

ДЕЙСТВИЕ СТАТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЛИНЕЙНЫХ
ПРОВОДНИКОВ НА ФЕРРОМАГНИТНУЮ ПЛЕНКУ

Ю.Л. Данилевский, А.А. Селезнёв

§ I. Постановка задачи

Возбуждение внешним магнитным полем ферромагнитных пленок, используемых в качестве элементов вычислительной техники, на практике в большинстве случаев производится с помощью проводников, изготовленных из хорошо проводящего материала в виде тонких полосок толщиной около микрона.

При расчете режима работы плёночного магнитного элемента в магнитном поле полосковой линии широкое распространение нашла однодоменная модель намагничивания и перемагничивания [1]. Однако эта модель является приближенной, так как не учитывает магнитостатического и обменного взаимодействий в спиновой системе ферромагнитного материала пленки. На режим работы последней эти взаимодействия оказывают существенное влияние благодаря неустранимым нарушениям в пространственной однородности намагниченности. Наряду с такими источниками этих нарушений, как края пленки, дефекты структуры, примеси и т.п., существенную роль играет пространственно неоднородное магнитное поле тока в питающих линиях.

Впервые на это обстоятельство обратил внимание Е.М. Bradley [2], который обнаружил кажущееся увеличение поля анизот-

тропии H_K , измеренного при перемангничивании пленки в магнитном поле полосковой линии, по сравнению с величиной H_K , измеренной при перемангничивании в однородном магнитном поле.

Это увеличение может быть качественно объяснено влиянием размагничивающего поля магнитостатических зарядов, образующихся вдоль краёв полосковой линии при перемангничивании [3]. Однако, как признают сами авторы работы [3], предложенная ими простая теория даёт значительное количественное расхождение между теоретическим и наблюдаемым кажущимся увеличением H_K . Считая необходимым более детальное изучение распределения намагниченности под полосковой линией, они разработали методику считывающих петель [4] и показали, что наблюдаемое распределение намагниченности под полосковой линией значительно отличается от того, которое можно было ожидать без учета влияния размагничивающих полей. Однако количественные расчеты для объяснения наблюдаемого распределения не были проведены.

В работе [5] делается попытка объяснить anomalно высокое поле H_K пространственно неоднородным распределением намагниченности не только непосредственно под полосковой линией, но и вне её. Однако распределение намагниченности не рассчитывалось из уравнения состояния ферромагнитной плёнки, а объяснялось более или менее правдоподобными предположениями. Суммируя результаты рассмотренных статей, можно утверждать, что кажущееся увеличение поля анизотропии H_K при намагничивании и перемангничивании в магнитном поле полосковой линии вызывается магнитостатическим взаимодействием в спиновой системе ферромагнитного материала. Однако теоретические расчеты проведены в рассмотренных работах на весьма упрощенных моделях и не могут объяснить экспериментальные данные физическими постоянными ферромагнитной плёнки: намагниченностью, полем анизотропии, толщиной и др. Кроме того, действие неоднородного магнитного поля тока в полосковой линии имеет свои специфические особенности (почти постоянное поле непосредственно под полоской и быстрый спад поля вне её), что, возможно, не позволяет раскрыть все аспекты действия неоднородного магнитного поля на ферромагнитную пленку. Поэтому в настоящей работе делается попытка на основе теории микромагнетизма рассмотреть достаточно полно, с учетом всех видов взаимодействий в спиновой системе, распределение намагниченности в ферромагнитной пленке под действием магнитного поля тока, текущего по линейным проводникам. На основе проведенных расчетов анализируются экспериментальные данные из вышеупомянутых работ.

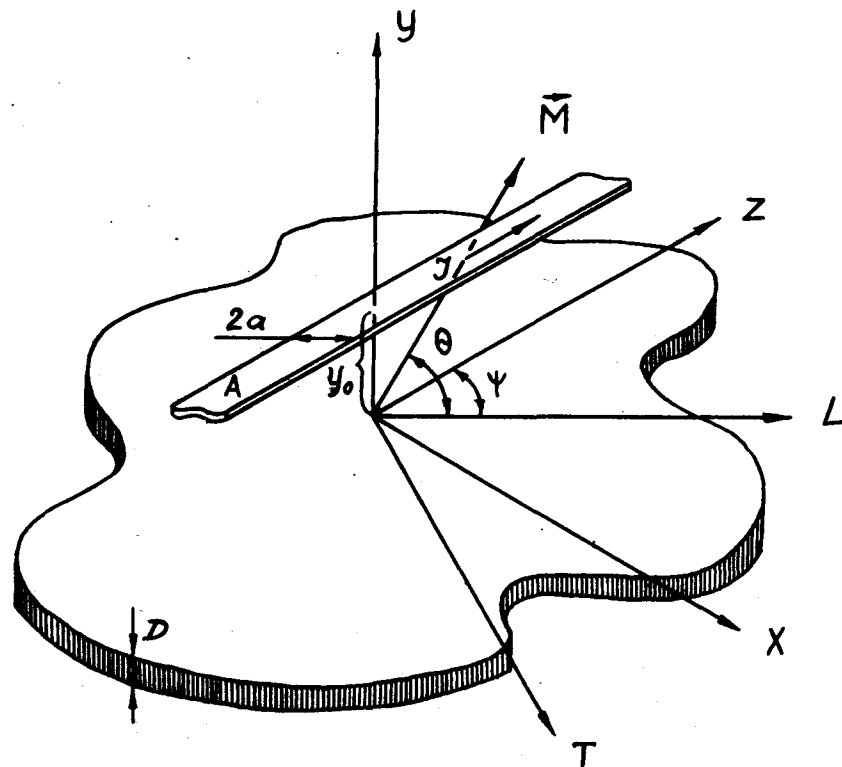


Рис. I. Взаимное расположение полосковой линии с током I и ферромагнитной пленки.

- D - ферромагнитная пленка толщиной D ;
- L - ось легкого намагничивания;
- T - ось трудного намагничивания;
- A - питающая полосковая линия шириной $2a$ на расстоянии y_0 от пленки;
- ψ - угол между осью легкого намагничивания и направлением тока в полосковой A линии;
- θ - угол между вектором намагниченности $\vec{M}$ и осью L .

§ 2. Расчет распределения намагниченности в неоднородном магнитном поле

Равновесное распределение намагниченности в ферромагнитной плёнке определяется из условия минимума общей энергии намагниченности. Общая энергия намагниченности складывается из энергии намагниченности во внешнем поле E_H , магнитостатической энергии E_S , обменной энергии E_A и энергии поля анизотропии E_K . Другие виды энергии (например, энергия упругих напряжений) в данной работе не рассматриваются.

Рассмотрим бесконечную в плоскости ферромагнитную пленку толщиной D (рис. 1). Пусть на плёнку действует пространственно неоднородное магнитное поле h_x , создаваемое током в линейном проводнике вдоль оси z , в плоскости $y=y_0$. Предположим, что поле действует вдоль плоскости пленки, зависит только от координаты x , симметрично относительно плоскости $x=0$, имеет максимум в плоскости $x=0$ и монотонно убывает до нуля при $|x| \rightarrow \infty$. Влиянием вертикальной составляющей магнитного поля h_y можно пренебречь, так как размагничивающее действие поверхности пленки экранирует действие поля h_y , по крайней мере, до величины $h_y \approx 4\pi M_s$ (M_s — намагниченность насыщения пленки), что на практике встречается очень редко и, как правило, $h_x \gg h_y$. В этих условиях вектор намагниченности $\vec{M}$ движется только в плоскости $y=0$. Далее, предположим, что внутри пленки $\frac{\partial H}{\partial y} = 0$, т.е. свойство пленки по толщине одинаковое. В общем случае это неверно. Однако в нашем случае такое предположение можно сделать, так как оно, по-видимому, существенно не скажется на результатах расчета. Тогда общая энергия намагниченности E выразится в виде [6]:

$$E = E_H + E_K + E_A + E_S, \quad (1)$$

где

$$E_H = -M_s D \int_{-\infty}^{\infty} h_x \sin \theta(x) dx,$$

$$E_K = K D \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \theta(x) dx,$$

$$E_A = A D \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 dx,$$

$$E_S = -M_s^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \sin \theta(x) \sin \theta(x') \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-x')^2} \right] dx dx' + 2\pi M_s^2 D \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \theta(x) dx.$$

Исходя из условия $\delta E = 0$ (т.е. вариация энергии должна равняться нулю), получим следующее уравнение:

$$\alpha^2 \frac{d^2 \theta}{dx^2} = \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) + q \sin \theta \cos \theta - \frac{h_x}{H_K} \cos \theta - \frac{q}{2\pi D} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \theta(x) \sin \theta(x') \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-x')^2} \right] dx', \quad (2)$$

где $\alpha = \sqrt{\frac{A}{K}}$, $q = \frac{4\pi M_s}{H_K}$, $H_K = \frac{2K}{M_s}$;

$\theta(x)$ — угол между вектором намагниченности и осью легкого намагничивания в точке x ;

A — константа обмена;

K — константа анизотропии;

M_s — намагниченность насыщения.

В данной работе проводятся подробные расчёты и производится сравнение с экспериментальными данными только для случая $\psi = 0$, т.е. когда магнитное поле действует вдоль оси трудного намагничивания.

Считая, что почти всюду в уравнении (2) обменный член мал по сравнению с остальными членами, за исключением окрестности $x \approx 0$ около отдельных точек, получим выражение

$$\cos \theta(x) \left\{ \frac{h_x}{(1+q)H_K} + \frac{q}{(1+q)2\pi D} \int_{-\infty}^{\infty} \sin \theta(x') \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-x')^2} \right] dx' - \sin \theta(x) \right\} = 0, \quad (3)$$

которое распадается на два уравнения:

$$\cos \theta(x) = 0, \quad (4)$$

$$\sin \theta(x) = \frac{h_x}{(1+q)H_K} + \frac{q}{(1+q)2\pi D} \int_{-\infty}^{\infty} \sin \theta(x') \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-x')^2} \right] dx'. \quad (5)$$

Общее решение задачи о распределении намагниченности в пленке должно быть составлено из решений уравнений (4) и (5).

Естественно искать решение уравнений (4) и (5) в области изменения x от $-\infty$ до $+\infty$ и изменения θ от нуля до $\frac{\pi}{2}$, так как под действием внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси трудного намагничивания, вектор $\vec{M}$ может отклониться от оси легкого намагничивания не больше чем на $\frac{\pi}{2}$. Учитывая монотонный спад поля влево и вправо от точ-

ки $x=0$, а также положительное значение интеграла в уравнении (5), можно утверждать, что при любых x в неравенстве

$$\frac{h(x)}{(1+q)H_K} + \frac{q}{(1+q)2\pi D} \int_{-\infty}^{\infty} \sin \theta(x') \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-x')^2} \right] dx' < \\ < \frac{hx}{(1+q)H_K} + \frac{q}{1+q} < 1, \text{ т.е. при } h_x < H_K,$$

угол $\theta(x)$ ни в одной из точек пленки не достигнет значения $\frac{\pi}{2}$ и, следовательно, для решения нашей задачи достаточно воспользоваться уравнением (5). Если же на некотором отрезке $[-x_{kp}, x_{kp}]$ окажется $h_x > H_K$, то на отрезке $[-x_{kp}, x_{kp}]$ угол $\theta(x)$ достигнет и будет равен постоянному значению $\frac{\pi}{2}$, а вне отрезка $[-x_{kp}, x_{kp}]$ в соответствии с монотонным спадом магнитного поля угол $\theta(x)$ также монотонно будет стремиться к нулю при $|x| \rightarrow \infty$. Следовательно, в этом случае для решения задачи о распределении намагниченности в пленке на отрезке $[-x_{kp}, x_{kp}]$ необходимо воспользоваться уравнением (4), а вне этого отрезка - уравнением (5), причем под знаком интеграла должно стоять решение на всей оси, т.е. при

$$|x| > |x_{kp}| \\ \sin \theta(x) = \frac{h(x)}{(1+q)H_K} + \frac{q}{(1+q)2\pi D} \int_{-\infty}^{\infty} Z(x') \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-x')^2} \right] dx', \quad (6)$$

где

$$Z(x) = \begin{cases} \sin \theta(x) & |x| > |x_{kp}| \\ 1 & |x| \leq |x_{kp}|. \end{cases} \quad (6')$$

Рассмотрим сначала решение задачи при $h_x < H_K$. Из уравнений (5) и (6) следует, что решение задачи для случая $h(x) > H_K$ совпадает с решением задачи для случая $h_x > H_K$ при условии $x_{kp} = 0$.

Для решения уравнения (5) при $h_x < H_K$ достаточно воспользоваться стандартным методом преобразования Фурье [7]. Опуская подробные выкладки, получим следующий результат:

$$\sin \theta(x) = \frac{hx}{(1+q)H_K} + \frac{q}{(1+q)H_K} \int_{-\infty}^{\infty} R(x-\xi) h(\xi) d\xi, \quad (7)$$

где

$$R(x-\xi) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{(1-e^{-\kappa D}) \cos(x-\xi)\kappa}{\kappa D \left[1 - \frac{q}{1+q} \frac{1-e^{-\kappa D}}{\kappa D} \right]} d\kappa. \quad (8)$$

Если $h(x) > H_K$ на отрезке $[-x_{kp}, x_{kp}]$, необходимо решить уравнение (6). Вместо того, чтобы непосредственно решать это уравнение с помощью какого-либо известного метода, например итерационного, предварительно преобразуем его в более удобную для сравнения с (5) форму. Для этого найдем такую функцию $\varphi(x)$, чтобы $Z(x)$ удовлетворяло уравнению:

$$Z(x) = \varphi(x) + \frac{q}{(1+q)2\pi D} \int_{-\infty}^{\infty} Z(x') \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-x')^2} \right] dx'. \quad (9)$$

Сравнивая уравнения (6) и (9), имеем:

$$\varphi(x) = \frac{h(x)}{(1+q)H_K} \quad \text{при } |x| \geq |x_{kp}|. \quad (10)$$

Так как решение уравнения (9) вполне аналогично решению уравнения (5), то можно сразу записать:

$$Z(x) = \varphi(x) + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} R(x-\xi) \varphi(\xi) d\xi. \quad (11)$$

Следовательно, из условия (6') следует, что при $|x| \leq |x_{kp}|$ функция $\varphi(x)$ должна быть определена из уравнения

$$1 = \varphi(x) + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} R(x-\xi) \varphi(\xi) d\xi. \quad (12)$$

Используя соотношение (10), с помощью простых преобразований получаем уравнение:

$$u(x) = s(x) - \frac{q}{1+q} \int_{-x_{kp}}^{x_{kp}} R(x-\xi) u(\xi) d\xi, \quad (13)$$

где $|x| \leq |x_{kp}|$, $u(x) \equiv f(x) - \varphi(x)$, $f(x) \equiv \frac{h(x)}{(1+q)H_K}$,

$$s(x) \equiv f(x) - 1 + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} R(x-\xi) f(\xi) d\xi.$$

Тогда из уравнения (11) при $|x| > |x_{kp}|$ получаем:

$$Z(x) = f(x) + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} R(x-\xi) f(\xi) d\xi - \frac{q}{1+q} \int_{-x_{kp}}^{x_{kp}} R(x-\xi) u(\xi) d\xi \quad (14)$$

и, следовательно, условие для определения точки x_{kp} можно записать в виде:

$$1 = f(x_{kp}) + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} R(x_{kp}-\xi) f(\xi) d\xi - \frac{q}{1+q} \int_{-x_{kp}}^{x_{kp}} R(x_{kp}-\xi) u(\xi) d\xi \quad (15)$$

Итак, совместное решение уравнений (13), (14) и (15) дает точное решение поставленной задачи для случая, когда $x_{кр} \neq 0$ или $h(x) > H_k$ на $[-x_{кр}, x_{кр}]$. Из сопоставления решений (7) и (14) следует, что при $x_{кр} = 0$ выражение (7) является частным случаем решения (14).

Для дальнейшего анализа полученной системы уравнений (13) - (15) необходимо исследовать поведение резольвенты $R(x-\xi)$ в зависимости от аргумента $(x-\xi)$ и параметра D . Прежде всего нетрудно убедиться, что $R(x-\xi) > 0$ при всех значениях аргумента, так как $R(x-\xi)$ связано с ядром

$$K(x-\xi) = \frac{1}{2xD} \ln \left[1 + \frac{D^2}{(x-\xi)^2} \right] \quad (\text{которое всюду положительно})$$

уравнением:

$$R(x-\xi) = K(x-\xi) + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} K(x-\eta) R(\eta-\xi) d\eta \quad (16)$$

(см., например, [7]).

Вследствие того, что фурье-компонента в выражении (8) для $R(x-\xi)$ всюду > 0 и при $K \rightarrow \infty$ убывает как $\frac{1}{K}$, то (как это следует из общей теории несобственных интегралов) $R(x-\xi)$ при $x = \xi$ имеет сингулярность. Характер сингулярности можно выяснить, подставив выражение (8) в левую часть уравнения (16) и проинтегрировав по η :

$$R(x-\xi) = K(x-\xi) + \frac{q}{(1+q)x} \int_0^{\infty} \left(\frac{1-e^{-kD}}{kD} \right)^2 \frac{\cos(x-\xi)k}{1 - \frac{q}{1+q} \cdot \frac{1-e^{-kD}}{kD}} dk. \quad (17)$$

Так как интеграл в выражении (17) сходится при любых $|x-\xi|$ и $D \neq 0$, то сингулярность $R(x-\xi)$ совпадает с сингулярностью $K(x-\xi)$, т.е. при $x = \xi$ $R(x-\xi) = +\infty$, а при $|x-\xi|$, равным D или нескольким D , значение $R(x-\xi)$ уже весьма мало.

Выяснив характер поведения функции $R(x-\xi)$, нетрудно оценить поведение интеграла $\int R(x-\xi)u(\xi) d\xi = J$ как функции от x . Из уравнения (9) следует, что при $|x| \leq |x_{кр}|$

$$u(x) = f(x) - 1 + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} z(\xi) K(x-\xi) d\xi.$$

Используя условие выбора решений в системе уравнений (3) - (5), можно утверждать, что выполняются неравенства

$$f(x) - 1 + \frac{q}{1+q} > u(x) > 0. \quad (18)$$

Следовательно, для интеграла J можно применить теорему о среднем значении:

$$J = \int_{-x_{кр}}^{x_{кр}} R(x-\xi)u(\xi) d\xi = R(x-x_c) \int_{-x_{кр}}^{x_{кр}} u(\xi) d\xi, \quad (19)$$

где $-x_{кр} < x_c < x_{кр}$.

Из выражений (18) и (19) следует, что характер поведения интеграла J как функции от x при $|x| > |x_{кр}|$ целиком определяется вышеисследованным поведением резольвенты $R(x-\xi)$. Так как $|x_c| \leq |x_{кр}|$, то при $|x| \sim |x_{кр} + D|$ интеграл J в уравнении (14) менее существен, чем остальные члены, т.е. при $|x| > |x_{кр}| + D$ формулу (14) можно записать в виде

$$z(x) \approx f(x) + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} R(x-\xi) f(\xi) d\xi, \quad (20)$$

а условие для определения $x_{кр}$ в виде:

$$1 = f(x_{кр}) + \frac{q}{1+q} \int_{-\infty}^{\infty} R(x_{кр}-\xi) f(\xi) d\xi. \quad (21)$$

На основании вышеизложенного можно утверждать, что решение, даваемое системой уравнений (20) и (21), может существенно отличаться от точного решения, даваемого системой уравнений (13) - (15), лишь в окрестности порядка D вблизи точки $x_{кр}$, причем сама точка $x_{кр}$ определяется из уравнения (21) с точностью до D . Качественный ход точного и приближенного решений, даваемого соотношениями (20) и (21), приводится на рис. 2.

Система уравнений (20) и (21) несравненно проще системы (13) - (15), поэтому целесообразно провести сравнение расчетных данных прежде всего на основе уравнений (20) и (21).

§ 3. Намагничивание ферромагнитной пленки в поле полосковой линии

Рассмотрим подробнее случай неоднородного магнитного поля, создаваемого бесконечно тонкой полосковой линией шириной $2a$ на расстоянии y_0 от пленки, простирающейся вдоль оси z от $-\infty$ до $+\infty$. Здесь $\psi = 0$, т.е. ось z совпадает с направлением легкого намагничивания в ферромагнитной пленке (см. рис. 1). Этот случай необходимо рассмотреть потому, что

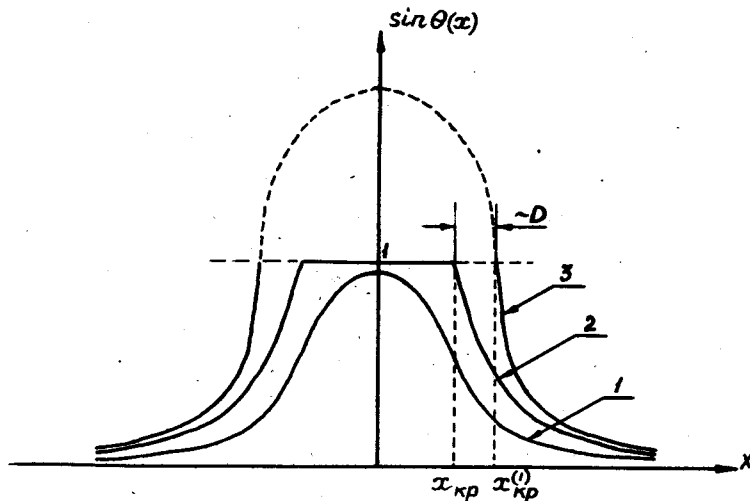


Рис. 2. Качественная картина распределения намагниченности в неоднородном магнитном поле.
1 - решение уравнения (7) при $h < H_K$;
2 - точное решение уравнений (13)-(15) при $h > H_K$;
3 - приближенное решение уравнений (13)-(15) (формулы (20) и (21)).

большинство экспериментов по исследованию режима работы в неоднородном магнитном поле производилось именно с полосковыми линиями. Это может оказаться полезным и при изучении режима работы устройств вычислительной техники на ферромагнитных пленках.

Предполагая, что плотность тока по ширине полосковой линии постоянна, и выполняя простые вычисления, получим, что

$$f(x) = \frac{h}{H_K \pi (1+q)} \left(\operatorname{arctg} \frac{a+x}{y_0} + \operatorname{arctg} \frac{a-x}{y_0} \right), \quad (22)$$

где $h = \frac{Q I L}{a}$ - магнитное поле вдоль оси полоски, т.е. при $x=y=0$. Подставив выражение (22) в формулу (20), получим:

$$\sin \theta(x) = \frac{2h}{\pi H_K} \int_0^{\infty} \frac{\sin \kappa x \cos \kappa y_0 \cdot e^{-\kappa y_0}}{\kappa (1+q - q \frac{1-e^{-\kappa D}}{\kappa D})} d\kappa. \quad (23)$$

Формула (23) и дает ответ на вопрос о том, каково распределение намагниченности под полосковой линией и вне ее, расположенной вдоль оси легкого намагничивания вне отрезка $[-x_{кр}, x_{кр}]$. Положение точки $x_{кр}$ определяется из соотношения:

$$1 = \frac{2h}{\pi H_K} \int_0^{\infty} \frac{\sin \kappa x_{кр} \cos \kappa y_0 \cdot \kappa}{\kappa (1+q - q \frac{1-e^{-\kappa D}}{\kappa D})} d\kappa. \quad (23')$$

В экспериментальных исследованиях чаще всего измеряют не непосредственно $\theta(x)$, а изменение потока индукции Φ под полосковой линией либо в режиме квазистатического перемагничивания (см., например, [3]), либо импульсного намагничивания [5].

Как известно [1], изменение потока под полосковой линией при намагничивании и перемагничивании в однодоменной модели, без учета размагничивающего поля, равно:

$$\frac{\Phi}{\Phi_s} = \frac{h}{H_K} \quad \text{при } |h| < H_K,$$

$$\frac{\Phi}{\Phi_s} = 1 \quad \text{при } |h| > H_K,$$

где Φ_s - поток при намагничивании до насыщения (см. рис.3).

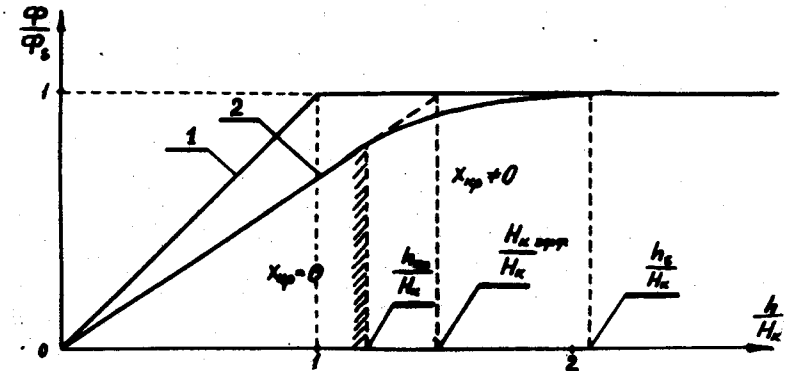


Рис. 3. Кривая намагничивания ферромагнитной пленки вдоль направления трудного намагничивания в магнитном поле полосковой линии.
1 - с учетом поля анизотропии;
2 - с учетом поля анизотропии и размагничивающего поля.

При наличии пространственного неоднородного распределения намагниченности под полосковой линией имеет место соотношение:

$$\frac{\Phi}{\Phi_s} = \frac{1}{a} \int_0^a w(x) dx. \quad (25)$$

В данном случае, используя формулы (23) и (23'), имеем:

$$\frac{\Phi}{\Phi_s} = \frac{x_{кр}(h)}{a} + \frac{1}{a} \int_{x_{кр}}^a \sin \theta(x) dx =$$

$$= \frac{x_{kp}(h)}{\alpha} + \frac{2h}{\pi \alpha H_k} \int_0^{\infty} \frac{\sin \alpha k (\sin \alpha k - \sin k x_{kp}(h))}{k^2 (1+q - q \frac{1-e^{-kD}}{kD})} dk. \quad (25')$$

Качественный ход решения уравнения (25') изображен на рис. 3.

При увеличении намагничивающего поля от нуля поток будет изменяться прямо пропорционально изменению внешнего магнитного поля до тех пор, пока при некотором поле $h = h_{kp}$ не появится x_{kp} , не равной нулю. При этом коэффициент пропорциональности, как это видно из уравнения (25'), меньше $\frac{1}{H_k}$. При дальнейшем увеличении поля поток уже не будет изменяться прямо пропорционально изменению внешнего намагничивающего поля. При этом точка x_{kp} будет перемещаться к краю полоски, т.е. пленка под полосковой линией будет намагничиваться до насыщения. Когда при некотором поле h_s x_{kp} будет равно α , то пленка под полосковой линией будет намагничена до насыщения:

$$x_{kp}(h_s) = \alpha. \quad (26)$$

Итак, можно записать:

$$\frac{\Phi}{\Phi_s} = \frac{h}{H_{k\text{эфф}}} \quad \text{при} \quad |h| < h_{kp},$$

$$\frac{\Phi}{\Phi_s} = \frac{h}{H_{k\text{эфф}}} + \frac{x_{kp}(h)}{\alpha} \frac{h}{\pi \alpha H_k} \int_0^{\infty} \frac{\sin \alpha k \cdot \sin k \cdot x_{kp}(h)}{k^2 (1+q - q \frac{1-e^{-kD}}{kD})} dk, \quad h_{kp} < |h| < h_s, \quad (27)$$

$$\frac{\Phi}{\Phi_s} = 1 \quad \text{при} \quad h_s < |h|,$$

где

$$H_{k\text{эфф}} = \frac{H_k}{\frac{2}{\pi \alpha} \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 \alpha k e^{-y_0 k}}{k^2 (1+q - q \frac{1-e^{-kD}}{kD})} dk}, \quad (28)$$

$$h_{kp} = \frac{H_k}{\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \alpha k e^{-y_0 k}}{k (1+q - q \frac{1-e^{-kD}}{kD})} dk}, \quad (29)$$

$$h_s = \frac{H_k}{\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \alpha k \cos \alpha k \cdot e^{-y_0 k}}{k (1+q - q \frac{1-e^{-kD}}{kD})} dk}.$$

Так как в реальных условиях $\alpha \gg D$, то интегралы в выражении

ях (28) - (30) легко вычисляются, считая, что

$$1+q - q \frac{1-e^{-kD}}{kD} \approx e^{\frac{qkD}{2}},$$

т.е. предполагая, что величины интегралов (28) - (30) определяются малыми значениями переменной интегрирования k .

$$H_{k\text{эфф}} \approx \frac{\frac{\pi}{2} H_k}{\left(\alpha \lg \frac{2\alpha}{qD y_0} + \frac{qD}{8\alpha} \lg \frac{(qD + y_0)^2}{(qD + y_0) + 4\alpha^2} \right)} \approx \frac{H_k}{1 - \frac{qD + y_0}{2\alpha} \left(\lg \frac{2\alpha}{qD y_0} + 1 \right)}, \quad (28')$$

$$h_{kp} = \frac{\frac{\pi}{2} H_k}{\alpha \lg \frac{2\alpha}{qD}} \approx H_k \left(1 + \frac{2(qD + y_0)}{\pi \alpha} \right), \quad (29')$$

$$h_s = \frac{\pi H_k}{\alpha \lg \frac{4\alpha}{qD}} = 2H_k \left(1 + \frac{qD + y_0}{\pi \alpha} \right). \quad (30')$$

Из формулы (30') следует, что насыщение наступает (в рамках сделанных физических и математических ограничений) при внешнем магнитном поле $\sim 2H_k$.

§ 4. Сравнение расчётов с экспериментальными данными

В связи с тем, что ферромагнитные пленки, получаемые по современной технологии, не бывают однородными (т.е. всегда имеется разброс поля анизотропии по величине и направлению, непостоянство толщины, неоднородность связи и т.п.), точного соответствия между наблюдаемыми величинами и расчетными данными быть не может.

Для случая $x_{kp} = 0$ в нашей статье мы проводим сравнение расчетных данных с экспериментальными данными из работы [4].

Как видно из рис. 4, расчетная (2) и экспериментальная (3) кривые хорошо согласуются при следующих параметрах пленки:

$D = 3600 \text{ \AA}$, $\alpha = 0,25 \text{ см}$, $y_0 \approx 0,01 \text{ см}$, $4\pi M_s = 10.000 \text{ гаусс}$, $H_k = 5,7 \text{ э}$.

В то же время кривая (I), рассчитанная только с учетом внешнего магнитного поля и поля анизотропии, существенно отличается от экспериментальной.

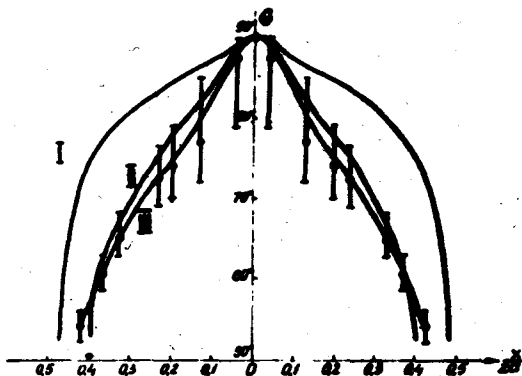


Рис. 4. Распределение намагниченности под полосковой линией.
I- расчетная кривая с учетом поля анизотропии;
II- расчетная кривая с учетом поля анизотропии и
размагничивающего поля по формуле (23);
III- экспериментальная кривая.

В работе 3 за эффективное поле анизотропии принималась сумма полей анизотропии H_K и размагничивающего в центре полосковой линии:

$$H_{K\text{эфф}} = H_K + \frac{qD}{\pi a}. \quad (31)$$

Сравнивая формулу (31) с формулами (28') - (30'), находим, что формула (31) совпадает с формулой (29') при $y_0 = 0$.

Экспериментальная проверка формулы (31), проведенная в работе [3], дает лишь отдаленное соответствие экспериментальным данным (ср. кривые (1) и (2) на рис. 5). Кривая (2) рассчитанная по формуле (28'), гораздо лучше согласуется с экспериментальными данными. Она строилась при следующих параметрах: $4\pi M_s = 10\,000$ гаусс, $H_K = 10$ э, $D = 660$ Å, $y_0 \approx 0,01$ см; причем y_0 было подсчитано из условий проведения опыта в работе [3].

По-видимому, можно получить лучшее соответствие расчетных и экспериментальных данных, если бы были известны более подробные сведения об условиях проведения эксперимента, в частности снимался ли весь наводимый сигнал на полосковую линию или только его часть, а также более точные данные о расстоянии полосковой линии до пленки и т.п.

Как показано в статье [5], в режиме намагничивания при $H_K = (8,7 \pm 0,8)$ э, ..., $D = 2000$ Å, $\alpha = 0,055$ см и

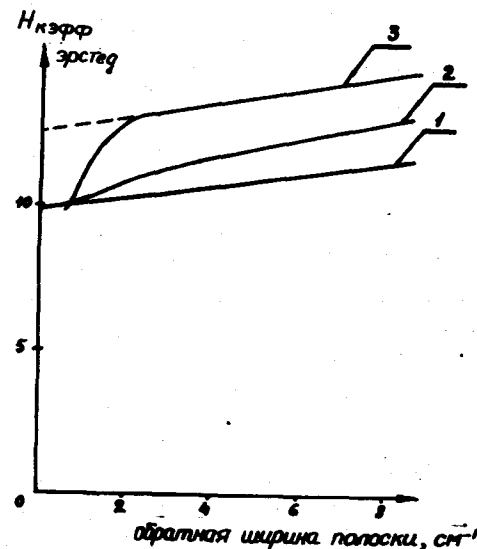


Рис. 5. Эффективное поле анизотропии $H_{K\text{эфф}}$ как функция ширины полоски.
1 - расчетная кривая по формуле (29');
2 - расчетная кривая по формуле (28');
3 - экспериментальная кривая.

$y_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ см было получено экспериментально эффективное поле анизотропии $H_{K\text{эфф}} = (24 \pm 1)$ э. По формуле же (28') $H_{K\text{эфф}} = 11,4$ э при данных параметрах пленки, а $h_s = 19,3$ э, т.е. имеется различие расчетных и экспериментальных данных, хотя это различие гораздо меньше, чем это следует из элементарной теории [3]. По-видимому, это различие можно частично объяснить инерционными процессами, возникающими при импульсном намагничивании.

Итак, на основе проведенных выше теоретических расчетов и сравнения их с известными экспериментальными данными, можно прийти к выводу, что теория микромагнетизма удовлетворительно объясняет поведение ферромагнитных пленок в неоднородном магнитном поле линейных проводников.

Развитая теория позволяет наметить пути разработки новых элементов вычислительной техники с целенаправленным действием на ферромагнитную пленку неоднородных магнитных полей.

В заключение авторы благодарят В.Л. Дятлова и Ю.С.Завьялова за полезные советы, а И.Мовенко и Г.Н. Николаеву за помощь при оформлении статьи.

Л и т е р а т у р а

1. В.В. Кобелёв. Петли гистерезиса одноосных ферромагнитных пленок. М. 1961 г.
2. E.M. Bradley. J.Appl. Phys. 1962, 33, 3, p. 10515.
3. K.O. Leaver, M.Prutton, J.Appl. Phys. 1962, 33,3,p.10955.
4. K.O. Leaver, M.Prutton, J.Electron and Control, 1963, 15, 2, p. 173.
5. J.G.Edwards. Nature N 4946 1964 г.,p. 711.
6. H.D.Dietze, H.Thomas. Z.f. Physik, 1961, 163, S.523-534.
7. В.И. Смирнов. Курс высшей математики. М., 1957 г. т.IV.

Поступила в редакцию
4.I.1966 г.