Ep.6.7

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425

ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Сборник трудов

XIV

ТАЛЛИН 1977

Ep. 6.7

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК 621.318

ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Сборник трудов

XIV

Таллин 1977

Настоящий сборник посвящен памяти академика Эстонской ССР, заслуженного деятеля науки РСФСР доктора технических наук, профессора А.И. Вольдека – основоположника теории и эксплуатации магнитогидродинамических машин, а также кандидата технических наук, доцента Х.И. Янеса, внесшего значительный вклад в теорию и эксплуатацию магнитогидродинамических машин.

Eesti NSV Teaduste Akadeemia Raamatukogu IV

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК 621.313.333.001.24

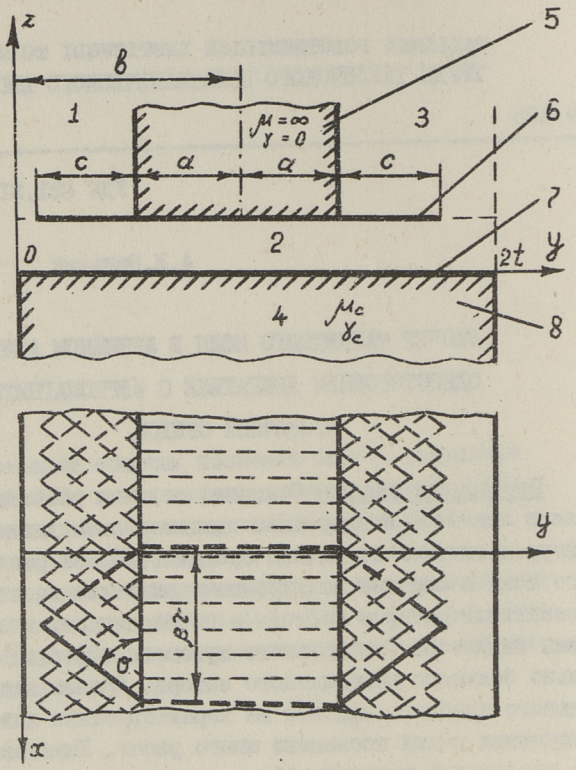
А.И.Вольдек , В.Н.Тимофеев

РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЛИНЕЙНОМ АСИНХРОННОМ ОДНОСТОРОННЕМ ДВИГАТЕЛЕ С ФЕРРОМАГНИТНОЙ ВТОРИЧНОЙ СРЕДОЙ

Постановка задачи. Основное отличие расчета магнитного поля в линейном асинхронном одностороннем двигателе (ЛАОД) с ферромагнитной вторичной средой (ФВС) от расчета магнитного поля в обычном асинхронном двигателе со сплошным ферромагнитным ротором состоит в необходимости учета конечной длины индуктора (продольного краевого эффекта) и относительно большого немагнитного зазора. Оценке влияния продольного краевого эффекта на характеристики линейных индукционных машин посвящено много работ. Показано [2, 3], что продольный краевой эффект значительно проявляется в быстроходных линейных индукционных машинах с высокой добротностью. К такому типу относятся, например, тяговые двигатели высокоскоростного наземного транспорта. ЛАОД, применяемые в качестве приводов различных транспортных установок (ленточный конвейер, тележки мостового крана, шахтные вагонетки и др.) имеют низкую добротность.

В таких машинах продольный краевой эффект проявляется незначительно. Этому способствует также возможность использования в указанных устройствах многополюсных ЛАОД. В настоящей работе будут рассматриваться именно такие машины.

Исходя из вышесказанного, можно принять допущение, что в исследуемом ЛАОД продольный краевой эффект отсутствует и при расчете магнитного поля индуктор вместе с обмоткой считать бесконечно длинным в направлении оси x (фиг. 1). Это допущение позволяет на первый взгляд применить к расчету магнитного поля в ЛАОД с ФВС уже существующие методики рас-



Фиг. 1. Модель линейного асинхронного одностороннего двигателя с ферромагнитной вторичной средой:

5 – сердечник индуктора; 6 – обмотка индуктора;
7 – проводящий неферромагнитный слой;
8 – ферромагнитная вторичная среда.

чета обычных асинхронных машин со сплошным ферромагнитным ротором. Однако значительный немагнитный зазор и необходимость более строгого учета конечных размеров по ширине индуктора и вторичной части требуют решать задачу индивидуально.

При исследовании реальный ЛАОД с ФВС заменяется математической моделью, представленной на фиг. I. При этом приняты следующие допущения:

I. Трехфазная обмотка индуктора принимается бесконечно тонкой с упрощенной геометрией лобовых частей, которые целиком располагаются в плоскости xoy (фиг. I.).

2. Вторичные токи имеют только две составляющие ($J_{2z} = 0$); нормальная составляющая магнитной индукции на краях вторичной среды ($y = 0$, $y = 2t$) равна нулю.

3. Неферромагнитный проводящий слой 7 (фиг. I) принимается бесконечно тонким с конечной проводимостью $\gamma_м$. Такое допущение оправдывается тем, что толщина проводящего слоя значительно меньше величины немагнитного зазора δ.

4. Сердечник индуктора с магнитной проницаемостью μ и проводимостью $\gamma = 0$, а также ФВС с постоянной магнитной проницаемостью μ_c и проводимостью γ_c принимаются полубесконечными пространствами в направлении оси z.

5. Поверхностный эффект в ФВС при всех рабочих скольжениях резко выражен. Систему координат считаем жестко связанной со вторичной средой.

Поскольку поле – периодическая функция по координате x, то, как показано в [6], уравнение Лапласа для ν-й гармонической векторного магнитного потенциала преобразуется к виду

$$\frac{\partial^2 A_\nu}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_\nu}{\partial z^2} - \frac{\nu^2\pi^2}{\tau^2} A_\nu = 0, \qquad (I)$$

где τ – полюсное деление.

В дальнейшем будем рассматривать только основную гармонику $\nu = I$. Поскольку расчет ведется по первой пространственной (в отношении оси x) гармоники, то искомый векторный потенциал имеет вид:

$$\dot{A}(x, y, z, t) = \dot{A}(y, z)\, e^{j(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x)}, \qquad (2)$$

где $\omega = \omega_0 s$.

Допущение о наличии резко выраженного поверхностного эффекта предполагает наличие в ФВС только касательных составляющих напряженности магнитного $\dot{H}_\tau$ и электрического $\dot{E}_\tau$ полей, которые при постоянной магнитной проницаемости ФВС связаны между собой известным соотношением

$$\dot{E}_\tau = (1+j)\sqrt{\frac{\omega \mu_c}{2\gamma_c}}\, \dot{H}_\tau. \qquad (3)$$

Согласно принятой системе координат (фиг. I) выражение (3) преобразуется к виду:

$$\dot{E}_{y4} = -(1+j)\sqrt{\frac{\omega\mu_c}{2\gamma_c}}\,\dot{H}_{x4}; \quad \dot{E}_{x4} = (1+j)\sqrt{\frac{\omega\mu_c}{2\gamma_c}}\,\dot{H}_{y4}, \tag{4}$$

здесь и далее индексы I,2,3 и 4 указывают на рассматриваемую область, согласно фиг. I.

Учитывая, что на поверхности z = 0 справедливы соотношения:

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_{x4} &= \dot{E}_{x2}, \\ \dot{E}_{y4} &= \dot{E}_{y2}, \\ \dot{H}_{y2} - \dot{H}_{y4} &= -\gamma_м \dot{E}_{x2}, \\ \dot{H}_{x2} - \dot{H}_{x4} &= \gamma_м \dot{E}_{y2}, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

и преобразуя (4) согласно [4], получаем

$$\frac{\partial \dot{H}_{z2}}{\partial z} + \dot{\varkappa}\,\dot{H}_{z2}\Big|_{z=0} = 0, \tag{6}$$

где

$$\dot{\varkappa} = \varkappa_a + j\varkappa_p = \sqrt{\frac{\gamma_c\omega\mu_0^2}{2\mu_c}} + \left(\sqrt{\frac{\gamma_c\omega\mu_0^2}{2\mu_c}} - \omega\mu_0\gamma_м\right). \tag{7}$$

Проводимость бесконечно тонкого проводящего слоя

$$\gamma_м = \gamma\Delta,$$

где γ и Δ – электрическая проводимость и толщина ма-материала, покрывающего ФВС.

Выражение (6) в последующем рассматривается как граничное условие на поверхности ФВС, покрытой бесконечно тонким проводящим слоем. Такая трактовка соотношения (6) позволяет избежать расчет электромагнитного поля в ФВС и сформулировать задачу расчета поля в виде краевой задачи для внешней к ФВС области.

Применение приближенного граничного условия (6) в малой окрестности края вторичной среды не является строго обоснованным. Однако можно ожидать, что это приведет в результатах расчета лишь к локальным искажениям поля у краев вторичной среды, а общий характер распределения поля не изменится [4].

Таким образом, расчет магнитного поля в ЛАОД с ФВС сводится к определению векторного потенциала $\dot{A} = i\dot{A}_x + j\dot{A}_y$, $(\dot{A}_z = 0)$ в области воздушного пространства, разбитого, как показано на фиг. I, на зоны: I $(0 \leq y \leq (b-a),\ \delta \leq z < \infty)$, 2$(0 \leq y \leq 2t,\ 0 \leq z \leq \delta)$, 3$(b+a \leq y \leq 2t,\ \delta \leq z < \infty)$.

Отметим, что достаточно определить одну из составляющих векторного потенциала (например, $\dot{A}_y$), другая определяется из условия

$$\operatorname{div}\dot{A} = 0. \tag{8}$$

В последующем будем искать решение для y-й составляющей векторного потенциала, которая в зонах I,2 и 3 удовлетворяет уравнению (I) и краевым условиям:

$$\left.\begin{aligned} &\dot{A}_y\big|_{y=0} = \dot{A}_y\big|_{y=2t} = 0, \quad 0 \leq z < \infty, \\ &\dot{A}_y\big|_{y=b-a} = \dot{A}_y\big|_{y=b-a} = 0, \quad \delta \leq z < \infty, \\ &\dot{A}_y\big|_{z\to\infty} = 0, \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

из условия $\dot{B} = \operatorname{rot}\dot{A}$ и уравнения (6) имеем

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \dot{A}_y}{\partial x} - \frac{\partial \dot{A}_x}{\partial y}\right) + \varkappa\left(\frac{\partial \dot{A}_y}{\partial x} - \frac{\partial \dot{A}_x}{\partial y}\right)\Big|_{z=0} = 0, \quad 0 \leq y \leq 2t. \tag{I0}$$

<u>Решение уравнений Лапласа в области воздушного зазора и торцовых зонах</u>. Следуя [I], предположим, что на поверхности раздела зон $(z = \delta)$ известны следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned} &\dot{A}_{y1}\big|_{z=\delta} = \dot{A}_{y1}(y,\delta), \\ &\frac{\partial \dot{A}_{y2}}{\partial z}\Big|_{z=\delta} = \frac{\partial \dot{A}_{y2}}{\partial z}(y,\delta), \\ &\dot{A}_{y3}\big|_{z=\delta} = \dot{A}_{y3}(y,\delta). \end{aligned}\right\} \tag{II}$$

В этом случае уравнение (I) с учетом граничных условий (9) – (II) можно решить в каждой зоне независимо. В конечные выражения войдут неизвестные (II), последние можно определить из граничных условий на поверхности раздела зон [I].

Решать (I) в прямоугольных областях I,2 и 3 удобно методом интегральных преобразований Г.А.Гринберга [7], который дает решение непосредственно в виде ряда Фурье.

Обозначим y-ю составляющую комплексной амплитуды векторного потенциала в зонах I, 2 и 3 $\dot{V}$, $\dot{U}$ и $\dot{W}$ соответственно. Следуя Гринбергу, умножим (I) на функцию

$$\frac{2}{b-a}\sin\frac{k\pi y}{b-a}, \quad (k=1, 2, 3\ldots),$$

обращающуюся в нуль при $y=0$ и при $y=b-a$, и проинтегрируем полученное выражение по y от 0 до $b-a$. Учитывая принятые для зоны I обозначения, будем иметь:

$$\frac{d^2\dot{V}_k}{dz^2}-\varphi_k^2\dot{V}_k=0, \tag{I2}$$

где

$$\dot{V}_k=\frac{2}{b-a}\int_0^{b-a}\dot{V}\sin\frac{k\pi y}{b-a}\,dy, \tag{I3}$$

$$\varphi_k^2=\left(\frac{k\pi}{b-a}\right)^2+\left(\frac{\pi}{\tau}\right)^2. \tag{I4}$$

Умножая (I) на функцию

$$\frac{2}{2t}\sin\frac{n\pi y}{2t}, \quad (n=1, 2, 3, \ldots),$$

интегрируя полученное выражение по y от 0 до $2t$ и используя обозначения, принятые для зоны 2, имеем:

$$\frac{d^2\dot{U}_n}{dz^2}-\lambda_n^2\dot{U}_n=0, \tag{I5}$$

где

$$\dot{U}_n=\frac{2}{2t}\int_0^{2t}\dot{U}\sin\frac{n\pi y}{2t}\,dy, \tag{I6}$$

$$\lambda_n^2=\left(\frac{n\pi}{2t}\right)^2+\left(\frac{\pi}{\tau}\right)^2. \tag{I7}$$

Умножая (I) на функцию

$$\frac{2}{2t-(b+a)}\sin\frac{m\pi[y-(b+a)]}{2t-(b+a)}, \quad (m=1, 2, 3\ldots)$$

интегрируя полученное выражение по y от $b+a$ до $2t$ и используя обозначения, принятые для зоны 3, будем иметь:

$$\frac{d^2\dot{W}_m}{dz^2} - \eta_m^2 \dot{W}_m = 0, \tag{18}$$

где

$$\dot{W}_m = \frac{2}{2t-(b+a)} \int_{b+a}^{2t} \dot{W} \sin \frac{m\pi[y-(b+a)]}{2t-(b+a)} dy, \tag{19}$$

$$\eta_m^2 = \left(\frac{m\pi}{2t-(b+a)}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{\tau}\right)^2. \tag{20}$$

С учетом преобразованных для $\dot{V}_k, \dot{U}_n$ и $\dot{W}_m$ краевых условий (9) - (II), решения линейных однородных уравнений (I2), (I5) и (I8) будут иметь вид:

$$\dot{V}_k = \dot{V}_{\delta k} e^{\varphi_k(\delta - z)}, \tag{21}$$

$$\dot{U}_n = \dot{U}_{\delta n} \frac{\lambda_n ch\lambda_n z - \dot{\varkappa} sh\lambda_n z}{\lambda_n(\lambda_n sh\lambda_n \delta - \dot{\varkappa} ch\lambda_n \delta)}, \tag{22}$$

$$\dot{W}_m = \dot{W}_{\delta m} e^{\eta_m(\delta - z)}, \tag{23}$$

где коэффициенты

$$\left.\begin{aligned} \dot{V}_{\delta k} &= \frac{2}{b-a} \int_0^{b-a} \dot{A}_{y1}(y,\delta) \sin \frac{k\pi y}{b-a} dy, \\ \dot{U}_{\delta n} &= \frac{2}{2t} \int_0^{2t} \frac{\partial \dot{A}_{y2}}{\partial z}(y,\delta) \sin \frac{n\pi y}{2t} dy, \\ \dot{W}_{\delta m} &= \frac{2}{2t-(b+a)} \int_{b+a}^{2t} \dot{A}_{y3}(y,\delta) \sin \frac{m\pi[y-(b+a)]}{2t-(b+a)} dy. \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

пока неизвестны.

Согласно [7] из выражений (I3), (I6), (I9) и (2I) - - (23) следует:

$$\dot{V} = \sum_{k=1}^{\infty} \dot{V}_{\delta k} e^{\varphi_k(\delta - z)} \sin \frac{k\pi y}{b-a}, \tag{25}$$

$$\dot{U} = \sum_{n=1}^{\infty} \dot{U}_{\delta n} \frac{\lambda_n ch\lambda_n z - \dot{\varkappa} sh\lambda_n z}{\lambda_n(\lambda_n sh\lambda_n \delta - \dot{\varkappa} ch\lambda_n \delta)} \sin \frac{n\pi y}{2t}, \tag{26}$$

$$\dot{W} = \sum_{m=1}^{\infty} \dot{W}_{\delta m} e^{\eta_m(\delta - z)} \sin \frac{m\pi\,[y-(b+a)]}{2t-(b+a)}. \qquad (27)$$

Отметим, что выражения (25)-(27) определяют $y-e$ составляющие векторных потенциалов в зонах I, 2 и 3 соответственно. Определив из условия (8) $x-e$ составляющие векторных потенциалов, легко определить любую величину, характеризующую поле.

Определение коэффициентов $\dot{V}_{\delta k}$, $\dot{U}_{\delta n}$ и $\dot{W}_{\delta m}$ возможно путем использования граничных условий на поверхности раздела зон I-2 и 3-2. При этом необходимо учесть, что на этих границах имеются бесконечно тонкие слои тока (лобовые части обмотки индуктора).

Применительно к обмотке, имеющей упрощенную геометрию лобовых частей и представленную на фиг. I, в [5] даны выражения для составляющих линейной плотности тока. В соответствии с выбранной системой координат эти зависимости для двухслойной обмотки имеют вид:

I. Для лобовых частей, расположенных в левой торцовой зоне (фиг. I)

$$\left.\begin{aligned} \dot{j}_{y1}(y) &= 2J_m \sin\vartheta \cos\left[\frac{-y+(b-a)}{c}\frac{\beta\pi}{2}+(1-\beta)\frac{\pi}{2}\right],\ b-(a+c)\leqslant y\leqslant b-a, \\ \dot{j}_{x1}(y) &= -2J_m \sin\vartheta \cos\left[\frac{-y+(b-a)}{c}\frac{\beta\pi}{2}+(1-\beta)\frac{\pi}{2}\right]e^{j\frac{\pi}{2}},\ b-(a+c)\leqslant y\leqslant b-a. \end{aligned}\right\} \qquad (28)$$

2. Для лобовых частей, расположенных в правой торцовой зоне,

$$\left.\begin{aligned} \dot{j}_{y3}(y) &= 2J_m \sin\vartheta \cos\left[\frac{y-(b+a)}{c}\frac{\beta\pi}{2}+(1-\beta)\frac{\pi}{2}\right],\ b+a\leqslant y\leqslant b+a+c, \\ \dot{j}_{x3}(y) &= -2J_m \sin\vartheta \cos\left[\frac{y-(b+a)}{c}\frac{\beta\pi}{2}+(1-\beta)\frac{\pi}{2}\right]e^{j\frac{\pi}{2}},\ b+a\leqslant y\leqslant b+a+c. \end{aligned}\right\} \qquad (29)$$

3. Для активной части обмотки

$$\dot{j}_{y2} = 2J_m \sin\beta\frac{\pi}{2}. \qquad (30)$$

Здесь амплитуда линейной токовой нагрузки одного слоя

$$J_m = \frac{\sqrt{2}\, m_1 w_1 k_{o\delta 1}}{2p\tau},$$

δ и c – геометрические размеры лобовой части (фиг. I);

β – относительный шаг обмотки индуктора.

Если обмотка однослойная, в выражениях (28)-(30) необходимо брать β = I и учитывать линейную нагрузку только одного слоя.

Учитывая (28)-(30), граничные условия на поверхности раздела зон I-2 и 3-2 принимают вид:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial \dot{U}}{\partial z}\Big|_{z=\delta} = \frac{\partial \dot{V}}{\partial z} + \mu_0 \dot{j}_{y1}(y)\Big|_{z=\delta}, \quad 0 \leq y \leq b-a,\\
&\dot{U}\Big|_{z=\delta} = \dot{V}\Big|_{z=\delta}, \quad 0 \leq y \leq b-a,\\
&\frac{\partial \dot{U}}{\partial z}\Big|_{z=\delta} = \frac{\partial \dot{W}}{\partial z} + \mu_0 \dot{j}_{y3}(y)\Big|_{z=\delta}, \quad b+a \leq y \leq 2t,\\
&\dot{U}\Big|_{z=\delta} = \dot{W}\Big|_{z=\delta}, \quad b+a \leq y \leq 2t,\\
&\frac{\partial \dot{U}}{\partial z}\Big|_{z=\delta} = \mu_0 \dot{j}_{y2}\Big|_{z=\delta}, \quad b-a \leq y \leq b+a.
\end{aligned}\right\} \tag{31}$$

Подставляя выражения (25)-(27) в (31), будем иметь:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \dot{V}_{\delta k} \sin\frac{k\pi y}{b-a} = \sum_{n=1}^{\infty} \dot{U}_{\delta n} \dot{Z}_n \sin\frac{n\pi y}{2t}, \tag{32}$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} \dot{W}_{\delta m} \sin\frac{m\pi[y-(b+a)]}{2t-(b+a)} = \sum_{n=1}^{\infty} \dot{U}_{\delta n} \dot{Z}_n \sin\frac{n\pi y}{2t}, \tag{33}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \dot{U}_{\delta n} \sin\frac{n\pi y}{2t} = \begin{cases}
-\sum\limits_{k=1}^{\infty} \varphi_k \dot{V}_{\delta k} \sin\frac{k\pi y}{b-a} + \mu_0 \dot{j}_{y1}(y), & 0 \leq y \leq b-a,\\
\mu_0 \dot{j}_{y2}, & b-a \leq y \leq b+a,\\
-\sum\limits_{m=1}^{\infty} \eta_m W_{\delta m} \sin\frac{m\pi[y-(b+a)]}{2t-(b+a)}, & b+a \leq y \leq 2t,
\end{cases} \tag{34}$$

где $\dot{Z}_n = \dfrac{\lambda_n \operatorname{ch}\lambda_n\delta - \varkappa \operatorname{sh}\lambda_n\delta}{\lambda_n(\lambda_n \operatorname{sh}\lambda_n\delta - \varkappa \operatorname{ch}\lambda_n\delta)}$.

Поступая аналогично [I], умножим (32) на функцию

$$\frac{2}{b-a}\sin\frac{i\pi y}{b-a}, \quad (i=1,2,3\ldots)$$

и проинтегрируем получившееся выражение по y от 0 до $b-a$, выражение (33) умножим на функцию

$$\frac{2}{2t-(b+a)}\sin\frac{j\pi[y-(b+a)]}{2t-(b+a)}, \quad (j=1,2,3\ldots)$$

и проинтегрируем получившееся выражение по y от $b+a$ до $2t$; выражение (34) умножим на функцию

$$\frac{2}{2t}\sin\frac{l\pi y}{2t}, \quad (l=1,2,3\ldots)$$

и проинтегрируем получившееся выражение по y от 0 до $2t$; в результате будем иметь систему линейных алгебраических уравнений, определяющую неизвестные коэффициенты:

$$\dot{V}_{\delta i}=\sum_{n=1}^{\infty}\dot{U}_{\delta n}\dot{Z}_n C_{n,i}, \tag{36}$$

$$\dot{W}_{\delta j}=\sum_{n=1}^{\infty}\dot{U}_{\delta n}\dot{Z}_n S_{n,j}, \tag{37}$$

$$\dot{U}_{\delta l}=-\sum_{k=1}^{\infty}\varphi_k\dot{V}_{\delta k}Q_{k,l}-\sum_{m=1}^{\infty}\eta_m\dot{W}_{\delta m}R_{m,l}+\Psi_{l_1}+\Psi_{l_2}+\Psi_{l_3}, \tag{38}$$

где

$$C_{n,i}=\frac{2}{b-a}\int_0^{b-a}\sin\frac{n\pi y}{2t}\sin\frac{i\pi y}{b-a}\,dy=$$

$$=\begin{cases}1, & \dfrac{n}{2t}=\dfrac{i}{b-a},\\[2ex] \dfrac{2i\pi(-1)^i\sin\dfrac{n\pi(b-a)}{2t}}{\left(\dfrac{n\pi(b-a)}{2t}\right)^2-(i\pi)^2}, & \dfrac{n}{2t}\neq\dfrac{i}{b-a},\end{cases}$$

$$S_{n,j}=\frac{2}{2t-(b+a)}\int_{b+a}^{2t}\sin\frac{n\pi y}{2t}\sin\frac{j\pi[y-(b+a)]}{2t-(b+a)}\,dy=$$

$$=\begin{cases} \cos\dfrac{n\pi(b+a)}{2t}, & \dfrac{n}{2t}=\dfrac{j}{2t-(b+a)}, \\[2ex] \dfrac{2j\pi\sin\dfrac{n\pi(b+a)}{2t}}{[2t-(b+a)]^2\left[\left(\dfrac{j\pi}{2t-(b+a)}\right)^2-\left(\dfrac{n\pi}{2t}\right)^2\right]}, & \dfrac{n}{2t}\neq\dfrac{j}{2t-(b+a)}, \end{cases}$$

$$Q_{k,l}=\frac{2}{2t}\int_0^{b-a}\sin\frac{k\pi y}{b-a}\sin\frac{l\pi y}{2t}\,dy=$$

$$=\begin{cases} \dfrac{b-a}{2t}, & \dfrac{k}{b-a}=\dfrac{l}{2t}, \\[2ex] \dfrac{2k\pi(-1)^k\sin\dfrac{l\pi(b-a)}{2t}}{2t(b-a)\left[\left(\dfrac{\pi l}{2t}\right)^2-\left(\dfrac{\pi k}{b-a}\right)^2\right]}, & \dfrac{k}{b-a}\neq\dfrac{l}{2t}, \end{cases}$$

$$R_{m,l}=\frac{2}{2t}\int_{b+a}^{2t}\sin\frac{m\pi\,[y-(b+a)]}{2t-(b+a)}\sin\frac{l\pi y}{2t}\,dy=$$

$$=\begin{cases} \dfrac{2t-(b+a)}{2t}\cos\dfrac{m\pi(b+a)}{2t-(b+a)}, & \dfrac{m}{2t-(b+a)}=\dfrac{l}{2t}, \\[2ex] \dfrac{2m\pi\sin\dfrac{l\pi(b+a)}{2t}}{2t\,[2t-(b+a)]\left[\left(\dfrac{m\pi}{2t-(b+a)}\right)^2-\left(\dfrac{l\pi}{2t}\right)^2\right]}, & \dfrac{m}{2t-(b+a)}\neq\dfrac{l}{2t}, \end{cases}$$

$$\Psi_{l_1}=\frac{2\mu_0}{2t}\int_0^{b-a}j_{y_1}(y)\sin\frac{l\pi y}{2t}\,dy=\frac{4J_m\mu_0 c\sin\vartheta}{\pi[(cl)^2-(t\beta)^2]}\Big\{t\beta\times$$

$$\times\left[\sin\frac{l\pi[b-(a+c)]}{2t}-\sin\frac{l\pi(b-a)}{2t}\cos\beta\frac{\pi}{2}\right]\Big\},$$

$$\Psi_{l_2}=\frac{2\mu_0}{2t}\int_{b-a}^{b+a}j_{y_2}\sin\frac{l\pi y}{2t}\,dy=\frac{8J_m\mu_0\sin\beta\frac{\pi}{2}}{l\pi}\sin\frac{l\pi b}{2t}\sin\frac{l\pi a}{2t},$$

$$\Psi_{l_3}=\frac{2\mu_0}{2t}\int_{b+a}^{2t}j_{y_3}(y)\sin\frac{l\pi y}{2t}\,dy=\frac{4J_m\mu_0 c\sin\vartheta}{\pi[(cl)^2-(t\beta)^2]}\Big\{t\beta\times$$

$$\times\left[\sin\frac{l\pi(b+a)}{2t}\cos\beta\frac{\pi}{2}-\sin\frac{l\pi(b+a+c)}{2t}\right]+cl\cos\frac{l\pi(b+a)}{2t}\sin\beta\frac{\pi}{2}\Big\}.$$

В общем система (36)-(38) представляет бесконечное количество алгебраических линейных уравнений. Если в бесконечных суммах взять только N первых членов, то получится система из $3N$ уравнений. Последнюю систему можно свести к системе алгебраических уравнений, содержащей в качестве неизвестных только коэффициенты $\dot{U}_{\delta l}$, для этого выражения (36), (37) необходимо подставить в (38); после элементарного преобразования такая система будет иметь вид:

$$\left.\begin{array}{l}
\dot{U}_{\delta 1} a_{11} + \dot{U}_{\delta 2} a_{12} + \dots + \dot{U}_{\delta q} a_{1q} + \dots + \dot{U}_{\delta N} a_{1N} = \Psi_1 \\
\dot{U}_{\delta 1} a_{21} + \dot{U}_{\delta 2} a_{22} + \dots + \dot{U}_{\delta q} a_{2q} + \dots + \dot{U}_{\delta N} a_{2N} = \Psi_2 \\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
\dot{U}_{\delta 1} a_{p1} + \dot{U}_{\delta 2} a_{p2} + \dots + \dot{U}_{\delta q} a_{pq} + \dots + \dot{U}_{\delta N} a_{pN} = \Psi_p \\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
\dot{U}_{\delta 1} a_{N1} + \dot{U}_{\delta 2} a_{N2} + \dots + \dot{U}_{\delta q} a_{Nq} + \dots + \dot{U}_{\delta N} a_{NN} = \Psi_N
\end{array}\right\}, \quad (39)$$

где $\Psi_l = \Psi_{l1} + \Psi_{l2} + \Psi_{l3}$,

$$a_{pq} = 1 + \dot{Z}_{n=q} \sum_{s=1}^{N} (\varphi_s Q_{\substack{k=s \\ l=p}}, C_{\substack{n=q \\ i=s}} + \eta_s R_{\substack{m=s \\ l=p}}, S_{\substack{n=q \\ j=s}},),$$

если $p = q$;

$$a_{pq} = \dot{Z}_{n=q} \sum_{s=1}^{N} (\varphi_s Q_{\substack{k=s \\ l=p}}, C_{\substack{n=q \\ i=s}} + \eta_s R_{\substack{m=s \\ l=p}}, S_{\substack{n=q \\ j=s}},),$$

если $p \neq q$.

Поскольку выражения (25)-(27) представляют функции векторных магнитных потенциалов как внутри зон I, 2, и 3, так и на их вертикальных границах, то, как указано в [7], коэффициенты этих рядов убывают достаточно быстро, значит, для достижения практической точности потребуется небольшое число учитываемых членов.

Следовательно, чистема (39) будет содержать небольшое число уравнений и решить такую системы линейных алгебраических уравнений на современных ЦВМ не представляет трудности.

Выводы

Полученные аналитические выражения позволяют с достаточной точностью произвести анализ влияния различных факторов на распределение магнитного поля в линейном асинхронном одностороннем двигателе с ферромагнитной вторичной средой. Поскольку в исследуемой модели не учитывались конечные длины сердечника и обмотки индуктора, то полученные результаты могут быть использованы для анализа поля в обычных асинхронных машинах - с массивными ферромагнитными роторами.

Литература

1. Вольдек А.И., Иванов А.А., Прусс-Жуковский В.В. Магнитное поле в воздушном зазоре машины постоянного тока при холостом ходе без учета зубчатости. - Изв. АН ЭССР "Физика, Математика", 1975, 24, № 1.

2. Вольдек А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л., "Энергия", 1970.

3. Laithwaite, E.R. Induction machines for special purposes (George Newnes, 1966).

3. Маергоиз И.Д., Нижник Л.П. Прямоугольный проводящий клин в бегущем электромагнитном поле. -Журнал технической физики, 1974, № 10, с. 2058-2068.

5. Вольдек А.И. Исследование индуктивностей рассеяния лобовых частей обмоток электрических машин переменного тока. Диссертация, Ленинград-Таллин, 1955.

6. Вольдек А.И. Методика расчета векторного магнитного потенциала лобовых частей обмоток электрических машин. - Тр. Ленингр. политехн. ин-та, 1964, № 24.

7. Гринберг Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. Изд-во АН СССР, 1948.

A. Voldek, B. Timofeyev

Analysis of the Magnetic Field in the Single-sided Linear Motor with Ferromagnetic Secondary

Summary

Using the method of G. Grinberg Laplace's equations for the vector potential in the air gap have been solved. A theory has been developed where the finite width both of the secondary and the primary are taken into account. The secondary consisting of a conducting sleeve has been mounted upon a ferromagnetic core.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК 621.318.38

Э.В. Валласте

О ПРОБЛЕМАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ НЕКОТОРЫХ ЖИДКИХ ЦВЕТНЫХ МЕТАЛЛОВ

1. Сущность проблемы. В металлургическом и литейном производстве цеховой и межцеховой транспорт жидких расплавленных металлов, в том числе и цветных металлов, производится в основном ковшами. Ковшевой транспорт трудно подчиняется автоматизации и механизации. Это обстоятельство, с одной стороны, сильно влияет на производительность и условия труда, а, с другой стороны - на качество транспортируемого металла. При этом перемещение и транспорт расплавленных металлов в таких заводах неизбежны. Ковшевой транспорт требует постройки специальных проходов и путей, а также специальных подъемно-транспортных устройств. Кроме того, взаимодействие металла с воздухом и стенками ковша во время транспортировки иногда связано с частичным сгоранием металла, а также с ухудшением его качества. Все эти недостатки могли бы быть устранены, если применить вакуумированный транспорт металла по трубам. Это, конечно, целесообразно только в том случае, когда такие транспортные системы являются рентабельными и достаточно надежными в эксплуатации.

В данной статье описываются некоторые проблемы, возникающие при создании транспортных систем для жидких цветных металлов как технически более простых. Транспортные системы черных металлов остаются объектами дальнейших исследований.

2. Основные проблемы, возникающие при проектировании трубного транспорта жидких металлов, следующие:

1. Выбор материала для трубопровода.

2. Выбор нагнетателя (нагнетателей) жидкого металла.

3. Нагрев трубопровода в эксплуатации.

4. Выбор места расположения трубопровода.

5. Конструктивное выполнение трубопроводной транспортной системы.

6. Контроль за эксплуатацией транспортной системы и сигнализация.

7. Правила эксплуатации установки и меры безопасности.

8. Рентабельность системы.

Выбор материала для трубопровода является серьезным вопросом, так как, с одной стороны, все жидкие цветные металлы являются химически агрессивными (особенно алюминий) и, с другой стороны, умываемые частицы материала стенок трубопровода перекачиваемым металлом не должны понизить качество последнего. Следовательно, материал для трубопровода должен быть химо-, термо- и механически стойким относительно перекачиваемого металла. Если для некоторых цветных металлов (калия, натрия, цинка, олова, магния) достаточно стойкими являются специальные металлические сплавы на основе стали, то для алюминия необходимо применение специальных керамических изделий, как, например, синтетического фторофлогопита.

Общие требования, которым должен соответствовать материал трубопровода:

I) достаточная химическая стойкость относительно перекачиваемого жидкого металла;

2) достаточно высокая температура плавления;

3) должен позволять как механическую, так и литейную и сварную обработку;

4) должен иметь малую электрическую проводимость;

5) должен быть механически прочным при температуре эксплуатации;

6) должен иметь не слишком высокую стоимость.

По исследованиям, проведенным нами при проектировании трубопроводной транспортной системы, оказались годными для перекачки жидкого магния стандартные трубы марки Х25Т, а для перекачивания алюминия - синтетический фторофлого-

пит. Что касается последнего, то перед созданием транспортной системы из этого материала необходимо исследовать и разработать методы надежной сварки.

Нагнетателями жидкого металла по металлотракту самыми перспективными по нашему мнению являются электромагнитные насосы, тип и конструкция которых зависит от конкретных условий (марка перекачиваемого металла, необходимого напора и производительности установки, характера перекачки - постоянного или прерывистого, температуры перекачиваемого расплавленного металла и т.д.).

При металлах повышенной химической агрессивности следует отдать предпочтение насосам индукционного типа, но при металлах с невысокой температурой плавления и небольшой химической агрессивностью успешно могут быть применены и кондукционные насосы постоянного или переменного токов.

Если при перекачке требуется постоянный напор в системе, то необходимо предвидеть возможность регулировки напряжения питания насоса, так как в эксплуатации вследствие загрязнения внутренних стенок металлотракта гидравлическое сопротивление его постепенно увеличивается. В зависимости от длины металлотракта и от режима работы иногда целесообразно применение или лишь одного насоса в одном конце трубопровода, или же насосов в обоих концах тракта. Операции пуска, остановки и реверса насоса (насосов) могут быть автоматизированы.

Важным и технически довольно сложным процессом, особенно при относительно длинном металлотракте, является подогрев и сохранение необходимого температурного режима трубопровода. Прямой подогрев электрическим током трубопровода с дальнейшим сохранением температуры на уровне температуры плавления перекачиваемого металла возможен только в том случае, когда стенки трубы электропроводные и тракты относительно короткие (не более 2-3 метров). При более длинных трактах единственно возможным способом является косвенный подогрев, для чего трубопровод снабжается нагревательными элементами и теплоизоляцией. Тип употребляемого нагревательного элемента зависит от требуемой температуры. При температуре перекачиваемого металла не выше 400-500°С можно использовать трубчатые нагреватель-

ные элементы типа "ТЭН", монтаж которых является самым простым. При более высоких температурах следует применять нихромовые нагревательные элементы в виде спирали. Длину таких элементов не следует принимать более 2-3 м (по длине трубопровода).

Для теплоизоляции можно применять двух-, трехслойную изоляцию (например, перлитовые или диатомитовые скорлупы и слой минеральной или каолиновой ваты). Нагревательные элементы монтируются между трубопроводом и тепловой изоляцией. Очень важным является выбор правильной конструкции трубопровода и точный расчет компенсаторов теплового удлинения. Если материал трубопровода эластичен, то можно пользоваться S- или П-образными компенсаторами. Но если материал трубопровода хрупкий, т.е. неэластичный, то надо пользоваться специальными скользящими соединениями в отдельных его звеньях. При применении металлических труб, необходима предварительная затяжка трубопровода, чтобы уменьшить механические напряжения в стенках труб при рабочей температуре.

Толщину теплоизоляции следует выбирать с таким учетом, чтобы температура поверхности устройства при постоянной работе его не превышала +40...+50°С.

Выбор места расположения трубопровода зависит полностью от местных условий. Если местные условия позволяют, то трубопровод можно поместить в подпольный канал, но если это невозможно, можно пользоваться эстакадным расположением или расположением на специальные несущие конструкции вдоль стенок или перегородок.

При перекачке жидких металлов, которые в обыкновенных атмосферных условиях сильно окисляются (магний, калий, натрий и др.), необходимо металлотракт перед пуском продувать инертными газами (азотом, гелием или т. по.). Для этого в металлотракте придется предусмотреть соответствующие вентили.

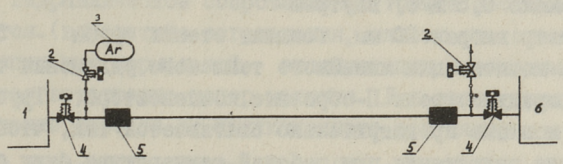
Чрезвычайно важным является автоматизированный контроль за работой установки, так как отсутствие этого может повлечь за собой тяжелые аварии и вывести установку из строя на продолжительное время. Контроль охватывает как

производительность установки (режимы работы насосов), так и тепловой режим установки и контроль аварийной течи металла из металлотракта. Эксплуатационные правила установки регламентируют пуск, реверс, остановку и регулирование производительности установки, а также продувку металлотракта инертными газами.

В состав правил безопасности входят как общие меры безопасности в эксплуатации электроустановок, так и специальные меры, связанные со спецификой работы рассматриваемой установки. Рентабельность системы определяется, с одной стороны, стоимостью изготовления установки (материалы и рабочая сила) и эксплуатацией ее, и, с другой стороны, стоимостью ковшевого транспорта.

3. Описание установки для трубопроводного транспорта жидкого магния. Как иллюстрация здесь описывается конструкция, принцип работы и основные технические параметры транспортной установки, которая была спроектирована в ТПИ по заказу Соликамского магниевого завода в 1970 году. Установка была спроектирована для перекачки жидкого магния от цеха электролиза в электролитейный цех. Расстояние между этими цехами около 180 м, но длина металлотракта получилась около 230 м. В зависимости от местных условий, установка была помещена в подпольный канал (подпольный проход частично уже существовал, см. фиг. 1).

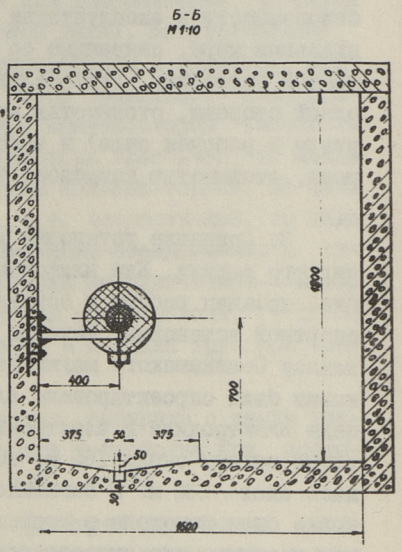
Стенки и пол канала бетонируются и сверху покрываются разборными бетонными плитами. Применение стандартных бетонных блоков понизило бы стоимость канала, но усложни-



Фиг. 1. Принципиальная схема трудопровода:

1 и 6 - резервуары с жидким магнием;
2 - сильфонный вентиль с электроприводом (газовый);
3 - баллон с аргоном; 4 - вентиль жидкого магния;
5 - индукционный насос.

ло бы монтаж и эксплуатацию самой установки. Для размещения П-образных компенсаторов трубопровода канал имел восемь выступов размерами I,5xI,5 м. Канал в данном случае должен быть обязательно водонепроницаемым, так как в случае возможной аварии трубопровода присутствие воды может вызвать взрыв и тем самым вывести устройство из строя. На стенки канала были смонтированы шинопровод для питания нагревательных элементов трубопровода, линии коммутации и аппаратура управления. Размеры канала I,8xI,6 м, что гарантирует ширину служебного прохода около 80 см (см. фиг. 2).

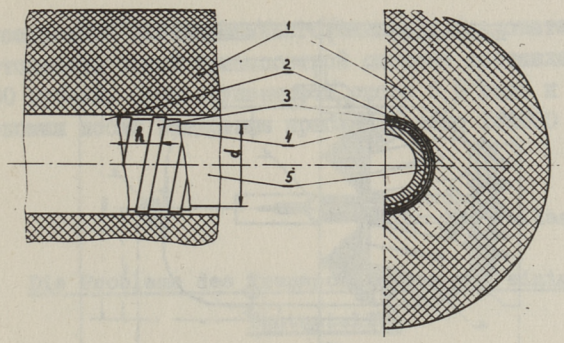


Фиг. 2. Прорез канала с трубопроводом.

Материалом трубопровода служила труба из хромистой нержавеющей стали Х25Т. Сталь Х25Т обладает удовлетворительной свариваемостью и сопротивляемостью межкристаллической коррозии. Обыкновенная стальная труба для этой цели не годится из-за сильной коррозии при рабочей температуре (около 750°С). Исходя из требуемой производительности ($18 \cdot 10^3$ т/год) и оптимальной скорости течения жидкого металла (около 0,5 м/с) внутренний диаметр выбран 30 мм, толщина стенки трубы – 5 мм.

Для компенсации линейного теплового удлинения трубопровода предусмотрены П-образные компенсаторы. Трубопровод при монтаже предварительно стягивается так, чтобы механические напряжения при рабочей температуре были близки к нулю.

Подогрев трубопровода был проведен нагревательными элементами из нихромной ленты, которая наматывалась вокруг изолированной трубы по всей ее длине (см. фиг. 3). Секционированием этой нагревательной ленты достигалось плавное и тонкое регулирование температуры трубопрово-



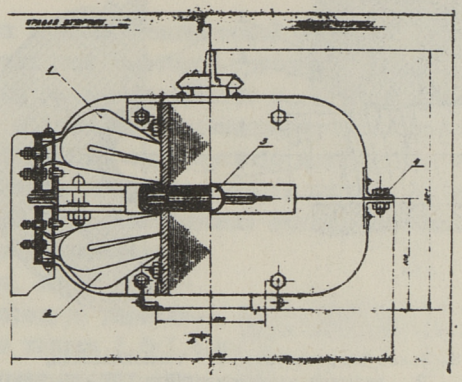
Фиг. 3. Эскиз нагревателя: 1 - теплоизоляция;
2 - внешняя электроизоляция; 3 - нагреватель;
4 - внутренняя электроизоляция; 5 - труба.

да. Для контроля температуры по длине трубопровода были применены термопары, сигналы которых принимает управляющая и самопишущая автоматическая станция АСТ МГ.

Теплоизоляция трубопровода была изготовлена из перлитовых скорлуп, на которые укладывался слой минеральной ваты. Весь трубопровод окружался кожухом из листового алюминия.

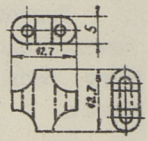
Нагнетателями жидкого магния по трубопроводу были спроектированы плоские линейные индукционные насосы, которые устанавливаются на обоих концах трубопровода. Мощность каждого насоса $P_н$ = 13,62 кВт при напряжении питания $U_н$ = 220/380 В и $\cos\varphi_н$ = 0,287 и частота 50 Гц (см. фиг. 4). В эксплуатации каждый из этих насосов может в одиночном режиме обеспечить требуемую производительность. Так как гидравлическое сопротивление тракта постепенно увеличивается (вследствие загрязнения окисью его стенок), то для обеспечения нормальной эксплуатации необходимо увеличить соответственно напор металла. Для этого предусмотрено питание насосов от индукционного регулятора.

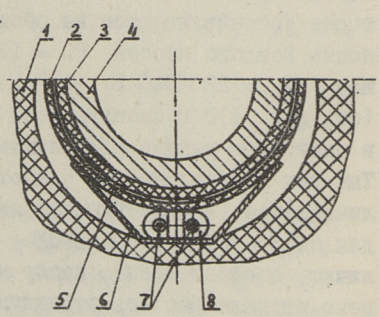
Для избежания оксидирования (сгорания) жидкого магния при транспорте, необходимо осуществить его в инертной среде. С этой целью на обоих концах тракта установлены баки со сжатым аргоном и вентили - в одном конце тракта СА-08--03-00 с рабочим давлением 5 кГ/см^2 и рабочей температурой 700°С, а в другом конце вентиль 14 НЖ 917 СТ26 с рабочим давлением 10 кГ/см^2 и рабочей температурой 350°С.



Фиг. 4. Общий вид с прорезом индукционного насоса ЭМ-8.

Для обеспечения безопасной эксплуатации самыми важными являются меры для избежания пожара при аварийном вытекании жидкого магния из трубопровода. Это может случиться либо вследствие некачественной сварки труб при монтаже, либо вследствие старения стенок труб, что может вызвать образование в них трещин. Для безаварийной работы предусмотрено, во-первых, применение специального течеискателя и, во-вторых, устройство в дне канала под трубопроводом специальной канавки, заполненной флюсом (см. фиг. 2). Течеискатель состоит из двух голых алюминиевых проводников, проходящих под трубопроводом по всей его длине (фиг. 5). Примерная стоимость материалов и аппаратуры в ценах 1969 года составляет около 23000 рублей, стоимость монтажных работ - около 54500 рублей (без стои-





Фиг. 5

Эскиз течеискателя трубопровода:

1 - теплоизоляция,
2 - электроизоляция,
3 - электроизоляция,
4 - трубопровод,
5 - нагреватель,
6 - корытце,
7 - контактные провода,
8 - керамическая буса.

мости построения бетонированного канала). Следовательно, общая стоимость такой транспортной системы составляет около 80000 рублей. Срок окупаемости около 0,5 года и годовая экономия после внедрения приблизительно 234000 рублей.

E. Vallaste

Die Probleme des Transportierens von einigen Buntmetallen

Zusammenfassung

In vorliegendem Artikel werden die Probleme der Schaffung des Transportsystems des flüssigen Metalls analysiert.

Dafür wird die Anlage, bestehend aus Rohrleitungen und linearen Induktionpumpen vorgelegt. Es wird die Beschreibung einer Transportanlage für flüssiges Magnesium gegeben.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 425 1977

УДК 621.318.38

Л.В.Валдур, А.В.Конт, Х.И.Янес

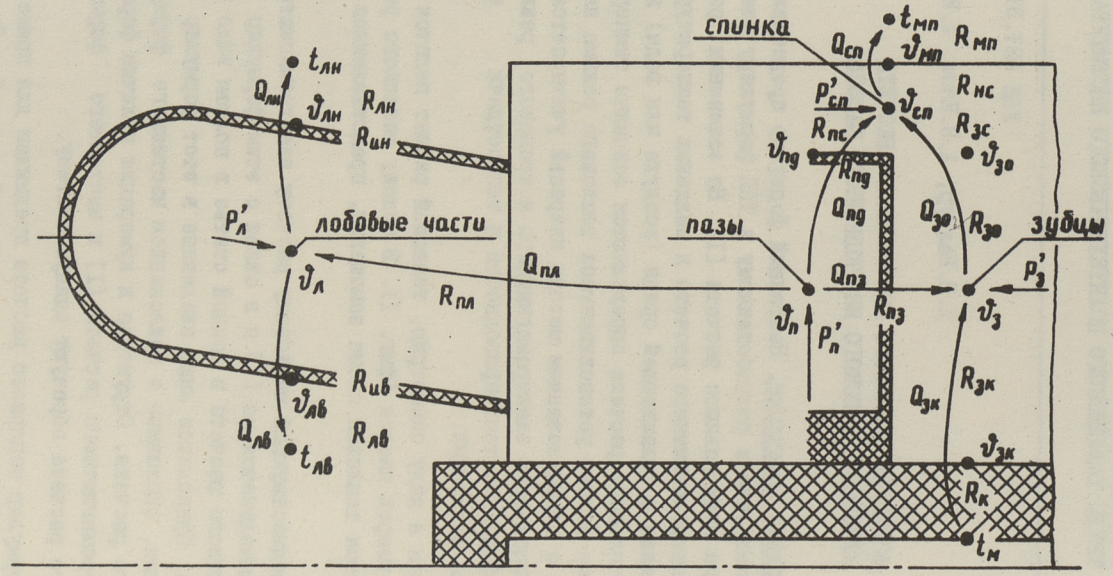
ФОРМУЛЯР ТЕПЛОВОГО КОНТРОЛЬНОГО РАСЧЕТА ЛИНЕЙНОГО ПЛОСКОГО ИНДУКЦИОННОГО НАСОСА

Вводные замечания. Настоящий формуляр представляет собой дополнение к разработанному в ТПИ формуляру электромагнитного контрольного расчета [I]. На основании результатов электромагнитного расчета и заданных температур жидкого металла и охлаждающей среды (воздуха или воды) в формуляре теплового расчета определяются основные температуры и тепловые потоки установившегося теплового режима насоса. При этом с использованием метода итераций учитывается взаимная зависимость электромагнитного и теплового режимов. Все коэффициенты теплопроводности и теплоотдачи насоса считаются заданными.

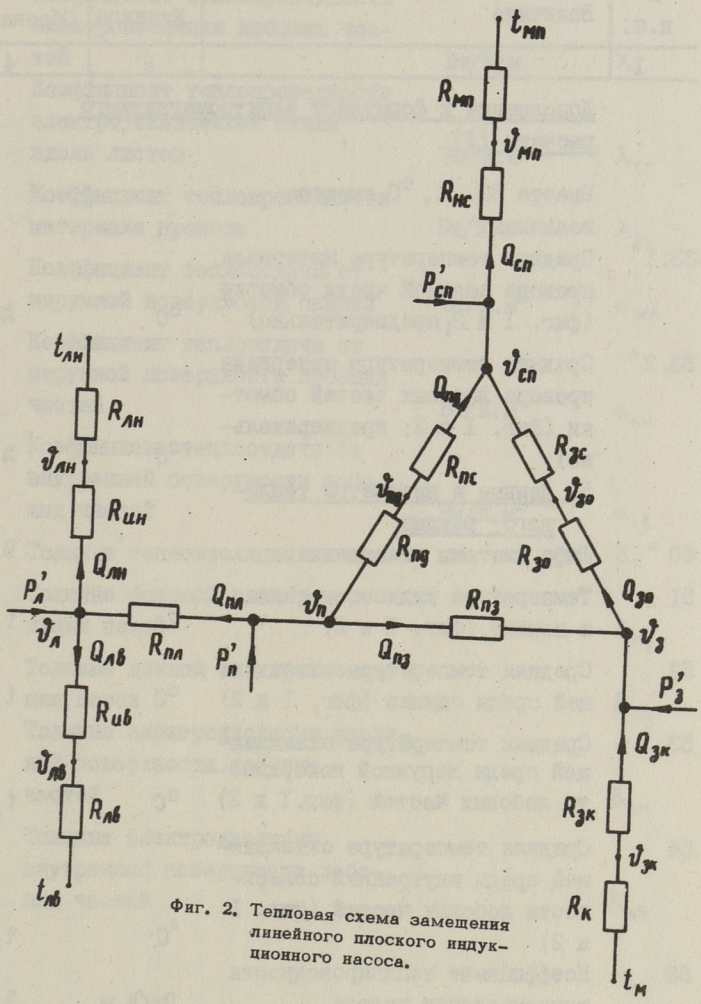
Имея в виду симметрию, тепловой расчет ведется для одной четверти насоса (фиг. I). В основу теплового расчета принимается тепловая схема замещения, представленная на фиг. 2.

Предшествующий тепловому расчету электромагнитный расчет выполняется по [I] и в связи с этим формуляр электромагнитного расчета в данной статье в полном виде не излагается. Приводятся лишь введенные в этот формуляр [I] дополнения, связанные с приложением настоящего формуляра теплового расчета. Структура и нумерация величин формуляра электромагнитного расчета [I] и настоящего формуляра теплового расчета образуют единую систему.

Формуляр теплового расчета предназначен для применения в случае основных вариантов вторичной среды В = 3; 4 [I]. Согласно общей нумерации величин прилагается полный пример расчета с данными насоса ЭМН-7, соответствующий перекачиванию жидкого металла в электропроводящем канале (в [I] шифр вторичной среды В = 4).



Фиг. 1. Эскиз линейного плоского индукционного насоса с указанием температур (t , ϑ), тепловых потоков (P' , Q) и тепловых сопротивлений (R).



Фиг. 2. Тепловая схема замещения линейного плоского индукционного насоса.

I, а. Исходные данные

№ п.п.	Величина	Единица	Обозначение
I	2	3	4
	Дополнения к формуляру электромагнитного расчета [I]		
	Вместо 33. t, °C имеются величины:		
33.I*	Средняя температура материала провода пазовой части обмотки (фиг. I и 2; предварительно)	°C	$\vartheta_п$
33.2*	Средняя температура материала провода лобовых частей обмотки (фиг. I и 2; предварительно)	°C	$\vartheta_л$
	5. Данные и параметры теплового режима		
50 *	Шифр системы охлаждения	-	D
5I	Температура жидкого металла в канала (фиг. I и 2)	°C	$t_м$
52	Средняя температура охлаждающей среды спинки (фиг. I и 2)	°C	$t_{мп}$
53	Средняя температура охлаждающей среды наружной поверхности лобовых частей (фиг. I и 2)	°C	$t_{лн}$
54	Средняя температура охлаждающей среды внутренней поверхности лобовых частей (фиг. I и 2)	°C	$t_{лв}$
55	Коэффициент теплопроводности теплоизоляции канала	Вт/К.м	$\lambda_к$
56	Коэффициент теплопроводности боковой электроизоляции пазов	Вт/К.м	$\lambda_{пз}$
57	Коэффициент теплопроводности донной электроизоляции пазов	Вт/К.м	$\lambda_{пд}$

I	2	3	4
58	Коэффициент теплопроводности электроизоляции лобовых частей	Вт/К.м	$\lambda_л$
59	Коэффициент теплопроводности электротехнической стали вдоль листов	Вт/К.м	$\lambda_{ст}$
60	Коэффициент теплопроводности материала провода	Вт/К.м	$\lambda_м$
61*	Коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности спинки	Вт/К.м^2	$\alpha_{мп}$
62*	Коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности лобовых частей	Вт/К.м^2	$\alpha_{лн}$
63*	Коэффициент теплоотдачи от внутренней поверхности лобовых частей	Вт/К.м^2	$\alpha_{лв}$
64	Толщина теплоизоляции канала	м	$\delta_к$
65	Толщина боковой электроизоляции пазов	м	$\delta_{пз}$
66	Толщина донной электроизоляции пазов	м	$\delta_{пд}$
67	Толщина электроизоляции наружной поверхности лобовых частей	м	$\delta_{лн}$
68	Толщина электроизоляции внутренней поверхности лобовых частей	м	$\delta_{лв}$

I, б. Расчетные данные

№ п.п.	Величина	Единица	Обозначение	Формула
I	2	3	4	5
	Дополнения к формуляру электромагнитного расчета [I]			
	Вместо 2I. γ_t, См/м; 22. $b_{пр}$, м; 24. r, Ом; 39. $r_{ст}$, Ом; 47. k'''_δ, –; 78. $P_м$, Вт; 79. $P_{ст}$, Вт имеются величины:			
2I.I	Электропроводность материала провода пазовой части обмотки при рабочей температуре	См/м	$\gamma_{tп}$	$\frac{\gamma_2}{1+\alpha_2(\vartheta_п-20)}$
2I.2	Электропроводность материала провода лобовых частей обмотки при рабочей температуре	См/м	$\gamma_{tл}$	$\frac{\gamma_2}{1+\alpha_2(\vartheta_л-20)}$
2I.3	Интегральная температура обмотки	°C	t	$\frac{2c\vartheta_п + l_л\vartheta_л}{2c+l_л}$
22	Эквивалентная глубина проникновения поля в материал провода пазовой части обмотки	м	$b_{пр}$	$\frac{1}{\sqrt{\pi\mu_0\gamma_{tп}f}}$
24.I	Активное сопротивление фазы пазовой части обмотки	Ом	$r_п$	$\frac{n s_п 2c}{3a_w^2\gamma_{tп}S_{пр}}$

I	2	3	4	5
24.2	Активное сопротивление фазы лобовых частей обмотки	Ом	$r_л$	$\frac{n s_n l_л}{3 a_w^2 \gamma_{tл} S_{пр}}$
24.3	Активное сопротивление фазы	Ом	r	$r_п + r_л$
39.I*	Сопротивление, учитывающее потери в зубцах	Ом	$r_{стз}$	$\frac{3 B_1^2 a_w^2 c_0^2 x_н^2}{2 k_{тех} \sigma \left(\frac{f}{f_1}\right)^{1,3} \mu_0^2 s_п^2} : \left\{ 1,8 \frac{G_з}{b_з^2} \cdot \left[\left(\frac{2\tau\, 2 c_\delta k_п k_{об}}{\pi k'_\delta k''_\delta \delta} \right)^2 + \frac{2}{3q} \cdot \frac{2\tau\, 2 c_\delta k_п k_{об}}{\pi k'_\delta k''_\delta \delta} \cdot \frac{2 c h_п}{b_п} + \frac{2}{15 q} \cdot \left(\frac{2 c h_п}{b_п} \right)^2 \right] \right\}$
39.2*	Сопротивление, учитывающее потери в спинках	Ом	$r_{стсп}$	$\frac{3 B_1^2 a_w^2 c_0^2 x_н^2}{2 k_{тех} \sigma \left(\frac{f}{f_1}\right)^{1,3} \mu_0^2 s_п^2} : \left\{ 1,5 \frac{G_{сп}}{d_{сп}^2} \left[2 \cdot \left(\frac{3q}{\pi} \cdot \frac{2\tau\, 2 c_\delta k_п k_{об}}{\pi k'_\delta k''_\delta \delta} \right)^2 + \frac{3q}{\pi} \cdot \frac{2\tau\, 2 c_\delta k_п k_{об}}{\pi k'_\delta k''_\delta \delta} \cdot \frac{2 c h_п}{b_п} + \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{2 c h_п}{b_п} \right)^2 \right] \right\}$

I	2	3	4	5
39.3	Сопротивление, учитывающее потери в стали	Ом	$r_{ст}$	$\frac{r_{ст3}\, r_{стсп}}{r_{ст3} + r_{стсп}}$
47.I*	Коэффициент расчетной ширины канала	–	β'''	$1{,}60 - 1{,}66\, e^{-\frac{2a-2c}{2\delta}}$
47.2*	Коэффициент зазора, учитывающий ослабление поля на краях канала	–	k'''_{δ}	$\frac{2a}{2c + \beta'''\delta}$
78.I	Потери в пазовой части обмотки (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$P'_{п}$	$\frac{3}{4} I^2_{ф}\, r_{п}$
78.2	Потери в лобовых частях обмотки (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$P'_{л}$	$\frac{3}{4} I^2_{ф}\, r_{л}$
78.3	Потери в обмотке	Вт	$P_{м}$	$4(P'_{п} + P'_{л})$
79.I	Потери в зубцах (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$P'_{з}$	$\frac{3}{4} \cdot \frac{U^2_{н}}{r_{ст3}}$
79.2	Потери в спинках (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$P'_{сп}$	$\frac{3}{4} \cdot \frac{U^2_{н}}{r_{стсп}}$
79.3	Потери в стали	Вт	$P_{ст}$	$4(P'_{з} + P'_{сп})$
	<u>5. Данные и параметры теплового режима</u>			
95	Тепловое сопротивление теплоизоляции канала (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	R_{k}	

I	2	3	4	5
	при $2a \geqslant 2c$			$\frac{2\delta_к}{\lambda_к l' 2c}$
	при $2a < 2c$			$\frac{2\delta_к}{\lambda_к l' 2a}$
96	Тепловое сопротивление коронок зубцов (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{3к}$	$\frac{h_4 + h_1 + \frac{h_2}{2}}{\lambda_{ст}[(z''-1)b_3 + 2b_3'](\frac{c_0}{2} + c'')}$
97	Тепловое сопротивление оснований зубцов (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{3о}$	$\frac{h_п - (h_4 + h_1 + \frac{h_2}{2})}{\lambda_{ст}[(z''-1)b_3 + 2b_3'](\frac{c_0}{2} + c'')}$
98	Тепловое сопротивление внутренней половины спинки под зубцами (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{3с}$	$\frac{d_{сп}}{2\lambda_{ст}[(z''-1)b_3 + 2b_3'](\frac{c_0}{2} + c'')}$
99	Тепловое сопротивление внутренней половины спинки под пазами (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{пс}$	$\frac{d_{сп}}{2\lambda_{ст} z'' b_п(\frac{c_0}{2} + c'')}$
I00	Тепловое сопротивление наружной половины спинки (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{нс}$	$\frac{d_{сп}}{2\lambda_{ст} l' (\frac{c_0}{2} + c'')}$

I	2	3	4	5
I0I*	Тепловое сопротивление, характеризующее теплоотдачу от наружной поверхности спинки (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{мп}$	
	при воздушном охлаждении			$\frac{1}{\alpha_{мп} l' (\frac{2c}{2} + d_{сп})}$
	при водяном охлаждении			$\frac{1}{(\alpha_{мп} \frac{2c}{2} + \alpha_{лн} d_{сп}) l'}$
I02	Тепловое сопротивление боковой электроизоляции пазов (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{пз}$	$\frac{\delta_{пз}}{2\lambda_{пз} z'' 2c h_1}$
I03	Тепловое сопротивление донной электроизоляции пазов (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{пд}$	$\frac{2\delta_{пд}}{\lambda_{пд} z'' (b_п - 2\delta_{пз}) 2c}$
I04	Тепловое сопротивление между пазовой частью и лобовыми частями обмотки (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{пл}$	$\frac{2c + l_л}{4\lambda_м z'' s_п S_{пр}}$
I05	Тепловое сопротивление электроизоляции наружной поверхности лобовых частей (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{ин}$	$\frac{\delta_{лн}}{\lambda_л l' (2x' + \frac{h_п}{2})}$

I	2	3	4	5
I06	Тепловое сопротивление, характеризующее теплоотдачу от наружной поверхности лобовых частей (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{лн}$	$\frac{1}{\alpha_{лн} l'(2x' + \frac{h_п}{2})}$
I07	Тепловое сопротивление электроизоляции внутренней поверхности лобовых частей (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{ив}$	$\frac{\delta_{лв}}{\lambda_л l'(2x' + \frac{h_п}{2})}$
I08	Тепловое сопротивление, характеризующее теплоотдачу от внутренней поверхности лобовых частей (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	К/Вт	$R_{лв}$	$\frac{1}{\alpha_{лв} l'(2x' + \frac{h_п}{2})}$
	Решением системы уравнений теплопередачи (табл.I; примечания п.2,б) определяются величины I09-I20.			
I09	Средняя температура материала провода пазовой части обмотки (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_п$	
II0	Средняя температура материала провода лобовых частей обмотки (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_л$	
III	Средняя температура зубцов (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_з$	

I	2	3	4	5
II2	Средняя температура спинки (фиг. I и 2)	^{o}C	ϑ_{cn}	
II3	Тепловой поток от пазовой части в лобовые части обмотки (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$Q_{n\Lambda}$	
II4	Тепловой поток, отводимый от наружной поверхности лобовых частей (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$Q_{\Lambda н}$	
II5	Тепловой поток, отводимый от внутренней поверхности лобовых частей (фиг.I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$Q_{\Lambda в}$	
II6	Тепловой поток от пазовой части обмотки в спинку (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	Q_{ng}	
II7	Тепловой поток от пазовой части обмотки в зубцы (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$Q_{nз}$	
II8	Тепловой поток от канала в зубцы (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$Q_{зк}$	
II9	Тепловой поток от зубцов в спинку (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$Q_{зо}$	

I	2	3	4	5
I20	Тепловой поток, отводимый от наружной поверхности спинки (фиг. I и 2; для I/4 насоса)	Вт	$Q_{сп}$	
	Если значения температур $\vartheta_п, \vartheta_л$ (№ I09, № II0; п.I,б) слишком много (например, более чем на IК) отличаются от предварительных значений (№ 33.I, № 33.2; п. I,а), то расчет повторяется начиная от № 2I.I; п.I,б с использованием уже новых значений этих температур (№ I09, № II0; п. I,б). Такая итерация повторяется до получения фактического равенства температур $\vartheta_п$, $\vartheta_л$ предыдущего и последующего циклов.			
I2I	Температура наружной поверхности лобовых частей (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_{лн}$	$Q_{лн} R_{лн} + t_{лн}$
I22	Температура внутренней поверхности лобовых частей (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_{лв}$	$Q_{лв} R_{лв} + t_{лв}$
I23	Температура доньев пазов (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_{пд}$	$Q_{пд} R_{пс} + \vartheta_{сп}$
I24	Температура коронок зубцов (фиг.I и 2)	°С	$\vartheta_{зк}$	$Q_{зк} R_{зк} + \vartheta_{з}$
I25	Температура оснований зубцов (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_{зо}$	$Q_{зо} R_{зс} + \vartheta_{сп}$
I26	Температура наружной поверхности спинки (фиг. I и 2)	°С	$\vartheta_{мп}$	$Q_{сп} R_{мп} + t_{мп}$

2,а. Примечания к исходным данным

33.I, 33.2. Эти температуры уточняются с использованием метода итераций.

50. Может быть применен в программе ЭЦВМ в качестве переменной для организации переходов. В примере расчета имеется в виду принудительный обдув спинки и лобовых частей при наличии возможности дополнительной теплоотдачи излучением.

6I-63. Эти коэффициенты учитывают суммарную теплоотдачу конвекцией и излучением. Их значения зависят от различных трудно учитываемых факторов и точность всего теплового расчета насоса определяется главным образом точностью этих коэффициентов. Наиболее достоверные значения коэффициентов теплоотдачи получаются по эксперименту. При отсутствии экспериментальных данных предварительные значения коэффициентов теплоотдачи могут быть определены по литературе, например, по[2, 3, 4, 5]. Ввиду относительно малой точности определения коэффициентов теплоотдачи в формуляре не учитывается зависимость теплоотдачи излучением от температур(принципиально это можно сделать также с применением метода итераций).

2,б. Примечания к расчетным данным

39.I, 39.2. Формулы получены на основании работы [6].

47.I, 47.2. Формулы получены аналогично формулам β, $2c_{\delta}$ [I] и по сравнению с предложенной в [I] формулой k''_{δ} имеют более широкую область применения.

I0I. Формулы учитывают приближенно (с небольшими погрешностями в запас расчета температур) также теплоотдачу от боковой поверхности спинки. При воздушном охлаждении коэффициент теплоотдачи от боковой поверхности спинки принят равным $\alpha_{мп}$ и при водяном охлаждении - равным $\alpha_{лн}$. При других условиях теплоотвода в формулы следует ввести соответствующие корректировки.

Таблица I. Система уравнений теплопередачи составлена по тепловой схеме замещения (фиг. 2) аналогично законам Кирхгофа и Ома электрической цепи. В верхней части таблицы в виде строчной матрицы дана матрица неизвестных величин с

Таблица I

Система уравнений теплопередачи

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12		
$\vartheta_п$	$\vartheta_л$	$\vartheta_з$	$\vartheta_{сп}$	$Q_{пл}$	$Q_{лн}$	$Q_{лв}$	$Q_{пд}$	$Q_{пз}$	$Q_{зк}$	$Q_{зо}$	$Q_{сп}$		
	1				$-(R_{ин}+R_{лн})$							$t_{лн}$	1
	1					$-(R_{ив}+R_{лв})$						$t_{лв}$	2
				-1	1	1						$P'_л$	3
1	-1			$-R_{пл}$								0	4
				1			1	1				$P'_п$	5
1			-1				$-(R_{пд}+R_{вс})$					0	6
1		-1						$-R_{пз}$				0	7
								-1	-1	1		$P'_з$	8
		1							$(R_к+R_{зк})$			$t_м$	9
		1	-1							$-(R_{зо}+R_{зс})$		0	10
							-1			-1	1	$P'_{сп}$	11
			1								$-(R_{нс}+R_{ин})$	$t_{мп}$	12

I2-ю элементами – $\vartheta_n, \vartheta_л, \ldots, Q_{сп}$. В правой части таблицы в виде столбцевой матрицы дана матрица свободных членов уравнений с I2-ю элементами – $t_{лн}, t_{лб}, \ldots, t_{мп}$. Остальная часть таблицы представляет собой квадратную матрицу коэффициентов уравнений с $I2^2$ = I44 элементами. В последней матрице для наглядности указаны только отличающиеся от нуля элементы.

3,а. Пример расчета (исходные данные)

№ п.п.	Обозначение	Значение	№ п.п.	Обозначение	Значение	№ п.п.	Обозначение	Значение
I	2	3	4	5	6	7	8	9
I	A		24	$k_{тех}$	2,8	46	$l_м$	0,I03
2	γ_2	$0,570.I0^8$	25	$b'_{пр}$	0,00I62	47	$D_т$	0,04
3	α_2	0,00392	26	h_1	0,0276	48	C	3
4	ρ_2	8930	27	h_2	0,00065	49	U	380
5	$S_{пр}$	$8.24.I0^{-6}$	28	h_4	0,0053	50	D	
6	s_n	46	29	h_n	0,062	5I	$t_м$	750
7	q	2	30	d	0,I264	52	$t_{мп}$	40
8	p	2	3I	δ	0,039	53	$t_{лн}$	40
9	S_{1cpk}	I0,67	32	d_w	2	54	$t_{лб}$	40
I0	S_{2cp}	33,3	33.I	ϑ_n	I50	55	λ_k	0,2
II	b_n	0,0I7I	33.2	$\vartheta_л$	I50	56	$\lambda_{пз}$	0,25
I2	$b_з$	0,0074	34	f	50	57	$\lambda_{пg}$	0,25
I3	$b'_з$	0,0I052	35	B	4	58	$\lambda_л$	0,25
I4	$l_л$	0,295	36	γ	$3,57.I0^6$	59	$\lambda_{ст}$	46
I5	x'	0,0673	37	η_t	$8,9.I0^{-4}$	60	$\lambda_м$	385
I6	σ	3,3	38	$\rho_з$	I470	6I	$\alpha_{мп}$	45
I7	B_1	I	39	$Q'_м$	2	62	$\alpha_{лн}$	45
I8	f_1	50	40	l_k	0,76	63	$\alpha_{лб}$	45
I9	ρ_1	7800	4I	Δ	0,008	64	δ_k	0,0I25
20	$c_{ст}$	0,0005	42	Δ'	$5.I0^{-5}$	65	$\delta_{пз}$	0,00I
2I	$n_{ст}$	240	43	γ_d	$8,6I.I0^5$	66	$\delta_{пg}$	0,00I
22	c''	0,0II65	44	d'	0,003	67	$\delta_{лн}$	0,0005
23	2c	0,I47	45	2a	0,I4	68	$\delta_{лб}$	0,0005

I	2	3	4	5	6	7	8	9

3,б. Пример расчета (расчетные данные)

I	$k_{об}$	0,966	34	x_k	0,226	69	$I_{ст}$	I,37I
2	n	60	35	x_{r1}	2,46	70	$\psi^{o}_{Iст}$	3,48
3	z'	24	36	x_A	0,0720	7I	$B_{Δср}$	0,I669
4	z''	30	37	$x_δ$	0,2I7	72	F'	I93,7
5	$t_з$	0,0245	38	$x_н$	4,06	73	F	I6I,8
6	$τ$	0,I47	39.I	$r_{стз}$	I80,I	74	F_d	3I,9
7	l	0,588	39.2	$r_{стсп}$	748	75	p'	I44500
8	l'	0,749	39.3	$r_{ст}$	I45,2	76	p'_r	I42800
9	c_o	0,I2	40	$ν_t$	$0.605.10^{-6}$	77	F_n	I60
I0	$k_{ст}$	0,970	4I	$Q_м$	0,00I36I	78.I	P'_n	20I
II	$d_{сп}$	0,0644	42	$ν_{ср}$	I,2I5	78.2	P'_A	389
I2	$G_з$	27,3	43	D_r	0,0I5I4	78.3	$P_м$	2360
I3	$G_{сп}$	90,3	44	Re	30400	79.I	$P'_з$	I64,8
I4	$G_{ст}$	II7,6	45	p_r	I72I	79.2	$P'_{ст}$	39,7
I5	$G_м$	89,8	46	P_r	2,34	79.3	$P_{ст}$	8I8
I6	G	207	47.I	$β'''$	-0,2I6	80	$P_э$	2850
I7	$β'$	3,II	47.2	$k'''_δ$	I,0I0	8I	$P_{эΔ}$	2380
I8	$β$	I,304	48	$x_Δ$	I,723	82	$P_{эd}$	469
I9	$l'_δ$	0,870	49	s	0,9I7	83	$P_{мех}$	I96,6
20	$2c_δ$	0,I979	50	$ε$	0,599	84	P_2	2I80
2I.I	$γ_{tn}$	$3,87.10^{7}$	5I	$ξ_d$	0,220	85	P_n	I94,2
2I.2	$γ_{tA}$	$4,80.10^{7}$	52	$ξ_P$	-0,06I2	86	P	6030
2I.3	t	I32,2	53	r_b	0,378	87	Q	32500
22	$b_{пр}$	0,0II44	54	x_b	-0,I054	88	S	33I00
23	$ξ_{пр}$	0,I4I6	55	r'	0,796	89	$P_{пот}$	5830
24.I	r_n	0,I06I	56	x	4,29	90	$η$	0,0322
24.2	r_A	0,206	57	z	4,37	9I	$η_{мех}$	0,0326
24.3	r	0,3I2	58	ψ^{o}_z	79,5	92	$η_э$	0,473
25	$ν_1$	I4,7	59	$U_ф$	2I9	93	P'_n	0,937
26	w	I84	60	$I_ф$	50,2	94	$\cos φ$	0,I822
27	x_A	0,363	6I	$\psi^{o}_{Iф}$	-79,5	95	R_k	I,I93
28	x_n	0,857	62	I	50,2	96	$R_{зk}$	0,0428
29	$x_{зk}$	0,227	63	U'	24,0	97	$R_{зo}$	0,037I
30	$k'_δ$	I,II6	64	$\psi^{o}_{U'}$	-30,I	98	$R_{зc}$	0,04I5
3I	$k''_δ$	I,029	65	$U_н$	I99	99	$R_{пc}$	0,0I904
32	k_n	I,088	66	$\psi^{o}_{Uн}$	3,48	I00	$R_{нc}$	0,0I305
33	k_A	0,0284	67	$I_н$	50,I	I0I	$R_{мп}$	0,2I5
			68	$\psi^{o}_{Iн}$	-8I,I			

I	2	3	4	5	6	7	8	9
I02	$R_{пз}$	0,0I643	II0	$\vartheta_л$	I27,8	II8	$Q_{зк}$	488
I03	$R_{пg}$	0,I20I	III	$\vartheta_з$	I47,3	II9	$Q_{зо}$	250
I04	$R_{пл}$	0,0252	II2	$\vartheta_{сп}$	I27,6	I20	$Q_{сп}$	384
I05	$R_{uн}$	0,0I6I3	II3	$Q_{пл}$	509	I2I	$\vartheta_{лн}$	I20,5
I06	$R_{лн}$	0,I792	II4	$Q_{лн}$	449	I22	$\vartheta_{лб}$	I20,5
I07	$R_{uб}$	0,0I6I3	II5	$Q_{лб}$	449	I23	$\vartheta_{пg}$	I29,4
I08	$R_{лб}$	0,I792	II6	$Q_{пg}$	93,7	I24	$\vartheta_{зк}$	I68,I
I09	$\vartheta_п$	I40,6	II7	$Q_{пз}$	-402	I25	$\vartheta_{зо}$	I38,0
						I26	$\vartheta_{мп}$	I22,6

Литература

I. Валдур Л.В., Конт А.В., Янес Х.И. Формуляр контрольного расчета линейного плоского индукционного насоса. -"Тр. Таллинск. политехн. ин-та", I974, № 363.

2. Ристхейн Э.М. Методика теплового расчета плоских индукционных насосов. -"Тр. Таллинск. политехн. ин-та", I962, Серия А, № I97.

3. Готтер Г. Нагревание и охлаждение электрических машин. М., ГЭИ, I96I.

4. Кутателадзе С.С., Боришанский В.М. Справочник по теплопередаче. М. ГЭИ, I958.

5. Сергеев П.С., Виноградов Н.В., Горяинов Ф.А. Проектирование электрических машин. М., "Энергия", I969.

6. Конт А.В., Янес Х.И. Потери в стали плоского линейного индукционного насоса с учетом пазового рассеяния и разомкнутости магнитопровода. - Техническая электромагнитная гидродинамика. Труды № 6. М., "Металлургия",I967.

L. Valdur, A. Kont, H. Jänes

The List for Thermal Checking Computation of the Flat Linear Induction Pump

Summary

The list for thermal checking will be an addition to the list for electromagnetic checking computation worked out at the Tallinn Technical University. In the list the principal temperatures and the thermal powers have been determined. The mutual dependence of the electromagnetic and the thermal conditions has been taken into account.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК621.318.38

Э.Г.Кюльм, В.А.Сиймар, Х.И. Янес

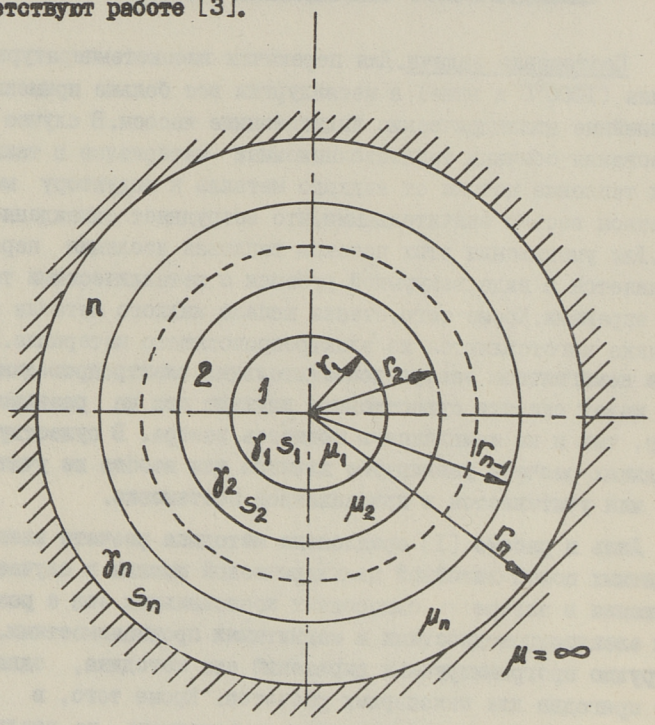
РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ И КОМПЛЕКСНОЙ МОЩНОСТИ НЕМАГНИТНОГО ЗАЗОРА ЛИНЕЙНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ИНДУКЦИОННОЙ МАШИНЫ

Постановка задачи. Для перекачки высокотемпературного металла (1000°С и выше) в металлургии все больше применяются линейные цилиндрические индукционные насосы. В случае использования обычных теплоизоляционных материалов в таких насосах тепловые потоки от жидкого металла к индуктору могут оказаться весьма значительными, что затрудняет охлаждение насоса. Для уменьшения этих потоков тепловая изоляция нередко выполняется в виде вакуумной рубашки с металлическими тепловыми экранами. Кроме того, стенки канала жидкого металла обычно также изготовляются из электропроводящего материала. Наличие в немагнитном зазоре дополнительных электропроводящих сред может оказать существенное влияние как на развиваемый напор, так и на комплексную мощность зазора. В существующих методиках расчета упомянутое влияние или вообще не учитывается или учитывается в приближенной постановке.

Лишь в работе [1] предложена методика расчета электромагнитных полей линейной цилиндрической машины в случае расположения в зазоре n однородных коаксиальных зон с различными электропроводностями и магнитными проницаемостями. Ввиду трудно программируемых выражений эта методика, однако, мало пригодна для инженерных расчетов. Кроме того, в указанной работе не рассматриваются действующие на различные проводящие зоны электромагнитные силы и комплексная мощность зазора.

Основываясь на [1-5], в настоящей работе предлагается методика расчета электромагнитных полей, сил и комплексной мощности зазора линейной цилиндрической машины с n однородными коаксиальными зонами в зазоре. Получаемые выражения легко программируются.

Общие выражения векторного потенциала и электромагнитной силы. В основу анализа принимается бесконечно длинная модель машины с поперечным сечением, согласно фиг. I. Однородные коаксиальные зоны зазора обозначены через I,2,...,n. i -я зона движется в направлении продольной оси машины со скольжением s_i, имеет электропроводность γ_i и, кроме первой зоны, магнитную проницаемость $\mu_i = \mu_0$. Первая зона может иметь магнитную проницаемость $\mu_1 = \mu_0$ или $\mu_1 = \infty$. Последний случай характеризует машину с внутренним магнитопроводом (ферромагнитным сердечником). Остальные допущения соответствуют работе [3].



Фиг. I. Поперечный разрез модели линейной цилиндрической индукционной машины.

При такой модели комплексный векторный потенциал i -й зоны $\dot{A}_{\varphi i}$ удовлетворяет уравнению:

$$\frac{d^2 \dot{A}_{\varphi i} e^{-j\alpha z}}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\dot{A}_{\varphi i} e^{-j\alpha z}}{dr} - \left(\lambda_i^2 + \frac{1}{r^2}\right)\dot{A}_{\varphi i} e^{-j\alpha z} = 0, \qquad (I)$$

где $\lambda_i = \sqrt{\alpha^2 + j\mu_0\gamma_i s_i \omega}$, $\alpha = \frac{\pi}{\tau}$, $\omega = 2\pi f$,

τ – полюсное деление;

f – первичная частота.

Решение уравнения (I) имеет вид:

$$\dot{A}_{\varphi i} = C_{2i-1} \cdot I_1(\lambda_i r) + C_{2i} \cdot K_1(\lambda_i r), \qquad (2)$$

где C_{2i-1}, C_{2i} – постоянные интегрирования;

I_1, K_1 – модифицированные функции Бесселя первого порядка.

Через векторный потенциал легко выражаются также все другие векторы электромагнитного поля зазора. Например, радиальная и аксиальная составляющие магнитной индукции i-ой зоны имеют выражения:

$$\left.\begin{aligned} \dot{B}_{ri} &= j\alpha \dot{A}_{\varphi i}, \\ \dot{B}_{zi} &= \lambda_i \cdot [C_{2i-1} \cdot I_0(\lambda_i r) - C_{2i} K_0(\lambda_i r)], \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

где I_0, K_0 – модифицированные функции Бесселя нулевого порядка.

Электромагнитная сила, действующая в направлении оси z на i-ую проводящую зону, аналогично [3] имеет выражение:

$$F_i = \pi\alpha\omega\gamma_i s_i l \int_{r_{i-1}}^{r_i} |C_{2i-1} \cdot I_1(\lambda_i r) + C_{2i} \cdot K_1(\lambda_i r)| \, r dr, \qquad (4)$$

где $l = 2p\tau$ – активная длина машины;

p – число пар полюсов.

<u>Определение постоянных интегрирования, электромагнитных сил и комплексных мощностей</u>. Постоянные интегрирования C_{2i-1}, C_{2i} определяются решением системы уравнений, получаемой при использовании граничных условий аналогично [3]. Количество постоянных интегрирования и уравнений зависит от числа зон: каждой зоне, кроме первой, соответствуют две постоянные. Если для первой зоны имеем $\mu_1 = \mu_0$, то $C_2 = 0$, так как при $r = 0$ векторный потенциал не может равняться бесконечности ($K_0(0) = \infty$). Если для первой зоны имеем $\mu_1 = \infty$, то коэффициенты C_1 и C_2 теряют смысл.

Для определения постоянных C_{2i-1}, C_{2i} целесообразно в первую очередь рассчитать определитель системы уравнений, преобразуя ее в треугольную форму, и затем, пользуясь определителем и результатами промежуточных преобразований, рассчитать C_{2i-1}, C_{2i}.

Непосредственное определение постоянных интегрирования необходимо только при расчете векторов электромагнитного поля.

При расчете электромагнитных сил и комплексных мощностей, как показывает подробный анализ, необходимо определение только следующих матриц:

$$\bar{B}_1 = \prod_{i=1}^{1} \bar{A}_1, \quad \bar{B}_2 = \prod_{i=1}^{2} \bar{A}_i, \ldots, \bar{B}_n = \prod_{i=1}^{n} \bar{A}_i. \tag{5}$$

В выражениях (5) для первой зоны:

$$\bar{A}_1 = \begin{matrix} \| \lambda_1 r_1 I_0(\lambda_1 r_1); & I_1(\lambda_1 r_1) \|, \text{ если } \mu_1 = \mu_0 \\ \| \quad 0 \quad ; & 1 \quad \|, \text{ если } \mu_1 = \infty \end{matrix} \tag{6}$$

и для всех остальных зон

$$\bar{A}_i = \bar{A}_i' \cdot \bar{A}_i'', \tag{7}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \bar{A}_i' &= \begin{Vmatrix} -I_1(\lambda_i r_{i-1}); & K_1(\lambda_i r_{i-1}) \\ \lambda_i r_{i-1} I_0(\lambda_i r_{i-1}); & \lambda_i r_{i-1} K_0(\lambda_i r_{i-1}) \end{Vmatrix}, \\ \bar{A}_i'' &= \begin{Vmatrix} -\lambda_i r_i K_0(\lambda_i r_i); & K_1(\lambda_i r_i) \\ \lambda_i r_i I_0(\lambda_i r_i); & I_1(\lambda_1 r_1) \end{Vmatrix}. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Для определения постоянных интегрирования следует дополнительно рассчитать еще матрицы:

$$\bar{D}_2 = \bar{B}_1 \cdot \bar{A}_2', \quad \bar{D}_3 = \bar{B}_2 \cdot \bar{A}_3', \ \ldots, \ \bar{D}_n = \bar{B}_{n-1} \cdot \bar{A}_n'. \tag{9}$$

Используя обозначения

$$\left.\begin{aligned} &\bar{B}_1 = \| a_{11}; a_{12} \|, \ \bar{B}_2 = \| a_{21}; a_{22} \|, \ \ldots, \ \bar{B}_n = \| a_{n1}; a_{n2} \|, \\ &\bar{D}_2 = \| d_{21}; d_{22} \|, \ \bar{D}_3 = \| d_{31}; d_{32} \|, \ \ldots, \ \bar{D}_n = \| d_{n1}; d_{n2} \|. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

имеем для первой зоны (при $\mu_1 = \mu_0$)

$$C_1 = B_0 \cdot \frac{1}{a_{n1}}, \qquad C_2 = 0 \tag{11}$$

и для всех остальных зон (при $\mu_1 = \mu_0$, $\mu_1 = \infty$)

$$C_{2i-1} = B_0 \cdot \frac{d_{i2}}{a_{n1}}, \quad C_{2i} = B_0 \cdot \frac{d_{i1}}{a_{n1}}. \tag{12}$$

В выражениях (II), (I2) B_0 – амплитуда основной гармоники аксиальной составляющей магнитной индукции на внутренней поверхности внешнего магнитопровода (при $r = r_n$).

С использованием обозначений (I0) действующие на отдельные зоны электромагнитные силы выражаются формулами:

$$F_1 = \frac{\pi \alpha l B_0^2 r_n^2}{\mu_0} \operatorname{Im}\left[\frac{a_{11} \cdot a_{12}}{a_{n1} \cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right], \tag{I3}$$

$$F_i = \frac{\pi \alpha l B_0^2 r_n^2}{\mu_0} \operatorname{Im}\left[\frac{a_{i1} \cdot \overset{*}{a}_{i2}}{a_{n1} \cdot \overset{*}{a}_{n2}}\right] - F_{i-1}, \quad (i > 1). \tag{I4}$$

При $\gamma_i = 0$ выражения (I3), (I4) дают $F_i = 0$.
Комплексные мощности отдельных зон выражаются формулами:

$$\tilde{S}_i = P_1 + jQ_1 = \frac{\pi \omega l B_0^2 r_n^2}{\mu_0} \left\{ \operatorname{Im}\left[\frac{a_{11} \cdot a_{12}}{a_{n1} \cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right] + j \operatorname{Re}\left[\frac{a_{11} \cdot a_{12}}{a_{n1} \cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right] \right\} \tag{I5}$$

$$\tilde{S}_i = P_i + jQ_i = \frac{\pi \omega l B_0^2 r_n^2}{\mu_0} \left\{ \operatorname{Im}\left[\frac{a_{i1} \cdot \overset{*}{a}_{i2}}{a_{n1} \cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right] + j \operatorname{Re}\left[\frac{a_{i1} \cdot \overset{*}{a}_{i2}}{a_{n1} \cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right] \right\} - \tilde{S}_{i-1}, \tag{I6}$$

$$(i > 1).$$

Суммарная комплексная мощность немагнитного зазора выражается формулой:

$$\tilde{S} = \sum_{i=1}^{n} \tilde{S}_i = \frac{\pi \omega l B_0^2 r_n^2}{\mu_0} \left\{ \operatorname{Im}\left[\frac{a_{n2}}{a_{n1}}\right]^* + j \operatorname{Re}\left[\frac{a_{n2}}{a_{n1}}\right]^* \right\}. \tag{I7}$$

Для большей общности аналогично [4] выражения электромагнитных сил и комплексных мощностей целесообразно представить в безразмерной форме. Безразмерными параметрами, определяющими безразмерные силы и мощности, выбраны величины:

$$\alpha_* = \frac{\pi r_n}{\tau}, \quad r_{i*} = \frac{r_i}{r_n}, \quad \omega_{i*} = \mu_0 \gamma_i s_i \omega r_i^2. \tag{I8}$$

Тогда имеем:

$$\left.\begin{aligned} F_i &= F_0 \cdot P_{i*}, \\ \tilde{S}_i &= F_0 \frac{\omega}{\alpha} (P_{i*} + jQ_{i*}), \\ \tilde{S} &= F_0 \frac{\omega}{\alpha} \sum_{i=1}^{n} (P_{i*} + jQ_{i*}), \end{aligned}\right\} \tag{I9}$$

где

$$\left.\begin{aligned}
F_0 &= \frac{\pi l B_0^2 r_n}{\mu_0}, \\
P_{1*} &= \alpha_* \operatorname{Im}\left[\frac{a_{11}\cdot \overset{*}{a}_{12}}{a_{n1}\cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right], \\
P_{i*} &= \alpha_* \operatorname{Im}\left[\frac{a_{i1}\cdot \overset{*}{a}_{i2}}{a_{n1}\cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right] - P_{i-1,*}, \quad (i>1) \\
Q_{1*} &= \alpha_* \operatorname{Re}\left[\frac{a_{11}\cdot \overset{*}{a}_{12}}{a_{n1}\cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right], \\
Q_{i*} &= \alpha_* \operatorname{Re}\left[\frac{a_{i1}\cdot \overset{*}{a}_{i2}}{a_{n1}\cdot \overset{*}{a}_{n1}}\right] - Q_{i-1,*}, \quad (i>1).
\end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

Через P_{i*} и Q_{i*} можно определить также элементы схемы замещения машины.

Примеры расчета. С целью оценки роли наличия в немагнитном зазоре дополнительных электропроводящих сред (стенок канала, теплового экрана и вакуумной рубашки) выполнялись 3 числовых расчета. Рассматривалась машина с нутренним ферромагнитным сердечником. При расчетах принимались r_n=0,051м, τ = 0,121 м, $\gamma_i s_i$ = 1 МСм/м, толщина слоя жидкого металла 0,01 м, толщина стенки канала 0,003 м, толщина экрана 0,0005 м, толщина стенки вакуумной рубашки 0,0025 м.

1. Стенки канала непроводящие. В зазоре имеются 4 зоны, из них третья зона проводящая (слой жидкого металла). Относительные радиусы границ зон принимались соответственно равными 0,490; 0,549; 0,745; 1,0; относительная величина для проводящей зоны ω_{3*} = 0,570. В результате расчета получим P_{3*} = 0,3021.

2. Стенки канала проводящие. В зазоре имеются 5 зон, из них вторая, третья (слой жидкого металла) и четвертая зона проводящие. Относительные радиусы границ зон: 0,490; 0,549; 0,745; 0,804; 1,0; относительные величины для проводящих зон ω_{2*} = 0,310; ω_{3*} = 0,570, ω_{4*} = 0,664. В результате расчета получим P_{2*} = 0,1318; P_{3*} = 0,2750; P_{4*} = 0,0707.

3. Дополнительно к предыдущему случаю в зазор между каналом и внешним магнитопроводом введены еще металлический

тепловой экран и стенка вакуумной рубашки. В зазоре имеются 9 зон, из них 5 проводящих. Прибавляются относительные радиусы границ зон 0,863; 0,873; 0,931; 0,980 и относительные величины $\omega_{6*} = 0,782$; $\omega_{8*} = 0,987$. В результате расчета получим $P_{2*} = 0,1273$; $P_{3*} = 0,2656$; $P_{4*} = 0,0685$; $P_{6*} = 0,0107$; $P_{8*} = 0,0506$.

Видно, что при машине с внутренним ферромагнитным сердечником в результате учета наличия проводящих стенок канала величина P_* для зоны жидкого металла уменьшается в 0,2750:0,3021 = 0,9103 раза. Если учитывать также наличие теплового экрана и вакуумной рубашки, то величина P_* уменьшается в 0,2656:0,3021 = 0,8792 раза.

При машинах с жидким металлом более высокой электропроводности роль стенок канала, теплового экрана и вакуумной рубашки сказывается в меньшей мере.

Аналогичные расчеты для машины с внутренним парамагнитным сердечником ($\mu_1 = \mu_0$) показали, что в результате учета наличия проводящих стенок канала величина P_* для зоны жидкого металла уменьшается в 0,01347:0,01351 = 0,997 раза.

Заключение. В данной работе предложена методика выполнения инженерных расчетов линейной цилиндрической индукционной машины при наличии в зазоре любого количества различных коаксиальных электропроводящих и изоляционных зон. Применение этой методики в частности необходимо при машине с внутренним ферромагнитным сердечником.

Литература

1. Эгле И.Ю., Янкоп Э.К. Аналитический расчет электромагнитных полей в индукционных насосах цилиндрического типа. Уч. зап. РПИ, № 3, 1962, 7.

2. Круминь Ю.К. Пондеромоторные силы, действующие на проводящие тела в бегущем магнитном поле цилиндрического индуктора. - В кн.: Движение проводящих тел в магнитном поле. Рига, "Зинатне", 1966.

3. Кюльм Э.Г., Янес Х.И. Об электромагнитном расчете цилиндрических насосов без ферромагнитного сердечника. - "Тр. Таллинск.политехн. ин-та", 1965, серия А, № 231.

4. Кюльм Э.Г., Пертлас Э.Э., Янес Х.И. Расчет цилиндрических индукционных насосов без внутреннего ферромагнитного сердечника. Техн. электромагн. гидродинамика, № 6, М., "Металлургия", 1967.

5. Сиймар В.А., Янес Х.И. Методика расчета электромагнитных сил в канале цилиндрического индукционного насоса для высокотемпературного металла. Уральская конференция по применению магнитной гидродинамики в металлургии. Тезисы докладов. Выпуск II, Пермь, 1974.

E. Külm, V. Siimar, H. Jänes

Calculation of Electromagnetic Force and Complex Power of the Non-magnetic Gap of the Linear Cylindrical Induction Machine

Summary

In the present paper the authors suggest a method for engineering calculations of the linear cylindrical induction machine with any number of different coaxial electroconductive and isolation zones being present in the non-magnetic gap. On the basis of the results of figure calculation the given method proves to be necessary when calculating the machine with an inside ferromagnetic core.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК 621.318.38

Л.Х.Ранну, Э.Г. Кюльм

О ВОЗМОЖНОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ СТАТИЧЕСКОГО НАПОРА ПЛОСКОЙ ЛИНЕЙНОЙ ИНДУКЦИОННОЙ МАШИНЫ ПУТЕМ УМЕНЬШЕНИЯ ТОЛЩИНЫ СРЕДНЕЙ ЧАСТИ КАНАЛА

Введение. С целью увеличения эффективности индукционной машины её немагнитный зазор между пакетами индуктора, а соответственно и толщина канала обычно принимаются минимальными. Но встречаются случаи, когда уменьшение толщины канала ограничено некоторыми дополнительными факторами. Например, в случае, рассмотренном в [1], через канал следует протягивать вулканизируемое изделие и в канал могут быть помещены также трубы для охлаждающего агента. Аналогичная задача возникает при проектировании формы поперечного сечения рабочей шины линейного двигателя. Поэтому во многих случаях станет актуальным вопрос о связи между развиваемым напором и формой сечения канала.

Постановка задачи. В данной работе поставлена задача исследовать возможность увеличения развиваемого индукционной машиной напора путем уменьшения толщины средней части поперечного сечения канала. При этом общая максимальная толщина канала считается заданной. В основу анализа принимается машина с поперечным сечением канала согласно фиг. 1,а. К такой форме канала сводятся многие представляющие практический интерес случаи.

При исследовании принимаются следующие допущения:

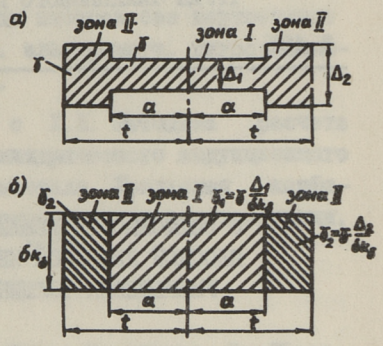
1. Отсутствуют продольный и толщинный краевые эффекты, учитывается влияние только поперечного краевого эффекта.

2. Стенки канала непроводящие.

3. Ширина канала ($2t$) меньше ширины пакетов активной стали индуктора.

4. Металл в канале неподвижен (скольжение s = I), т.е. исследуется статический напор.

Остальные допущения соответствуют работам [2,3].



Фиг. 1

Выражение коэффициента ослабления напора. Следуя [2] вместо машины с сечением канала по фиг. I,а в данной работе рассматривается модель с равномерным распределением вторичной среды по толщине немагнитного зазора согласно фиг.I,б. Выражения эквивалентных удельных проводимостей сред для первой и второй зон (фиг. I,б) соответственно будут:

$$\gamma_1=\gamma\cdot\frac{\Delta_1}{\delta\cdot k_\delta};\quad \gamma_2=\gamma\cdot\frac{\Delta_2}{\delta\cdot k_\delta},$$

где γ – удельная проводимость жидкого металла в канале.

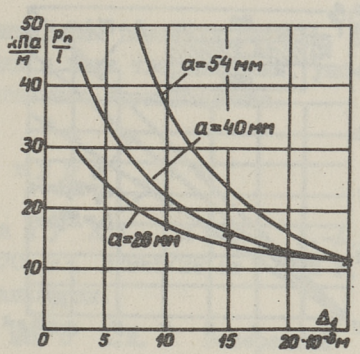
Сопоставляя выражения механической мощности и электромагнитного напора по [2] с выражениями магнитной индукции в центре зазора и полезного напора по [3], коэффициент ослабления напора для данного случая можем представить в виде:

$$k_{oc}=\frac{\Delta_1\cdot a\cdot \mathrm{Re}\,[K_{B1}]+\Delta_2\cdot(t-a)\cdot \mathrm{Re}\,[K_{B2}]}{\Delta_1\cdot a+\Delta_2\cdot(t-a)},\qquad (I)$$

где K_{B1} и K_{B2} – комплексные выражения, приведенные в [2].

Полезный напор p_n определяем выражением, приведенным в [3], принимая коэффициент гидравлических потерь давления $k_{2n}=1$ и подставляя k_{oc} согласно (I). На фиг. 2 представлены зависимости полезного напора на единицу длины машины p_n/l от Δ_1 при трех значениях a (полуширины первой зоны), если A = 24240 А/м $k_{o\delta}$ = 0,962, f = = 50 Гц, δ = 0,0311 м, k_δ = I,098, τ = 0,294 м, t = = 0,06 м, Δ_2 = 0,0251 м, γ = 27,2 мсм/м.

Результаты экспериментальных исследований при вторичной среде в виде твердой шины. Твердая шина с удельной проводимостью 27,2 МСм/м (при I5°С) располагалась в середине зазора плоского линейного индуктора с односторонней обмоткой. Ширина шихтованных пакетов индуктора 2с = 0,I22 м, число пар полюсов р = I. Остальные данные индуктора и режима соответствовали вышеприведенным исходным данным расчета.



Фиг. 2

Индуктор и шина располагались вертикально. Развиваемая в шине электромагнитная сила измерялась весами.

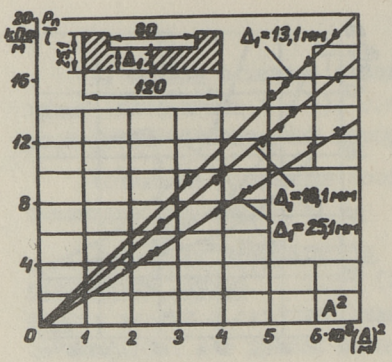
Первая серия измерений проводилась шиной прямоугольной формы с поперечным сечением I20х25,I мм. Вторая серия измерений выполнялась той же шиной после фрезеровки в нее симметрично расположенного продольного паза шириной 80 мм и глубиной 7 мм. При третьей серии измерений глубина паза шины была увеличена до I2 мм. После каждого измерения шина охлаждалась до температуры I5°С.

Экспериментально было установлено, что развиваемая электромагнитная сила не зависит от того, какая сторона шины обращена к обмотанному пакету.

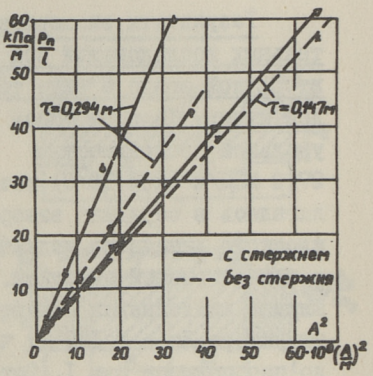
Результаты экспериментов в виде зависимостей полезного напора на единицу длины машины от квадрата линейной токовой нагрузки представлены на фиг. 3. Напор был вычислен как отношение измеренной силы на площадь поперечного сечения шины.

Соответствующие токовой нагрузке А = 24240 А/м точки каждой серии измерений показаны также на фиг. 2 крестиками. Видно, что результаты расчета и эксперимента хорошо совпадали между собой.

Из приведенных экспериментальных исследований заключается, что уменьшение толщины первой зоны на 28 и 48% по сравнению с толщиной второй зоны увеличивает напор соответственно на 27,4 и 50%.



Фиг. 3



Фиг. 4

Результаты экспериментальных исследований при вторичной среде в виде жидкого сплава Вуда. Заполненный сплавом Вуда с удельной проводимостью 0,53 МСм/м (при 110°С) канал прямоугольного сечения 50х50 мм вместе с боковыми медными шинами шириной 8 мм располагался в немагнитном зазоре толщиной δ = 54 мм описанного выше вертикального индуктора. Выполнялись две серии измерений, причем при второй серии в середину канала был опущен имитирующий вулканизируемое изделие [1] деревянный стержень диаметром 32 мм.

Для измерения развиваемого напора в канал была опущена предварительно подогретая стеклянная труба с внутренним диаметром 4 мм. Развиваемый напор действовал сверху вниз и напор измерялся на поверхности нижнего конца канала.

Все измерения повторялись также при переключенной обмотке индуктора на p = 2, τ = 0,147 м.

Результаты экспериментов представлены на фиг. 4.

Из проведенных экспериментальных исследований заключается, что уменьшение толщины средней части сечения канала увеличивает развиваемый напор на 55,5% при τ = 0,294 м и на 7,5% при τ = 0,147 м.

Заключение. В данной работе установлено, что уменьшение толщины средней части сечения канала приводит к заметному увеличению развиваемого напора. Этот эффект имеет место как в случае обычного канала, так и в случае канала

с токопроводящими боковыми шинами. Как показали расчеты и эксперименты при вторичной среде в виде твердой шины, упомянутый эффект имеет электромагнитное происхождение.

Литература

1. Кюльм Э.Г., Ранну Л.Х., Янес Х.-А.И. Авторское свидетельство № 455870, кл. B29h5/28 от 1975 г. Установка для непрерывной вулканизации.

2. Вольдек А.И., Янес Х.И. Поперечный краевой эффект в плоском индукционном насосе с электропроводящим каналом. - "Тр. Таллинск. политехн. ин-та", 1962, серия А, № 197.

3. Вольдек А.И. Некоторые соотношения для линейных индукционных насосов. - "Тр. Таллинск. политехн. ин-та", 1964, серия А, № 214.

L. Rannu, E. Külm

About the Possibility of Increasing the Static Pressure of the Linear Flat Induction Machine by Decreasing the Thickness of the Central Part of the Canal

Summary

In the present paper the authors determine that the decrease of the thickness of the central part of the canal leads to a considerable increase of the static pressure. This effect takes place in the case of an ordinary canal and the canal with conductive cheeks. The calculations and the experiment with the secondary system in the form of solid bar prove that this effect has an electromagnetic origin.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК 621.318.38

В.Ф. Кескюла

ИНДУКЦИОННЫЙ НАСОС С ВИНТОВЫМ КАНАЛОМ С ДВУСТОРОННЕЙ ОБМОТКОЙ

1. Введение

Индукционные насосы с винтовым каналом находят, в основном, применение для перекачивания жидких металлов при малых расходах и относительно высоких развиваемых давлениях [1,2].

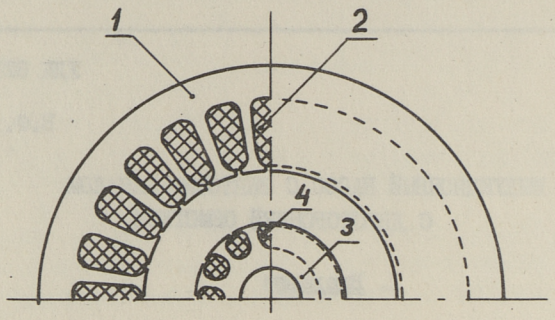
Поскольку эти насосы обычно имеют одностороннюю обмотку на внешнем статоре, то допустимая линейная токовая нагрузка, а следовательно, и полезная мощность, и к.п.д. их значительно меньше, а потери энергии в меди обмотки больше, чем у линейных плоских индукционных насосов при одинаковых габаритах. Поэтому возникает вопрос о возможности и целесообразности применять в индукционных насосах с винтовым каналом при необходимости также двустороннюю обмотку, заменяя пассивный внутренний ферромагнитный сердечник на внутренний статор с многофазной обмоткой. Такая замена, очевидно, позволяет увеличить магнетодвижущую силу индукционного насоса с винтовым каналом, а следовательно, увеличить и полезную мощность, и к.п.д. насоса.

Для ответа на поставленный вопрос необходимо рассмотреть магнитное поле и параметры индукционного насоса с винтовым каналом с двусторонней обмоткой, называемого далее сокращенно НИВД.

2. Магнитное поле индуктора НИВД

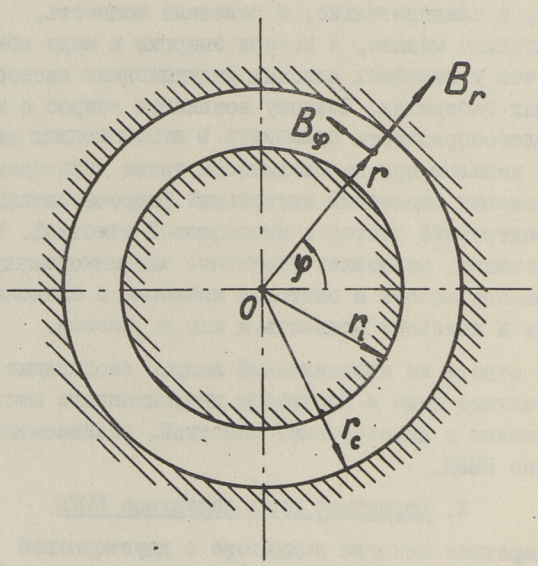
Поперечное сечение индуктора с двусторонней обмоткой изображено схематически на фиг. 1. На фиг. 2 изображено поперечное сечение так называемого идеального индуктора или расчетной модели, в которой обмотки в пазах, ограничи-

вающие рабочий немагнитный зазор, заменены бесконечно тонкими токовыми слоями на гладких поверхностях магнитопровода.



Фиг. 1. Поперечное сечение индуктора с двусторонней обмоткой:

1 - магнитопровод внешнего статора;
2 - обмотка внешнего статора;
3 - магнитопровод внутреннего статора;
4 - обмотка внутреннего статора.



Фиг. 2. Поперечное сечение расчетной модели.

Рассмотрим распределение магнитного поля в немагнитном зазоре индуктора вначале без учета краевых эффектов, считая индуктор в аксиальном направлении бесконечно длинным. Используем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с началом в центре внутреннего статора НИВД.

Принимаем заданным распределение токов обмоток, изменяющихся во времени и по окружности по синусоидальному закону и имеющих только осевое направление. Тогда линейную плотность тока на поверхности расточки внешнего статора расчетной модели $(r = r_c)$ можно выражать в виде

$$\sigma_c = \sigma_{cm} \sin(\omega t + p\varphi) = \mathrm{Jm}\left[\dot{\sigma}_{cm} e^{j(\omega t + p\varphi)}\right] \qquad (I)$$

и на поверхности внутреннего статора $(r = r_i)$

$$\sigma_i = \sigma_{im} \sin(\omega t + p\varphi + \beta) = \mathrm{Jm}\left[\dot{\sigma}_{im} e^{j(\omega t + p\varphi)}\right], \qquad (2)$$

где $\dot{\sigma}_{cm} = \sigma_{cm}$ и $\dot{\sigma}_{im} = \sigma_{im} e^{j\beta}$ – комплексные амплитуды векторов линейной плотности тока обмоток соответственно внешнего и внутреннего статоров;

ω – угловая частота токов:

p – число пар полюсов магнитного поля;

β – сдвиг по фазе между векторами $\dot{\sigma}_{im}$ и $\dot{\sigma}_{cm}$ на комплексной плоскости;

$j = \sqrt{-1}$ – мнимая единица.

Модули линейных плотностей токов σ_{cm} и σ_{im} равны основным гармоникам линейных плотностей токов обмоток реального индуктора.

При принятых условиях магнитное поле в немагнитном зазоре НИВД является двумерным, не зависящим от координаты z.

Вводим для описания магнитного поля векторный потенциал $\vec{A}$ [I, 3], имеющий при описанных условиях только одну – аксиальную составляющую A_z; получим из системы уравнений Максвелла дифференциальное уравнение

$$\Delta \vec{A} = -\mu \vec{\delta}, \qquad (3)$$

которое для пустого немагнитного зазора НИВД в цилиндрической системе координат приобретает вид

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_z}{\partial \varphi^2} = 0. \qquad (4)$$

Решение уравнения (4), с учетом вида записи задающих токов индуктора, можно искать в виде

$$A_z = A_m(r)\sin(\omega t + p\varphi + \vartheta(r)) = Jm\left[\dot{A}_m(r)\, e^{j(\omega t + p\varphi)}\right], \quad (5)$$

где $$\dot{A}_m(r) = A_m(r)\, e^{j\vartheta}.$$

Решая уравнение (4) с учетом (5), получим для комплексной амплитуды векторного потенциала выражение

$$\dot{A}_m(r) = C r^{p} + D r^{-p}, \quad (6)$$

где C и D – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий.

Условие [3]

$$\vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A} \quad (7)$$

дает для комплексных амплитуд радиальной и тангенциальной составляющих магнитной индукции

$$\dot{B}_{mr} = j\frac{p}{r}\dot{A}_m(r) = j\frac{p}{r}(C r^{p} + D r^{-p}), \quad (8)$$

$$\dot{B}_{m\varphi} = -\frac{d\dot{A}_m(r)}{dr} = -\frac{p}{r}(C r^{p} - D r^{-p}). \quad (9)$$

Согласно граничным условиям [I] на поверхностях статоров ($r = r_c$ и $r = r_i$) тангенциальная составляющая вектора напряженности магнитного поля претерпевает скачок на величину линейной плотности тока токового слоя. Принимая для упрощения магнитную проницаемость стали статоров равной $\mu_{ст} = \infty$ и учитывая, что для немагнитного зазора $\mu = \mu_0 = 0{,}4\pi \cdot 10^{-6}$ Г/м, можно указанные граничные условия записать в виде

$$\left.\begin{aligned} \left[\frac{\dot{B}_{m\varphi}}{\mu_0}\right]_{r=r_c} &= -\frac{\dot{B}_c}{\mu_0} = -\dot{\sigma}_{cm}, \\ \left[\frac{\dot{B}_{m\varphi}}{\mu_0}\right]_{r=r_i} &= \frac{\dot{B}_i}{\mu_0} = \dot{\sigma}_{im}. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Полагая в уравнении (9) поочередно $r = r_c$ и $r = r_i$ и подставляя соответствующие этим координатам значения $B_{m\varphi}$ в (10), получаем систему двух уравнений, из решения которой постоянные интегрирования

$$\left.\begin{aligned} C &= \frac{\mu_0 r_c^{1-p}}{p(1-r_{i*}^{2p})}\left(\dot{\sigma}_{cm} + r_{i*}^{p+1}\dot{\sigma}_{im}\right), \\ D &= \frac{\mu_0 r_i^{1+p}}{p(1-r_{i*}^{2p})}\left(r_{i*}^{p-1}\dot{\sigma}_{cm} + \dot{\sigma}_{im}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (II)$$

Здесь $r_{i*} = \frac{r_i}{r_c}$ – относительный радиус внутреннего статора.

Учитывая (II), получим из (8) и (9) для составляющих магнитной индукции выражения

$$\dot{B}_{mr} = j\frac{1}{1-r_{i*}^{2p}}\left\{\dot{B}_c\left(\frac{r}{r_c}\right)^{p-1}\left[1+\left(\frac{r_i}{r}\right)^{2p}\right] + \dot{B}_i\left(\frac{r_i}{r}\right)^{p+1}\left[1+\left(\frac{r}{r_c}\right)^{2p}\right]\right\}, \qquad (I2)$$

$$\dot{B}_{m\varphi} = -\frac{1}{1-r_{i*}^{2p}}\left\{\dot{B}_c\left(\frac{r}{r_c}\right)^{p-1}\left[1-\left(\frac{r_i}{r}\right)^{2p}\right] - \dot{B}_i\left(\frac{r_i}{r}\right)^{p+1}\left[1-\left(\frac{r}{r_c}\right)^{2p}\right]\right\}, \qquad (I3)$$

где согласно (I0) $\dot{B}_c = \mu_0\dot{\sigma}_{cm}$ и $\dot{B}_i = \mu_0\dot{\sigma}_{im}$ – комплексные амплитуды тангенциальных составляющих магнитной индукции на поверхностях немагнитного зазора.

Принимая в (I2) и (I3) $\dot{B}_i = \mu_0\dot{\sigma}_{im} = 0$, получим известные выражения магнитной индукции в немагнитном зазоре с односторонней внешней обмоткой. Если же принять в (I2) и (I3) $B_c = \mu_0\dot{\sigma}_{cm} = 0$, получим соответственно выражения магнитной индукции в немагнитном зазоре при односторонней внутренней обмотке.

При расчете НИВД особый интерес представляют выражения нормальной (радиальной) составляющей магнитной индукции на поверхностях немагнитного зазора и в середине немагнитного зазора, т.е. при $r = r_c$, $r = r_i$ и $r = r_0 = \frac{r_i + r_c}{2}$. При $r = r_c$ и $r = r_i$ комплексные амплитуды радиальной составляющей магнитной индукции целесообразно записать в виде

$$\dot{B}_{mrc} = j\dot{B}_c k_c + j\dot{B}_i r_{i*} k_{ic} \qquad (I4)$$

и

$$\dot{B}_{mri} = j\dot{B}_c\frac{k_{ic}}{r_{i*}} + j\dot{B}_i k_c, \qquad (I5)$$

где для сокращения записи формул введены коэффициенты

$$k_c = \frac{1 + r_{i*}^{2p}}{1 - r_{i*}^{2p}}, \tag{16}$$

$$k_{ic} = \frac{2 r_{i*}^{p}}{1 - r_{i*}^{2p}}. \tag{17}$$

Из формул (14) и (15) выяснится также смысл введенных коэффициентов. Коэффициент k_c показывает, во сколько раз амплитуда радиальной составляющей магнитной индукции, созданной током только одной обмотки, превышает тангенциальную составляющую магнитной индукции на поверхности магнитопровода, где расположена эта обмотка. Коэффициент k_{ic}, умноженный или деленный на относительный радиус r_{i*}, характеризует влияние на радиальную составляющую магнитной индукции на поверхности немагнитного зазора токового слоя обмотки на противоположной стороне немагнитного зазора.

Аналогично можно записать выражение радиальной составляющей магнитной индукции в середине немагнитного зазора ($r = r_0$)

$$\dot{B}_{mr0} = j\,\dot{B}_c k_{c0} + j\,\dot{B}_i k_{i0}, \tag{18}$$

где коэффициенты

$$k_{c0} = \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^{p-1} \frac{1 + \left(\frac{r_i}{r_0}\right)^{2p}}{1 - r_{i*}^{2p}}, \tag{19}$$

$$k_{i0} = \left(\frac{r_i}{r_0}\right)^{p+1} \frac{1 + \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^{2p}}{1 - r_{i*}^{2p}}. \tag{20}$$

Здесь k_{c0} и k_{i0} показывают отношение амплитуды радиальных составляющих магнитной индукции в середине немагнитного зазора, созданной соответственно током обмотки внешнего или внутреннего статора в отдельности, к амплитуде тангенциальной составляющей индукции на поверхности этой обмотки.

Приведенные выше формулы магнитной индукции были получены без учета краевых эффектов, т.е. без учета конечной длины индуктора. Как известно, вследствие конечной длины индуктора магнитное поле в немагнитном зазоре у края магнитопровода изменяется также в аксиальном на-

правлении, приобретая при этом еще третью аксиальную составляющую индукции B_z. Влияние этих краевых эффектов целесообразно учитывать аналогично общей теории электрических машин и индукционных насосов [I, 4] введением в расчет магнитных потоков эквивалентной или расчетной длины индуктора

$$l_p = l_c + \beta_T \delta, \tag{2I}$$

где l_c – фактическая длина магнитопровода статора;

δ – толщина немагнитного зазора;

β_T – коэффициент увеличения расчетной длины за счет краевого эффекта.

Коэффициент β_T можно определить по [I] или по [5].

3. Намагничивающая сила НИВД

Согласно общей теории электрических машин [4], амплитуды основных гармоник линейной плотности поверхностных токов σ_{cm} и σ_{im} можно выражать через намагничивающие силы обмоток

$$\sigma_{cm} = \frac{\pi}{\tau_c} F_{cm} = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{k_{o\delta c} W_c}{r_c} I_c, \tag{22}$$

и

$$\sigma_{im} = \frac{\pi}{\tau_i} F_{im} = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{k_{o\delta i} W_i}{r_i} I_i, \tag{23}$$

где F_{cm} и F_{im} – амплитудные значения основных гармоник намагничивающих сил внешнего и внутреннего статоров;

$\tau_c = \frac{\pi r_c}{p}$ и $\tau_i = \frac{\pi r_i}{p}$ – полюсные деления внешнего и внутреннего статоров;

m – число фаз обмоток;

$k_{o\delta c}$ и $k_{o\delta i}$ – обмоточные коэффициенты;

W_c и W_i – числа витков одной фазы обмоток внешнего и внутреннего статоров;

I_c и I_i – действующие значения фазных токов обмоток.

Суммарная намагничивающая сила НИВД на один немагнитный зазор индуктора равна линейному интегралу

$$F = \int_{r_i}^{r_c} \frac{1}{\mu_0} B_r \, dr. \tag{24}$$

Учитывая (I2) и проводя интегрирование, получим выражение комплексной амплитуды суммарной намагничивающей силы как сумму комплексных амплитуд намагничивающих сил обмоток

$$\dot{F}_m = \dot{F}_{cm} + \dot{F}_{im} = j\left(\frac{r_c}{p}\dot{\sigma}_{cm} + \frac{r_i}{p}\dot{\sigma}_{im}\right). \qquad (25)$$

В отличие от плоских линейных индукционных насосов, имеющих на обоих магнитопроводах одинаковые обмотки и, следовательно, одинаковые намагничивающие силы обмоток, в НИВД, как видно из фиг. I, в общем случае число и суммарное сечение пазов внутреннего статора меньше, чем у внешнего статора. Следовательно, намагничивающая сила обмотки внутреннего статора НИВД также меньше, чем у внешнего статора. Очевидно, намагничивающая сила внутреннего статора по сравнению с внешним тем меньше, чем меньше радиальные размеры или габариты НИВД. Поэтому можно считать, что основная доля магнитной индукции в немагнитном зазоре НИВД создается током внешнего статора. Учитывая это, целесообразно для оценки влияния обмотки внутреннего статора выражать суммарную намагничивающую силу в виде

$$\dot{F}_m = \dot{F}_{cm}(1 + C_F), \qquad (26)$$

где коэффициент C_F показывает отношение намагничивающих сил внутреннего и внешнего статоров

$$C_F = c_F e^{j\beta} = \frac{\dot{F}_{im}}{\dot{F}_{cm}} = \frac{r_i}{r_c}\frac{\sigma_{im}}{\sigma_{cm}} e^{j\beta}. \qquad (27)$$

Учитывая (22) и (23), можно модуль коэффициента намагничивающих сил выражать в виде произведения

$$C_F = \frac{k_{o\delta i} W_i}{k_{o\delta c} W_c}\frac{I_i}{I_c} = C_W \cdot k_I, \qquad (28)$$

где C_W – характеризуется только обмоточными данными

$$C_W = \frac{k_{o\delta i} W_i}{k_{o\delta c} W_c}, \qquad (29)$$

а коэффициент $k_I = \frac{I_i}{I_c}$ равен отношению токов в обмотках внутреннего и внешнего статоров. При последовательном соединении обмоток внутреннего и внешнего статоров коэффициент k_I равен 1 и $C_F = C_W$.

Аргумент комплексного коэффициента C_F можно в общем случае представить как

$$\beta = \psi_i - p\alpha, \qquad (30)$$

где ψ_i – разность начальных фаз токов обмоток внутреннего и внешнего статоров;

α – пространственный угол сдвига между осями фазных обмоток внутреннего и внешнего статоров.

Для максимального увеличения суммарной намагничивающей силы НИВД аргумент β должен равняться нулю. При последовательном соединении обмоток нужно для этого принять $\alpha = 0$, так как здесь сдвиг по фазе токов всегда отсутствует ($\dot{I}_i = \dot{I}_c$).

При параллельном соединении обмоток нужно принять угол $\alpha = \frac{\psi_i}{p}$. Однако при параллельном соединении обмоток сдвиг по фазе токов ψ_i зависит кроме параметров обмоток также от параметров и режима работы вторичной системы. По этим причинам следует предпочитать последовательное соединение обмоток НИВД.

4. Параметры обмоток

Из параметров обмоток НИВД наибольший интерес представляют выражения индуктивных сопротивлений, обусловленных магнитным полем основной гармоники. Индуктивные сопротивления, обусловленные магнитными полями рассеяния, можно определить по известным формулам индукционных машин.

Индуктивные сопротивления обмоток, обусловленные основной гармоникой магнитного поля, удобно определить через энергию магнитного поля в немагнитном зазоре.

Согласно [3] энергия магнитного поля в немагнитном зазоре на участке длиной l_p индуктора определяется через плотность тока $\vec{\delta}$ и векторный потенциал $\vec{A}$

$$W = \frac{1}{2}\int_V \vec{A}\,\vec{\delta}\,dV, \qquad (31)$$

где V – объем рассматриваемого участка.

Учитывая, что при пустом немагнитном зазоре токи имеются только на поверхностях магнитопроводов в виде бесконечно тонких слоев, получим вместо (31) сумму из двух интегралов

$$W = W_c + W_i = \frac{1}{2} l_p \int_0^{2\pi} A(r_c)\sigma_c r_c\, d\varphi + \frac{1}{2} l_p \int_0^{2\pi} A(r_i)\sigma_i r_i\, d\varphi. \qquad (32)$$

Согласно (6) и (II) комплексные амплитуды векторных потенциалов на поверхностях внешнего и внутреннего статоров равны

$$\dot{A}_m(r_c) = \mu_0 \frac{r_c}{p} (\dot{\sigma}_{cm} k_c + \dot{\sigma}_{im} r_{i*} k_{ic}), \tag{33}$$

$$\dot{A}_m(r_i) = \mu_0 \frac{r_i}{p} (\dot{\sigma}_{cm} \frac{k_{ic}}{r_{i*}} + \dot{\sigma}_{im} k_c). \tag{34}$$

Выражая энергию также в комплексной форме, получим из (32) интегрированием по поверхности расточки внешнего статора

$$W_c = \frac{1}{2} l_p \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \dot{A}_m(r_c) \check{\sigma}_{cm} r_c \, d\varphi =$$

$$= \mu_0 \frac{\pi r_c^2}{2p} l_p (\sigma_{cm} k_c + \sigma_{im} e^{j\beta} r_{i*} k_{ic}) \sigma_{cm} \tag{35}$$

или, с учетом (22) и (23),

$$W_c = \mu_0 \frac{m^2}{\pi p} l_p [(k_{обc} W_c)^2 k_c \dot{I}_c +$$

$$+ k_{обi} W_i k_{обc} W_c k_{ic} \dot{I}_i e^{-jp\alpha}] \check{I}_c . \tag{36}$$

С другой стороны,

$$W_c = m \frac{\dot{\psi}_c \check{I}_c}{2}, \tag{37}$$

где $\dot{\psi}_c$ – потокосцепление обмотки внешнего статора с основной гармоникой магнитного потока.

Сравнивая (36) и (37), получим для потокосцепления

$$\dot{\psi}_c = L_c \dot{I}_c + M_m e^{-jp\alpha} \dot{I}_i , \tag{38}$$

где L_c – главная индуктивность обмотки внешнего статора

$$L_c = \mu_0 \frac{2m}{\pi p} (k_{обc} W_c)^2 l_p k_c \tag{39}$$

и M_m – максимальное значение взаимной индуктивности обмоток внешнего и внутреннего статоров

$$M_m = \mu_0 \frac{2m}{\pi p} k_{обi} W_i k_{обc} W_c k_{ic} l_p . \qquad (40)$$

Определяя эквивалентные индуктивные сопротивления обмоток, учитывающие только основную гармонику магнитного потока в немагнитном зазоре, как отношение напряжения, уравновешивающего э.д.с. фазной обмотки, наведенной основной гармоникой этого потока, к фазному току обмотки, получим

$$Z_{cэ} = j\omega \frac{\dot{\psi}_c}{\dot{I}_c} = j\omega L_c + j\omega M_m e^{-jp\alpha} \frac{\dot{I}_i}{\dot{I}_c} . \qquad (41)$$

При последовательном соединении обмоток внешнего и внутреннего статоров, когда $\dot{I}_i = \dot{I}_c$, но $\alpha \neq 0$, можно (41) переписать в виде

$$Z_{cэ} = j(x_{rc} + x_м e^{-jp\alpha}), \qquad (42)$$

где $x_{rc} = \omega L_c$ – собственное главное индуктивное сопротивление обмотки внешнего статора;

$x_м = \omega M_m$ – максимальное значение сопротивления взаимоиндукции обмоток внутреннего и внешнего статоров.

Аналогично получим для обмотки внутреннего статора

$$Z_{iэ} = j\omega \frac{\dot{\psi}_i}{\dot{I}_i} = j(x_{ri} + x_м e^{jp\alpha}), \qquad (43)$$

где

$$x_{ri} = \omega L_i = \mu_0 \frac{4mf}{p} (k_{обi} W_i)^2 l_p k_c . \qquad (44)$$

Эквивалентное главное индуктивное сопротивление всей обмотки при их последовательном соединении и $\alpha \neq 0$ равно

$$x_r = x_{rc} + x_{ri} + 2x_м \cdot \cos p\alpha . \qquad (45)$$

Влияние пазов индукторов на магнитное поле и параметры обмоток можно учесть при помощи известного из теории электрических машин коэффициента немагнитного зазора.

Для получения индуктивных сопротивлений дифференциального рассеяния обмоток нужно в формулах (39) и (44) число пар полюсов магнитного поля основной гармоники p заменить на число пар полюсов гармоник порядка ν, т.е. на $p\nu$ и просуммировать по высшим гармоникам. В результате получим для индуктивных сопротивлений дифференциаль-

ного рассеяния обмоток внешнего и внутреннего статоров выражения

$$x_{gc} = \sum_{\nu} x_{\nu c} = k_{gc} \cdot x_{rc} . \qquad (46)$$

где

$$k_{gc} = \sum_{\nu} \frac{1}{\nu} \left(\frac{k_{обc\nu}}{k_{обc}} \right)^2 \frac{k_{c\nu}}{k_c} , \qquad (47)$$

$$k_{c\nu} = \frac{1 + r_{i*}^{2p\nu}}{1 - r_{i*}^{2p\nu}} , \qquad (48)$$

и

$$x_{gi} = k_{gi} \cdot x_{ri} , \qquad (49)$$

где

$$k_{gi} = \sum_{\nu} \frac{1}{\nu} \left(\frac{k_{обi\nu}}{k_{обi}} \right)^2 \frac{k_{c\nu}}{k_c} . \qquad (50)$$

Очевидно, к сопротивлениям дифференциальных рассеяний целесообразно отнести также сопротивление взаиминдукции высших гармоник

$$x_{mg} = \sum_{\nu} x_{m\nu} = k_{gm} \cdot x_m , \qquad (51)$$

где

$$k_{gm} = \sum_{\nu} \frac{1}{\nu} \frac{k_{обi\nu}}{k_{обi}} \frac{k_{обc\nu}}{k_{обc}} \frac{k_{ic\nu}}{k_{ic}} \cos p\nu\alpha \qquad (52)$$

и

$$k_{ic\nu} = \frac{2r_{i*}^{p\nu}}{1 - r_{i*}^{2p\nu}} . \qquad (53)$$

Эквивалентное индуктивное сопротивление дифференциального рассечния всей обмотки при последовательном соединении обмоток внутреннего и внешнего статоров равно

$$x_g = x_{gc} + x_{gi} + 2x_{mq} . \qquad (54)$$

Выражения индуктивных сопротивлений пазового и лобового рассеяния, как было уже сказано, можно определить по известным формулам индукционных машин.

5. Анализ влияния внутренней обмотки

Для оценки влияния внутренней обмотки НИВД на характеристики насоса выражаем радиальную составляющую магнитной индукции в середине немагнитного зазора, аналогично (26), в виде

$$\dot{B}_{mro} = j\dot{B}_c k_{co}(1 + k_0 C_F), \qquad (55)$$

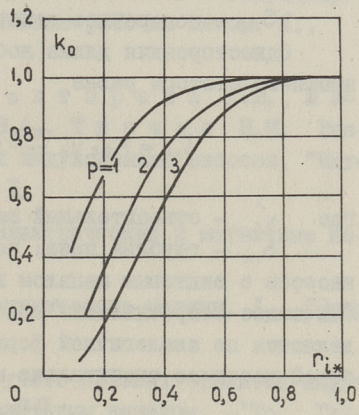
где

$$k_0 = \frac{r_c}{r_i}\frac{k_{io}}{k_{co}} = r_{i*}^{p}\cdot\frac{1 + r_{o*}^{2p}}{r_{o*}^{2p} + r_{i*}^{2p}} \qquad (56)$$

и

$$r_{o*} = \frac{r_o}{r_c}.$$

На фиг. 3 приведена зависимость коэффициента k_0 от относительного радиуса внутреннего статора r_{i*} при различных значениях p.



Фиг. 3. Зависимость коэффициента k_0 от относительного радиуса r_{i*} внутреннего статора.

Как видно, при $p = I$ и $r_{i*} > 0,6$ коэффициент k_0 мало отличается от единицы. При других значениях p коэффициент k_0 уменьшается несколько быстрее с уменьшениемм r_{i*}. Следовательно, при $r_{i*} > 0,6$ и $p = I$ радиальная составляющая магнитной индукции в середине немагнитного зазора практически прямо пропорциональна суммарной намагничивающей силе. Развиваемое электромагнитное давление в винтовом канале, как известно [6], пропорционально квадрату амплитуды радиальной составляющей магнитной индукции. Следовательно, наличие внутреннего статора увеличивает, при последовательном соединении обмоток и $\alpha = 0$, намагничивающую силу индуктора $(I + C_w)$ раз, а развиваемый электромагнитный напор примерно $(I + C_w)^2$ раз, что говорит в пользу использования внутреннего статора, особенно при увеличенных расходах жидкого металла.

Рассмотрим теперь, как возрастают потери мощности в меди обмотки от наличия внутреннего статора.

При одинаковой силе тока в обмотках потери мощности в меди увеличиваются пропорционально увеличению омического

сопротивления индуктора, следовательно, в $(1 + \frac{r_{oi}}{r_{oc}})$ раз. Омическое сопротивление одной фазы внешнего статора, как известно, определяется формулой

$$r_{oc} = \rho \frac{W_c 2(l_c + l_{\Lambda c})}{S_{пр} \cdot a}, \qquad (57)$$

где ρ – удельное сопротивление меди;

$l_{\Lambda c}$ – средняя односторонняя длина лобовой части;

a – число параллельных ветвей обмотки;

$S_{пр}$ – поперечное сечение провода обмотки.

Односторонняя длина лобовой части для всыпной обмотки внешнего статора равна

$$l_{\Lambda c} = k_{фc} y'_c \frac{\pi r_c}{p} (1 + \frac{h_{nc}}{2r_c}) + 0{,}03, \qquad (58$$

где y'_c – относительный шаг обмотки;

h_{nc} – глубина паза; коэффициент $k_{фc}$ для индукционных насосов с винтовым каналом находится в пределах I,5...I,9. Омическое сопротивление обмотки внутреннего статора определяется по аналогичной формуле, но односторонняя длина лобовой части ее значительно меньше

$$l_{\Lambda i} = k_{фi} y'_i \frac{\pi r_i}{p} (1 - \frac{h_{ni}}{2r_i}) + 0{,}02, \qquad (59)$$

где $k_{фi}$ находится в пределах I,25...I,5.

Отсюда

$$\frac{r_{oi}}{r_{oc}} = \frac{W_i}{W_c} \frac{l_c + l_{\Lambda i}}{l_c + l_{\Lambda c}} = C_w \cdot C_\Lambda, \qquad (60)$$

где

$$C_\Lambda = \frac{1}{C_w} \frac{r_{oi}}{r_{oc}} = \frac{k_{обc}}{k_{обi}} \frac{l_c + k_{фi} y'_i \frac{\pi r_i}{p}(1 - \frac{h_{ni}}{2r_i}) + 0{,}02}{l_c + k_{фc} y'_c \frac{\pi r_c}{p}(1 + \frac{h_{nc}}{2r_c}) + 0{,}03}. \qquad (6I)$$

Предполагая, что обе обмотки имеют одинаковое сечение фазных проводов и работают при одинаковой температуре, получим, например, при $r_{i*} = 0{,}7$, $p = I$, $\frac{h_{nc}}{2r_c} = 0{,}32$, $\frac{h_{ni}}{2r_i} = 0{,}I8$, $k_{фc} = I{,}5$, $k_{фi} = I{,}25$, $y'_c = 0{,}722$, $y'_i = 0{,}889$ и $l_c = 3r_c$ для коэффициента $C_\Lambda = 0{,}6$. Таким образом, потери в меди обмотки от наличия внутреннего статора возрастают медленнее, чем намагничивающая сила – $(1 + C_\Lambda \cdot C_w)$ раз, и значительно медленнее, чем электромаг-

нитное давление. Следствием этого является также увеличение к.п.д. насоса.

Из изложенного материала следует также, что положительный эффект от применения внутреннего статора будет тем больше, чем больше средний диаметр винтового канала.

Литература

1. Вольдек А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л., "Энергия", 1970.

2. Авилова Е.М., Декторова Г.В., Марин Н.И., Повстень В.А., Турчин Н.М. Разработка и эксплуатация винтовых индукционных насосов. "Магнитная гидродинамика", 1965, № 1.

3. Говорков В.А. Электрические и магнитные поля. М., "Энергия", 1968.

4. Вольдек А.И. Электрические машины. Л., "Энергия", 1974.

5. Кескюла В.Ф. Об учете краевых эффектов индуктора в индукционных насосах с винтовым каналом. -"Тр. Таллинск. политехн. ин-та", 1975, № 382.

6. Кескюла В.Ф., Реймал Л.Р. Учет краевых эффектов и электромагнитных процессов во вторичной системе высокотемпературного индукционного насоса с винтовым каналом. - "Сб. научно-технических статей НИПТИ", 1971, № 15.

V. Kesküla

The Spiral Induction Pump with Two-sided Inductor

Summary

The paper deals with the distribution of the magnetic field in the non-magnetic gap and with the calculation of parameters of the inductor with two-sided windings. The estimation of the influence of the inner-side winding is given.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК 621.318.38

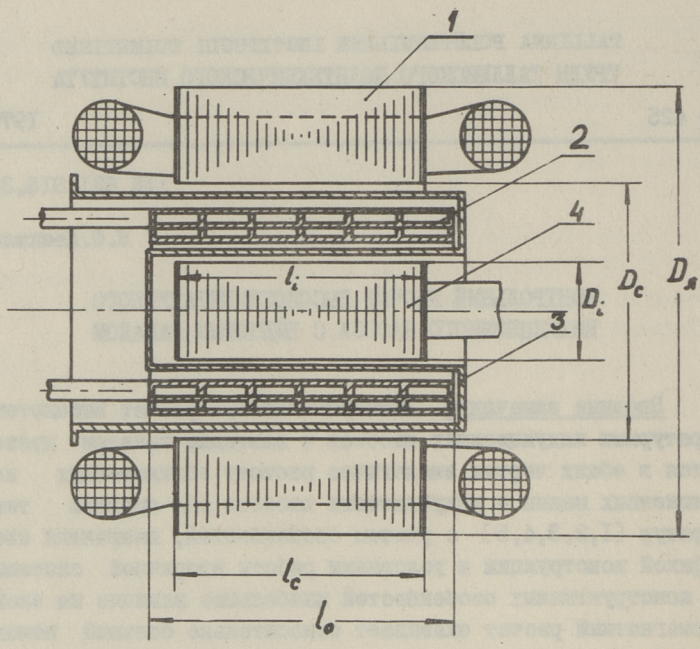
В.Ф.Кескюла

КОНТРОЛЬНЫЙ РАСЧЕТ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ИНДУКЦИОННОГО НАСОСА С ВИНТОВЫМ КАНАЛОМ

Вводные замечания. Электромагнитный расчет высокотемпературных индукционных насосов с винтовым каналом проводится в общих чертах аналогично расчету обыкновенных индукционных машин и индукционных насосов для средних температур [1,2,3,4,5] с учетом особенностей, вызванных спецификой конструкции и условиями работы вторичной системы. Из конструктивных особенностей наибольшее влияние на электромагнитный расчет оказывает относительно большой немагнитный зазор между индуктором и внутренним сердечником, предназначенный для размещения винтового канала с жидким металлом и усиленной теплоизоляции, защищающей магнитопровод и обмотку индуктора от воздействия высокой температуры канала. В ряде случаев возникает необходимость окружить винтовой канал вакуумной камерой, стенки которой также нужно разместить в немагнитном зазоре между индуктором и середечником.

Увеличение немагнитного зазора и размещение в нем кроме винтового канала с жидким металлом еще ряда электропроводящих оболочек в виде стенок вакуумной камеры и тепловых экранов приводит к значительному ослаблению магнитного поля в зоне жидкого металла и оказывает заметное влияние на электромагнитные процессы и электромагнитные усилия в жидком металле.

Большой немагнитный зазор приводит к весьма большим токовым нагрузкам обмотки, к сильному влиянию краевых(торцовых) эффектов на распределение магнитного поля и вторичных токов и к большим магнитным потокам рассеяния, соизмеримым с основным рабочим магнитным потоком.



Фиг. 1. Принципиальный разрез высокотемпературного насоса НИВВ-73: 1 - индуктор, 2 - канал, 3 - вакуумная камера, 4 - внутренний ферромагнитный сердечник.

Иногда, в целях упрощения конструкции насоса, целесообразно отказаться от внутреннего ферромагнитного сердечника. В таких случаях расчет высокотемпературного индукционного насоса с винтовым каналом мало отличается от расчета индукционных вращателей жидкого металла [6,7].

Ниже приводится формуляр контрольного электромагнитного расчета высокотемпературных индукционных насосов с винтовым каналом (сокращенно НИВВ). В этом формуляре сочетаются принципы электромагнитного расчета обыкновенных индукционных электрических машин с принципами расчета индукционных насосов для средних температур и высокотемпературных индукционных вращателей.

Формуляр снабжен цифровым примером расчета высокотемпературного индукционного насоса НИВВ-73, изготовленного совместно с институтом НИПТИ для перекачивания жидкого лития при температуре 1200°С. НИВВ-73 (фиг. 1) имеет двух-

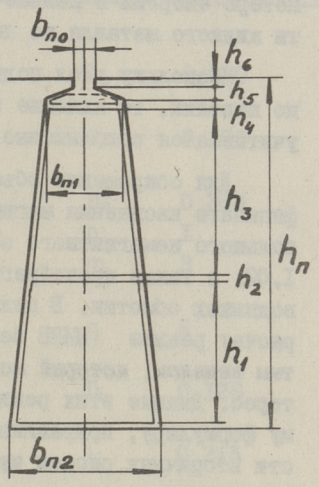
слойный винтовой канал из сплава ниобия, размещенный в вакуумной камере. Магнитопровод индуктора снабжен внутренним ферромагнитным сердечником. Обмотка индуктора НИВВ-73 двухслойная с укороченным шагом размещена в трапецеидальных пазах (фиг. 2) статора.

Приведенный формуляр применим также для расчета упрощенных конструкционных вариантов НИВВ:

а) НИВВ без внутреннего ферромагнитного сердечника;

б) НИВВ без вакуумной камеры и тепловых экранов;

в) НИВВ без вакуумной камеры и внутреннего ферромагнитного сердечника.



Фиг. 2. Эскиз трапецеидального паза.

Все перечисленные варианты можно рассчитать также при однослойном винтовом канале, для чего в исходных данных для расчета число слоев канала $n_{ск}$ нужно принять равным I. При отсутствии внутреннего сердечника в исходных данных диаметр внутреннего сердечника D_i необходимо приравнивать нулю и число стенок вакуумной камеры $n_{bк}$ равно I, так как в этом случае конструкцию вакуумной камеры можно упростить. При этом в формуляре п. 3.23 коэффициенты аксиальных гармоник вторичного тока $\Delta_{iк}$ равны I ввиду свойств цилиндрических функций.

При отсутствии вакуумной камеры и тепловых экранов толщину стенок и удельные электропроводности их в исходных данных нужно приравнять нулю.

Поскольку конструкция вторичной системы с вакуумной камерой представляет собой весьма сложную многослойную систему, то для вывода расчетных формул был введен ряд упрощающих положений, позволяющих, как показал теоретический и экспериментальный анализ, без заметных погрешностей упростить эти формулы для определения электромагнитного напора и реакции вторичной системы на режим работы ин-

дуктора. В итоге удалось сложную многослойную вторичную систему заменить одним эквивалентным проводящим слоем бесконечно малой толщины [8,9].

Гидравлические потери давления в канале определяются по формулам обычной гидравлики [I3] с учетом увеличения потерь энергии в канале от неравномерного профиля скорости жидкого металла по высоте канала [I4].

Поскольку угол подъема винтового канала в НИВВ обычно невелик, то влияние этого угла на развиваемое давление учитывается приближенно через коэффициент наклона.

Для сокращения объема формуляра опущен расчет коэффициента насыщения магнитной цепи $k_н$, который ввиду большого немагнитного зазора находится в пределах I,0 - I,02, а также пренебрегается поверхностным эффектом в проводниках обмотки. В целях сокращения объема опущен также расчет режима НИВВ без вторичной системы и режима с пустым каналом, который мог бы представлять определенный интерес. Данные этих режимов можно определить по приведенному формуляру, приравнивая соответствующие электропроводности вторичных систем нулю.

Приведенный цифровой расчет был выполнен на ЭЦВМ "Минск-22" и показал, что ток индуктора при отсутствии вторичной системы несколько (на I5%) отличается от тока нагрузки. То же самое показали и экспериментальные измерения на НИВВ-73. Расхождение экспериментальных энергетических показателей от расчетных не превышало 5-6%.

I. Исходные данные

№ п.п.	Величина	Единица	Обозначение	Числовое значение
I	2	3	4	5
	I. Данные индуктора			
I	Диаметр расточки индуктора	м	D_c	0,230
2	Длина пакета стали индуктора	м	l_c	0,200
3	Наружный диаметр пакета стали индуктора	м	$D_я$	0,368
4	Число пар полюсов	–	p	I
5	Число фаз	–	m	3
6	Число пазов на полюс и фазу	–	q	6
7	Наружный диаметр внутреннего сердечника	м	D_i	0,I28
8	Длина внутреннего сердечника	м	l_i	0,245
9	Высота ярма внутреннего сердечника	м	$h_{я2}$	0,025
I0	Высота паза индуктора (фиг.2)	м	$h_п$	0,05I5
II	Ширина шлица паза	м	$b_{п0}$	0,0032
I2	Высота шлица паза	м	h_6	0,00I
I3	Ширина паза под клином	м	$b_{п1}$	0,0II2
I4	Высота клина	м	h_5	0,002I
I5	Толщина изоляции под клином	м	h_4	0,00II
I6	Ширина паза у дна	м	$b_{п2}$	0,0I88
I7	Марка стали магнитопровода	–	–	32I
I8	Толщина листа	м	Δ_c	$0,5 \cdot I0^{-3}$
I9	Плотность стали	кг/м^3	$\rho_{ст}$	$7,8 \cdot I0^3$
20	Коэффициент заполнения пакетов стали	–	$\varphi_{ст}$	0,95
2I	Удельные потери в стали при частоте 50 Гц и индукции I,0 Т	Вт/кг	p_{I0}	3,3
22	Тип обмотки	–	–	двухслойная

I	2	3	4	5
23	Относительный шаг обмотки	–	y'	2/3
24	Марка обмоточного провода	–	–	ПСДК
25	Диаметр провода	мм	$d_{пр}$	I,56
26	Плотность материала провода	кг/м^3	$\rho_{пр}$	$8,9 \cdot I0^3$
27	Удельная электропроводность материала провода при 20°С	См/м	$\gamma_{пр}$	$57 \cdot I0^6$
28	Число витков в катушке	–	$w_к$	I9
29	Число параллельных проводов в витке	–	$n_{пр}$	3
30	Число параллельных ветвей обмотки	–	a	I
3I	Средняя односторонняя длина лобовой части катушки	м	$l_л$	0,53I
32	Рабочая температура обмотки	°С	$t_{пр}$	I80
33	Линейное напряжение питания обмотки	В	U	380
34	Частота	Гц	f	50
	2. Данные вторичной системы			
I	Перекачиваемый жидкий металл	–	–	литий
2	Номинальный расход	м^3/с	$Q_н$	$0,833 \cdot I0^{-3}$
3	Номинальное давление	Па	$p_н$	$294 \cdot I0^3$
4	Рабочая температура перекачиваемого металла	°С	$t_р$	I200
5	Удельная электропроводность перекачиваемого металла при рабочей температуре	См/м	$\gamma_м$	$I,9 \cdot I0^6$
6	Плотность перекачиваемого металла при рабочей температуре	кг/м^3	$\rho_м$	4I4
7	Кинематическая вязкость жидкого металла	м^2/с	ν	$0,4I4 \cdot I0^{-6}$

I	2	3	4	5
8	Длина вторичной системы	м	l_0	0,225
9	Средний диаметр канала	м	D_0	0,I75
I0	Высота винтовой канавки	м	$b_к$	0,008
II	Ширина винтовой канавки	м	$a_к$	0,025
I2	Число витков канала	-	$n_к$	I5,5
I3	Число слоев канала	-	$n_{ск}$	2
I4	Материал стенок канала	-	-	5 ВМЦ
I5	Удельная электропроводность стенок канала	См/м	$\gamma_к$	$I,82 \cdot I0^6$
I6	Толщина стенок канала	м	$\Delta_{ст}$	0,002
I7	Толщина перегородок канала	м	$\Delta_п$	0,002
I8	Толщина торцовых стенок	м	$\Delta_т$	0,006
I9	Материал стенок вакуумной камеры	-	-	XI8HI0T
20	Толщина стенок вакуумной камеры	мм	$\Delta_{bк}$	0,002
3I ка	Число стенок вакуумной камеры	-	$n_{bк}$	2
22	Температура стенок вакуумной камеры	°C	$t_{bк}$	500
23	Удельная электропроводность стенок вакуумной камеры	См/м	$\gamma_{bк}$	$0,975 \cdot I0^6$
24	Число внутренних тепловых экранов в вакуумной камере	-	$n_{э1}$	2
25	Число наружных тепловых экранов в вакуумной камере	-	$n_{э2}$	3
26	Толщина тепловых экранов	м	$\Delta_э$	$0,2 \cdot I0^{-3}$
27	Материал тепловых экранов	-	-	XI8HI0T
28	Средняя температура тепловых экранов	°C	$t_э$	I000
29	Средняя удельная электропроводность тепловых экранов	См/м	$\gamma_э$	$0,84 \cdot I0^6$

I	2	3	4	5
30.	Толщина зазора между внутренней стенкой вакуумной камеры и внутренним сердечником	м	$\Delta_{из1}$	0,0035
3I	Толщина зазора между каналом и внутренней стенкой вакуумной камеры	м	$\Delta_{из2}$	0,007
32	Толщина зазора между каналом и наружной стенкой вакуумной камеры	м	$\Delta_{из3}$	0,0095
33	Толщина зазора между вакуумной камерой и индуктором	м	$\Delta_{из4}$	0,005
34	Абсолютная шероховатость поверхности канала	м	к	$0,I \cdot I0^{-3}$
35	Коэффициент добавочных потерь	–	$\xi_д$	0,05

2. Расчетные данные

№ п.п	Величина	Единица	Обозначение	Формула	Числовые значения
I	2	3	4	5	6
	I. Данные магнитной цепи				
I.I	Немагнитный зазор	м	δ	$0{,}5\,(D_c - D_i)$	0,05I
I.2	Полюсное деление	м	τ	$\frac{\pi D_c}{2p}$	0,36I
I.3	Число зубцов	-	Z	$2mpq$	36
I.4	Зубцовое деление	м	$t_з$	$\frac{\pi D_c}{Z}$	0,020I
I.5	Ширина зубца под клином	м	$b_{з1}$	$t_з\left(1 + \frac{2(h_5 + h_6)}{D_c}\right) - b_{п1}$	0,0I0
I.6	Ширина зубца у основания	м	$b_{з2}$	$t_з\left(1 + 2\frac{h_п}{D_c}\right) - b_{п2}$	0,0I0
I.7	Средняя ширина зубца	м	$b_з$	$0{,}5\,(b_{з1} + b_{з2})$	0,0I0
I.8	Высота ярма индуктора	м	$h_я$	$0{,}5\,(D_я - D_c) - h_п$	0,0I75
I.9	Масса зубцов	кг	$G_з$	$\rho_{ст}\varphi_{ст} Z h_п b_з l_c$	26,5
I.I0	Масса ярма индуктора	кг	$G_я$	$\rho_{ст}\varphi_{ст}\pi(D_я - h_я)h_я l_c$	28,8
I.II	Масса сердечника	кг	$G_{я2}$	$\rho_{ст}\varphi_{ст}\pi(D_i - h_{я2})h_{я2} l_i$	I4,7

I	2	3	4	5	6
I.I2	Масса магнитопровода	кг	$G_{ст}$	$G_з + G_я + G_{я2}$	70,0
I.I3	Относительная ширина шлица паза	–	a_{no}	$b_{no}/t_з$	0,I6
I.I4	Относительный средний диаметр канала	–	r_{o*}	D_o/D_c	0,76
I.I5	Относительный диаметр внутреннего сердечника	–	r_{i*}	D_i/D_c	0,56
I.I6	Коэффициент зубчатости	–	$k_з$	$\frac{1}{1 - a_{no}\frac{b_{no}}{5\delta + b_{no}}}$	I,002
I.I7	Коэффициенты наклона стенок паза	–	α	b_{n1}/b_{n2}	0,60
		–	$æ_1$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}\left(\frac{2}{1-\alpha^2}\ln\frac{1}{\alpha} - 1\right)$	0,89
I.I8	Коэффициент проводимости паза по потоку	–	$\lambda_{nф}$	$\frac{h_n-(h_4+h_5+h_6)}{2b_{n1}}æ_1 + \frac{h_4}{b_{n1}} + \frac{2h_5}{b_{n1}+b_{no}} + \frac{h_6}{b_{no}}$	2,59
I.I9	Коэффициент магнитной индукции немагнитного зазора: на поверхности расточки индуктора	–	$k_{вс}$	$\frac{1 + r_{i*}^{2p}}{1 - r_{i*}^{2p}}$	I,90

I	2	3	4	5	6
	на поверхности внутреннего сердечника	–	k_{Bi}	$\frac{2r_{i*}^{p-1}}{1-r_{i*}^{2p}}$	2,90
	в зоне канала	–	k_{Bo}	$r_{o*}^{p-1}\cdot\frac{1+\left(\frac{r_{i*}}{r_{o*}}\right)^{2p}}{1-r_{i*}^{2p}}$	2,22
I.20	Коэффициенты дополнительной нагрузки зубца от пазового рассеяния	–	k_n	$\begin{cases} 1{,}0 \text{ при } y' = 2/3 \text{ и } 1{,}0 \\ 0{,}7 \text{ при } 2/3 < y' < 1{,}0 \end{cases}$	I,0
		–	σ_{3n}	$1{,}05\,k_3\frac{\lambda_{n\phi}}{k_{Bc}}k_n$	I,43
I.2I	Коэффициент магнитной индукции гармоники порядка ν	–	$k_{Bc\nu}$	$\frac{1+r_{i*}^{2p\nu}}{1-r_{i*}^{2p\nu}}$	
I.22	Коэффициент дополнительной нагрузки зубца от дифференциального рассеяния	–	σ_{3g}	$\sum_{\nu}\frac{1}{\nu^2}\frac{\sin\nu\frac{a_{no}\pi}{2mq}}{\sin\frac{a_{no}\pi}{2mq}}\cdot\frac{k_{Bc\nu}}{k_{Bc}}$	0,54
I.23	Коэффициент дополнительной нагрузки зубца	–	σ_3	$\sigma_{3n}+\sigma_{3g}$	I,97
I.24	Коэффициент торцового потока зубцов	–	β_3	$\frac{1}{\pi}\ln\left(1+6{,}9\frac{h_n}{\delta}\right)+0{,}2$	0,86
I.25	Эквивалентный вылет лобовых частей обмотки	–	f_0	$0{,}5\left[l_\Lambda - y'\tau\left(1+\frac{h_n}{D_c}\right)\right]$	0,II8

I	2	3	4	5	6
I.26	Коэффициент торцового потока ярма	–	$\beta_я$	$1{,}7\lg\sqrt{\left(\frac{f_0}{\delta}\right)^2+\left(\frac{h_n}{2\delta}+0{,}5\right)^2}+1{,}16$	I,63
	2. Данные и параметры обмотки				
2.I	Обмоточный коэффициент	–	$k_{об}$	$\frac{\sin\frac{\pi}{2m}}{q\sin\frac{\pi}{2mq}}\sin y'\frac{\pi}{2}$	0,828
2.2	Число витков в фазе	–	w	$2pq\frac{w_к}{a}$	228
2.3	Средняя длина витка обмотки	м	l_w	$2(l_c+l_л)$	I,46
2.4	Сечение провода	$м^2$	$S_{пр}$	$\frac{\pi d_{пр}^2}{4}$	$I{,}82\cdot I0^{-6}$
2.5	Активное сопротивление одной фазы при 20°С	См	r_{20}	$\frac{1}{\gamma_{пр}}\frac{wl_w}{a\,n_{пр}S_{пр}}$	I,02
2.6	Коэффициент наклона стенок паза	–	$æ_2$	$\frac{3\alpha}{(1+\alpha)^2(1-\alpha^3)}\left[\ln\frac{1}{\alpha}+\alpha^2-\frac{\alpha^4+3}{4}\right]$	0,97
2.7	Коэффициенты шага обмотки	–	k_2	$0{,}75y'+0{,}25$	0,75
			k_1	$0{,}25+0{,}75k_2$	0,8I
2.8	Коэффициент проводимости рассеяния паза	–	λ_n	$\frac{h_n-(h_4+h_5+h_6)}{3b_{n1}}æ_2k_1+\left(\frac{h_4}{b_{n1}}+\frac{2h_5}{b_{n1}+b_{n0}}+\frac{h_6}{b_{n0}}\right)k_2$	2,59

I	2	3	4	5	6
2.9	Коэффициент проводимости рассеяния лобовых частей	–	$\lambda_л$	$0{,}60\,\frac{q}{l_c}\,(l_л - 0{,}64\,y'\tau)$	6,73
2.I0	Обмоточный коэффициент гармоник порядка ν	–	$k_{об\nu}$	$\frac{\sin\frac{\nu\pi}{2m}}{q\sin\frac{\nu\pi}{2mq}}\sin\nu y'\frac{\pi}{2}\,\frac{\sin\nu\frac{a_{no}\pi}{2mq}}{\nu\frac{a_{no}\pi}{2mq}}$	
2.II	Коэффициент магнитной индукции для гармоник порядка ν	–	$k_{вс\nu}$	$\frac{1 + r_{i*}^{2p\nu}}{1 - r_{i*}^{2p\nu}}$	
2.I2	Коэффициент дифференциального рассеяния	–	σ_g	$\sum_{\nu}\frac{1}{\nu}\left(\frac{k_{об\nu}}{k_{об}}\right)^2\frac{k_{вс\nu}}{k_{вс}}$	0,047
2.I3	Коэффициент проводимости дифференциального рассеяния	–	λ_g	$\frac{m}{\pi}\,\frac{q}{k_з}\,k_{об}^2\,k_{вс}\,\sigma_g$	0,356
2.I4	Индуктивное сопротивление рассеяния фазы	Ом	x_s	$4\pi\mu_0 f\,\frac{w^2}{pq}\,l_c(\lambda_g + \lambda_n + \lambda_л)$	I2,0
2.I5	Главное индуктивное сопротивление	Ом	$x_г$	$4\,m\mu_0 f\,\frac{(k_{об}w)^2}{pk_з}\,l_c\,k_{вс}$	I0,3
2.I6	Коэффициент рассеяния потокосцепления	–	σ_s	$\frac{x_s}{x_г}$	I,I6
2.I7	Индуктивное сопротивление фазной обмотки	Ом	$x_ф$	$x_г + x_s$	22,3

I	2	3	4	5	6
2.I8	Масса меди обмотки	кг	$G_м$	$\rho_м m w l_w a n_{пр} S_{пр}$	5I,I
2.I9	Масса активных материалов индуктора	кг	G_a	$G_м + G_{ст}$	I2I
	3. Параметры вторичной системы				
3.I	Сечение винтовой канавки	$м^2$	$S_к$	$a_к b_к$	$200 \cdot I0^{-6}$
3.2	Средняя скорость жидкого металла при номинальной расходе	м/с	$v_м$	$\frac{Q_н}{S_к}$	4,I6
3.3	Коэффициент наклона винтовой канавки	–	$c_т$	$\sqrt{1 + \left(\frac{a_к + \Delta_n}{\pi D_0}\right)^2}$	I,00I
3.4.	Длина винтовой части канала	м	$l_к$	$\pi D_0 (n_к c_т + 0,25)$	8,67
3.5.	Гидравлический диаметр канала	м	$d_г$	$2 \frac{a_к b_к}{a_к + b_к}$	0,0I2I
3.6	Число Рейнольдса	–	Re	$d_г \cdot \frac{v_м}{\nu}$	$I,22 \cdot I0^5$
3.7	Коэффициент гидравлического сопротивления	–	ψ	$\frac{0,25}{(\lg \frac{d_г}{к} + 0,569)^2}$	0,0355
3.8	Коэффициент местных сопротивлений	–	$\xi_м$		4,2

I	2	3	4	5	6
3.9	Потери давления в канале	Па	$\Delta p_г$	$\left(\psi \frac{l_к}{d_г} + \xi_м\right) \frac{\rho_м}{2} v_м^2$	$106 \cdot 10^3$
3.10	Среднее скольжение жидкого металла	–	$S_м$	$1 - \frac{v_м p}{\pi f D_0}$	0,85
3.11	Средние диаметры наружной стенки вакуумной камеры	м	D_{b2}	$D_c - (\Delta_{bк} + 2\Delta_{из4})$	0,218
3.12	Средний диаметр внутренней стенки вакуумной камеры	м	D_{b1}	$D_0 - [n_{ск} b_к + (n_{ск}+1)\Delta_{ст} + \Delta_{bк} + 2\Delta_{из2}]$	0,137
3.13	Магнитное число Рейнольдса для вакуумной камеры экранов	–	$\varepsilon_{bк}$	$\frac{\pi f \mu_0}{2p}(D_{b1} + D_{b2})\gamma_{bк}\Delta_{bк}$	0,069
		–	$\varepsilon_э$	$\frac{\pi f \mu_0}{2p}(n_{э1} + n_{э2}) D_0 \gamma_э \Delta_э$	0,0143
3.14	Коэффициент эквивалентной проводимости жидкого металла в канале	–	k_γ	$\frac{a_к + \frac{\Delta_n}{S_м}}{a_к + \Delta_n \frac{\gamma_м}{\gamma_к}}$	1,01
3.15	Магнитное число Рейнольдса для канала и жидкого металла		$\varepsilon_к$	$\frac{\pi f \mu_0}{2p} D_0 [b_к n_{ск} \gamma_м S_м k_\gamma + (n_{ск}+1)\Delta_{ст}\gamma_к]$	0,638

I	2	3	4	5	6
3.I6	Суммарное магнитное число Рейнольдса	–	ε	$\varepsilon_к + \varepsilon_{bк} + \varepsilon_э$	0,72I
3.I7.	Относительный выступ вторичной системы	–	$\lambda_т$	$\frac{l_0 - l_c}{2\delta}$	0,25
3.I8	Коэффициенты краевого эффекта	–	β_z	$1{,}96 \ln(1+\lambda_т) - 0{,}07$	0,36
3.I9	Эквивалентная длина активной зоны индуктора м		l_s	$l_c(1+\beta_z \frac{\delta}{l_c})$	0,2I8
3.20	Коэффициенты разложения в ряд Фурье кривой первичной магнитной индукции		$C_к$	$\frac{4}{\pi}\frac{1}{k}\sin k\frac{l_s}{l_0}\frac{\pi}{2}\sin k\frac{\pi}{2}$ $k=1,3,5,\ldots$	
3.2I	Аргумент модифицированных цилиндрических функций первого рода $I_p(x)$ и второго рода $K_p(x)$ и их производных	–	$x_{ск}$	$k\frac{\pi}{2}\frac{D_c}{l_0}$	k·I,606
			$x_{0к}$	$k\frac{\pi}{2}\frac{D_0}{l_0}$	k·I,22
			$x_{iк}$	$k\frac{\pi}{2}\frac{D_i}{l_0}$	k·0,893
3.22	Коэффициенты аксиальных гармоник вторичного тока	–	$\Delta_{iк}$	$\dfrac{1-\frac{I_p(x_{iк})\cdot K'_p(x_{0к})}{K_p(x_{iк})\cdot I'_p(x_{0к})}}{1-\frac{I_p(x_{iк})\cdot K_p(x_{ск})}{K_p(x_{iк})\cdot I_p(x_{ск})}}$	
			$D_{0к}$	$2\frac{x_{0к}^2}{p}I'_p(x_{0к})K'_p(x_{0к})\cdot\Delta_{iк}\times$	

I	2	3	4	5	6
				$\times\left[\frac{I'_p(x_{ок})}{K'_p(x_{ок})}\frac{K_p(x_{ск})}{I_p(x_{ск})}-1\right]$	
3.23	Коэффициенты вторичных мощностей	–	k_a	$\frac{1}{2}\sum_к c_к^2\frac{1+\left(\frac{x_{ок}}{p}\right)^2}{\left[1+\left(\frac{x_{ок}}{p}\right)^2\right]^2+\varepsilon^2 D_{ок}}$	0,I54
			k_p	$\frac{1}{2}\sum_к c_к^2\frac{\varepsilon D_{ок}}{\left[1+\left(\frac{x_{ок}}{p}\right)^2\right]^2+\varepsilon^2 D_{ок}^2}$	0,I59
3.24	Относительные вносимые активное и индуктивное сопротивления	–	ξ_2	$\varepsilon 2 r_{ож}^2\frac{k_{во}^2}{k_{вс}}\frac{l_o}{k_з l_c}k_a$	0,374
		–	η_2	$\xi_2\frac{k_p}{k_a}$	0,385
3.25	Активное вносимое сопротивление	Ом	Δr	$\xi_2 x_r$	3,84
3.26	Реактивное вносимое сопротивление	Ом	Δx	$-\eta_2 x_r$	–3,95
	4. Режим работы индуктора				
4.I	Коэффициент размагничивания индуктора вторичным полем	–	k_p	$\sqrt{\xi_2^2+(1-\eta_2)^2}$	0,7I9

I	2	3	4	5	6
4.2	Коэффициенты нагрузки зубцов	–	k_{31}	$k_p + \beta_3 \frac{\delta}{t_c}$	0,937
			$k_{3м}$	$1 + \frac{\sigma_3}{k_{31}}$	3,I0
4.3	Относительное сопротивление потерь в зубцах	–	ξ_3	$1{,}8\, p_{10} G_3 \frac{\mu_0 2 k_{вс} p}{k_3 l_c f} \left(\frac{k_{31}}{\varphi_{ст} b_3 Z}\right)^2 \cdot \left\{1 + \frac{n_3}{q}\left[\left(\frac{k_{3м}}{k_{31}}\right)^2 - 1\right]\right\}$	0,00I4
		–	n_3	I при $y' = 2/3$ или I,0 2 при $2/3 < y' < I$	I,0
4.4	Коэффициент нагрузки ярма	–	$k_я$	$k_p + \beta_я \frac{\delta}{t_c} + \sigma_3 \frac{1}{q}$	I,46
4.5	Относительное сопротивление потерь в ярме	–	$\xi_я$	$1{,}5\, p_{10} G_я \left(\frac{k_я}{2\varphi_{ст}\pi h_я}\right)^2 \frac{\mu_0 2 p k_{вс}}{k_3 l_c f}$	0,0I3I
4.6	Относительное сопротивление потерь в середечнике	–	$\xi_{я2}$	$1{,}5\, p_{10} G_{я2} \left(r_{i*} \frac{k_p + \beta_я \frac{\delta}{t_c}}{2\pi \varphi_{ст} h_{я2}}\right)^2 \frac{\mu_0 2 p k_{вс}}{k_3 l_c f}$	0,00II
4.7	Сопротивление потерь в стали	Ом	$r_{ст}$	$(\xi_3 + \xi_я + \xi_{я2}) \times r$	0,I62
4.8	Активное сопротивление обмотки при рабочей температуре	Ом	r	$r_{20} \frac{235 + t_{пр}}{255}$	I,66

I	2	3	4	5	6
4.9	Эквивалентное активное сопротивление фазы	Ом	$r_э$	$r + \Delta r + r_{ст} + \xi_g x_г$	6,I7
4.I0	Эквивалентное реактивное сопротивление фазы	Ом	$x_э$	$x_ф + \Delta x$	I8,4
4.II	Эквивалентное полное сопротивление фазы	Ом	z	$\sqrt{r_э^2 + x_э^2}$	I9,4
4.I2	Фазное напряжение при соединении обмотки звездой	В	$U_ф$	$\frac{U}{\sqrt{3}}$	–
	при соединении обмотки треугольником	В	$U_ф$	U	380
4.I3	Фазный ток	А	$I_ф$	$\frac{U_ф}{z}$	I9,6
4.I4	Магнитная индукция на поверхности расточки индуктора	Т	$B_{гс}$	$2{,}7\mu_0 \frac{k_{0\delta} w}{k_з D_c} k_{вс} I_ф$	0,I03
4.I5	Магнитная индукция в зоне канала	Т	$B_{г0}$	$B_{гс} \frac{k_{в0}}{k_{вс}}$	0,I2I
4.I6	Магнитная индукция на поверхности внутреннего сердечника	Т	$B_{гi}$	$B_{гс} \frac{k_{вi}}{k_{вс}}$	0,I57
4.I7	Магнитная индукция в зубцах от основного поля	Т	$B_{з1}$	$B_{гс} \frac{t_з}{\varphi_{ст} b_з} k_{з1}$	0,2I3

I	2	3	4	5	6
4.I8	Максимальная индукция в наиболее нагруженных зубцах	Т	$B_{зм}$	$B_{з1}\frac{k_{зм}}{k_{з1}}$	0,663
4.I9	Индукция в ярме индуктора	Т	$B_я$	$B_{rc}\frac{D_c}{2\varphi_{ст}h_я}k_я$	I,05
4.20	Индукция в сердечнике	Т	$B_{я2}$	$B_{ri}\frac{D_i}{2\varphi_{ст}h_{я2}}(k_p+\beta_я\frac{\delta}{t_1})$	0,48
4.2I	Потери в стали индуктора	кВт	$P_{ст}$	$m r_{ст} I_ф^2 \cdot 10^{-3}$	0,I90
4.22	Потери в меди	кВт	$P_м$	$m r I_ф^2 \cdot 10^{-3}$	I,9I
4.23	Дополнительные потери	кВт	P_g	$m \xi_g x_r I_ф^2 \cdot 10^{-3}$	0,590
4.24	Мощность вторичной системы	кВт	P_{22}	$m \Delta r I_ф^2 \cdot 10^{-3}$	4,44
4.25	Активная мощность	кВт	P_1	$P_{ст}+P_м+P_g+P_{22}$	7,I3
4.26	Реактивная мощность	квар	Q	$m x_в I_ф^2 \cdot 10^{-3}$	II,8
4.27	Полная мощность	кВА	S	$\sqrt{P_1^2+Q^2}$	22,3
4.28	Коэффициент мощности	–	$\cos\varphi$	P_1/S	0,32
4.29	Линейный ток	А	I	$\frac{S}{\sqrt{3}U}$	33,9
4.30	Линейная токовая нагрузка	А/м	A	$\frac{2mwI_ф}{\pi D_c}$	$37,I\cdot I0^3$

I	2	3	4	5	6
4.3I	Плотность тока в обмотке	$A/м^2$	$\delta_м$	$\frac{I_ф}{a n_{пр} S_{пр}}$	$3,42 \cdot I0^6$
4.32	Мощность, передаваемая в зону канала	кВт	$P_к$	$P_{22} \frac{\varepsilon_к}{\varepsilon}$	3,93
4.33	Электромагнитное давление	Па	$p_э$	$\pi^2 D_0^2 B_{r0}^2 f s_м k_\gamma \gamma_м \frac{n_к k_a}{2 p c_т}$	$433 \cdot I0^3$
4.34	Потери давления в канале от профиля скорости металла	Па	$\Delta p_п$	$0,039 \gamma_м B_{r0}^2 k_a \frac{l_к v_м}{2}$	$3,02 \cdot I0^3$
4.35	Давление на выходе насоса	Па	p_2	$p_э - \Delta p_г - \Delta p_п$	$323 \cdot I0^3$
4.36	Относительное давление	-	p_*	$p_2 / p_н$	I,09
4.37	Полезная гидравлическая мощность	кВт	$P_г$	$p_2 Q_н \cdot 10^{-3}$	0,269
4.38	Гидравлический к.п.д.	%	$\eta_г$	$\frac{P_г}{P_1} 100$	3,78
4.39	Электрический к.п.д.	%	$\eta_{эл}$	$\frac{P_к}{P_1} 100$	55,5

Литература

I. Вольдек А.И. Электрические машины. Л.,"Энергия", 1974.

2. Виноградов Н.В., Горяйнов Ф.А., Сергеев П.С. Проектирование электрических машин., М., Госэнергоиздат, 1956.

3. Постников И.Н. Проектирование электрических машин. Киев. Госиздат УССР, 1960.

4. Вольдек А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л., "Энергия", 1970.

5. Янес Х.И., Таммемяги Х.А., Конт А.В. Формуляр контрольного расчета плоского индукционного насоса. - "Тр. Таллинск. политехн. ин-та", 1964, серия А, № 214.

6. Кескюла В.Ф. Исследование электромагнитных процессов в индукционных вращателях жидкого металла. Автореферат, Таллин, 1967.

7. Кескюла В.Ф. Об особенностях электромагнитного расчета индукционных вращателей. - "Тр. Таллинск. политехн. ин-та", 1967, серия А, № 249.

8. Кескюла В.Ф., Реймал Л.Р. Учет краевых эффектов и электромагнитных процессов во вторичной системе высокотемпературного индукционного насоса с винтовым каналом. - Сб. научно-техн. статей НИПТИ, 1971, вып. 15.

9. Кескюла В.Ф., Реймал Л.Р. Об особенностях электромагнитного расчета индукционного насоса с винтовым каналом без внутреннего сердечника.-Сб. научно-техн. статей НИПТИ, 1970, вып. 12,

10. Кийль П.М., Реймал Л.Р., Теэару В.А. О разработке высокотемпературных индукционных МГД-устройств.-Сб. научно-техн. статей НИПТИ, вып. 13, Электрические машины. М., "Энергия, 1970.

11. Кескюла В.Ф. Об учете краевых эффектов индуктора в индукционных насосах с винтовым каналом. -"Тр. Таллинск. политехн. ин-та", 1975, № 382.

12. К и р и л л о в И.Р. Поперечный краевой эффект в индукционных МГД-машинах с винтовым каналом. "Магнитная гидродинамика", 1969, № 4.

13. И д е л ь ч и к И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.-Л., ГЭИ, 1960.

14. В о л ь ч е к Б.Б., Д р о н н и к Л.М., Т о л м а ч И.М. Влияние неоднородности распределения скорости и ограниченной ширины канала на характеристики течения в бегущем магнитном поле. "Магнитная гидродинамика", 1974, № 3.

15. А н г о А. Математика для электро- и радиоинженеров. М., "Наука", 1967.

V. Kesküla

The List of Check-up Calculation of the Spiral Induction Pump for High Temperature

Summary

The paper deals with the electromagnetical check-up calculation of the spiral induction MHD-pump at the high temperature. A numeral example of the calculation of the pump for molten lithium at the temperature of 1200 °C is added.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

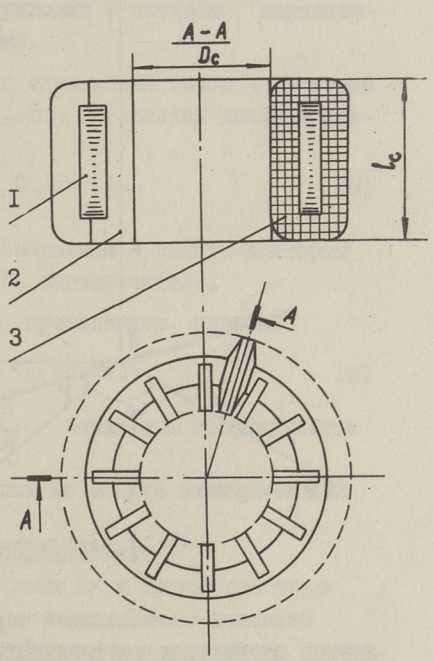
УДК 621.318.38

И.Р.Тергем

ТОРЦОВОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ИНДУКЦИОННОГО ВРАЩАТЕЛЯ С КОЛЬЦЕВОЙ ОБМОТКОЙ

Индукционный вращатель с кольцевой обмоткой (сокращенно ИВК) описан в [1]. Теоретические и экспериментальные исследования магнитного поля и параметров ИВК, проведенные в Таллинском политехническом институте, показали, что наиболее сложным является торцовое магнитное поле ИВК.

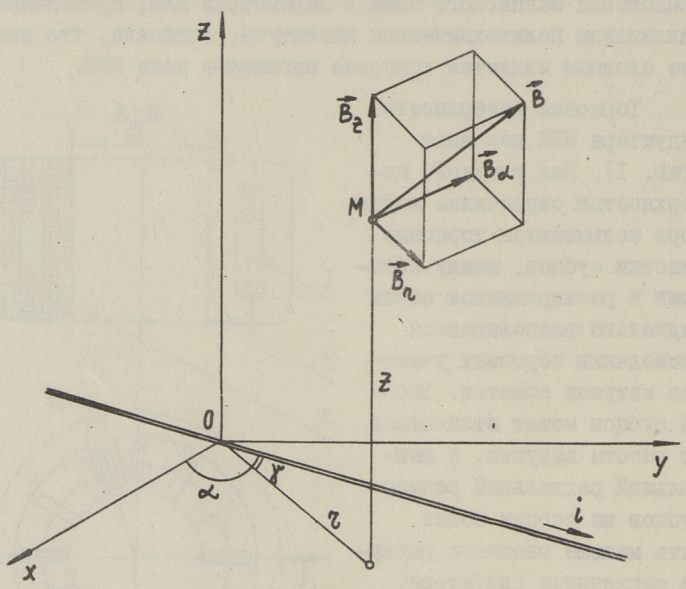
Торцовая поверхность индуктора ИВК неровная (фиг. 1). Над гладкой поверхностью сердечника индуктора возвышаются торцовые участки зубцов, между которыми в расширяющихся пазах радиально располагаются проводники торцовых участков катушек обмотки. Высота зубцов может отличаться от высоты катушек, а наибольший радиальный размер зубцов на торцах может быть меньше внешнего радиуса сердечника индуктора.



Фиг. 1. Индуктор ИВК: 1 - сердечник; 2 - зубец; 3 - обмотка.

Математическое описание торцового поля вблизи индуктора при столь сложной граничной поверхности возможно только с помощью сильно упрощенной расчетной модели.

С целью получения расчетных формул для магнитной индукции было рассмотрено несколько физических моделей. Торцовая плоскость ИВК была заменена неограниченной стальной плоскостью с магнитной проницаемостью $\mu_c=\infty$. Торцовые участки обмотки заменялись отрезками бесконечно тонких проводников на этой плоскости с действительным током i. Оказалось, что расчетные формулы при этом будут содержать эллиптические интегралы всех трех видов и поэтому для упрощения модели отрезки проводников были заменены бесконечно длинными проводниками. Магнитное поле, создаваемое бесконечно длинным проводником с током, известно и выражается просто. Стальная поверхность ограничивает поле с одной стороны и увеличивает магнитную индукцию на два раза по сравнению с полем проводника в воздухе.



Фиг. 2. Один проводник с током i.

Основной составляющей торцового магнитного поля является аксиальная составляющая магнитной индукции B_z, которая определяет магнитный поток через торцовые поверхности индуктора и создает полезный вращающий момент в жидком

металле при использовании ИВК в качестве плоского торцового ИВ.

Используя обозначения, приведенные на фиг. 2, получим

$$B_z = -\frac{\mu_0 i}{\pi} \frac{r \sin\gamma}{r^2 \sin^2\gamma + z^2}. \qquad (I)$$

Для определения гармоник разложим B_z в ряд Фурье. Тогда

$$B_z = -\frac{\mu_0 i}{\pi} \sum_{\nu} C_\nu \sin\nu\gamma, \qquad (2)$$

где коэффициент ряда Фурье

$$C_\nu = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin\gamma}{\sin^2\gamma + \left(\frac{z}{r}\right)^2} \sin\nu\gamma \, d\gamma. \qquad (3)$$

Для первой гармоники ($\nu = 1$) коэффициент C_ν имеет простое выражение

$$C_1 = 2\left(1 - \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}}\right), \qquad (4)$$

а для высших гармоник ($\nu > 1$) приводит к сложным выражениям с эллиптическими интегралами.

В случае n проводников с одинаковым током i, которые образуют фазную зону (фиг. 3), B_z выражается двойной суммой

$$B_z = -\frac{\mu_0 i}{\pi r} \sum_{k=1}^{n} \sum_{\nu} C_\nu \sin\nu\gamma_k, \qquad (5)$$

где γ_k – угол между k-ым проводником и радиус-вектором точки М, в котором B_z определяется.

Суммируя индукции всех n проводников, получим

$$B_z = -\frac{\mu_0 n i}{\pi r} \sum_{\nu} C_\nu k_{p\nu} \sin\nu\gamma_0, \qquad (6)$$

где коэффициент $k_{p\nu} = \dfrac{\sin\frac{n\nu\gamma}{2}}{n \sin\frac{\nu\gamma}{2}}$ является коэффициентом распределения обмотки, известным из теории электрических машин [2];

γ – угол между соседними проводниками;

γ_0 – угол между осью фазной зоны ON и радиус-вектором точки М (фиг. 3).

При совмещении координатной оси x с осью фазы, которая составляет с осью фазной зоны угол $\frac{\pi}{2}$, и при синусоидальном изменении тока $i = \sqrt{2} I \cos\omega t$, получим

$$B_z = -\sum_{\nu} B_{\nu mf} \cos \omega t \cos \nu\alpha, \qquad (7)$$

где

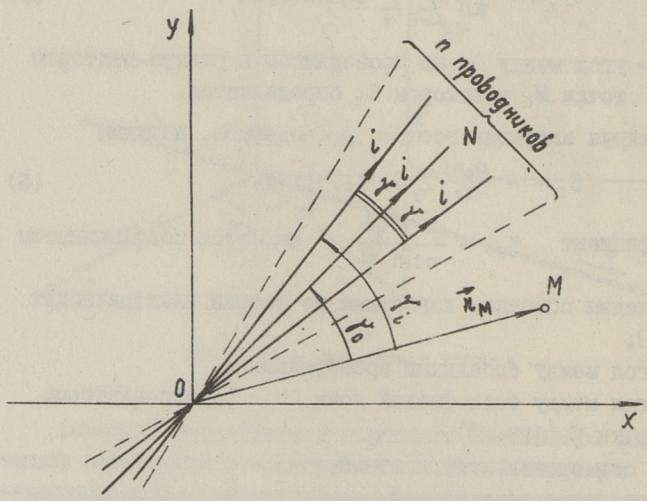
$$B_{\nu mf} = \frac{\mu_0 n \sqrt{2} I}{\pi r} K_{p\nu} C_{\nu} \qquad (8)$$

является амплитудой аксиальной составляющей ν-й гармоники магнитной индукции, создаваемой токами проводников фазной зоны в точке наблюдения М.

В симметричной трехфазной системе токов магнитную индукцию создает ток каждой фазы.

При совмещении оси фазы А с осью фазы х аксиальные составляющие магнитной индукции отдельных фаз выражаются аналогично составляющим намагничивающей силы в теории электрических машин [2]:

$$\left.\begin{aligned} B_{zA} &= -\sum_{\nu} B_{\nu mf} \cos \omega t \cos \nu\alpha \\ B_{zB} &= -\sum_{\nu} B_{\nu mf} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \cos \nu\left(\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \\ B_{zC} &= -\sum_{\nu} B_{\nu mf} \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \cos \nu\left(\alpha - \frac{4\pi}{3}\right) \end{aligned}\right\} . \qquad (9)$$



Фиг. 3. n проводников с током i.

Суммируя выражения индукции всех фаз и проводя некоторые преобразования, получаем для аксиальной составляющей магнитной индукции вращающегося поля трехфазной обмотки выражение

$$B_z = -\sum_{\nu=6k\pm1} B_{\nu m}\cos(\omega t \mp \nu\alpha), \quad k \in \{0,1,2,3,\ldots\}, \qquad (10)$$

где $B_{\nu m}$ – амплитуда аксиальной составляющей ν-й гармоники магнитной индукции, равная

$$B_{\nu m} = \frac{3}{2} B_{\nu mf} = 1{,}35\,\mu_0 \frac{C_\nu}{2r} k_{p\nu} n I. \qquad (11)$$

В формуле (10) верхние знаки ($\pm$) относятся к прямым гармоникам (ν = 1, 7, 13, 19, ...), вращающимся в направлении чередования фаз, нижние знаки относятся к обратным гармоникам (ν = 5, 11, 17, ...), которые вращаются в противоположную сторону.

Расчетное значение основной гармоники магнитной индукции внутри расточки [1]:

$$B_c = 1{,}35\,\mu_0 \frac{k_{o\delta} w I}{2 k_з r_c}, \qquad (12)$$

где $k_{o\delta}$ – обмоточный коэффициент для первой гармоники (ν = = 1);

w – число витков фазовой обмотки;

I – эффективное значение фазового тока;

$k_з$ – коэффициент зубчатости;

r_c – внутренний радиус расточки.

Разделяя $B_{\nu m}$ на B_c, получим выражение для относительной индукции

$$\frac{B_{\nu m}}{B_c} = \frac{k_з k_{p\nu}}{k_{o\delta}} \frac{r_c}{2r} C_\nu, \qquad (13)$$

которое для первой гармоники (ν = 1) после подстановки C_1 из (4) дает

$$\frac{B_{1m}}{B_c} = k_з \frac{r_c}{r}\left(1 - \frac{z}{\sqrt{r^2+z^2}}\right). \qquad (14)$$

Для проверки формулы (14) было проведено сравнение с экспериментом, а также с расчетом на основе конформного отображения индуктора. Как известно, магнитное поле вблизи торцов цилиндрических индукционных машин при числе пар полюсов p = 1 может быть описано методом конформных отображений. Недостатком этого метода является громоздкость формул отображения и то, что независимыми величинами, по

которым рассчитываются координаты плоскости индукторов, являются координаты отображающей плоскости. Поэтому расчет на основе конформного отображения практически выполним только с помощью ЭВМ.

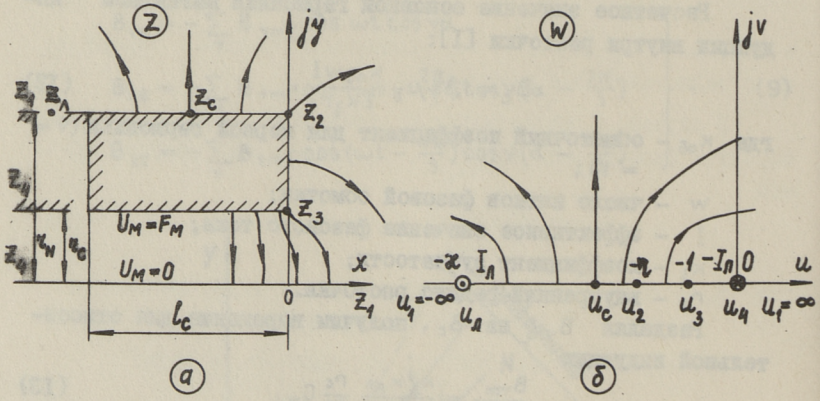
Конформное отображение немагнитного зазора полубесконечного индуктора приведено в [3]. Формула отображения с параметрами, приведенными на фиг. 4,а,б, имеет вид

$$z = \frac{r_c}{\pi}\left[\sqrt{(w+1)\left(\frac{w}{\eta}+1\right)} + \ln\frac{\sqrt{w+1}-\sqrt{\frac{w}{\eta}+1}}{\sqrt{w+1}+\sqrt{\frac{w}{\eta}+1}} + \right. \tag{15}$$

$$\left. + \frac{\eta+1}{2\sqrt{\eta}}\ln\frac{\sqrt{w+\eta}+\sqrt{w+1}}{\sqrt{w+\eta}-\sqrt{w+1}}\right],$$

где

$$\eta = 2\lambda_н^2 - 1 + 2\lambda_н\sqrt{\lambda_н^2-1} \quad \text{и} \quad \lambda_н = r_н/r_c.$$



Фиг. 4. Конформное отображение индуктора: а – магнитопровод в плоскости в плоскости z , б – отображающая полуплоскость w .

Для индуктора длиной l_c вертикаль $x_c = -l_c/2$ (см. фиг. 4,а) является линией разветвления магнитного потока. Точке $z_c = x_c + jr_н$ на отображающей полуплоскости w (фиг.4,б) соответствует точка u_c. Для достижения разветвления потока в точке u_c нужно в точках $u_л$ и u_4, симметричных относительно u_c, расположить линейные токи $I_л$ и $-I_л$, численно равные намагничивающей силе индуктора F_m.

Тогда участок сил u между точками u_Λ и u_4 и соответствующая этому линия $z_1-z_2-z_3-z_4$ в плоскости z будут иметь постоянный магнитный потенциал $U_M = F_m$. Точка u_Λ определяет в плоскости z точку z_Λ, где следует расположить линейный ток I_1.

Вектор магнитной индукции в плоскости z определяется выражением

$$\vec{B}_z = -j B_p \frac{1}{(\frac{\bar{w}}{\varkappa}+1)\sqrt{(\bar{w}+1)(\frac{\bar{w}}{\eta}+1)}}, \qquad (16)$$

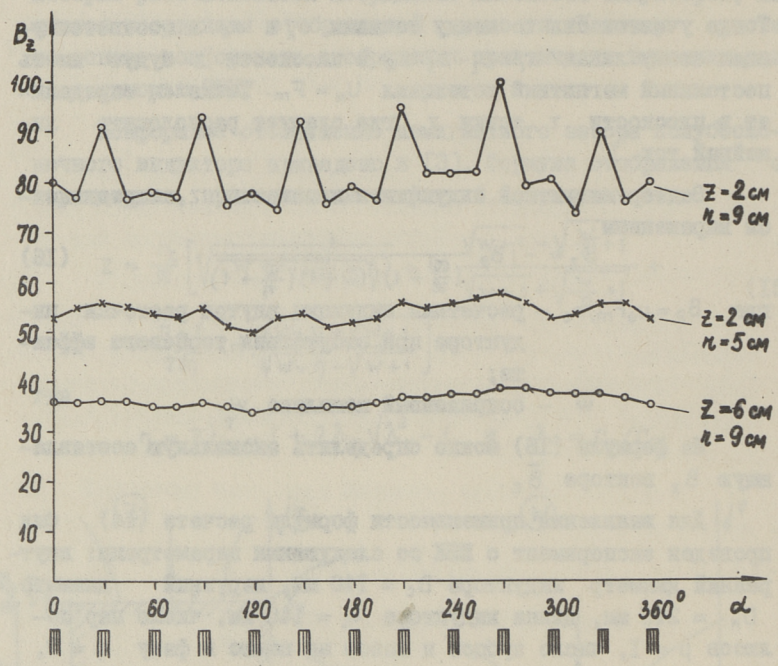
где $B_p = \mu_0 F_m / r_c$ – расчетная индукция внутри расточки индуктора при отсутствии торцового эффекта;

$\bar{w}$ – сопряженный комплекс w.

Из формулы (16) можно определить аксиальную составляющую B_z вектора $\vec{B}_z$.

Для выявления применимости формулы расчета (14) был проведен эксперимент с ИВК со следующими параметрами: внутренний диаметр индуктора D_c = 140 мм, наружный диаметр $D_н$ = 240 мм, длина индуктора l_c = 140 мм, число пар полюсов p = 1, число зубцов и пазов на полюс и фазу q = 2, обмоточный коэффициент $k_{об}$ = 0,97, коэффициент зубчатости $k_з$ = 1,04, число витков фазовой обмотки w = 256. Аксиальная составляющая магнитной индукции B_z измерялась зондированием. Зависимость B_z от угловой координаты α при радиусах $r \in \{5,9\}$ см и при высоте над торцовой поверхностью z = 2 см изображена на фиг. 5. Величина B_z зависит от α, потому что на торцовой поверхности чередуются стороны катушек с торцовыми участками зубцов. При высоте z = = 6 см кривая $B_z = f(\alpha)$ при любом радиусе становится практически горизонтальной.

Для изучения роли высших пространственных гармоник в составе кривой B_z было измерено распределение B_z по окружности в однофазном режиме при параллельном соединении фаз B и C. Этот режим соответствует в трехфазной системе токов моменту, когда ток фазы A является максимальным. Измерения проводились при $z \in \{2,6\}$ см и $r \in \{4,9,12\}$ см. Гармонический анализ полученных кривых показал, что в наиболее неблагоприятном случае (z = 2 см, r = 9 см) амплитуды высших гармоник составляют менее 10% от амплитуды

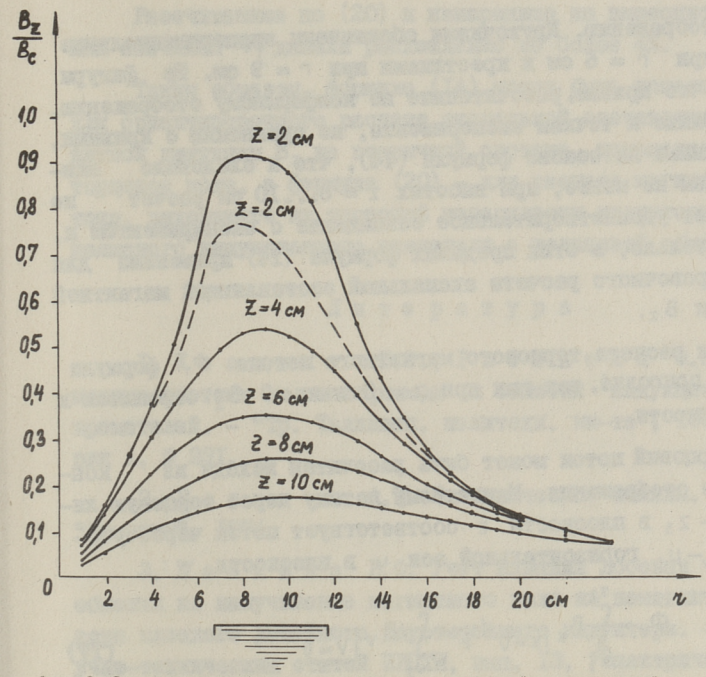


Фиг. 5. Экспериментальное распределение аксиальной составляющей магнитной индукции B_z по окружности над торцом индуктора.

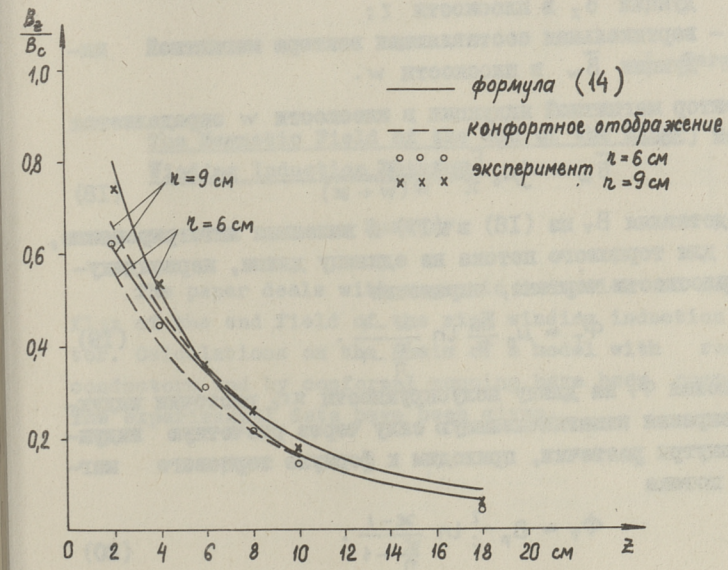
первой гармоники, причем наиболее сильно выделяются пятая и седьмая гармоники с амплитудами по 9,5%. При высоте $z = 6$ см и $r = 9$ см наиболее сильной оказалась вторая гармоника с амплитудой 3,9%. Таким образом, начиная с $z=6$ см ролью высших гармоник можно пренебречь.

На фиг. 6 изображены экспериментальные кривые распределения B_z по радиусу над торцовой поверхностью индуктора. По вертикальной оси отложено значение B_z относительно B_c внутри расточки. B_z измерена над обмоткой. Пунктиром показана B_z, измеренная над зубцом при $z = 2$ см.

На фиг. 7 проведено сравнение данных расчета и эксперимента при двух радиусах $r \in \{6,9\}$ см на разных высотах z. Сплошными линиями показаны результаты расчета по формуле (I4), пунктирными линиями – расчет на ЭВМ по конформ-



Фиг. 6. Экспериментальное распределение аксиальной составляющей магнитной индукции B_z по радиусу над торцом индуктора.



Фиг. 7. Сравнение рассчитанных и измеренных индукций.

ному отображению. Кружочками обозначены экспериментальные точки при $r = 6$ см и крестиками при $r = 9$ см. Из фигуры видно, что кривые, рассчитанные по конформному отображению, лежат ближе к точкам эксперимента, по сравнению с кривыми, полученными на основе формулы (I4), что и следовало ожидать. Тем не менее, при высотах $z = 6...10$ см расчет по (I4) дает удовлетворительное совпадение с экспериментом и, следовательно, в этих пределах формула (I4) применима для ориентировочного расчета аксиальной составляющей магнитной индукции B_z.

Для расчета торцового магнитного потока Φ_T формула (I4) не пригодна, так как при $z = 0$ и $r \to 0$ B_z стремится к бесконечности.

Торцовый поток может быть рассчитан исходя из конформного отображения. Магнитному потоку через торцовую линию $z_2 - z_3$ в плоскости z соответствует поток через участок $u_2 - u_3$ горизонтальной оси u в плоскости w:

$$\Phi_T = \int_{z_3}^{z_2} B_x \big|_{x=0} dy = \int_{u_3}^{u_2} B_v \big|_{v=0} du, \qquad (I7)$$

где B_x – горизонтальная составляющая вектора магнитной индукции $\vec{B}_z$ в плоскости z;

B_v – вертикальная составляющая вектора магнитной индукции $\vec{B}_w$ в плоскости w.

Вектор магнитной индукции в плоскости w определяется формулой [3]

$$\vec{B}_w = -j\mu_0 \frac{F_m}{\pi} \frac{\varkappa}{\overline{w}(\overline{w} + \varkappa)}. \qquad (I8)$$

Подставляя B_v из (I8) в (I7) и выполняя интегрирование, получим для торцового потока на единицу длины, перпендикулярной плоскости чертежа, выражение

$$\Phi_T' = \mu_0 \frac{F_m}{\pi} \ln \frac{\varkappa - 1}{\frac{\varkappa}{\eta} - 1}. \qquad (I9)$$

Умножая Φ_T' на длину полуокружности πr_c расточки индуктора и выражая намагничивающую силу через расчетную индукцию B_p внутри расточки, приходим к формуле торцового магнитного потока

$$\Phi_T = B_p r_c^2 \ln \frac{\varkappa - 1}{\frac{\varkappa}{\eta} - 1}. \qquad (20)$$

Рассчитанные по (20) и измеренные на вышеописанном ИВК значения Φ_T давали расхождение не более 4%.

Таким образом, формула (I4) может быть использована для ориентировочного расчета аксиальной составляющей магнитной индукции B_z во вторичной системе, помещенной в торцовое поле, а формула (20) - для расчета магнитного потока, выходящего из торцовой поверхности индуктора двухполюсного индукционного вращателя с кольцевой обмоткой.

Литература

I. Кескюла В.Ф., Ристхейн Э.М. Возможные системы магнитопровода и обмоток индукционных вращателей. - "Тр. Таллинск. политехн. ин-та", I965, серия А, № 23I.

2. Вольдек А.И. Электрические машины. Л., "Энергия", I974.

3. Кескюла В.Ф. Учет влияния лобовых частей обмотки на выпучивание магнитного поля из немагнитного зазора плоского линейного двустороннего индуктора. - Сб. научно-технических статей НИПТИ, вып. I3, "Электрические машины и аппараты", М., "Энергия", I97I.

I. Tergem

The Magnetic Field of the End of the Ring Winding Induction Rotator

Summary

The paper deals with magnetic induction and magnetic flux of the end field of the ring winding induction rotator. Calculations on the basis of a model with radial conductors and by conformal mapping have been compared. The experimental data have been given.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

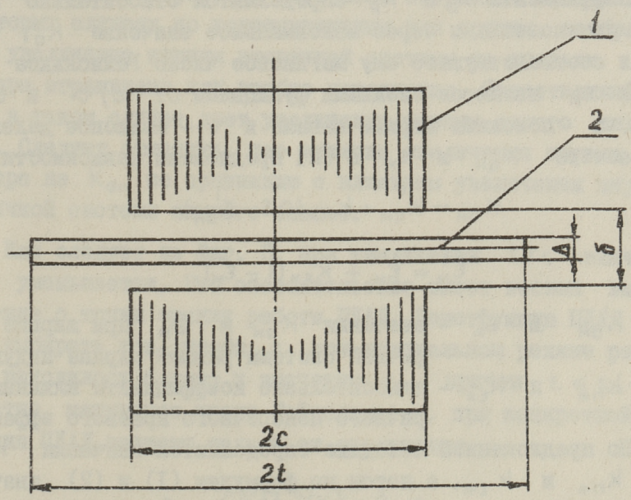
№ 425 1977

УДК 621.313.333.2-12.001.24

Р.А. Тээметс

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ РАЗМЕРОВ ВТОРИЧНОЙ СИСТЕМЫ ПЛОСКОГО ЛИНЕЙНОГО АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Одним из основных факторов, понижающих энергетические показатели плоского линейного асинхронного двигателя (ПЛАД), является вторичный поперечный краевой эффект. Из-за конечной ширины вторичной системы в ней существуют продольные составляющие токов, не участвующие в создании полезного усилия. Результатом является значительное уменьшение развиваемого усилия ПЛАД по сравнению с бесконечно широкой машиной. Для уменьшения влияния вторичного поперечного краевого эффекта, используется вторичная система шире



Фиг. 1. Поперечный разрез ПЛАД:
1 - индуктор, 2 - вторичная система.

индуктора (фиг. I). В зависимости от ширины вторичной системы продольные составляющие вторичных токов в большей или меньшей мере проходят за пределами активной зоны индуктора. Влияние вторичного поперечного краевого эффекта при данной конструкции ПЛАД можно сводить к минимуму при удачном выборе ширины вторичной системы. В связи с этим большое практическое значение представляет определение оптимальной ширины вторичной системы ПЛАД.

При определении размеров вторичной системы ПЛАД может быть с некоторыми изменениями использована методика расчета вторичного поперечного краевого эффекта индукционных МГД-насосов с боковыми токопроводящими шинами, разработанная А.И.Вольдеком [I]. Ввиду сложности формул, определение размеров вторичной системы ПЛАД по данной методике является очень трудоемким. Поэтому для практического применения в предварительном определении размеров вторичной системы ПЛАД представляет больший интерес методика расчета вторичного поперечного краевого эффекта, приведенная в [2].

Влияние вторичного поперечного краевого эффекта характеризуется коэффициентами K_a и K_p. В [2, 3] доказано, что коэффициенты K_a и K_p определяются относительно простыми соотношениями через максимальное значение K_a, т.е. K_{am} и соответствующее ему магнитное число Рейнольдса $\varepsilon_м$. K_{am} и $\varepsilon_м$ являются сложными функциями от a/τ и t/a. Здесь a - половина ширины канала и τ - полюсное деление. Для расчета K_{am} и $\varepsilon_м$ в [2] предложены зависимости

$$K_{am} = K'_{am} + k_{n*}(0{,}5 - K'_{am}) \qquad (I)$$

и

$$\varepsilon_м = \varepsilon'_м + k_{\varepsilon*}(1 - \varepsilon'_м), \qquad (2)$$

где K'_{am} и $\varepsilon'_м$ - значения K_{am} и $\varepsilon_м$ при ширине вторичной системы равной ширине индуктора;

k_{n*} и $k_{\varepsilon*}$ - относительные коэффициенты влияния вторичного поперечного краевого эффекта.

По предложенной методике определяются значения K'_{am}, $\varepsilon'_м$, k_{n*} и $k_{\varepsilon*}$, а потом по формулам (I) и (2) значения коэффициентов K_{am} и $\varepsilon_м$. Чем больше при данной конструкции ПЛАД значение K_{am}, тем слабее влияние вторичного поперечного краевого эффекта. В [2] доказано, что в расчетах МГД-машин, имеющих диапазон изменения a/τ обычно 0,3-0,6

и большую электропроводность боковых токопроводящих шин относительно перекачиваемого металла, можно зависимостью коэффициентов k_{n*} и $k_{\varepsilon*}$ от a/τ пренебречь. В ПЛАД с целью уменьшения влияния вторичного поперечного краевого эффекта относительная ширина индуктора c/τ может быть значительно увеличена. Кроме того, вторичная система ПЛАД имеет по всей своей ширине одинаковую электропроводность. Учитывая вышеприведенное, нельзя в расчетах вторичной системы ПЛАД пренебрегать влиянием ширины индуктора.

С целью определения $K_{ам}$ и $\varepsilon_м$, а также для получения большей наглядности для анализа влияния ширины индуктора и вторичной системы на $K_{ам}$ и $\varepsilon_м$, на ЭВМ проведен расчет кривых $K_{ам} = f(\frac{c}{\tau}; \frac{t}{c})$ и $\varepsilon_м = f(\frac{c}{\tau}; \frac{t}{c})$

Результаты приведены на фиг. 2 и 3. Характерным размером ПЛАД взят c вместо a, так как ПЛАД не имеет канала.

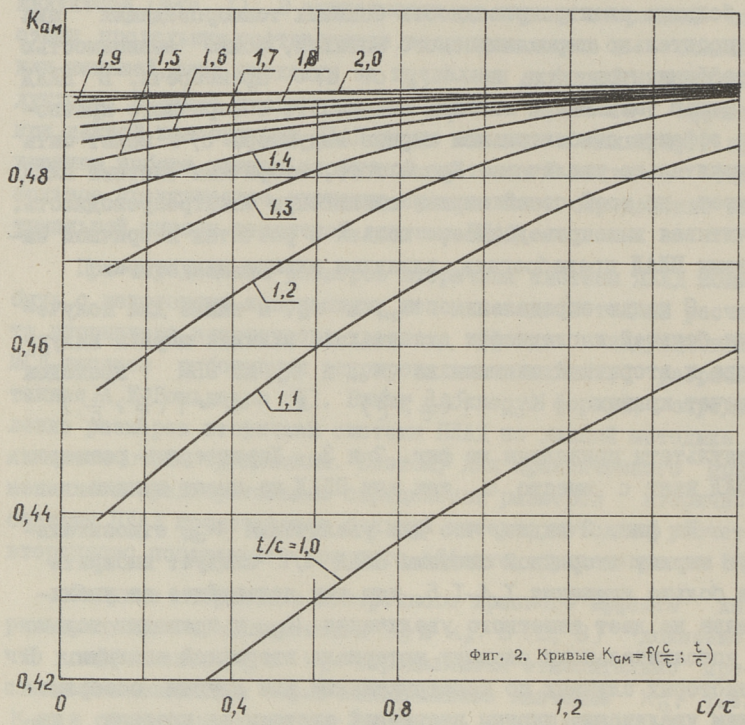
Из фиг. 2 видно, что для увеличения $K_{ам}$ относительную ширину вторичной системы ПЛАД t/c следует выбирать не больше значения I,4–I,5, так как дальнейшее ее увеличение не дает заметного увеличения $K_{ам}$ и приводит только к дополнительному расходу материала вторичной системы. В некоторых случаях по конструктивным или другим соображениям увеличение ширины вторичной системы за пределы индуктора ограничено или вообще невозможно. Существенный эффект в таком случае дает увеличение ширины самого индуктора. Следует отметить, что влияние увеличения ширины индуктора на $K_{ам}$ по сравнению с влиянием увеличения ширины вторичной системы намного слабее.

Как следует из фиг. 3, при увеличении t/c значение $\varepsilon_м$ уменьшается. Это обстоятельство имеет весьма важное значение с точки зрения работы ПЛАД. Конструкцию ПЛАД следует выбирать так, чтобы ε при номинальном режиме работы ПЛАД находилось близко к значению $\varepsilon_м$, причем $\varepsilon \leq \varepsilon_м$. Как известно, магнитное число Рейнольдса ε при конкретной конструкции ПЛАД зависит только от скольжения

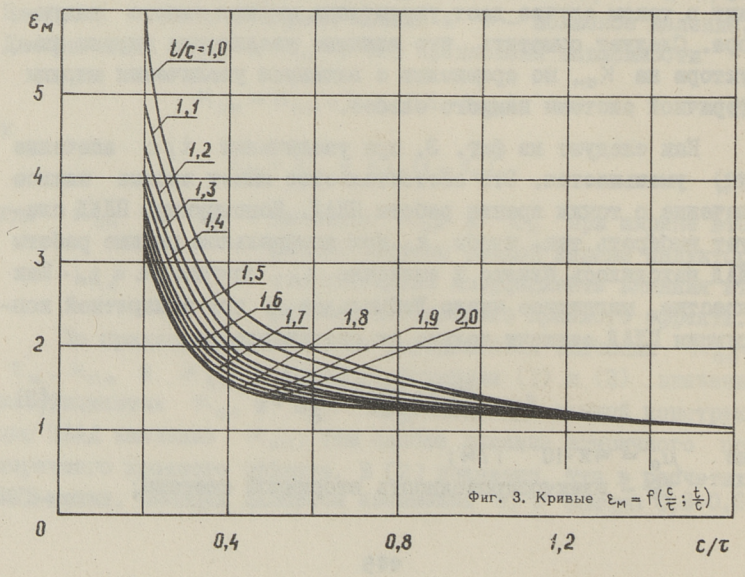
$$\varepsilon = \frac{\mu_0 \cdot \gamma_2 \, \omega_1 \cdot \tau^2}{\pi^2} \cdot \frac{\Delta}{\delta'} \cdot s, \qquad (3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м;

γ_2 – электропроводность вторичной системы;



Фиг. 2. Кривые $K_{ам}=f(\frac{c}{\tau};\frac{t}{c})$



Фиг. 3. Кривые $\varepsilon_м=f(\frac{c}{\tau};\frac{t}{c})$

$\omega_1 = 2\pi f_1$ – угловая частота питающего напряжения при частоте f_1;

τ – полюсное деление;

Δ – толщина вторичной системы;

δ' – эквивалентная величина немагнитного зазора.

Учитывая вышеприведенное, следует из (3) условие для получения оптимальных размеров вторичной системы ПЛАД

$$\frac{\Delta \cdot \gamma_2}{\delta'} \leqslant \frac{\pi^2 \cdot \varepsilon_м}{\mu_0 \cdot \omega_1 \cdot \tau \cdot s}. \qquad (4)$$

Величину δ' следует выбирать как можно минимальной в целях получения максимальной индукции в воздушном зазоре. В практике величина δ' ограничена необходимыми с точки зрения механической прочности толщиной вторичной системы Δ и расстоянием между вторичной системой и индуктором $\delta - \Delta$. После определения Δ и δ' выбирается материал вторичной системы с подходящей электропроводностью γ_2, определенной по (4).

Несоблюдение вышеприведенных требований может привести к заметному уменьшению полезного усилия ПЛАД при увеличении ширины вторичной системы, как описано в [4]. Последнее обстоятельство является естественным и говорит о неправильном выборе размеров или электропроводности вторичной системы ПЛАД. При правильно определенной вторичной системе должно увеличение ее ширины при номинальном режиме работы ПЛАД привести только к увеличению полезного усилия ПЛАД, в зависимости от ширины вторичной системы, как было описано выше.

Выводы

I. Предлагаемая методика позволяет в практических расчетах определить размеры вторичной системы ПЛАД, обеспечивающие его эффективную работу.

2. При определении размеров вторичной системы необходимо выполнять условие $\varepsilon \leqslant \varepsilon_м$.

3. Относительную ширину вторичной системы ПЛАД t/c не следует выбирать больше значения I,4–I,5.

Литература

1. Вольдек А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л., "Энергия", 1970.

2. Лехтла Т.В., Тийсмус Х.А. К расчету внутренних гидромеханических характеристик линейных индукционных МГД-двигателей с боковыми шинами. В кн.: Электрическая промышленности, серия "Электропривод", 1976, № 3, с. 3-5.

3. Дьяков В.И. Расчет электроприводов с линейными асинхронными двигателями. Иваново, 1973.

4. Дьяков В.И., Фролов А.Н., Кувшинов С.С. Некоторые особенности расчета механических характеристик ЛАД с широким рабочим телом. - В сб.: "Усовершенствование и автоматизация промышленных электроприводов и электроустановок". Вып. 3. Иваново, 1975.

R. Teemets

Zum Bestimmen der Abmessungen des Sekundärteiles des asynchronen Linearmotors

Zusammenfassung

Im Beitrag wird die Methodik für das praktische Bestimmen der eforderlichen Abmessungen des Sekundärteiles des asynchronen Linearmotors vorgelegt, um den Einfluß des sekundären Quereffektes auf die energetischen Parameter der Maschine zu mäßigen. Es wird festgestellt, daß die relative Breite des Sekundärteiles nicht über 1,4...1,5 sein darf; ebenso wird die Bedingung für das Bestimmen der erforderlichen magnetischen Reynoldszahl aufgestellt.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 425 1977

УДК 531.767:621.3.083.721

Ю.А. Кала

СРАВНЕНИЕ СХЕМ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ЛИНЕЙНЫХ СКОРОСТЕЙ

Рабочий орган ряда производственных машин необходимо перемещать малой линейной скоростью (от десятых долей миллиметра до нескольких десятков сантиметров в секунду). Применение в таких приводах линейных двигателей позволяет отказаться от механических редукторов, шатунно-кривошипных механизмов, гидравлических передач и т.п. Во многих случаях целесообразно применение линейных асинхронных двигателей (ЛАД), имеющих простую конструкцию, неограниченный диапазон перемещения рабочего органа и высокую надежность.

Жесткость механических характеристик ЛАД невысока и стабильная работа привода в разомкнутой системе при постоянной силе сопротивления невозможна.

Стабилизацию скорости можно осуществить только в замкнутой системе управления.

Для непрерывного плавного регулирования чаще всего используют изменение амплитуды или частоты приложенного напряжения.

При ЛАД в большинстве случаев применяют управление приложенным напряжением с помощью тиристорных регуляторов напряжения (ТРН). Такие регуляторы очень чувствительны к пульсациям управляющего сигнала, вызывающим несимметрию фазных токов или появление постоянной составляющей в токе нагрузки.

Намагничивание магнитной системы ЛАД постоянным током существенно ухудшает характеристики двигателя. Следовательно, в системах автоматического управления с применением ТРН необходимо использовать датчики с малой пульсацией выходного напряжения или ввести различные фильтры, которые обычно уменьшают быстродействие системы.

Измерение скорости при перемещении рабочего органа более 0,I м целесообразно произвести тахогенераторами с промежуточным роликом, линейными индуктосинами, индукционно-трансформаторными датчиками, датчиками со срывом генераций или фотоэлектрическими датчиками.

Все названные типы датчиков, кроме первого, имеют частотноимпульсный выход.

Проскальзывание ролика в тахогенераторных системах вносит значительные погрешности в измеряемую величину. Из-за малых скоростей затруднительно использовать индуцированную э.д.с. Следовательно, основным типом датчика приводов рассматриваемого типа является датчик с импульсным выходом. В таблице I приведено сравнение разных импульсных датчиков [I, 2].

Таблица I

№ п.п.	Тип датчика	Число имимпульсов на I см	Максимальная рабочая частота, Гц	Рекомендуемый диапазон регулирования скорости м/с
I	Линейный индуктосин	2–3	10^3	0,I–3,00
2	Индукционно-трансформаторный	3–6	$2\cdot10^4$	0,I–I0
3	Со срывом генераций	I–2	60	0,2–I,50
4	Фотоэлектрический	500–I000	$2\cdot10^5$	10^{-4}–20

Преобразование частотно-модулированного сигнала в напряжение можно произвести непосредственно (по фиг. I,а),а также с развертывающим (фиг. I,б) или следящим (фиг. I,в) уравновешиванием [3].

В непосредственных преобразователях частотно модулированный импульсный сигнал от датчика Д поступает на вход моновибратора МВ, где формируются импульсы с постоянной длительностью и постоянной амплитудой. С выхода МВ импульсы поступают на фильтр нижних частот, где выделяют постоянную со-

ставляющую сигнала. Использование преобразователей данного типа при частоте импульсов датчика менее 100-200 Гц затруднительно из-за недопустимо нарастающих постоянных времени фильтра.

В преобразователях с развертывающим уравновешиванием происходит сравнение преобразуемого сигнала или развернутого преобразуемого сигнала с развернутым по какому-либо закону эталонным сигналом или с постоянным эталонным сигналом (фиг. 1,б).

Частотно-модулированный сигнал от датчика Д запускает развертывающий элемент РЭ, а в другой момент, соответствующий значению параметра преобразуемого сигнала выдает команду на запоминающий элемент ЗЭ для запоминания текущего значения амплитуды развертывающего сигнала. С запоминающего элемента ЗЭ после фильтрации сигнал уже в аналоговой форме поступает на выход преобразователя. В ряде случаев при быстродействующем запоминающем элементе фильтр может быть исключен. Поскольку преобразование частоты (длительности периода) в напряжение (пропорциональное частоте) происходит в течение одного периода, быстродействие преобразователя является максимально возможным.

На фиг. 2 приведены структурная схема и временные диаграммы преобразователя с блоком гиперболической развертки.

Сигнал с датчика скорости поступает на блок управления БУ. С выхода БУ сигнал длительностью T_1 подается на линейный преобразователь длительности импульсов в напряжение БПИ.

$$U_1 = k_1 T_1, \qquad (1)$$

где k_1 - коэффициент преобразователя БПИ.

Блок БИ представляет собой интегратор с компаратором К на выходе. Выходное напряжение интегратора

$$U_2' = k_2 \tau U_1, \qquad (2)$$

где k_2 - постоянная времени интегратора;
τ - длительность выходного импульса.

Условием срабатывания компаратора является

$$U_2' = U^0,$$

где U^0 - эталонное напряжение.

Следовательно, учитывая (1) и (2) можно написать

$$\tau = \frac{U^0}{U_1 k_2} = \frac{U^0}{T_1 k_1 k_2} = f_1 \frac{U^0}{k_1 k_2}. \qquad (3)$$

Таким образом, длительность импульса τ является пропорциональной частоте входного сигнала. Импульс длительностью τ преобразуется в блоке ПР2 в напряжение U_3 и запоминается на запоминающем устройстве ЗУ.

Выходное напряжение преобразователя

$$U_в = \frac{k_3 k_4}{k_1 k_2} U^0 f_1, \qquad (4)$$

где k_3 и k_4 – коэффициенты преобразователя БП2 и ЗУ.

Чувствительность преобразователя

$$S = \frac{dU_в}{df_1} = \frac{k_3 k_4}{k_1 k_2} U^0. \qquad (5)$$

Схема выполнена на интегральных операционных усилителях серии К-140. Общая погрешность составляет 1-2% при изменении температуры от -10^0 до $+60^0$.

На фиг. 3 приведена структурная схема цифрового преобразователя с преобразованием частоты.

Сигнал датчика поступает на блок управления БУ. С БУ сигнал длительностью T_1 запускает генератор ГИ. Следовательно, на выходе счетчика СЧ1 образуется пропорциональное периоду входной частоты число N_1:

$$N_1 = f_2 T_1, \qquad (6)$$

где f_2 – частота генератора ГИ.

Число N_1 запоминается в регистре памяти РП и подается в параллельном виде на вход счетчика СЧ2, работающего в режиме вычитания числа импульсов, подаваемых с блока ГИ частотой f_3. При образовании во всех разрядах СЧ2 нулей выдается импульс на вход счетчика СЧ3 и одновременно записывается в СЧ2 число N_1.

Поскольку выходная частота с СЧ2

$$f_4 = \frac{f_3}{N_1}, \qquad (7)$$

где f_3 – входная частота СЧ2,
то, учитывая (6), можем написать

$$f_4 = \frac{f_3}{f_2 T_1} = \frac{f_3}{f_2} f_1. \qquad (8)$$

Выбирая $f_3 > f_2$, получаем на выходе СЧ2 умноженную на f_3/f_2 раз входную частоту f_1.

С выхода СЧ2 импульсы частотой f_4 поступают на частотомер СЧ3. Число в последнем N_2 будет пропорционально частоте

$$N_2 = K_2 f_4 = K_2 \frac{f_3}{f_2} f_1. \qquad (9)$$

На выходе СЧ3 установлены дешифратор для индикаторных устройств и линейный цифро-аналоговый преобразователь ЦАП.

Чувствительность схемы:

$$S = \frac{dU_B}{df_1} = \frac{dN_2}{df_1} = K_2 \frac{f_3}{f_2}. \qquad (10)$$

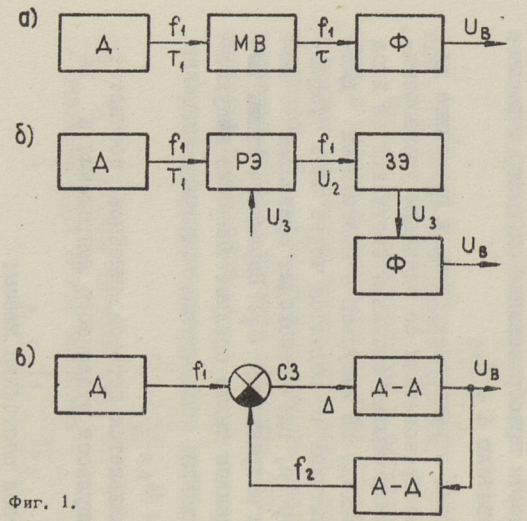
Схема построена на базе интегральных схем серии 155. Погрешность схемы составляет 0,05-0,1%.

В преобразователях со следящим уравновешиванием происходит сравнение входного сигнала с выходным преобразуемым сигналом (фиг. 1,в) Сигнал с выхода датчика поступает на сравнивающий элемент СЭ. Разность сигналов датчика и сигнала обратной связи подается на цифрово-аналоговый преобразователь Д - А. Значение выходного сигнала U_B преобразуется в преобразователе А - Д обратно в дискретный сигнал и поступает на сравнивающий элемент. При этом повышенные требования к точности преобразования сигнала относятся только к преобразователю А - Д.

На фиг. 4 приведены структурная схема и временные диаграммы напряжений преобразователя со следящим уравновешиванием. Частотно-модулированные импульсы поступают на вход моновибратора МВ. С выхода МВ импульсы с постоянной длительностью τ и амплитудой U подаются через блок управления БУ на интегратор БИ, где происходит сравнение импульсов МВ с выходным напряжением U_B. Параметры схемы выбраны так, чтобы в каждом такте среднее значение импульсного эталонного напряжения было равно текущему значению выходного напряжения U_B.

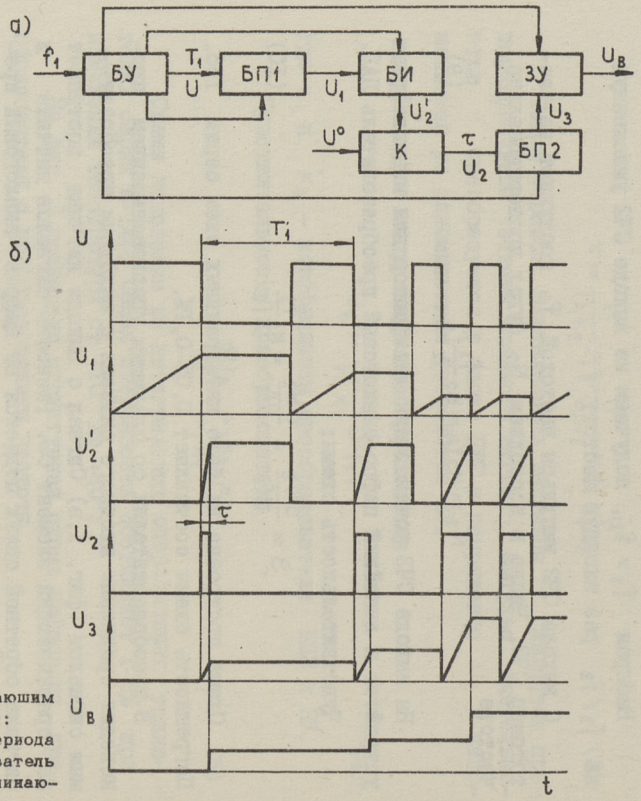
При этом устанавливается строгое линейное соответствие между частотой импульсов эталонного напряжения и выходным напряжением.

Для установившегося состояния имеем:



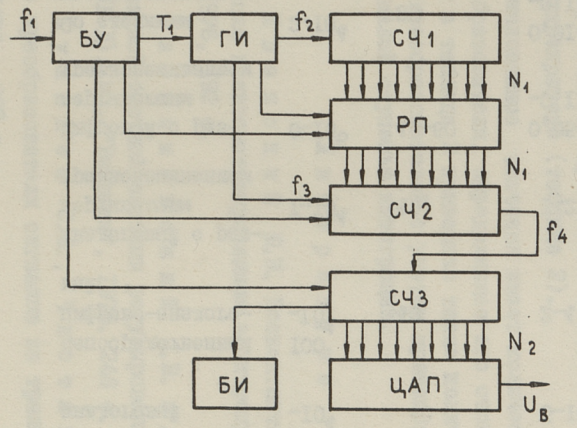
Фиг. 1.

Функциональные схемы преобразователей: а) непосредственный, б) с развертывающим уравновешиванием, в) со следящим уравновешиванием. Д – датчик, МВ – моновибратор, Ф – фильтр, РЭ – развертывающий элемент, ЗЭ – запоминающий элемент, Д-А и А-Д – преобразователи код-аналог и аналог-код, СЭ – сравнивающий элемент.

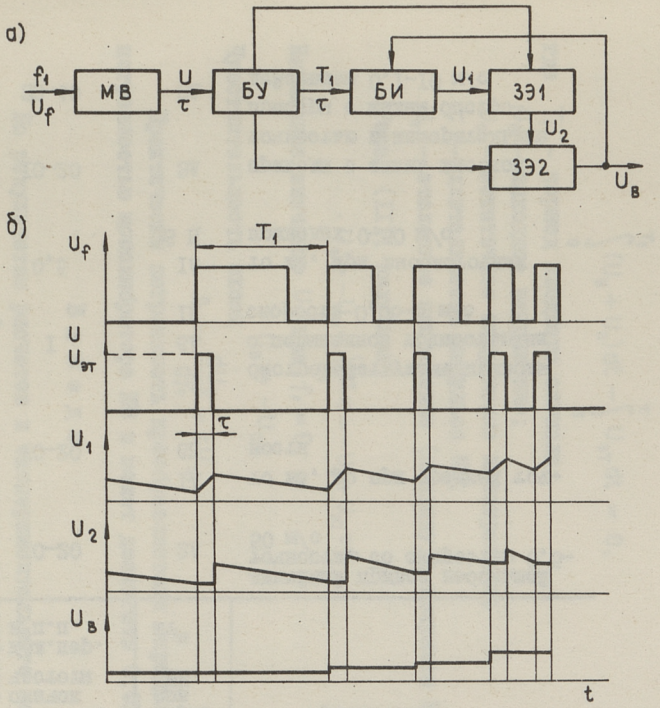


Фиг. 2.

Структурная схема преобразователя с развертывающим уравновешиванием а) и временные диаграммы б): БУ – блок управления, БП1 – преобразователь периода входной частоты в напряжение, БП2 – преобразователь длительности импульса в напряжение, ЗУ – запоминающее устройство.



Фиг. 3. Структурная схема цифрового преобразователя: БУ – блок управления, ГИ – генератор импульсов СЧ1–СЧ3 – счетчики, РП – регистр памяти, БИ – блок индикаций, ЦАП – цифрово-аналоговый преобразователь.



Фиг. 4. Структурная схема преобразователя со следящим уравновешиванием а) и временные диаграммы напряжений б): БУ – блок управления, МВ – мультивибратор, БИ – блок интегратора, ЗЭ1 и ЗЭ2 – запоминающие элементы.

Таблица 2

Тип преобразователя	Диапазон измерения Гц	Динамический диапазон дБ	Погрешность, %	Быстродействие на скачок частоты кол.пер. в п.п.	Число корпусов ИЕ шт*	Целесообразная область применения
Непосредственный аналоговый	100 – 10^4	40	5–10	10–20	2А	линейный привод небольшой точности, со скоростью 0,5–50 м/с
Непосредственный цифрово-аналоговый	100 – 10^4	40	2–4	10–20	1А 6Ц	то же, но при средней точности
Аналоговый с развертывающим уравновешиванием	1–10^4	40	1–2	1	6А 1Ц	быстродействующие приводы с повышенной точностью на скорости 0,05–5 м/с
Цифровой с развертывающим уравновешиванием	0–10^6	40–60	0,05–0,1	0,5	1А 36 Ц	то же, при высокоточных приводах 0–50 м/с
Со следящим уравновешиванием	2–10^4	20	0,01–0,1	10–20	3А	приводы с очень высокой точностью и измерительные приборы с малым быстродействием 0,1–10 м/с
		40	0,01–0,1	30–40	3А	

* А – корпуса аналоговых схем,
Ц – корпуса цифровых схем.

$$\int_0^{T_1}(U_B+U_0)dt-\int_0^{\tau}U_{эт}dt=0, \qquad (II)$$

где T_1 – период входного сигнала;

U_B – выходное напряжение;

U_0 – остаточное напряжение интегратора;

τ – длительность импульса МВ;

$U_{эт}$ – эталонное напряжение (амплитуда импульса МВ).

Решая (II), получаем

$$U_B=-U_0+\frac{U_{эт}}{T_1}\tau=-U_0+U_{эт}\tau f_1. \qquad (I2)$$

Начальное значение U_B при $f_1=0$

$$U_B=-U_0.$$

Чувствительность схемы

$$S=\frac{dU_B}{df_1}=\tau U_{эт}.$$

Практически погрешность преобразователя определяется погрешностью моновибратора МВ и может достигать 0,0I–0,I%.

Выводы

По результатам расчетов и экспериментального исследования преобразователей можно определить их наиболее целесообразную область применения в линейном автоматизированном электроприводе (таблица 2).

Немаловажное значение имеет количество элементов схемы преобразователя, определяющее его стоимость и надежность. Поэтому в таблице 2 приведено также количество элементов разных преобразователей с учетом применения интегральных схем с малой ступенью интеграции.

Литература

I. Ивенский Ю.Н. Бесконтактная позиционная коммутация в автоматизированном электроприводе. М., "Энергия", I976, I92 с.

2. Слежановский О.В. и др. Устройства унифицированной блочной системы регулирования дискретного типа (УБСР-Д). М., "Энергия", I975. 246 с.

3. Куликов С.В., Чистяков Б.В. Дискретные преобразователи сигналов на транзисторах. М., "Энергия", I972, 288 с.

Ú. Kala

Comparison of Measuring Schemes of Linear Low-speed

Summary

Problems concerning measuring linear low-speed are dealt with in this article. Basic parameters of impulse feeders are given. A classification of high-speed precise signal transformers (frequency-voltage) and the calculation method are included there. In addition calculation results and experimental data about signal transformers are also given. Finally, the usage of signal transformers in low-speed linear gears is examined.

Содержание

I. А.И.Вольдек, В.Н.Тимофеев. Расчет магнитного поля в линейном асинхронном одностороннем двигателе с ферромагнитной вторичной средой..... 3

2. Э.В.Валласте. О проблемах транспортировки некоторых жидких цветных металлов..... I7

3. Л.В.Валдур, А.В. Конт, Х.И.Янес. Формуляр теплового контрольного расчета линейного плоского индукционного насоса..... 27

4. Э.Г.Кюльм, В.А.Сиймар, Х.И.Янес. Расчет электромагнитных сил и комплексной мощности немагнитного зазора линейной цилиндрической индукционной машины..... 47

5. Л.Х.Ранну, Э.Г.Кюльм. О возможности увеличения статического напора плоской линейной индукционной машины путем уменьшения толщины средней части канала..... 55

6. В.Ф.Кескюла. Индукционный насос с винтовым каналом с двусторонней обмоткой..... 6I

7. В.Ф.Кескюла. Контрольный расчет высокотемпературного индукционного насоса с винтовым каналом..... 77

8. И.Р.Тергем. Торцовое магнитное поле индукционного вращателя с кольцевой обмоткой..... I0I

9. Р.А.Тээметс. К определению размеров вторичной системы плоского линейного асинхронного двигателя..... II3

I0. Ю.А.Кала. Сравнение схем измерения малых линейных скоростей..... II9

Eesti NSV Teaduste Akadeemia Raamatukogu IV

Таллинский политехнический институт
Труды ТПИ № 425
ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ
Сборник трудов XIУ
Редактор Э.Пуусепп
Технический редактор Л.Лоопер
Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 16 мая 1977 г.
Подписано к печати 31 октября 1977 г.
Бумага 60x90/16. Печ. л. 8,25+ 0,25 приложение.Уч.-изд. л. 7,2
Тираж 300. МВ-06278
Ротапринт ТПИ, Таллин, ул. Коскиа, 2/9. Зак. № 1117

Цена руб. 1.08

© Таллин, ТПИ, 1977

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 425 1977

ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Сборник трудов XIУ

УДК 621.313.333.001.24

Расчет магнитного поля в линейном асинхронном одностороннем двигателе с ферромагнитной вторичной средой. Вольдек А.И., Тимофеев В.Н. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 3-16.

Путем решения уравнений Лапласа для векторного магнитного потенциала методом Г.А.Гринберга произведен расчет магнитного поля в области воздушного зазора и торцовых зонах индуктора.

Полученные зависимости учитывают конечные размеры по ширине индуктора и вторичной части, а также влияние лобовых частей обмотки индуктора. Предполагаемся, что на поверхности ферромагнитной вторичной среды имеется тонкий проводящий слой.

Фигур 1, библ. наименований 7.

УДК 621.313.333

О проблемах транспортировки некоторых жидких цветных металлов. Валласте Э.В. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425 с. 17-25.

В металлургическом и литейном производстве транспорт жидких металлов производится в основном ковшами. В данной статье описываются проблемы, возникающие при создании транспортных систем для жидких цветных металлов, с применением трубопроводов и линейных индукционных насосов. Приведено описание установки для транспорта жидкого магния.

Фигур 5.

УДК 621.318.38

Формуляр теплового расчета линейного плоского индукционного насоса. Валдур Л.В., Конт А.В., Янес Х.И. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 27-45.

Формуляр является дополнением к разработанному в ТПИ формуляру электромагнитного контрольного расчета. По результатам электромагнитного расчета, температурам жидкого металла и охлаждающей среды и тепловым параметрам насоса определены основные температуры и тепловые потоки установившегося теплового режима. Учтена взаимная зависимость электромагнитного теплового режима.

Фигур 2, таблиц 1, библ. наименований 6.

УДК 621.318.38

Расчет электромагнитных сил и комплексной мощности немагнитного зазора линейной цилиндрической индукционной машины. Кюльм Э.Г., Сиймар В.А., Янес Х.И. "Труды Таллинского политехнического института", 1977 № 425, с. 47-54.

В данной работе предложена методика выполнения инженерных расчетов линейной цилиндрической индукционной машины при наличии в немагнитном зазоре любого количества различных коаксиальных электропроводящих и изоляционных зон. На основе результатов цифрового расчета доказывается, что применение предложенной методики необходимо при расчете машин с внутренним ферромагнитным сердечником. В таких машинах роль дополнительных электропроводящих сред в зазоре (проводящих стенок канала жидкого металла, металлических тепловых экранов и вакуумной рубашки) на развиваемый машиной полезный напор будет существенной. При машинах с парамагнитным сердечником это влияние сказывается в меньшей мере.

Фигур 1, библ. наименований 5.

УДК 621.318.38

О возможности увеличения статического напора плоской линейной индукционной машины путем уменьшения толщины средней части канала. Ранну Л.Х., Кюльм Э.Г. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 55-59.

Многие случаи внедрения плоских линейных индукционных машин сводятся к модели канала, в которой толщина одной части канала уменьшена по сравнению с общей толщиной канала, которая задана. В этих случаях возможно, как указывается в статье, заметно увеличить развиваемый напор, если с уменьшенной толщиной выполнить по ширине часть канала. Эксперименты, выполненные металлической шиной в качестве вторичной системы, а также каналом, заполненным жидким сплавом Вуда, подтверждают данный эффект. Результаты расчета хорошо совпадают с экспериментами.

Фигур 4, библ. наименований 3.

УДК 621.318.38

Индукционный насос с винтовым каналом с двусторонней обмоткой. Кескюла В.Ф. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 61-75.

В статье рассматривается распределение магнитного поля и параметры индуктора индукционного насоса с двусторонней обмоткой. Оценивается эффективность применения обмотки внутреннего статора.

Фигур 3, библ. наименований 6.

УДК 621.318.38

Контрольный расчет высокотемпературного индукционного насоса с винтовым каналом. Кескюла В.Ф. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 77-99.

Приводится формуляр электромагнитного расчета высокотемпературых индукционных насосов с винтовым каналом. Цифровой пример охватывает расчет насоса для перекачивания жидкого лития при температуре 1200°С.

Фигур 2, библ. наименований 15.

УДК 621.313.333

Торцовое магнитное поле индукционного вращателя с кольцевой обмоткой. Тергем И.Р. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 101-111.

В статье рассматриваются магнитная индукция и магнитный поток торцового поля индукционного вращателя с кольцевой обмоткой. Сравниваются расчеты на основе модели с радиальными проводниками и конформно отображенной модели. Приводятся данные эксперимента.

Фигур 7, библ. наименований 3.

УДК 621.313.333.2-12.001.24

К определению размеров вторичной системы плоского линейного асинхронного двигателя. Тээметс Р.А. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 113-128.

В статье приводится методика практического определения размеров вторичной системы плоского линейного асинхронного двигателя (ПЛАД), обеспечивающих его эффективную работу. Установлено, что относительную ширину вторичной системы ПЛАД не следует выбирать больше значения 1,4 ... 1,5. Приведено условие для определения правильного магнитного числа Рейнольдса.

Фигур 3, библ. наименований 4.

УДК 531.767:621.3.083.721

Сравнение схем измерения малых линейных скоростей Кала Ю.А. "Труды Таллинского политехнического института", 1977, № 425, с. 119-128.

В статье рассматриваются проблемы измерения малых линейных скоростей. Приведены основные параметры импульсных датчиков. Подается классификация и методика расчета высокоточных быстродействующих преобразователей частота-напряжение. Также приведены результаты расчетов и экспериментального исследования преобразователей, с учетом применения интегральных схем малой степени интеграций.

Фигур 4, библ. наименований 3.

руб. 1.08