

УДК 621.3.013

**СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ С ПОСТОЯННЫМИ
МАГНИТАМИ ДЛЯ АДРЕСНОЙ ДОСТАВКИ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ
В ЗАДАННУЮ ОБЛАСТЬ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД**

А.Д.Подольцев, докт.техн.наук, **И.П.Кондратенко**, докт.техн.наук
Институт электродинамики НАН Украины,
пр. Победы, 56, Киев-57, 03680, Украина.
e-mail: podol@ied.org.ua

В работе рассмотрен подход к построению оптимальной магнитной системы, создающей максимальную магнитную силу, действующую на магнитные частицы. Суть подхода состоит в том, что первоначально выбирается базовый вариант магнитной системы, строится на его основе ряд геометрически подобных систем и из этого ряда выбирается система с максимальной величиной силы, действующей на частицы. Показано, что характеристики такой оптимальной магнитной системы зависят от расстояния магнитной частицы до ее поверхности и от физических свойств частицы, в частности, является ли она однодоменной или многодоменной. Рассмотрен пример построения оптимальной магнитной системы и приведены распределения в ней магнитного поля и силы, полученные путем численного расчета и эксперимента. Библ. 10, рис. 9.

Ключевые слова: магнитная система, постоянные магниты, наночастицы, магнитная сила, оптимизация.

Введение. Магнитные наночастицы находят все более широкое применение в биомедицинских исследованиях благодаря следующим обстоятельствам [3, 7, 9]. Во-первых, они имеют контролируемые размеры 2–10 нм, которые значительно меньше размеров биологической клетки (10–100 мкм) или вируса (20–450 нм). Это позволяет им проникать внутрь клетки (или вируса) и воздействовать непосредственно на внутриклеточные структуры. Во-вторых, на наночастицы из материала, обладающего магнитными свойствами, можно оказывать силовое воздействие внешним неоднородным магнитным полем. Это позволяет "бесконтактным" способом управлять движением таких частиц в водных растворах и биологических системах и повышать их концентрацию непосредственно в заданной области, в частности, в зоне новообразованной опухоли. В связи с этим в настоящее время интенсивно развивается научное направление – адресная доставка и локализация магнитных наночастиц в биологических системах. В-третьих, магнитные частицы, находящиеся в потоке крови, при наложении внешнего магнитного поля, способствуют повышению эффективной вязкости крови и принципиально могут приводить к возникновению "управляемых" тромбов в венах и капиллярах, питающих раковые клетки, т.е. к возникновению управляемого физического эффекта блокирования кровоснабжения. Основанный на таком физическом принципе способ терапии опухоли в настоящее время интенсивно изучается. В-четвертых, магнитные частицы, находящиеся во внешнем переменном магнитном поле, поглощают энергию электромагнитного поля, нагреваясь при этом сами и нагревая окружающие их ткани. Такая технология магнитной гипертермии в настоящее время активно исследуется для терапии опухолей (например, [9]).

Использование магнитных наночастиц для биомедицинских исследований является междисциплинарной задачей, для решения которой необходимо привлечение специалистов различного профиля – медиков, биологов, физиков, специалистов в области материаловедения и электродинамики. С точки зрения макроскопической электродинамики отметим следующие основные задачи, от решения которых в значительной мере зависит успешное применение магнитных наночастиц в биомедицине, в частности, при терапии опухолей:

- определение магнитных свойств наночастиц в постоянном магнитном поле и их эффективных свойств в высокочастотном магнитном поле;
- исследование магнитофоретического движения магнитных наночастиц в живых тканях при воздействии внешнего неоднородного магнитного поля, как постоянного так и переменного во времени;
- разработка и создание оптимальных магнитных систем, обеспечивающих эффективное силовое воздействие магнитного поля на наночастицы.

Целью данной работы является анализ некоторых подходов к решению последней из указанных задач – построение оптимальной магнитной системы на основе постоянных магнитов (под оптимальной понимается система, которая оказывает наибольшее силовое воздействие на частицы) для обеспечения адресной доставки и локализации магнитных наночастиц в заданную область в биологической системе. Показано, что при построении таких магнитных систем основными исходными данными являются, во-первых, расстояние до магнитных частиц от поверхности магнитной системы или, что эквивалентно, глубина, на которой необходимо локализовать магнитные частицы в живом организме и, во-вторых, магнитные свойства частиц – являются ли они однодоменными или многодоменными. Предлагаемый подход позволяет также получить ответ на вопрос – какую магнитную систему необходимо синтезировать для наиболее эффективного воздействия на магнитные частицы, находящиеся на заданной глубине относительно поверхности биологической системы.

Построение оптимальной магнитной системы в данной работе на первом этапе применено для случая идеализированной двумерной магнитной системы, для которой существуют аналитические выражения для распределения магнитного поля и силы в ее активной зоне. На втором этапе рассматривается реальная трехмерная конструкция магнитной системы и определяются ее оптимальные геометрические размеры при различном расстоянии магнитных наночастиц от ее поверхности.

Оптимальные характеристики идеализированной магнитной системы. Рассмотрим идеализированную двумерную магнитную систему, состоящую из магнитного полупространства с магнитной проницаемостью $\mu = \infty$, на поверхности которого периодически расположены постоянные магниты чередующейся полярности, бесконечно протяженные вдоль оси y (рис. 1, а). С точки зрения распределения магнитного поля такую систему магнитов можно заменить системой поверхностных токов с линейной токовой нагрузкой, расположенной на поверхности магнитопровода (рис. 1, б) и изменяющейся вдоль оси x по гармоническому закону $J = J_m \cos(\alpha x)$, $\alpha = \pi/\tau$, где τ – полюсный шаг.

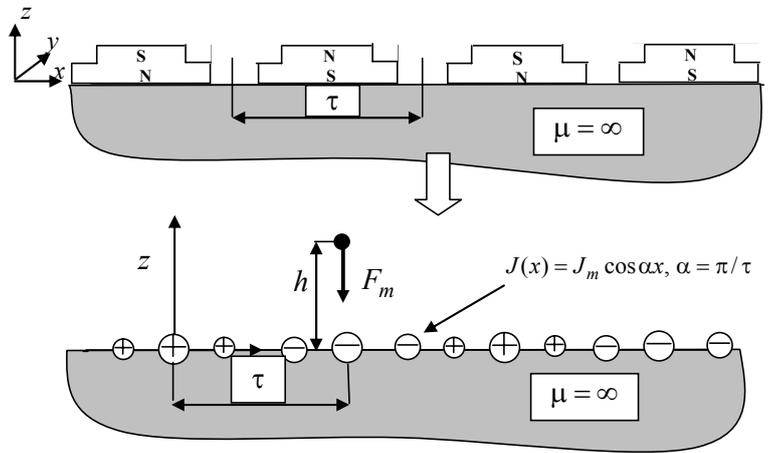


Рис. 1, а, б

Распределение напряженности магнитного поля в такой системе описывается следующей системой дифференциальных уравнений в частных производных [2, 6]:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями на поверхности магнитопровода вида

$$H_x|_{z=0} = J_m \cos(\alpha x), \quad \left. \frac{\partial H_z}{\partial z} \right|_{z=0} = - \left. \frac{\partial H_x}{\partial x} \right|_{z=0} = -\alpha J_m \sin(\alpha x). \quad (2)$$

Полевая задача (1), (2) имеет аналитическое решение [2] следующего вида:

$$H_x = J_m \cos(\alpha x) e^{-\alpha z}, \quad H_z = -J_m \sin(\alpha x) e^{-\alpha z}. \quad (3)$$

Из приведенного решения видно, что характер затухания магнитного поля по мере удаления от поверхности магнитной системы характеризуется величиной полюсного шага τ , причем, уменьшение поля в e раз происходит на расстоянии $\alpha^{-1} = \tau/\pi$. Также для геометрически подобных систем (все размеры изменяются пропорционально) магнитное поле является неизменным – свойство геометрически подобных магнитных систем.

На произвольную магнитную частицу, находящуюся в магнитном поле данной магнитной системы, будет действовать магнитная сила, направленная перпендикулярно к поверхности магнитопровода. Получим далее выражение для расчета этой силы.

Согласно общим положениям электродинамики магнитная частица, обладающая магнитным моментом \mathbf{m} (собственным или индуцированным) и находящаяся во внешнем неоднородном магнитном поле \mathbf{B}_0 , испытывает действие магнитной силы \mathbf{F}_m , вычисляемой согласно выражению [4]

$$\mathbf{F}_m = (\mathbf{m} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0. \quad (4)$$

При расчете величины силы (4), действующей на магнитную наночастицу, следует различать два случая, когда: 1) частица является многодоменной и ее магнитный момент изменяется пропорционально внешнему полю и 2) частица является однодоменной и величина ее магнитного момента по модулю не зависит от величины внешнего поля. Рассмотрим далее эти два случая.

1.1. Многодоменные магнитные частицы. Магнитный момент многодоменной магнитной наночастицы может быть записан как $\mathbf{m} = V_p \mathbf{M}$, где V_p – объем частицы; \mathbf{M} – намагниченность материала, из которого изготовлена частица. В линейном приближении $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$, где χ – магнитная восприимчивость материала частицы; \mathbf{H} – напряженность магнитного поля в объеме частицы.

Будем далее рассматривать только слабомагнитные частицы (их магнитная проницаемость $\mu_r \approx 1$ или магнитная восприимчивость $\chi \ll 1$), когда форма частицы (сфера, эллипсоид и др.) может не приниматься во внимание. Также будем полагать, что взаимное магнитное влияние частиц друг на друга не велико, что справедливо при малой концентрации этих частиц в жидкости. При сделанных предположениях для магнитного поля в объеме частицы справедливо равенство $\mathbf{H} = \mathbf{B}_0 / \mu_0$, а отсюда $\mathbf{M} = \chi \mathbf{B}_0 / \mu_0$. С учетом этого равенства выражение для магнитной силы (4) запишется в виде

$$\mathbf{F}_m = V_p \chi \mu_0^{-1} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_0. \quad (5)$$

Выполним следующие преобразования для случая постоянного магнитного поля, используя уравнение Максвелла $\nabla \times \mathbf{B}_0 = 0$ и математическое тождество из [5]:

$$\nabla (\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_0) = 2 \mathbf{B}_0 \times (\nabla \times \mathbf{B}_0) + 2 (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 = 2 (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_0. \quad (6)$$

Тогда выражение (5) для силы, действующей на многодоменные частицы в неоднородном магнитном поле, примет вид

$$\mathbf{F}_m = V_p \chi \nabla |\mathbf{B}_0|^2 (2\mu_0)^{-1} = V_p \chi \frac{\mu_0}{2} \nabla |\mathbf{H}_0|^2. \quad (7)$$

Используя выражения для магнитного поля (3) и выполняя простые преобразования

$$|\mathbf{H}_0|^2 = H_x^2 + H_z^2 = J_m^2 e^{-2\alpha z}, \quad \nabla |\mathbf{H}_0|^2 = \mathbf{k} (-2\alpha J_m^2 e^{-2\alpha z}),$$

где \mathbf{k} – единичный вектор, направленный вдоль оси z , получим окончательно выражение для магнитной силы в виде

$$\mathbf{F}_m = -\mathbf{k} V_p \chi \mu_0 J_m^2 \frac{\pi}{\tau} e^{-2\pi z / \tau}. \quad (8)$$

Как видно из этого выражения, магнитная сила в любой точке пространства имеет единственную z -компоненту (направлена к источникам магнитного поля – постоянным магнитам или токовому слою) и уменьшается по мере удаления частицы от поверхности магнитной системы таким образом, что уменьшение силы в e раз происходит на расстоянии $\tau / (2\pi)$.

Из анализа выражения (8) вытекает также следующее. Магнитная система с меньшим значением τ создает большее значение силы на ее поверхности, однако по мере удаления от поверхности величина этой силы убывает быстрее. Магнитная система с большим τ характеризуется меньшим значением силы и более медленным уменьшением силы с расстоянием. Отсюда можно предположить, что при заданном расстоянии частицы от поверхности магнитной системы существует оптимальное значение τ этой системы, при котором величина магнитной силы будет наибольшей. С учетом этого и используя выражение для силы (8), сформулируем следующую **оптимизационную задачу**:

– предположим, что магнитная частица с заданными параметрами V_p, χ расположена на фиксированном расстоянии от поверхности $z = h$. Применительно к задачам биомедицины величина h может определяться, например, расположением зоны опухоли по отношению к поверхности живого организма. Требуется определить, какова при этом должна быть магнитная система вида рис. 1, точнее, каково должно быть значение ее полюсного шага τ , чтобы величина силы, действующая на эту частицу, была максимальной?

Рассматривая выражение для силы (8) как функцию τ , запишем выражение для модуля этой силы в более удобном виде

$$F_m = V_p \chi \mu_0 J_m^2 \pi h^{-1} f_F, \quad \text{где } f_F(\tau/h) = h\tau^{-1} e^{-2\pi h/\tau}. \quad (9)$$

Из анализа функции $f_F(\tau/h)$ легко показать, что существует оптимальное значение $\tau = \tau_{opt} = 2\pi h$, при котором функция $f_F(\tau/h)$ принимает максимальное значение, равное $f_F^{max} = 1/(2\pi e)$. Подставляя это выражение в (9), получим максимальную величину силы для оптимальной системы в виде

$$F_m^{max} = V_p \chi \mu_0 J_m^2 (2\pi h e)^{-1}. \quad (10)$$

Из этого выражения видно, что по мере удаления частицы от поверхности (при этом увеличивается размер h) величина магнитной силы для случая оптимальной системы уменьшается обратно пропорционально расстоянию h .

Графическая зависимость функции $f_F(\tau/h)$ по (9) показана на рис. 2. Из этого рисунка видно,

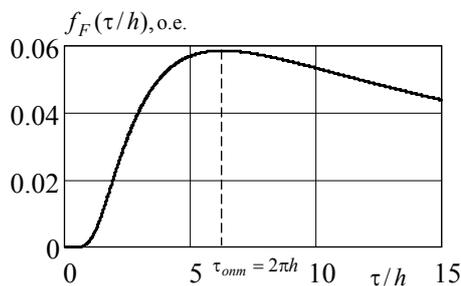


Рис. 2

что эта функция имеет довольно пологий экстремум в точке $\tau = \tau_{opt}$ и поэтому на практике с целью уменьшения веса магнитных материалов на полюсный шаг можно выбирать оптимальное значение полюсного шага магнитной системы в диапазоне $\tau = (0,5 \div 0,8)\tau_{opt} = (0,5 \div 0,8)2\pi h$.

Из полученных данных следует важный вывод о том, что в зависимости от глубины расположения магнитных наночастиц в биологической системе для получения максимальной величины силы необходимо выбирать систему с оптимальным значением полюсного шага, зависящим от этой глубины. При этом, чем глубже залегают частицы, тем больше полюсный шаг должен

быть у магнитной системы.

Для обобщения полученных результатов на магнитные системы более сложной конструкции выполним качественный анализ выражения (8), который позволяет заключить следующее. Если рассмотреть ряд геометрически подобных магнитных систем вида рис. 1, т.е. систем, отличающихся величиной полюсного шага τ при неизменном значении линейной нагрузки (или неизменных свойствах постоянных магнитов), то величина магнитного поля в таких системах согласно (8) принимает одинаковые значения в безразмерных координатах x/τ и z/τ . То есть при увеличении τ величина магнитного поля как функция этих безразмерных координат не изменяется, что является первым из основных свойств геометрически подобных систем. В отличие от этого свойства неизменности магнитного поля, величина магнитной силы, действующей на магнитную частицу в точке с одинаковым значением h/τ , будет уменьшаться с ростом τ , так как определяется пространственной производной от поля. Это обстоятельство назовем вторым свойством геометрически подобных систем.

Для иллюстрации влияния масштабного фактора на уровень магнитной силы на рис. 3 показано построенное согласно выражению (8) семейство кривых для безразмерной силы $F_m/F_0 = e^{-2\pi z/\tau}/\tau$, где $F_0 = V_p \chi \mu_0 \pi J_m^2$, в зависимости от координаты z и при различных значениях τ . Как видно из этого рисунка, с ростом τ величина магнитной силы на поверхности магнитной системы уменьшается по закону $\approx \tau^{-1}$. Также с ростом координаты z , начиная с некоторого расстояния, величина силы будет резко уменьшаться. Пунктирная кривая на этом рисунке показывает максимально возможное значение силы F_{max} для выбранного семейства магнитных систем, которое зависит от расстояния магнитной частицы до поверхности z . Видно, что по мере удаления частицы от поверхности величина максимально возможной силы резко снижается и что для ее получения необходима система с большим полюсным шагом.

1.2. Однодоменные магнитные частицы. Выражение (4) справедливо для силы, действующей на многодоменные частицы. Как известно, например, из [1], частицы, диаметр которых меньше некоторого критического значения, являются однодоменными. К примеру, такой критический диаметр частиц из магнетита равен приблизительно 10 нм. Однодоменные частицы характеризуются собственным магнит-

ным моментом m_p . При воздействии на такие частицы внешнего неоднородного поля \mathbf{B}_0 векторная величина их магнитного момента равна

$$\mathbf{m} = m_p \mathbf{B}_0 / |\mathbf{B}_0|. \quad (11)$$

Здесь полагается, что магнитный момент частицы всегда направлен по внешнему полю \mathbf{B}_0 , что справедливо для времени релаксации частицы $\Delta t \ll T$, где T – период изменения внешнего магнитного поля.

Подставляя выражение (11) в (4) и используя преобразования (6), получим выражение для силы, действующей на однодоменные частицы в неоднородном магнитном поле,

$$\mathbf{F}_m = m_p \nabla |\mathbf{B}_0|. \quad (12)$$

Используя выражения для магнитного поля (3) и выполняя простые преобразования $|B_0| = \mu_0 J_m e^{-\alpha z}$, $\nabla |B_0| = \mathbf{k}(-\alpha J_m e^{-\alpha z})$, где \mathbf{k} – единичный вектор, направленный вдоль оси z , получим окончательно выражение для магнитной силы

$$\mathbf{F}_m = -\mathbf{k} m_p \mu_0 J_m \pi \tau^{-1} e^{-\pi z / \tau}. \quad (13)$$

Как видно из этого выражения, магнитная сила в любой точке пространства также как для случая многодоменных частиц имеет только одну z -компоненту (направленную к источникам магнитного поля – постоянным магнитам или то-

ковому слою), но снижается при удалении частицы от магнитной системы более медленно – уменьшение силы в e раз происходит на расстоянии τ / π .

Подставляя в выражение для силы (13) $z = h$ и рассматривая это выражение как функцию полюсного шага τ , легко показать, что существует максимальное значение силы, реализуемое в системе при $\tau = \tau_{opt} = \pi h$. Таким образом, из проведенных расчетных исследований следует, что оптимальная магнитная система, предназначенная для воздействия на однодоменные магнитные частицы, характеризуется в два раза меньшим значением полюсного шага τ , чем система для случая многодоменных частиц, что связано с более быстрым уменьшением силы, действующей на многодоменные частицы при удалении от поверхности системы.

Для иллюстрации влияния масштабного фактора на уровень магнитной силы, действующей на однодоменные частицы, на рис. 4 показано построенное согласно выражению (13) семейство кривых для безразмерной силы $F_m / F_0 = e^{-\pi z / \tau} / \tau$, где $F_0 = m_p \mu_0 \pi J_m$, в зависимости от координаты z при различных значениях τ . Результаты этого рисунка качественно совпадают с результатами на рис. 3 и отличаются только более медленным уменьшением силы с ростом расстояния.

Таким образом, на первом этапе работы на примере простой идеализированной магнитной системы с постоянными магнитами показано, что характеристики оптимальной магнитной системы зависят от двух факторов – глубины локализации магнитной частицы в биологической системе h и от того обстоятельства, являются ли частицы однодоменными или многодоменными.

На примере упрощенной магнитной системы с полюсным шагом τ также показано, что оптимальная система характеризуется оптимальным значением этого шага, равным $\tau_{opt} = 2\pi h$

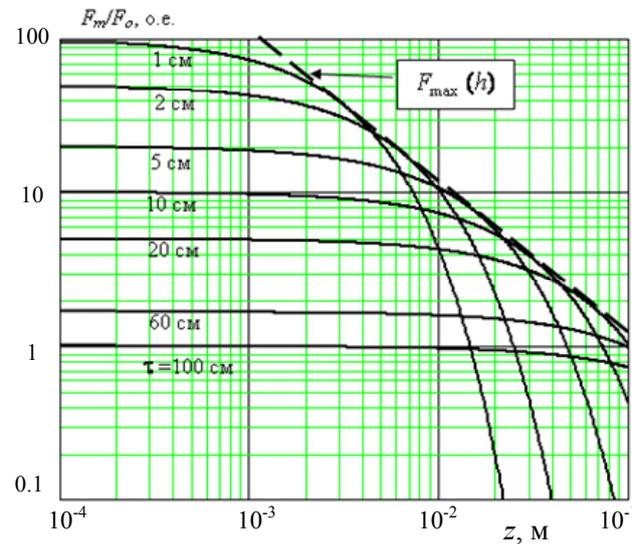


Рис. 3

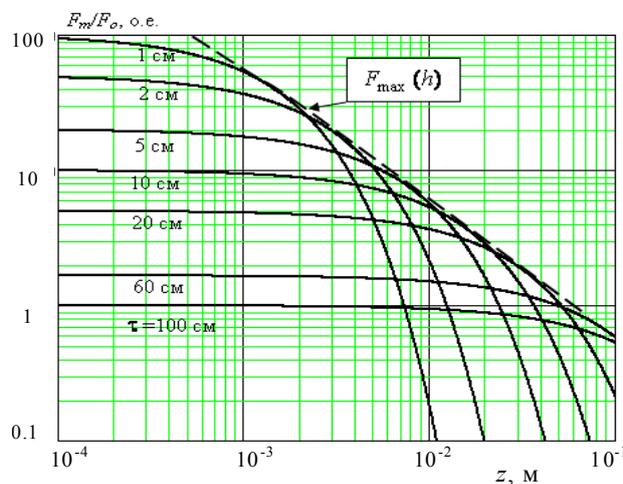


Рис. 4

для случая многодоменных частиц и $\tau_{opt} = \pi h$ – для случая однодоменных частиц. В магнитных системах с $\tau < \tau_{opt}$ величина силы на ее поверхности будет больше, однако эта сила более резко затухает при удалении от поверхности, и в силу этого фактора величина силы на заданной глубине h оказывается меньше, чем у оптимальной системы. Магнитная система с $\tau > \tau_{opt}$, хотя и характеризуется малым затуханием силы, однако имеет меньшее значение силы на поверхности и в силу именно этого фактора величина силы на глубине h оказывается также меньше, чем у оптимальной системы.

Далее обобщим полученные закономерности на трехмерные магнитные системы более сложной структуры, используя при этом численный метод конечных элементов для расчета магнитного поля в их активной зоне.

2. Синтез оптимальной магнитной системы с постоянными магнитами сложной конструкции на основе численного расчета магнитного поля. На практике возникает задача создания и применения магнитной системы более сложной конструкции, магнитное поле в которой может быть рассчитано только численным методом. По аналогии со случаем идеализированной магнитной системы, рассмотренной выше, методика синтеза более близкой к реальности системы с постоянными магнитами предполагает выполнение следующих этапов.

1. Задаются расстояние локализации магнитных наночастиц от поверхности магнитной системы h и их магнитные свойства.

2. Осуществляется выбор базовой конструкции магнитной системы с указанием характерного ее размера – полюсного τ , которая создает максимально возможное значение силы на ее поверхности в определенном классе систем, например, заданного габаритного размера или веса.

3. Для выбранной базовой конструкции магнитной системы выполняется численный расчет магнитного поля и силы, действующей на магнитную частицу, расположенную в ее активной зоне на различном расстоянии от поверхности.

4. На основе базовой конструкции формируется ряд геометрически подобных магнитных систем,

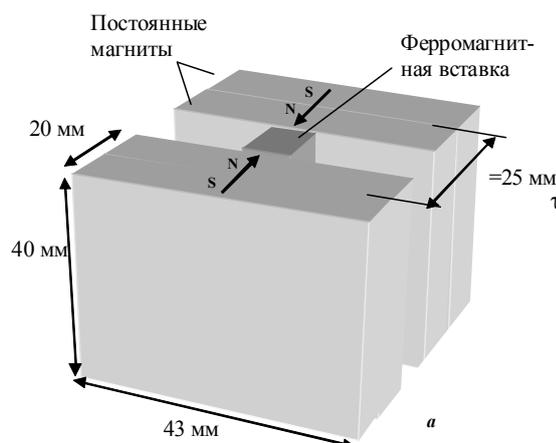


Рис. 5, а, б

и для различных систем из этого ряда рассчитывается численным методом или путем пересчета величина силы, действующая на частицу, расположенную на различном расстоянии h от поверхности этих систем. По результатам расчета строится семейство кривых, характеризующих зависимость силы от расстояния при различных значениях τ , аналогично кривым на рис. 3.

5. Выбирается из указанного ряда та магнитная система, которая создает максимальную по величине силу, действующую на частицу, находящуюся на заданном расстоянии h . Эта система и будет считаться оптимальной магнитной системой в рамках принятого подхода.

6. Рассмотрим далее более подробно реализацию этих этапов, выбирая в качестве базовой конструкцию, показанную на рис. 5. Здесь схематически изображена магнитная система с постоянными магнитами и ферромагнитной вставкой – а), и показана фотография изготовленной такой системы – б). Эта система состоит из четырех плоских постоянных магнитов на основе Nd-Fe-B размерами 43×40×10 мм, намагниченных так, как показано стрелками, и ферромагнитной вставки 5×10×25 мм, обеспечивающей концентрацию магнитного поля в центре. Для сопоставления данной системы с описанной выше идеализированной, будем характеризовать систему на рис. 5 полюсным шагом $\tau = 25$ мм, выбранным как расстояние между центрами двух полюсов из постоянных магнитов.

Распределение магнитного поля в данной системе при отсутствии электрических токов описывается системой уравнений Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении вида

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0 \Rightarrow \mathbf{H} = -\nabla \varphi_m, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (14, 15)$$

где \mathbf{B} – вектор магнитной индукции, \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля, φ_m – скалярный магнитный потенциал.

Будем использовать уравнение состояния для постоянных магнитов вида

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} + \mathbf{B}_r, \quad (16)$$

где μ_r и \mathbf{B}_r – соответственно относительное значение магнитной проницаемости и остаточная магнитная индукция постоянного магнита. Для используемого постоянного магнита на основе Nd-Fe-B $\mu_r = 1,06$ и $B_r = 1,26$ Тл.

Из выражений (14)–(16) после простых преобразований получим следующее дифференциальное уравнение для скалярного магнитного потенциала:

$$\nabla \cdot (\mu_0 \mu_r \nabla \varphi_m - \mathbf{B}_r) = 0. \quad (17)$$

Численное решение этого дифференциального уравнения выполнялось в трехмерном случае с использованием метода конечных элементов, реализованного в пакете программ Comsol [8]. В качестве граничных условий на внешних границах расчетной области задавалось условие магнитной изоляции – нормальная компонента магнитной индукции равна нулю.

После нахождения распределения скалярного потенциала φ_m распределение напряженности магнитного поля определяется как $\mathbf{H} = -\nabla \varphi_m$, а магнитная индукция во внешней области $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. Затем на основании выражений (7) и (12) определяется величина магнитной силы, действующей на магнитные частицы в неоднородном магнитном поле.

Результаты численного расчета величины магнитной индукции в центральном сечении исследуемой магнитной системы показаны на рис. 6, из которого видно, что благодаря магнитной вставке поле концентрируется на ее поверхности и достигает значения $B_{\max} = 1,2$ Тл.

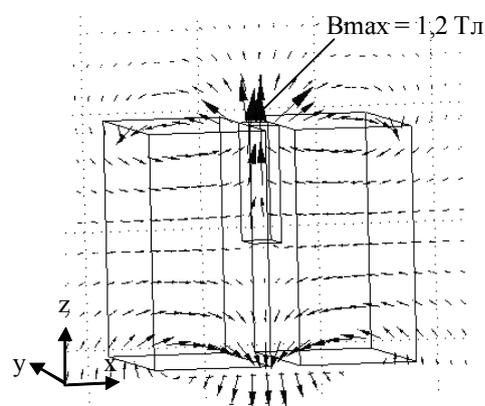


Рис. 6

Расчетное распределение магнитной индукции вдоль прямой, проходящей через центр ферромагнитной вставки перпендикулярно ее поверхности, показано на рис. 7. Полученная зависимость может быть с достаточной для практики точностью аппроксимирована аналитическим выражением

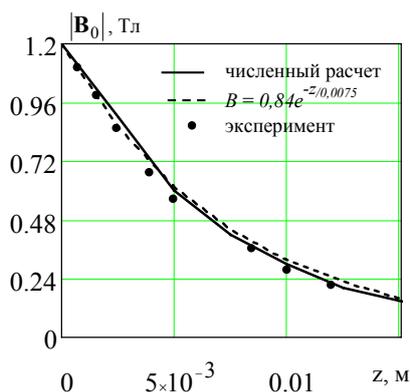


Рис. 7

$$B(z) = 1,2e^{-z/0,0075} \text{ [Тл]}, \quad z \text{ в [м]}, \quad (18)$$

график которого также показан на рис. 7.

Для подтверждения достоверности полученных результатов расчета выполнялось измерение величины магнитной индукции (z -составляющей) на различном удалении от поверхности магнита с помощью прибора ЭМ 4305. Результаты измерений показаны на рис. 7 точками и иллюстрируют хорошее совпадение с расчетами.

На многодоменную частицу, находящуюся в активной зоне исследуемой магнитной системы, будет действовать магнитная сила, пропорциональная согласно выражению (7) величине $\nabla |\mathbf{B}_0|^2$, а на однодоменную согласно (12) – величине $\nabla |\mathbf{B}_0|$. В центральной точке магнитной системы при различном удалении от поверхности (определяется значением z) вектор магнитной индукции \mathbf{B}_0 имеет единственную z -компоненту, которая затухает вдоль координаты z по закону (18). Используя это выражение, величина магнитной силы, действующей на магнитную частицу вдоль координаты z , будет изменяться вдоль координаты z пропорционально следующим функциям:

для многодоменной частицы

$$F_{z,m} \cong -\partial |\mathbf{B}_0|^2 / \partial z = 224e^{-z/0,00375}, \quad (19)$$

для однодоменной частицы

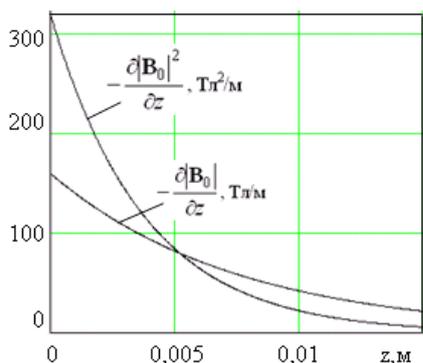


Рис. 8

тема из ряда геометрически подобных будет характеризоваться величиной силы, действующей на магнитную частицу, определяемой следующим образом:

для многодоменной частицы

$$F_{z,m} \cong 320 \cdot 0,025 \tau^{-1} e^{\frac{-z}{0,00375} - \frac{0,025}{\tau}}, \quad (21)$$

для однодоменной частицы

$$F_{z,o} \cong 160 \cdot 0,025 \tau^{-1} e^{\frac{-z}{0,0075} - \frac{0,025}{\tau}}. \quad (22)$$

Эти выражения получены из (19) и (20) путем пропорционального их изменения в зависимости от τ как по амплитуде, так и по координате z .

Из приведенных выражений видно, что при пропорциональном увеличении размеров магнитной системы (или с ростом τ) величина силы уменьшается и при этом увеличивается расстояние, на котором сила уменьшается в e раз по сравнению с ее значением на поверхности.

С использованием выражений для силы (21) и (22) на рис. 9 показано семейство силовых характеристик для ряда геометрически подобных магнитных систем для случая многодоменных a) и однодоменных b) частиц. На этих рисунках также пунктирной линией показана силовая характеристика, обеспечивающая наибольшую силу при расположении частицы на заданном расстоянии z от поверхности магнитной системы. Так, например, магнитная система с полюсным шагом $\tau = 0,025$ м (базовая магнитная система, показанная на рис. 5) является оптимальной для частиц, расположенных на расстоянии $z = h \approx 4$ мм (по данным рис. 9, a для многодоменных частиц – вертикальная пунктирная прямая) и на расстоянии $z = h \approx 8$ мм (по данным рис. 9, b для однодоменных частиц – вертикальная пунктирная прямая). Если взять систему с меньшим полюсным шагом, например, $\tau = 0,01$ м, то по данным рис. 9, a эта система в точке $z = 4$ мм будет создавать меньшую силу из-за быстрого спада величины силы с увеличением расстояния. Если взять систему с большим полюсным шагом, например, $\tau = 0,05$ м, то по данным рис. 9, a эта система в точке $z = 4$ мм будет создавать также меньшую силу из-за общего уменьшения силы при переходе к более масштабным системам. Отсюда видно, что для каждого значения расстояния магнитных частиц до поверхности магнитной системы существует оптимальная система из данного ряда геометрически подобных, создающая максимальную величину силы, действующую на частицы. Выражения (21) и (22) имеют простой вид и их можно исследовать на наличие экстремума по переменной τ при заданном значении $z = h$. Так, после дифференцирования этих выражений по τ и приравнивания полученных выражений нулю, получим оптимальное значение полюсного шага τ_{opt} :

– для многодоменных частиц

$$\tau_{opt,m} = 0,025 / 0,00375 h = 6,7 h, \quad (23)$$

– для однодоменных частиц

$$\tau_{opt,o} = 0,025 / 0,0075 h = 3,3 h. \quad (24)$$

Для сравнения укажем, что для идеализированной магнитной системы $\tau_{opt,m} = 2\pi h$ и $\tau_{opt,o} = \pi h$, соответственно. Эти выражения позволяют выбрать оптимальную магнитную систему при заданной глубине расположения магнитных частиц h . Так, например, при $h=0,02$ м получим для

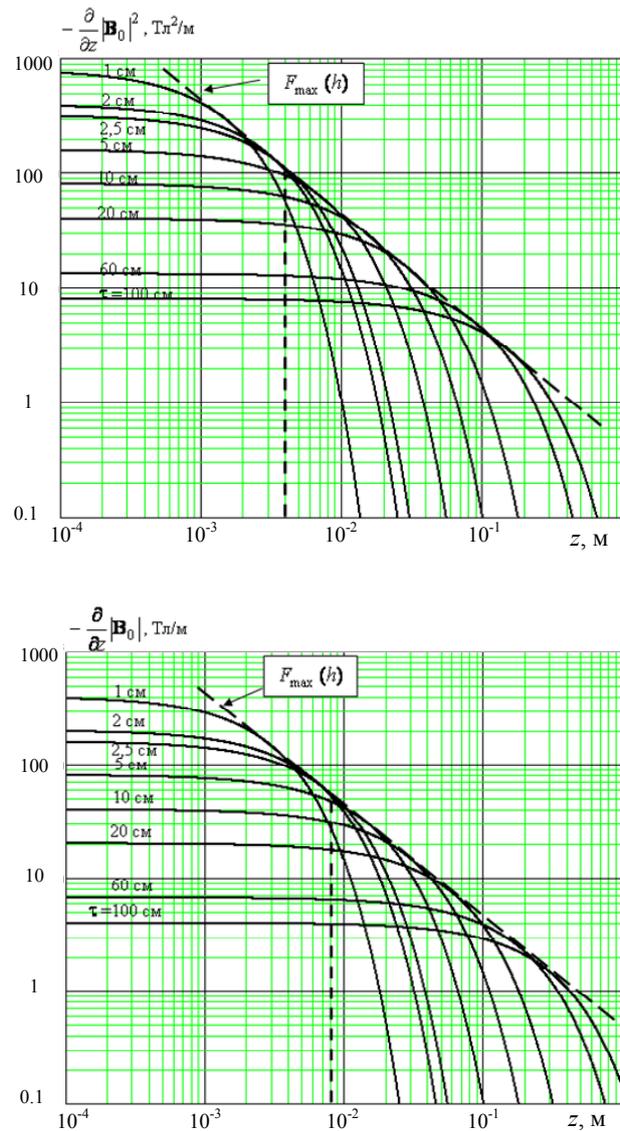


Рис. 9, а, б

случая однодоменных частиц $\tau_{opt} = 3,3h = 0,066$ м. Тогда параметры магнитов и ферромагнитной вставки оптимальной магнитной системы могут быть получены путем увеличения всех размеров базовой конструкции (рис. 5, а) в $0,066/0,025=2,6$ раза и будут следующими: размеры постоянных магнитов – $114 \times 106 \times 53$ мм, ферромагнитной вставки – $13 \times 26 \times 66$ мм.

Заключение. В работе применительно к проблеме создания магнитных систем с постоянными магнитами для адресной доставки магнитных наночастиц в заданную область биологической системы предложен подход к построению оптимальной магнитной системы, создающей максимальную магнитную силу, действующую на частицы в этой области. Суть подхода, основанного на свойствах геометрически подобных систем, состоит в том, что первоначально выбирается базовый вариант магнитной системы, строится на его основе ряд геометрически подобных систем и из этого ряда выбирается система с максимальной величиной силы, действующей на частицы. Показано, что характеристики такой оптимальной магнитной системы зависят, в первую очередь, от двух факторов – глубины расположения магнитной частицы в биологической системе h и от физических свойств частицы – является ли она однодоменной или многодоменной.

На примере идеализированной магнитной системы, характеризующейся полюсным шагом τ , и с использованием аналитического выражения для магнитного поля показано, что оптимальная в рамках такого подхода система имеет полюсный шаг, равный $\tau_{opt} = 2\pi h$ для случая многодоменных частиц и $\tau_{opt} = \pi h$ – для случая од-

нодоменных частиц. В магнитных системах с $\tau < \tau_{opt}$ величина силы на ее поверхности будет больше, однако эта сила более резко затухает с расстоянием от поверхности, и в силу этого фактора величина силы на заданной глубине h оказывается меньше, чем у оптимальной системы. Магнитные системы с $\tau > \tau_{opt}$ хотя и характеризуются более быстрым затуханием силы, однако имеют меньшее значение силы на поверхности и в силу именно этого фактора величина силы на глубине h оказывается также меньше, чем у оптимальной системы.

1. Боровик Е.С., Еременко В.В., Мильнер А.С. Лекции по магнетизму. – М.: Физ.-мат. лит-ра, 2005. – 510 с.
2. Вольдек А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. – Л.: Энергия, 1970. – 272 с.

3. Горбик П.П., Чехун В.Ф., Шпак А.П. Физико-химические и медико-биологические аспекты создания полифункциональных нанокомпозитов и нанороботов / Матеріали конф. "Нанорозмірні системи: будова, властивості, технології". – Київ, 21-23 листопада 2007. – 422 с.
4. Джексон Дж. Классическая электродинамика. – М.: Мир, 1965. – 532 с.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, 1974. – 832 с.
6. Ращепкин А.П., Архипов А.В. Магнитное поле и электродинамические силы в линейной машине с постоянными магнитами // Вісник КДПУ. – 2005. – Вып. 4 (33). – С. 81–84.
7. Розенфельд Л.Г., Москаленко В.Ф., Чекман И.С., Мовчан Б.А. Нанотехнологии, наномедицина: перспективы научных исследований и внедрения их результатов в медицинскую практику // Український медичний часопис. – 2008. – № 5. – С. 63–68.
8. Comsol Multiphysics – www.comsol.com
9. Jordan et al. Magnetic fluid hyperthermia // J. of Magnetism and Magn. Materials. – 1999. – 201 (1999). – Pp. 413–419.
10. Pankhurst Q.A. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine // J.Phys. D. Appl. Phys. – 2003. – 36 (2003). – Pp. 167–181.

УДК 621.3.013

СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНОЇ МАГНІТНОЇ СИСТЕМИ З ПОСТІЙНИМИ МАГНІТАМИ ДЛЯ АДРЕСНОЇ ДОСТАВКИ МАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК У ЗАДАНУ ОБЛАСТЬ БІОЛОГІЧНОГО СЕРЕДОВИЩА

О.Д.Подольцев, докт.техн.наук, І.П.Кондратенко, докт.техн.наук

Інститут електродинаміки НАН України, пр. Перемоги, 56, Київ-57, 03680, Україна.

e-mail: podol@ied.org.ua

У роботі розглянуто підхід до побудови оптимальної магнітної системи, що створює максимальну магнітну силу на магнітні наночастинки. Суть підходу полягає в тому, що спочатку вибирається базовий варіант магнітної системи, будується на його основі ряд геометрично подібних систем і з цього ряду вибирається система з максимальною величиною сили, що діє на частинки. Показано, що характеристики такої оптимальної магнітної системи залежать від відстані магнітної частинки до її поверхні та від фізичних властивостей частинки, зокрема, чи є вони однодомні або багатодомні. Наведено приклад побудови оптимальної магнітної системи і показано розподіл у її активній зоні магнітного поля та сили, які отримано шляхом чисельного розрахунку та експериментально. Бібл. 10, рис. 9.

Ключові слова: магнітна система, постійні магніти, наночастинки, магнітна сила, оптимізація.

SYNTHESIS OF THE OPTIMAL MAGNETIC SYSTEM WITH PERMANENT MAGNETS FOR DRUG DELIVERY OF MAGNETIC NANOPARTICLES IN BIOLOGICAL ENVIRONMENT

O.D.Podoltsev, I.P.Kondratenko

Institute of Electrodynamics National Academy Sciences of Ukraine,

pr. Peremohy, 56, Kyiv-57, 03680, Ukraine.

e-mail: podol@ied.org.ua

The approach of synthesis of the optimal magnetic system with permanent magnets, creating of maximum magnetic force on nanoparticles is proposed. This approach consists of that originally gets out base variant of the magnetic system, a row is built on his basis geometrically similar systems and from this row the system gets out with maximal in size forces, operating on particles. It is shown that parameters of optimal magnetic system depend on distance of magnetic particle to its surface and from physical properties of particle, in particular, whether are it one-domain or multi-domain. The example of construction of the optimum magnetic system is shown and results of distribution of the magnetic field and force obtained by numeral calculation and experimental method are considered. References 10, figures 9.

Key words: magnetic systems, permanent magnets, nanoparticles, magnetic forces, optimization.

1. Borovik E.S., Eremenko V.V., Milner A.S. Lectures on magnetism. – Moskva: Fiziko-matematicheskaja literatura, 2005. – 510 p. (Rus)
2. Voldek A.I. Induction magnetohydrodynamic machine with liquid armature. – Leningrad: Energiia, 1970. – 272 p. (Rus)
3. Gorbik P.P., Chekhun V.F., Shpak A.P. Physico-chemical and medico-biological aspects of the creation of nanocomposites // Mezhdunarodnaia konferenciia "Nanorozmirmi systemy: budova,vlastyvoli, tekhnologii". – Kyiv, 21-23 November, 2007. – 422 p. (Rus)
4. Jackson J. Classical electrodynamics. – Moskva: Mir, 1965. – 532 p. (Rus)
5. Korn G., Korn T. Handbook on mathematics. – Moskva: Nauka, 1974. – 832 p. (Rus)
6. Rashchepkin A.P., Arkhipov A.V. Magnetic field and electrodynamics forces in linear motor with permanent magnets // Visnyk Kremenchutskogo Derzhavnogo Politekhnicnogo Universytetu. – 2005. – Vol. 4 (33). – Pp. 81–84. (Rus)
7. Rosenfeld L.G., Moskalenko V.F., Chekman I.S., Movchan B.A. Nanotechnology and nanomedicine // Ukrainyskyi medychnyi chasopys. – 2008. – № 5. – Pp. 63–68. (Rus)
8. Comsol Multiphysics. – www.comsol.com
9. Jordan et al. Magnetic fluid hyperthermia // J. of Magnetism and Magn. Materials. – 1999. – 201 (1999). – Pp. 413–419.
10. Pankhurst Q.A. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine // J.Phys. D. Appl. Phys. – 2003. – 36 (2003). – Pp. 167–181.

Надійшла 02.11.2012

Received 02.11.2012