учёте медленных быстрых изменений параметров // Вестник научно-технического развития. - 2015. - Т.91, №3. - С.3-13.

Дата поступления: 11 июня 2020 г.