

5. Наркевич И. И. Метод множителей Лагранжа в проблеме нормировки коррелятивных функций многокомпонентного кристалла с дефектами // Высокочистые вещества. 1990. № 1. - С. 67-75.

УДК 537.84

А. Н. Вислович, доцент,
А. Б. Сухоцкий, ассистент

ОТРАЖЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГАРМОНИКИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ОТ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ СЛОЯ

Conducted experimental study of reflecting a spatial harmonica of magnetostatic field from nonlinear magnetizing layer. Description possibility of this phenomena on base of modified linear theory are considered.

Введение

Теория магнитостатического поля в магнетиках (и связанная с ней математической аналогией теория электростатического поля в диэлектриках) является классическим разделом электродинамики сплошных сред. За длительную историю развития проблемы в литературе рассмотрено большое число распределений поля для конкретных геометрий. Среди них можно выделить несколько случаев, имеющих фундаментальное значение, к примеру, поле эллипсоида, возбуждаемое однородным внешним полем [1]. Это распределение используется в физических теориях, методах измерений, при технических оценках и расчетах.

К такого рода примерам можно также отнести исследуемое в настоящей работе поле плоскопараллельного слоя в неоднородном внешнем поле, периодическом вдоль слоя. Это распределение является ключевым в теории статического поля в слоистой среде, частные аспекты которой рассеяны по технической литературе различного профиля. Приложения этой теории существенно расширились при разработке магнитожидкостных устройств, в которых плоский либо тонкий цилиндрический слой магнитной жидкости взаимодействует с неоднородным периодическим в пространстве полем. Такая геометрия встречается в магнитожидкостных подшипниках и опорах [2], устройствах для определения свойств магнитных жидкостей [3], технологических установках [4], сепараторах [5-6] и др. Изучению взаимодействия пло-

ских и цилиндрических слоев магнитной жидкости с неоднородным полем посвящены работы [7-9]. Приведенный список не является систематическим. Несмотря на практическую значимость, концентрированное изложение теории статического поля в слоистой среде в фундаментальной литературе по электродинамике [1] отсутствует. На это могут быть различные причины. В качестве одной из них отметим многопараметричность задачи. Достаточно универсальная задача, которая дает ответ на практически важные вопросы, требует рассмотрения поля, по крайней мере, в пятислоистой системе. Решение подобной задачи приводит к громоздким соотношениям, что затрудняет аналитическое рассмотрение проблемы. Существенное упрощение достигнуто в работах [10,11] благодаря введению коэффициентов отражения и проникновения пространственных гармоник статического поля в слоистой среде.

Настоящая работа посвящена экспериментальному обоснованию теории магнитоэстатического поля в слоистой среде. Проведено исследование отражения пространственной гармоники от слоя магнитной жидкости, кривая намагничивания которой описывается нелинейным законом. Рассмотрена возможность описания этого явления на основе линейной теории [10,11].

1. Описание экспериментальной установки

В качестве источника магнитного поля использована разработанная ранее [6] плоская периодическая магнитная система (рис. 1), которая собрана из вытянутых вдоль оси y стержнеобразных элементарных магнитов длиной 80 мм квадратного сечения 10×10 мм, намагниченных перпендикулярно оси y . Магниты выполнены из композиционного материала с самарий-кобальтовым наполнителем. С целью увеличения параметра периодичности λ элементарную ячейку (в которой вектор намагничивания постоянен) системы образуют четыре элементарных магнита. Пространственный период системы составляют четыре элементарных ячейки (система четвертого порядка).

Вследствие такой конструкции система характеризуется следующими геометрическими параметрами: толщина магнитного слоя $\hat{l}_a = 20$ мм, размеры элементарной ячейки $\hat{d} = \hat{l}_a = 20$ мм, параметр периодичности $\lambda = 80$ мм, общая длина системы вдоль оси x $2\lambda = 160$ мм, общая ширина системы 160 мм (вдоль оси y уложено два элементарных магнита).

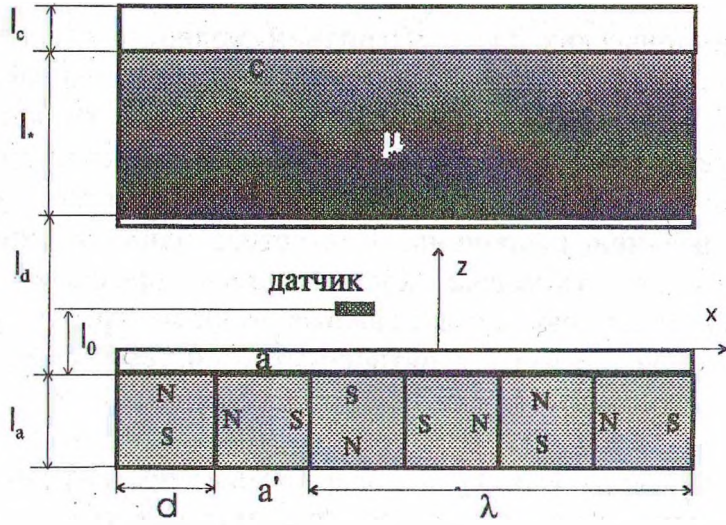


Рис. 1

На магнит может быть установлена кювета, сделанная из оргстекла. Геометрические параметры кюветы: длина (вдоль оси x) $a_k = 60$ мм, ширина $b_k = 50$ мм, высота 30 мм, толщина днища кюветы 0,3 мм.

Для создания намагничивающегося слоя в кювету помещается магнитная жидкость на основе трансформаторного масла и магнетита. Экспериментальная зависимость ее намагниченности от напряженности магнитного поля представлена на рис. 2.

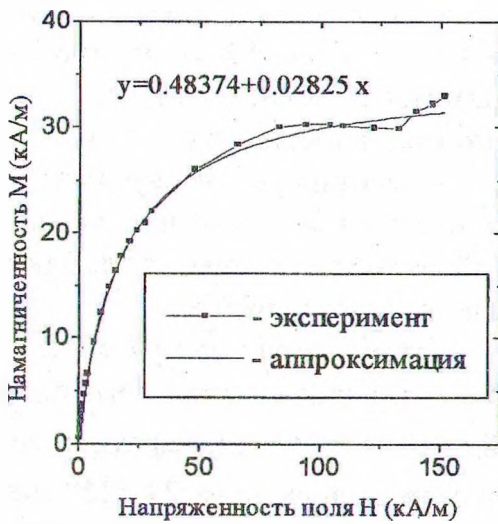


Рис. 2

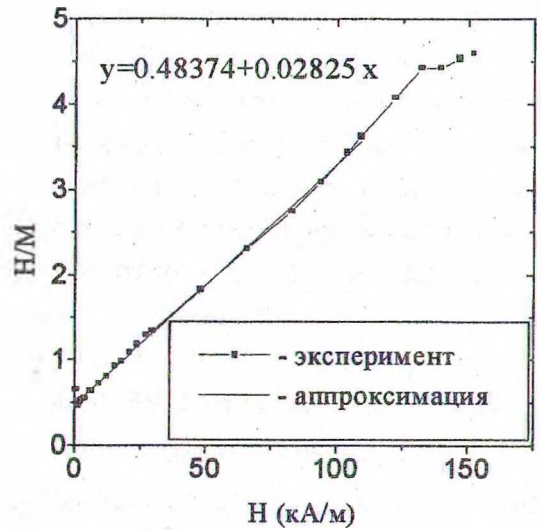


Рис. 3

Для описания кривой намагничивания удобно использовать уравнение, предложенное в работе [12]:

$$M = \frac{M_s H}{H_t + H} \quad (1)$$

Согласно этому уравнению, отношения напряженности к намагниченности и напряженность поля связаны линейной зависимостью. Экспериментальные данные в этих осях представлены на рис. 3. Аппроксимируя их полиномом первого порядка

$$\frac{H}{M} = \frac{H}{M_s} + \frac{H_t}{M_s} = 0.02825 \cdot H + 0.48374, \text{ находим параметры уравнения}$$

(1): намагниченность насыщения $M_s = 35.398$ кА/м и характеристическую напряженность (значение напряженности магнитного поля, при котором намагниченность магнитной жидкости равна $\frac{M_s}{2}$)

$H_t = 17.12$ кА/м. Аппроксимация экспериментальных данных уравнением (1) с найденными параметрами представлена на рис. 3.

Для исследования распределения напряженности поля использовался Тесламетр универсальный 43205 (диапазон измерения 2-200 мТл). Щуп тесламетра (в котором встроен датчик), закрепленный на штативе, имеет возможность перемещаться в горизонтальном и вертикальном направлениях. Датчик удален от поверхностей щупа с одной стороны - на 0.3 мм, с другой - на 0.7 мм.

2. Линейная теория плоского магнитостатического поля в слоистой среде

Для описания распределения поля в случае, представленном на рис. 1, удобно считать, что пространство разделено на три плоскопараллельных неограниченных слоя (a', a) ; (a, d) ; (d, c) и два полупространства $(-\infty, a')$; $(a, +\infty)$. Распределение компонент постоянной составляющей намагниченности в источнике поля (a', a) можно представить в виде разложения в ряды Фурье

$$M_x = -\sum_n M_{xn} \sin(nx), \quad M_z = \sum_n M_{zn} \cos(nx), \quad (2)$$

где $x = 2\pi\lambda / \lambda$ - безразмерная координата, λ - размерная координата.

Фурье коэффициенты для системы 4-го порядка равны:

$$M_{xn} = \frac{4M_f}{\pi n} \sin \frac{\pi n}{2} \sin \frac{\pi n}{4} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} M_f \left\{ 1, 0, -\frac{1}{3}, 0, -\frac{1}{5}, 0, \dots \right\},$$

$$M_{zn} = \frac{4M_f}{\pi n} \sin \frac{\pi n}{2} \cos \frac{\pi n}{4} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} M_f \left\{ 1, 0, \frac{1}{3}, 0, -\frac{1}{5}, 0, \dots \right\}, \quad (3)$$

где M_f - намагниченность магнитов, $n=1,2,3,\dots$

Для линейно намагничивающейся среды выполняется принцип суперпозиции, что позволяет рассматривать поле системы, как суперпозицию полей, создаваемых отдельными гармоническими составляющими распределений (2). Решение уравнений Максвелла приводит к следующему выражению для поля n -ой гармоники в i -ом слое:

$$\mathbf{H}_n^{(i)} = L_{ni} e^{-n(z-z_i)} \mathbf{i}_{Ln} + R_{ni} e^{n(z-z_i)} \mathbf{i}_{Rn} - \mathbf{i} \left(M_{xni} / \mu_i \right) \sin nx, \quad (4)$$

где $\mathbf{i}_{Ln} = i \sin nx + k \cos nx$, $\mathbf{i}_{Rn} = -i \sin nx + k \cos nx$, \mathbf{i}, \mathbf{k} - единичные векторы x и z -осей соответственно; постоянные L_i и R_i (базисные проекции поля) определяются из условий на границах раздела слоев с различными магнитными свойствами, μ_i - магнитные проницаемости вещества, постоянные в пределах каждого слоя.

Уравнения, связывающие базисные проекции поля по разные стороны каждой из границ источника (a' и a), имеют вид

$$L_{nj}^- = L_{nj}^+ / q_j - M_{Ln} / \mu^-; \quad R_{nj}^- = s_j L_{nj}^+ / q_j - M_{Rn} / \mu^-, \quad (5)$$

где $j = a', a$; $M_{Ln} = (M_{zn} + M_{xn}) / 2$, $M_{Rn} = (M_{zn} - M_{xn}) / 2$; индексами "+" и "-" отмечены величины при $z = z_j + 0$ и $z = z_j - 0$ соответственно. Для безисточниковых границ раздела соотношения (5) упрощаются - в них следует положить $M_{Ln} = M_{Rn} = 0$.

Параметры q_i , равные отношениям L - либо R - проекций поля по разные стороны безисточниковых границ раздела, представляют собой коэффициенты прохождения базисных полей через эти границы. Параметры s_i , равные отношениям L и R проекций по одну сторону безисточниковых границ раздела, интерпретируются как коэффициенты отражения поля от этих границ. При отражении L - поле превращается в R - поле и наоборот. Коэффициенты q_i и s_i выражаются через магнитные проницаемости μ_i слоистой среды [11].

Базисные проекции намагниченности поля для источника 4-го порядка равны:

$$M_{L_n} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi n} M_f (-1)^k = M_{L1} \left\{ 1, 0, 0, 0, -\frac{1}{5}, 0, 0, \dots \right\}, n = 4k + 1;$$

$$M_{R_n} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi n} M_f (-1)^{k+1} = M_{L1} \left\{ 0, 0, -\frac{1}{3}, 0, 0, 0, -\frac{1}{7}, \dots \right\}, n = 4k + 3 \quad (6)$$

где $M_{L1} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} M_f \quad k = 0, 1, 2, \dots$

Решение системы (5) при отсутствии намагничивающихся слоев в окрестности источника приводит к следующему результату. Поле в верхнем полупространстве $(a, +\infty)$ определяется только базисными проекциями L_n , а в нижнем $(-\infty, a')$ - проекциями R_n , которые в общем случае определяются как параметрами M_{L_n} , так и M_{R_n} . Однако вклад параметров M_{R_n} в L_n уменьшается по мере увеличения толщины системы и уменьшения ее магнитной проницаемости μ_a . При $\mu_a \approx 1$ (выполняется для самарий-кобальтовых магнитов) имеем $L_n = M_{L_n} (1 - e^{-nl})$ при любой толщине системы. (Соответственно поле в нижнем полупространстве определяется только параметрами M_{R_n}). Следовательно, согласно (4), распределение поля и модуля поля в верхнем полупространстве имеют вид

$$H = M_{L1} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{n} (1 - e^{-nl}) e^{-nz} (i \cos nx + k \sin nx), n = 4k + 1 \quad (7)$$

Аналогичная формула при $n = 4k + 3$ описывает распределение поля в нижнем полупространстве.

Таким образом, в системе 4-го порядка основная часть потока распределена в верхнем (активном) полупространстве, поскольку в нижнем полупространстве первая и вторая гармоники отсутствуют. При этом поле в активном полупространстве весьма близко к моногармоническому по двум причинам: во-первых, высшие гармоники начинаются с высокого порядкового номера ($n=5$) и их амплитуды, пропорциональные порядковому номеру, малы; во-вторых, создаваемое ими поле быстро убывает по мере удаления от поверхности магнита. Расчеты показывают, что для системы 4-го порядка высшие гармоники затухают на расстояниях $\sim 0,25 \div 0,3d$ от поверхности магнитной системы. На больших расстояниях существенно поле основной гармоники, то есть справедливо моногармоническое приближение.

При наличии намагничивающего слоя (d, c) (см. рис. 1) происходит отражение L -поля от границ d и c , и, следовательно, в слое (a, d), где размещается датчик, поле будет представлять суперпозицию L - и R -составляющих. R – проекция поля – рассчитывается по формулам

$$R = s_d L e^{-2(l_d - l_0)}, \quad s_d = \frac{r_d + r_c e^{-2l_*}}{1 + r_d r_c e^{-2l_*}}, \quad (8)$$

$$r_d = (\mu - 1)/(\mu + 1), \quad r_c = (1 - \mu)/(\mu + 1). \quad (9)$$

Здесь s_d – коэффициент отражения поля от полупространства [$d, +\infty$), r_d и r_c – коэффициенты отражения поля от границ, расположенных в этом полупространстве.

3. Характеристики магнитного поля в отсутствии намагничивающего слоя

Для определения магнитных параметров системы было проведено исследование магнитного поля в отсутствии магнитной жидкости. На рис. 4 представлена зависимость z - составляющей поля от размерной координаты x на минимально возможном расстоянии $\hat{l}_0 = 4,5$ мм от поверхности магнитов. Это расстояние равно сумме толщины стенки корпуса (4,2 мм), в который уложены магниты, и толщины оболочки щупа (0,3 мм), защищающей датчик измерителя магнитного поля.

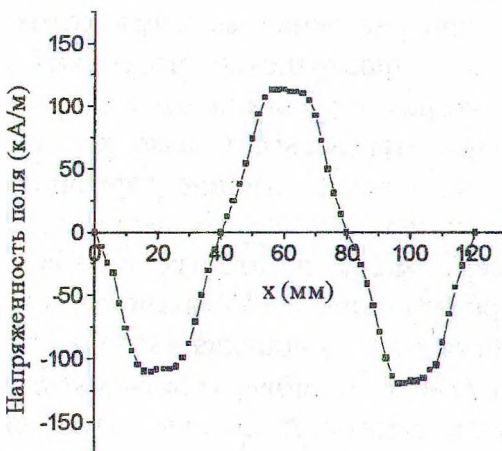


Рис. 4

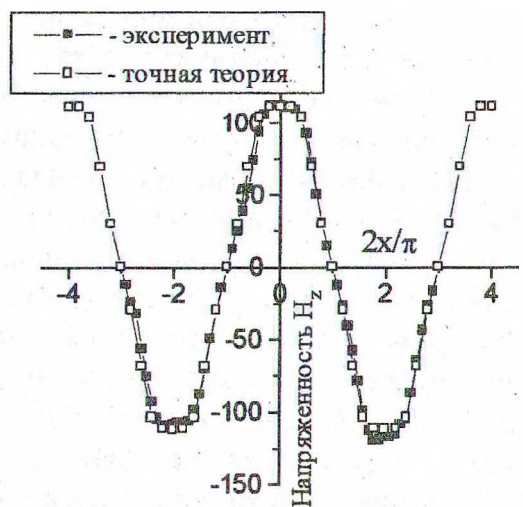


Рис. 5

Согласно магнитным измерениям пространственный период составил $\lambda = 80.3$ мм. По зависимости $H_z(x)$ легко определяется максимальное значение составляющей поля H_{zm} . В точке, где достигается H_{zm} , принимается в соответствии с теоретическим распределением (7) начало безразмерной координаты $x = 2\pi\hat{x}/\lambda$.

Зависимость H_{zm} от координаты \hat{z} , направленной по нормали к поверхности магнита в логарифмическом виде, представлена на рис. 6. Начало отсчета координаты \hat{z} расположено на поверхности магнитов.

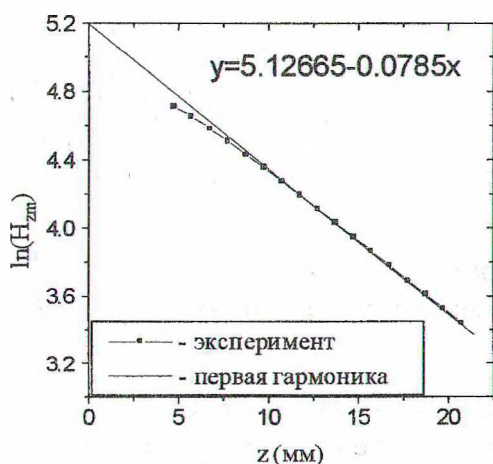


Рис. 6

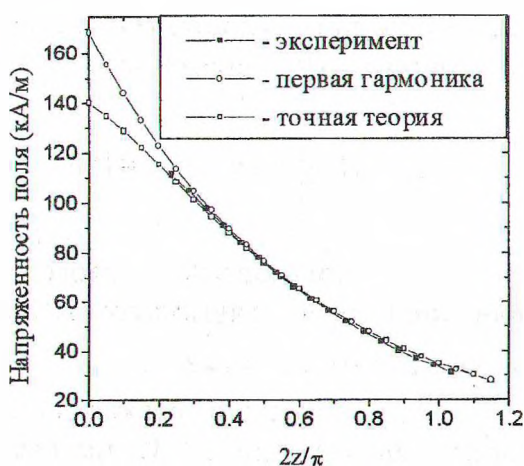


Рис. 7

Как видно из рис. 6, по мере удаления от поверхности магнитов эта зависимость имеет прямолинейную асимптотику. Это подтверждает теоретические представления, согласно которым уже при незначительных расстояниях от поверхности магнитов распределение поля описывается только первой гармоникой. Для логарифма H_{zm} из формулы (7) для одной гармоники следует линейная зависимость от z :

$$\ln(H_{z \max}) = \ln \left[M_{L1} \left(1 - e^{-\frac{2\pi\hat{a}}{\lambda}} \right) \right] - \frac{2\pi z}{\lambda}$$

Аппроксимировав экспериментальную зависимость полиномом первого порядка, получим уравнения для нахождения основных параметров магнитной системы:

$$\ln \left[M_{L1} \left(1 - e^{-\frac{2\pi l_a}{\lambda}} \right) \right] = 5.127; \quad \frac{2\pi}{\lambda} = 0.0785 \text{ мм.}$$

Отсюда определим длину периодичности системы $\lambda = 80,0$ мм и источник первой гармоники L -поля: $M_{L1} = 212.77$ кА/м. Учитывая выражение (6), найдем намагниченность магнитов

$M_f = \frac{\pi M_{L1}}{2\sqrt{2}} = 236.3$ кА/м. Определим также L -проекцию первой гармоники на поверхности магнитов, которая является основным параметром магнитной системы:

$$L_* = M_{L1} \left(1 - e^{-\frac{2\pi l}{\lambda}} \right) = 168,5 \text{ кА/м}$$

С использованием этого параметра можно рассчитать L -проекцию первой гармоники на произвольном расстоянии от поверхности магнитов: $L = L_* e^{-z}$.

Незначительное расхождение асимптотики с экспериментальными данными при $z > 12$ мм связано с конечностью размеров магнитной системы. Этот фактор при отдалении от поверхности магнитов ведет к более быстрому уменьшению напряженности магнитного поля. Отклонение экспериментальных данных от прямой при $z < 5$ мм обусловлено высшими гармониками.

Из формулы (7) следует распределение z -составляющих поля, учитывающие высшие гармоники. Представлены экспериментальные и расчетные (с учетом всех гармоник) зависимости H_z от безразмерной координаты $2x/\pi = \hat{x}/d$ при $z=4.5$ мм (рис. 5) и H_{zm} от безразмерной координаты $2z/\pi = \hat{z}/d$ при $x=0$ (рис. 7). Как видно, теоретическая зависимость достаточно хорошо отражает тонкие детали распределения поля.

4. Магнитное поле намагничивающегося слоя

4.1. Экспериментальные данные

Простейший эксперимент, который позволяет измерить поле, индуцированное магнитной жидкостью, состоит в следующем. Кювета с магнитной жидкостью (уровень которой $l_* = 18$ мм) устанавливается

на магнит на тонких прокладках. Между корпусом магнита и дном кюветы образуется плоская щель. В щели может перемещаться щуп измерителя индукции магнитного поля. Положение кюветы определяется параметром l_d (рис. 1).

На рис. 8 представлены зависимости z - составляющих напряженности магнитного поля в отсутствии кюветы с жидкостью H_z^0 и при ее наличии H_z от координаты x при различном удалении кюветы от поверхности магнитов l_d . Чувствительный элемент датчика удален от границы d намагничивающегося слоя на расстояние $l_d - l_0 = 0,6$ мм для обоих опытов.

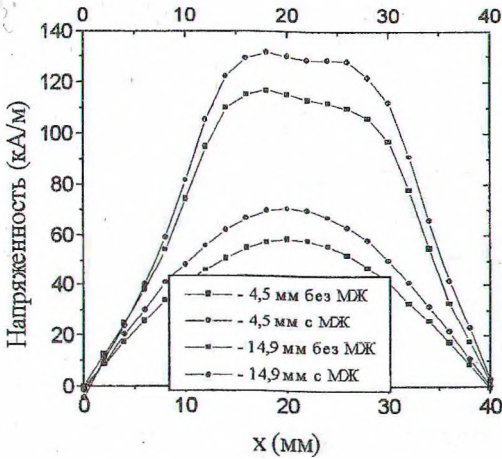


Рис. 8

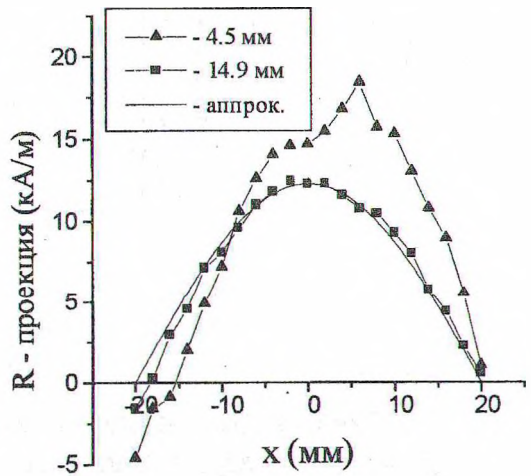


Рис. 9

Увеличение напряженности при установке кюветы объясняется наличием R - поля, возникающего при отражении L - поля от поверхности жидкости. Полагая, что L - поле в немагнитном слое (между поверхностями a и d рис. 1), в котором расположен чувствительный элемент, не изменяется при установке кюветы, получим выражение, на котором основан теоретический расчет разности показаний датчика в моногармоническом приближении $H_z - H_z^0 = R \cos x$. На рис. 9 представлены зависимости разности показаний от координаты x (по данным рис. 8) и аппроксимация зависимости для случая $l_d = 14,9$ мм. Эта аппроксимация позволяет определить R - проекцию поля в точке расположения датчика: $R = (H_z - H_z^0)_{\max} = 12,27 \text{ кА/м}$ (погрешность 1,75 %).

В дальнейшем зависимость R -проекции поля от l_d определялась по упрощенной методике. Для этого измерялись разности напряженностей поля $H_z - H_z^0 \approx R$ при различных l_d и фиксированном $l_d - l_0 = 0.6$ мм и $x = 0$ мм. Экспериментальные данные приведены на рис. 10.

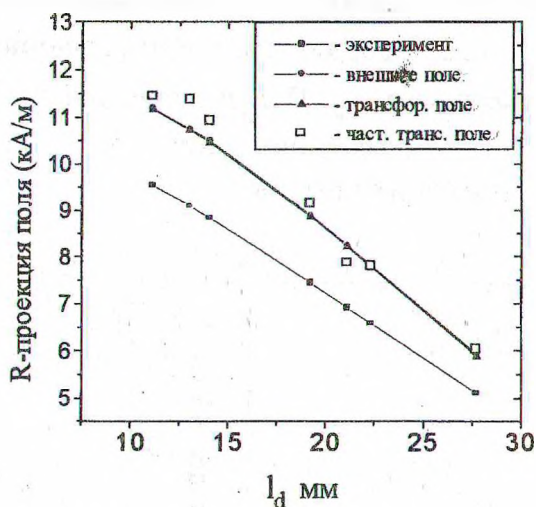


Рис. 10

4.2. Теоретическое описание

Линейная теория плоского поля предлагает для расчета R -проекции поля выражения (8) и (9), где в пределах слоя магнитная проницаемость постоянна $\mu = const$. Однако в условиях опыта магнитная проницаемость вблизи границы d - μ_d существенно отличается от μ_c . По зависимости, представленной на рис. 7, можно определить, что внешнее поле на верхней и нижней границах магнитной жидкости соответственно равны 29 кА/м и 112 кА/м. Оценки магнитной проницаемости, полученные по этим значениям, равны $\mu = 2,3$ и $\mu = 1,4$ (рис. 3).

Простейшее обобщение формулы (8) для случая нелинейного закона намагничивания может состоять в расчете коэффициентов отражения по значениям магнитной проницаемости соответствующей напряженности поля вблизи рассматриваемых границ ($\mu_d \neq \mu_c$). В этом случае в формулах (9) следует принять

$$r_d = (\mu_d - 1)/(\mu_d + 1), \quad r_c = (1 - \mu_c)/(\mu_c + 1) \quad (10)$$

Это приближение можно охарактеризовать как линейное приближение с “плавающей” магнитной проницаемостью. При использовании дробно-линейной аппроксимации для намагниченности магнитные проницаемости вблизи той или иной границы могут быть рассчитаны с различной степенью точности по формуле

$$\mu_i = 1 + \chi_0 \left(1 + \frac{H_i}{H_t} \right)^{-1}, \text{ где } \chi_0 = \frac{M_s}{H_t} \quad (11)$$

Напряженность поля H_i может быть рассчитана с различной степенью точности. В простейшем случае расчет напряженности поля вблизи границ можно провести по внешнему полю (приближение внешнего поля). Тогда при расчете магнитных проницаемостей μ_d и μ_c в выражении (11) принимаем $H_i = L_* e^{-z}$ и соответственно на нижней границе $z = l_d$, на верхней - $z = l_d + l_*$.

При более скрупулезном подходе напряженность поля вблизи границ можно рассчитать с учетом трансформационных соотношений (5) линейной теории (приближение трансформированного поля). Аналитическое выражение для среднего поля H_i на i -ой границе получим в виде ряда, выполнив интегрирование модуля напряженности, выраженного через базисные проекции:

$$H_i = \int_0^{2\pi} \sqrt{L_i^2 + R_i^2 + 2L_i R_i (\cos^2 x + \sin^2 x)} dx, \text{ для } i = d, c.$$

Базисные проекции определяются из системы уравнений:

$$\begin{cases} L_d = q_d L_* e^{-l_d}, & R_d = L_d r_c e^{-2l_*}, \\ L_c = L_d e^{-l_*}, & R_c = L_c r_c, \end{cases}$$

где $q_d = \frac{1 - r_d}{1 + r_d r_c e^{-2l_*}}$ - коэффициент проникновения L - поля через границу d .

Приведенные уравнения совместно с (8), (10) и (11) представляют замкнутую систему для определения магнитных проницаемостей у границ слоев μ_d и μ_c в приближении трансформированного поля.

Помимо двух рассмотренных крайних приближений, для определения внешнего поля можно рассмотреть промежуточное прибли-

жение (приближение частично трансформированного поля). Для расчета магнитных проницаемостей μ_d и μ_c с точностью до малых величин при $R_i \ll L_i$ можно полагать $H_i \approx L_i$ и при этом можно не учитывать влияния верхней границы магнитной жидкости, то есть $r_c \approx 0$.

Тогда для напряженности магнитного поля на нижней границе магнитной жидкости имеем выражение

$$H_d = L_* e^{-l_d} q_d, \text{ где } q_d = \frac{2}{1 + \mu_d} = \frac{2}{2 + \frac{M_s}{H_t + H_d}} = \left[1 + \frac{\chi_0}{2} \left(1 + \frac{H_d}{H_t} \right)^{-1} \right]^{-1}.$$

Отсюда следует уравнение для определения H_d

$$H_d^2 + H_d \left(H_t + M_s / 2 - L_* e^{-l_d} \right) - H_t L_* e^{-l_d} = 0.$$

Магнитные проницаемости μ_d и μ_c рассчитываются по формуле (11), принимая соответственно $H_i = H_d$ и $H_i = H_d e^{-l_*}$.

На рис.10, помимо экспериментальных, представлены зависимости R-проекции поля от l_d , рассчитанные по формуле (8) с применением вышеизложенных приближений. Как видно, при $l_d > 20$ мм, когда поле в магнитной жидкости ослаблено, как и следовало ожидать, наблюдается корреляция между теорией и экспериментом. Однако в сильных магнитных полях результаты эксперимента выходят за пределы, ограниченные теоретическими зависимостями. Отсюда следует необходимость развития нелинейной теории трансформации магнито-статического поля в намагничивающихся слоях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостиздат, 1957.
2. Берковский Б. М., Вислович А. Н., Ждановский А. А., Фертман В. Е. Магнито-жидкостный подшипник. АС 883581. 1980.
3. Медведев В.Ф., Вислович А.Н., Бакаленко В.И., Данилов В.Д. Способ испытания трибологических характеристик магнитной жидкости и устройство для его осуществления. АС 1651154. 1989.
4. Сергеев Л. В., Вислович А. Н., Райская Т. Н. и др. Установка для получения магнитных жидкостей. АС 1828080. 1990.

5. Медведев В. Ф., Вислович А. Н., Бакаленко В. И. Методика расчета сепаратора магнитных капель. М., 1988. Деп. в ВИНТИ 15.03.88, №1986-В88.
6. Бакаленко В. И., Медведев В. Ф., Вислович А. Н., Движение капля магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле // Весці АН БССР, сер. фіз.-энерг. навукі., №3, 1990. - С.86-90.
7. Берковский Б. М., Вислович А. Н., Ларин А. С. Некоторые вопросы статического и динамического взаимодействия феррожидкости с твердыми телами // Проблемы механики магнитных жидкостей, ИТМО АН БССР. Минск, 1981. - С.14-36.
8. Берковский Б. М., Вислович А. Н. Цилиндрический магнитожидкостный подвес // Десятое рижское совещание по магнитной гидродинамике. Саласпис, 1981. - С.97-98.
9. Medvedev V. F., Vislovich A. N., Bakalenko V. I., Olekhnovich. Magnetic fluid in the field of a plane magnet with periodically distributed magnetization // Fourth international conference on magnetic fluid. Japan, 1986. - P.40-41.
10. Vislovich A. N. Interactions of currents and magnets in the magnetic fluids // Eight international conference on magnetic fluid. Timisoara, Romania, 1998. - P.279-280.
11. Вислович А. Н., Тихонов М. М. Взаимодействие токов и магнитов в магнитной жидкости // Труды БГТУ, вып. VI, физ.-мат. науки. Минск, 1988. - С.56-64.
12. Вислович А. Н. Феноменологическое уравнение статического намагничивания / МГ №2, 1990. - С.54-60.

СОДЕРЖАНИЕ

В. В. Мухин. ПЛОТНОСТНЫЕ ТОПОЛОГИИ В ПОЛУГРУППАХ С ИНВАРИАНТНОЙ МЕРОЙ	3
Н. П. Можей. ЛОКАЛЬНО-ТРАНЗИТИВНЫЕ АФФИННЫЕ И ПРОЕКТИВНЫЕ ДЕЙСТВИЯ В МАЛЫХ РАЗМЕРНОСТЯХ	13
Е. И. Блинова. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРА ШУМА В ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОЛУТОНОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	17