

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ДИНАМИКИ СКОЛЬЗЯЩЕГО КОНТАКТА ЩЕТКА-КОЛЛЕКТОР

Л. Я. ЗИННЕР, А. И. СКОРОСПЕШКИН

(Представлена семинаром кафедр электрических машин и общей электротехники)

Как известно [1, 2], на работу скользящего контакта большое влияние оказывают механические факторы, которые в определенных условиях приводят к неудовлетворительной коммутации коллекторных электрических машин. Теоретическим вопросам динамики скользящего контакта в настоящее время уделяется все большее внимание и тем не менее имеется еще много неясностей в отношении колебания коллекторно-щеточного узла.

Большинство из имеющихся работ [3, 4, 5] рассматривают колебания щеток под воздействием сравнительно низкочастотных гармонических возмущений со стороны коллектора. Такой подход является правильным при рассмотрении низкоскоростных машин, где отрыв щеток от коллектора не происходит даже при больших значениях неровностей. Однако в большинстве случаев приходится иметь дело не с гармоническими плавными нарушениями поверхности коллектора, а с высокочастотными прерывистыми нарушениями, которые могут привести к отрыву даже на сравнительно низких скоростях вращения. Особенно большое значение приобретают эти нарушения для машин, работающих на высоких скоростях. Последнее объясняется тем, что коллекторы современных машин подвержены значительным деформациям, приводящим к выступанию отдельных пластин или группы пластин. Очевидно, что в этом случае взаимодействие щетки с набегающей неровностью коллектора необходимо рассматривать как кратковременное динамическое соударение.

Предлагавшиеся ранее упрощенные схемы щеточного узла, основанные на предположении, что колебательная система имеет только одну степень свободы, на самом деле далеки от действительности. Дело в том, что щетки в реальной машине подвержены как радиальным, так и тангенциальным колебаниям. Однако, учитывая тот факт, что радиальные и тангенциальные колебания происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях, можно с достаточной для практических расчетов точностью рассматривать их раздельно как независимые.

В данной работе основное внимание уделяется радиальным колебаниям щеток при упруго-пластических кратковременных соударениях с набегающими неровностями коллектора с учетом упругих свойств самой щетки.

В качестве расчетной схемы принята схема, изображенная на рис. 1. Дифференциальное уравнение движения щетки с учетом всех сил, действующих на нее, запишем в виде:

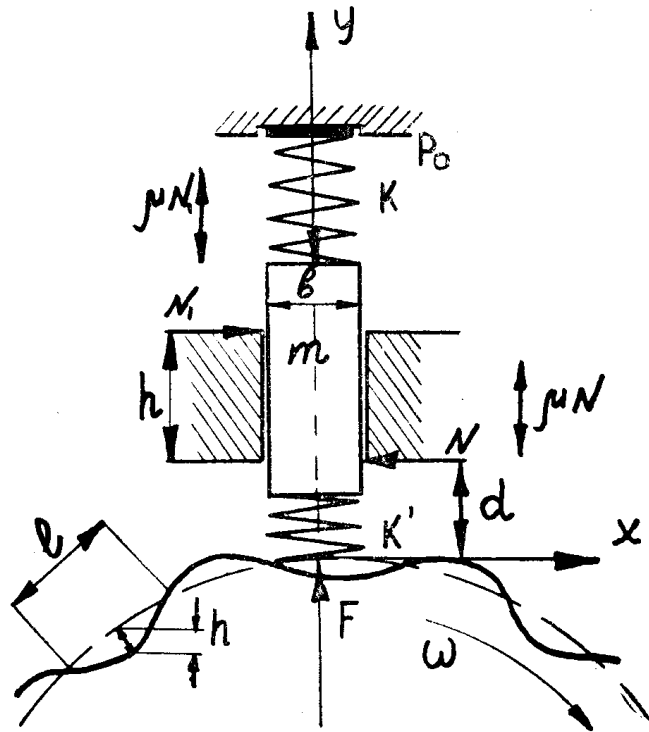


Рис. 1. Расчетная схема простого коллекторно-щеточного узла.

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + \mu N_0 \left(C - D \frac{dy}{dt} \sin \alpha \right) + ky + k'(y - h \sin \omega t) = 0. \quad (1)$$

Обозначения на рис. 1 и в уравнении:

- m — масса щетки, г,
- μ — коэффициент трения,
- P_0 — нажатие на щетку, н;
- $N_0 = N_1 + N$ — суммарная реакция, накладываемая на щетку щеткодержателем;
- C и D — коэффициенты в силе сопротивления, характеризующие фрикционные свойства электрощеточного материала (табл. [3]);
- k — жесткость нажимной пружины;
- k' — жесткость тела щетки, характеризующая ее упругие свойства;
- α — угол встречи щетки с набегающей неровностью;
- F — реакция со стороны коллектора, н,
- h — высота неровности, мк,
- ω — угловая частота возмущающей силы, определенная через длину неровности и окружную скорость.

$$\omega = \frac{\pi V}{l}, \quad (2)$$

где V — окружная скорость коллектора, м/сек.,
 l — длина неровности, м.

С точки зрения обеспечения идеального контакта между щеткой и коллектором необходимо выполнение условия синхронизма их движения, заключающегося в том, что радиальное движение щетки полностью совпадает с рельефом поверхности коллектора. Однако в реальной машине это условие, как правило, не выполняется. Основной причиной выпадания щетки из синхронизма являются инерционные массы колебательной системы и наличие нелинейных сил сопротивления.

На первый взгляд наличие сил сопротивления играет как бы положительную роль. Действительно, при наличии на поверхности коллектора неровности силы сопротивления оказывают демпфирующее действие, препятствуя скачкообразному увеличению скорости щетки в радиальном направлении. Но поскольку подъем щетки определяется только высотой неровности, скорость и ускорение щетки практически не зависят от сил сопротивления. При этом демпфирование силами сопротивления с увеличением скорости уменьшается и становится практически очень малым, не препятствуя, таким образом, отскоку щетки.

С другой стороны, при подъеме щетки на максимальную высоту скорость ее в точке перегиба траектории становится равной нулю, а действие сил сопротивления максимальным, препятствуя, таким образом, возвращению щетки на исходный уровень. Аналогичное действие сил сопротивления проявляется и в случае западания участков профиля.

Для четкого представления о характере каждой из составляющих в уравнении (1) рассмотрим их более подробно.

Второй член в (1) представляет собой силу сопротивления

$$F_c = \mu N_0 (C - VD \sin \alpha). \quad (3)$$

Из (3) видно, что сила сопротивления является функцией окружной скорости коллектора и угла встречи с набегающей неровностью. При $\sin \alpha = 0$, что имеет место на идеальном коллекторе, радиальное перемещение щетки, а следовательно, и ее скорость равны нулю. Сила сопротивления имеет максимальное значение и равна силе статического трения щетки в направляющих

$$F_c = \mu N_0 C. \quad (4)$$

При $\alpha = \max$ коэффициент трения и, следовательно, сила сопротивления минимальны.

Нормальная реакция N_0 , строго говоря, нелинейна и определяется прежде всего углом перекоса щетки в направляющих и деформацией ее в точках прилегания. Однако при рассмотрении радиальных колебаний можно с достаточной точностью считать ее постоянной, тем более, что величины перекосов щетки в направляющих незначительны. Последнее в равной мере относится и к нажимному усилию пружины, где нелинейность жесткости проявляется при смещениях витков на значительно больших величинах, нежели смещения поверхности коллектора.

Упругие свойства контактного слоя щетка-коллектор, очевидно, полностью определяются податливостью тела щетки и при строгом анализе являются нелинейной функцией от величины деформации $(y - h \sin \omega t)$.

Произведя в выражении (1) замену

$$2\eta = \frac{\mu N_0 D}{m} \text{ и } p^2 = \frac{k + k'}{m},$$

получим

$$\ddot{y} + 2\eta \dot{y} + p^2 y = \frac{k'}{m} h \sin \omega t. \quad (5)$$

В (5) принято, что возмущения, поступающие со стороны коллектора, представляют собой группы выступающих пластин, которые могут быть аппроксимированы полуволной синусоиды. Следует отметить, что такое представление возмущающей силы является частным случаем. В общем случае возмущающую силу необходимо представить в виде $h(t)$, а уравнение движения в виде

$$\ddot{y} + 2\gamma\dot{y} + p^2y = \frac{\kappa'}{m} h t. \quad (6)$$

Для получения более четкого представления о том, как и в какой мере отдельные факторы влияют на поведение колебательной системы, рассмотрим некоторые частные случаи уравнения (5), которые могут иметь место в работе скользящего контакта.

1. Рассмотрим поведение колебательной системы для случая, когда на щетку действует низкочастотная синусоидальная возмущающая сила, обусловленная дебалансом коллектора. Уравнение (6) для этого случая запишем в виде:

$$\ddot{y} + 2\gamma\dot{y} + p^2y = \frac{P_0 - F}{m} \sin \omega t. \quad (7)$$

Разрешив (7) относительно y , получим для смещения щетки

$$\ddot{y} = \frac{\delta}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{p^2}\right)^2 + \frac{4\gamma^2 \omega^2}{p^4}}} \sin(\omega t - \alpha), \quad (8)$$

где δ — предварительная осадка пружины,

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{2\gamma\omega}{p^2 - \omega^2},$$

$$\omega = \frac{\pi D_k}{l} \frac{n}{60}, \quad (9)$$

где

D_k — диаметр коллектора, м,

l — длина волны неровности, м,

n — скорость вращения коллектора, об/мин.

Как видно из (8), амплитуда колебаний щетки, вызванных боем коллектора, получается путем умножения статической осадки пружины на некоторый динамический коэффициент, величина которого определяется соотношением частоты колебательной системы и частоты возмущающей силы. Кроме того, амплитуда зависит от коэффициента η , характеризующего демпфирующее действие силы сопротивления. В случае, когда система входит в резонанс ($\omega \approx p$), динамический коэффициент максимален, и амплитуда колебаний щетки максимальна

$$y_{\max} = \frac{\delta p}{2\eta}. \quad (10)$$

Однако, как отмечалось ранее в [4], щетка даже при небольших нажатиях способна без отрыва следить за поверхностью коллектора при частотах до нескольких сотен герц. Тем не менее необходимо добиваться минимального значения боя коллектора даже в машинах, работающих на низких скоростях. Это вызвано тем, что при наличии значительного боя коллектора происходит модуляция контактного давления и нажатия на щетку.

Действительно, предположив, что щетка без отрыва скользит по волнообразному профилю коллектора, можно показать, что вертикальное перемещение щетки увеличивается пропорционально квадрату окружной скорости коллектора, а давление на щетку не остается постоянным.

Представим сечение поверхности коллектора функцией $y=f(x)$ и определим путь, пройденный щеткой за время t , как $x=Vt$. Тогда скорость и ускорение щетки в вертикальном направлении определяется из следующих выражений:

$$\frac{dy}{dt} = V \frac{dy}{d(Vt)} = V \frac{dy}{dx}. \quad (11)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = V \frac{d}{dx} \left(V \frac{dy}{dx} \right) = V^2 \frac{d^2y}{dx^2},$$

С учетом (11) выражение для давления на щетку при наличии эксцентриситета коллектора получим в виде

$$P = P_0 + mV^2 \frac{d^2y}{dx^2}, \quad (12)$$

где

P_0 — усилие нажимной пружины, н,

m — масса щетки, г,

V — окружная скорость коллектора, м/сек.,

x, y — текущие координаты профиля.

Из (12) видно, что величина нажатия на щетку является функцией окружной скорости, массы щетки и величины боя коллектора.

Нестабильность контактного давления приводит к интенсификации тангенциальных колебаний щеток вследствие модуляции силы трения между поверхностью коллектора и щеткой:

$$F_{\text{тр}} = \mu P (C - DV), \quad (13)$$

2. Рассмотрим частный случай, когда возмущающая сила со стороны коллектора имеет высокочастотный характер и представлена в виде постоянной ступеньки на его поверхности в форме полуволны синусоиды. Действием сил сопротивления пренебрегаем. Для этого случая уравнение (5) приведем к виду:

$$\ddot{y} + p^2 y = \frac{k'}{m} h \sin \omega t, \quad (14)$$

а его решение относительно y определим выражением:

$$y = \frac{k' h}{m(p^2 - \omega^2)} \left(\sin \omega t - \frac{\omega}{p} \sin p t \right). \quad (15)$$

Из (15) видно, что значительную роль при взаимодействии щетки с выступающими пластинами коллектора играют упругие свойства самой щетки, так как амплитуда колебаний прямо пропорциональна жесткости щетки и высоте выступа. При точном следовании щетки за поверхностью коллектора движение ее в любой момент должно определяться выражением:

$$y = \delta + \frac{k' h}{k + k'} \sin \omega t. \quad (16)$$

Из анализа профилограмм реальных коллекторов [4] видно, что коллектор, имея профиль в виде наложенной синусоиды, действует на щетку только в течение полупериода изменения неровности, т. е. в интервале времени

$$0 \leq \omega t \leq \frac{\pi}{2}.$$

Выражение (15) описывает переходный процесс колебания щетки, который представляется как вынужденные колебания, на которые накладываются свободные колебания. С учетом того, что свободные колебания быстро затухают, получим для движения щетки при взаимодействии с набегающей неровностью уравнение вида:

$$y = \frac{\kappa' h}{(\kappa + \kappa') \left(1 - \frac{\omega^2}{p^2}\right)} \sin \omega t. \quad (17)$$

Откуда для скорости и ускорения щетки имеем

$$\dot{y} = \frac{\pi \kappa' h V}{l(\kappa + \kappa') \left(1 - \frac{\omega^2}{p^2}\right)} \cos \omega t. \quad (18)$$

$$\ddot{y} = \frac{\pi^2 \kappa' h V^2}{l^2(\kappa + \kappa') \left(1 - \frac{\omega^2}{p^2}\right)} \sin \omega t. \quad (19)$$

Безотрывное движение щетки по неровности коллектора имеет место при

$$|a_{щ}| > |a'_{щ}|, \quad (20a)$$

граничное условие — при

$$|a_{щ}| = |a'_{щ}| \quad (20б)$$

и условие раздельного движения щетки при

$$|a_{щ}| < |a'_{щ}|, \quad (20в)$$

где

$a_{щ}$ — ускорение щетки пружиной,

$a'_{щ}$ — ускорение щетки коллектором.

Из условия (20б) определим фазу, при которой происходит разделение системы:

$$\sin \omega t_0 = \frac{\delta \kappa l^2 p^2}{\pi \kappa' h V^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{p^2}\right)^2. \quad (21)$$

Анализ выражения (21) позволяет сделать следующие выводы: фаза разделения системы прямо пропорциональна нажатию на щетку, жесткости нажимной пружины, квадрату длины неровности и обратно пропорциональна жесткости щетки, высоте неровности и квадрату окружающей скорости.

Таким образом, чем больше предварительное нажатие, тем при больших значениях $\sin \omega t_0$ происходит отрыв щетки; чем круче (при одной и той же высоте неровности) передний фронт ее, тем быстрее происходит отрыв.

Интересно отметить влияние упругих свойств самой щетки. Из (21) следует, что чем меньше жесткость щетки, тем позднее происходит отрыв ее от поверхности коллектора. Последнее объясняется тем, что мягкие щетки подвержены действию значительно меньших сил при соударении, нежели жесткие. Увеличение жесткости нажимной пружины также способствует улучшению контакта при кратковременных соударениях.

После некоторых преобразований выражения (21) приведем к более удобному для практических расчетов виду:

$$\sin \omega t_0 = \frac{\delta \kappa}{\kappa' h} \left(\frac{p}{\omega}\right)^2. \quad (22)$$

Из (22) можно определить момент отрыва в зависимости от скорости, длины неровности, жесткости пружины и предварительной осадки

$$t_0 = \frac{1}{\pi V} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{\delta \kappa}{\kappa' h} \left(\frac{p}{\omega}\right)^2 \right]. \quad (23)$$

При выполнении условий (20б) и (20в) происходит разделение системы и дальнейшее движение щетки определяется начальными условиями в момент отрыва. Уравнение движения щетки после окончания удара запишем в виде:

$$y = y_0 \cos pT + \frac{V_0}{p} \sin pT, \quad (24)$$

$$y_0 = \delta + \frac{k'h}{k+k'} \sin \omega t_0, \quad (25)$$

$$V_0 = \frac{\pi V h k_B}{l} \cos \alpha \cos \omega t_0, \quad (26)$$

где

y_0 — смещение щетки в момент отрыва, м,

V_0 — скорость щетки в момент отрыва, м/сек.,

α — угол встречи щетки с набегающей неровностью, град.

Из (24) получим выражение для максимальной величины смещения щетки после соударения с выступающей пластиной или группой пластин:

$$y_{\max} = \sqrt{y_0^2 + \left(\frac{V_0}{p}\right)^2}. \quad (27)$$

Или после подстановки в (27) вместо V_0 и y_0 их значений из (25) и (26) имеем

$$y_{\max} = \sqrt{\left(\delta + \frac{k'h}{k+k'} \sin \omega t_0\right)^2 + \left(\frac{\omega}{p} h k_B \cos \alpha \cos \omega t_0\right)^2}. \quad (28)$$

Как видно из (28), величина отскока щетки при соударении с выступающей пластиной коллектора определяется высотой выступа, окружной скоростью коллектора, коэффициентом восстановления скорости, длиной выступа по развертке коллектора, жесткостью нажимной пружины, величиной предварительной осадки пружины и углом встречи.

Угол встречи может быть определен при рассмотрении расчетной схемы рис. 1 в статике с учетом всех сил, действующих на щетку. С достаточной точностью угол встречи может быть вычислен из следующих выражений:

$$\alpha = \arctg \frac{hd}{lB_{щ}^2(2d + d^1)}; \quad (29)$$

для случая, когда поверхность коллектора деформирована по синусоидальному закону

$$\alpha = \arccos \frac{2h}{lB_{щ}} \quad (30)$$

для случая, когда щетка взаимодействует с отдельной пластиной или группой пластин.

В (29) и (30) приняты следующие обозначения:

d — высота щеткодержателя, м,

d' — расстояние от щеткодержателя до коллектора, м,

$B_{щ}$ — ширина щетки, м.

Выражение (28) позволяет по известному закону изменения профиля коллектора рассчитать все необходимые параметры колебательной системы, при которых имеет место наиболее благоприятная работа узла токосъема и, варьируя значениями переменных ω , α , h , построить графические зависимости $y=f(\delta, p, \omega, h, \alpha)$, определяющие зоны безотрывной работы щеток. По (22) можно построить графические зави-

симости фазы отрыва от окружной скорости коллектора при постоянных значениях h и δ .

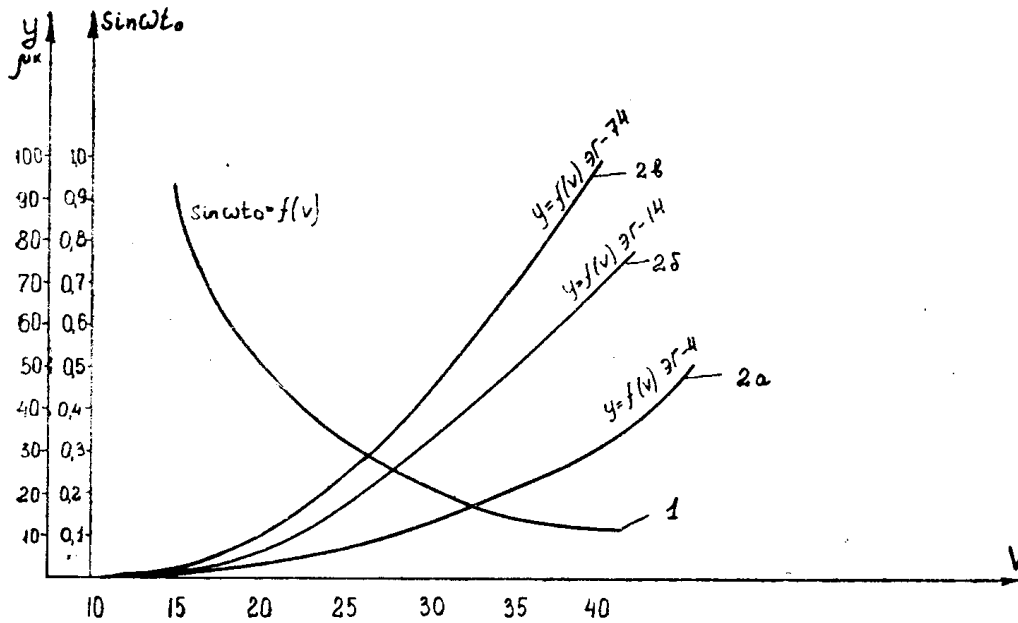


Рис. 2.

На рис. 2 кривая 1 представляет зависимость $\sin \omega t_0 = f(V)$, а кривая 2 — зависимость величины отскока щетки от окружной скорости для трех марок щеток ЭГ-4, ЭГ-14, ЭГ-74. Построения произведены по данным профилограммы коллектора машины ПБС-32 (рис. 5г [4]) для максимального значения высоты деформированного участка коллектора. В качестве исходных данных взяты следующие: $h = 44 \cdot 10^{-6}$ м, $l = 0,02$ м, $\delta = 0,02$ м, $\rho = 200$ рад/сек. Как видно из рис. 2, с увеличением скорости вращения фаза отрыва щеток уменьшается, а амплитуда отскока увеличивается. При этом более мягкие щетки отскакивают на значительно меньшую величину, нежели твердые.

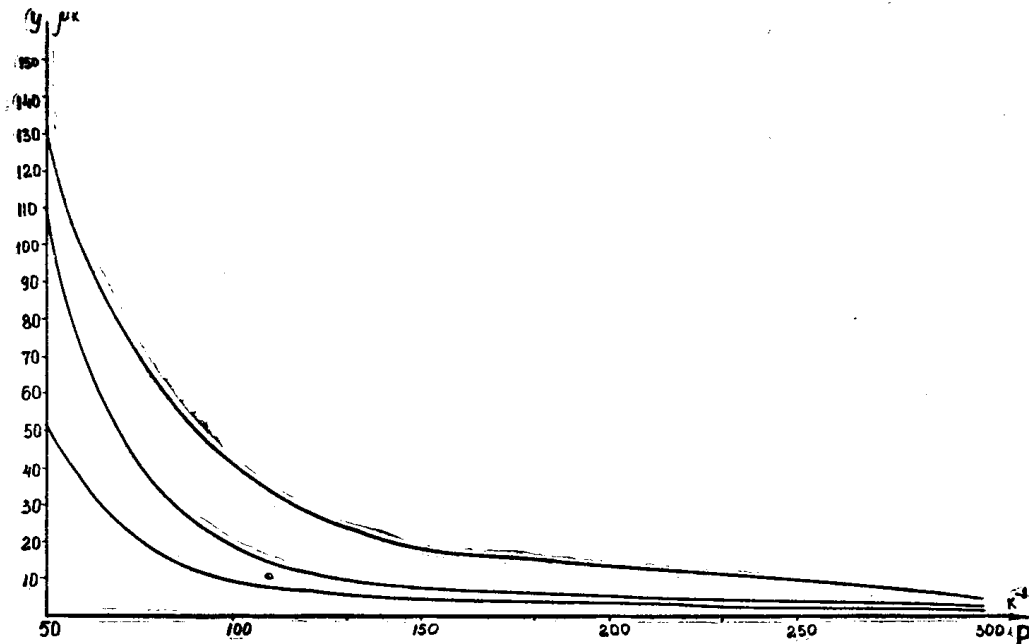


Рис. 3.

По (22) и (28) могут быть вычислены допустимые значения общего боя коллектора и выступления отдельных пластин или группы пластин для любой коллекторной машины, работающей в заданном диапазоне рабочих скоростей, если известны нажатие P_0 и жесткость нажимной пружины.

На рис. 3 представлены расчетные зависимости $y=f(\rho)$ при $V=\text{const}$, $\delta=\text{const}$ по данным профилограммы рис. 5г [4] для трех марок щеток (ЭГ-4, ЭГ-14, ЭГ-74), а на рис. 4 — зависимости $y=f(\delta)$ при различных значениях собственной частоты колебательной системы щетка-пружина.

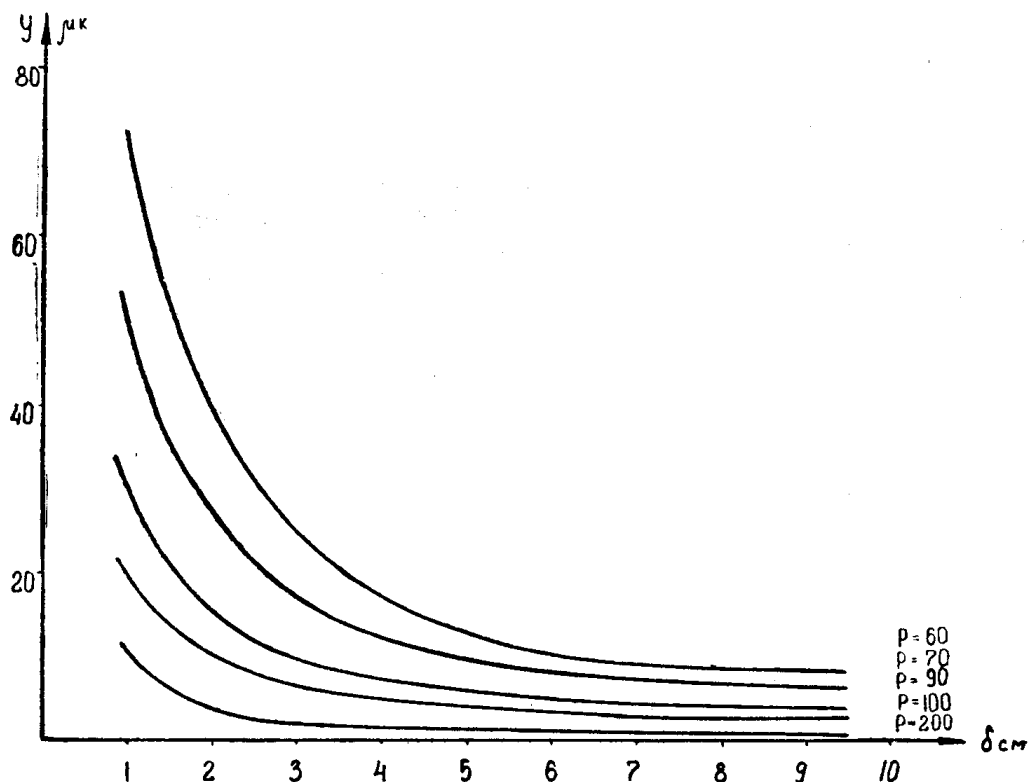


Рис. 4.

Из рис. 3, 4 видно, что для улучшения условий работы скользящего контакта необходимо увеличить жесткость пружины и ее предварительную осадку.

Кроме знания величины отскока щетки от поверхности коллектора, важно также знать, в течение какого времени имеет место нарушение контакта и, кроме того, поведение системы после первого соударения с неровностью коллектора. После соударения с набегающей неровностью щетка совершает колебания на пружине, амплитуда и частота которых зависят от параметров колебательной системы и условий, накладываемых на щетку коллектором при последующих соударениях. Время существования разрывного контакта после удара щетки о неровность определим из (24), положив $y=y_0$

$$y_0 = y_0 \cos pT' + \frac{V_0}{p} \sin pT', \quad (31)$$

откуда получим для времени нарушения контакта выражение вида

$$T' = \frac{1}{p} \left(\pi - 2 \arctg \frac{V_0}{py_0} \right). \quad (32)$$

В момент T_1 имеет место новое соударение щетки с поверхностью коллектора. Величина отскока при повторном соударении определяется положением и скоростью щетки в момент при соударении, параметрами колебательной системы, упругими свойствами щетки и может быть вычислена из выражения

$$y' = \sqrt{y^2 + \frac{P_0}{p^2 G} g(y_{\max} - y) \cos \alpha_1^2}, \quad (33)$$

где

- y — ордината поверхности коллектора в момент повторного соударения, м,
- P_0 — нажатие на щетку, н,
- G — вес щетки, н,
- y_{\max} — ордината щетки после первого соударения,
- g — ускорение силы тяжести, м/сек²,
- α_1 — угол встречи щетки с профилем коллектора при повторном соударении.

Таким образом, используя выражения (22), (28), (30), (32) и (33), можно рассчитать траекторию движения щетки при соударении с неровностью коллектора. Однако на практике повторные соударения далее второго не имеют места из-за демпфирующего действия сил сопротивления.

3. В вышеизложенном нами рассматривались некоторые частные случаи поведения колебательной системы при действии на нее возмущений со стороны коллектора.

Эти частные случаи основывались в одном случае на допущении, что возмущения со стороны коллектора имеют низкочастотный гармонический характер, а в другом — на допущении, что взаимодействие щетки с коллектором носит характер кратковременного удара при отсутствии сил сопротивления. Однако в реальной системе силы сопротивления могут играть ощутимую роль, поэтому имеет смысл рассмотреть систему при действии на нее всех сил. При этом будем рассматривать поведение колебательной системы при действии на нее произвольной возмущающей силы типа импульса силы $F(t)$.

Тогда уравнение (5) запишем в виде

$$\ddot{y} + 2\eta\dot{y} + p^2y = F(t); \quad (34)$$

Как известно из теории колебаний [5], решение этого уравнения имеет вид

$$y(t) = \sqrt{y_0 + \frac{y_0^2\eta + \dot{y}_0^2}{p^2 - \eta^2}} e^{-\eta t} \sin \left[\sqrt{p^2 - \eta^2} t - \arctg \frac{y_0\eta + \dot{y}_0}{y_0\sqrt{p^2 - \eta^2}} \right], \quad (35)$$

где $y(0) = y_0$ и $\dot{y}(0) = \dot{y}_0$ — начальные условия, соответствующие моменту времени окончания действия импульса силы. После некоторых преобразований получим для смещения щетки по окончании удара выражение вида

$$y(t) = \frac{V_0}{\sqrt{p^2 - \eta^2}} e^{-\eta t} \sin \sqrt{p^2 - \eta^2} t. \quad (35)$$

Для вычисления перемещения щетки с момента окончания действия импульса необходимо знать величину импульса силы, по которой можно определить скорость щетки к моменту окончания удара. Для практических расчетов удобно воспользоваться выражением для импульса ударной силы, предложенной в [6]:

$$F_{уд} = m_{щ} V \sqrt{\mu^2 \sin^2 \alpha + (1 + \kappa_B)^2 \cos^2 \alpha}, \quad (37)$$

где

μ — мгновенный коэффициент трения,

α — угол встречи,

k_B — коэффициент восстановления скорости.

Учитывая тот факт, что щетка под действием силы трения выбирает зазор в направляющих в сторону движения коллектора, можно сделать не очень строгое допущение о том, что щетка притерта к коллектору набегающим краем, а воздушный клин имеет место на сбегающем крае. При этом скорость щетки после удара определится из (37) как $V_0 = V(1 + k_B) \cos \alpha$, а перемещение, скорость и ускорение щетки после удара как

$$y = \frac{V(1 + k_B) \cos \alpha}{\sqrt{p^2 - \eta^2}} e^{-\eta t} \sin \sqrt{p^2 - \eta^2} t, \quad (38)$$

$$\dot{y} = \eta V(1 + k_B) \cos \alpha e^{-\eta t} \cdot \cos \sqrt{p^2 - \eta^2} t, \quad (39)$$

$$\ddot{y} = \eta^2 V(1 + k_B) \cos \alpha \sqrt{p^2 - \eta^2} e^{-\eta t} \sin \sqrt{p^2 - \eta^2} t. \quad (40)$$

Время, в течение которого щетка возвратится на исходный уровень и вновь встретится с поверхностью коллектора, определится выражением

$$t = \frac{2}{\sqrt{p^2 - \eta^2}} \arctg \frac{\sqrt{p^2 - \eta^2}}{\eta}. \quad (41)$$

Время, в течение которого щетка отклонится на максимальную величину, определим из выражения:

$$t_1 = \frac{1}{\sqrt{p^2 - \eta^2}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{p^2 - \eta^2}}{\eta}. \quad (42)$$

Тогда величину максимального отскока щетки при учете сил сопротивления можно определить как

$$y_{\max} = \frac{U(1 + k_B) \cos \alpha}{\sqrt{p^2 - \eta^2}} e^{-\eta t_1} \sin \varphi, \quad (43)$$

где

$$\text{где } \varphi = \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{p^2 - \eta^2}}{\eta}.$$

Таким образом, при действии на щетку ударной силы амплитуда первого отклонения щетки с учетом демпфирования системы пропорциональна величине импульса силы или, иными словами, окружной скорости коллектора, коэффициенту восстановления скорости щетки и через угол встречи зависит от высоты неровности и длины ее по развертке коллектора. При практических расчетах необходимо учитывать, что выражение (43) дает значение отклонения щетки от положения равновесия $\delta = 0$. Значение же отскока от поверхности коллектора определится как $\Delta = y_{\max} - \delta$.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Полученные выражения (22), (28), (30), (32), (33), (42) и (43) позволяют полностью рассчитать траекторию движения щетки по коллектору, закон изменения поверхности которого задан, и, кроме того, рассчитать максимально допустимые значения боя коллектора и выступания как отдельных, так и групп пластин для заданного диапазона рабочих скоростей машины.

2. Используя полученные аналитические выражения, можно рассчитать необходимое нажатие и жесткость нажимной пружины.

3. Для более благоприятной работы узла токосъема необходимо при прочих равных условиях применять более жесткие пружины с увеличенной предварительной осадкой и, по возможности, более мягкие щетки.

4. Необходимо сводить к минимуму общий бой коллектора, так как наличие значительного боя может привести к пульсации контактного давления и резкому увеличению тангенциальных колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Карасев. Коммутация коллекторных машин постоянного тока. ГЭИ, 1961.

2. И. Нейкирхен. Угольные щетки и причины непостоянства условий коммутации машин постоянного тока. ОНТИ, 1937.

3. П. С. Лившиц. Эксплуатация электрощеток в металлургической промышленности. Металлургия, 1966.

4. Л. Я. Зиннер, А. И. Скороспешкин, А. И. Прошин. Динамические свойства коллекторов электрических машин. Известия ТПИ, том 160, 1966.

5. А. А. Андронов, С. Э. Хайкин. Теория колебаний, ОНТИ, 1937.

6. А. Г. Лойцянский, А. И. Лурье. Курс теоретической механики. т. 2, ГЭИ, 1948.