

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭМИССИЮ ЧАСТИЦ ЭЛЕМЕНТОВ КОНТАКТНОЙ КОМПОЗИЦИИ

Постановка проблемы. Известно, что электрическая дуга представляет собой проводник, в котором дуютствуют как электрические так и магнитные поля [1]. При исследовании контактного материала автору пришлось столкнуться с массой явлений, которые необходимо было проанализировать, чтобы определить эффект быстрого перемещения электрической дуги по рабочей поверхности контактов. Проявившийся эффект при исследовании и испытании данного контактного материала в контактных системах аппаратов, показал незначительный износ рабочей поверхности, что может привести, в дальнейшем, к уменьшению расходов дорогостоящих компонент композиции контактов [2].

Цель статьи. Определение влияния магнитного поля на эмиссию частиц элементов контактной композиции.

Анализ результатов. Учитывая особенности электрической дуги и ее параметров можно предполагать, как влияет магнитное поле на перемещение частиц в приэлектродных областях. Существуют мнения, что магнитное поле дуги влияет на быстрое ее перемещение по рабочей поверхности контакта и это способствует незначительному их износу. В какой-то степени это может быть и так, если не учитывать расположение дуги по отношению к общему магнитному полю всей системы [3].

В магнитном поле на движущуюся заряженную частицу действует сила Лоренца $F = \pm \frac{q[vH]}{c}$, т.к. $F \sim |H|$, и не влияет на движение частицы в направлении, параллельном H .

При свободном движении в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, заряженная частица описывает окружность радиусом $r_c = \frac{c \cdot m \cdot v}{q \cdot H}$. Если у частицы есть составляющая скорости, параллельная магнитному полю, то окружность превращается в спираль, навивающуюся на магнитную силовую линию (рис.1)

Столкновения искажают картину движения. При этом характер движения определяется соотношением между r_c и длиной свободного пробега l_p , т.е. $l_p / r_c = \omega_c \cdot \tau_p$, где $\omega_c = q \cdot H / m \cdot c$ - определенная циклотронная частота обращения частицы по окружности в плоскости, перпендикулярной к H . В слабом магнитном поле $\omega_c \cdot \tau_p \ll 1$, траектория частиц слегка искривляется между столкновениями, в сильном $\omega_c \cdot \tau_p \gg 1$ - за время τ_p частица успевает описать много витков спирали. В этом случае магнитное поле начинает влиять на характер взаимодействия между частицами. Перемещение частиц осуществляется в результате столкновений перпендикулярном H , причем каждый акт столкновения сопровождается перескоком частиц на расстояние порядка r_c . Поскольку степень влияния магнитного поля определяется параметром $\omega_c \tau_p$, который для электронов в $(M/m)^{1/2}$ раз больше чем ионов, то магнитное действует на электроны значительно сильнее чем на ионы.

Подвижность электронов u_e зависит от коэффициента диффузии. В зависимости от времени релаксации можно определить вектор $\chi(v)$:

$$\chi(v) = -\tau_p(v) \cdot \left\{ \frac{q \cdot E}{k \cdot T_e} + [\chi(v) \cdot \omega_c] \right\} \quad (1)$$

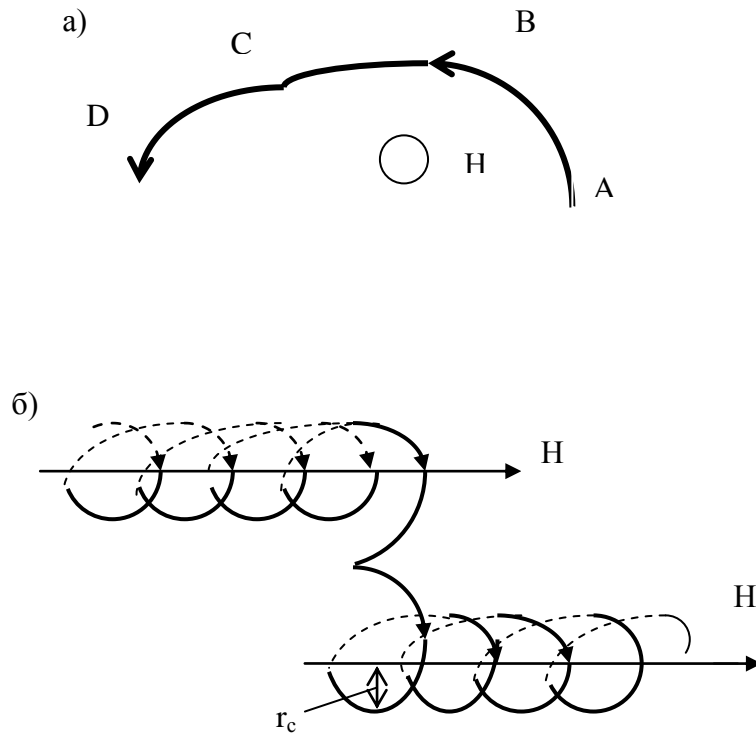


Рис.1- Движение электронов в магнитном поле между столкновениями:
 а) – слабое магнитное поле; б) – сильное магнитное поле
 (А, В, С – центры рассеяния, r_c – циклотронный радиус)

Умножая (1) векторно на ω_c и используя свойство двойного векторного произведения $[A[BC]] = B(AC) - C(AB)$, получим :

$$[\chi\omega_c] = -\left(\frac{q \cdot \tau_p}{k \cdot T_e}\right) \cdot (E \cdot \omega_c) + \tau_p \cdot \left\{ \omega_c^2 \cdot \chi - \omega_c (\omega_c \cdot \chi) \right\} \quad (2)$$

При умножении (1) скалярно на ω_c , получим:

$$\omega_c \chi = -\left(\frac{q \tau_p}{k \cdot T_e}\right) \cdot \omega_c \cdot E \quad (3)$$

Подставим (3) в (2), получим:

$$[\chi\omega_c] = -\left(\frac{q \tau_p}{k \cdot T_e}\right) \cdot \left\{ (E \cdot \omega_c) - \tau_p \cdot \omega_c \cdot (\omega_c \cdot E) \right\} + \tau_p \cdot \omega_c^2 \cdot \chi \quad (4)$$

При подстановке в правую часть (1), получим

$$\chi(\nu) = -\frac{q \cdot \tau_p(\nu)}{k \cdot T_e} \cdot \frac{E + \tau_p(\nu) \left\{ \tau_p(\nu) \cdot \omega_c (\omega_c \cdot E) \right\} - [E \cdot \omega_c]}{1 + \omega_c^2 \cdot \tau_p^2(\nu)} \quad (5)$$

Учитывая (5) а также функции распределения электронов, получим:

$$f^{(1)}(v) = f_M(v) \cdot \chi(v) \cdot v = f_M(v) \cdot \chi(v) \cdot v \cdot \cos\theta \quad (6)$$

где $f^{(1)}(v)$ – малая неравновесная добавка к функции распределения; $f(v)$ – функция распределения по скорости; $f_M(v)$ – функция распределения Максвелла; θ – угол между направлением скорости v частицы и направлением вектора χ .

Электронный ток определится как:

$$j_e = q \int v \cdot f_e(v) d^3v \quad (7)$$

где $d^3(v)$ – распределение электронов в пространстве скоростей

$$(d^3(v) = dv_x \cdot dv_y \cdot dv_z)$$

f_e – концентрация электронов; q – заряд. Тогда:

$$j_e = -\frac{q^2 \cdot n_e}{3k \cdot T_e} \left\{ \begin{array}{l} \left\langle \frac{v^2 \cdot \tau_p(v)}{1 + \omega_c^2 \cdot \tau_p^2(v)} \right\rangle \cdot E + \left\langle \frac{v^2 \cdot \tau_p^3(v)}{1 + \omega_c^2 \cdot \tau_p^2(v)} \right\rangle \cdot (\omega_c \cdot E) \cdot \omega_c - \\ - \left\langle \frac{v^2 \cdot \tau_p^2(v)}{1 + \omega_c^2 \cdot \tau_p^2(v)} \right\rangle \cdot [E \cdot \omega_c] \end{array} \right\} \quad (8)$$

Из выражения (8) видно, что в магнитном поле векторы j_e и E перестают быть параллельными. Поэтому тензор подвижности $u_{\alpha\beta}(H)$ в магнитном поле имеет как диагональные так и не диагональные компоненты.

В общем случае, когда τ_p зависит от v , подвижность электронов в плоскости, перпендикулярной к H , исходя из (8) определится выражением:

$$u_{e_{xx}}(H) = u_{e_{yy}}(H) = \frac{q}{3k \cdot T_e} \left\langle \frac{v^2 \cdot \tau_p(v)}{1 + \omega_c^2 \cdot \tau_p^2(v)} \right\rangle \quad (9)$$

$$u_{e_{xy}}(H) - u_{e_{yx}}(H) = -\frac{q}{3k \cdot T_e} \left\langle \frac{v^2 \cdot \tau_p(v)}{1 + \omega_c^2 \cdot \tau_p^2(v)} \cdot \omega_c \cdot \tau_p(v) \right\rangle \quad (10)$$

Из (9) следует, что уменьшение подвижности вдоль электрического поля при наличии перпендикулярного к нему магнитного поля определится следующим выражением:

$$\frac{u_{e_{xy}}(H)}{u_e} = \frac{\left\langle \frac{v^2 \cdot \tau_p(v)}{1 + \omega_c^2 \cdot \tau_p^2(v)} \right\rangle}{\left\langle v^2 \cdot \tau_p(v) \right\rangle} \quad (11)$$

Отсюда, в частности, следует, что при постоянной длине свободного пробега ($l_p = v \cdot \tau_p = const$):

$$\frac{u_{e_{xx}}(H)}{u_e} = \int_0^{\infty} e^{-l} (t + \theta^2) \cdot t^2 dt; \quad \theta = \frac{q \cdot l_p \cdot H}{c \sqrt{2m \cdot k \cdot T_e}},$$

и можно сказать если перемещение частиц происходит параллельно магнитному полю, то оно не влияет на характер взаимодействия частиц, а если перпендикулярно, то оно может влиять изменяя траекторию их движения.

Проведенные исследования контактной композиции в различных конструкциях электрических аппаратов показали неоднозначное влияние магнитного поля на износ рабочей поверхности контактов при разных конструкциях контактных систем и при определенных режимах эксплуатации.

Вывод. Таким образом, проведенный анализ показывает, что не исключена возможность влияния некоторых параметров электрической дуги и расположение магнитного поля при изменении внешних воздействий на процессы в приэлектродных областях, от которых зависит износ контактов.

Список литературы

1. Намитокон К.К. "Электроэрозионные явления".-М.: Энергия, 1978.-456 с.
2. Павленко Т.П. Контактные композиции повышенной дуговой стойкости для силовых электрических аппаратов. Вестник ХПИ, Сб.научн.тр. "Новые решения в современных технологиях", - Харьков, ХПИ, 2000, № 84. С.154-157.
3. Брон О.Б., Сушков Л.К. Регулирование потоков плазмы в дугогасительных низковольтных аппаратах. – Электротехника, , 1970.- № 5 - С. 3-6 .