

КОЭФФИЦИЕНТЫ ФОРМЫ ПОЛЯ ВОЗДУШНОГО ЗАЗОРА АЛЬТЕРНАТИВНО-ПУЛЬСАЦИОННЫХ МАШИН С МАГНИТНОМЯГКИМИ ПОЛЮСНЫМИ НАКОНЕЧНИКАМИ

А. С. ЖИБИНОВ, Ю. Н. КРОНЕБЕРГ, В. Б. ГОМЗЯКОВ

Представлена научным семинаром кафедр электрических машин и общей электротехники

В машинах альтернативно-пульсационного типа [1] для увеличения глубины регулирования полюсы, возбуждаемые постоянными магнитами, как правило, выполняются уже полюсов противоположной полярности электромагнитного возбуждения. Кроме того, в процессе регулирования изменяется соотношение индукций узких и широких полюсов. Эти особенности хотя и не требуют введения принципиально отличной системы коэффициентов поля (по сравнению с нормальными синхронными машинами), но и не позволяют непосредственно пользоваться их численными значениями, поэтому необходимы дополнительные исследования.

В соответствии с принципом приближенной суперпозиции [2] поле каждого полюса можно рассматривать отдельно, а затем суммировать гармонические составляющие индукции. В этом случае амплитуды первых гармоник полей возбуждения ($B_{1в}$), продольной (B_{1d}) и поперечной (B_{1q}) реакции якоря выразятся следующим образом:

$$B_{1в} = k_{fy}B_y + k_{fш}B_{ш}; \quad (1)$$

$$B_{1d} = (k_{dy} + k_{dш})B_{md}; \quad (2)$$

$$B_{1q} = (k_{qy} + k_{qш})B_{mq}, \quad (3)$$

где $k_{fy, ш}$, $k_{dy, ш}$, $k_{qy, ш}$ — коэффициенты формы полей узкого и широкого полюсов;

$B_{y, ш}$ — индукции поля возбуждения по их осям;

$B_{md, q}$ — амплитуды индукции реакции якоря по продольной и поперечной осям при равномерном зазоре.

В свою очередь, коэффициенты магнитных полей выражаются через постоянную составляющую (λ_0), первую (λ_1) и вторую (λ_2) гармоники относительной удельной магнитной проводимости узких и широких полюсов:

$$k_{fy, ш} = \lambda_{1y, ш}; \quad (4)$$

$$k_{dy, ш} = 0,5(\lambda_{0y, ш} + \lambda_{2y, ш}); \quad (5)$$

$$k_{qy, ш} = 0,5(\lambda_{0y, ш} - \lambda_{2y, ш}). \quad (6)$$

Постоянную составляющую проводимости полюсов альтернативно-пульсационной машины можно представить в виде суммы

$$\lambda_{0y, ш} = \lambda_0 + \Delta\alpha, \quad (7)$$

где согласно [3, 4]

$$\lambda_0 = \alpha + \frac{2}{\pi} (1 - \alpha) \left\{ \frac{\delta}{\tau} \frac{1}{1 - \alpha} \ln \left[1 + \left(\frac{\delta}{\tau} \frac{1 - \alpha}{2} \right)^2 \right] + \arctg \left(\frac{\delta}{\tau} \frac{2}{1 - \alpha} \right) \right\} \quad (8)$$

является постоянной составляющей удельной магнитной проводимости полюса нормальной синхронной машины с полюсной дугой

$$\alpha = 0,5(\alpha_y + \alpha_{ш}) \quad (9)$$

и кроме нее зависит от воздушного зазора δ/τ , а специфичность альтернативно-пульсационной машины учитывается вторым слагаемым

$$\Delta \alpha = \alpha_{y, ш} - \alpha. \quad (10)$$

Гармонические составляющие λ_n можно определить, воспользовавшись, например, приведенным в [3] выражением удельной магнитной проводимости $\lambda(x)$, представив его (для простоты вычислений) тремя участками:

$$\begin{aligned} \lambda &= 1 & 0 \leq x \leq x_1; \\ \lambda &= \lambda(x) & x_1 \leq x \leq x_2; \\ \lambda &= 0 & x_2 \leq x \leq \tau, \end{aligned} \quad (11)$$

где координаты x_1 и x_2 могут быть найдены из условия допустимых погрешностей.

В этом случае переход от поля полюса нормальной синхронной машины, удовлетворяющей условию (9), к полю широкого (узкого) полюса альтернативно-пульсационной машины состоит в том, что первый участок увеличится (уменьшится) на величину $\frac{\tau}{2} \Delta \alpha$, второй сместится по оси x на эту же величину, а третий соответственно уменьшится (увеличится).

Тогда амплитуда n -й гармоники проводимости альтернативно-пульсационной машины выразится в виде

$$\lambda_{ny, ш} = A_n \sin n \frac{\pi}{2} \Delta \alpha + B_n \cos n \frac{\pi}{2} \Delta \alpha; \quad (12)$$

$$A_n = \frac{2}{n\pi} \cos n \frac{\pi}{\tau} x_1 - \frac{2}{\tau} \int_{x_1}^{x_2} \lambda(x) \sin n \frac{\pi}{\tau} x dx; \quad (13)$$

$$B_n = \frac{2}{n\pi} \sin n \frac{\pi}{\tau} x_1 + \frac{2}{\tau} \int_{x_1}^{x_2} \lambda(x) \cos n \frac{\pi}{\tau} x dx, \quad (14)$$

При вычислении коэффициентов A_n и B_n целесообразно воспользоваться преобразованием координат [3], после чего получим

$$A_n = \frac{2}{n\pi} \cos nf(t_1) - \frac{4}{\pi} \frac{\delta}{\tau} \int_{t_1}^{t_2} f_1(t) \sin nf(t) dt; \quad (15)$$

$$B_n = \frac{2}{n\pi} \sin nf(t_1) + \frac{4}{\pi} \frac{\delta}{\tau} \int_{t_1}^{t_2} f_1(t) \cos nf(t) dt, \quad (16)$$

где

$$f(t) = \frac{\pi}{2} \alpha - (1 - \alpha) \left[\frac{\delta}{\tau} \frac{1}{1 - \alpha} \ln \frac{(t+1)(q^2 - t)}{(t-1)(q^2 + t)} - 2 \arctg \frac{t}{q} \right], \quad (17)$$

$$f_1(t) = \frac{t(q^2 + 1)}{(t^2 - 1)(q^2 + t^2)}; \quad (18)$$

$$q = \frac{\tau}{\delta} \frac{1 - \alpha}{2} + \sqrt{\left(\frac{\tau}{\delta} \frac{1 - \alpha}{2}\right)^2 + 1}. \quad (19)$$

Коэффициенты $\lambda_0, A_1, B_1, A_2, B_2$ для реально используемых значений полюсных дуг α и воздушных зазоров δ/τ были рассчитаны на ЦВМ БЭСМ-4 и приведены соответственно в табл. 1 — 5. Погрешность вычисления гармоник (численное интегрирование, упрощения на участках $0 \leq x \leq x_1$ и $x_2 \leq x \leq \tau$) принималась $\Delta\lambda_{1,2} < 5 \cdot 10^{-4}$, что вполне удовлетворительно для практических расчетов.

Таблица 1

δ/τ	α				
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
0,005	0,5806	0,6299	0,6790	0,7280	0,7769
0,01	0,6024	0,6509	0,6992	0,7472	0,7949
0,02	0,6371	0,6841	0,7308	0,7768	0,8222
0,03	0,6653	0,7108	0,7557	0,7999	0,8431
0,04	0,6892	0,7332	0,7765	0,8188	0,8598
0,05	0,7099	0,7526	0,7943	0,8347	0,8736

Таблица 2

δ/τ	α				
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
0,005	0,3877	0,3480	0,3064	0,2629	0,2180
0,01	0,3687	0,3291	0,2877	0,2447	0,2006
0,02	0,3378	0,2986	0,2581	0,2164	0,1740
0,03	0,3122	0,2738	0,2343	0,1941	0,1536
0,04	0,2901	0,2527	0,2144	0,1757	0,1372
0,05	0,2707	0,2343	0,1972	0,1601	0,1235

Таблица 3

δ/τ	α				
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
0,005	0,4987	0,5278	0,5537	0,5762	0,5953
0,01	0,5076	0,5354	0,5600	0,5812	0,5991
0,02	0,5200	0,5457	0,5683	0,5877	0,6038
0,03	0,5286	0,5527	0,5737	0,5916	0,6064
0,04	0,5348	0,5576	0,5773	0,5941	0,6078
0,05	0,5394	0,5610	0,5797	0,5956	0,6085

Таблица 4

δ/τ	α				
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
0,005	-0,0735	-0,1201	-0,1638	-0,2036	-0,2385
0,01	-0,0883	-0,1332	-0,1751	-0,2129	-0,2458
0,02	-0,1093	-0,1515	-0,1933	-0,2250	-0,2547
0,03	-0,1243	-0,1640	-0,2004	-0,2325	-0,2598
0,04	-0,1354	-0,1730	-0,2072	-0,2373	-0,2627
0,05	-0,1438	-0,1796	-0,2119	-0,2403	-0,2641

Таблица 5

δ/τ	α				
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
0,005	0,3012	0,2866	0,2640	0,2368	0,2031
0,01	0,2897	0,2734	0,2505	0,2216	0,1875
0,02	0,2690	0,2506	0,2263	0,1969	0,1632
0,03	0,2504	0,2309	0,2061	0,1768	0,1441
0,04	0,2335	0,2134	0,1886	0,1599	0,1284
0,05	0,2180	0,1977	0,1732	0,1453	0,1152

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Кронеберг, В. Б. Гомзяков, А. С. Жибинов. Конструкции альтернативно-пульсационных машин. В кн.: «Проектирование устройств электропитания и электропривода». Т. 2. «Электромеханические устройства и элементы технологии». М., «Энергия», 1973, с. 22—27.

2. В. В. Апсит. Система допущений и упрощенных методов для исследования магнитного поля в воздушном зазоре электрических машин с когтеобразными полюсами. В кн.: «Бесконтактные электрические машины». Рига. Изд-во Академии наук Латвийской ССР, 1963, вып. 3, с. 5—28.

3. З. К. Сика. Магнитная проводимость воздушного зазора машины с когтеобразными полюсами. В кн.: «Магнитное поле в электрических машинах». Рига, Изд-во «Зинатне», 1965, с. 125—149.

4. Ю. Н. Кронеберг, А. С. Жибинов, В. Б. Гомзяков. Коэффициенты расчетной полюсной дуги альтернативно-пульсационных машин с магнитномягкими полюсными наконечниками. Известия ТПИ, т. 228 (в печати).