

УДК 621.313+538.945+

629.439.027.34:621.318.3

Магнитные подвесы с использованием объемных ВТСП элементов для перспективных систем высокоскоростного наземного транспорта

Л.К. Ковалев, С.М. Конеев, В.Н. Полтавец, М.В. Гончаров, Р.И.Ильясов

Аннотация

Рассматриваются методы расчёта магнитных полей и сил левитации в магнитных подвесах на основе объёмных высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) материалов и постоянных магнитов. Анализируются параметры магнитных систем различной конфигурации. Приводятся экспериментальные и расчетные характеристики крупномасштабной модели экипажа системы высокоскоростного транспорта с магнитным подвесом грузоподъемностью около 600 кг.

Ключевые слова

Высокоскоростной наземный транспорт, магнитный подвес, ВТСП элемент, постоянный магнит, экспериментальная модель.

Введение

Подвесы большинства известных на сегодня высокоскоростных транспортных систем (ВТС) выполнены на базе электромагнитов (например, *Transrapid* в Германии и *Maglev* в Японии [1-3]). Недостатки таких систем – сложная система контроля рабочего зазора между вагоном и магнитным рельсом и высокое энергопотребление.

Новый виток в развитии ВТС в последние годы связан с открытием явления высокотемпературной сверхпроводимости. Так в России, Германии и Китае уже созданы и испытаны макеты ВТС с магнитным подвесом на основе постоянных

магнитов (ПМ) из редкоземельных материалов (РЗМ) и объёмных высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) керамических материалов [3-5]. Как показывают предварительные оценки, использование новых типов бесконтактных магнитных опор на основе ВТСП элементов позволит отказаться от сложных систем стабилизации магнитных опор, увеличить воздушный зазор между основанием магнитного подвеса и вагоном, повысить надёжность и скорость перспективных ВТС.

Ранее в [5] рассматривались аналитические методы расчёта магнитных полей и сил левитации в относительно простых системах магнитного подвеса с ПМ на основе РЗМ и объёмных ВТСП элементов, были приведены результаты расчёта сил левитации маломасштабных макетов высокоскоростного транспорта.

Данная статья посвящена исследованию подвесов с более сложной конфигурацией магнитных систем, даётся сравнительный анализ характеристик таких систем, полученных аналитическими и численными методами, приводятся результаты экспериментального исследования крупномасштабной модели ВТС с магнитным подвесом с использованием объёмных ВТСП элементов, грузоподъёмностью около 600 кг.

Конструктивные схемы магнитных ВТСП опор. На рис. 1 представлены возможные варианты конструктивных схем магнитных опор для перспективных ВТС. Магнитные опоры состоят из основания 1, на котором устанавливаются ПМ 3, над ними вывешивается ВТСП элемент 4. Магнитные моменты ПМ могут быть направлены либо согласно (рис. 1,а), либо навстречу друг другу (рис. 1,б). В первом случае ПМ 3 укладываются на ферромагнитное основание 1 и между ними устанавливаются немагнитные вставки 2, а активная область подвеса располагается над поверхностью ПМ. Эффективность такого подвеса может быть достаточно высокой при значительных зазорах между керамикой и магнитами. При встречном направлении магнитных моментов ПМ между ними обычно располагаются ферромагнитные вставки 2, которые играют роль концентраторов магнитного потока. Эффективность магнитного подвеса со встречным расположением ПМ может быть выше, чем при согласном, при достаточно малых зазорах между ВТСП керамикой и магнитами.

Комбинированная схема расположения ПМ (схема Хальбаха), позволяющая сконцентрировать их суммарные магнитные поля в одном направлении (или по одну сторону от магнитов), приведена на рис. 1,в. Достоинства этой схемы заключаются в отсутствии ферромагнитной подложки и ферромагнитных концентраторов магнитного поля и в достижении более высоких значений магнитной индукции на относительно небольших расстояниях от поверхности ПМ. Эффективным может быть так же использование схемы Хальбаха и в конструкциях магнитных подшипников.

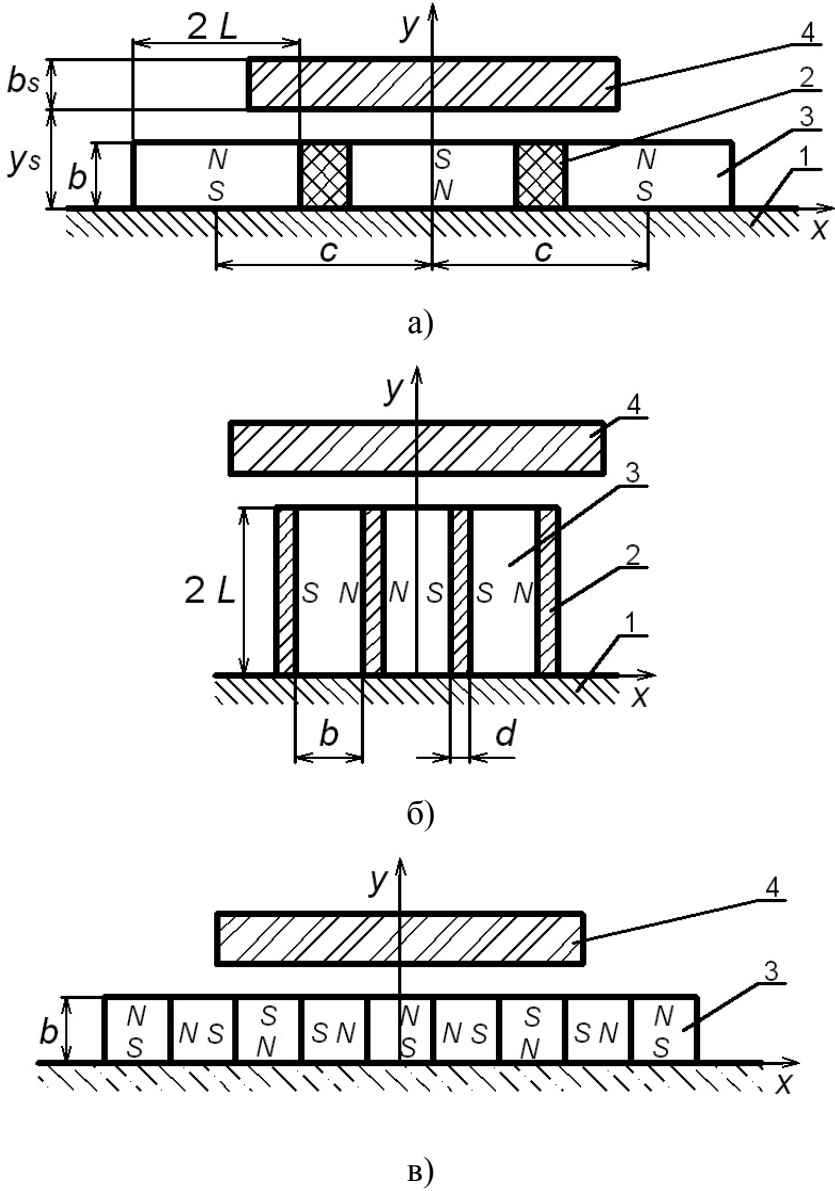


Рис. 1. Схемы расположения ПМ в магнитных ВТСП опорах: а – согласное; б – встречное; в – по схеме Хальбаха).

Выбор той или иной схемы магнитной опоры определяется необходимым значением силы левитации F_y , требуемыми демпферными параметрами опоры, допустимым значением воздушного зазора между подвижным элементом (ПЭ), состоящим из объемных ВТСП элементов, и поверхностью магнитов, стоимостными характеристиками опор и другими факторами.

Методы расчета магнитных опор. Электромагнитные и левитационные характеристики различных конструктивных схем магнитных опор определяются расчетом и исследованием магнитных полей в их активной зоне, что требует аналитического или численного решения соответствующих электродинамических задач. При разработке аналитических методов расчета параметров магнитных подвесов с объемными ВТСП элементами обычно принимается ряд допущений (простая геометрия задачи, постоянство магнитных проницаемостей используемых материалов и т.п.), позволяющих решить полевую задачу и получить достаточно простые аналитические соотношения. При численных методах расчета в получаемых результатах учитывается реальная геометрия конструкции подвеса и реальные свойства используемых материалов (в том числе, нелинейность и анизотропия).

Аналитический метод расчёта магнитных полей в магнитных подвесах с объемными ВТСП элементами был разработан авторами и подробно описан в [5]. Алгоритм сводился к решению в двухмерной постановке обобщённой задачи Неймана – Дирихле относительно векторного потенциала. При этом система уравнений магнитостатики сводилась к двумерному уравнению Лапласа. Задача Неймана решалась с использованием формулы Грина. После соответствующих преобразований были получены следующие аналитические зависимости распределения компонент напряжённости поля магнитной системы подвеса:

$$\begin{aligned}
 H_x(x, y) = & \frac{-M_0}{4\pi} \left\{ \ln[(x-L)^2 + (y-b)^2] - \ln[(x-L)^2 + (y+b)^2] - \right. \\
 & \left. - \ln[(x+L)^2 + (y-b)^2] + \ln[(x+L)^2 + (y+b)^2] \right\}; \quad (1) \\
 H_y(x, y) = & \frac{-M_0}{4\pi} \cdot 2 \left(\operatorname{arctg}\left(\frac{x-L}{y-b}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{x-L}{y+b}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{x+L}{y-b}\right) + \operatorname{arctg}\left(\frac{x+L}{y+b}\right) \right).
 \end{aligned}$$

Объемные ВТСП элементы с постоянным значением плотности критического тока. При расчёте сил левитации в [5] использовалась модель критического состояния Бина [6]. Зависимость критического тока от напряжённости магнитного поля внутри объёмного ВТСП элемента принималась постоянной ($J_c(H) = \text{const}$), а глубина проникновения возмущённого магнитного поля с напряженностью H_{xB} в ВТСП керамику, определяемая как $\delta_B = H_{xB}/J_c$, считалась малой по сравнению с размерами ВТСП элемента ($\delta = 2\delta_B/b_s \ll 1$), сверхпроводниковые токи I_s заменялись тонкими поверхностными токовыми слоями и полностью экранировали основной объем ВТСП элемента от внешних магнитных полей. Их значение определялось как удвоенная разность значений касательных составляющих напряжённостей магнитного поля до (H_{xh}) и после (H_{xi}) смещения ПЭ [5]

$$I_s = H_{xB} = 2(H_{xh} - H_{xi}). \quad (2)$$

Следует, однако, отметить, что характерные значения критических плотностей тока для существующих в настоящее время образцов ВТСП керамики J_c составляют $(100-150) \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$. Поэтому при больших значениях напряженности внешних магнитных полей в действительности глубина проникновения δ не является достаточно малой величиной.

При конечном значении δ в расчетах необходимо учитывать ряд дополнительных факторов. Так, в частности, значение напряженности магнитного поля на границе биновских токовых слоев будет отличаться от напряженности возмущённого магнитного поля H_{xB} на поверхности объёмного ВТСП элемента, что эквивалентно смещению диамагнитного экрана внутрь ВТСП элемента на глубину порядка $\delta/2$. При этом снижение магнитной индукции в зазоре между ВТСП керамикой и поверхностью ПМ за счет частичного проникновения магнитного поля в керамику и смещения границы диамагнитного экрана можно учесть с помощью специального коэффициента k_I . Считая, что интегральные магнитные потоки в

магнитном подвесе с идеальным ($\mu_s=0$) и реальным ($\mu_s>0$) ВТСП блоком примерно одинаковы, можно получить для определения k_I следующие соотношения:

при частичном проникновении магнитного поля в ВТСП керамику ($\delta < 1$)

$$k_I = \frac{\sqrt{\Delta^{*2} + 2\Delta^* |H_{xB}^*| - \Delta^*}}{|H_{xB}^*|}, \quad (3)$$

при полном проникновении магнитного поля в ВТСП керамику ($\delta > 1$)

$$k_I = \frac{2 |H_{xB}^*| \Delta^* + 1}{2 |H_{xB}^*| (\Delta^* + 1)}, \quad (4)$$

где $\Delta^* = \frac{\Delta}{b_s}$ - относительный зазор между ВТСП керамикой и ПМ, $H_{xB}^* = \frac{H_{xB}}{J_c b_s}$.

Расчеты показывают, что значение $k_I = 0,5 - 0,9$ - в зависимости от величины зазора Δ и степени проникновения магнитного поля в ВТСП керамику. Таким образом, учет конечной толщины биновских токовых слоев может привести к заметному снижению сил левитации в магнитном подвесе с объемными ВТСП элементами.

Для учёта насыщения ферромагнитного основания и конечности размеров элементов ВТСП подвеса вводится определённый на основе численных расчётов коэффициент $k_\mu = 0,9 - 0,95$.

В итоге напряженность реального возмущённого поля на границе объемного ВТСП элемента с учётом проникновения магнитного поля в ВТСП керамику определяется как

$$H_{xBp} = H_{xB} k_I k_\mu. \quad (5)$$

Объемные ВТСП элементы с переменной зависимостью плотности критического тока $J_c(H)$. В ряде случаев, как показывают экспериментальные исследования [7], критическая плотность тока в ВТСП керамике снижается с ростом

внешнего магнитного поля. При расчёте силы левитации магнитного подвеса с такими ВТСП элементами необходимо использовать модель критического состояния Кима [6]:

$$J_c(H) = \frac{\alpha}{\mu_0(H + H_0)}, \quad (6)$$

где α, H_0 – эмпирические константы.

При этом характер проникновения в объёмный ВТСП элемент возмущённого магнитного поля с напряженностью H_{xB} можно определить из уравнения Максвелла

$$-dH_x/dy = J_c \quad (7)$$

(направление координатных осей соответствует направлению на рис. 1,а). После интегрирования (7) с учётом соответствующих граничных условий ($H_x = H_{xB}$ при $y = y_s$, где y_s – текущая координата нижней поверхности ВТСП элемента), получим зависимость напряжённости проникающего в ВТСП элемент магнитного поля H_x от координаты y для модели Кима [6]:

$$H_x = -H_0 + \sqrt{H_0^2 - \frac{2\alpha}{\mu_0}(y - y_s) + H_{xB}^2 + 2H_0H_{xB}}, \quad (8)$$

где H_{xB} – возмущение напряженности магнитного поля при смещении ВТСП элемента из начального положения y_{s0} , при котором происходит активация ВТСП подвеса, в текущее ($y = y_s$). Значение H_{xB} определяется из соотношений (2) и (5).

Из (8) при $H_x = 0$ можно найти глубину полного проникновения магнитного поля в ВТСП элемент при использовании модели Кима:

$$\delta_K = \frac{(H_{xB}^2 + 2H_0H_{xB})\mu_0}{2\alpha}. \quad (9)$$

Удельная и полная силы левитации в этом случае определяются численным интегрированием как:

$$f_y = \int_0^{\delta_K} J_c B_\Sigma dy = \alpha \int_0^{\delta_K} \frac{H_\Sigma}{(H_\Sigma + H_0)} dy, \quad F_y = L_w \int_{-L_s}^{L_s} f_y dx, \quad (10)$$

где $H_{\Sigma} = H_{\text{ВМ}} + H_x$ – напряженность суммарного магнитного поля в объемном ВТСП элементе, состоящая из напряженности «вмороженного» ($H_{\text{ВМ}}$) и возмущенного (H_x) магнитных полей.

Численные методы расчёта магнитных ВТСП подвесов. Уравнения электромагнитного поля для векторного или скалярного потенциала в областях со сложной конфигурацией границ или с нелинейными характеристиками сред, как правило, не имеют аналитических решений. Такие уравнения решаются обычно численными методами, при которых непрерывное распределение магнитного потенциала заменяется дискретным, что позволяет более точно учесть свойства реальных элементов подвесов при достаточно сложной геометрической конфигурации задачи. Одним из наиболее широко используемых численных методов решения электродинамических задач является метод конечных элементов. В данном исследовании для расчета распределения напряженности магнитного поля в активной зоне магнитного подвеса и силы левитации использовался интегрированный пакет прикладных диалоговых программ *ELCUT v5.2*, позволяющий использовать метод конечных элементов для широкого комплекса нелинейных задач математической физики, в том числе и из области электро- и магнитостатики [8].

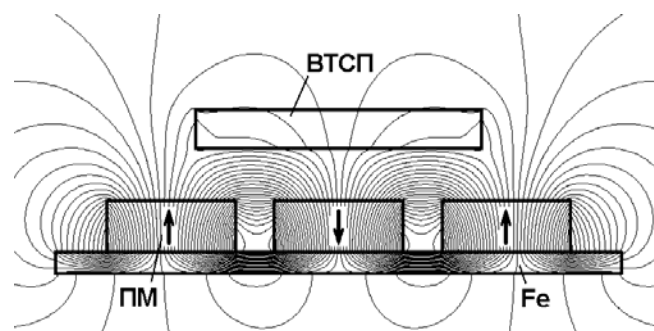
На рис. 2 показаны карты магнитных полей для двух схем магнитных опор с объемными ВТСП элементами, полученные как с помощью аналитических соотношений типа (1) (рис. 2,*а*), так и с использованием пакета *ELCUT v5.2* (рис. 2,*а,б*). При этом размеры ПМ выбирались такими, чтобы их суммарная масса была одинаковой для всех типов магнитных систем.

Рассматривались магнитные опоры, активированные в режиме *field cooling process* (“*fc-process*”), при котором объемными ВТСП элементы переходят в сверхпроводящее состояние во внешнем магнитном поле, а также опоры, ВТСП элементы которых переходят в указанное состояние при отсутствии внешнего магнитного поля, т.е. в режиме *zero field cooling process* (“*zfc-process*”) [5].

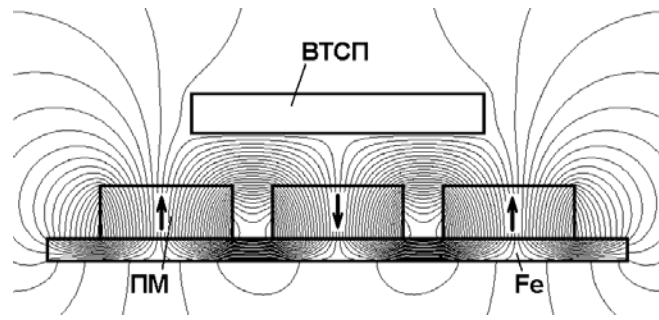
На рис. 2,*а* показана топография магнитного поля в активной зоне магнитного подвеса (с тремя согласно включенными ПМ), активированного в режиме “*fc-process*” при смещении ВТСП элемента на некоторое расстояние h из начального положения. Соответствующая зависимость действующей на ВТСП элемент силы левитации F от

смещения h показана на рис. 3 пунктирной линией. В расчетах значение напряженности «вмороженного» в ВТСП керамику магнитного поля (в начальном исходном положении ВТСП элемента, когда $h=0$) задается в качестве граничного условия при расчете магнитного поля и сил левитации при смещении ВТСП элемента из начального положения. При этом значение критического тока в элементе принимается $J_c \sim 100 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, что позволяет пренебречь влиянием глубины проникновения возмущенного магнитного поля в ВТСП керамику и считать её диамагнитные свойства по отношению к этому возмущению идеальными ($\mu_s=0$).

На рис. 2,б приведена карта магнитного поля в том же ВТСП подвесе (с тремя согласно ориентированными ПМ) с идеальной ($\mu_s=0$) ВТСП керамикой, но активированных в режиме “*zfc-process*” (при отсутствии внешнего магнитного поля). Видно, что при $\mu_s=0$ магнитное поле полностью вытесняется из ВТСП элемента. Однако, как показывают расчеты, при $\mu_s>0$ возмущённое магнитное поле будет проникать в ВТСП керамику, что приведёт к снижению действующей на неё силы левитации. Соответствующие зависимости сил левитации от смещения h при различных значениях μ_s приведены на рис. 3 сплошными линиями. Из рис. 3 следует также, что при активации объемного ВТСП элемента в режиме “*fc-process*” его сила левитации ниже, чем при его активации в режиме “*zfc-process*” (при $\mu_s < 0,15$). Однако существенно лучшей устойчивостью обладает магнитный подвес, в котором объемные ВТСП элементы активируются в режиме “*fc-process*”. Способностью обеспечивать самостабилизацию подвижного элемента на полотне определяется выбор этого режима активации объемных ВТСП элементов магнитного подвеса, в частности, для высокоскоростного транспорта.



а)



б)

Рис. 2. Карты магнитных полей в магнитных ВТСП опорах.

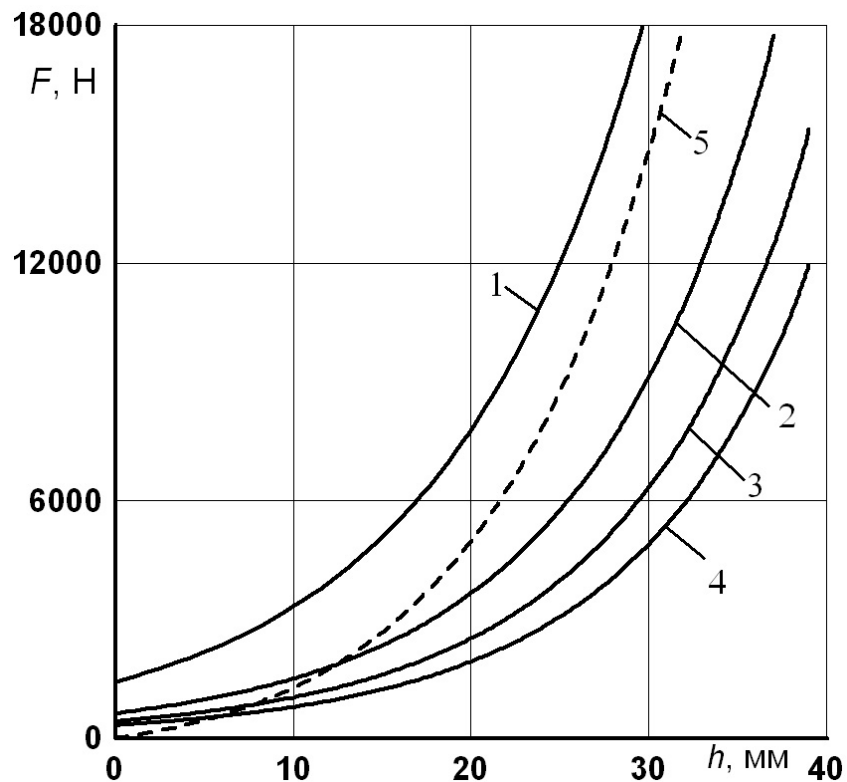


Рис. 3. Левитационные характеристики магнитных ВТСП подвесов при различных режимах их активации (1 – $\mu_s=0$, 2 – $\mu_s=0,25$, 3 – $\mu_s=0,4$, 4 – $\mu_s=0,5$, 5 – *fc-process*)

Сравнительный анализ показал, что в качестве основной базовой схемы магнитной системы подвеса для высокоскоростного наземного транспорта наиболее рационально использовать вертикальную магнитную опору с тремя согласно включёнными ПМ (рис. 1,а), в которой левитационные силы достигают достаточно больших значений. При этом боковые силы, действующие на подвижный элемент вдоль поверхности ПМ, обеспечивают достаточную устойчивость системы при поперечных возмущающих воздействиях.

Экспериментальные исследования магнитных ВТСП подвесов. Известно, что из-за слоистой структуры объемные ВТСП элементы характеризуются ярко выраженной анизотропией практически всех физических свойств. Как показали прямые измерения, критическая плотность тока в плоскости ab много больше, чем в направлении, перпендикулярном этой плоскости (по оси c – это технологическое направление роста монокристалла ВТСП блока). [7]. В связи с этим ориентация объемных ВТСП элементов относительно магнитного поля постоянных магнитов подвеса может оказать существенное влияние на силу левитации.

Для экспериментального определения влияния ориентации блоков ВТСП керамики на силу левитации была проведена серия модельных экспериментов на маломасштабных моделях магнитного подвеса. Исследования показали, что наибольшие значения силы левитации при равных зазорах обеспечивает схема размещения монокристаллов с осью c , направленной перпендикулярно поверхности ПМ.

Очевидно, что ростом толщины массива, состоящего из объемных ВТСП элементов, должна увеличиваться сила левитации. Экспериментальные исследования зависимости силы левитации от смещения при различных значениях толщины ВТСП массива показали, что увеличение толщины массива ВТСП керамики вдвое приводит не к двукратному росту силы левитации, а только на 30-50%. Это объясняется существенно нелинейным уменьшением значения напряженности магнитного поля с увеличением расстояния до поверхности ПМ. При проведении экспериментов было отмечено, что после первого цикла «нагружение–разгрузка» зазор δ_G , определяемый собственным весом платформы, уменьшается на 10-15%. Дальнейшие многократные циклы нагружений не приводят к заметному изменению нового установившегося значения $\delta_{Gуст}$.

На рис. 4,а приведены экспериментальные нагрузочные характеристики вертикального магнитного подвеса при воздействующих на ПЭ внешних сил по двум направлениям: перпендикулярно поверхности ПМ (F_y – вертикальное смещение ПЭ, и вдоль поверхности ПМ по оси x (см. рис. 1,а) (F_x – боковое смещение ПЭ). Эксперименты проводились на маломасштабном макете. Видно, что при смещении вниз платформы с объемными ВТСП элементами ($h > 0$) силы левитации существенно

выше, чем при смещении ее вверх ($h < 0$). Таким образом, вертикальная магнитная опора с объемными ВТСП элементами более эффективна, чем обращенный вертикальный подвес. Значение электродинамических сил при боковом смещении примерно в 5 раз меньше, чем при вертикальных воздействиях на ПЭ, однако они вполне обеспечивают устойчивость системы при поперечных воздействиях на ПЭ.

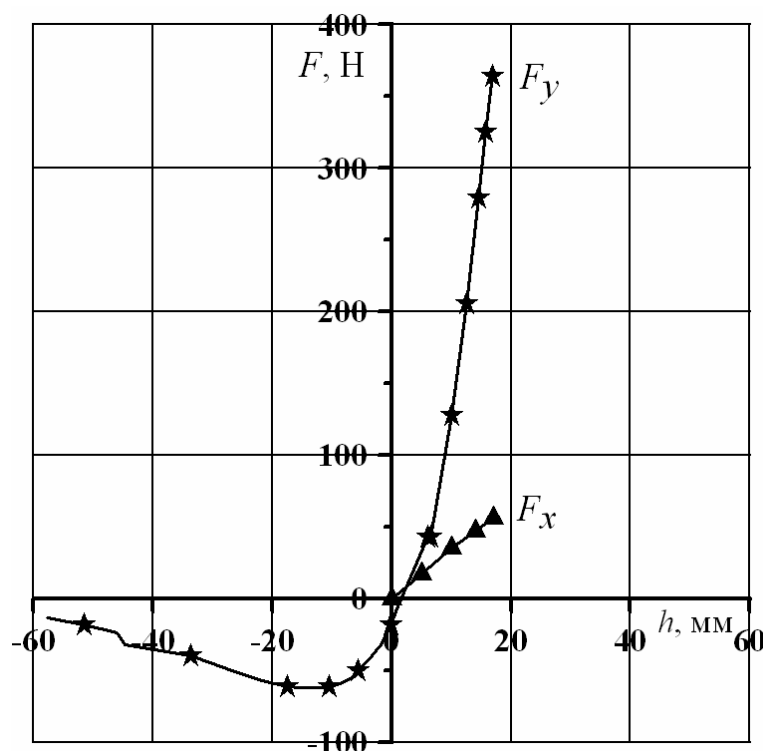
Для проведения экспериментальных исследований и наглядной демонстрации возможностей магнитного подвеса с объемными ВТСП элементами на кафедре 310 МАИ была спроектирована и изготовлена крупномасштабная модель транспортной системы МВТ-600 грузоподъемностью порядка 600 кг. Она состоит из полотна и подвижной платформы с объемными ВТСП элементами, охлаждаемыми жидким азотом. Полотно длиной 5,6 м состоит из двух магнитных рельсов. Ширина колеи составляет 0,6 м. Каждый рельс в поперечном направлении содержит три ряда магнитов из $Nd-Fe-B$, разделенных вставками шириной 15 мм из немагнитного материала. Магниты размером 70x50x20 мм размещены на ферромагнитных швеллерах, используемых в качестве ферромагнитной подложки и силового элемента конструкции. Магниты намагничены по вертикальной оси (их магнитный момент порядка 10^6 А/м) и установлены поперек швеллера с чередующейся полярностью ($N-S-N$).

Левитирующая платформа модели МВТ-600 представляет собой раму из дюралюминиевых профилей, на которой закреплены четыре криостата с ВТСП керамикой и система криогенного обеспечения. Набранный из отдельных блоков массив ВТСП керамики в каждом криостате имеет размеры 111x444x15 мм, при этом ось c блоков направлена перпендикулярно магнитному рельсу. Блоки изготовлены из ВТСП керамики, разработанной и протестированной в институте физики высоких технологий (IPHT, Германия). На раме с криостатами установлен корпус с посадочным местом для пассажира. Масса левитирующей платформы с корпусом и жидким азотом составляет 160 кг.

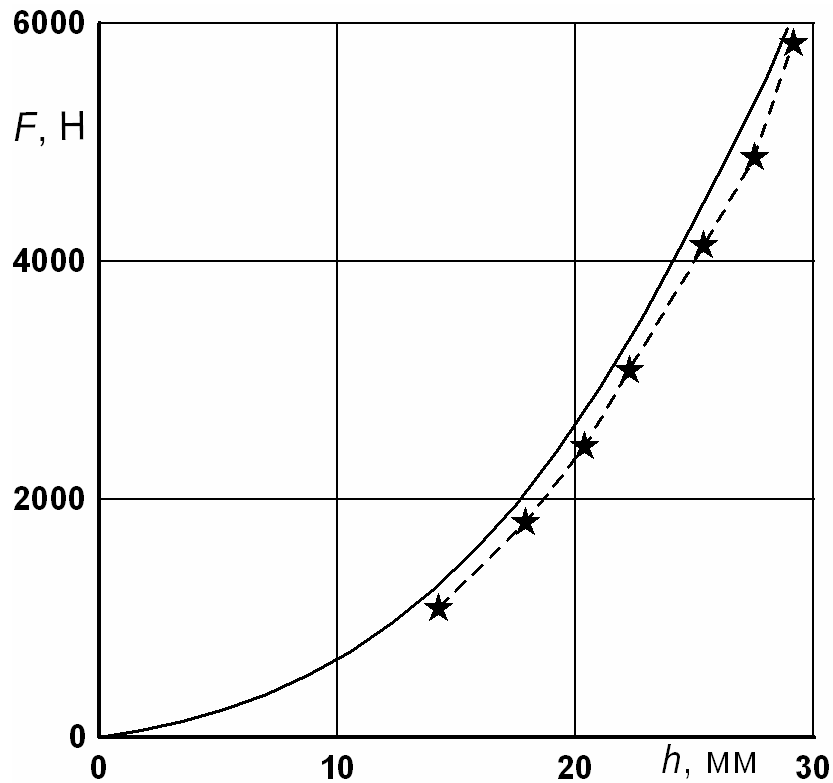
Были проведены экспериментальные исследования левитационных характеристик модели МВТ-600. Начальный зазор δ_0 , при котором производилось перевод ВТСП керамики в сверхпроводящее состояние в магнитном поле (fc -process), составлял 42 мм. На Рис. 4,б показана экспериментальная нагрузочная

характеристика (пунктирная кривая, индексом \star обозначены экспериментальные точки) модели МВТ-600, т.е. зависимость силы левитации F от смещения платформы h из начального положения. Видно, что сила левитации с ростом смещения платформы вниз нелинейно увеличивается.

Сплошная кривая на рис. 4,б представляет соответствующую расчётно-теоретическую нагрузочную характеристику. Расчёты были проведены с учётом различных факторов, влияющих на значение силы левитации. В частности, учитывалось насыщение ферромагнитного основания и конечность размеров элементов подвеса, значение напряженности и глубина проникновения возмущённого магнитного поля в ВТСП керамику, снижение магнитной индукции в зазоре между ВТСП керамикой и постоянными магнитами из-за смещения границы диамагнитного экрана и т.д. Из рис. 4,б видно, что расчётно-аналитические и экспериментальные результаты совпадают с достаточной точностью, что подтверждает достоверность разработанной методики аналитического расчёта сил левитации крупномасштабных магнитных подвесов с объёмными ВТСП элементами и позволяет использовать её при проектировании и создании натуральных образцов таких подвесов для перспективных систем высокоскоростного наземного транспорта.



a)



б)

Рис. 4 – Зависимости силы левитации F от смещения платформы h :
 a – Экспериментальные для маломасштабной модели; $б$ – Экспериментальная и расчётная модели МВТ-600

Заключение

1. Магнитные подвесы с объемными ВТСП элементами, активированные в магнитном поле, создаваемого индуктором на основе постоянных магнитов из РЗМ, обеспечивают высокие значения сил левитации, обладают хорошими демпферными характеристиками и не требуют дополнительных систем стабилизации.

2. Сила левитации магнитного подвеса увеличивается с ростом толщины массива ВТСП керамики, однако эта зависимость имеет нелинейный характер. На исследуемых моделях удвоение ВТСП массива приводило к увеличению сил левитации лишь на 30-50%.

3. Магнитные подвесы, в которых кристаллографическая плоскость объемных ВТСП элементов ab параллельна плоскости постоянных магнитов, имеют лучшие

левитационные характеристики по сравнению с подвесами с иной ориентацией ВТСП элементов относительно магнитного поля подвеса.

4. Из рассмотренных магнитных опор наиболее перспективной является схема с согласным направлением магнитных моментов ПМ. Использование магнитных опор со встречным направлением магнитных моментов ПМ или по схеме Хальбаха, целесообразно лишь при небольших рабочих зазорах, в частности, в ВТСП подшипниках.

5. Результаты испытаний крупномасштабного макета подтверждают достоверность разработанной теории рабочих процессов в магнитных подвесах с объемными ВТСП элементами и показывают перспективность их использования в ВТС.

Библиографический список

[1] Бахвалов Ю.А., Бочаров В.И., Винокуров В.А., Нагорский В.Д. Транспорт с магнитным подвесом. - М.: Машиностроение, 1991.

[2] Proceedings of the MAGLEV'2000, June 7-10-2000, Rio de Janeiro, Brazil.

[3] De Haas O., Schultz L., Beyer C. Superconductivity levitated transport system – the Suprantrans project. Proceedings of 8th International Symposium On Maglev Suspension Technology (ISMST). Dresden, Germany. September 26-28, 2005.

[4] Wang J., Wang S., Zeng Y., Deng C., Ren Z. The present status of the high temperature superconducting Maglev vehicle in China. Supercond. Sci. Technol. 2005, vol. 18.

[5] Ковалев Л.К., Конеев С.М.-А., Ларионов С.А., Полтавец В.Н. Сверхпроводниковые магнитные опоры с объемными ВТСП элементами. Электричество, 2003, №6.

[6] Глебов И.А., Лаверик Ч., Шахтарин В.Н. Электрофизические проблемы использования сверхпроводимости. – Л.: Наука, 1980.

[7] Фишер Л.М. Новые достижения в области высокотемпературной сверхпроводимости и в ее применении. – Электричество, 2001, №9.

[8] Моделирование двумерных полей методом конечных элементов. ELCUT, версия 5.2. Руководство пользователя. – СПб.: Изд. производств. кооператив ТОР, 2005.

Сведения об авторах

Ковалев Лев Кузьмич, профессор, профессор, д.т.н., Московского авиационного института (государственного технического университета), kovalev@mai.ru, 8 (499) 158 45 67.

Конеев Сулейман Мухаммед-Алимович, с.н.с, к.т.н., Московского авиационного института (государственного технического университета).

Полтавец Владимир Николаевич, с.н.с. к.т.н. Московского авиационного института (государственного технического университета) , ilyasov@mai.ru, 8 (499) 158 47 49.

Гончаров Михаил Васильевич. с.н.с., к.т.н., Московского авиационного института (государственного технического университета) , ilyasov@mai.ru, 8 (499) 158 49 43.

Ильясов Роман Ильдусович, с.н.с., к.т.н. Московского авиационного института (государственного технического университета) , ilyasov@mai.ru, 8 (499) 158 47 49.