

Левитация в поле несверхпроводящей катушки со стабилизацией магнитного потока

© Е.К. Кошурников

ООО „Нева-Магнит“,
195257 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: evgeny.koshurnikov@magnet.spb.su

(Поступило в Редакцию 16 августа 2012 г.)

Предложен и продемонстрирован на модели метод обеспечения режима „замороженного потока“ в несверхпроводящей катушке. Показана возможность устойчивой левитации постоянного магнита в поле катушки со стабилизацией магнитного потока и контролем величины среднего тока. Предложенный метод позволяет использовать в физических устройствах особенности взаимодействия постоянного магнита со сверхпроводящим телом, в частности, воспроизвести с помощью несверхпроводящих катушек режим „замороженного“ магнитного потока, сопровождающий процесс устойчивой левитации магнита над сверхпроводящим телом.

Введение. Левитация магнита над сверхпроводящим телом

В идеальном диамагнетике, помещенном во внешнее магнитное поле, наводятся сосредоточенные вблизи поверхности тела незатухающие электрические токи. Магнитное поле этих токов противоположно по знаку внешнему полю, при этом поле внутри тела остается равным нулю. Этот эффект известен как эффект Мейснера [1] и наблюдается он в сверхпроводнике в случае, если внешнее поле не превосходит величину первого критического поля H_{c1} . В практически используемых сверхпроводниках 2-го рода для полей $H > H_{c1}$ сверхпроводник находится в смешанном состоянии, т.е. он неидеально диамагнитен. Поле проникает внутрь него в виде квантов потока (флюксоидов), каждый из которых соответствует отдельной линии потока. Если находящийся в несверхпроводящем состоянии сверхпроводник поместить во внешнее магнитное поле, а затем охладить его до температуры ниже критической $T < T_c$, то в процессе его перехода в сверхпроводящее состояние линии потока перераспределятся внутри него в флюксоиды или связки флюксоидов. Данные „вихри“ закрепляются внутри сверхпроводника на дефектах решетки материала. При попытке изменить внешнее поле вокруг этих дефектов будут индуцироваться незатухающие токи, препятствующие изменению потока, захваченного телом. Тем самым в сверхпроводнике реализуется так называемый режим „замороженного потока“.

За счет данного эффекта обеспечивается левитация постоянного магнита над высокотемпературным сверхпроводником. Наверно, сейчас уже всем знакомы фотографии магнита, левитирующего над пластиной из высокотемпературной сверхпроводящей керамики, помещенной в жидкий азот [2]. Незатухающие токи, индуцированные в керамике при взаимодействии с полем магнита, осуществляют силовое взаимодействие с источником внешнего поля и не требуют подвода энергии извне.

Использование эффекта „замороженного потока“ представляет интерес для применения в узлах физических устройств, в приборах, в системах с магнитными подшипниками, в магнитной подвеске в системах движения и перемещения грузов и других аналогичных по принципу действия устройствах. Для обеспечения левитации объекта требуется только охладить сверхпроводящую керамику и после этого подвесить над ней магнит.

Теперь попытаемся дать ответ на вопрос, можно ли воспроизвести режим „замороженного потока“, характерный для взаимодействия сверхпроводящего тела с постоянным магнитом, при помощи „теплых“ (несверхпроводящих) обмоток.

С этой целью рассмотрим в качестве ячейки, моделирующей элементарный объем сверхпроводящего тела, катушку, через которую проходит поток внешнего магнитного поля, который должен быть „заморожен“ (в дальнейшем мы будем употреблять термин стабилизирован). Будем полагать, что отверстие в катушке будет соответствовать локальной дислокации в сверхпроводнике, а ее ток будет моделировать незатухающий ток, препятствующий изменению потока, сцепленного с катушкой.

При взаимодействии магнитного поля постоянного магнита с короткозамкнутой катушкой, намотанной несверхпроводящим проводом, не произойдет захвата магнитного потока, так как энергия их взаимодействия будет рассеиваться на активном сопротивлении катушки. Однако если с помощью системы управления связать величину внешнего потока, сцепленного с катушкой, с током в катушке таким образом, чтобы ток в катушке создавал встречное магнитное поле, компенсирующее внешний магнитный поток через катушку, то в катушке будет реализован режим „замороженного“ потока.

Если поместить в некоторый объем достаточное число катушек, снабженных подобными схемами управления, то постоянный магнит при взаимодействии с

результатирующим магнитным полем катушек будет вести себя так, как если бы тело было сверхпроводящим. Если питание катушек будет включено после того как магнит поднесен к телу, то дальнейшему изменению его пространственного положения будут препятствовать магнитные силы, появляющиеся при взаимодействии его поля с токами в катушках. То есть в этом случае будет реализован режим левитации постоянного магнита над квазисверхпроводящим телом.

Очевидно, что решение системы дифференциальных уравнений, описывающих временные зависимости токов в катушках и сил, действующих на магнит, является непростой задачей, с учетом того что поля катушек взаимодействуют не только с полем магнита, но и друг с другом. Поэтому не будем пока обсуждать вопрос выбора числа, размеров, ориентации и местоположения подобных катушек в объеме, а попытаемся стабилизировать магнитный поток одной-единственной катушки и осуществить левитацию постоянного магнита в ее поле.

Схема стабилизации магнитного потока в катушке

Схема, обеспечивающая стабилизацию магнитного потока в катушке, показана на рис. 1. В данной схеме помимо собственно катушки с индуктивностью L , в которой предполагается стабилизировать поток, имеется два операционных усилителя A_1 и A_2 , входы и выходы которых включены в диагональ моста, образованного тремя сопротивлениями R_1 , R_2 , R_3 , и активным сопротивлением R_L катушки. При выполнении условия баланса моста ($R_1 \cdot R_3 = R_2 \cdot R_L$) напряжения отрицательной обратной связи операционных усилителей будут равны напряжениям положительной обратной связи. При изменении положения постоянного магнита с намагниченностью μ относительно катушки меняется потокосцепление с ней Ψ , и на зажимах катушки появляется напряжение $u = -d\Psi/dt$, которое прикладывается к входам усилителей (в этом напряжении нет активной составляющей благодаря выполнению условия баланса моста). На выходах усилителей, а следовательно, и на зажимах катушки создается напряжение обратного знака и по катушке начинает протекать ток, создающий магнитный поток обратного знака, компенсирующий изменение потока, вызванное перемещением магнита. То есть после изменения величины потока на $\Delta\Psi$ ток в катушке изменится на величину

$$\Delta i = -\frac{1}{L} \int_0^t u dt = -\frac{\Delta\Psi}{L}. \quad (1)$$

Таким образом, если к катушке поднести магнит и затем включить схему управления, то всякая последующая попытка изменить положение магнита будет приводить к появлению токов в катушке, стремящихся сохранить первоначальный поток, сцепленный с катушкой. То есть

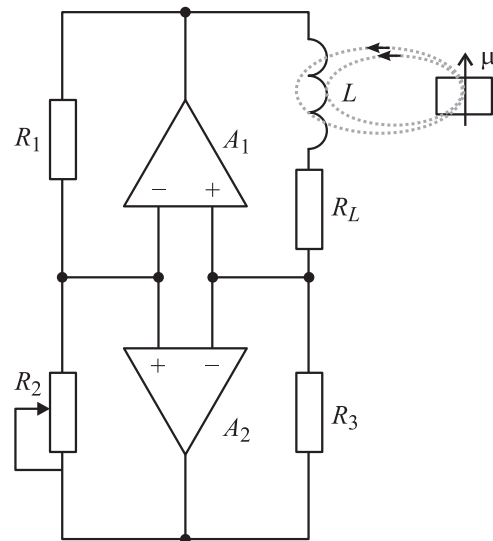


Рис. 1. Схема стабилизации потока в катушке.

в катушке происходит „замораживание потока“ подобно тому, как это происходит в флюксоиде сверхпроводника.

Уравнения движения магнита в поле катушки со стабилизированным потоком

Рассмотрим динамический процесс взаимодействия поля постоянного магнита с полем катушки с током i , магнитный поток которой стабилизирован с помощью схемы, приведенной на рис. 1. Взаимное положение катушки, состоящей из одного витка, расположенного в плоскости горизонта, и цилиндрического постоянного магнита с моментом μ показано на рис. 2. Будем рассматривать случай, когда магнит находится ниже плоскости катушки („подвешен“ в ее поле), так как в процессе левитации это единственно возможное

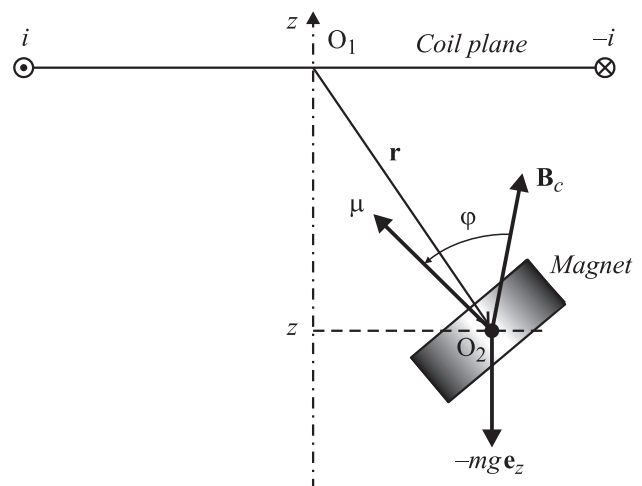


Рис. 2. Катушка с подвешенным постоянным магнитом.

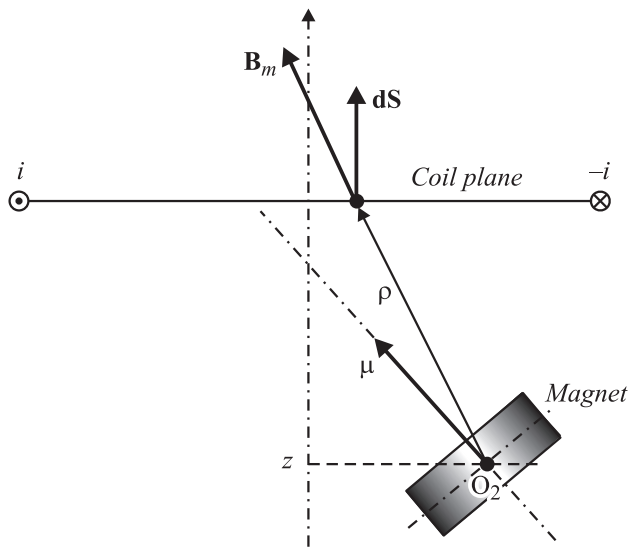


Рис. 3. Пояснение к определению потока вектора индукции постоянного магнита через поверхность S , ограниченную контуром витка.

устойчивое положение магнита относительно катушки. Будем считать, что размеры магнита достаточно малы по сравнению с размерами катушки, а его масса и магнитный момент сосредоточены в геометрическом центре. Запишем уравнения сил и моментов, приложенных к цилиндрическому постоянному магниту, находящемуся в магнитном поле витка с током. Эти условия могут быть записаны в виде системы нелинейных дифференциальных уравнений [3,4]:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = (\boldsymbol{\mu} \cdot \text{grad})\mathbf{B}_c - mg\mathbf{e}_z$$

$$J\ddot{\varphi} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_c, \quad (2)$$

где \mathbf{r} — вектор, отсчитываемый от центра витка с током O_1 и определяющий положение центра постоянного магнита O_2 , g — гравитационная постоянная, $m\ddot{\mathbf{r}}$ — инерциальная компонента силы, действующей на магнит, $\mathbf{B}_c = \mathbf{B}_c(\mathbf{r}, i)$ — вектор индукции поля витка с током i в точке O_2 центра магнита, J — момент инерции магнита относительно оси, перпендикулярной оси его цилиндрической симметрии и проходящей через его центр, $\ddot{\varphi}$ — угловое ускорение вращения магнита относительно оси, перпендикулярной оси его цилиндрической симметрии.

Чтобы учесть взаимодействие магнита с полем катушки, после того как он начинает свободно двигаться под действием силы тяжести и магнитной силы, систему уравнений (2) необходимо дополнить зависимостью величины тока i от положения и ориентации магнита относительно катушки после начала его движения в момент времени $t = 0$. Выражение (1) можно записать в координатах, связанных с магнитом:

$$i = i_i - \frac{1}{L} [\Psi(\boldsymbol{\rho}_i, \mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho})) - \Psi(\boldsymbol{\rho}_i, \mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho}_i))], \quad (3)$$

где i_i — ток в катушке в момент времени $t = 0$, $\Psi(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho})) = \int_S \mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho}) ds$ — потокосцепление поля постоянного магнита с витком, ограниченным поверхностью S (рис. 3), $\mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho})$ — вектор индукции поля магнита, $\boldsymbol{\rho}$ — вектор, отсчитываемый от центра O_2 в координатах постоянного магнита, $\Psi(\boldsymbol{\rho}_i, \mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho}_i))$ — потокосцепление поля постоянного магнита, сцепленного с катушкой в момент времени $t = 0$, ds — вектор элементарной площадки с модулем, равным ее площади, и направлением, перпендикулярным к площадке, выбираемым в соответствии с положительным направлением обхода контура площадки (рис. 3).

Баланс энергий в процессе левитации магнита

Работа пондеромоторных сил магнитного поля dA при перемещении магнита относительно катушки с током равна умноженному на величину тока i изменению потокосцепления поля магнита с катушкой [3]

$$dA = i d\Psi. \quad (4)$$

Полная работа, затрачиваемая на перемещение магнита из точки, характеризуемой вектором $\boldsymbol{\rho}_i$ и потокосцеплением с катушкой $\Psi_i = \Psi(\boldsymbol{\rho}_i, \mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho}_i))$, в точку, характеризуемую вектором $\boldsymbol{\rho}_0$ и потокосцеплением $\Psi_0 = \Psi(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{B}_m(\boldsymbol{\rho}_0))$, запишется в следующем виде:

$$A = \int_{\Psi_i}^{\Psi_0} i d\Psi. \quad (5)$$

С учетом выражения для тока в катушке со стабилизированным потоком (3) последнее выражение можно преобразовать к следующему виду:

$$A = -\frac{1}{L} \int_{\Psi_i}^{\Psi_0} (\Psi - \Psi_i) d\Psi. \quad (6)$$

Работа пондеромоторных сил равна убыли энергии магнитного поля

$$A = -W_m. \quad (7)$$

После интегрирования в выражении (6) получим величину полного изменения потенциальной энергии магнитного поля при перемещении магнита относительно катушки со стабилизированным потоком из точки, характеризуемой вектором $\boldsymbol{\rho}_i$ и потокосцеплением с катушкой Ψ_i , в точку, где потокосцепление равно Ψ_0 :

$$W_m = \frac{[\Psi_0 - \Psi_i]^2}{L}. \quad (8)$$

Половина этой энергии запасается в поле катушки:

$$W_L = \frac{Li^2}{2} = \frac{[\Psi_0 - \Psi_i]^2}{2L}. \quad (9)$$

Другая половина магнитной энергии $W_e = (1/2)W_m$ соответствует энергии взаимодействия полей магнита и катушки. Перемещение магнита в пространстве из исходной точки сопровождается совершением работы в поле гравитации и убылью величины его потенциальной энергии в этом поле:

$$W_g = mg(z_0 - z_i). \quad (10)$$

Поскольку рассматриваемая система консервативна, то уменьшение потенциальной энергии в поле гравитации будет сопровождаться увеличением потенциальной энергии магнитного поля системы витков с током–магнит. В точке устойчивой левитации магнита в поле катушки со стабилизированным потоком должно выполняться равенство:

$$W_m = -W_g. \quad (11)$$

В соответствии с (9), чем быстрее меняется поток при перемещении магнита, тем на меньшее расстояние его необходимо переместить, чтобы обеспечить выполнение условия (11). Поворот магнита относительно его поперечной оси снижает величину потока Ψ_0 , сцепленного с катушкой. Чтобы при этом баланс потенциальных энергий, согласно (11), сохранился, магнит должен сместиться в направлении катушки.

Так, в процессе левитации при качаниях магнита в радиальном направлении он будет находиться на максимальном удалении от катушки при прохождении центральной области, а при удалении от нее (там, где его поток, сцепленный с катушкой, уменьшается) будет, наоборот, приближаться к катушке. С точки зрения минимума потенциальной энергии вращающего момента при повороте магнита относительно поперечной оси его вектор должен быть направлен по вектору магнитного поля катушки. То есть в процессе качаний по радиусу магнит должен перемещаться по некоторой воображаемой вогнутой поверхности.

Следует отметить, что в уравнениях (2), (3) нет членов, отвечающих за демпфирование незатухающих колебаний магнита. Магнит, согласно данным уравнениям, будет осуществлять незатухающие колебания по всем степеням свободы с амплитудами и фазами, зависящими от начальных условий. Спектр колебаний каждого такого осциллятора помимо определяющих собственную частоту осциллятора массы, магнитного момента и жесткости взаимодействия поля магнита с магнитным полем катушки будет зависеть и от формы тока в катушке, на которую одновременно влияют процессы во всех других осцилляторах. В процессе левитации может происходить изменение превалирующих частот в токе за счет изменения амплитуд качаний отдельных осцилляторов. Это обусловлено влиянием на процессы по отдельным координатам фаз и амплитуд колебательных процессов по другим координатам через ток в катушке. При этом будет происходить перераспределение энергий, запасенных в отдельных осцилляторах, например, в колебаниях магнита по вертикали, по радиусу перпендикулярно

вертикальной оси катушки или по углу относительно перпендикулярной оси цилиндрического магнита, а также потенциальной энергии в поле гравитации.

Решение системы уравнений движения магнита в поле катушки со стабилизированным потоком для случая линейного перемещения

Система нелинейных уравнений (2), (3) может быть решена численно с учетом параметров схемы стабилизации потока, например, с использованием программы *Simulink* пакета *Matlab* [5]. Однако задав ограничение, что магнит может перемещаться только вдоль вертикальной оси z , а вектор намагниченности магнита μ имеет только одну компоненту μ_z , можно получить простые аналитические выражения, описывающие движение магнита в поле катушки со стабилизированным потоком.

В общем случае выражение для электромагнитной силы, действующей на магнит, находящийся в поле катушки со стабилизированным потоком, имеет вид [3]

$$f_{\text{magnet}}(z) = (\mu \cdot \text{grad})\mathbf{B}_c. \quad (12)$$

Однако в случае линейного перемещения магнита эту силу в точке z удобнее определить на основании соотношения $f_z(z) = -dW/dz$ в терминах тока катушки и потокосцепления поля магнита с катушкой в системе координат, связанных с центром катушки. С учетом выражения (4) получим силу, действующую на катушку:

$$f_{\text{coil}}(z) = -i \frac{d\Psi(z)}{dz}. \quad (13)$$

Очевидно, что электромагнитная сила, действующая на магнит, будет равна силе, действующей на катушку, но иметь противоположный знак. Подставив в (13) выражение для тока в катушке (3), получим

$$f_{\text{magnet}}(z, z_i) = \left[i_i - \frac{(\Psi(z) - \Psi(z_i))}{L} \right] \frac{d\Psi(z)}{dz}. \quad (14)$$

Будем считать, что в окрестности точки z_0 , относительно которой магнит будет совершать колебательные движения, поток, сцепленный с катушкой, меняется линейно:

$$\Delta\Psi(z) = \Psi'(z_0)\Delta z, \quad (15)$$

где $\Psi'(z_0) = d\Psi(z)/dz|_{z_0}$. Производную потокосцепления поля постоянного магнита с катушкой $\Psi'(z_0)$ можно определить численным дифференцированием выражения для потокосцепления $\Psi(z)$ [6]:

$$\Psi = \frac{1}{i} \int_V \mathbf{J} \mathbf{A} dv, \quad (16)$$

где V — объем катушки, занятый током, \mathbf{J} — вектор плотности тока i в катушке, \mathbf{A} — векторный потенциал

поля, создаваемого постоянным магнитом, в элементе объема катушки dv (выражение для векторного потенциала магнита может быть получено путем замены магнита эквивалентной катушкой и использованием выражений для векторного потенциала соленоида [7]).

Величину z_0 находим из условия, что вес магнита в этой точке должен быть уравновешен электромагнитной силой со стороны катушки (14).

С учетом сделанных допущений запишем уравнение, описывающее перемещение магнита, начинающего движение из точки z_i с начальной скоростью $\dot{z}_i = 0$, при наличии начального тока в катушке i_i :

$$\ddot{z} + \omega^2 z = -g + \frac{\Psi'(z_0)}{m} i_i + \omega^2 z_i, \quad (17)$$

где $\omega^2 = \Psi'(z_0)^2 / (Lm)\omega$ имеет смысл угловой частоты собственных колебаний магнита в окрестности точки z_0 .

Решение уравнения (17) можно записать как

$$z = z_i - \frac{\left[g - \frac{\Psi'(z_0)}{m} i_i \right]}{\omega^2} [1 - \cos(\omega t)]. \quad (18)$$

Из последнего выражения следует, что магнит будет колебаться вокруг средней точки

$$z_0 = z_i - \left[g/\omega^2 - \Psi'(z_0) i_i / (m\omega^2) \right]$$

с амплитудой

$$\Delta z = g/\omega^2 - \Psi'(z_0) i_i / (m\omega^2).$$

Угловая частота колебаний магнита ω пропорциональна производной по координате z от производной потока, создаваемого магнитом в катушке, и обратно пропорциональна корню квадратному из массы магнита, умноженной на индуктивность катушки. Поскольку производная потока убывает с расстоянием, то чем больше расстояние между катушкой и точкой z_0 , относительно которой магнит совершает колебания, тем меньше частота ω и больше амплитуда колебаний Δz .

Изменение тока в катушке после начала движения магнита будет описываться следующим выражением:

$$\Delta i = -\frac{\Psi'(z_0)}{L} (z - z_i). \quad (19)$$

С учетом (18) получим зависимость для тока в катушке:

$$i = i_i + \frac{\Psi'(z_0)}{L} \frac{\left[g - \frac{\Psi'(z_0)}{m} i_i \right]}{\omega^2} [1 - \cos(\omega t)]. \quad (20)$$

Очевидно, что ток i_0 , при котором электромагнитная сила, действующая со стороны катушки, равна весу магнита, будет

$$i_0 = \frac{m \cdot g}{\Psi'(z_0)}. \quad (21)$$

То есть ток катушки обратно пропорционален величине производной потока в точке левитации. В случае если

начальный ток катушки $i_i = i_0$, а магнит находится в точке $z_i = z_0$, то после освобождения его положение и ток в катушке не изменятся ($\Delta z = 0$ и $\Delta i = 0$), так как вес магнита будет уравновешен магнитной силой. Максимальное приращение тока в катушке после начала движения магнита, в случае когда начальный ток равен нулю, будет

$$\Delta i_{\max} = 2 \frac{mg}{\Psi'(z_0)}. \quad (22)$$

Предположим, что в начальный момент магнит находится на расстоянии z_i от центра катушки, ток в которой равен нулю. Будем считать, что потенциальная энергия магнита в этой точке в гравитационном поле равна нулю. Нулю же равна потенциальная энергия магнитного поля системы магнит–катушка со стабилизированным потоком. После того, как магнит освобождается и начинает под действием силы тяжести двигаться вниз, его потенциальная энергия становится отрицательной. В точке z_0 , где происходит уравновешивание силы тяжести электромагнитной силой, он продолжит движение под действием силы инерции. В этой точке максимальна его кинетическая энергия. Когда магнит достигнет предельной точки своей траектории движения $z_i - 2\Delta z$, его потенциальная энергия в гравитационном поле будет минимальна. Потенциальная же энергия магнитного поля при этом достигнет своего максимального значения, численно равного величине потери потенциальной энергии в гравитационном поле. Скорость и кинетическая энергия магнита в этой точке будут равны нулю.

Балансировка моста схемы управления

Вследствие конечной величины коэффициента усиления и дрейфа нуля операционных усилителей, а также вследствие разбалансировки моста из-за температурных коэффициентов сопротивлений, достигнуть полной компенсации потока магнита, проходящего через катушку, на продолжительное время не представляется возможным. Неполная (или чрезмерная) компенсация потока проявляется в изменении величины среднего тока катушки i_0 и, следовательно, в соответствующем изменении положения магнита z_0 (эти величины однозначно связаны между собой через зависимость производной потока от расстояния). Поскольку вблизи катушки при малых значениях z требуется меньший ток для создания силы, компенсирующей вес магнита, то в процессе его левитации при постепенном увеличении тока вследствие дрейфа магнит должен удаляться от катушки, а при уменьшении — приближаться. Если рассматривать режимы работы схемы стабилизации потока для случая, когда мост схемы стабилизации близок к балансу ($R_1 R_3 \approx R_2 R_L$), то условно можно выделить три области:

1. $R_1 R_3 \lesssim R_2 R_L$ — в этом случае в усилителе преобладает отрицательная обратная связь, ток катушки будет постепенно уменьшаться. Магнит, подвешенный в поле

катушки, будет приближаться к ней до тех пор, пока не упрется в нее.

2. $R_1 R_3 = R_2 R_L$ — случай идеального баланса. Ток изменяется во времени только из-за конечной величины коэффициента усиления и температурных зависимостей входных сопротивлений усилителей.

3. $R_1 R_3 \lesssim R_2 R_L$ — преобладает положительная обратная связь, ток катушки увеличивается, и магнит постепенно удаляется от катушки. После достижения максимально возможного тока усилителя магнит падает. Этот режим похож на режим ползучести магнитного потока (*flux creep*) в сверхпроводнике, что проявляется в нем, например, наличием резистивной составляющей в токе через сверхпроводник.

При левитации магнита в поле катушки со стабилизацией магнитного потока не используются датчики, контролирующие положение подвешиваемого объекта. Для случая, когда магнит перемещается только по вертикальной оси, положение магнита (координата z_0), согласно выражению (21), однозначно связано со средним током катушки i_0 . Это позволяет достаточно просто осуществлять контроль положения магнита за счет изменения баланса моста в схеме стабилизации без использования датчиков положения.

В общем случае, когда магнит может перемещаться по всем степеням свободы, на его положение по вертикали помимо влияния баланса моста и параметров операционных усилителей влияет также модуляция потягосцепления магнита с катушкой колебаниями вектора магнитного момента магнита относительно вертикальной оси. В зависимости от начальной амплитуды и фазы эти колебания могут изменять вертикальное положение магнита как в одну, так и в другую сторону. Однако, как показывает практический опыт, даже при значительной амплитуде колебаний магнита по радиусу и вокруг оси, перпендикулярной оси цилиндрической симметрии магнита, зависимость (18) для среднего тока выполняется достаточно точно.

Модель подвеса магнита в поле катушки со стабилизацией потока

С целью практической проверки предложенного метода была изготовлена модель электродинамического подвеса цилиндрического NdFeB-магнита в поле медной катушки. Параметры катушки и магнита подвеса приведены в таблице.

Схема управления подвеса выполнена на микросхеме ТСА0372 [8], содержащей два силовых операционных усилителя с коэффициентами усиления $3 \cdot 10^4 - 10^5$ и выходным сопротивлением 1 Ohm. Мост в схеме образован тремя сопротивлениями: $R_1 = 8.6 \text{ kOhm}$, $R_2 = (1.4 + 0.47) \text{ kOhm}$ и $R_3 = 10 \text{ Ohm}$. Подстройка баланса моста осуществляется за счет переменного проволочного сопротивления 470 Ohm. На рис. 4 показан электродинамический подвес, включающий в себя ка-

Параметры катушки и магнита подвеса

Параметры магнита	
Радиус, m	0.01
Аксиальная длина, m	0.01
Масса, kg	0.0233
Остаточная индукция, T	11.5–12.5
Коэрцитивная сила по намагниченности, Oe	13–15
Параметры катушки	
Внутренний радиус, m	0.02
Наружный радиус, m	0.03
Аксиальная толщина, m	0.015
Число витков	1000
Диаметр провода, mm	0.3
Сопротивление, Ohm	43
Индуктивность, mH	51

тушку, постоянный магнит и нестабилизированный блок питания $\approx 12 \text{ V}$ (250 mA). Схема управления встроена в корпус блока питания.

График зависимости величины вертикальной магнитной силы (14), действующей на постоянный магнит при начале его движения из точки $z_i = -0.0175 \text{ m}$ в поле катушки со стабилизированным потоком, от координаты z приведен на рис. 5. Согласно графику, вес магнита будет уравновешен в точке $\sim -0.0203 \text{ m}$, т.е. после перемещения его из исходной точки на 2.8 mm.

Стабилизация положения магнита в данном модельном подвесе достигается ручной подстройкой баланса моста. Как оказалось, после того как схема выходит на температурный режим после $\sim 10 \text{ min}$, в течение которых требуется подстройка баланса, процесс левитации магнита может быть достаточно долгим (до нескольких минут) без дополнительной подстройки. Стабильной левитации удастся добиться для случая, когда $R_1 R_3 \lesssim R_2 R_L$. Небольшой небаланс моста требуется, по-



Рис. 4. Электродинамический подвес, включающий катушку, магнит и блок питания со встроенной схемой управления.

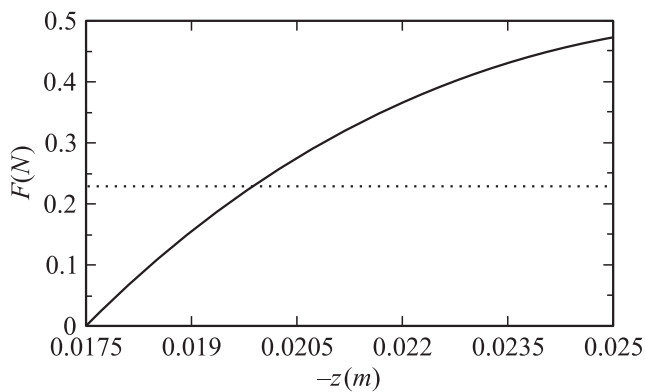


Рис. 5. Зависимость силы, действующей на постоянный магнит со стороны катушки со стабилизированным потоком. Пунктирная линия соответствует весу магнита.

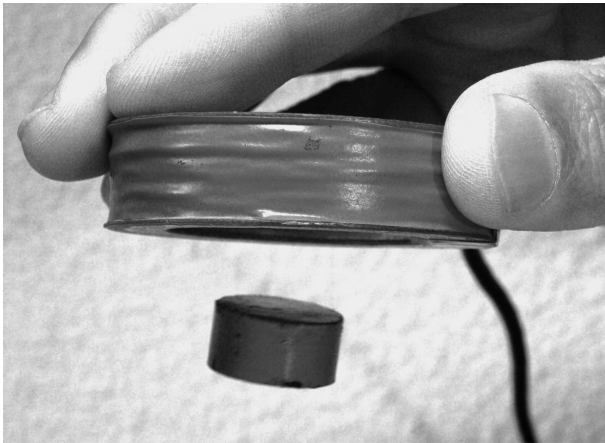


Рис. 6. Подвес постоянного магнита в поле катушки со стабилизированным магнитным потоком.

видимому, чтобы компенсировать конечную величину коэффициента усиления операционных усилителей.

На рис. 6 показан магнит, левитирующий в поле катушки со стабилизированным потоком, а в Интернет-сервисе *YouTube* [9] выложен фильм, демонстрирующий возможности новой схемы стабилизации магнитного потока.

Процесс подвешивания магнита в поле катушки может осуществляться путем первоначального принудительного разбаланса моста, чтобы выполнялось условие $R_1 R_3 < R_2 R_L$. При этом магнит притягивается к каркасу катушки. Затем с помощью подстроечного сопротивления производится балансировка моста до тех пор, пока магнит не повисает в поле катушки на необходимой высоте. Далее продолжается подстройка моста для компенсации температурных коэффициентов. Возможен также вариант подвешивания магнита, когда лежащий на столе магнит подхватывается полем катушки. В этом случае захват потока магнита катушкой осуществляется путем принудительного достижения тока насыщения операционного усилителя. После повисания

в поле катушки магнит колеблется с частотой ~ 9 Hz по вертикальной оси, с частотой порядка ~ 1.5 Hz в горизонтальной плоскости и с частотой порядка ~ 11 Hz он колеблется относительно поперечной оси магнита, что соответствует результатам оценочных расчетов. На рис. 7, *a* показана осциллограмма тока в катушке на отрезке времени, когда преобладают частоты, связанные с колебаниями магнита по вертикальной оси и относительно оси, перпендикулярной оси цилиндрической симметрии магнита. Ввиду близости этих частот в кривой тока наблюдаются биения этих колебаний.

На рис. 7, *b* показана осциллограмма тока в катушке на отрезке времени, когда преобладают частоты, связанные с низкочастотными колебаниями магнита по горизонтальной оси, а на рис. 7, *c* в кривой тока прослеживается наличие колебаний магнита по всем степеням свободы.

На рис. 8 показана осциллограмма тока в катушке на начальном этапе подстройки баланса моста схемы. Участки, помеченные буквой „А“, соответствуют росту тока за счет нарушения баланса моста в процессе прогрева катушки. Участки, помеченные буквой „В“, — корректировке величины среднего тока за счет изменения величины регулировочного сопротивления в диагонали моста. Из осциллограммы видно, что в процессе прогрева схемы ток ~ 25 s нарастает и затем уменьшается путем подстройки баланса моста.

При просмотре фильма [9] создается впечатление, что магнит совершает хаотические движения, меняя амплитуду колебаний по различным степеням свободы, поскольку, как уже упоминалось, в схеме отсутствует

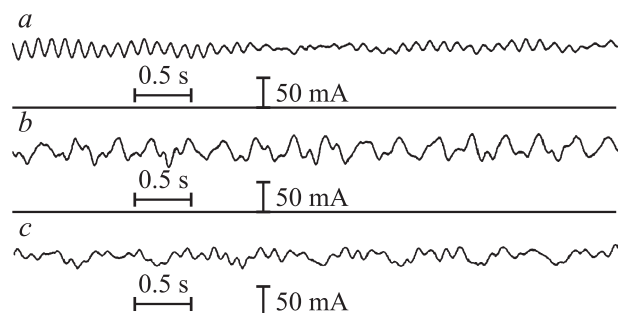


Рис. 7. Ток в катушке. Наблюдаются частоты, связанные с колебаниями магнита: *a* — по вертикали и вокруг оси, перпендикулярной оси цилиндрической симметрии магнита, *b* — в горизонтальной плоскости, *c* — по всем степеням свободы.

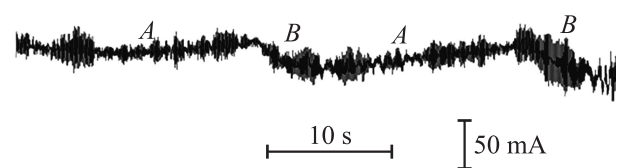


Рис. 8. Ток в катушке на этапе подстройки баланса моста схемы.

демпфирование колебаний магнита. Схожее поведение можно наблюдать у магнита, левитирующего над сверхпроводящим телом. В дальнейшем представляет интерес осуществить функцию стабилизации потока в катушке с помощью микроконтроллера, что позволит реализовать помимо стабилизации среднего тока катушки также функцию демпфирования колебаний.

Заключение

Предложен метод стабилизации магнитного потока в несверхпроводящей катушке, позволяющий использовать в физических устройствах особенности взаимодействия постоянного магнита со сверхпроводящим телом, в частности воспроизвести режим „замороженного“ магнитного потока, сопровождающий процесс устойчивой левитации магнита. Отсутствие специального датчика, с помощью которого контролируется положение магнита, открывает новые перспективы применения магнитной левитации, например, позволяет осуществить миниатюризацию электромагнитного подвеса вплоть до миллиметровых размеров. В дальнейшем предполагается использовать предложенную схему стабилизации магнитного потока для реализации процесса левитации магнита над квазисверхпроводящим телом (телом, состоящим из набора резистивных катушек со стабилизированным потоком).

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л., Андриюшин Е.А. Сверхпроводимость. Альфа-М, 2006.
- [2] См., например, Magnetic Levitation <http://ee.sharif.edu/~varahram/hts-course/maglev.htm>.
- [3] Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 504 с.
- [4] Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 1. Механика. Наука, 1989. 352 с.
- [5] Программа *Simulink* пакета *Matlab* [<http://www.mathworks.com>].
- [6] Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Т. 2. Ч. 4. Теория электромагнитного поля. Л.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
- [7] Алиевский Б.Л., Орлов В.Л. Расчет параметров магнитных полей осесимметричных катушек. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1983. 112 с.
- [7] Dual Power Operational Amplifier TCA0372. Publication Order Number:TCA0372/D, March, 2001 — Rev. 3. On semiconductor <http://onsemi.com>.
- [9] http://www.youtube.com/levefit#p/a/u/0/3j5d_hqv2z4.