

талла резанием нами в случайном порядке, были выделены три представителя, табл. 1.

Используя методику микроэлементного нормирования нагрузки с применением видео- и кинокамер, мы установили, что первый подросток изготавливал по 0,5 любого изделия в минуту, второй - 0,6 и 0,2, третий - 0,5 и 0,3 соответственно. Оценив, параллельно нормированию, психологические и психофизиологические особенности подростков, мы несколько перестроили трудовой процесс, и получили увеличение продукции на 108 единиц, табл.2.

Таблица 1.

Подростки	Время работы (мин.)	Количество деталей до перестройки трудового процесса	
		болты	гайки
1	360	180	-
2	360	-	72
3	360	-	108
Итог		360	

Таблица 2.

Подростки	Время работы (мин.)	Количество деталей после первой перестройки	
		болты	гайки
1	360	-	180
2	360	54	54
3	360	180	-
Итог		468	

Таблица 3.

Подростки	Время работы (мин.)	Количество деталей после второй перестройки	
		болты	гайки
1	360	-	180
2	360	216	-
3	360	45	81
Итог		522	

УСТАНОВИВШИЙСЯ РЕЖИМ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ДЕМПФЕРАХ

Исмагилов Ф.Р., Саттаров Р.Р., Бабикова Н.Л.
Уфимский государственный авиационный
технический университет, Уфа, Республика
Башкортостан, Россия

Представляет интерес исследование возвратно-поступательных колебаний характерных для демпферов возвратно-поступательного движения, когда непрерывно изменяются во времени частоты и скорости движения.

Для упрощения анализа исследования, используя общепринятые допущения [1], пренебрегаем продольным краевым эффектом. В системе координат, расположенной на индукторе, первичное поле не меняется во времени и $\frac{\partial B_1}{\partial t} = 0$. На-

пряженность магнитного поля имеет одну составляющую по оси Z . Принятая конструкция демп-

фера такова, что движение возможно только вдоль оси X . При дальнейшем анализе электромагнитных процессов принимаем скорость движения вторичного элемента по периодическому закону

Характерен результат второго подростка: в начале эксперимента он едва успевал изготовить 72 гайки и был в итоге достаточно утомлен, а после перестройки за то же самое время, без какой-либо интенсификации труда изготовил 216 болтов.

где v_{cp} – среднее значение скорости; $\xi(t)$ – заданная периодическая функция.

При этом вектор скорости имеет только одну пространственную составляющую, которая изменяется по гармоническому закону

$$v = v_m \cos \omega_2 t,$$

где $v_m = x_m \omega_2$ – максимальная скорость подвижной вторичной среды; x_m – амплитуда колебаний; ω_2 – частота колебаний вторичной среды.

Тогда $\xi(t) = \frac{\pi}{2} \cos \omega_2 t$, так как в этом случае $v_{cp} = \frac{2}{\pi} v_m$ и $x_m = \frac{\pi v_{cp}}{2 \omega_2}$.

При этом амплитуда и частота колебаний неизменны, а вторичный элемент движется по гармоническому закону

$$X = x_m \sin \omega_2 t,$$

где X – координата, определяющая положение вторичного элемента;

Принятая форма записи координат и скорости соответствует тому, что в начальный мо-

мент времени подвижный вторичный элемент находился в положении равновесия и мгновенно получил максимальную скорость, например, в результате удара.

Так как первичное магнитное поле в зазоре изменяется по гармоническому закону по оси X , то все вторичные электромагнитные величины также изменяются по гармоническому закону т.е.

$$B_2 = \text{Re } \dot{B}_{2m} e^{-j\alpha x},$$

где \dot{B}_{2m} – амплитуда индукции вторичного магнитных полей.

$$\text{Тогда получим } \frac{\partial^2 \dot{H}_{2m}}{\partial y^2} - \sigma \mu_0 K_d \frac{\partial \dot{H}_{2m}}{\partial t} - (\alpha^2 - j \sigma \mu_0 K_d \alpha v_{cp} \xi(t)) \dot{H}_{2m} - j \mu_0 \sigma \alpha v_{cp} \xi(t) \dot{H}_{1m}.$$

При этом целесообразно перейти к относительным единицам, используя следующие соотношения $t^* = \omega_2 t$; $y^* = \alpha y$; $x^* = \alpha x$; $\dot{H}_{2m}^* = \frac{\dot{H}_{2m}}{\dot{H}_{1m}} K_d$; $\dot{H}_{1m}^* = \frac{\dot{H}_{1m}}{\dot{H}_{1m}} K_d$.

Следовательно,

$$\frac{\partial^2 \dot{H}_{2m}^*}{\partial y^{*2}} - \frac{\varepsilon}{\omega^*} \frac{\partial \dot{H}_{2m}^*}{\partial t^*} - (1 - j \varepsilon \xi(t^*)) \dot{H}_{2m}^* - j \varepsilon \xi(t^*), \quad (1)$$

где $\varepsilon = \frac{\sigma \mu_0 \omega}{\alpha^2} K_d$ – магнитное число Рейнольдса или безразмерная средняя скорость (частота) движения;

$\omega = \alpha v_{cp}$ – средняя частота движения (вращения); $\omega^* = \frac{\omega}{\omega_2}$ – частота движения, выраженная в долях

частоты колебаний. Также можно показать, что $\omega^* = \frac{2}{\pi} x_m^*$, где $x_m^* = \alpha x_m$ – безразмерная амплитуда колебаний.

Обычно краевые эффекты незначительны при $a > 2\tau$ и, кроме того, поперечные прорезы во вторичной среде также уменьшают их влияние. Поэтому дополнительно можно принять допущение о том, что длина сплошного вторичного элемента по оси Y бесконечна, и краевые явления отсутствуют.

Тогда

$$\frac{\partial \dot{H}_{2m}^*}{\partial t^*} + \left(\frac{\omega^*}{\varepsilon} - j \omega^* \xi(t^*) \right) \dot{H}_{2m}^* + j \omega^* \xi(t^*). \quad (2)$$

В начальный момент вторичное магнитное поле отсутствует, т.е. $\dot{H}_{2m}^*(0) = 0$. Тогда решение (2) может быть найдено в следующем виде

$$\dot{H}_{2m}^*(t^*) = \left(C + j \omega^* \int_0^{t^*} \xi(\tau) \exp(g(\tau)) d\tau \right) \exp(-g(t^*)),$$

где C – постоянная интегрирования, определяемая начальными условиями:

$$g(t^*) = \int_0^{t^*} \left(\frac{\omega^*}{\varepsilon} - j \omega^* \xi(\tau) \right) d\tau.$$

В случае, если скорость изменяется по гармоническому закону

$g(t^*) = \int_0^{t^*} \left(\frac{\omega^*}{\varepsilon} - j \omega^* \frac{\pi}{2} \cos \tau \right) d\tau = \frac{\omega^*}{\varepsilon} t^* - j \omega^* \frac{\pi}{2} \sin t^*$ решение (2) тогда может быть найдено в следующем виде

$$\begin{aligned} \dot{H}_{2m}^*(t^*) = & \exp\left(-\frac{\omega^* t^*}{\varepsilon} + j\omega^* \frac{\pi}{2} \sin t^*\right) - 1 + \\ & + \frac{\omega^*}{\varepsilon} \int_0^{t^*} \exp\left(\frac{\omega^* (\tau - t^*)}{\varepsilon} + j\omega^* \frac{\pi}{2} (\sin \tau - \sin t^*)\right) d\tau \end{aligned} \quad (3)$$

За период напряженность поля изменяется дважды. Смена направления не сказывается на величине поля, однако при смене направления происходит существенное снижение поля вихревых токов, которое постепенно нарастает до значения поля в режиме линейного перемещения. При больших значениях безразмерной частоты ε , поле достигает этого значения лишь непосредственно к моменту последующей смены направления движения, что связано с увеличением постоянной времени. Таким образом, при изменении направления движения изменяют направление индуктируемые вихревые токи, однако вследствие инерционности процесса, поле не равно максимальному значению во время полупериода движения. Смена направления тока происходит не в момент изменения направления скорости, а несколько позже. При больших частотах ε изменение тока во времени близко к гармоническому закону.

Проведенные расчеты позволяют сделать вывод, что при уменьшении ω_2 (увеличении ω^*) переходной процесс занимает относительно меньшее время и поле равно максимальному значению практически весь полупериод, а тормозная электромагнитная сила увеличивается и приближается к предельному значению.

Список литературы:

1. Исмагилов Ф.Р. Электромагнитные элементы систем управления со сложной геометрией ротора – Уфа: УГАТУ, 1997. – 139 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИНДУКТОРОВ

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Исмагилов Ф.Р., Саттаров Р.Р., Полихач Е.А.

Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия

Известны две основные разновидности систем возбуждения синхронных машин: с электромагнитным возбуждением и синхронные машины с постоянными магнитами (магнитоэлектрические). Синхронные электрические машины с постоянными магнитами не нуждаются в возбуждателях и благодаря отсутствию потерь на возбуждении в скользящем контакте их надежность существенно выше, чем у обычных синхронных машин, в которых вращающаяся обмотка возбуждения и щеточное устройство достаточно часто повреждаются. Постоянные магниты могут заме-

нять обмотку возбуждения, как в многофазных синхронных машинах обычного исполнения, так и во всех специальных машинах.

Машины с постоянными магнитами по своим массо-габаритным показателям и эксплуатационным характеристикам в определенном диапазоне мощностей и частот вращения вполне могут конкурировать с синхронными машинами, имеющими электромагнитное возбуждение [2]. Появление и создание в последние десятилетия ряда высокоэнергетических магнитных материалов и создание постоянных магнитов на их основе позволило осуществить довольно значительный скачок в достижении высоких технических параметров по массе, габаритам, быстродействию в классе традиционных двигателей вращательного движения, а также электрических машин возвратно-поступательного движения.

В настоящее время в зарубежной печати для традиционных вращающихся и линейных машин с постоянными магнитами описывается принцип построения магнитной системы, предложенный Холбахом (K.Halbach) [4].

Целью работы является исследование описанных Холбахом (K.Halbach) магнитных систем, для чего эти системы были смоделированы и рассчитаны в программе ELCUT 5.3 [5]. Была подвергнута анализу конструкция магнитной системы, состоящей из восьми сегментов объединенных в окружность с изменением направления намагниченности сегментов. По результатам расчетов можно сделать вывод, что рассмотренная магнитная система может быть использована как двухполюсный индуктор в синхронных машинах и машинах постоянного тока. При этом отпадает необходимость использования внешнего и внутреннего магнитопроводов, так как поле образуемое магнитной системой однородное.

Поле внутри рассматриваемой магнитной системы [4] можно приближенно определить по формуле:

$$B_0 = B_r C_N \ln \frac{r_2}{r_1},$$

где r_1 - внутренний радиус постоянного магнита;

r_2 - внешний радиус постоянного магнита;

$C_N = 0,9$ [4]; B_r - остаточная индукция постоянного магнита.

Основные преимущества подобных конструкций – малая масса и инерция; отсутствие потерь в стали. При этом конструкция машины уп-