ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտություններ, մեջիա XXV, № 5, 1972 Серия технических наук

ЭНЕРГЕТИКА

А. Г. НАЗАРЯН

О МАГНИТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ РАССЕЯНИЯ ПО ГОЛОВКАМ ЗУБЦОВ И ПО ШЛИЦУ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИНАХ

Исследования, проведенные на проводящей бумаге [1], показывают, что формулы, полученные по методу [2], не совсем точно отражают действительную картину поля рассеяния пазов электрических машин. В связи с этим, автором проведен анализ поля рассеяния по головкам зубцов и по шлицу с целью уточнения расчета соответствующих составляющих магнитной проводимости. Анализ проводился методом конформного преобразования Кристоффеля-Шварца с применением понятия комплексного магнитного потенциала. При анализе приняты следующие допущения: магнитная проницаемость стали равна бесконечности; противоположная сторона воздушного зазора гладкая; зубчатость учитывается с помощью коэффициента воздушного зазора; кривизна поверхностей статора и ротора пренебрежимо мала; паз бесконечно глубокий.

Расчетная схема показана на рис. 1а. Ввиду ее симметрии рассмотрим только правую половину. Направим ось x плоскости z вдоль поверхности зубца, ось y по оси симметрии паза. Отобразим плоскость z на плоскости w_1. Обратная величина коэффициента линейного преобразования будет иметь вид:

$$\frac{dz}{dw_1}=\frac{k}{w_1}\sqrt{\frac{w_1-1}{w_1+q}}. \tag{1}$$

Введем на плоскости w_1 полярные координаты: $w_1=re^{j\alpha}$. Рассматривая изменения z и w_1 в окрестностях точек $w_1=0$ и $w_1=\infty$, находим постоянные

$$K=j\frac{b_s}{2\pi}; \tag{2}$$

$$q=\frac{b_s}{2\delta}. \tag{3}$$

Интегрируя (1), получим выражение для преобразующей функции

$$z=K\left[\ln\frac{\sqrt{w_1+q}+\sqrt{w_1-1}}{\sqrt{w_1+q}-\sqrt{w_1-1}}-\frac{2}{\sqrt{q}}\operatorname{arctg}\sqrt{q\frac{w_1-1}{w_1+q}}\right]+N. \tag{4}$$

Из соответствия точки B на плоскости z и точки B^1 на плоскости w_1 находим постоянную N

$$N=\frac{b_s}{2}+j\delta^1 . \qquad (5)$$

Подставляя (2), (3), (5) в выражение (4), окончательно получим:

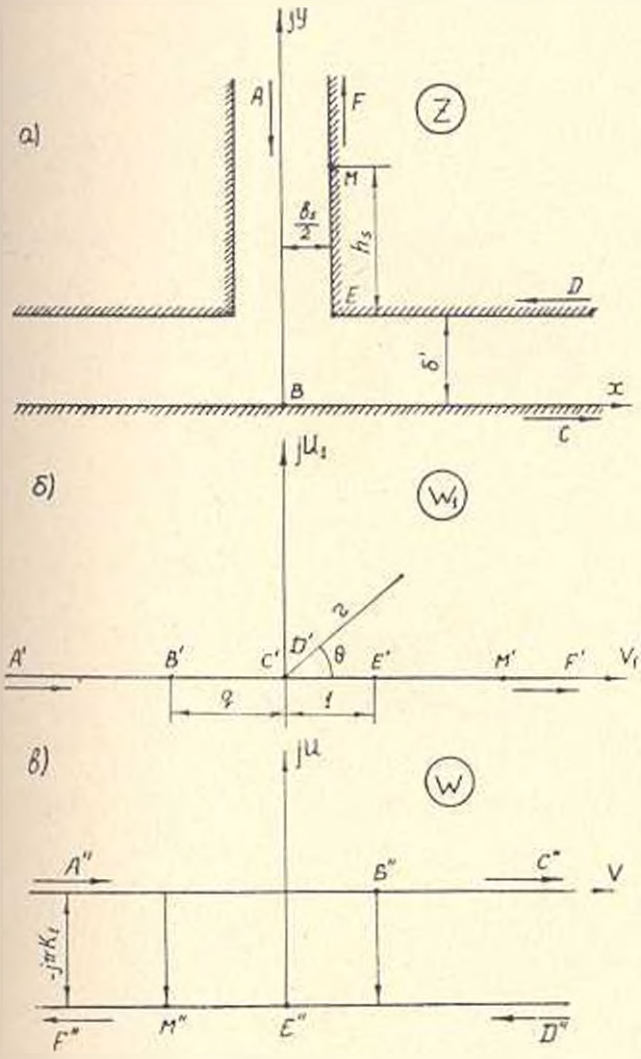

Рис. 1. Конформное преобразование поля рассеяния паза

$$z=j\frac{b_s}{2\pi}\left\{\ln\frac{\sqrt{w_1+\left(\frac{b_s}{2\delta^1}\right)^2}-\sqrt{w_1-1}}{\sqrt{w_1+\left(\frac{b_s}{2\delta^1}\right)^2}-\sqrt{w_1-1}}\right\}-$$

$$-\frac{4\delta^1}{bs}\operatorname{arctg}\frac{bs}{2\delta^1}\sqrt{\frac{w^1-1}{w_1+\left(\frac{b_s}{2\delta^1}\right)^2}}\Bigg\}+\frac{b_s}{2}+j\delta^1, \qquad (6)$$

Произведем новое преобразование рис. 1 в):

$$w = K_1 \ln(-w_1),$$

$$w = v + ju = K_1[\ln r + j(\theta - \pi)].$$

Отсюда

$$v = K_1 \ln r; \quad u = K_1(\theta - \pi)$$

Линия $A' B' C'$ соответствует аргументу $\theta = \pi$, поэтому

$$u_{A'B'C'} = 0.$$

Линия $D' E' F'$ соответствует аргументу $\theta = 0$, следовательно

$$u_{D'E'F'} = -K_1\pi.$$

Поверхности $D''E'F''$ и $A''B''C''$ являются эквипотенциальными, причем, потенциал $\varphi_{D''E''F''} = \frac{AW}{2}$, а $\varphi_{A''B''C''} = 0$. Здесь AW — м. д. с. паза.

Тогда функция $u = \text{const}$ соответствует линиям равного скалярного потенциала

$$\varphi = K_2 u = K_1 K_2 (\theta - \pi);$$

функция $v = \text{const}$ соответствует функции потока

$$V = K_2 v = K_1 K_2 \ln r.$$

Здесь K_2 масштабный коэффициент.

При $\theta = 0$; $\varphi_{D'E'F'} = \frac{AW}{2} = -K_1 K_2 \pi$.

Тогда

$$K_1 K_2 = -\frac{AW}{2\pi}.$$

Окончательно для функции потока получим:

$$V = -\frac{AW}{2\pi} \ln r. \tag{7}$$

Условимся относить к потоку рассеяния по головкам зубцов силовые линии, находящиеся между точками E и B.

Тогда $V_{гз} = V_{B'} = -\frac{AW}{2\pi} \ln r_{B'}$.

Из рис. 1б.

$$r_{B'} = q = \left(\frac{b_s}{2\delta_1}\right)^2.$$

Следовательно,

$$V_{гз} = \frac{AW}{\pi} \ln \frac{2\delta_1}{b_s}.$$

Магнитную проводимость по головкам зубцов определяем как отношение функции потока к м. д. с. паза:

$$\lambda_{\text{гз}} = \frac{V_{\text{гз}}}{AW} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{2\delta'}{b_s}. \qquad (8)$$

На рис. 2 представлены кривые зависимости $\lambda_{\text{гз}} = f\left(\frac{b_s}{2\delta'}\right)$, полученные

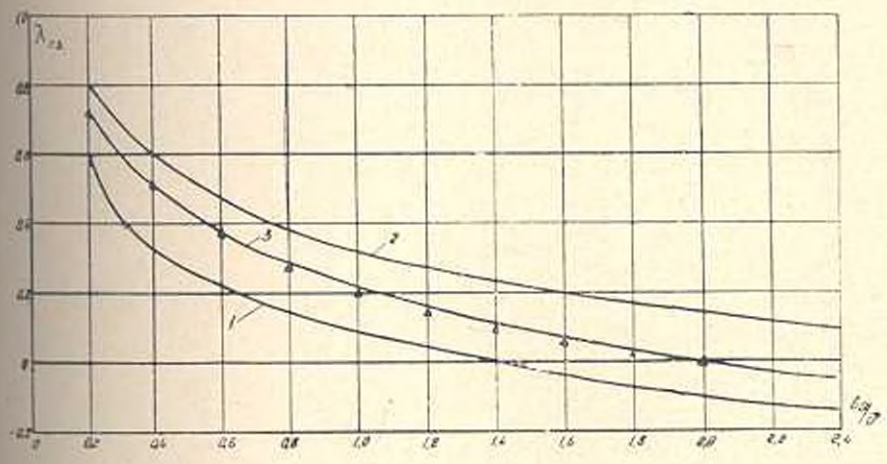

Рис. 2. Зависимость $\lambda_{\text{г.з.}}$ от $2\frac{b_s}{\delta'}$

1 — кривая, полученная по методике [3]; 2 — кривая, полученная по методике [2]; 3 — кривая, вычисленная по формуле (8); треугольники определены по методике [1].

по различным существующим способам расчета и по выражению (8). Следует отметить, что значения $\lambda_{\text{гз}}$, рассчитанные по (8), дают хорошее совпадение с данными, полученными моделированием картины поля рассеяния на проводящей бумаге [1].

В характерной точке $\frac{b_s}{\delta'} = 2$ имеем $\lambda_{\text{гз}} = 0$.

Физически это объясняется тем, что поток, созданный током в пазу, не замыкается по головкам зубцов: частью проходит через шлиц, а частью — в зубец, расположенный на противоположной стороне воздушного зазора. При $\frac{b_s}{\delta'} > 2$ проводимость по головкам зубцов принимает отрицательные значения, что означает уменьшение проводимости рассеяния по шлицу за счет потоков, ответвляющихся от стенки шлица к противоположной стороне воздушного зазора. Аналогично определяем магнитную проводимость по шлицу. Функция потока по шлицу будет равна (7)

$$V_{\text{шл}} = -V_{M'} = \frac{AW}{2\pi} \ln r_{M'}.$$

Здесь M — точка, соответствующая высоте шлица (рис. 1а).

Координата $r_м$ может быть найдена из выражения для преобразующей функции (5)

$$z_м = 0 + jy_м = j\left\{\frac{b_s}{2\pi}\ln\frac{\sqrt{v_{1м'}+\left(\frac{b_s}{2\delta'}\right)^2}+\sqrt{v_{1м'}-1}}{\sqrt{v_{1м'}+\left(\frac{b_s}{2\delta'}\right)^2}+\sqrt{v_{1м'}-1}}-\right.$$

$$\left.-\frac{2\delta'}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{b_s}{2\delta'}\sqrt{\frac{v_{1м'}-1}{v_{1м'}-\left(\frac{b_s}{2\delta'}\right)^2}}+\delta'\right\}.$$

Расчеты показывают, что для обычно применяемых значений b_s, δ', $h_s = y_м - \delta'$ имеют место неравенства:

$$v_{1м'} > 1;\quad v_{1м'} > \left(\frac{b_s}{2\delta'}\right)^2.$$

Например, при $b_s = 4\,мм$, $\delta' = 20\,мм$, $h_s = 4\,мм$, что характерно для пазов успокоительных обмоток крупных синхронных машин, $v_{1м'} = 100$. При $b_s = 10\,мм$, $\delta' = 1\,мм$, $h_s = 16\,мм$, что имеет место в синхронных машинах мощностью до $100\,квт$ с открытыми пазами $v_{1м'} = 270000$.

С учетом приведенных выше неравенств после преобразований получим:

$$\ln r_{м'} = \ln v_{1м'} = \frac{h_s}{b_s}2\pi + \ln\frac{1+\left(\frac{b_s}{2\delta'}\right)^2}{4} + \frac{4\delta'}{b_s}\operatorname{arctg}\frac{b_s}{2\delta'}.$$

Магнитная проводимость по шлицу будет равна:

$$\lambda_{шл} = \frac{h_s}{b_s} + \frac{1}{\pi}\left[\ln\frac{\sqrt{1+\left(\frac{b_s}{2\delta'}\right)^2}}{2} + \frac{2\delta'}{b_s}\operatorname{arctg}\frac{b_s}{2\delta'}\right]. \quad (9)$$

При $\delta' \geqslant b_s$, $\lambda_{шл} = \frac{h_s}{b_s} + 0{,}1$. (10)

Выражения (9) и (10), полученные методом конформных преобразований, учитывают "выпучивание" силовых линий магнитного поля у кромки зубцов.

В таблице 1 приведены значения удельной магнитной проводимости по шлицу для случая $h_s = 4\,мм$ при различных значениях воздушного зазора δ' и ширины открытия паза b_s. В этой таблице в числителе приведены значения, вычисленные по формулам автора, в знаменателе — значения, вычисленные согласно [1].

Таблица 1

$\frac{t_1/t_2}{t'_1/t'_2}$	1	2	3	4
1	$\frac{4{,}11}{4{,}11}$	$\frac{2{,}14}{2{,}24}$	$\frac{1{,}497}{1{,}465}$	$\frac{1{,}142}{1{,}075}$
1,5	$\frac{4{,}104}{4{,}100}$	$\frac{2{,}12}{2{,}12}$	$\frac{1{,}458}{1{,}570}$	$\frac{1{,}132}{1{,}185}$
4	$\frac{4{,}098}{4{,}100}$	$\frac{2{,}1}{2{,}1}$	$\frac{1{,}416}{1{,}430}$	$\frac{1{,}111}{1{,}110}$
6	$\frac{4{,}097}{4{,}100}$	$\frac{2{,}1}{2{,}1}$	$\frac{1{,}416}{1{,}430}$	$\frac{1{,}102}{1{,}095}$
8	$\frac{4{,}097}{4{,}100}$	$\frac{2{,}098}{2{,}100}$	$\frac{1{,}416}{1{,}430}$	$\frac{1{,}102}{1{,}095}$
10	$\frac{4{,}097}{4{,}100}$	$\frac{2{,}098}{2{,}100}$	$\frac{1{,}416}{1{,}430}$	$\frac{1{,}102}{1{,}095}$
20	$\frac{4{,}097}{4{,}100}$	$\frac{2{,}095}{2{,}100}$	$\frac{1{,}416}{1{,}430}$	$\frac{1{,}100}{1{,}095}$
30	$\frac{4{,}097}{4{,}100}$	$\frac{2{,}095}{2{,}100}$	$\frac{1{,}416}{1{,}430}$	$\frac{1{,}100}{1{,}095}$

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса

Поступило 6. XII. 1971.

Ա. Հ. ՆԱՋԱՐՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐՈՒՄ ԱՏԱՐՄԱՆՅԱՆ ԵՎ ՓՈՐԱՏԱՅԻՆ ՅՐՄԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Հոդվածում բերված են էլեկտրական մեքենաների փորաոների յրման գործի հետազոտման արդյունքները, կատարված Քրիստոֆել-Շվարցի կոնֆորմ արտապատկերման եղանակով՝ կոմպլեքսային մագնիսական պոտենցիալի տեսակարարության օպտագործմամբ։ Ատաձնային և փորատային յրման հաղորդականության որոշման համար ստացված են համեմատաբար պարզ արտահայտություններ։ Ստացված արդյունքները համեմատված են գոյություն ունեցող հաշվարկային եղանակների հետ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кожов Б. К.* Картина поля рассеяния в воздушном зазоре электрических машин. Известия ВУЗ-ов, «Электромеханика», №10, 1963.
2. *Данилевич Я. Б., Домбровский В. В., Казовский Е. Я.* Параметры электрических машин переменного тока. «Наука», М.—Л., 1965.
3. *Тягунов М. Е.* Новый подход к определению индуктивных сопротивлений синхронной машины. Госэнергоиздат, М.—Л., 1959.