

СВЕРХПЕРЕХОДНОЕ ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ УДАРНОГО ГЕНЕРАТОРА С НЕМАГНИТНЫМ АКТИВНЫМ СЛОЕМ

Г. А. Сипайлов, В. Ф. Кулаков

(Представлена научным семинаром кафедр электрических машин
и общей электротехники)

Одной из основных задач, стоящих при проектировании ударных генераторов, является обеспечение возможно малого сверхпереходного индуктивного сопротивления, определяющего величину ударного тока. Сверхпереходная индуктивность складывается из индуктивности рассеяния обмотки статора и добавочной индуктивности, обусловленной контурами ротора. Для уменьшения последней ротор снабжают мощной успокоительной обмоткой из меди, равномерно распределенной в пазах вблизи поверхности. Индуктивность рассеяния обмотки статора составляет основную долю сверхпереходного сопротивления и включает в себя индуктивности рассеяния пазовой и лобовой частей обмотки, а также дифференциальное рассеяние, определяемое гармоническим составом поля. Пазовое и лобовое рассеяние обычно снижают путем уменьшения отношения высоты паза к его ширине и экранированием лобовых частей обмотки каплями из материала с хорошей электропроводностью.

Дальнейшее снижение сверхпереходного сопротивления может быть достигнуто за счет выноса обмотки статора в воздушный зазор. Благодаря отсутствию зубцов на статоре становится возможным повысить индукцию в воздушном зазоре и тем самым существенно увеличить ударную мощность. Подобная конструкция обмотки проектируется также для мощных турбогенераторов [1].

Поэтому задача определения сверхпереходного сопротивления в машинах с такой конструкцией активной зоны представляется достаточно важной и интересной. Решение ее удобно провести с помощью функции векторного потенциала

На рис. 1, а схематически представлено расположение фазы обмотки на протяжении полюсного деления τ . При наличии транспозиции можно считать плотность тока Δ распределенной равномерно по высоте b обмотки, тогда векторный потенциал A_{II} в этой области находится из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 A_{II}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{II}}{\partial y^2} = -\mu_0 \Delta, \quad (1)$$

где плотность тока

$$\Delta = \frac{4}{\pi} \Delta_0 \sum_n \frac{1}{n} \cos n\alpha \sin n\chi e^{j\omega t} \quad (2)$$

представим в виде ряда.

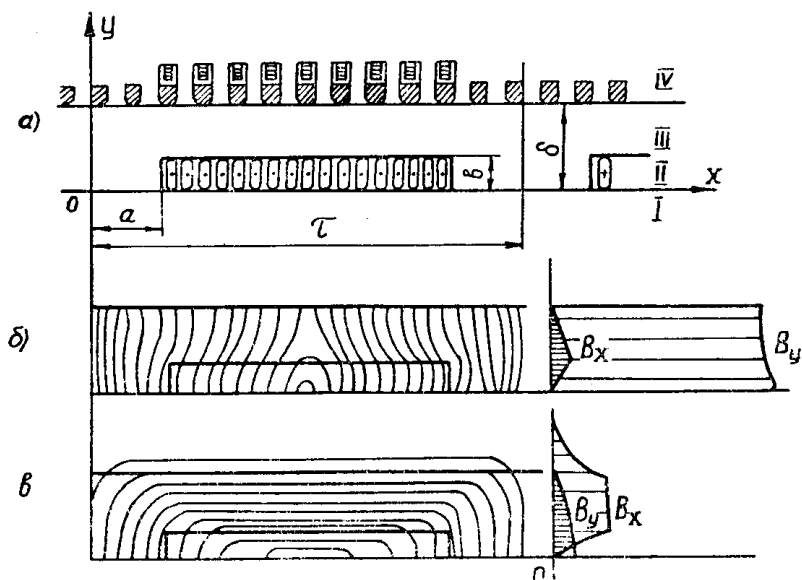


Рис. 1

Для областей без тока I и III

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = 0. \quad (3)$$

Поверхность ротора, представляющую в общем случае композицию из стали поковки и меди демпферной системы, можно принять однородной с некоторой средней электрической характеристикой, называемой глубиной проникновения

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega \gamma \mu}}, \quad (4)$$

где γ и μ — электропроводность и магнитная проницаемость материала, ω — угловая частота.

Расчеты показывают, что в поперечном магнитном поле реакции якоря насыщенная сталь имеет глубину проникновения, весьма близкую к глубине проникновения меди, в частности, при $f=50$ гц, $d \approx 1$ см.

Можно показать также, что в реальных конструкциях постоянная времени эквивалентного демпферного контура

$$T_{\Sigma} = \frac{\tau}{2\pi} \mu \gamma d \quad (5)$$

в несколько раз больше периода эдс и поэтому расчет может быть проведен как для квазистационарного процесса [2]. Тогда, записывая для области ротора IV уравнение Пуассона для вихревого поля

$$\frac{\partial^2 A_{IV}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{IV}}{\partial y^2} = jk^2 A_{IV}, \quad (6)$$

находим выражения векторных потенциалов в I—IV областях в виде

$$A_I = \mu_r \mu_0 \Sigma B e^{m y} \sin m x, \quad (7)$$

где y лежит в пределах от 0 до $-\infty$;

$$A_{II} = \mu_0 \Sigma (D e^{m y} + E e^{-m y} + I) \sin m x, \quad (8)$$

где $b > y > 0$;

$$A_{III} = \mu_0 \Sigma (Fe^{my} + Qe^{-my}) \sin mx, \quad (9)$$

где $\delta > y > b$;

$$A_{IV} = \mu_0 \Sigma L e^{-\sqrt{m^2 + jk^2} y} \sin mx \quad (10)$$

при $\infty > y > \delta$,

здесь для простоты приняты следующие обозначения:

$$m = \frac{\pi}{\tau} n.$$

$$I = \frac{4\Delta_0}{\pi n m^2} \cos ma = \frac{4}{3} \frac{iqk_w}{m^2(\tau - 2a)b}, \quad (11)$$

$$k = \sqrt{\omega \gamma \mu},$$

$$k_w = \frac{3 \cos ma}{\pi n},$$

где τ — полюсное деление,

n — любое целое число,

i — ток якоря,

q — число витков на пару полюсов,

p — число пар полюсов.

Уравняв тангенциальные составляющие напряженности поля $\frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial y}$

и нормальные составляющие индукции — $\frac{\partial A}{\partial x}$ на границах областей,

нетрудно получить систему уравнений, которую после приравнивания коэффициентов при $\sin mx$ и $\cos mx$ запишем в форме матрицы:

B	D	E	F	Q	L	
-1	1	-1				
μ_r	1	1				-I
	e^{mb}	$-e^{-mb}$	$-e^{mb}$	e^{-mb}		
	e^{mb}	e^{-mb}	$-e^{mb}$	$-e^{-mb}$		-I
λ			$e^{m\delta}$	$-e^{-m\delta}$	λ	
			$e^{m\delta}$	$e^{-m\delta}$	$-\eta$	

где

$$\lambda = \frac{\sqrt{m^2 + jk^2}}{m} e^{-\sqrt{m^2 + jk^2} \delta},$$

$$\eta = e^{-\sqrt{m^2 + jk^2} \delta}.$$

Поскольку μ_r в железе статора весьма велика по сравнению с единицей, коэффициенты в выражениях векторных потенциалов будут

$$\begin{aligned} B &= 0; \quad D = E = \frac{I}{2} \dot{R}, \\ F &= \frac{I}{2} (R + e^{-mb}), \quad Q = \frac{I}{2} (\dot{R} + e^{mb}), \\ L &= \frac{I}{\eta - \lambda} e^{m\delta} (R + e^{-mb}), \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\dot{R} = \frac{(e^{mb} - 1) \left[\frac{\eta - \lambda}{\eta + \lambda} + e^{m(2\delta - b)} \right]}{e^{2m\delta} - \frac{\eta - \lambda}{\eta + \lambda}} - 1.$$

Принимая во внимание, что глубина проникновения $d = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\tau}{k}$ много меньше полюсного деления $\tau \left[\frac{k}{m} \gg 1 \right]$, комплексный коэффициент $\dot{R}$ преобразуется в действительный:

$$R = - \frac{e^{m(2\delta - b)} + e^{mb}}{e^{2m\delta} + 1}. \quad (12)$$

Тогда выражения векторных потенциалов:

$$A_I = 0, \quad (13)$$

$$A_{II} = \mu_0 \sum I (R \operatorname{ch} my + 1) \sin mx, \quad (14)$$

$$A_{III} = \mu_0 \sum I [R \operatorname{ch} my + \operatorname{ch} m(y - b)] \sin mx, \quad (15)$$

$$A_{IV} = - \mu_0 \sum I \frac{md}{\sqrt{2}} e^{m\delta} (R + e^{-mb}) e^{-j \frac{\pi}{4}} e^{-(1+j) \frac{y-b}{d}} \sin mx. \quad (16)$$

Дифференцированием выражений находятся составляющие индукции

$$B_x = \frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = - \frac{\partial A}{\partial x}; \quad (17)$$

Интегрируя квадрат индукции $B^2 = B_x^2 + B_y^2$ по объему, определим энергию поля W , а индуктивность L найдем как отношение энергии к квадрату тока

$$L = \frac{2W}{i^2} = \frac{2l \int_0^y \int_0^\tau B^2 dx dy}{\mu_0 i^2}. \quad (18)$$

После интегрирования получаем

$$L_n'' = \frac{8}{9} \mu_0 l q^2 \frac{\tau p}{(\tau - 2a)^2 b^2} \sum \frac{k_w^2}{m^3} (N_{II} + N_{III} + N_{IV}), \quad (19)$$

где

$$N_{II} = R^2 \operatorname{sh} 2mb + 4 \operatorname{sh} mb \cdot R + 2mb,$$

$$N_{III} = 2R^2 \operatorname{sh} m(\delta - b) \operatorname{ch} m(\delta + b) + 4R \operatorname{sh} m(\delta - b) \operatorname{ch} m\delta + \operatorname{Sh} 2m(\delta - b),$$

$$\dot{N}_{IV} = \frac{md}{\sqrt{2}} e^{2m\delta} (R + e^{-mb})^2 e^{-j\frac{\pi}{4}}.$$

Индуктивность короткого замыкания состоит из двух действительных N_{II} и N_{III} одной комплексной части $\dot{N}_{IV}$. Мнимая составляющая этого члена $\operatorname{Im} \dot{N}_{IV}$ показывает увеличение активного сопротивления, так называемое внесенное активное сопротивление, обусловленное рассеянием энергии в демпферной системе.

Индуктивность обмотки якоря, расположенной в зазоре, изменяется от L_n на холостом ходу до L_n'' при коротком замыкании. Индуктивность лобовых частей L_L практически неизменно входит в полные индуктивности $L = L_n + L_L$ синхронную и $L'' = L_n'' + L_L$ короткого замыкания. Учитывая разнообразие геометрии машин и для удобства анализа и практического использования результатов, целесообразно найти относительное изменение индуктивности $\frac{L_n''}{L_n}$.

Выражение векторных потенциалов A_{II} , A_{III} для случая обмотки, расположенной между двумя ферромагнитными поверхностями, в которых $\mu_r \gg 1$, можно получить в виде

$$A_{II} = \mu_0 \sum I \left[1 - \frac{\operatorname{sh} m(\delta - b)}{\operatorname{sh} m\delta} \cdot \operatorname{ch} my \right] \sin mx, \quad (20)$$

$$A_{III} = \mu_0 \sum I \frac{\operatorname{sh} mb}{\operatorname{sh} m\delta} \operatorname{ch} m(y - \delta) \sin mx. \quad (21)$$

Тогда индуктивность по (18) равна

$$L_n = \frac{8}{9} \mu_0 I q^2 \frac{\tau p}{(\tau - 2a)^2 b} \sum \frac{k_w^2}{m^3} \left[\frac{\operatorname{sh}^2 m(\delta - b)}{\operatorname{sh}^2 m\delta} \operatorname{sh} 2mb - \right. \\ \left. - 4 \frac{\operatorname{sh} m(\delta - b)}{\operatorname{sh} m\delta} \operatorname{sh} mb + 2mb + \frac{\operatorname{sh}^2 mb}{\operatorname{sh}^2 m\delta} \operatorname{sh} 2m(\delta - b) \right]. \quad (22)$$

Эквипотенциальные линии, построенные по уравнениям (13)–(16), (20)–(21), показывают характер поля при «холостом ходе» и внезапном коротком замыкании (рис. 1, б, 1, в), там же помещены графики распределения составляющих индукции B_x , B_y в зазоре.

На рис. 2 представлено относительное изменение индуктивности $\frac{L_n''}{L_n}$ в функции от $\frac{\delta}{\tau}$ при частоте 50 гц и полюсном делении $\tau = 1,8$ м. Получена приблизительно квадратичная зависимость, которая искажается, когда величина воздушного зазора становится соизмеримой с параметром d и в области больших значений $\frac{\delta}{\tau}$.

Экспериментальная проверка параметров проводилась на специальной модели генератора с гладким якорем и набором роторов при различных воздушных зазорах. Общий вид статора машины показан на рис. 3. Обмотка однослойная концентрическая с 120° фазной зоной. Лобовые части обмотки отогнуты под прямым углом и могут быть экранированы медными капками. Геометрические размеры машины и моделирующая частота выбраны по критериям приближенного подобия.

На рис. 2 наряду с кривыми, характеризующими относительное изменение индуктивности, полученными расчетом на ЦВМ, нанесены точки, снятые на экспериментальной установке для соответствующих значе-

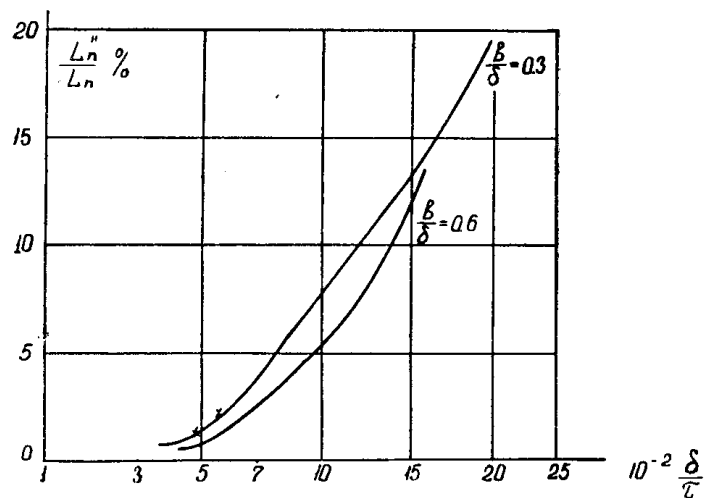


Рис. 2. Зависимость относительного значения сверх-переходной индуктивности от параметров $\frac{b}{d}$

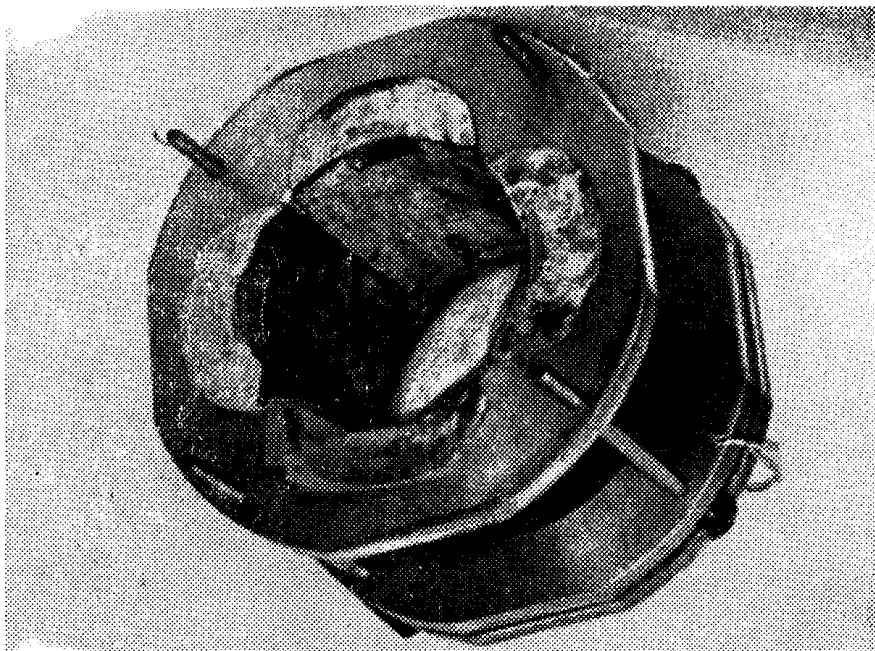


Рис. 3. Общий вид статора модели с гладким якорем

ний параметров. Расхождение расчетных и опытных данных незначительно, что подтверждает справедливость рассмотренной методики.

Достоинства машин с немагнитным активным слоем, заключающиеся в возможности увеличения индукции в воздушном зазоре и весьма малой индуктивности, эффективно могут быть использованы при создании ударных генераторов большой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Electrical review, 1968, 8, p. 363, Air Gap Windings Could Reduce Cos.
2. К. Шимони. Теоретическая электротехника. «Мир», 1964.
3. В. А. Венников. Теория подобия и моделирования. Изд-во «Высшая школа», 1966.