

А. К. БАРАНОВ

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМАГНИЧИВАЮЩИХ ПОЛЕЙ ТОНКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ ПО ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ И ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯ РАССЕЯНИЯ ОТ ЗАЗОРА

Изложены результаты экспериментального исследования размагничивающих полей ТФП в направлении трудной оси для связанных пленок, одна из которых играет роль пробного заряда. Найдена зависимость размагничивающего поля от величины внешнего поля, что позволило провести простой расчет полей в связанных пленках.

Известно, что по мере уменьшения линейных размеров тонкой ферромагнитной пленки (ТФП) все большую роль начинают играть ее размагничивающие поля, и даже приближенное описание поведения пленки должно учитывать это явление. Дополнительно к наведенной анизотропии ( $H_h$ ) край пленки (в особенности резкий край, образующийся при вытравливании из сплошной пленки отдельных элементов) выступает настолько мощным фактором анизотропии, что в полях до десятков эрстед вектор намагнитченности вблизи края ориентируется параллельно краю. Переход от ориентации, параллельной краю к среднему направлению намагнитченности, определяемому приложенным полем и одноосной анизотропией, может происходить как дискретно, с образованием обратных и замыкающих доменов у края перпендикулярного легкой оси (ОЛН), так и плавно, при приложении поля по оси трудного намагнитчивания (ОТН). В последнем случае область искривления намагнитченности, охватывающая весь образец при полях  $H < H_h$ , будет уменьшаться и отсвечиваться к краям, параллельным ОЛН по мере роста поля по ОТН [1—3].

Эволюция теоретических представлений о размагничивающих полях в ТФП шла от модели однородно намагнитченного сплюсненного сфероида [4] к моделям концентрированных [5] и распределенных [6] полюсов.

Х. Камп [7] получил машинное решение распределения намагнитченности в полоске ТФП при приложении поля по ОТН. Из его результатов видно, что размагничивающее поле в диапазоне  $H > 3H_h$  возрастает на краю полоски и остается постоянным в центральной области.

В работе [8] были экспериментально найдены поля рассеяния полосок ТФП по оси легкого намагнитчивания. Целью настоящей работы

является экспериментальное определение эффективных размагничивающих полей по ОТН. Эксперимент заключался в перемагничивании связанных полосок ТФП, как и в работе [8], однако сам метод был модифицирован.

Пленка  $M_2$ , размагничивающее поле которой необходимо определить, имела форму длинной полоски с шириной 0,5 мм и ОЛН вдоль нее. Связанная с ней другая полоска  $M_1$  такой же ширины выступала в роли «пробного заряда» и имела ОЛН поперек длины. Между полосками ТФП был расположен напыленный медный проводник толщиной 1,5 мкм (рис. 1). В отсутствие внешних полей полоска  $M_2$  намагничена вдоль длины и ее размагничивающее поле по оси  $x$  равно нулю. Для

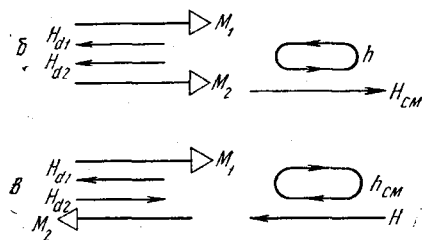
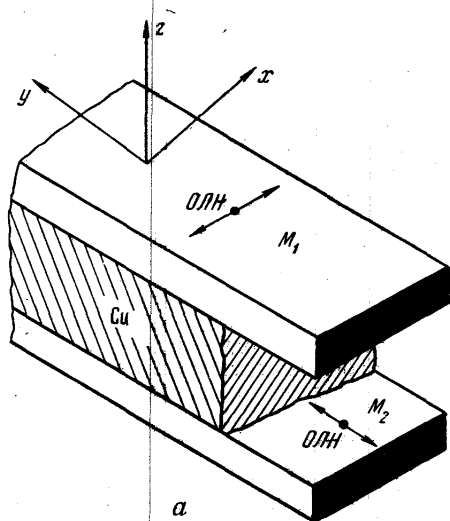


Рис. 1, а — схематическое изображение связанных полосок ТФП. Ориентация намагниченной  $M_1$  и  $M_2$  и полей перед началом перемагничивания  $M_1$ :  $H$  — однородное внешнее поле,  $h$  — поле от проводника между полосками,  $Hd_1$  и  $Hd_2$  — размагничивающие поля; 1, б — состояние задано полем  $H_{cm}$ , 1, в — состояние задано полем  $h_{cm}$

создания его необходимо приложить в этом направлении поле смещения. С этой целью может быть использовано внешнее однородное поле  $H$ , создаваемое катушками Гельмгольца, или поле  $h$ , возникающее при пропускании тока по проводнику между пленками. Возможны два варианта перемагничивания этой системы в направлении, перпендикулярном длине полосок.

1. Исходное состояние задается смещающим внешним полем  $H_{cm}$ . Перемагничивание полоски  $M_1$  происходит под действием поля  $h$ . На рис. 1, б показаны намагниченности пленок и действующие поля рассеяния  $Hd_1$  от пленки  $M_1$  и  $Hd_2$  от пленки  $M_2$ . Условие начала перемагничивания полоски  $M_1$  принимает вид

$$h_1 + Hd_2 + Hd_1 - H_{cm} = H_{c1}. \quad (1)$$

При 50%-ном переключении полоски  $M_1$  ее размагничивающее поле можно положить равным нулю, откуда поле 50%-ного переключения равно

$$h_2 = H_{c1} + (H_{cm} - Hd_2). \quad (2)$$

Ясно, что наша «пробная пленка» должна быть низкокоэрцитивной и иметь возможно меньшую толщину, чтобы ее размагничивающим полем  $Hd_1$  можно было пренебречь. С другой стороны, роль этого поля состоит

в ускорении перемагничивания пленки  $M_1$ . Действительно, с началом переключения  $M_1$  уменьшается ее размагничивающее поле  $H_{d1}$ , что вызывает подмагничивание пленки  $M_2$  и рост  $H_{d2}$ , который способствует дальнейшему перемагничиванию  $M_1$ . Процесс происходит скачкообразно, и точка  $h_2$  может быть довольно точно зафиксирована. Поле перемагничивания не велико и отклоняется от  $H_{c1}$  на величину нескомпенсированной разницы ( $H_{cm} - H_{d2}$ ).

2. Исходное состояние может быть задано полем  $h_{cm}$ , а перемагничивание  $M_1$  вызывается внешним полем  $H$ . Все действующие поля показаны на рис. 1, в. Условие 50%-ного перемагничивания принимает вид

$$H_2 = H_{c1} + h_{cm} + H_{d2}, \quad (3)$$

т. е. поле переключения больше, чем в предыдущем случае, на  $2H_{d2}$  и, кроме того, по мере роста  $H$  происходит подмагничивание  $M_2$ , препятствующее переключению  $M_1$ .

Таким образом, первый способ оказался предпочтительнее, и все дальнейшие измерения были проведены на его основе.

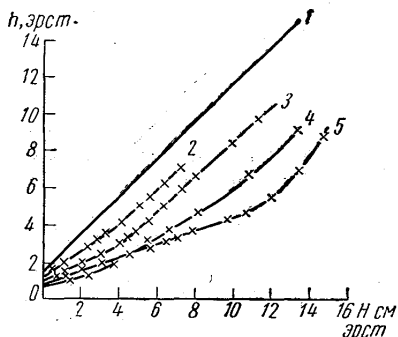


Рис. 2. Зависимость поля перемагничивания полоски  $M_1$  от поля  $H_{cm}$ , 1 — одиночная полоска  $M_1$ ;  $M_1$  связана с полосками: 2 —  $d=1100 \text{ \AA}$ ,  $H_k=8 \text{ эрст}$ ; 3 —  $d=1500 \text{ \AA}$ ,  $H_k=7 \text{ эрст}$ ; 4 —  $d=2700 \text{ \AA}$ ,  $H_k=4 \text{ эрст}$ ; 5 —  $d=3900 \text{ \AA}$ ,  $H_k=8 \text{ эрст}$

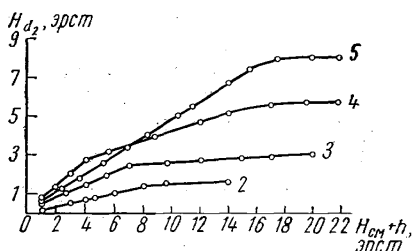


Рис. 3. Зависимость размагничивающего поля  $H_{d2}$  полосок ТФП от поля в направлении ОТН. Параметры пленок те же, что на рис. 2

В качестве пленки  $M_1$  была выбрана ТФП шириной  $0,5 \text{ мм}$ , толщиной  $600 \text{ \AA}$  с  $H_{c1}=1,5 \text{ эрст}$ . В роли пленок  $M_2$  выступали ТФП с шириной  $0,5 \text{ мм}$  и толщинами  $1100 \text{ \AA}$ ,  $1500 \text{ \AA}$ ,  $2700 \text{ \AA}$ ,  $3900 \text{ \AA}$ . На рис. 2 показаны кривые перемагничивания полоски  $M_1$ , связанной поочередно с этими пленками. Кривая 1 получена при перемагничивании одиночной пленки  $M_1$ . Поле переключения в этом случае равно

$$h_3 = H_{c1} + H_{cm}. \quad (4)$$

Отсюда размагничивающее поле  $H_{d2}=h_3-h_2$ . Одновременно кривая 1 служит для взаимной калибровки  $H$  и  $h$ .

На рис. 3 показаны найденные значения  $H_{d2}$  в функции от  $(H_{cm}+h)$ . Можно отметить следующие характерные особенности этой зависимости.

1. В начальном диапазоне полей при  $H_{cm}+h \leq H_k$   $H_{d2}$  возрастает линейно и наклон тем больше, чем больше толщина полоски. Это область «накопления магнитных зарядов». Действительно, так как

$$\rho = \frac{dM_x}{dx}, \quad \text{а } M_x(0) = M_0 \quad \text{при } H_{\text{см}} + h - H_{a2}(0) = H_k \quad \text{и } M_x(w) = 0,$$

то  $\int_0^w \rho(x) dx = M_0,$

где  $w$  — половина ширины полоски.

2. В поле, близком к  $H_k$ , наблюдается точка излома, после которой возрастание  $H_{a2}$  происходит также линейно, но с меньшим наклоном. Это — область сдвига распределенного заряда к краям пленки.

3. При полях  $H_{\text{см}} + h > 3H_k$  наблюдается насыщение полей рассеяния. Это происходит потому, что весь заряд скапливается на краях полоски, и пленка приближается к модели сконцентрированных полюсов.

4. Численные значения размагничивающих полей при их насыщении пропорциональны толщинам пленок и совпадают со значениями, полученными в работе [8] для полосок той же ширины в направлении ОЛН. Найденные значения полей превышают примерно в полтора раза поле в центре полоски, вычисленное из модели сконцентрированных полюсов.

5. Пересечение кривых 4 и 5 вызвано тем, что пленка 4 имеет меньшую толщину, чем 5, следовательно, меньшее размагничивающее поле при насыщении, но одновременно 4 обладает и меньшим полем анизотропии  $H_k$  и в малых полях  $H_{\text{см}} + h < H_k$  отклонение намагниченности в ней происходит быстрее, чем в пленке 5.

Таким образом, эффективное размагничивающее поле ТФП в начальном диапазоне имеет линейную зависимость от приложенного внешнего поля. Коэффициент пропорциональности является сложной функцией, в первую очередь, толщины пленки и ее поля анизотропии. Приближенно его можно считать обратнопропорциональным  $H_k$ , как это следует из астроидной модели.

В случае взаимодействия двух магнитных полосок с параллельными продольными ОЛН наклон индивидуальных кривых  $H_d(H, h)$  изменяется. Это происходит потому, что кроме внешнего поля  $H$  или  $h$  на пленку будет действовать поле рассеяния связанной с ней пленки. Положим, что зависимости размагничивающих полей полосок 1 и 2 в несвязанном состоянии выражаются в виде  $H_{d1} = ah$ ,  $H_{d2} = bh$ , тогда в связанном состоянии при действии поля от внутреннего проводника мы получаем систему

$$H_{d1} = a(h + H_{d2}), \quad H_{d2} = b(h + H_{d1}). \quad (5)$$

Решение ее имеет вид

$$H_{d1} = a \frac{1+b}{1-ab} h, \quad H_{d2} = b \frac{1+a}{1-ab} h, \quad (6)$$

а так как  $a, b < 1$ , то размагничивание возрастает. Эффективное магнитное поле, действующее на пленки в связанной системе, равно

$$h_{1\text{эфф}} = h - H_{d1} + H_{d2} = \left(1 + \frac{b-a}{1-ab}\right) h,$$

$$h_{2\text{эфф}} = h + H_{d1} - H_{d2} = \left(1 + \frac{a-b}{1-ab}\right) h. \quad (7)$$

При равенстве толщин пленок  $d_1 = d_2$  и отличающихся полях анизотропии  $H_{k1} < H_{k2}$  меньшему  $H_k$  соответствует больший наклон  $a > b$ . Если же пленки связаны, то, как следует из (7), происходит некоторая компенсация свойств  $h_{2\text{эфф}} > h_{1\text{эфф}}$ .

Если параметры пленок равны, то в рамках данной модели размагничивающие поля полностью компенсируют друг друга и эффективное поле равно приложенному.

Аналогичное рассмотрение может быть проведено для результатов воздействия на связанные пленки внешнего однородного поля. В этом случае взаимосвязь полей имеет следующий вид:

$$H_{d1} = a(H - H_{d2}), \quad H_{d2} = b(H - H_{d1}). \quad (8)$$

Ее решение

$$H_{d1} = a \frac{1-b}{1-ab} H, \quad H_{d2} = b \frac{1-a}{1-ab} H, \quad (9)$$

т. е. наклон уменьшается. Эффективные поля, действующие на обе пленки, одинаковы и равны

$$H_{1\text{эфф}} = H_{2\text{эфф}} = \left(1 - \frac{a+b-2ab}{1-ab}\right) H. \quad (10)$$

Эффект взаимодействия связанных полосок по ОТН наблюдался при перемагничивании их путем подачи поля в этом направлении и одновременного приложения по ОЛН небольшого поля, противоположного исходной намагниченности. Известно, что при таком способе воздействия на одиночный элемент при превышении полем некоторого предела перемагничивается центральная область. По мере возрастания поля она все увеличивается и приближается к краям элемента, параллельным ОЛН. Однако очень узкая непереключенная полоска у края остается в полях до десятков эрстед. Такое поведение пленки хорошо согласуется с моделями неоднородного размагничивающего поля, по которым последнее на краю полоски отличается от приложенного поля менее, чем на  $H_k$ .

Можно ожидать, что у связанных ТФП при идеальной компенсации кривая перемагничивания превратится в вертикальную прямую при  $h = H_k$ . Реальная же система при переключении демонстрирует неполную компенсацию с сохранением общего характера процесса.

Кривая перемагничивания связанной полоски сдвинута относительно кривой для одиночной полоски в сторону меньших полей на величину, равную эффективному размагничивающему полю, определенному выше. Узкие неперемагниченные полоски шириной менее 50 мкм оставались и в связанных пленках непосредственно у края параллельного ОЛН.

Одним из основных вопросов в проблеме двух связанных пленок является эффективность замыкания их магнитных потоков. Оно, в первую очередь, зависит от геометрических размеров элементов и зазора между ними. Ясно, что чем меньше зазор, тем лучше замыкание. Однако необходимость нахождения между пленками по крайней мере двух проводников определяет нижнюю границу зазора в несколько микрон.

Так как связь между элементами осуществляется через взаимодействие их магнитостатических полей, то оценку критичности зазора можно провести по изменению поля рассеяния пленки в зависимости от расстояния до нее по оси  $z$ . Теоретический расчет поля рассеяния для модели плоского сфероида, проведенный в работе [4], показал, что поле остается однородным в промежутке  $z/2\omega \leq 0,1$ .

В данной работе проводилось изучение зависимости поля рассеяния тонкой ферромагнитной пленки в форме узкой полоски с легкой осью, перпендикулярной ее длине в зависимости от зазора между пленками. Был использован метод, описанный в работе [8]. Схема перемагничивания связанных полосок та же, что и на рис. 1, если повернуть легкую ось пленки  $M_2$  на  $90^\circ$ . Полоски ТФП были напылены на стеклянную

ные подложки толщиной 2 мм. На одной из них ( $M_1$ ) поверх пермаллоя напылялся проводник толщиной 1,5 мкм. Зазор между пленками регулировался прокладками стандартной толщины в 7, 10, 20 и 50 мкм. Исходные параметры ТФП были следующие:  $M_2$  — «испытуемая по-

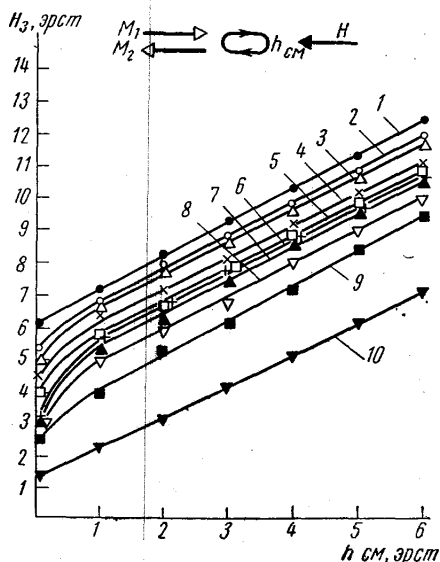


Рис. 4. Семейство зависимости поля 50%-ного перемагничивания полоски  $M_1$  от поля смещения для различных зазоров. 1 — 3, 2 — 7, 3 — 15, 4 — 20, 5 — 30, 6 — 40, 7 — 50, 8 — 70 и 9 — 100 мкм; 10 —  $\infty$

щенным, прикладывались поля смещения  $H$  и  $h$ .

Поле 50%-ного переключения полоски  $M_1$  из антипараллельного состояния:

$$H_3 = H_{c1} + H_{d2}(z) + h_{cm}. \quad (11)$$

Поле 50%-ного переключения  $M_1$  из параллельного состояния:

$$h_2 = H_{c1} - H_{d2}(z) + H_{cm}. \quad (12)$$

Откуда

$$H_{d2}(z) = \frac{H_3 - h_2}{2}.$$

На рис. 4 представлены семейства кривых перемагничивания «пробной» пленки в функции от поля смещения с зазором между пленками  $z$  в качестве параметра. Кривая 1 получена при перемагничивании сложенных пленок без прокладок. Линейность всей кривой 1 на рис. 4 свидетельствует о насыщенном состоянии  $M_1$  при антипараллельной ориентации ее с  $M_2$  в нулевом поле. При введении прокладки между полосками  $M_2$  частично перемагничивается. Кривая 10 получена для одиночной полоски  $M_1$ . На рис. 4 показана зависимость поля рассеяния полоски от зазора в натуральном и нормированном виде. Нормирование поля рассеяния проведено к величине его для минимального зазора, а зазор нормирован к ширине плоскости. Наблюдающийся мо-

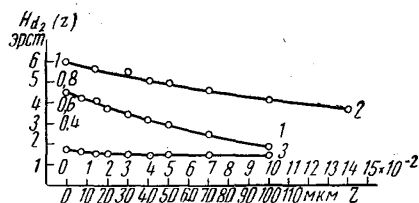


Рис. 5. Зависимость поля рассеяния в натуральном (1) и нормированном (2) виде и coercитивной силы (3) от зазора

лоска» — шириной 0,5 мм, толщиной  $d_2=2000 \text{ \AA}$ ,  $M_1$  — «пробная пленка» — шириной 0,5 мм, толщиной  $d_1=750 \text{ \AA}$ . Для нахождения поля рассеяния пленки  $M_2$  проводилось переключение пленки  $M_1$  при ее параллельной (ПР) и антипараллельной (АПР) ориентациях относительно  $M_2$ . Так как толщина пленки  $M_2$  достаточно большая, состояние насыщения ее в нулевом внешнем поле неустойчиво и она разбивается на домены. Чтобы поддерживать ее состояние насы-

нотонный спад поля по мере увеличения зазора более резок при малых величинах и меньший при больших. В практически реализуемых случаях при  $z=10$  мкм спад поля составляет около 10% от максимального.

Корректность определения поля рассеяния может быть легко проверена путем контроля величины коэрцитивной силы  $H_{c1}$ . Действительно, если полуразность (11) и (12) дает  $H_{d2}(z)$ , то их полусумма равна  $H_{c1}$ . На том же рис. 5 показано значение  $H_{c1}$ , определенное для различной величины зазора. Видно, что в пределах 0,2 эрст  $H_{c1}$  остается постоянной.

В заключение автор выражает благодарность Р. В. Телеснину за консультации и помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тонкие магнитные пленки, под ред. Р. В. Телеснина. М., «Мир», 1964.
2. Ильичева Е. Н., Канавина Н. Г., Шишков А. Г. «Физика металлов и металловед.», 21, вып. 1, 21, 1966.
3. Ильичева Е. Н., Канавина Н. Г., Шишков А. Г. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, 99, 1966.
4. Chang H., Milnes A. G. IRE Trans Electr. Comput., 8, No. 4, 458, 1959.
5. Leaver K. D., Prutton M. J. Electron Control, 15, 173, 1963.
6. Crowther T. Proceedings of Intermag Conference part., 5, No. 7, 1964.
7. Купр Н. I. Res. and Dev., 9, No. 2, 118, 1965.
8. Баранов А. К., Ибаев Ю. К. «Изв. АН СССР», сер. физич., 31, № 3, 1967.

Поступила в редакцию  
28.4 1967 г.

Кафедра  
общей физики для физиков