

УДК [UDC]629.439  
DOI10.17816/transsyst20206148-62

© К. К. Ким, И. Р. Крон, В. В. Вешкин

Петербургский государственный университет путей сообщения  
Императора Александра I  
(Санкт-Петербург, Россия)

## К ВЫБОРУ СХЕМЫ СТАТОРНОЙ ОБМОТКИ ТЯГОВОГО ЛИНЕЙНОГО СИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ СИСТЕМЫ MAGLEV

**Цель:** Анализ электромагнитных процессов в тяговом линейном синхронном двигателе высокоскоростного наземного транспорта (MAGLEV) и обоснование выбора схемы соединения статорной обмотки.

**Методы:** Аналитическое исследование теоретических соотношений.

**Результаты:** В ходе исследования установлено, что двухслойная схема соединения статорной обмотки является более предпочтительной.

**Заключение:** Для системы с однослойной схемой соединения статорной обмотки характерны нагружение соленоидов возбуждения вредными усилиями, неэффективность их защиты от полей высших гармоник статорной обмотки выбором геометрии ее витка и соленоида, образование при поперечном смещении экипажа дополнительной сталкивающей силы. Все эти нежелательные явления отсутствуют при двухслойной схеме.

**Ключевые слова:** линейный синхронный двигатель, обмотка возбуждения, статорная обмотка, магнитное поле, взаимная индуктивность, однослойная и двухслойная схемы.

© К. К. Kim, I. R. Kron, V. V. Veshkin

Emperor Alexander I St. Petersburg State Transport University  
(St. Petersburg, Russia)

## TO THE CHOICE OF THE MAGLEV SYSTEM TRACTION LINEAR SYNCHRONOUS MOTOR STATOR WINDING SCHEME

**Aim:** Analysis of electromagnetic processes in the linear synchronous traction motor of high-speed ground transport (MAGLEV) and the choice of stator winding connection scheme justification.

**Methods:** An analytical study of theoretical relations.

**Results:** The study found that a two-layer stator winding connection scheme is more preferable

**Conclusion:** A system with a single-layer stator winding connection circuit is characterized by loading excitation solenoids with harmful forces, the inefficiency of their protection from the higher harmonics of the stator winding by choosing the geometry of its coil and solenoid, and the formation of additional colliding force during lateral displacement of the underframe. All these undesirable effects are absent in a two-layer scheme.

**Keywords:** linear synchronous motor, excitation winding, stator winding, magnetic field, mutual inductance, single-layer and two-layer connection schemes.

## ВВЕДЕНИЕ

В транспортных системах MAGLEV, где используется электродинамический подвеса экипажа, наиболее рационально использовать тяговый линейный синхронный двигатель со сверхпроводящей обмоткой возбуждения. В отличие от линейного асинхронного двигателя машины, линейный сверхпроводниковый синхронный двигатель изучен менее полно. Отдельные сведения, касающиеся свойств такого двигателя, можно найти в [1–4].

В электромагнитном отношении линейный сверхпроводниковый синхронный двигатель (отсутствуют ферромагнитные сердечники) можно рассматривать как совокупность индуктивно-связанных цепей. Как и в обычной синхронной машине, статорная цепь, образующая путевую структуру, представляет симметричную трехфазную систему, причем она может быть выполнена по принципу однослойной или двухслойной обмоток переменного тока [5]. При этом имеется в виду только схемное сходство этих структур и соответствующих обмоток (активные стороны путевых структур располагаются в одной плоскости).

В реализации синхронного принципа в условиях MAGLEV имеются свои особенности. Наиболее существенные из них – это отсутствие магнитопровода и применение в качестве системы возбуждения сверхпроводящих соленоидов, которые по соображениям надежности не должны быть электрически связаны друг с другом. Кроме того, положение экипажа, а, следовательно, указанных соленоидов относительно статорной обмотки, расположенной на путевом полотне, жестко не фиксировано, что вносит дополнительные степени свободы. Существуют и другие особенности, обусловленные использованием электромагнитных экранов, однако они носят менее существенный характер, и поэтому в дальнейшем рассмотрении не учитываются.

## МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЛИНЕЙНОГО СИНХРОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Рассмотрим магнитное поле данного двигателя. Вклад, вносимый в это поле отдельными источниками: соленоидами возбуждения, фазными обмотками статорной обмотки, можно найти независимо (из-за отсутствия ферромагнитных сердечников система может рассматриваться как линейная). Определим поле возбуждения. Поля, создаваемые фазными обмотками, могут быть найдены по индукции.

Предположим, что сверхпроводящие соленоиды возбуждения одинаковы и расположены в ряд в плоскости  $z=0$  (Рис. 1). Расстояние между соседними соленоидами одно и тоже, направление токов в них встречное. Все соленоиды имеют одинаковые МДС. На Рис. 1 соленоиды

показаны в виде прямоугольных рамок с током  $I_f$ , равным МДС реального соленоида.

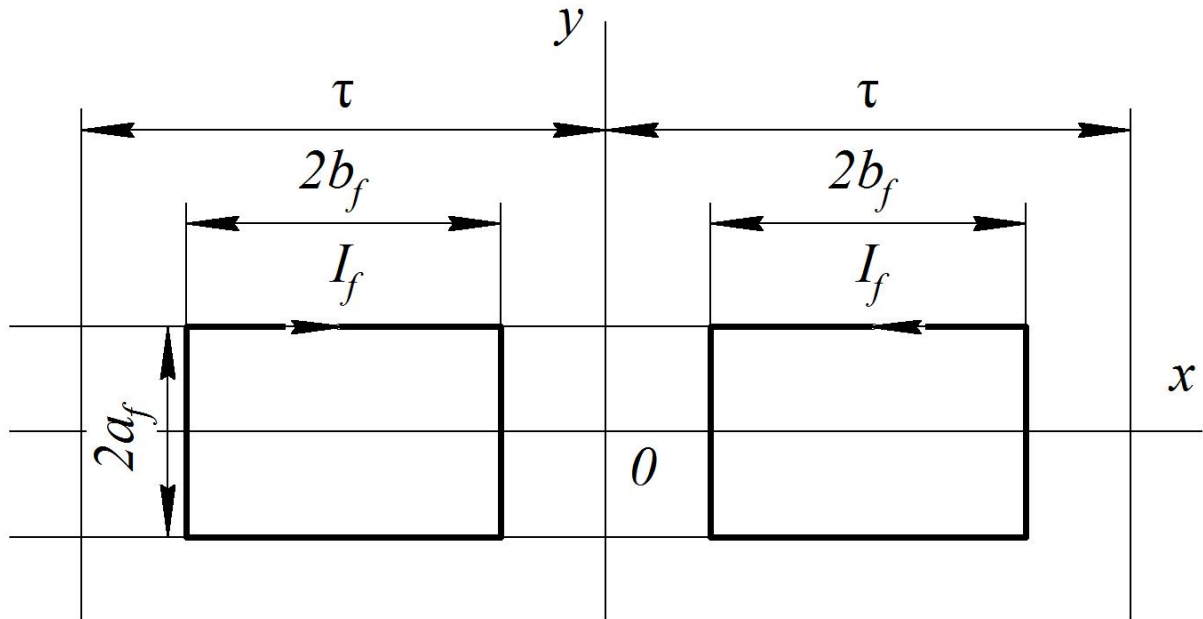


Рис. 1. Схема системы возбуждения.

$\tau$  – полюсное деление,  $2a_f$  – ширина соленоида,  $2b_f$  – его длина,  $I_f$  – МДС соленоида

Количество соленоидов возбуждения определяется из условий получения необходимой силы тяги и требуемых КПД и коэффициента мощности [6–9]. Для упрощения рассмотрения концевыми эффектами пренебрегаем, и распределение поля вдоль  $x$  считаем периодическим [10].

Заменим систему токовых рамок плоским токовым слоем с плотностью

$$\mathbf{j} = \mathbf{e}_x j_x + \mathbf{e}_y j_y, \quad (1)$$

здесь  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  – орты. Выражения для величин  $j_x$  и  $j_y$  с использованием теории рядов Фурье можно представить следующим образом

$$j_x = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} j_x^{(0)} \sin \frac{\pi n}{\tau} x \sin ky dk, \quad (2)$$

$$j_y = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} j_y^{(0)} \cos \frac{\pi n}{\tau} x \cos ky dk, \quad (3)$$

$$j_x^{(0)} = -\frac{8I_f}{\pi^2 n} \alpha_f \beta_f \sin \frac{\pi n}{2}, \quad j_y^{(0)} = \frac{\pi n}{\tau k} j_x^{(0)}, \quad (4)$$

$\alpha_f = \sin k a_f, \quad \beta_f = \sin \frac{\pi}{\tau} b_f, \quad k$  – волновой вектор вдоль оси  $x$ .

Векторный потенциал  $\mathbf{A}$  поля возбуждения вне токового слоя удовлетворяет уравнению Лапласа и имеет вдоль осей  $x$  и  $y$  представление, подобное плотности тока

$$\mathbf{A} = \mathbf{e}_x A_x + \mathbf{e}_y A_y, \quad (5)$$

$$A_x = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} a_x \sin \frac{\pi n}{\tau} x \sin ky dk, \quad (6)$$

$$A_y = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} a_y \cos \frac{\pi n}{\tau} x \cos ky dk, \quad (7)$$

где

$$a_x = -\frac{4\mu_0 I_f}{\pi^2 k_n n} \alpha_f \beta_f \sin \frac{\pi n}{2} e^{\pm k_n z}, \quad a_y = \frac{\pi n}{\tau k} a_x, \quad (8)$$

$$k_n = \sqrt{(\pi n / \tau)^2 + k^2}.$$

Рассмотрим теперь магнитное поле статорной обмотки, точнее одной фазной обмотки. На Рис. 2 приведена схема фазы «а», при выполнении обмотки по схеме двухслойной, расположенной в плоскости  $z' = 0$ . На рисунке токовая рамка представляет образ катушечной группы, расположенной на полюсном делении  $\tau$ . Если число катушек в группе  $q$  и соседние катушки сдвинуты на одно и тоже расстояние  $(\tau/3q)$ , то МДС  $i'_a$  токовой рамки равна

$$i'_a = \frac{w\gamma}{2p} i_a, \quad (9)$$

где  $w$  – число последовательно соединенных витков в фазе,  $2p$  – число полюсов (катушечных групп в фазе),  $i_a$  – фазный ток,  $\gamma$  – коэффициент распределения.

$$\gamma = \frac{1}{q} \left| \sum_{m=1,2,\dots}^q e^{\frac{jmn\pi}{3q}} \right|. \quad (10)$$

Пренебрегая вкладом в магнитное поле междукатушечных соединений, роль которого мала, магнитные поля отдельных фаз будут иметь ту же структуру, что и поле возбуждения [11–12]. Поэтому для этих полей соотношения (5)–(8) сохраняют силу. Уточнения, которые следует внести в эти соотношения, чтобы привести их в соответствие с полями фазных обмоток, очевидны. В (6)–(8) необходимо положить: для фазы «а»  $x = x'$ ,  $y = y'$ ,  $I_f = i_a'$ ; для фазы «b»  $x = x' - 2\tau/3$ ,  $y = y'$ ,  $I_f = i_b$  и т.д.'

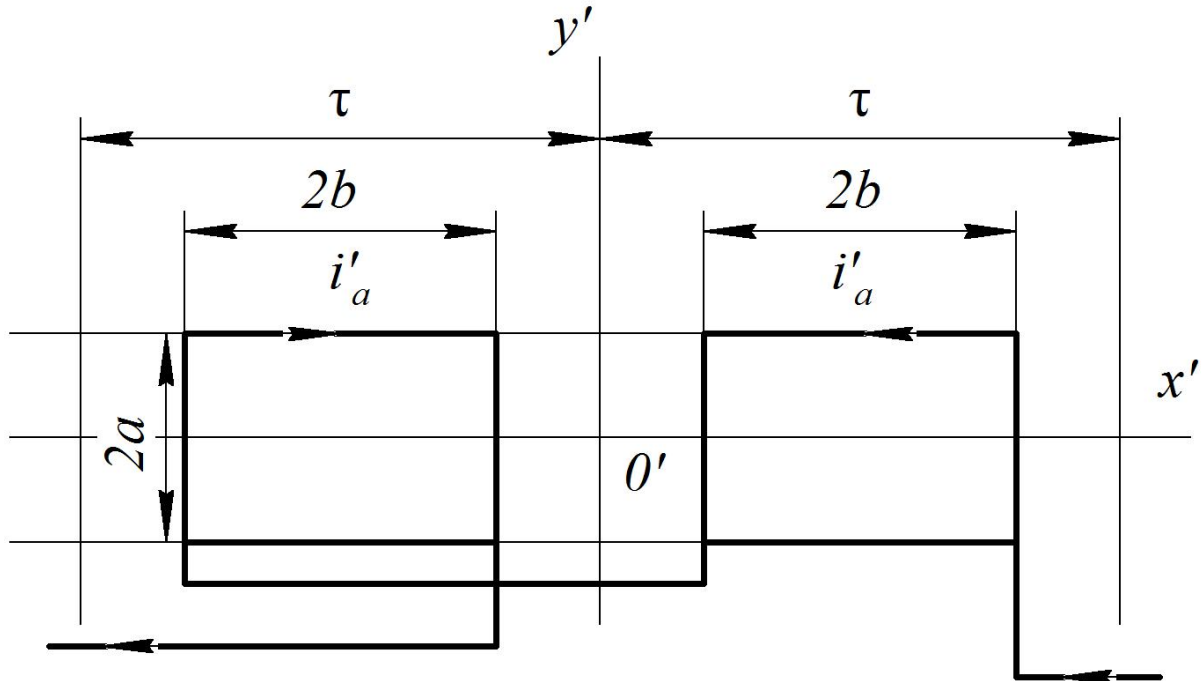


Рис. 2. Схема двухслойной статорной обмотки (фазы  $a$ )

$\tau$  – полюсное деление;  
 $2a$  – ширина витка;  
 $2b$  – его длина;  
 $i'_a$  – МДС на полюс и фазу

Если статорная обмотка выполнена по принципу однослойной обмотки, то симметрия, характерная для поля двухслойной обмотки отсутствует. Магнитное поле в данном случае можно вычислить тем же способом, что и поле возбуждения. Так для фазы « $a$ » (соответствующая схема представлена на Рис. 3) будем иметь

$$A_x = \sum_{n=1,2,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} a_{x'} \cos \frac{\pi n}{\tau} \left(x' - \frac{\tau}{2}\right) \sin ky' dk + \int_0^{\infty} a_{x'}^{(0)} \sin ky' dk, \quad (11)$$

$$A_y = \sum_{n=1,2,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} a_{y'} \sin \frac{\pi n}{\tau} \left(x' - \frac{\tau}{2}\right) \cos ky' dk, \quad (12)$$

$$a_{x'}^{(0)} = -\frac{\mu_0 b i'_a}{\pi n k} \alpha e^{\pm k z'}, \quad a_{x'} = -\frac{2\mu_0 i'_a}{\pi^2 k_n n} \alpha \beta e^{\pm k_n z'}, \quad (13)$$

$$a_{y'} = \frac{\pi n}{\tau k_n} a_{x'}, \quad \alpha = \sin ka, \quad \beta = \sin \frac{\pi n}{\tau} b, \quad i'_a = \frac{wY}{p} i_a. \quad (14)$$

Соотношения для полей других фаз представляются очевидными [13–14].

Известно, что двухслойная обмотка представляет наложение двух однослойных обмоток, сдвинутых на полюсное деление, но с токами противоположного направления. Поэтому суммируя (11) и (12) с соответствующими соотношениями, записанными для второй обмотки, можно сразу получить поле двухслойной обмотки.

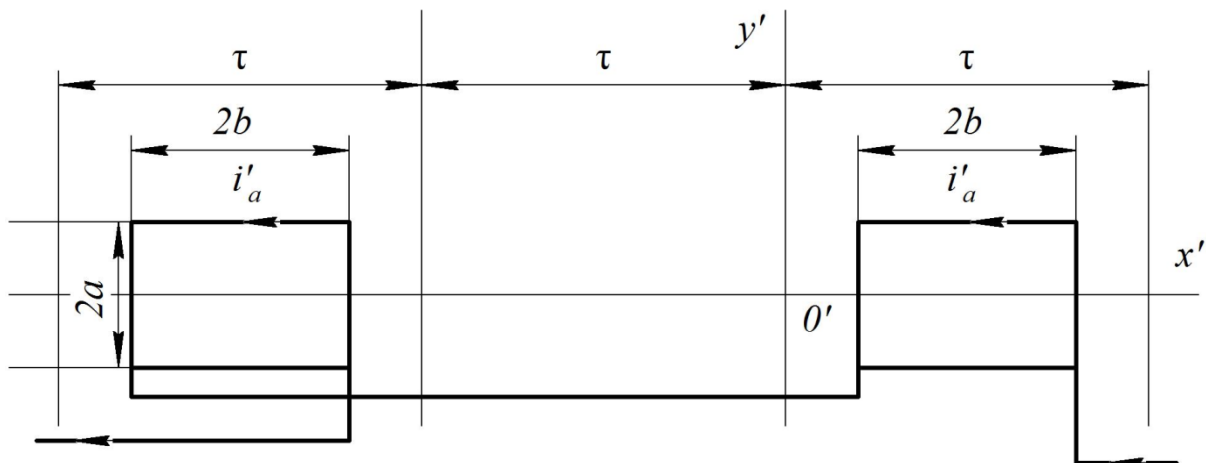


Рис. 3. Схема однослойной статорной обмотки (фазы  $a$ )  
Обозначения те же, что и на Рис.2

## ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНОГО синхронного ДВИГАТЕЛЯ

Электромагнитные процессы в линейном синхронном двигателе определяются следующими параметрами:  $L, M_{if}, L_c, M_{ci}$ . Здесь  $L$  – индуктивность фазы статорной обмотки, обусловленная полем всех трех фаз,  $M_{if}$  – взаимная индуктивность  $i$ -ой фазы, обусловленная полем возбуждения,  $L_c$  – индуктивность соленоида возбуждения,  $M_{ci}$  – взаимная индуктивность соленоида, обусловленная полем  $i$ -ой фазы.

Статорная обмотка представляет собой симметричную трехфазную систему, соединенную в звезду. Для такой системы  $L = L_0 - M_0$ , где  $L_0$  – собственная индуктивность фазы,  $M_0$  – взаимная индуктивность между фазами. Для двухслойной статорной обмотки получим

$$L = \frac{8\mu_0 w^2}{\pi \tau p} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[ \left( \frac{\tau}{\pi n} \right)^2 + \frac{1}{k^2} \right] \frac{(\alpha\beta\gamma)^2}{k_n} \left( 1 + \cos \frac{\pi n}{3} \right) dk. \quad (15)$$

Здесь члены, содержащие  $\cos(\pi n/3)$  дают значение  $M_0$ , другие – величину  $L_0$ . В случае однослойной статорной обмотки индуктивность  $L$  определяется по той же формуле (15), однако суммирование должно производиться как по нечетным, так и по четным  $n$ , что следует из (11) и (12).

Вычислим параметр  $M_{if}$ .

Допустим, что координатные системы возбуждения  $(x, y, z)$  и статорной обмотки  $(x', y', z')$  связаны соотношениями

$$x' = x + \varepsilon_0 + vt, \quad y' = y + \varepsilon_y, \quad z' = z + h, \quad (16)$$

где  $\varepsilon_0 = \text{const}$ ,  $v$  – скорость движения экипажа,  $\varepsilon_y$  – поперечное смещение экипажа,  $h$  – его клиренс. В соответствии с (6)–(8) и (16) получим

$$M_{if} = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} M e^{-k_n h} \cos k \varepsilon_y \cos n \varphi_i(t) dk, \quad i = a, b, c, \quad (17)$$

где

$$M = \frac{16\mu_0 w p_f}{\pi \tau} \left[ \left( \frac{\tau}{\pi n} \right)^2 + \frac{1}{k^2} \right] \frac{\gamma}{k_n} \alpha \beta \alpha_f \beta_f, \quad (18)$$

$$\varphi_a(t) = \omega t + \psi_f, \quad \varphi_b(t) = \omega t + \psi_f - \frac{2\pi}{3},$$

$$\varphi_c(t) = \omega t + \psi_f + \frac{2\pi}{3}, \quad \omega = \frac{\pi}{\tau} v, \quad \psi_f = \frac{\pi}{\tau} \varepsilon_0, \quad (19)$$

$2p_f$  – количество соленоидов. Соотношения (17)–(19) справедливы для обеих схем путевой структуры [15].

Рассмотрим соленоиды возбуждения как упорядоченную последовательность. В этой последовательности будем различать нечетные и четные соленоиды в соответствии с их нумерацией. Вычислим индуктивность соленоида, обусловленную полем возбуждения (6)–(8). Получим

$$L_c^{(-)} = -L_c^{(+)} = L_c = \frac{16\mu_0}{\pi \tau} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[ \left( \frac{\tau}{\pi n} \right)^2 + \frac{1}{k^2} \right] \frac{(\alpha_f \beta_f)^2}{k_n} dk. \quad (20)$$

Здесь через  $L_c^{(-)}$  и  $L_c^{(+)}$  обозначены соответственно индуктивности нечетного и четного соленоидов.

Найдем взаимную индуктивность соленоида, обусловленную полем фазы путевой структуры, В случае двухслойной статорной обмотки будем иметь

$$M_{ci}^{(-)} = -M_{ci}^{(+)} = M_{ci} = \frac{M_{if}}{2p_f}, \quad (21)$$

где взаимные индуктивности  $M_{ci}^{(-)}$  и  $M_{ci}^{(+)}$  относятся к нечетному и четному

соленоидам. Если статорная обмотка однослойная, то

$$M_{ci} = \frac{4\mu_0 w}{\pi \tau p} \left[ bb_f \int_0^{\infty} \frac{\alpha \alpha_f}{k} e^{-kh} \cos k \varepsilon_y dk + \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=1,2,\dots} \int_0^{\infty} (\pm 1)^n \left[ \left( \frac{\tau}{\pi n} \right)^2 + \frac{1}{k^2} \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{\gamma}{k_n} \alpha \beta \alpha_f \beta_f e^{-k_n h} \cos k \varepsilon_y \cos n \varphi_i(t) dk \right], \quad (22)$$

где верхний и нижний знаки при множителе  $(\pm 1)^n$  определяют соответственно знаки при параметрах  $M_{ci}^{(-)}$  и  $M_{ci}^{(+)}$ .

До сих пор соленоиды возбуждения предполагались электрически не связанными. Уберем это ограничение. Считаем, что предполагаемая электрическая связь между соленоидами не нарушает их исходной полярности и сохраняет равенство токов в них. Имея в виду наличие такой связи, можно говорить о цепи возбуждения, вместо системы возбуждения, под которой понималась совокупность тех же соленоидов в отсутствие электрической связи.

Если пренебречь магнитным полем проводов, соединяющих соленоиды, то поле возбуждения будет определяться соотношениями (6)–(8). Следовательно, параметры  $M_{if}$  останутся без изменения. Однако, наличие электрической связи позволяет ввести параметры  $M_{fi}$  взаимные  $M_{if}$  и параметр  $L_f$ , определяющий индуктивность цепи возбуждения. Поскольку соседние соленоиды имеют противоположные полярности, то

$$M_{fi} = \left( M_{ci}^{(-)} - M_{ci}^{(+)} \right) p_f.$$

Отсюда, учитывая (21) и (22), получим одинаковое для обеих схем путевой структуры представление параметра  $M_{fi}$ , совпадающее с (17)–(19). Аналогично

$$L_f = \left( L_c^{(-)} - L_c^{(+)} \right) p_f.$$

Однако, здесь необходимо иметь в виду следующую особенность, связанную с параметрами  $M_{fi}$ .

В случае двухслойной статорной обмотке индуктивности соседних соленоидов, обусловленные фазным полем, отличаются только знаком (21). Соленоиды не чувствуют наличия электрической связи, т.к. последняя не нарушает их полярность, поскольку обе цепи в этом случае имеют одну и ту же пространственную структуру. Таким образом, при двухслойной



статорной обмотке система из электрически несвязанных соленоидов и соответствующая ей цепь адекватны как с точки зрения интегрального электромагнитного взаимодействия (оно определяется параметрами  $M_{if}=M_{fi}$ ), так и магнитного состояния отдельных соленоидов, которое определяется параметрами  $L_c = L_f/2pf$  и  $M_{ci} = M_{fi}/2pf$ .

Если путевая структура однослойная, то как следует из (22),  $M_{ci}^{(-)} \neq M_{ci}^{(+)}$ . Из-за наличия постоянной вдоль  $x'$  компоненты и четных гармоник, реакция поля статорной обмотки по-разному проявляется на нечетных и четных соленоидах и условия постоянства потокосцеплений для этих соленоидов не будут одинаковы. Поэтому в данном случае, кроме параметров  $M_{if}=M_{fi}$ , определяющих интегральное электромагнитное взаимодействие, необходимо еще привлечь параметры  $L_c^{(-)}$ ,  $L_c^{(+)}$ ,  $M_{ci}^{(-)}$  и  $M_{ci}^{(+)}$ , от которых зависят магнитные состояния нечетных и четных соленоидов.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СИЛЫ И МОЩНОСТИ

Введем в рассмотрение, вместо фазных величин, соответствующие им изображающие векторы напряжения ( $\mathbf{u}$ ), тока ( $\mathbf{i}$ ) и потокосцепления ( $\Psi_{sf}$ ) в смысле Горева [16]. Проекции этих векторов на магнитные оси фаз статорной обмотки дают соответствующие фазные величины. Имеем

$$u = \frac{2}{3} \left[ u_a - \frac{1}{2} (u_b + u_c) \right] + \frac{j}{\sqrt{3}} (u_b - u_c),$$

где  $j$  – мнимая единица. Аналогичное представление относится и к векторам тока и потокосцепления. Уравнение статорной цепи имеет вид

$$u = ri + L \frac{di}{dt} + \frac{d\Psi_{sf}}{dt}, \quad \Psi_{sf} = M_{sf} I_f, \quad (23)$$

$$M_{sf} = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \int_0^{\infty} M e^{-[k_n h \mp j n (\omega t + \psi_f)]} \cos k \varepsilon_y dk, \quad (24)$$

где верхний знак при показателе экспоненты относится к первой гармонике, к гармоникам с порядком  $(n-1)/3$  и  $(n+1)/3$ , составляющим целое число, (гармоники с  $n/3$  – целое число отсутствуют),  $M$  дается (18). Для подводимой ( $p$ ) и электромагнитной ( $p_{эм}$ ) мощностей и электромагнитной силы ( $f$ ), действующей на экипаж, получим

$$p = \frac{3}{2} \operatorname{Re}(ui^*), \quad p_{эм} = \frac{3}{2} \operatorname{Re}(vi I_f \operatorname{grad} M_{sf}^*), \quad (25)$$

$$f = \frac{3}{2} \operatorname{Re}(i I_f \operatorname{grad} M_{sf}^*), \quad (26)$$

\* – знак сопряжения\*

Рассмотрим стационарный режим.

Как показано ниже, соответствующим выбором длины ( $b$ ) витка статорной обмотки и длины ( $b_f$ ) соленоида можно добиться подавления пятой и седьмой гармоник в составе ЭДС возбуждения. Гармоники, кратные трем, отсутствуют в силу соединения «звезда». Поэтому вычисление будем производить для первой гармоники ЭДС возбуждения. В общем случае эта ЭДС равна

$$e = - \left( \frac{\partial \Psi_{sf}}{\partial t} + \frac{\partial \Psi_{sf}}{\partial \varepsilon_y} \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial t} + \frac{\partial \Psi_{sf}}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial t} \right).$$

В стационарных условиях  $\frac{\partial \varepsilon_y}{\partial t}$  и  $\frac{\partial h}{\partial t}$  равны нулю, кроме того  $\mathbf{v} = \mathbf{e}_x v$ ,  $v = \omega \tau / \pi = \text{const}$ ,

$$e = -E_m e^{j(\omega t + \psi_E)},$$

$$E_m = \omega I_f \int_0^{\infty} M_1 e^{-k_1 h} \cos k \varepsilon_y dk, \quad \psi_E = \psi_f + \frac{\pi}{2}, \quad (27)$$

где  $M_1$  и  $k_1$  даются (18) при  $n=1$ .

Допустим, что фазные напряжения и токи симметричны, так что им соответствуют векторы

$$\mathbf{u} = U_m e^{j(\omega t + \psi_U)}, \quad \mathbf{i} = I_m e^{j(\omega t + \psi_I)}.$$

Имея в виду это и (27), из (23)–(26) получим

$$\begin{aligned} P &= \frac{3}{r^2 + x^2} [xUE \sin \theta + r(U^2 - UE \cos \theta)], \\ Q &= \frac{3}{r^2 + x^2} [x(U^2 - UE \cos \theta)UE \sin \theta - rUE \sin \theta], \\ P_{\text{эм}} &= \frac{3}{r^2 + x^2} [UE(x \sin \theta + r \cos \theta) - rE^2], \\ f_x &= \frac{3}{v(r^2 + x^2)} [U(x \sin \theta + r \cos \theta) - rE]E, \\ f_y &= \frac{3}{\omega(r^2 + x^2)} [U(x \cos \theta - r \sin \theta) - xE] \frac{\partial E}{\partial \varepsilon_y}, \\ f_z &= \frac{3}{\omega(r^2 + x^2)} [U(x \cos \theta - r \sin \theta) - xE] \frac{\partial E}{\partial h}. \end{aligned}$$

Здесь  $P$  и  $Q$  – активная и реактивная мощности на входе путевой структуры,  $P_{\text{эм}}$  – электромагнитная мощность,  $f_x$ ,  $f_y$ ,  $f_z$  – компоненты электромагнитных сил,  $\theta = \psi_U - \psi_E$ ,  $x = \omega L$ .

## ОЦЕНКИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ

Электромагнитные параметры системы, как показано ранее, зависят от ряда геометрических параметров. Таковыми являются полюсное деление ( $\tau$ ), размеры ( $a$ ,  $b$ ) витка статорной обмотки и размеры ( $a_f$ ,  $b_f$ ) соленоида возбуждения. Приведем соображения, которые могут быть полезными при оценке некоторых из указанных величин.

Из (18) и (24) следует принципиальная возможность защиты соленоидов возбуждения от действия любых двух гармоник поля статорной обмотки. В отношении одной из них это может быть достигнуто непосредственным ее подавлением, в отношении другой необходимо устранения условия, при котором возможно появление соответствующей гармоники ЭДС в соленоидах. Так для пятой и седьмой гармоник указанное реализуется, если  $2b = 4\tau/5$ ,  $2b_f = 6\tau/7$  или  $2b = 6\tau/7$ ,  $2b_f = 4\tau/5$ . При этих условиях коэффициенты  $\beta$  и  $\beta_f$ , соответствующие отобраным гармоникам, равны нулю и не компенсированными остаются гармоники достаточно высокого порядка, начиная с одиннадцатой. Поля этих гармоник в плоскости соленоидов возбуждения пропорциональны  $e^{-knh}$ , где  $k_n$  увеличивается с ростом порядка гармоники (начиная с пятой) и следовательно будут малы. В случае однослойной путевой структуры указанное решение не дает желаемого эффекта, поскольку остаются четные гармоники (22), среди которых особенно существенны вторая и четвертая. Отметим также и другие отрицательные свойства этой структуры. Из-за наличия постоянной вдоль  $x'$  компоненты поля (11), соленоиды нагружаются вредными (не создающими тяги) усилиями. Кроме того, при  $\varepsilon_y \neq 0$ , из-за указанной компоненты поля, создается дополнительная сталкивающая сила.

Рассмотрим вопрос, связанный с оценкой величины  $a_f/a$ .

Одним из основных параметров, от которых зависят энергетические и силовые характеристики системы является параметр  $M_{sf}$ . Этот параметр (18), (24) зависит от размеров соленоида возбуждения и витка статорной обмотки. Представляется разумным выбор  $a_f/a$  согласовать с величиной параметра  $M_{sf}$ .

Пусть на плоскости  $z' = 0$  расположен контур с током (имитация витка статорной обмотки). Рассмотрим поле ( $z'$  – компоненту индукции) этого контура на плоскости  $z' = h$ . Выделим на этой плоскости область  $S$ , на границе которой  $z'$ -компонента индукции равна нулю. Очевидно, область  $S$  будет больше области, ограниченной токовым контуром. Поэтому кажется, что ширина  $2a_f$  второго контура (имитация соленоида возбуждения), который мы намерены расположить на плоскости  $z' = h$ , должна быть больше ширины  $2a$  первого контура, если мы желаем получить максимальную взаимную индуктивность между ними.

На Рис.4 даны кривые  $m = f(a_f/a)$

$$m = \int_0^{\infty} m_1 e^{-k_1 h} dk, m_1 = \frac{\pi \tau p}{16 \mu_0 w p_f} M_1,$$

где  $M_1$  и  $k_1$  даются (18) и (п.5) при  $n=1$   $\gamma=1$ . Величина  $m$  как это следует из (17) и (18), пропорциональна основной гармонике взаимной индуктивности между системой возбуждения и путевой структурой. На рис. 4 видно, что при  $a_f > a$  кривые  $m = f(a_f/a)$  «насыщаются» достаточно быстро. Ожидаемое увеличение  $m$ , оказывается несущественным, и оценка  $a_f/a = 1-1,2$  представляется разумной.

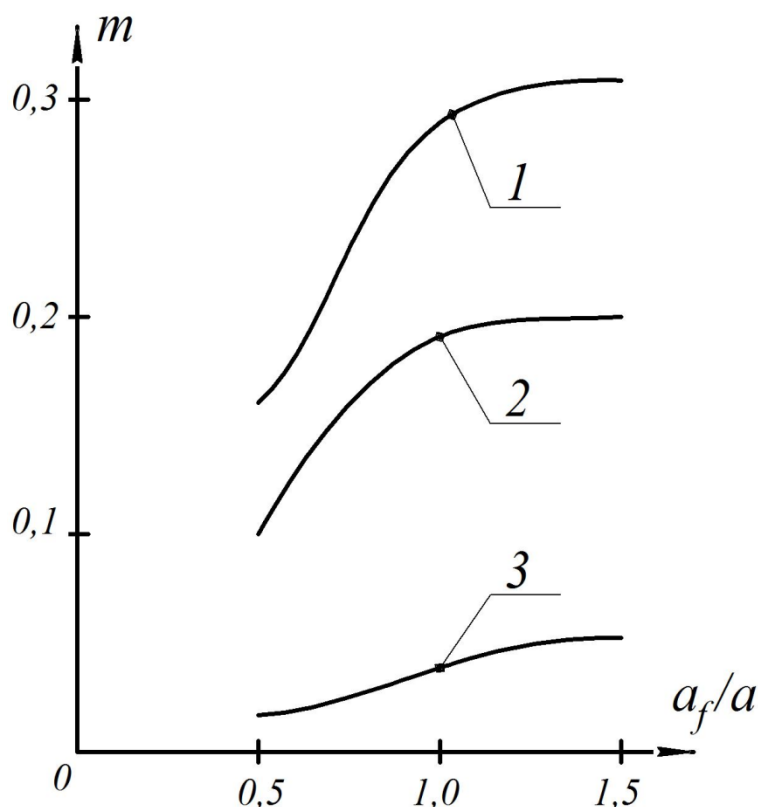


Рис. 4. Зависимость взаимной индуктивности между системой возбуждения и статорной обмоткой от относительной ширины соленоида

Нормирующий множитель  $\pi \tau p / 16 \mu_0 w p_f$ ,  $\tau = 0,5$  м,  $h = 0,2$  м,  $2b = 6\tau/7$ ,  $2b_f = 4\tau/5$   
Кривые 1, 2, 3 построены соответственно для  $a = 0,25$  м, 1,0 м и 1,5 м

## ВЫВОДЫ

Электромагнитные процессы в тяговой системе синхронного типа зависят от схемы статорной обмотки. С точки зрения интегрального электромагнитного взаимодействия системы и надежной работы соленоидов возбуждения желательно, чтобы статорная обмотка и система возбуждения имели сходственное схемное решение, при этом создаваемые ими поля обладают симметрией одного типа. Указанному условию

удовлетворяет двухслойная схема статорной обмотки. Однослойная схема статорной обмотки обладает рядом отрицательных свойств. Для системы с такой структурой характерны нагружение соленоидов возбуждения вредными усилиями, неэффективность их защиты от полей высших гармоник статорной обмотки выбором геометрии ее витка и соленоида, образование при поперечном смещении экипажа дополнительной сталкивающей силы. Все эти нежелательные явления отсутствуют при двухслойной схеме.

#### Авторы заявляют, что:

1. У них нет конфликта интересов;
2. Настоящая статья не содержит каких-либо исследований с участием людей в качестве объектов исследований.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК / References

1. Ким К.К. Системы электродвижения с использованием магнитного подвеса и сверхпроводимости (монография). – М.: ГОУ «Учебно-методический центр по образованию на железнодорожном транспорте», 2007. – 360 с. [Kim KK. *Sistemy elektrodvizheniya s ispol'zovaniem magnitnogo podvesa i sverhprovodimosti* (monograph). Moscow: Training education center on railway transport Publ.; 2007. 360 p. (In Russ.)].
2. Зайцев А.А., Антонов Ю.Ф. Магнитолевитационная транспортная технология / под ред. В.А. Гапановича. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014. – 476 с. [Zaitsev AA, Antonov YuF. *Magnitolevitatsionnaya transportnaya tekhnologiya*. Gapanovich VA, editor. Moscow: FIZMATLIT; 2014. 476 p. (In Russ.)].
3. Бочаров В.И., Салли И.В., Дзензерский В.А. Транспорт на сверхпроводящих магнитах. – Ростов: Изд-во Ростовского университета, 1988. – 152 с. [Bocharov VI, Salli IV, Dzenzerskij VA. *Transport na sverhprovodjashhih magnetah*. Rostov: Rostov University Publ.; 1988. 152 p. (In Russ.)].
4. Бахвалов Ю.А., Бочаров В.И., Винокуров В.А., Нагорский В.Д. Транспорт с магнитным подвесом. – М.: Машиностроение, 1991. – 320 с. [Bahvalov YuA, Bocharov VI, Vinokurov VA, Nagorskij VD. *Transport s magnitnym podvesom*. Moscow: Mechanical engineering; 1991. 320 p. (In Russ.)].
5. Сика З.К., Куркалов И.И., Петров Б.А. Электродинамическая левитация и линейные синхронные двигатели транспортных систем. – Рига: Зинатне, 1988. – 258 с. [Sika ZK, Kurkalov II, Petrov BA. *Jelektrodinamicheskaja levitacija i linejnye sinhronnye dvigateli transportnyh sistem*. Riga: Zinatne; 1988. 258 p. (In Russ.)].
6. Никитин В.В., Стрепетов В.М. Энергообеспечение бортовых электромагнитов комбинированной системы левитации и тяги на переменном токе // Транспортные системы и технологии. – 2017. – Т. 3. – № 3. – С. 25–38. [Nikitin VV, Strepetov VM. Vehicle electromagnets energy supply of A.C. combined levitation and traction system. *Transportation Systems and Technology*. 2017;3(3):25-38. (Russ., Engl.)] doi: 10.17816/transsyst20173325-38
7. Никитин В.В., Стрепетов В.М., Волювач А.С. Анализ вариантов построения

- системы электроснабжения транспортного средства с комбинированной системой левитации и тяги на переменном токе // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. – 2010. – № 3–4 – С. 54–62. [Nikitin VV, Strepetov VM, Voljvach AS. Analiz variantov postroeniya sistemy jelektrosnabzheniya transportnogo sredstva s kombinirovannoj sistemoj levitacii i tjagi na peremennom toke. *Proceedings of the higher educational institutions. Energy sector problems*. 2010;3-4:54-62. (In Russ.)].
8. Стрепетов В.М., Никитин В.В. Оценка энергетической эффективности пусковых режимов работы комбинированной системы левитации и тяги на однофазном переменном токе // Известия Петербургского университета путей сообщения. – 2006. – № 2. – С. 141–146. [Strepetov VM, Nikitin VV. Ocenka jenergeticheskoj jeffektivnosti puskovyh rezhimov raboty kombinirovannoj sistemy levitacii i tjagi na odnofaznom peremennom toke. *Proceedings of Petersburg Transport University*. 2006;2:141-146. (In Russ.)]. Доступно по: [http://izvestiapgups.org/assets/pdf/02\\_2006.pdf](http://izvestiapgups.org/assets/pdf/02_2006.pdf). Ссылка активна на 25.02.2020.
  9. Иванов С.Н. Системы управления электротехническими устройствами для генерации тепловой энергии и транспортирования теплоносителя // Известия Петербургского университета путей сообщения. – 2010. – № 3. – С. 249–257. [Ivanov SN. Sistemy upravlenija jelektrotehnicheskimi ustrojstvami dlja generacii teplovoj jenerгии i transportirovaniya teplonositelja. *Proceedings of Petersburg Transport University*. 2010;3:249-257. (In Russ.)]. Доступно по: [http://izvestiapgups.org/assets/pdf/03\\_2010.pdf](http://izvestiapgups.org/assets/pdf/03_2010.pdf). Ссылка активна на 25.02.2020.
  10. Кузнецов А.А., Мешкова О.Б. Модернизация спектрального оборудования для диагностирования и ремонта подвижного состава // Транспорт Урала. – 2009. – № 2. – С. 86–90. [Kuznecov AA, Meshkova OB. Spectral equipment retrofit for rolling stock diagnosis and repair. *Transport of the Urals*. 2009;(2):86-90. (In Russ., Engl.)]
  11. Кочетков В.М. О левитационном качестве систем электродинамического подвешивания со сплошной путевой структурой // Изв.ВУЗ. Электромеханика. – 1983. – №2. – С. 5–10. [Kochetkov VM. O levitacionnom kachestve sistem jelektrodinamического podveshivaniya so sploshnoj putevoj strukturoj. *Russian Electromechanics*. 1983;2:5–10. (In Russ.)].
  12. Кузнецов А.А., Зверев А.Г., Бураченко К.А., и др. Исследование переходных процессов в линейных электрических цепях с электромеханическими коммутационными элементами / Труды XI Международной научно-практической конференции «Научные приложения с использованием технологий NationalInstruments – 2012» 6–7 декабря 2012 года; – М.: МТУСИ, 2012. – С. 136–139. [Kuznecov AA, Zverev AG, Burachenko KA, et. al. Issledovanie perehodnyh processov v linejnyh jelektricheskikh cepjah s jelektromehaničeskimi kommutacionnymi jelementami. *Proceedings of the International Scientific and Practical Conference “Nauchnye prilozhenija s ispol'zovaniem tehnologij NationalInstruments – 2012”*. 2012 Dec 6-7, Moscow. MTUCI; 2012. p. 136-139. (In Russ.)].
  13. Borcherts RH, Davis LC, Reitz JR, Wilkie DF. Baseline specifications for a magnetically suspended highspeed vehicle. *Proc. IEEE*. 1973;61(5):569-578. doi: 10.1109/PROC.1973.9113
  14. Gutberlet H. The German magnetic transportation program. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1974;10(3):417-420. doi: 10.1109/tmag.1974.1058431
  15. Reitz JR, Davis LC. Force on a Rectangular Coil Moving above a Conducting Slab. *Journal of Applied Physics*. 1972;43(4):1547-1553. doi: 10.1063/1.1661359

16. Горев А.А. Переходные процессы синхронной машины. – Л.–М.: Госэнергоиздат, 1950. – 551 с. [Gorev AA Perekhodnye processy sinhronnoj mashiny. Leningrad–Moscow: Gosenergoizdat; 1950. 551 p. (In Russ.)].

**Сведения об авторах:**

**Ким Константин Константинович**, д.т.н., профессор;  
eLibrary SPIN: 3278-4938; ORCID: 0000-0001-7282-4429;  
E-mail: kimkk@inbox.ru

**Крон Игорь Романович**, студент;  
eLibrary SPIN: 6604-2966; ORCID: 0000-0003-1690-0524;  
E-mail: mechenu@yandex.ru

**Вешкин Вадим Витальевич**, аспирант;  
eLibrary SPIN: 1829-2845; ORCID: 0000-0002-7363-9919;  
E-mail: Vadim.veshkin@mail.ru

**Information about the authors:**

**Konstantin K. Kim**, Doctor of Technical Sciences, professor;  
eLibrary SPIN: 3278-4938; ORCID: 0000-0001-7282-4429;  
E-mail: kimkk@inbox.ru

**Igor R. Kron**, student;  
eLibrary SPIN: 6604-2966; ORCID: 0000-0003-1690-0524;  
E-mail: mechenu@yandex.ru

**Vadim V. Veshkin**, graduate student;  
eLibrary SPIN: 1829-2845; ORCID: 0000-0002-7363-9919;  
E-mail: Vadim.veshkin@mail.ru

**Цитировать:**

Ким К.К., Крон И.Р., Вешкин В.В. К выбору схемы статорной обмотки тягового линейного синхронного двигателя системы MAGLEV // Транспортные системы и технологии. – 2020. – Т. 6. – № 1. – С. 48–62. doi: DOI 10.17816/transsyst20206148-62

**To cite this article:**

Kim KK, Kron IR, Veshkin VV. To the Choice of the Maglev System Traction Linear Synchronous Motor Stator Winding Scheme. *Transportation Systems and Technology*. 2020;6(1):48-62. doi: 10.17816/transsyst20206148-62