

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРУГОВОЙ АНИЗОТРОПИИ  
В ТОНКИХ ПЛОСКИХ КОЛЬЦЕВЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Ю.Л.Данилевский, И.С. Лискер

В работах [1,2] были описаны конструкция и получение тонких ферромагнитных плёнок и плёночных индуктивных элементов тороидального типа методом вакуумного напыления.

В данной статье приводятся результаты экспериментального исследования круговой анизотропии в плоских кольцевых ферромагнитных плёнках, полученных указанным способом. Наличие наведенной круговой анизотропии фиксировалось как при непосредственном наблюдении за доменной структурой с помощью магнитооптического эффекта Керра [3], так и по кривым дифференциальной магнитной восприимчивости [4, 5], а также по данным ферромагнитного резонанса [6].

Для визуального наблюдения доменной структуры использовался меридиональный эффект Керра, который возникает при падении линейно поляризованного света на плоскую плёнку под углом в 60 градусов, отсчитываемых от нормали к её поверхности. Отражаемый свет испытывает положительное или отрицательное вращение плоскости поляризации в зависимости от направления намагниченности в наблюдаемой точке поверхности плёнки.

При падении поляризованного света на поверхность плоской плёнки, находящейся в однодоменном состоянии с одноосной анизотропией, отражаемый свет испытывает одинаковое вращение плоскости поляризации во всех точках поверхности плёнки.

При наличии же круговой анизотропии вращение плоскости поляризации отраженного света различно в различных точках поверхности плёнки даже тогда, когда плёнка находится в однодоменном состоянии. В результате этого эффекта интенсивность отраженного света, прошедшего через анализатор, должна монотонно меняться вдоль плёночного ферромагнитного кольца, что и было обнаружено экспериментально (фото 1а, б и 2).

На фото 1а,б показаны также два приблизительно кольцевых домена с взаимно противоположным направлением намагниченности. Такая доменная конфигурация была получена следующим образом: сначала плёнка была намагничена до однодоменного состояния аксиальным магнитным полем одного направления, затем это поле снималось и включалось аксиальное магнитное поле другого направления. Так как аксиальное магнитное поле создавалось с помощью тока, проходящего по стержню (который вставлялся в отверстие подложки перпендикулярно её плоскости), то величина напряжённости магнитного поля спадала обратно пропорционально расстоянию от оси стержня, и в результате этого домены располагались кольцеобразно. При включении аксиального магнитного поля обратного направления величина напряжённости поля на расстоянии от стержня до внешнего края внутреннего домена превышала коэрцитивную силу ферромагнитной плёнки.

После образования двух кольцевых доменов можно получить три домена, если снова изменить направление аксиального магнитного поля и одновременно уменьшать ток в стержне. При этом внутренний домен будет иметь одинаковое направление намагниченности с внешним, а домен, заключённый между ними, — противоположное. Уменьшение тока должно быть таким, чтобы величина напряжённости магнитного поля на внешнем крае вновь образованного домена не превышала величину коэрцитивной силы  $H_c$  ферромагнитной плёнки.

Как видно из фотографий (фото 1,2), неоднородности в структуре плёнок не позволяют получить идеальные кольца, поскольку различные участки плёнки имеют неодинаковые коэрцитивные силы и поля старта.

Существенный интерес представляет наблюдение процесса перемagnetизации фольгевой плёнки под действием поля витка, охватывающего магнитопровод с помощью магнитооптического эффекта Керра. Как видно из фотографий 3а, б, в, г, д, зародыш перемagnetизации, возникший на внутренней стороне кольца под токовым витком, с ростом внешнего магнитного поля распространяет-

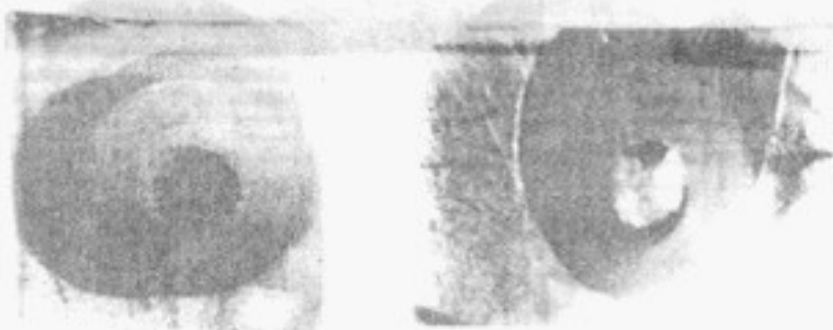


Фото.1. Общий вид кольцевых доменов в плёнках с круговой анизотропией: а) при положительном угле поворота азимута — азимута относительно плоскости поляризации света; б) то же при отрицательном угле.



Фото 2. Общий вид кольцевых доменов, полученных после двух последовательных перемagnetизаций в аксиальном магнитном поле

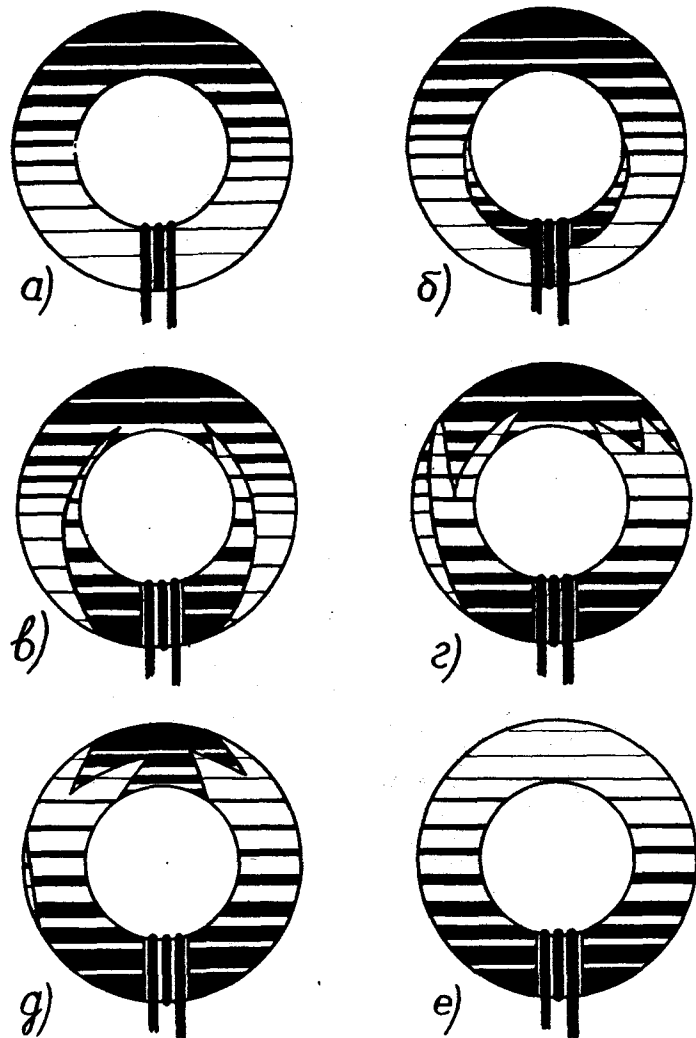


Фото 3. Характер изменения доменной структуры ферромагнитной кольцевой пленки при изменении магнитного поля тока в витках: 1 - ферромагнитная пленка; 2 - виток; а), б), в), г), д) - рост доменов перемагничивания, обусловленный увеличением тока в витках

ся по всему магнитопроводу. Однако рост зародыша перемагничивания происходит скачкообразно, в то время как ток в витке увеличивается постепенно. Это обстоятельство объясняется тем, что фронт перемагничивания, распространяясь вдоль магнитопровода, задерживается на различных дефектах в плёнке. Хотя поле витков очень быстро убывает с расстоянием, тем не менее зародыш перемагничивания внутри ферромагнитного материала простирается далеко по пленочному кольцу вдоль наведенного в процессе изготовления направления круговой анизотропии.

Очевидно, что в приведённом опыте магнитное поле существенно неоднородно в пространстве. Поэтому для полного перемагничивания всей кольцевой ферромагнитной плёнки необходимо пропустить по виткам ток по величине больший, чем это требуется для перемагничивания участка плёнки непосредственно под токопроводящими витками. Однако абсолютная величина тока, достаточная для перемагничивания всего кольца, оказывается значительно меньше тока, при котором на участках, наиболее удалённых от витков, напряженность перемагничивающего магнитного поля достигает величины коэрцитивной силы  $H_c$ . Этот факт свидетельствует о том, что размагничивающие поля, возникшие после перемагничивания участка плёнки непосредственно под токопроводящими витками, способствуют замыканию магнитного потока внутри магнитопровода, усиливают напряженность эффективного перемагничивающего поля и обеспечивают перемагничивание всей кольцевой плёнки под действием внешнего магнитного поля, создаваемого током в витках, охватывающих только часть пленочного магнитопровода.

Для количественной характеристики замыкания магнитного потока внутри магнитопровода удобно ввести коэффициент  $Q$ , равный отношению коэрцитивной силы  $H_c$  ферромагнитной плёнки к напряженности внешнего магнитного поля  $H_3$ , при котором происходит перемагничивание удалённого от витков участка кольца:

$$Q = \frac{H_c}{H_3}. \quad (I)$$

Исходя из экспериментальных данных о замыкании магнитного потока внутри магнитопровода и зная геометрические размеры витков и магнитопровода, можно подсчитать величину  $H_3$ . Представим для этого модель элемента в виде изображённого на рис. 4 кольцевого магнитопровода 1, охваченного сплошным прямоугольным витком 2. Магнитопровод имеет внутренний радиус  $R_i$  и внешний -  $R_в$ . Сплошной виток имеет ширину  $2a$ , высоту  $2c$  и зазор  $2b$ , причем  $a > b$  и  $c > b$ .

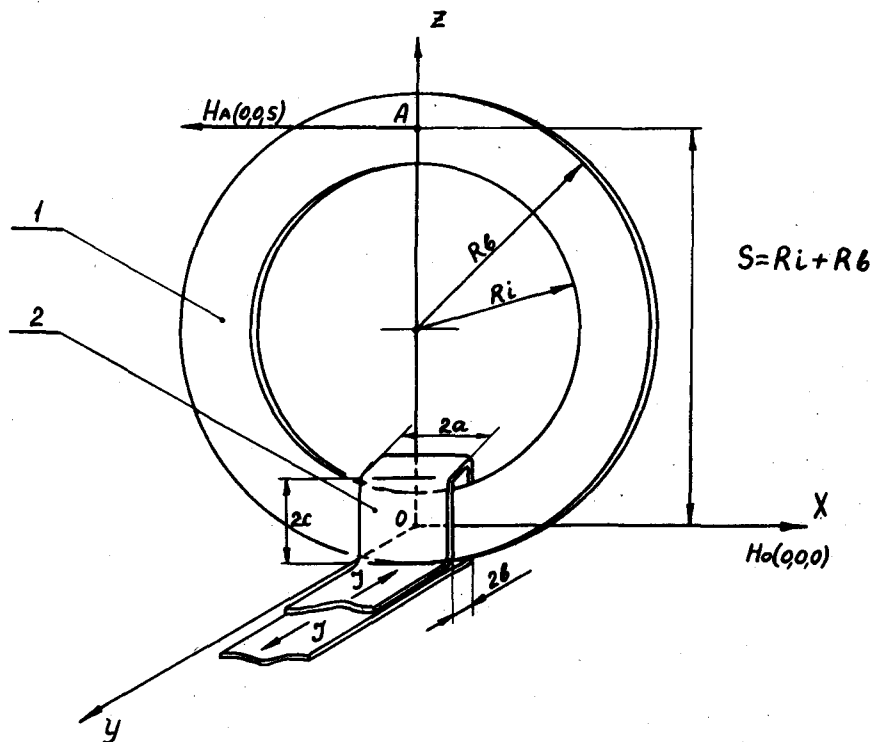


Рис. 4. Общий вид кольцевого магнитопровода со сплюснутым прямоугольным витком: 1 - магнитопровод; 2 - виток

Будем считать, что напряженность магнитного поля в точках  $O$  и  $A$  равна соответственно  $H_0(0,0,0)$  и  $H_A(0,0,S)$  при токе в витке  $J$ . Отношение  $\frac{H_0}{H_A}$ , не зависящее от тока, обозначим через  $\alpha$ :

$$\frac{H_0}{H_A} = \alpha. \quad (2)$$

Поле, при котором происходит перемагничивание непосредственно под витками, равно  $H_c$ . Тогда магнитное поле в точке  $A$  по формуле (2) будет равно:

$$H_A = \frac{H_c}{\alpha}, \quad (3)$$

Чтобы произошло перемагничивание наиболее удаленного от витков участка, необходимо увеличить поле в  $\gamma$  раз по сравнению с полем, достаточным для перемагничивания пленки непосредственно под витками, т.е.

$$H_3 = \gamma \cdot H_A = \frac{\gamma H_c}{\alpha}. \quad (4)$$

Подставляя полученное выражение для  $H_3$  в формулу (1), получаем:

$$Q = \frac{\alpha}{\gamma}. \quad (5)$$

Воспользовавшись формулой

$$\vec{H} = \frac{1}{c} \int_V \frac{[\vec{J} \vec{R}]}{R^3} dV \quad (6)$$

для подсчета полей  $H_0$  и  $H_A$  ( $\vec{J}$  - плотность тока в витке,  $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$ , где  $\vec{r}$  - радиус-вектор, проведенный в точку наблюдения;  $\vec{r}'$  - радиус-вектор точки интегрирования;  $V$  - объем витка), найдем значение  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{2a \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}{c}}{\operatorname{arctg} \frac{a}{b} \times \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + (s+c)^2}}{s+c} - \operatorname{arctg} \frac{a}{b} \times \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + (s-c)^2}}{s-c}}. \quad (7)$$

Так, в приведенном выше примере (рис. 3)  $a \approx 3$  мм,  $b \approx 1$  мм,  $c = 2$  мм,  $s \approx 10$  мм. Тогда по формуле (7) найдем, что

$$\alpha \approx 250.$$

Величина  $\gamma$  может быть определена экспериментально. В том же примере (рис. 3) величина  $\gamma$  оказалась приблизительно равной 10. Подставляя найденные значения  $\alpha$  и  $\gamma$  в формулу (5), получаем:

$$Q \approx 25.$$

В силу того, что  $Q \gg 1$ , эффективность замыкания магнитного тока по замкнутому магнитопроводу сравнительно высока. При отсутствии замыкания потока  $\gamma = \alpha$ , т.е.  $Q = 1$ .

Для дополнительного подтверждения наличия круговой анизотропии в исследуемых кольцевых пленках были проведены измерения дифференциальной магнитной восприимчивости (д.м.в.).

Как известно [4,5], д.м.в. пропорциональна сигналу, на-

водимому на съёмный виток, охватывающий ферромагнитную плёнку при одновременном воздействии на неё двух магнитных полей: низкочастотного-перемагничивающего и высокочастотного - малой амплитуды ( $\ll H_c$ ) (направления воздействующих магнитных полей могут задаваться произвольно). Кривые д.м.в. наблюдаются на экране осциллографа. Для этого на вертикальные пластины осциллографа подаётся напряжение, пропорциональное амплитуде низкочастотного магнитного поля, а на горизонтальные - усиленный и продетектированный сигнал с плёнки. Исследования проводились на приборе, описанном в работе [4].

Схема воздействия внешних магнитных полей на ферромагнитную плёнку показана на рис. 5: направление пробного высокочастотного магнитного поля  $\vec{H}$  (60 мГц) в плоскости плёнки и перпендикулярно плоскости съёмного витка I; съёмный виток охватывает плёнку 2, проходя через её центр. Низкочастотное поле (50 Гц), перемагничивающее плёнку, также лежит в плоскости плёнки и направлено под различными углами  $\psi$  к плоскости съёмного витка.

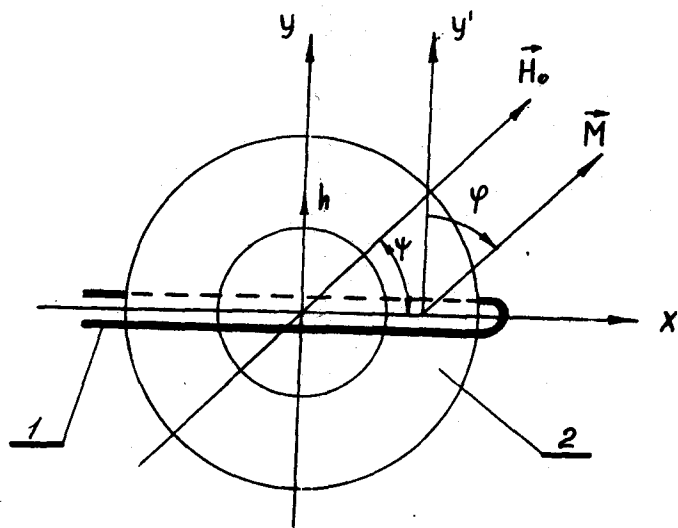


Рис. 5. Схема измерения дифференциальной магнитной восприимчивости кольцевых плёнок: 1 - съёмный виток; 2 - кольцевая плёнка.

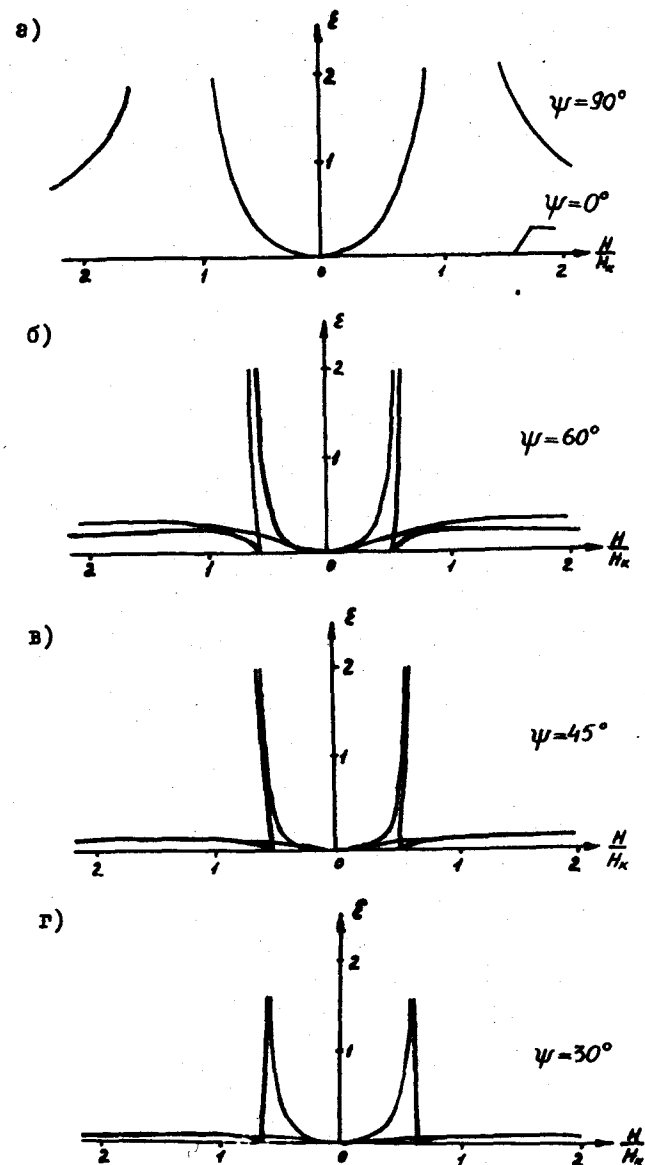


Рис. 6. Теоретические кривые дифференциальной магнитной восприимчивости, снятые при различных углах между направлением постоянного магнитного поля и плоскостью съёмного витка: а), б), в), г) - соответствуют углам  $\psi = 90^\circ$ ,  $\psi = 0^\circ$ ,  $\psi = 60^\circ$ ,  $\psi = 45^\circ$ ,  $\psi = 30^\circ$ .

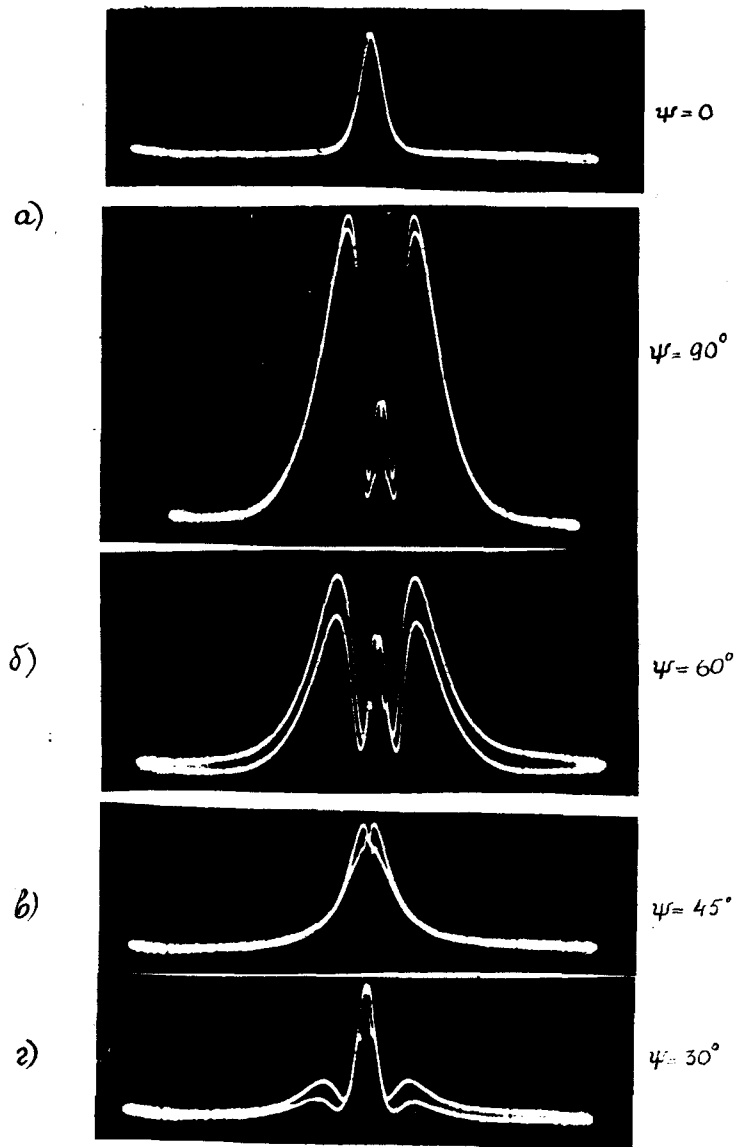


Фото 7. Экспериментальные кривые дифференциальной магнитной восприимчивости, снятые при различных углах между направлением постоянного магнитного поля и плоскостью съёмного витка; а), б), в), г), д) — соответствуют углам  $\psi = 90^\circ$ ,  $\psi = 0^\circ$ ,  $\psi = 60^\circ$ ,  $\psi = 45^\circ$ ,  $\psi = 30^\circ$ .

Если съёмным витком охватить ферромагнитную плёнку с одноосной анизотропией и вращать её вокруг собственной оси, то кривые д.м.в. должны повторяться через каждые  $180^\circ$  поворота плёнки. Если таким же образом вращать кольцевую плёнку с круговой анизотропией, то сигнал должен оставаться неизменным. Следует, однако, подчеркнуть, что независимость величины сигнала от вращения плёнки подтверждает наличие круговой анизотропии лишь косвенно, поскольку такой опыт позволяет судить только об угловой анизотропии свойств плёнки.

Чтобы получить на основе кривых д.м.в. дополнительную информацию о круговой анизотропии, экспериментально исследовалась зависимость выходного сигнала от угла  $\varphi$  между направлением перемещающегося поля и плоскостью съёмного витка. Зависимость выходного сигнала  $\mathcal{E}(\varphi)$  вычислялась, исходя из следующих соображений. В каждой точке кольцевой плёнки ось легкого намагничивания направлена по касательной к окружности, проходящей через рассматриваемую точку и с центром, совпадающим с центром кольца. Ферромагнитная плёнка находится в однодомном состоянии. Трение и инерция при движении вектора намагниченности в плоскости плёнки отсутствуют. Тогда величина  $\mathcal{E}$ , рассчитываемая таким же способом, как и в работах [4] и [5], будет:

$$\mathcal{E} = \text{const} \frac{k \sin^2 \varphi}{\cos 2\varphi + H \sin(\varphi + \psi)}, \quad (8)$$

где  $\varphi$  определяется из уравнения движения вектора намагниченности  $\vec{M}$ :

$$\frac{1}{2} \sin 2\varphi - H \cos(\varphi + \psi) = 0, \quad (9)$$

здесь  $H$  — амплитуда перемещающегося поля, измеренная в единицах поля одноосной анизотропии  $H_K$ ,  $k$  — амплитуда высокочастотного поля в тех же единицах. Коэффициент пропорциональности  $\text{const}$  определяется геометрией съёмного витка, толщиной, равной внешнему и внутреннему радиусам кольцевой плёнки.

На рис. 6 и фото 7 приведены соответственно экспериментальные и расчётные кривые д.м.в. Из рис. 6а и фото 7а при  $\psi = 90^\circ$  видно, что имеется качественное соответствие между расчётом и экспериментальными данными. При других значениях  $\psi$ , изображённых на рис. 6б-г и фото 7б-г, соответствие между экспериментальными данными и расчётом ухудшается. Особенно существенно различие при  $\psi = 0$ , когда сигнал по расчёту должен

быть равен нулю, однако для некоторых плёнок пик сигнала экспериментально наблюдается при  $H=0$ . Всё это говорит о том, что процесс перемангничивания плёнок с круговой анизотропией во внешнем однородном магнитном поле носит весьма сложный характер. Объясняется это тем, что углы перемангнивающего поля с локальной осью анизотропии в разных точках плёнки неодинаковы и поэтому на характер кривых д.м.в. оказывают существенное влияние обменное и магнитостатическое взаимодействия внутри ферромагнитного материала.

Данные по ферромагнитному резонансу (ф.м.р.) также качественно подтверждают наличие круговой анизотропии в исследуемых плёнках. Хорошо известно (см., например, [6]), что резонансное поглощение энергии в ферромагнитных плёнках с одноосной анизотропией происходит при частоте внешнего высокочастотного магнитного поля, равной

$$\omega = \omega_p \sqrt{H \pm 1},$$

где

$$\omega_p = \gamma \sqrt{4\pi M_s H_k}; \quad (10)$$

$\gamma = 1,7609 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1} \text{ Эрстед}^{-1}$  - магнито механическое отношение;

$M_s$  - намагниченность насыщения;

$H$  - измеренное в единицах  $H_k$  внешнее постоянное магнитное поле, при котором осуществляется резонанс;

знаки " $\pm$ " соответствуют двум направлениям поля  $H$ :

знак " $+$ ", когда поле действует вдоль оси легкого намагничивания, а знак " $-$ ", когда поле действует вдоль оси трудного намагничивания.

При этом высокочастотное магнитное поле направлено перпендикулярно постоянному подмагничивающему полю  $H$ . Соответствующие резонансные кривые, отражающие зависимость резонансной частоты от амплитуды подмагничивающего поля представлены на рис. 8, причём линия  $1'$  соответствует резонансной кривой, снятой вдоль оси трудного намагничивания, линия  $2'$  - вдоль оси лёгкого намагничивания.

Резонансные кривые ф.м.р. плёнок с круговой анизотропией снимались по изменению импеданса полосковой линии, закрывающей только часть плёнки (рис. 9а и б). Если полосковая линия  $1$  проходит через центральную часть плёнки  $2$  (рис. 9а), то резонансная кривая должна быть такой, как и для плёнки с одно-

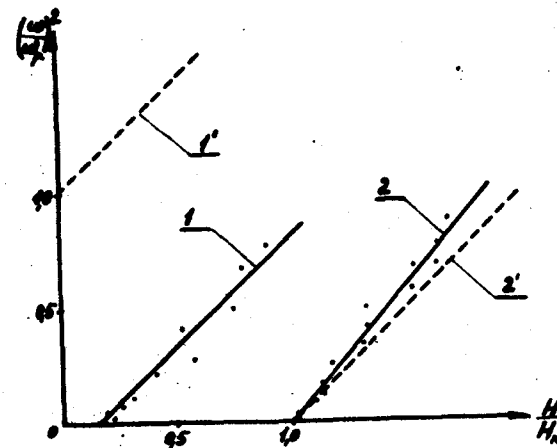


Рис. 8. Теоретические и экспериментальные зависимости резонансной частоты от величины подмагничивающего поля:  $1'$  - теоретическая линия при  $\psi = 90^\circ$ ;  $2'$  - теоретическая линия при  $\psi = 0^\circ$ ;  $1$  и  $2$  - экспериментальные линии для плёнки с круговой анизотропией.

осной анизотропией, когда постоянное поле действует вдоль её оси трудного намагничивания.

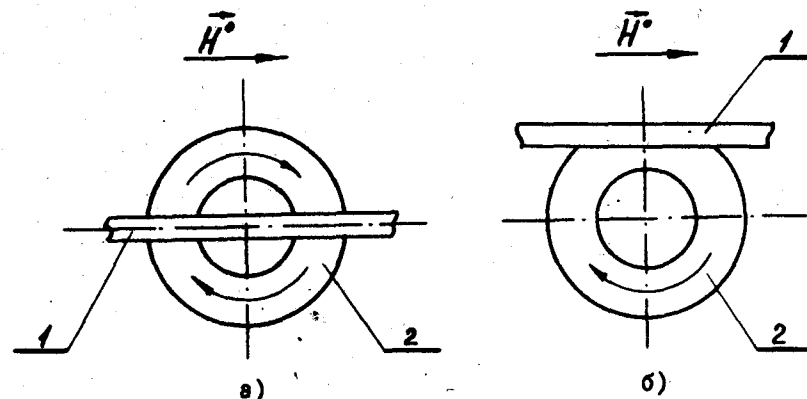


Рис. 9. Схема измерения ферромагнитного резонанса кольцевых плёнок при различных положениях полосковой линии:  $1$  - полосковая линия;  $2$  - ферромагнитная плёнка; а) - полосковая линия проходит через центр кольцевой плёнки; б) - полосковая линия проходит по краю кольцевой плёнки.

Если же пленка расположена так, что полосковая линия снимает наводимый сигнал только с внешнего края плёнки (рис.9б), то резонансная кривая получается такой, как для плёнки с одноосной анизотропией, когда постоянное магнитное поле действует вдоль её оси легкого намагничивания. На рис. 8 сплошными линиями 1 и 2 показаны экспериментальные резонансные кривые для одной из плёнок с круговой анизотропией, причём линия 1 соответствует измерению наводимого сигнала на полосковую линию при расположении полоски и плёнки, изображённом на рис.9а, линия 2 – рис. 9б.

За величину поля анизотропии  $H_K$  принимается величина, получаемая при построении резонансной кривой в соответствии с рис. 9а.

Как видно из приведенных на рис. 8 расчётных (1' и 2') и экспериментальных (1 и 2) кривых, эффект смещения резонансных кривых при перемещении полосковой линии от центра плёнки к её краю, действительно имеет место, т.е. прямая 1 смещается в положение прямой 2. Однако это смещение не так значительно, как это следовало ожидать на основе формулы (10), при выводе которой учитывались лишь энергия вектора намагниченности во внешнем поле и энергия анизотропии. По-видимому, как и в случае измерения д.м.в., различное направление внешнего магнитного поля по отношению к осям легкого намагничивания в различных точках плёнки приводит к значительному влиянию обменного и магнитостатического взаимодействий на резонансную частоту в ферромагнитной плёнке.

Таким образом, публикуемые в данной работе результаты позволяют считать доказанным наличие круговой анизотропии в плоских кольцевых ферромагнитных пленках, полученных методом вакуумного распыления в аксиальном магнитном поле.

Авторы благодарны Г.А. Маркову за помощь в получении плёночных образцов, Г.Н. Белоглазову и Б.П. Малых за помощь при измерениях.

## Л и т е р а т у р а

1. И.С. Лискер, Ю.Л. Данилевский. Способ изготовления катушек индуктивности тороидального типа. Изобретения. Промышленные образцы. Товарные знаки. М., ЦНИИПИ, 1966, № 1, авт. св. СССР № 177472 от 22.3.1965 г., стр. 39.
2. И.С. Лискер, Ю.Л. Данилевский. Тонкие плоские ферромагнитные плёнки и индуктивные элементы тороидального типа (данный сборник) стр.29-35.
3. А.В. Соколов. Оптические свойства металлов. Москва, 1961 г.
4. Г.А. Ведюшкин, О.З. Гусев, Ю.Л. Данилевский, В.И. Литвинчук, Л.Н. Стерелюхина. Измерение дифференциальной магнитной восприимчивости. Автометрия № 3, 1965 г.
5. К.М. Поливанов, А.Л. Фрумкин. Дифференциальная восприимчивость тонких магнитных плёнок при однородном вращении намагниченности. Физика металлов и металловедение, 1962 г.
6. D.T. Ngo. Low field hard-direction resonance in uniaxial permalloy films. Journal of Applied Physics vol. 36, N 3, 1965.

Поступила в редакцию  
4.I.1966 г.