

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

ПРОХОЖДЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО НЕОДНОРОДНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ СЛОЙ НЕЛИНЕЙНОГО МАГНЕТИКА

It is numerical investigated field of flat of nonlinear magnetic, which is magnetized, by an external field with exponential dissimilarity across a stratum.

Введение

В работах [1–4] исследовалось собственное поле слоя магнетика во внешнем магнитостатическом поле, модуль напряженности которого изменяется в нормальном к границам слоя направлении по экспоненциальному закону. Геометрия задачи показана на рис. 1. В частности, в работах [2, 4] показано, что в области экранирования (после прохождения поля через слой) наблюдается условный максимум при изменении положения слоя относительно источника внешнего поля. При некоторой толщине слоя максимум становится абсолютным.

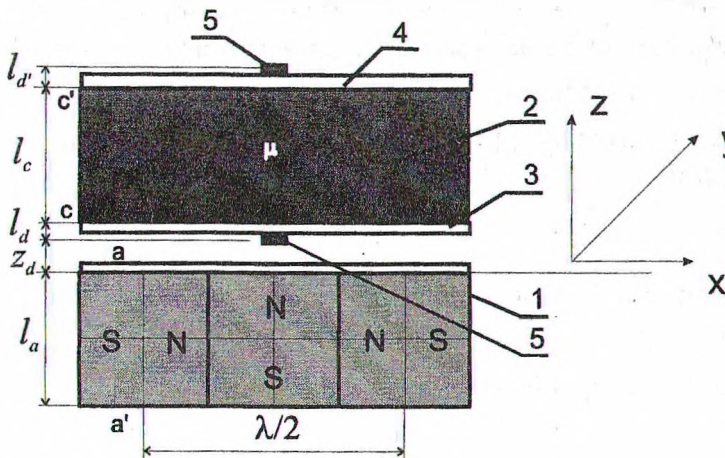


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 – источник намагничивающего поля; 2 – слой магнетика; 3 и 4 – ограничивающие пластины; 5 – датчики измерителя магнитной индукции

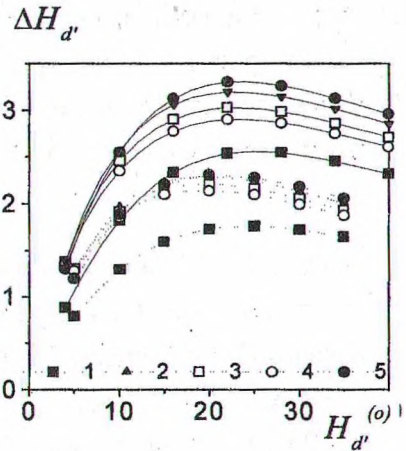


Рис. 2. Зависимость поля слоя в области экранирования (в месте расположения датчика) от намагничивающего поля для различной толщины слоя: 1 – 3,3 мм; 2 – 8,3 мм; 3 – 13 мм; 4 – 16,7 мм; 5 – 19,7 мм. Сплошными линиями представлены результаты расчета по многослойной квазилинейной модели [4]; пунктирными – результаты численного моделирования

Экстремальный характер поля слоя в области экранирования обусловлен нелинейностью закона намагничивания жидкости. В работах [2,4] дано приближенное описание экспериментальных зависимостей в квазилинейном приближении, в котором один из механизмов формирования поля (объемные источники) учитывается не в полной мере. Результаты расчета [2, 4] представлены на рис. 2. В [3] разработана модель, учитывающая все существенные факторы формирования собственного поля слоя магнетика во внешнем поле с экспоненциальной неоднородностью. В настоящей работе на основе этой модели проведено численное исследование.

Результаты численного исследования

Физическую основу модели [3] составляют уравнения магнитостатики с нелинейным законом намагничивания $M = M_s H / (H + H_h)$. Для этих уравнений построен конечно-разностный аналог, позволяющий рассчитать поле в неограниченной вдоль координаты z области с учетом условий сопряжения на границах раздела сред с различными магнитными свойствами и условий периодичности по координате x .

Собственное поле в эксперименте в области отражения определяется как разность ΔH_d напряженности результирующего H_d и внешнего поля $H_d^{(o)}$, измеряемого в отсутствие слоя. Аналогичным образом определяется собственное поле и в области экранирования ($\Delta H_{d'} = H_{d'}^{(o)} - H_{d'}$). Численное исследование $\Delta H_{d'}$ как функции напряженности внешнего поля $H_d^{(o)}$, определяющего положение слоя относительно источника, показало существование максимума, обозначаемого далее как ΔH_{dm} , достигаемое при $H_{d'm}^{(o)}$. Как видно из рис. 2, значения поля, полученные путем численного эксперимента, несколько ниже, чем полученные путем приближенного расчета. Результаты расчета собственного поля слоя в широком диапазоне напряженности внешнего поля, отнесенные к точкам c и c' (см. рис. 1), представлены на рис. 3, 4.

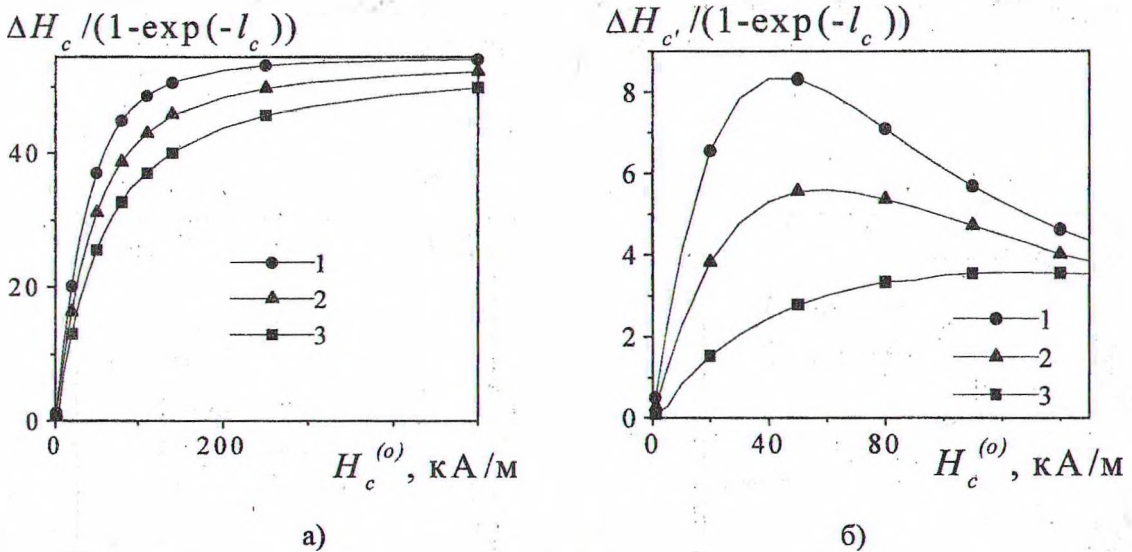


Рис. 3. Расчетные зависимости характеристик напряженности собственного поля на границах слоя от внешнего поля источника $H_c^{(o)}$ для различных толщины слоя l_c :
1 – 5 мм, 2 – 10 мм, 3 – 20 мм

Из рис. 4 видно, что $\Delta H_{c'}$ имеет абсолютный максимум при толщине слоя $l_c \approx 10$ мм, который существенно зависит от M_s и H_h .

Квазилинейные модели ограничивают спектр гармоник в распределении поля вдоль оси x одной гармоникой с пространственным периодом внешнего поля. Ясно, однако, что одним из результатов трансформации внешнего поля в нелинейнонамагничивающейся среде должно быть появление высших гармоник. Вклад высших гармоник в

потенциал собственного поля (z-составляющая напряженности получается путем умножения потенциала на номер гармоники, в данном случае на 3) слоя представлен на рис. 5, 6. Четные гармоники в распределении поля отсутствуют.

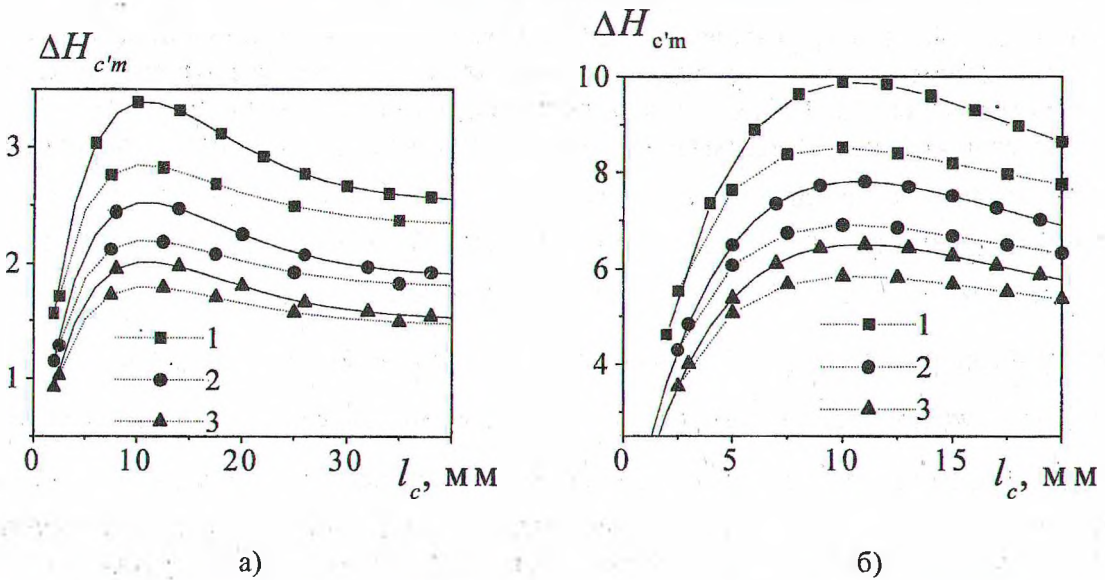


Рис. 4. Зависимости максимального поля магнетика в области экранирования от толщины слоя при $M_s = 54,44$ кА/м (а), $M_s = 108,88$ кА/м (б) и различных значениях H_h : 1 – 17,49 кА/м; 2 – 27,49 кА/м; 3 – 37,49 кА/м

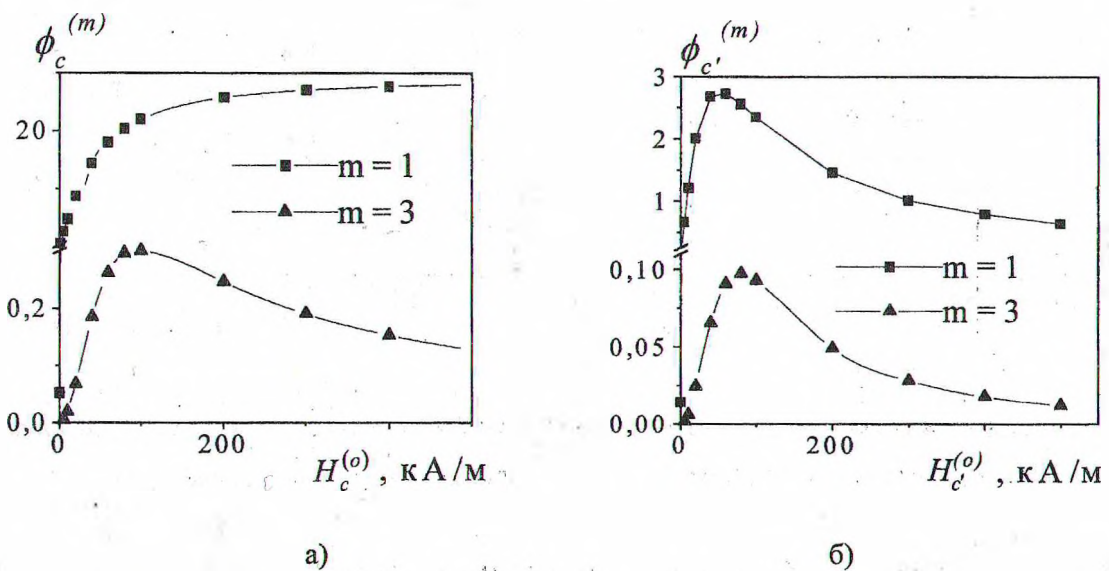


Рис. 5. Зависимости амплитуд первой и третьей гармоник магнитного потенциала ϕ поля слоя толщиной $l_c = 10$ мм от поля источника $H_c^{(o)}$

Как видно из рис. 5, амплитуда третьей гармоник магнитного потенциала поля для слоя $l_c = 10$ мм не превышает 4 % от величины первой гармоники. Из рис. 6 а видно, что вклад третьих гармоник в тонких слоях значителен (более 7 %). У границы c' фаза третьей гармоники (в точке наблюдения) совпадает с фазой основной гармоники, а у границы c при толщине слоя $l_c \approx 14$ мм происходит изменение знака фазы. При толщине слоя $l_c > 60$ мм у границы c' вклад третьей гармоники стремится к нулю, а у границы c – к насыщению $\approx 1,2-1,3$ %. В сильных полях ($H_c^{(o)} \cong 200$ кА/м) зависимость вклада третьей гармоники от толщины слоя имеет немонотонный характер.

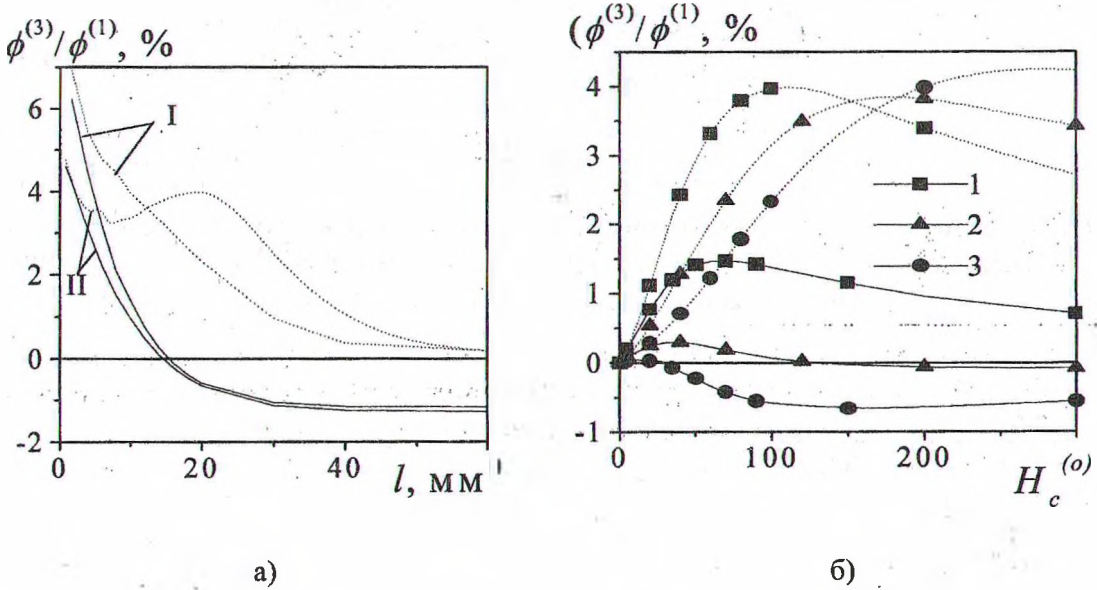


Рис. 6. Зависимости отношения амплитуд третьей и основной гармоник магнитного потенциала ϕ от толщины слоя l (а) и внешнего поля источника $H_c^{(o)}$ (б): пунктирные линии – у границы c' , сплошные – у границы c ; I – $H_c^{(o)} = 100$ кА/м, II – $H_c^{(o)} = 200$ кА/м; 1 – $l_c = 10$ мм, 2 – $l_c = 15$ мм, $l_c = 20$ мм

Представляют интерес аналитические выражения, отражающие диаграммные зависимости (рис. 7). На рис. 8 представлены зависимости напряженности $H_{c'm}^{(o)}$ внешнего поля, при котором достигается максимум, от параметров кривой намагничивания слоя. Как видно, они близки к линейным и описываются уравнением

$$H_{c'm}^{(o)} = -0,54543 + 0,53249H_h + 0,34221M_s. \quad (1)$$

На рис. 9 представлены зависимости приведенных напряженностей $\Delta H_{cm}/M_s$ и $\Delta H_{c'm}/M_s$ от начального коэффициента прохождения слоя $\Delta q = \Delta H_c/H_c^{(o)}$ при $H^{(o)} \rightarrow 0$, который в соответствии с линейной теорией [4] рассчитывается по формуле

$$\Delta q = \frac{r^2 (1 - e^{-2l_c})}{1 - r^2 e^{-2l_c}}, \quad r = M_s / (M_s + 2H_h). \quad (2)$$

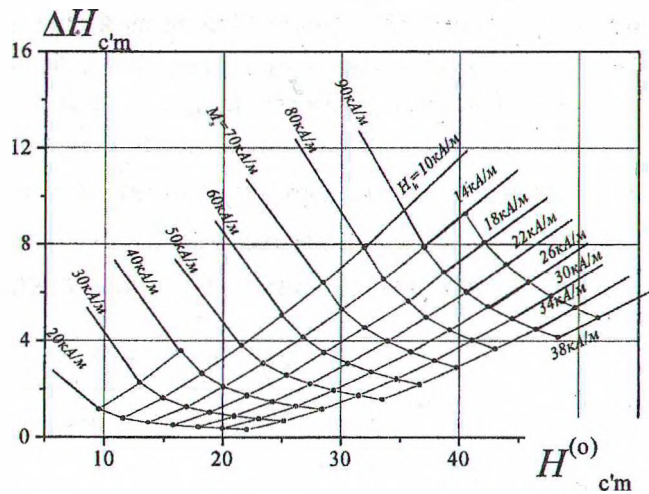


Рис. 7. Диаграмма зависимостей характеристик максимума напряженности собственного поля за слоем с оптимальной толщиной $l = 10$ мм (соответствующей абсолютному максимуму) от параметров кривой намагничивания слоя M_s и H_h

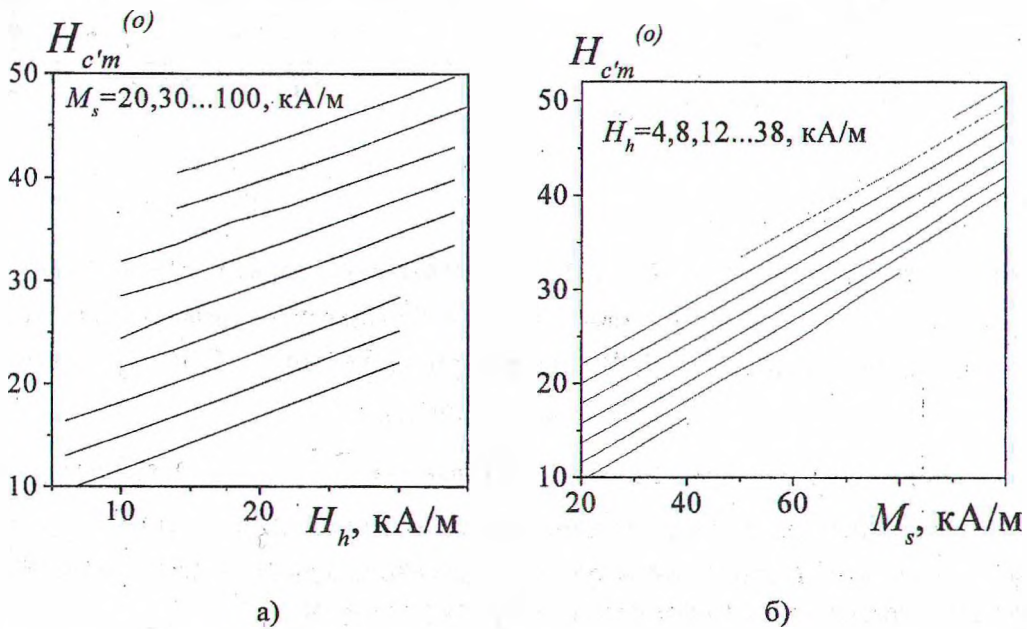


Рис. 8. Зависимости напряженности $H_{c'm}^{(o)}$ внешнего поля, при котором достигается максимум, от параметров кривой намагничивания слоя M_s и H_h

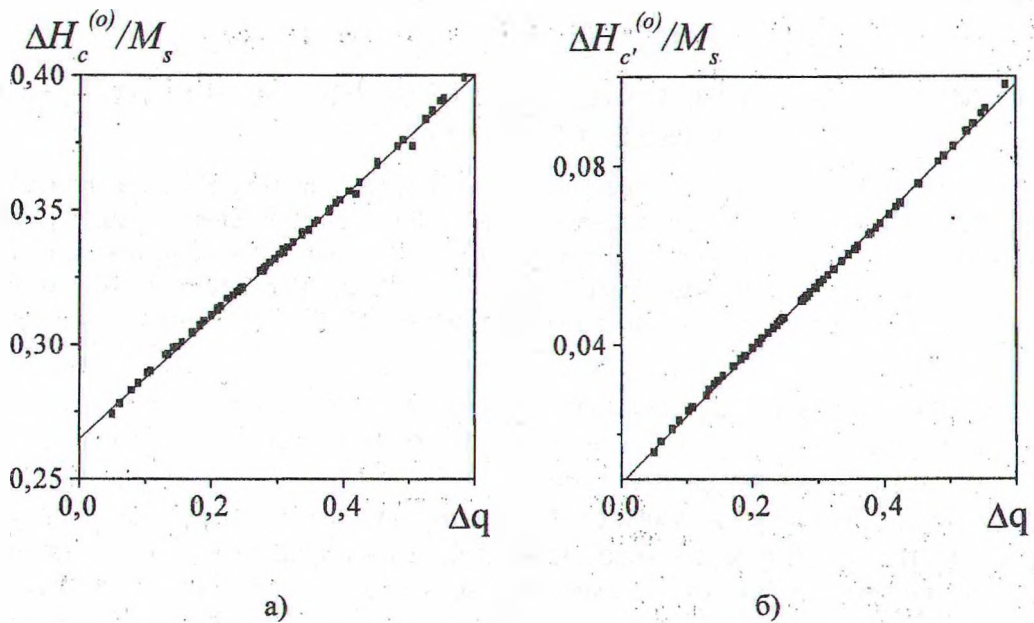


Рис. 9. Зависимости напряженности ΔH_{cm} и $\Delta H_{c'm}$ собственного поля, при котором достигается максимум, отнесенное к намагниченности насыщения M_s , от начального коэффициента прохождения слоя Δq

Как видно, представленные зависимости являются практически линейными и описываются выражениями

$$\Delta H_c / M_s = 0,2648 + 0,2249\Delta q, \quad (3)$$

$$\Delta H_{c'} / M_s = 0,0891 + 0,1488\Delta q. \quad (4)$$

Диаграмма (рис. 7) и уравнения (1)–(4) могут быть использованы для определения магнитных характеристик феррожидкостных дисперсий в неоднородном магнитном поле, т.е. в условиях, приближенных к типичным условиям эксплуатации этих веществ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вислович А.Н., Сухоцкий А.Б. Отражение пространственной гармоник магнитостатического поля от намагничивающегося слоя // Труды БГТУ. Вып. VII. Физико-математические науки и информатика. – Минск, 1999. – С.78–91.
2. Вислович А.Н., Сухоцкий А.Б. Прохождение пространственной гармоник магнитостатического поля через слой магнитной жидкости // Труды БГТУ. Вып. IX. Физико-математические науки и информатика. – Минск, 2001. – С.78–91.
3. Вислович А.Н., Сухоцкий А.Б. Аналитические и численные модели трансформации магнитостатического поля в слое нелинейнонамагничивающегося магнетика // Труды БГТУ. Вып. X. Сер. III. Физико-математические науки и информатика. – Минск, 2002. – С. 78–85
4. Вислович А.Н., Сухоцкий А.Б. Трансформация пространственной гармоник магнитостатического в слое магнитной жидкости // ИФЖ. 2002. Том 75. №5. – С. 88–95.