



ДИНАМИКА ТЯГОВОЙ ПОДСИСТЕМЫ МАГНИТОЛЕВИТИРУЮЩЕГО ПОЕЗДА (ПОЛЕВАЯ ПАРАДИГМА ИССЛЕДОВАНИЯ)

Поляков В.А., Хачапуридзе Н.М.

Институт транспортных систем и технологий НАН Украины, г. Днепропетровск

Показаны преимущества линейного синхронного двигателя со сверхпроводящей обмоткой возбуждения для целей тяги магнитолевитирующего поезда. Построение модели процесса реализации тягового усилия такого двигателя определено в качестве цели статьи. Избран полевой тип парадигмы исследования. Показаны его преимущества для достижения избранной цели. Искомая модель построена методами теории электромагнитного поля. Подведены итоги исследования. Выявлены и констатированы его логически необходимые продолжения.

Ключевые слова: моделирование, магнитолевитирующий поезд, линейный синхронный двигатель, полевая парадигма исследования, тяговое усилие.

Постановка проблемы, анализ публикаций по теме исследования; цель статьи.

Магнитолевитирующий поезд (МЛП) по сути лежащих в основе его функционирования энергетических процессов является электромеханическим преобразователем. Отбирая электрическую энергию из фидерной линии, он преобразует её в энергию движения своей механической подсистемы (МП). Одним из ключевых, базовых звеньев этого преобразователя является его тяговая подсистема (ТП), реализуемая в виде линейного двигателя (ЛД). Условия его использования для целей тяги МЛП и, прежде всего, требования обеспечения безопасности движения поезда, настоятельно требуют увеличения его клиренса – зазора между блоками подвижных и неподвижных частей. В тоже время [1-3], асинхронные версии ЛД, обладая рядом преимуществ (таких как простота конструкции, лёгкий пуск, остановка и плавное регулирование скорости) даже при клиренсах 2-4 см, обладают весьма невысокими эксплуатационными характеристиками: коэффициентом мощности 0,4-0,5 и коэффициентом полезного действия 0,5-0,6. Повышение же клиренса ведёт к существенной дальнейшей деградации упомянутых и иных важнейших показателей качества функционирования ЛАД. В свою очередь, снижение этих показателей влечёт повышенное энергопотребление двигателя, что плохо как само по себе, так и по причине обострения при этом проблемы токоподвода.

Отмеченных недостатков лишены синхронные версии ЛД (ЛСД), особенно, если они оснащены сверхпроводящими обмотками возбуждения (СПОВ) [4-7]. Поэтому вновь создаваемые МЛП подлежат оснащению ЛСД со СПОВ. В таких двигателях электромеханическое преобразование энергии осуществляется в процессе взаимодействия неподвижных относительно друг друга электромагнитных полей, создаваемых индукторной СПОВ, контуры которой обтекаются постоянными токами, и якорной обмоткой, секции которой питаются синусоидальным трёхфазным напряжением. Достоинствами ЛСД являются: допустимость значительных, повышающих безопасность движения, клиренсов – уровней (0,2-0,3) м; их относительно высокие технико-экономические показатели – КПД $\approx 0,6-0,8$ и $\cos \varphi \approx 0,7-0,8$; упрощённая система их энергоснабжения. Таким образом, моделированию подлежит динамика тяговой подсистемы МЛП, оснащённого именно ЛСД со СПОВ.

Результаты проводимого исследования в дальнейшем предполагается использовать, в первую очередь, при создании глобальных моделей управляемого движения МП МЛП. Поэтому анонсированная модель динамики его ТП и, прежде всего, – ЛД должна быть преимущественно ориентирована на описание их взаимодействия с этой МП. Итогом же настоящей работы должно стать получение достаточно корректного описания центрального элемента упомянутого электромеханического преобразования, реализация которого ведёт к возникновению основного управляющего воздействия на МП МЛП – тяговой силы его ЛД. Это описание должно учитывать актуальную специфику



моделируемых физических процессов, определяемую, в том числе, особенностями системы, в которой они протекают. Основные же из таких особенностей состоят в том, что [2, 4, 5, 9, 10]: в ЛСД МЛП отсутствуют ферромагнитопроводы; эти двигатели, как правило, имеют СПОВ, состояние которых зависит от их температурного, электромагнитного и механического состояния; в них значительны краевые эффекты, возникающие из-за разомкнутости системы якорных обмоток и конечности их поперечных размеров. Первая из этих особенностей требует учета критических параметров сверхпроводящих материалов. Вторая и третья – приводят к существенной неоднородности магнитного поля в рабочем зазоре двигателя и необходимости учета, как минимум, двухмерности этого поля. Авторы опубликованных в открытой печати работ перечисленные факторы в должной степени не учитывали. Рабочие же материалы и отчеты специализированных фирм, возможно, содержащие уточненные методики и разработки по теории и проектированию ЛСД МЛП, использованные при их проектировании [11-15], в открытой печати не опубликованы.

Целью работы является получение альтернативной модели возникновения тягового усилия ЛСД в процессе реализации им электромеханического энергетического преобразования.

Основная часть. Расчётная схема статора ЛСД МЛП представима [16] трёхфазной системой якорных прямоугольных контуров, уложенных вдоль пути следования поезда. При этом контуры каждой фазы, активные части которых параллельны нормали к оси пути в каждой точке, расположены так, чтобы обеспечивалось требуемое периодическое распределение протекающего по этим контурам тока вдоль последней оси. Соответствующие же фазовые обмотки в целом сдвинуты друг относительно друга вдоль

той же оси на треть периода, то есть – на $\frac{2 \cdot \tau}{3}$, где τ – полюсное деление двигателя и

питаются от трёхфазной сети. В результате фазные токи якоря оказываются сдвинутыми друг относительно друга во времени и пространстве на треть периода и создают бегущее вдоль оси пути электромагнитное поле.

В рассматриваемом случае подвижная обмотка возбуждения является сверхпроводящей. Её расчётная схема может быть принята в виде ряда однотипных прямоугольных контуров. Они расположены в плоскости, параллельной соприкасающийся с поверхностью пути на расстоянии h от неё. Активные стороны этих контуров снова параллельны нормали к оси пути. Расстояния между центрами таких соседних контуров равно τ . Контуры возбуждения обтекаются постоянными токами одинакового значения и чередующегося направления, создавая неподвижное относительно этих контуров электромагнитное поле.

Согласно третьему закону электромеханики [17], поля, реализующие электромеханическое преобразование энергии, должны быть взаимно неподвижны. Поэтому, в ЛСД возникает тяговое усилие, заставляющее его контуры возбуждения двигаться относительно якорных контуров в направлении касательной к оси пути с синхронной скоростью.

Методика построения искомой модели энергетического преобразования, реализуемого ЛСД, может базироваться на энергетической, либо полевой парадигме исследования [18]. До настоящего времени подавляющее большинство работ, посвящённых указанной проблематике, основывается именно на первой из упомянутых, энергетической парадигме [5, 8, 16]. Имея в качестве теоретической базы уравнения второго закона Кирхгофа, эта парадигма достаточно адекватно и полно отражает моделируемые процессы. Однако, такой путь построения модели возможен лишь с широким использованием величин коэффициентов само- и взаимоиндукции якорных и индукторных контуров ЛСД как нестационарных магнитосвязанных электрических цепей. Соотношения для фактического нахождения текущих значений указанных коэффициентов в качестве атомарной первоосновы безальтернативно имеют [19] выражения



коэффициентов взаимоддукции между двумя прямолинейными параллельными отрезками проводников (на которые, предварительно, должны быть разбиты рассматриваемые взаимодействующие контуры). В итоге, найденные таким путём значения этих коэффициентов, вследствие ряда причин (не устранимых при использовании очерченного способа их получения) весьма не точны, а ресурсные затраты на такое получение необоснованно велики.

Возникающая, таким образом, коллизия может быть успешно преодолена, базируясь на полевой парадигме исследования ЛСД [20]. Приступим, далее, к абрисному очерчиванию пути построения модели его энергетического преобразования, инициируемого такой парадигмой. Принятие указанной парадигмы реализуется определением результирующего магнитного поля якоря двигателя, в трёхмерной постановке, из решения краевой задачи для скалярного, или векторного потенциала этого поля.

С целью максимального исходного упрощения искомой модели, введём следующие предположения: проводники индуктора будем первоначально считать бесконечно тонкими нитями, по которым протекают одинаковые по величине, чередующиеся (от секции к секции) по направлению постоянные во времени токи; проводники якоря предполагаем бесконечно длинными в поперечном направлении, а, поэтому, его поле – плоскопараллельным; протекающие по якорным проводникам токи могут быть имитированы поверхностными токовыми слоями, изменяющимися во времени синусоидально с одинаковыми амплитудами, со сдвигом между фазами на треть периода и лежащими в плоскостях, соприкасающихся с осью пути; линейную плотность $\lambda_y = di/dx$ таких токов предполагаем кусочно-непрерывной периодической функцией координаты пути (пройденного вдоль его оси) с периодом $2 \cdot \tau$ и пространственным сдвигом между их фазами на две трети τ ; влияние высших гармоник пространственного распределения поля якоря на значение тягового усилия двигателя не учитываем.

Принимая во внимание принятые предположения, опишем, прежде всего, электромагнитное поле якоря двигателя. В соответствии с допущением, будем рассматривать протекающий в фазах якорной цепи ток, как лежащий на поверхности пути и направленный вдоль главной нормали Oy к его оси в каждой точке. Линейная плотность этого тока имеет только одну составляющую λ_y и для каждой из фаз является периодической функцией координаты пути x , пройденного вдоль его оси. Указанная плотность может быть разложена в ряд Фурье с периодом $2 \cdot \tau$. После выполнения такого разложения, в силу линейности системы, поле каждой из гармоник любой фазы якоря может определяться сепаратно, с использованием метода суперпозиции.

Фазы якоря питаются гармонически изменяющимися напряжениями. Поэтому первая гармоника тока первой из таких фаз изменяется согласно закону:

$$i_{1A} = I_{1m} \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (1)$$

где I_{1m} – амплитудное значение такого тока; ω, t – угловая частота питающего напряжения и текущее время.

Тогда для значения линейной плотности такого тока справедливо выражение:

$$\lambda_{1A} = \Lambda_1 \cdot \sin(\pi \cdot \tau^{-1} \cdot x); \quad \Lambda_1 = \Lambda_{1m} \cdot \cos(\omega \cdot t), \quad (2)$$

где Λ_{1m} – амплитудное значение этой линейной плотности.

Плоскопараллельное электромагнитное поле, создаваемое этим распределением тока, зависит только от координат x и z , отсчитываемых, соответственно, вдоль касательной и бинормали к оси пути в каждой его точке. При этом, в силу пространственной периодичности такого поля, достаточным является рассмотрение



области, расположенной между плоскостями $x = \pm 0,5 \cdot \tau$. Скалярный магнитный потенциал ψ этого поля удовлетворяет двумерному уравнению Лапласа [18]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

и должен являться синусоидальной функцией x с периодом $2 \cdot \tau$. Помимо того, магнитные линии этого поля должны быть нормальны к упомянутым плоскостям $x = \pm 0,5 \cdot \tau$. А, при соблюдении условия $z = 0$, производная $\frac{d\psi}{dx}$ должна претерпевать разрыв, равный λ . Поэтому, для первой гармоники поля, решение уравнения (3) можно искать в виде:

$$\psi_1 = \Psi_1(z) \cdot \cos(\pi \cdot \tau^{-1} \cdot x) \quad (4)$$

В случае $z = 0$, должно соблюдаться равенство:

$$-\left(\frac{d\psi_1}{dx}\right)_+ + \left(\frac{d\psi_1}{dx}\right)_- = \lambda_{1A} \quad (5)$$

Путём подстановки (4) в (3), может быть получено уравнение:

$$\frac{d^2 \psi_1}{dz^2} - \alpha^2 \cdot \psi_1 = 0 \quad (6)$$

$$\alpha = \pi \cdot \tau^{-1}, \quad (7)$$

решение которого, при соблюдении условия (5), имеет вид

$$\Psi_1 = \pm \frac{\Lambda_1}{2 \cdot \alpha} \cdot e^{\mp \alpha z} \quad (8)$$

В таком случае, для потенциала ψ_1 и составляющих напряжённости поля в области $z > 0$ могут быть получены выражения

$$\psi_1 = \frac{H_1}{\alpha} \cdot \cos(\alpha \cdot x) \quad (9)$$

$$H_{1x} = H_1 \cdot \sin(\alpha \cdot x); \quad H_{1z} = H_1 \cdot \cos(\alpha \cdot x); \quad (10)$$

$$H_1 = 0,5 \cdot \Lambda_1 \cdot e^{-\alpha z}, \quad (11)$$

где H_1 – модуль напряжённости поля.

Результаты метаанализа полученных решений свидетельствуют о том, что величины, характеризующие поле индуктора, с возрастанием координаты z убывают по экспоненциальному закону. Специальные же расчёты [20] демонстрируют рациональность наличия между статором и ротором ЛАД зазора порядка $2 \cdot \tau \cdot \pi^{-1}$. При этом $\alpha \cdot z = 2$ и $e^{-\alpha z} = 0,135$. То есть, величины, характеризующие поле на указанной высоте, составляют лишь 13,5 % их значений у поверхности статора. Это является характерной особенностью двигателей рассматриваемого типа. Решение уравнения (3) для магнитного поля, создаваемого высшими пространственными гармониками тока, отличается от приведенного заменой α на $k \cdot \alpha$, где k – номер гармоники. Из этого следует, что высшие гармоники поля убывают при увеличении значения координаты z значительно быстрее, чем первая. Поэтому их влияние – пренебрежимо мало даже на сравнительно небольших расстояниях от якоря. Например [20], при $\alpha \cdot z = 2$, амплитуда третьей



гармоніки напруженності поля менше, чем у поверхності якоря, в 400 раз, амплітуда п'ятої – в 2200 раз и так далее.

Приведенные соображения свидетельствуют о том, что при определении величин, характеризующих взаимодействие индуктора и якоря ЛАД, влиянием высших гармоник пространственного распределения тока якоря почти всегда можно пренебрегать. В то же время, поскольку высшие гармоники поля этого тока движутся относительно якоря не с синхронной, а со скоростью в k раз меньшей, то, в отличие от первой гармоники этого поля, они воспринимаются индуктором как поля переменные. Поэтому учёт таких высших гармоник поля может оказаться актуальным в случае применения сверхпроводящих материалов, чувствительных к воздействию даже относительно слабых переменных магнитных полей. Исследования, направленные на реализацию такого учёта, должны быть проведены в дальнейшем. В соответствии с отмеченным, везде ниже в пределах настоящего исследования будем пренебрегать высшими пространственными гармониками поля якоря, и рассматривать это поле как изменяющееся вдоль пути синусоидально.

Токи фаз якоря, по определению, образуют симметричную трёхфазную систему и сдвинуты друг относительно друга в пространстве на треть периода, то есть – на $\frac{2 \cdot \tau}{3}$.

Суммарная линейная плотность тока статора при этом изменяется по закону:

$$\lambda_s = 1,5 \cdot \Lambda_{1m} \cdot \sin(\alpha \cdot x - \omega \cdot t). \quad (12)$$

Из последнего выражения следует, что синусоидальное пространственное распределение тока, а поэтому и магнитное поле, создаваемое якорной обмоткой, с течением времени, без изменения формы, как отмечалось, перемещается вдоль оси пути с синхронной скоростью:

$$v_s = \omega \cdot \alpha^{-1} = 2 \cdot f \cdot \tau, \quad (13)$$

где f – частота якорных токов.

Если ротор ЛСД движется с той же скоростью, то, в системе координат, жёстко с ним связанной и совпадающей с неподвижной системой координат при $t = 0$

$$x_r = x - v_s \cdot t, \quad (14)$$

а линейная плотность тока:

$$\lambda_s = 1,5 \cdot \Lambda_{1m} \cdot \sin(\alpha \cdot x_r). \quad (15)$$

Сопоставление выражений (15) и (1) приводит к заключению об их идентичности. Разница между указанными соотношениями состоит лишь в амплитудных описываемых ими величин. Поэтому выражения для составляющих результирующей напряженности поля якоря в подвижной системе координат, в плоскости $z = h$, в которой расположена рассматриваемая якорная обмотка,

$$H_x(h) = H_m(h) \cdot \sin(\alpha \cdot x_r); \quad (16)$$

$$H_z(h) = H_m(h) \cdot \cos(\alpha \cdot x_r); \quad (17)$$

$$H_m(h) = 0,75 \cdot \Lambda_{1m} \cdot e^{-\alpha \cdot h}. \quad (18)$$

В таком случае, согласно (17), для любой μ -ой секции индуктора двигателя вертикальные составляющие результирующей напряженности поля якоря (в подвижной системе координат) для точек 1 и 2, соответствующих активным сторонам этой секции,

$$H_{z_{\mu 1}}(h) = H_m(h) \cdot \cos[\alpha \cdot (-\Delta_{\mu} - 0,5 \cdot \sigma)] = -H_m(h) \cdot \sin(\theta_{\mu} - \nu); \quad (19)$$



$$H_{z_{\mu 2}}(h) = H_m(h) \cdot \cos[\alpha \cdot (-\Delta_{\mu} + 0,5 \cdot \sigma)] = H_m(h) \cdot \sin(\theta_{\mu} + \nu); \quad (20)$$

$$\theta_{\mu} = \alpha \cdot \Delta_{\mu}; \nu = 0,5 \cdot \alpha \cdot (\tau - \sigma), \quad (21)$$

где Δ_{μ} , σ – координата центра масс рассматриваемой секции индуктора в связанной с ротором системе координат, а также продольная протяжённость такой секции.

Тогда горизонтальные продольные силы воздействия магнитного поля якоря на проводники 1 и 2 рассматриваемой μ -ой секции индуктора:

$$\varphi_{x_{\mu 1}} = -\mu_0 \cdot H_{z_{\mu 1}} \cdot l \cdot I_r = \mu_0 \cdot H_m(h) \cdot l \cdot I_r \cdot \sin(\theta_{\mu} - \nu); \quad (22)$$

$$\varphi_{x_{\mu 2}} = \mu_0 \cdot H_{z_{\mu 2}} \cdot l \cdot I_r = \mu_0 \cdot H_m(h) \cdot l \cdot I_r \cdot \sin(\theta_{\mu} + \nu), \quad (23)$$

где I_r , l – ток в секции индуктора, а также длина каждой из её активных сторон; μ_0 – магнитная постоянная, определяющая плотность магнитного потока в вакууме.

Горизонтальная сила $\varphi_{x_{\mu}}$, действующая на всю секцию:

$$\varphi_{x_{\mu}} = \varphi_{x_{\mu 1}} + \varphi_{x_{\mu 2}} = 4 \cdot \mu_0 \cdot a_r \cdot I_r \cdot H_m(h) \cdot \cos(\nu) \cdot \sin(\theta_{\mu}), \quad (24)$$

где $a_r = 0,5 \cdot l$.

Тяговое усилие ЛСД создаётся взаимодействием полей его якоря и N секций индуктора. Поэтому выражению для определения значения этого полного тягового усилия может быть придан вид:

$$\Phi_x = \sum_{\mu=1}^N \varphi_{x_{\mu}} = \Phi \cdot \sum_{\mu=1}^N \sin(\theta_{\mu}); \quad (25)$$

$$\Phi = 3 \cdot \mu_0 \cdot a_r \cdot I_r \cdot \Lambda_m \cdot e^{-\alpha \cdot h} \cdot \cos(\nu). \quad (26)$$

Величина Φ_x пропорциональна косинусу угла ν . Поэтому, для получения максимального тягового усилия ЛСД, необходимо стремиться к возможно большему, при заданном τ , значению σ .

Анализ возможных погрешностей моделирования, связанных с принятыми допущениями, свидетельствует о том, что наиболее существенными из них являются предположения о том, что ширина якоря двигателя бесконечна (и, поэтому, создаваемое им поле – плоскопараллельное), а также – пренебрежение размерами поперечного сечения обмотки индуктора.

У реального ЛСД МЛП ширина якоря, безусловно, конечна, имея тот же порядок, что ширина индуктора и его полюсное деление. Обмотка же индуктора имеет сечение, линейные размеры которого соизмеримы с иными размерами секций. Исходя из этого, уточнение модели двигателя, направленное на повышение адекватности описания его динамики, должно быть направлено, прежде всего, на отказ от двух указанных допущений.

Учёт влияния конечности ширины ротора двигателя на значения реализуемых им тяговых усилий может быть осуществлён [9] введением в выражение (26) соответствующего поправочного коэффициента $\chi_z^{(h)}$. При этом указанному выражению может быть придан вид:

$$\Phi = 3 \cdot \chi_z^{(h)} \cdot \mu_0 \cdot a_r \cdot I_r \cdot \Lambda_m \cdot e^{-\alpha \cdot h} \cdot \cos(\nu); \quad (27)$$



$$\chi_z^{(h)} = e^{\alpha \cdot h} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\kappa_n}{n \cdot \beta \cdot a_r} \cdot R_n \cdot e^{-R_n \cdot \alpha \cdot h} \cdot \sin(n \cdot \beta \cdot a_r); \quad (28)$$

$$R_n = (1 + n^2 \cdot \beta^2 \cdot \alpha^{-2})^{0.5} \quad \forall n \in [1, \infty], \quad (29)$$

где $\kappa_n \quad \forall n \in [1, \infty]$ – коэффициенты разложения в ряд Фурье функции:

$$\tilde{\Lambda}(y) = \Lambda \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n \cdot \cos(n \cdot \beta \cdot y); \quad (30)$$

$$\beta = \pi \cdot (2 \cdot a_s + b)^{-1}. \quad (31)$$

где a_s, b – половина реальной ширины статора двигателя, а также интервал, принимаемый при искусственной периодизации его поля.

В частности, если принять

$$b = a_s = a_r, \quad (32)$$

то, после преобразований, выражение (28) может быть приведено к виду:

$$\chi_z^{(h)} = e^{\alpha \cdot h} \cdot \left(\frac{3}{\pi}\right)^2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} R_n \cdot n^{-2} \cdot e^{-R_n \cdot \alpha \cdot h} \cdot \sin\left(n \cdot \frac{\pi}{3}\right). \quad (33)$$

В соответствии с первоначальным допущением, проводники обмотки индуктора рассматривались как бесконечно тонкие нити. В действительности же, сечение проводников – конечно и, в пределах этого сечения, напряжённость действующего на проводник внешнего магнитного поля может заметно изменяться. В связи с этим, силы, рассчитанные с учётом свойств поля в центре сечения, могут отличаться от истинных. Поскольку, по конструктивным соображениям, обмотка индуктора будет, скорее всего, иметь прямоугольное поперечное сечение, то анализ проводится именно для этого случая.

Предполагая, что ток распределён по сечению каждого проводника рассматриваемой обмотки, имеющего ориентацию нормали к оси пути, равномерно с плотностью:

$$\rho = I_r \cdot s^{-1} = I_r \cdot 0,25 \cdot p^{-1} \cdot q \cdot -1, \quad (34)$$

где $2 \cdot p, 2 \cdot q$ – ширина и высота поперечного сечения такого проводника.

Сила взаимодействия поля, создаваемого этим током, с якорным полем двигателя может быть описана выражением [20]:

$$f_x = k_{rx} \cdot f_{x0} \quad (35)$$

где f_{x0} – значение той же силы, полученное в предположении, что весь упомянутый ток сосредоточен в нити, проходящей через центр поперечного сечения проводника. Величина же

$$k_{rx} = \left[1 - \frac{p^2 - q^2}{6} \cdot \alpha^2 + \frac{3 \cdot p^4 - 10 \cdot p^2 \cdot q^2 + 3 \cdot q^4}{360} \cdot \alpha^4 + \dots \right] \quad (36)$$

представляет собой поправочный коэффициент, учитывающий конечность размеров поперечного сечения проводника и зависящий как от соотношения этих размеров между собой, так и с полюсным делением двигателя τ .

Рассуждения, подобные приведенным, могут быть проведены относительно любого проводника индукторной обмотки. В таком случае, окончательно, с учётом конечности



как ширины якоря ЛСД, так и размеров сечения проводников его индуктора, тяговое усилие двигателя может быть описано совокупностью выражений (25), (29), (32), (33), а также соотношения, подобного (26), (27) и преобразованного к виду:

$$\Phi = 3 \cdot \chi_z^{(h)} \cdot k_{rx} \cdot \mu_0 \cdot a_r \cdot I_r \cdot \Lambda_m \cdot e^{-\alpha \cdot h} \cdot \cos(\nu) \quad (37)$$

Выводы и перспективы дальнейших исследований. Полученная математическая модель возникновения тягового усилия ЛСД, в процессе реализации им электромеханического энергетического преобразования, базируется на использовании полевой парадигмы исследования, что гарантирует высокую физическую адекватность, точность, а также умеренную ресурсоёмкость такого исследования [8, 9, 20]. Этим исчерпывающе достигнута цель описанного его этапа. Следующий этап должен состоять в высокорелевантной трансформации указанной математической модели в адекватную компьютерную.

В процессе электромеханического преобразования, между различными элементами ЛСД МЛП, помимо тяговых усилий, возникает немало иных взаимодействий, в том числе, механического характера [9, 16, 20]. Однако, как отмечалось, целью настоящего исследования является получение корректного описания возникновения тягового усилия ЛД МЛП. Поэтому, в процессе грядущих исследований динамики электромагнитной подсистемы (ЭМП) МЛП, должны быть, в частности, построены и модели иных, отличных от тяговых, взаимодействий ЭМП и МП поезда.

В качестве одной из предпосылок проведения настоящего исследования было введено предположение о пренебрежимо малом влиянии высших гармоник пространственного распределения поля якоря ЛСД на текущие значения реализуемого им тягового усилия. В то же время, поскольку указанные высшие гармоники поля движутся относительно якоря со скоростью, которая в k раз ниже синхронной, то, в отличие от первой гармоники этого поля, они воспринимаются индуктором как поля переменные. Поэтому учёт таких высших гармоник поля может оказаться актуальным в случае применения в двигателе СПОВ, чувствительных к воздействию даже относительно слабых переменных магнитных полей. Исследования, направленные на реализацию такого учёта, должны быть проведены в дальнейшем.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Веселовский О. Н. Линейные асинхронные двигатели / О. Н. Веселовский, А. Ю. Коняев, Ф. Н. Сарапулов. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 256 с.
2. Коськин Ю. П. Синхронные машины с немагнитным ротором / Ю. П. Коськин, Л. А. Цейтлин – Л. : Энергоатомиздат, 1990. – 280 с.
3. Ямамура С. Теория линейных асинхронных двигателей / Пер. с англ. – Л. : Энергоатомиздат, 1983. – 180 с.
4. Транспорт с магнитным подвесом / [В. И. Бочаров, Ю. А. Бахвалов, В. А. Винокуров, В. Д. Нагорский]. – М. : Машиностроение, 1991. – 314 с.
5. Винокуров В. А. Линейный синхронный двигатель с гиперпроводящей обмоткой возбуждения / В. А. Винокуров, А. А. Аршинов, Т. А. Тараканов // Тр. Моск. ин-та инж. ж.-д. трансп., Вып. 572. – М., 1977. – С. 65-77.
6. Kolmand M. M. Themagneplane: Guided electromagnetic flight / M. M. Kolmand, R. D. Thornton // Proc. Apple. Supercond. Conf. – Annapolis, Md, 1972. – P. 110-117.
7. Takahashi T. Combined system for propulsion and guidance of magnetically suspended vehicles / T. Takahashi, N. Maki, T. Miyashita // Proc. of the fifth International Cryogenic Engineering Conference (ICEC-5) – Kyoto, 1974. – P. 78-81.
8. Высокоскоростной наземный транспорт с линейным приводом и магнитным подвесом / [В. И. Бочаров, В. А. Винокуров, И. П. Исаев и др.; под ред. В. И. Бочарова, В. Д. Нагорского]. – М. : Транспорт, 1985 – 279 с.



9. Герасев О. А. Трехмерная модель линейного синхронного двигателя / О. А. Герасев, Ю. П. Коськин, Л. А. Цейтлин // Изв. АН СССР, сер. энергетика и транспорт. – 1979. – № 2 – С. 49-60.
10. Сика З. К. Электродинамическая левитация и линейные синхронные двигатели транспортных систем / З. К. Сика, И. И. Куркалов, Б. А. Петров – Рига : Зинатне, 1988. – 258 с.
11. Kiene V. Электродинамическая система подвешивания в сочетании с ЛСД без активного железа в новейших экспериментах ЯНЖД // Elektrische bahnen. – 1973. – Bd 44, № 4. – P. 6-9.
12. Atherton D. L. High speed Maglev studies in Canada / D. L. Atherton, A. R. Eastham // Proc. of the fifth International Cryogenic Engineering Conference (ICEC-5). – Kyoto, 1974 – P. 46-50.
13. Buchberger H. Fahrzeugaattributione mit synchronen linearmotoren / H. Buchberger, W. Leitgeb // Elek. Bahnen. – 1975. – V. 46, № 4. – P. 82-85.
14. Kolmand M. M. The magneplane: Guided electromagnetic flight / M. M. Kolmand, R. D. Thornton // Proc. Appl. Supercond. Conf. – Annapolis, Md., 1972 – P. 129-137.
15. Ross J. A. Transportation system with integrated magnetic suspension and propulsion // In : NEREM 72 Rec. – Boston Mass., 1972 – pt. 1 – New York, 1972 – P. 266-269.
16. Дзензерский В. А. Высокоскоростной магнитный транспорт с электродинамической левитацией / В. А. Дзензерский, В. И. Омеляненко, С. В. Васильев, В. И. Матин, С. А. Сергеев – К. : Наук. думка, 2001. – 479 с.
17. Копылов И. П. Электрические машины / И. П. Копылов – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 360 с.
18. Бочаров В. И. Транспорт на сверхпроводящих магнитах / В. И. Бочаров, И. В. Салли, В. А. Дзензерский – Ростов-на-Дону : Из-во РГУ, 1988. – 152 с.
19. Калантаров П. Л. Расчёт индуктивностей : справочная книга // П. Л. Калантаров, Л. А. Цейтлин. – Л. : Энергоиздат. ленингр. отд-ние, 1986. – 488 с.
20. Герасев О. А. Основы теории и расчёта линейного синхронного двигателя для высокоскоростного наземного транспорта / О. А. Герасев, Ю. П. Коськин, Л. А. Цейтлин // Изв. АН СССР, сер. энергетика и транспорт. – 1979. – № 1. – С. 111-122.

Поляков В.О., Хачапурідзе Н.М. ДИНАМІКА ТЯГОВОЇ ПІДСИСТЕМИ МАГНІТОЛЕВІТУЮЧОГО ПОЇЗДА (ПОЛЬОВА ПАРАДИГМА ДОСЛІДЖЕННЯ)

Показані переваги лінійного синхронного двигуна із надпровідною обмоткою збудження для цілей тяги магнітолевітуючого поїзда. Побудова моделі процесу реалізації тягового зусилля такого двигуна визначена в якості цілі статті. Обраний польовий тип парадигми дослідження. Показані його переваги для досягнення визначеної цілі. Шукана модель побудована методами теорії електромагнітного поля. Підведені підсумки дослідження. Виявлені й констатовані його логічно необхідні продовження.

Ключові слова: моделювання, магнітолевітуючий поїзд, лінійний синхронний двигун, польова парадигма дослідження, тягове зусилля.

Polyakov V.A., Hachapurydze N.M. DYNAMICS OF MAGNETIC LEVITATION TRAIN TRACTION SUBSYSTEM (FIELD RESEARCH PARADIGM)

The advantages of linear synchronous engine with superconducting field winding for maglev train traction purposes are shown in this article. The article object is modeling of such engine traction realization process. The field type of research paradigm is selected. The advantages of its using for certain aim achievement is shown. The required model is constructed by electromagnetic field theory methods. The research summary was made. The necessity of its logical continuation was determined and stated.

Keywords: modeling, maglev train, the linear synchronous engine, a field paradigm of research, traction force.