Дифференциальные рассеяния турбогенераторов с большим воздушным зазором

Кахрамонов Шахбоз Кахрамон угли – магистрант ТГТУ.

В современных турбогенераторах (ТГ) наблюдается тенденция к повышению воздушного зазора при сохранении полюсного деления примерно неизменным. Индуктивное сопротивление дифференциального рассеяния у ТГ по сравнению с полным индуктивным сопротивлением рассеяния вообще невелико. Однако большой воздушный зазор машины требует некоторого уточнения в расчете этого сопротивления.

У ТГ мощностью 300 мВт отношение ширины воздушного зазора δ к полюсному делению τ составляет около 0,05. Для такой относительной ширины воздушного зазора можно полагать, что индукция основной гармонической магнитного потока имеет только радиальную составляющую в воздушном зазоре, однако для высших гармонических приходится считаться с тем, что в зазоре появляются и тангенциальные составляющие потока. Следовательно, не весь поток высших гармонических будет достигать ротора.

Коэффициент ослабления радиального магнитного потока в равномерном плоском воздушном зазоре может быть представлен следующим образом [1]

$$k_{\tau\nu}=\frac{\nu\pi\delta}{\tau sh\frac{\nu\pi\delta}{\tau}}$$

т. е. как отношение радиальной составляющей индукции в воздушном зазоре на поверхности ротора к радиальной составляющей на поверхности статора.

На рис. 3-1 показана зависимость $k_{\tau\nu}$ от порядка гармонических ν для $\frac{\delta}{\tau}$=0,05 и 0,075. Если, например, при $\frac{\delta}{\tau}$ =0,05 поток, достигающий ротора от намагничивающей силы обмотки статора для 5-й и 7-й гармонических, составляет 0,904 и 0,824 равномерного потока, то для потоков 31-й и 37-й гармонических эта доля составит 0,0747 и 0,0350 соответственно. Таким образом, можно считать, что зубцовыегармонические потока и гармонические, имеющие более высокий порядок, практически не достигают ротора, целиком замыкаясь в воздушном зазоре.

В этом случае более правильно предположить, что для таких гармонических воздушный зазор равен бесконечности, т. е. весь магнитный поток замыкается в нем, не достигая ротора. Отношение $\frac{\nu\delta}{\tau}$ для рассматриваемого примера и 37-й гармонической составит 1,85.

Если F_ν—амплитуда намагничивающей силы ν-й гармонической обмотки статора, то при $\delta=\infty$

радиальная составляющая индукции на поверхности статора будет:

$$B_\nu = 0{,}4\pi\cdot 10^{-6}\frac{\nu\pi}{\tau}F_\nu \sin\frac{\nu\pi}{\tau}x;$$

тогда магнитный поток ν-й гармонической определяется так:

$\Phi_0 = 0.4\pi\cdot 10^{-6}\frac{\nu\pi}{\tau}F_\nu\int_0^{\tau/\nu}\sin\frac{\nu\pi}{\tau}x\,dx = 0.4\pi\cdot 10^{-6}\cdot 2F_\nu$Поток же основной гармонической (считая, что весь поток достигает ротора) составит: $\Phi_0=0.4\pi\cdot 10^{-6}\frac{F_a}{\delta}\cdot\frac{2}{\pi}\tau$

и, следовательно,

$$\Phi_\nu=\Phi_a\frac{F_\nu}{F_a}\cdot\frac{\pi\delta}{\tau}$$

При определении намагничивающей силы F_ν порядка зубцовыхгармонических следует учитывать, что она изменяется не скачком под осью паза, а по наклонной прямой на всей ширине меди в пазу, как это показано на рис.3- 2. Поскольку угол наклона сторон трапеции мал, то это будет оказывать влияние в основном на величину гармонических, порядок которых выше первой зубцовой гармонической.

Поскольку для равнобокой трапеции разложение в ряд Фурье может быть записано так:

$$F=\frac{4}{\pi}\frac{F_a mq}{\gamma\pi}(\sin\frac{\pi\gamma}{mq}\sin x+\frac{1}{3^2}\sin\frac{3\pi\gamma}{mq}\sin 3x+\frac{1}{5^2}\sin\frac{5\pi\gamma}{mq}+\cdots),'$$

то, принимая $\sin\frac{\pi\gamma}{mq}\approx\frac{\pi\gamma}{mq}$, будем иметь отношение

F_ν гармонической к основной F_a:

$$\frac{F_\nu}{F_a}=\frac{mq}{\gamma^2\pi}\cdot\frac{\sin\frac{\gamma\pi\nu}{mq}}{\gamma}(\frac{\kappa_{\omega\nu}}{\kappa_{\omega\iota}});$$

здесь γ — отношение ширины меди в пазу к двойному пазовому делению статора: $\gamma = \frac{b_m}{2t}$;

q- число пазов на полюс и фазу;

т — число фаз;

$\kappa_{\omega\nu}$—обмоточный коэффициент ν-й гармонической;

$\kappa_{\omega 1}$ — обмоточный коэффициент основной гармонической

Число потокосцеплений для ν-й гармонической составит: $\psi_\nu = \psi$

$$_a \frac{F_\nu}{F_a} \cdot \frac{\pi\delta}{\tau} \left(\frac{\kappa_{\omega\nu}}{\kappa_{\omega 1}}\right) = \psi_a \frac{\pi\delta}{\psi} \cdot \frac{mq}{\nu^2 \pi} \cdot \frac{\sin \frac{\nu\pi\gamma}{mq}}{\gamma} \left(\frac{\kappa_{\omega o}}{\kappa_{\omega 1}}\right)^2$$

Теперь может быть найдена индуктивность L_ν гармонической в долях основной L_a;

$$L_\nu = L_a \frac{\delta}{\tau} \cdot \frac{mq}{\nu^2} \cdot \frac{\sin \frac{\nu\pi\gamma}{mq}}{\gamma} \left(\frac{\kappa_{\varpi\nu}}{\kappa_{\omega 1}}\right)^2$$

после чего индуктивное сопротивление дифференциального рассеяния примет вид:

$$x_Д = x_a \frac{\delta}{\tau} \cdot \frac{mq}{\nu^2} \sum_{\nu=6n\pm 1}^{\infty} \frac{\sin \frac{\nu\pi\gamma}{mq}}{\nu^2} \left(\frac{\kappa_{\omega\nu}}{\kappa_{\omega 1}}\right)^2$$

Нас интересуют в первую очередь зубцовыегармонические, порядок которых определяется $\nu = 2mqn \pm 1$; тогда с некоторыми очевидными допущениями для этих гармонических имеем:

$$x_з = x_a \frac{\delta}{\tau} \cdot \frac{mq}{\gamma} \sum_{\nu=2mq\pm1}^{\infty} \frac{\sin\frac{\nu\pi\gamma}{mq}}{(2mqn\pm1)^2} \approx x_a \frac{\delta}{\tau} \cdot \frac{1}{2mq\gamma} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin 2\pi\gamma n . (3\text{-}1)$$

Если γ=0 (намагничивающая сила изменяется скачком на оси паза), то формула (3-1) примет вид : $x_з = x_a \frac{\pi\delta}{\tau} \cdot \frac{1}{mq} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2}$. (3-2)

Окончательно формулу (3-1) можно представить (принимая для турбогенераторов $x_a = x_{ad}$) так:

$$x_з = 0.45 \frac{\delta}{\tau} x_{ad} \frac{1}{mq\gamma} \sum_{n=1}^{\infty} \sin 2\pi\gamma n = 0.45 \frac{\delta}{\tau} x_{ad} \frac{1}{mq\gamma} \kappa_з . (3\text{-}3)$$

Здесь коэффициент 0,45 введен для учета того обстоятельства, что часть потока достигает поверхности ротора.

Отношение γ обычно составляет 0,12 — 0,20; при этом ослабление зубцовыхгармонических в зависимости от γ показано в табл.3- 1; там же представлен коэффициент k_3, подсчитанный до 40-й зубцовой гармонической (n = 40). Обычно k_3 можно принимать равным 1,25.

Первая и вторая зубцовыегармонические в практических случаях ослаблены незначительно.

Ослабление зубцовых гармонических (sin2πγn) в зависимости от γ, ширины меди и коэффициент $k_з$

γ	$k_з$	1	2	3	4	5	6	7	8

0,12	1,165	0,707	1	0,707	0	0,707	1	0,707	0
0,16	1,251	0,866	0,866	0	0,866	0,866	0	0,866	0,86
0,25	1,221	1	0	1	0	1	0	1	0

Величина дифференциального рассеяния у ТГ обычно, как уже отмечалось, невелика. Если, например, для крупного ТГ имеем

x_{ad} =1,8, $\frac{\delta}{\tau}$ = 0,05, m = 3, q = 5 и γ = 0,125,

то по выражению (3-3) получим: $x_з = 0,45 \cdot 0,05 \cdot 1,8 \cdot \frac{1}{3 \cdot 5 \cdot 0,125} \cdot 1,251 = 0,027$ о.е.

При десяти пазах на полюс и фазу эта величина уменьшится до 0,0135.

По классической формуле для дифференциального зубцового рассеяния [2]:

$$x_z = \frac{5}{6} x_{ad} \frac{1}{(mq)^2}, \qquad (3\text{-}4)$$

полученной для машин с малым воздушным зазором, в рассматриваемом примере будем иметь:

$$x_z = \frac{5}{6} \cdot 1,8 \cdot \frac{1}{(3 \cdot 5)^2} = 0,0067 \text{ о. е}$$

т. е. значительно меньше, чем с учетом замыкания потоков в зазоре.

Заниженный результат по формуле (3-4) объясняется искусственным увеличением сопротивления воздушного зазора для зубцовых гармонических, когда предполагают, что эти потоки проходят воздушный зазор радиально в обоих направлениях.

Во многих практических случаях составляющую тангенциального потока определяют по приближенной картине поля в зазоре, не разлагая намагничивающую силу статора на гармонические составляющие [1 и 2].

В связи с тем, что потоки тангенциального рассеяния в основном определяются ступенчатой формой намагничивающей силы, индуктивному сопротивлению, обусловленному этими потоками, часто приписывают наименование индуктивного сопротивления коронок зубцов x_k.

Индуктивное сопротивление, определяемое высшими гармоническими намагничивающей силы статора, имеющими порядок 5, 7, 11 и т. д. от основной, следует учитывать по обычной формуле [2]:

$$x_\phi = x_{ad} \sum_{\nu=6n\pm1} \frac{1}{\nu^4} \left(\frac{k_{\beta\nu}}{k_{\beta1}}\right)^2 ; \qquad (3\text{-}5)$$

здесь

$k_{\beta\nu}$ — коэффициент сокращения ν-й гармонической;

$k_{\beta1}$ — коэффициент сокращения основной гармонической.

Потоки этих гармонических будут в основном достигать поверхности ротора. Сама величина индуктивного сопротивления поясового рассеяния по формуле (3-5) при большом q и правильно выбранном шаге оказывается малой, и учитывая демпфирование потоков вихревыми токами в массивном роторе, обычно для турбогенераторов можно ограничиться вычислением дифференциального рассеяния только по выражению (3-3).

Следует отметить, что $x_э$, полученное по формуле (3-3), и x_z, определенное по формуле (3-4), не идентичны по своему определению, хотя и обусловливаются в основном зубцовыми гармоническими намагничивающей силы статора.

Из анализа литературных источников, посвященных реактивности Потье видно, что метод его расчёта нуждается в дальнейшем развитии. Наиболее удобным для этого является решение краевой задачи для уравнения электромагнитного поля и на основе полученной математической модели поля электрической машины переменного тока определять величину дифференциального рассеяния её обмоток.