

ДИНАМИКА ТЯГОВОЙ ПОДСИСТЕМОЙ МАГНИТОЛЕВИТИРУЮЩЕГО ПОЕЗДА (ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПАРАДИГМА ИССЛЕДОВАНИЯ)

Поляков В.А., Хачануридзе Н.М.

Институт транспортных систем и технологий НАН Украины, г. Днепрпетровск

Ценность транспортной системы с магнитолевитирующими поездами определяется, в первую очередь, качеством их механического движения. Оно же зависит, в том числе, от динамических свойств компонентов упомянутой системы, основными из которых являются механический и электромагнитный. В работе исследуется динамика автономной тяговой составляющей последнего компонента. Построена компьютерная модель этой динамики. Прогнозировано её дальнейшее использование в процессе исследований глобальной динамики магнитолевитирующих поездов.

Ключевые слова: магнитолевитирующий поезд, линейный синхронный двигатель, исследование динамики, энергетическая парадигма, компьютерная модель.

Актуальность исследования. Магнитолевитирующие поезда (МЛП) являются весьма дорогостоящими, уникальными артефактами. Они эксплуатируются с экстремальными, для наземного транспорта, скоростями. Проблема обеспечения высокого качества их движения приоритетна среди всех, связанных с их созданием. Натурный эксперимент над ними дорог, опасен, а часто и вовсе невозможен. Традиционные теоретические методы исследования протекающих в них процессов также мало эффективны. Поэтому возможно большая часть таких исследований должна выполняться методами математического моделирования, сочетающими многие достоинства теоретических и экспериментальных методов [1].

Выполнение требуемых движений МЛП в целом должно обеспечиваться во взаимодействии всех его подсистем. Среди них – механическая (МП), электромагнитная (ЭМП), аэродинамическая (АДП), термодинамическая (ТДП) и многие иные. Основными из них являются первые две. Но на качество реального движения МП МЛП, являющееся определяющим критерием при глобальной оценке результирующей эффективности рассматриваемой транспортной технологии, влияние, в определённой степени, оказывает функционирование всех слагающих её компонентов.

В полной мере и с требуемым качеством реализация желаемых движений МЛП должна осуществляться в управляемых эксплуатационных режимах. Построение же любого из упомянутых движений, как известно [2], невозможно без определения динамики всех, или, по крайней мере, основных подсистем поезда.

Цель работы. Доминирующим полезным движением МП МЛП является её продольное движение – вдоль оси пути. Оно инициируется тяговой подсистемой поезда – его линейным синхронным двигателем (ЛСД). Поэтому объектом рассмотрения в настоящей работе избрана динамика такого двигателя. Исследование проведено методами математического моделирования и базируется на энергетической парадигме [3].

Решение задачи исследования. Функциональным предназначением ЛСД является реализация тягового усилия F_T . Оно возникает при взаимодействии полей сверхпроводящих экипажных контуров (СЭК) поезда с бегущим синусоидальным полем якорной обмотки (ЯО) ЛСД. В результате этого, электромагнитная энергия частично (за исключением потерь) преобразуется в энергию движения МП МЛП. Выражению для нахождения мгновенного значения продольного (направленного вдоль касательной к осевой линии пути) компонента искомого усилия F_{Tx} может быть придан вид

$$F_{Tx} = \sum_{\chi=1}^{N_s} f_{Tx\chi}, \quad (1)$$

где $f_{T\chi}$, N_s – составляющая тягового компонента, воздействующая на χ -й СЭК МЛП (являющийся χ -м электромагнитным контуром индукторной обмотки ЛСД), а также число таких контуров, установленных на МЛП.

Изменение же каждой из величин $f_{T\chi}$ может быть описано соотношениями [1]

$$f_{T\chi} = \lambda \cdot i_{s\chi} \cdot I_a \cdot M_{sa} \cdot \left[\sin \alpha_{v\chi} \cdot \cos \beta - \sin \left(\alpha_{v\chi} - \frac{2}{3} \cdot \pi \right) \cdot \cos \left(\beta - \frac{2}{3} \cdot \pi \right) - \right. \\ \left. - \sin \left(\alpha_{v\chi} + \frac{2}{3} \cdot \pi \right) \cdot \cos \left(\beta + \frac{2}{3} \cdot \pi \right) \right] \lambda = \pi \cdot \tau^{(-1)}; \quad (2)$$

$$\alpha_{v\chi} = \lambda \cdot x_{v\chi}; \quad \beta = \lambda \cdot \dot{x} \cdot t;$$

где τ – полюсное деление ЛСД; $i_{s\chi}$ – мгновенное значение тока в цепи χ -го СЭК; I_a – амплитудное значение тока в фазе ЯО двигателя; M_{sa} – амплитудное значение взаимной индуктивности между одним из СЭК и фазой ЯО; $\alpha_{v\chi}, x_{v\chi}$ – угловое и линейное смещения χ -го СЭК относительно осевой линии ν -ой катушки ЯО, с которой в текущий момент времени рассматривается электромагнитное взаимодействие указанного СЭК; \dot{x}, t – текущие значения продольной составляющей скорости движения МЛП, а также времени его наблюдения.

Считая, что, благодаря принятым конструктивным мерам, в цепях всех СЭК протекают одинаковые постоянные токи со значением I_s , примем, что

$$i_{s\chi} = I_s = const \quad \forall \chi \in [1, N_s]. \quad (3)$$

Уравнения второго закона Кирхгофа для электрических цепей фаз ЯО ЛСД (вследствие вырожденности таких цепей) имеют, как известно, вид

$$u_\lambda = \frac{d}{dt} \Psi_\lambda + r \cdot i_\lambda \quad \forall \lambda \in [A, B, C], \quad (4)$$

где $u_\lambda, \Psi_\lambda, i_\lambda \quad \forall \lambda \in [A, B, C]$ – напряжения, питающие цепи этих фаз, их полные потокосцепления, а также мгновенные значения протекающих в этих цепях токов; r – активное сопротивление каждой из этих цепей.

Трёхфазная ЯО ЛСД питается от источника синусоидального напряжения, частота которого системой управления поддерживается пропорциональной \dot{x} и обратно пропорциональной τ [1]

$$u_\lambda = U_m \cdot \sin(\pi \cdot \tau^{(-1)} \cdot \dot{x} \cdot t) \quad \forall \lambda \in [A, B, C], \quad (5)$$

где U_m – значение амплитуды упомянутого питающего напряжения.

В то же время [1]

$$\Psi_\lambda = M_{sa} \cdot I_s \cdot \sum_{\nu=\kappa_{\chi s}}^{\kappa_{\chi f}} \sum_{\chi=1}^{N_s} \cos \alpha_{\nu\chi} + L_o \cdot i_\lambda + M_m \cdot (i_\mu + i_\rho) \quad \forall \lambda, \mu, \rho \in [A, B, C]; \quad \lambda \neq \mu \neq \rho, \quad (6)$$

где L_o, M_m – собственная индуктивность фазы ЯО ЛСД, а также взаимная индуктивность между такими фазами; $i_\zeta \quad \forall \zeta \in [A, B, C]$ – мгновенные значения токов в цепях фаз той же ЯО; $\kappa_{\chi s}, \kappa_{\chi f}$ – начальный и конечный (в текущий момент времени) номера катушек ЯО ЛСД, с которыми учитывается электромагнитное взаимодействие χ -го СЭК.

В фазах якоря ЛСД, питаемых напряжениями вида (5), протекают токи

$$i_A = I_a \cdot \cos(\beta); i_B = I_a \cdot \cos(\beta - \frac{2}{3} \cdot \pi); i_C = I_a \cdot \cos(\beta + \frac{2}{3} \cdot \pi). \quad (7)$$

Подставляя, далее выражения (5) – (7) в (4), после преобразований, получаем

$$I_a = \Lambda \cdot \Gamma^{(-1)};$$

$$\Lambda = U_m \cdot \sin \beta + M_{sa} \cdot I_s \cdot \lambda \cdot x \cdot \sum_{\chi=1}^{N_c} \sin \alpha_{v\chi};$$

$$\Gamma = - \{ L_o \cdot \sin \beta + M_m \cdot [\sin(\beta - \frac{2}{3} \cdot \pi) + \sin(\beta + \frac{2}{3} \cdot \pi)] \} \cdot \rho + r \cdot \cos \beta;$$

$$\rho = \lambda \cdot (\ddot{x} \cdot t + \dot{x}).$$

ЯО ЛСД, как правило, секционируется. Тогда считая, что каждая из таких секций состоит из K_s последовательно соединённых катушек, имеем [4]

$$L_o = K_s \cdot L_c + \sum_{i=1}^{K_s} \sum_{j=1}^{K_s} M_{ij} \quad \forall i \neq j, \quad (9)$$

где L_c – собственная индуктивность каждой из упомянутых катушек ЯО; $M_{ij} \quad \forall i, j \in [1, K_s]; i \neq j$ – взаимные индуктивности между теми же катушками.

Поскольку все рассматриваемые катушки считаются линейными, то [4]

$$L_c = \mu_0 \cdot \pi^{(-1)} \cdot \{ a \cdot \ln[2 \cdot a \cdot b \cdot (a+d)^{(-1)}] + b \cdot \ln[2 \cdot a \cdot b \cdot (b+d)^{(-1)}] + 2 \cdot (d-a-b) \};$$

$$d = (a^{(2)} + b^{(2)})^{(0.5)}, \quad (10)$$

где a, b, d – длины сторон и диагонали прямоугольника, имитирующего катушку ЯО; μ_0 – магнитная постоянная.

При определении $M_{ij} \quad \forall i, j \in [1, K_s]; i \neq j$ будем условно считать, что катушки фазовой ЯО ЛСД, включённые в одну секцию такой обмотки с каждой стороны пути, расположены в одной плоскости. Далее, поскольку смежные катушки каждой фазы якорной обмотки отстоят друг от друга на $2 \cdot \tau$, то i -я и j -я из таких катушек отстоят друг от друга на

$$q = (j-i) \cdot 2 \cdot \tau, \quad (11)$$

где i, j – порядковые номера рассматриваемых катушек (одноименной фазы) в секции.

Тогда, значения искомым взаимных индуктивностей определимы [4] согласно выражениям

$$M_{ij} = 0,5 \cdot (L_\alpha + L_\beta - L_\gamma - L_\delta) \quad \forall i, j \in [1, K_s]; i \neq j, \quad (12)$$

компоненты которых $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, L_\delta$ подчинены соотношениям, аналогичным (10)

$$L_\sigma = \mu_0 \cdot \pi^{(-1)} \cdot \{ a \cdot \ln[2 \cdot a \cdot \kappa \cdot (a+v)^{(-1)}] + \kappa \cdot \ln[2 \cdot a \cdot \kappa \cdot (\kappa+v)^{(-1)}] + 2 \cdot (v-a-\kappa) \};$$

$$v = (a^{(2)} + \kappa^{(2)})^{(0.5)} \quad \forall \sigma \in [\alpha, \beta, \gamma, \delta] \quad (13)$$

в которые, для нахождения $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, L_\delta$, вместо κ , последовательно подставляются

$$\alpha = q + b; \beta = q - b; \gamma = \delta = q. \quad (14)$$

Значение величины M_m определимо выражением

$$M_m = \sum_{\lambda=1}^{K_s} \sum_{\varepsilon=1}^{K_s} \mathcal{G}_{\lambda\varepsilon}. \quad (15)$$

При этом величины $\mathcal{G}_{\lambda\varepsilon} \forall \lambda, \varepsilon \in [1, K_s]$, представляющие собой взаимные индуктивности между отдельными катушками различных фаз, описуемы соотношениями, аналогичными (12)

$$\mathcal{G}_{\lambda\varepsilon} = 0,5 \cdot (l_\omega + l_\xi - l_t - l_\varphi) \forall \lambda, \varepsilon \in [1, K_s], \quad (16)$$

где катушки с индексами λ и ε принадлежат всегда различным фазам ЯО, значение индуктивности между которыми подлежит определению. Значения компонентов последних выражений $l_\omega, l_\xi, l_t, l_\varphi$ могут быть получены согласно соотношениям, аналогичным (13)

$$l_\chi = \mu_0 \cdot \pi^{(-1)} \cdot \{a \cdot \ln[2 \cdot a \cdot \psi \cdot (a + \zeta)^{(-1)}] + \psi \cdot \ln[2 \cdot a \cdot \psi \cdot (\psi + \eta)^{(-1)}] + 2 \cdot (\eta - a - \psi)\}; \quad (17)$$

$$\eta = (a^{(2)} + \psi^{(2)})^{(0,5)} \forall \chi \in [\omega, \xi, t, \varphi],$$

в которые, для нахождения $l_\omega, l_\xi, l_t, l_\varphi$, вместо ψ , последовательно подставляются

$$\omega = p + b; \xi = p - b; t = \varphi = p; p = 2 \cdot \tau \cdot (u + \varepsilon - \lambda); u = \begin{cases} \frac{1}{3} \forall \lambda \leq \varepsilon; \\ \frac{2}{3} \forall \lambda > \varepsilon. \end{cases} \quad (18)$$

Значение величины M_{sa} может быть найдено, из рассмотрения коаксиального расположения контуров катушек СЭК и ЯО [4], согласно соотношениям

$$M_{sa} = 0,5 \cdot \mu_0 \cdot \pi^{(-1)} \cdot \{\Sigma_a \cdot \ln[(\Sigma_a + 2 \cdot v) \cdot t' \cdot (\Sigma_a + 2 \cdot w)^{(-1)} \cdot t^{(-1)}] - \Delta_a \cdot \ln[(\Delta_a + 2 \cdot w') \cdot t' \cdot (\Delta_a + 2 \cdot v')^{(-1)} \cdot t^{(-1)}] + \Sigma_b \cdot \ln[(\Sigma_b + 2 \cdot v') \cdot u' \cdot (\Sigma_b + 2 \cdot w)^{(-1)} \cdot u^{(-1)}] - \Delta_b \cdot \ln[(\Delta_b + 2 \cdot w') \cdot u' \cdot (\Delta_b + 2 \cdot v)^{(-1)} \cdot u^{(-1)}] - 4 \cdot (v - w + v' - w')\}; \quad (19)$$

$$\Sigma_a = a_1 + a_2; \Delta_a = a_2 - a_1; \Sigma_b = b_1 + b_2; \Delta_b = b_2 - b_1;$$

$$t = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot \Delta_b^{(2)}]^{(0,5)}; u = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot \Delta_a^{(2)}]^{(0,5)};$$

$$v = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot (\Sigma_a^{(2)} + \Delta_b^{(2)})]^{(0,5)}; w = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot (\Sigma_a^{(2)} + \Sigma_b^{(2)})]^{(0,5)};$$

$$t' = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot \Sigma_b^{(2)}]^{(0,5)}; u' = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot \Sigma_a^{(2)}]^{(0,5)};$$

$$v' = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot (\Sigma_b^{(2)} + \Delta_a^{(2)})]^{(0,5)}; w' = [\Delta_y^{(2)} + 0,25 \cdot (\Delta_b^{(2)} + \Delta_a^{(2)})]^{(0,5)},$$

где a_1, a_2, b_1, b_2 – длины сторон прямоугольников, имитирующих контуры СЭК и ЯО; Δ_y – зазор между плоскостями этих контуров.

Итак, исходя из энергетической парадигмы исследования, математическая модель динамики ЛСД МЛП представима выражениями (1) – (3) и (8) – (19). С использованием системы компьютерной математики Mathematica [5], они были преобразованы в компьютерную модель динамики ЛСД МЛП. В качестве иллюстрации результатов компьютерного эксперимента с такой моделью, на рисунках 1 и 2 приведены осциллограммы $F_{Tx}(t)$, а также

$\dot{x}(t)$ в режимі розгона поезда при частотном – согласно закону (5) – управленні $u_\lambda \forall \lambda \in [A, B, C]$. На рисунках же 3 и 4 приведені аналогічні осцилограмми, відповідуючі амплитудно-частотному управленню теми же напруженнями согласно закону

$$u_\lambda(t) = U_m \cdot th(t \cdot k_{\lambda_i}) \cdot \sin(\pi \cdot \tau^{(-1)} \cdot \dot{x} \cdot t) \forall \lambda \in [A, B, C], \quad (20)$$

где $k_{\lambda_i} \forall \lambda \in [A, B, C]$ – коефіцієнти, определяющие темп наростання амплитуды напруження в фазах ЯО двигателя.

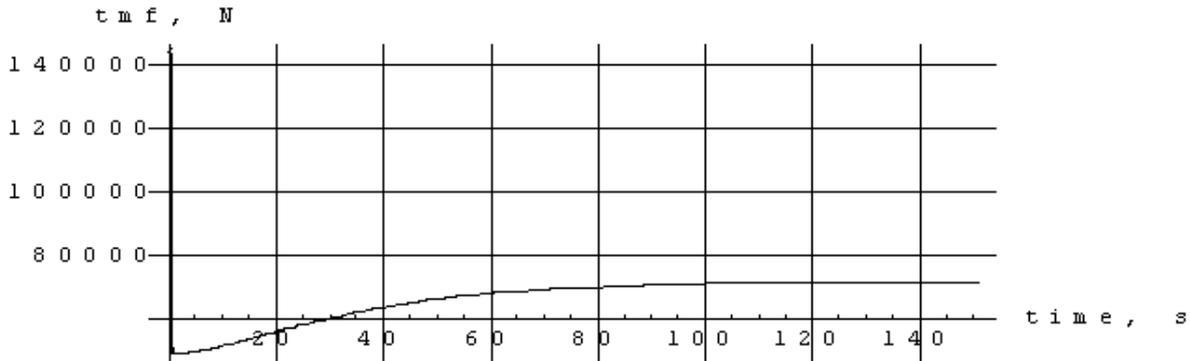


Рисунок 1 – Осциллограмма тягового усилия двигателя при частотном управлении напряжением его ЯО

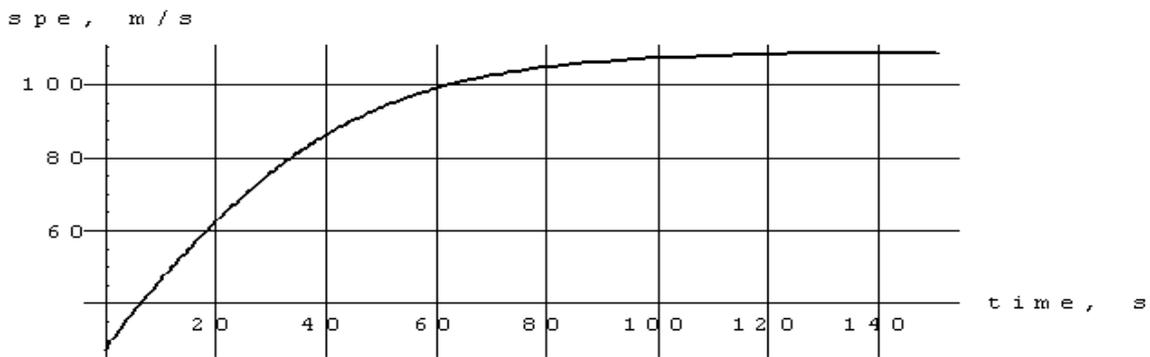


Рисунок 2 – Осциллограмма скорости поезда при частотном управлении напряжением ЯО его ЛСД

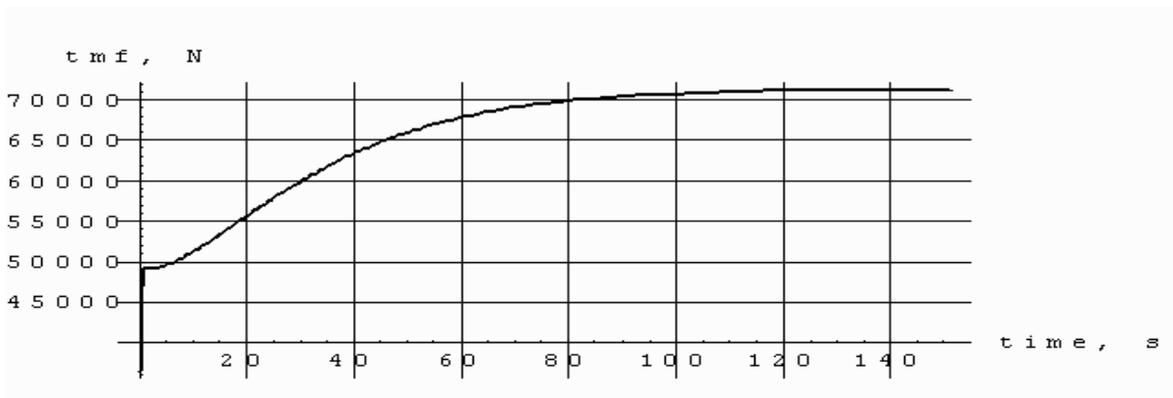


Рисунок 3 – Осциллограмма тягового усилия двигателя при амплитудно-частотном управлении напряжением его ЯО

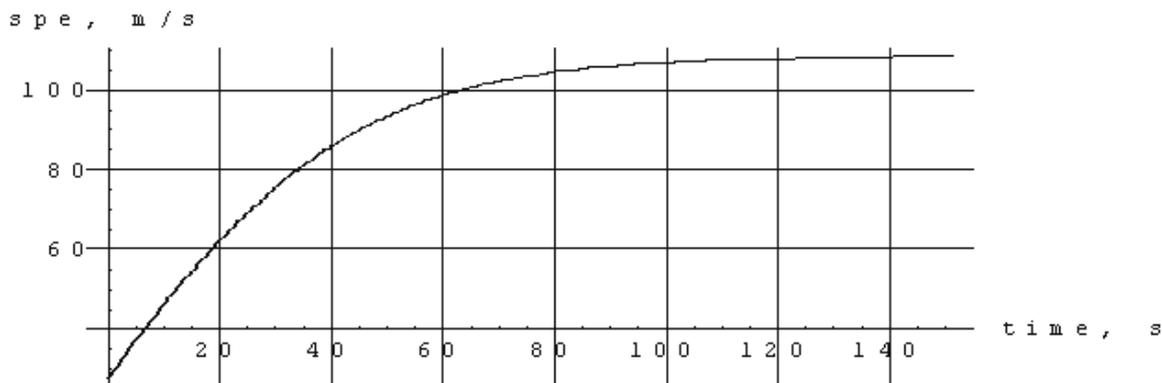


Рисунок 4 – Осциллограмма скорости поезда при амплитудно-частотном управлении напряжением ЯО его ЛСД

Вывод и перспектива продолжения исследования. Анализ этих результатов свидетельствует о работоспособности построенной компьютерной модели динамики ЛСД МЛП а, поэтому, — о возможности, после полной верификации упомянутой модели, её использования в качестве модуля глобальной модели динамики таких поездов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Высокоскоростной магнитный транспорт с электродинамической левитацией / [Дзензерский В. А, Омельяненко В. И., Васильев С. В., Матин В. И., Сергеев С. А.]. – К. : Наук. думка, 2001. – 479 с.
2. Коренев Г. В. Основы механики целенаправленного движения / Г. В. Коренев – М. : Наука, 1980. – 192 с.
3. Бочаров В. И. Транспорт на сверхпроводящих магнитах / В. И. Бочаров, И. В. Салли, В. А. Дзензерский. – Ростов-на-Дону : Изд-во РГУ, 1988. – 152 с.
4. Калантаров П. Л. Расчёт индуктивностей: Справочная книга / П. Л. Калантаров, Л. А. Цейтлин. – Л. : Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. – 488 с.
5. Дьяконов В. П. Mathematica 4.1/4.2/5.0 в математических и научно-технических расчётах / В. П. Дьяконов. – М. : СОЛОН-Пресс, 2004. – 696 с.

Поляков В.О., Хачапуридзе М.М. ДИНАМИКА ТЯГОВОЙ ПДСИСТЕМИ МАГНІТОЛЕВІТУЮЧОГО ПОЇЗДА (ЕНЕРГЕТИЧНА ПАРАДИГМА ДОСЛІДЖЕННЯ)

Цінність транспортної системи з магнітолевітуючими поїздами обумовлюється, у першу чергу, якістю їхнього механічного руху. Вона ж залежить, у тому числі, від динамічних властивостей компонентів заданої системи, основними з яких є механічний і електромагнітний. У роботі досліджується динаміка автономної тягової складової останнього компонента. Побудована комп'ютерна модель цієї динаміки. Прогнозоване її подальше використання у процесі досліджень глобальної динаміки магнітолевітуючих поїздів.

Ключові слова: магнітолевітуючий поїзд, лінійний синхронний двигун, дослідження динаміки, енергетична парадигма, комп'ютерна модель.

Polyakov V.A., Khachapuridze N.M. THE DYNAMICS OF AN ELECTROMAGNETICALLY SUSPENDED TRAIN'S TRACTION SUBSYSTEM

The value of a transport system with electromagnetically suspended trains is defined, first of all, by quality of their mechanical movement. This quality, in turn, depends, including, from dynamic properties of the mentioned system's components, basic of which are mechanical and electromagnetic. The dynamics of an independent traction block of such electromagnetic component is investigated in work. The computer model of this dynamics is constructed. Further use of the mentioned model during researches of electromagnetically suspended train's global dynamics is predicted.

Keywords: electromagnetically suspended train, linear synchronous engine, research of dynamics, energy paradigm, computer model.