

УДК 539.216.2:538.2

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ НА КВАЗИСТАТИЧЕСКОЕ
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ОДНООСНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Н.М. Саланский, В.А. Костяков

В некоторых физических экспериментах магнитная пленка находится в условиях воздействия высокочастотного магнитного поля (ВЧ-поля). Например, измерение дифференциальной магнитной восприимчивости производится при квазистатическом перемангничивании образца в присутствии переменного "пробного" поля малой амплитуды [1-3]. В ряде технических магнитопленочных устройств также используется ВЧ-поле в сочетании с постоянным или медленно изменяющимся полем [4,5]. Поэтому изучение поведения магнитных пленок в полях высокой частоты представляет значительный интерес. В данной работе экспериментально исследуется квазистатическое перемангничивание одноосных магнитных пленок вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) при наличии вдоль оси трудного намагничивания (ОТН) радиочастотного (в метровом диапазоне длин волн) поля различной амплитуды.

1. Экспериментальная методика

Индуктивный метод, применяемый при изучении процессов перемангничивания, является интегральным и не дает детального

представления об изменении магнитного состояния в каждой точке образца. В данной работе этот метод был дополнен одновременным наблюдением доменной структуры с помощью меридионального эффекта Керра. С этой целью ВЧ-поле возбуждалось кольцами Гельмгольца, которые оставляют поверхность пленки открытой для наблюдения [6,7].

При использовании индуктивной методики выходной сигнал с пленки обычно рассчитывают по однодоменной теории [1-3]. При этом полученные выражения не отражают непосредственно сам процесс переключения, когда в пленке существует доменная структура. Однако реальные пленки перемагничиваются зарождением и смещением доменных границ [8]. В условиях воздействия ВЧ-поля процессы доменобразования протекают еще интенсивнее, чем в чисто квазистатических условиях [6,9,10]. Поэтому желательно более подробно рассмотреть вопрос о выходном сигнале с пленки при наличии в ней доменной структуры.

Рассмотрим случай квазистатического перемагничивания пленки полем H_0 , приложенным вдоль ОЛН, когда одновременно в трудном направлении действует ВЧ-поле $H_{\sim}$. Предположим, что

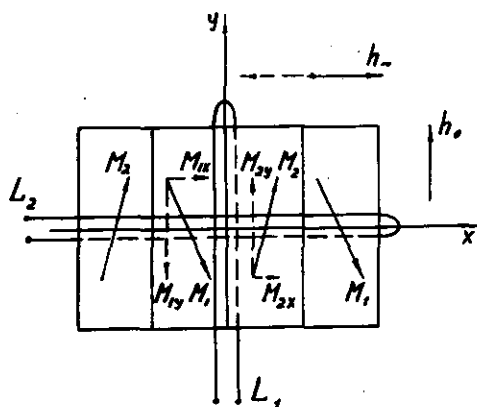


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента

пленки и малой амплитуды $H_{\sim}$, используя уравнение движения в форме Ландау-Лифшица-Гильберта [11], нетрудно получить следующие выражения:

пленка охвачена двумя взаимно перпендикулярными витками (рис. 1). Виток L_2 , расположенный вдоль ВЧ-поля, будем называть продольным, а виток L_1 - поперечным.

Определим напряжения E_1 и E_2 , индуцированные в поперечном и продольном витках, соответственно.

В случае однодоменной

$$E_1 = -\mu_0 \omega S_0 M \frac{h_{\sim}}{1+h_0} \cos \theta, \quad (1)$$

$$E_2 = \pm \frac{1}{2} \mu_0 \omega S_0 M \frac{h_{\sim}^2}{(1 \pm h_0)^2} \sin 2\theta, \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ гн/см - магнитная проницаемость вакуума;

$\omega = 2\pi f$ - круговая частота внешнего поля;

S_0 - площадь сечения магнитной пленки плоскостью сигнального витка; M - намагниченность насыщения;

$h_{\sim} = H_{\sim}/H_k$, $h_0 = H_0/H_k$, H_k - поле анизотропии, $\theta =$

$= \omega t$;

t - время.

В формулах (1) и (2) значение h_0 берется со знаком плюс при одинаковом направлении $\vec{M}$ и $\vec{h}_0$ и со знаком минус при различном их направлении. Полученные выражения показывают, что напряжение E_1 в поперечном витке имеет частоту возбуждающего поля и фаза его не зависит от ориентации вектора $\vec{M}$. А напряжение E_2 в продольном витке имеет удвоенную частоту, и фаза его меняется на π при повороте вектора $\vec{M}$ на 180° . (E_2 берется со знаком плюс, когда вектор $\vec{M}$ направлен вдоль полуоси $+y$, и со знаком минус, когда вектор $\vec{M}$ направлен вдоль полуоси $-y$).

Амплитуды напряжений E_{1m} и E_{2m} на сигнальных витках удобно представить в нормированном виде:

$$\ell_{1m} = \frac{E_{1m}}{A} = \frac{1}{1 \pm h_0}, \quad A = \mu_0 \omega S_0 M h_{\sim}, \quad (3)$$

$$\ell_{2m} = \frac{E_{2m}}{B} = \frac{1}{(1 \pm h_0)^2}, \quad B = \frac{1}{2} \mu_0 \omega S_0 M h_{\sim}^2. \quad (4)$$

Зависимости (3) и (4) графически построены на рис. 2 (штриховые линии). Кривые имеют две ветви. Переход с одной ветви на другую происходит скачкообразно при поле $+H_k$ и $-H_k$, что справедливо только в случае выполнения идеальной модели вращения. В действительности в процессе перемагничивания в пленке возникает доменная структура.

Выходной сигнал при наличии доменной структуры является суммой сигналов, создаваемых отдельными доменами. Рассмотрим амплитуду выходного сигнала ℓ_{1m} в поперечном витке L_1 в про-

цессе перемангничивания. Для простоты будем считать, что вместо витка имеется равномерная сплошная обмотка, покрывающая всю пленку, что пленка прямоугольная, однородная по толщине и витки вплотную прилегают к ней. Тогда величина ЭДС, наводимой в одном витке, согласно формуле (3), зависит от того, над каким доменом — перемангниченным или неперемангниченным — расположен этот виток (рис. 1). Интегральное выходное напряжение ℓ_{1m} определяется суммарной шириной неперемангниченных доменов d и размером стороны пленки D .

Предположим, что пленка перемангничивается смещением границ при достижении полем h_0 величин h'_c . Тогда в соответствии с (3) сигнал непосредственно перед перемангничиванием равен $\ell_{1m} = \frac{\omega D}{1-h'_c}$, непосредственно после перемангничивания — $\ell''_{1m} = \frac{\omega D}{1+h'_c}$, а в процессе перемангничивания

$$\ell_{1m} = \omega D \frac{1+(2\alpha/D-1)h'_c}{(1-h'_c)(1+h'_c)},$$

где ω — число витков сигнальной обмотки на единицу длины.

В силу неравенства

$$\frac{1}{1-h'_c} \geq \frac{1+(2\alpha/D-1)h'_c}{(1-h'_c)(1+h'_c)} \geq \frac{1}{1+h'_c}$$

очевидно, что частично перемангниченному состоянию будет соответствовать на рис. 2а некоторая точка С, находящаяся между возрастающей и ниспадающей ветвями выходного сигнала для однодоменной пленки. Сигнал ℓ_{1m} во время перемангничивания не может выйти из области, ограниченной этими ветвями. Таким образом, общий ход кривых $\ell_{1m}(h_0)$ для реальной пленки имеет вид, показанный на рис. 2, а сплошными линиями. Участок АСВ соответствует процессу перемангничивания. Далее будет показано, что при наличии ВЧ-поля вдоль ОН пленка перемангничивается не в поле H_c , а в некотором меньшем поле. Поэтому на рис. 2а поле, соответствующее переходу с одной ветви на другую, обозначено h'_c .

Если сигнальная катушка L_1 содержит только один виток, то выходной сигнал ℓ_{1m} , как видно из рис. 1, будет определяться лишь одним доменом, находящимся в плоскости витка, остальная часть пленки не будет играть роли, т.е. почти вся пленка

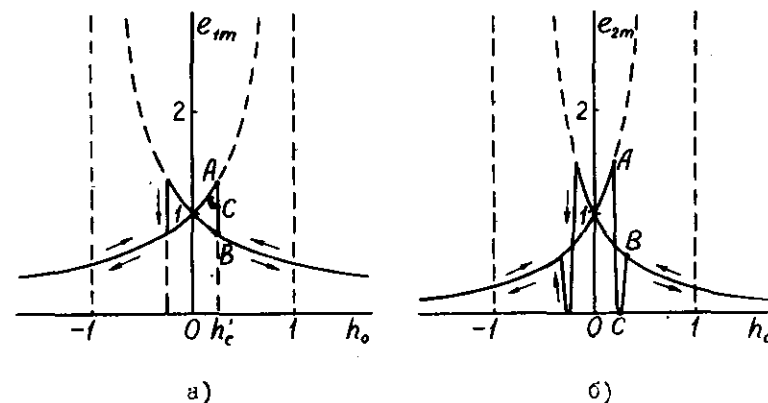


Рис. 2. Теоретические зависимости выходного сигнала от постоянного поля вдоль ОЛН.

ка может быть перемангничена, а выходной сигнал будет соответствовать неперемангниченному состоянию, если под сигнальным витком находится неперемангниченный домен. Когда граница этого домена пройдет под витком, выходной сигнал быстро перейдет на другую ветвь. Этим объясняется тот факт, что при использовании поперечного сигнального витка экспериментально наблюдаемые кривые имеют на участке перемангничивания очень высокую крутизну [3]. Создается впечатление, что пленка перемангничивается мгновенно, хотя в действительности этот процесс занимает некоторый интервал полей.

Если виток не будет плотно охватывать пленку, то через воздушные потоки рассеяния скажется влияние и остальных доменов. Однако их вклад в сигнал ℓ_{1m} будет значительно меньше, чем вклад основного домена, и характер изменения выходного сигнала в процессе перемангничивания останется прежним. Поэтому сигнальная катушка из одного поперечного витка непригодна для изучения деталей процесса перемангничивания.

Рассмотрим теперь сигнал $\mathcal{E}_{2m}$ в продольном витке L_2 , плоскость которого пересекает все домены (рис. 1), вследствие чего каждый из них дает равноправный вклад в выходной сигнал даже при одном витке обмотки. Обозначим общую площадь сечения неперимагнитических доменов через S_1 . Рассчитаем амплитуду выходного сигнала как функцию относительной площади $S_1/S_0 = \nu$. Напряжения, наводимые отдельными противоположно ориентированными доменами, определяются формулой (2). Для нормированной амплитуды полного напряжения нетрудно найти:

$$\mathcal{E}_{2m}(\nu) = \left| \frac{(2\nu - 1)(1 + h_0^2) + 2h_0}{(1 - h_0^2)^2} \right| \quad (5)$$

Выражение (5) взято по модулю, поскольку полная амплитуда может оказаться отрицательной, что фактически означает лишь изменение начальной фазы выходного сигнала на π радиан. Из (5) следует, что при условиях

$$\nu = \nu_0 = \frac{1}{2} - \frac{h_0}{1 + h_0^2}$$

выходной сигнал $\mathcal{E}_{2m}$ обращается в нуль. Поэтому кривая напряжения $\mathcal{E}_{2m}(h_0)$ в процессе перемагничивания реальной пленки проходит так, как схематически изображено на рис. 2б сплошными линиями.

На рис. 3 приведены кривые $\mathcal{E}_{2m}(h_0)$, построенные по формуле (5) для различных значений ν . Кривые, соответствующие фазе выходного сигнала 0, изображены тонкими сплошными линиями, а соответствующие фазе π , — штриховыми. На этом же рисунке схематически показана кривая выходного сигнала $\mathcal{E}_{2m}$ при перемагничивании реальной пленки (жирная линия).

Точки пересечения теоретических кривых $\nu = \text{const}$ с экспериментальной показывают, какая часть пленки перемагничена при данном поле h_0 . На ниспадающем участке кривой перемагничивания нужно брать пересечения со сплошными линиями, на возрастающем — со штриховыми. В точке $\mathcal{E}_{2m} = 0$ происходит изменение фазы выходного сигнала. Влево от нее сигнал $\mathcal{E}_{2m}$ имеет фазу 0, вправо — фазу π .

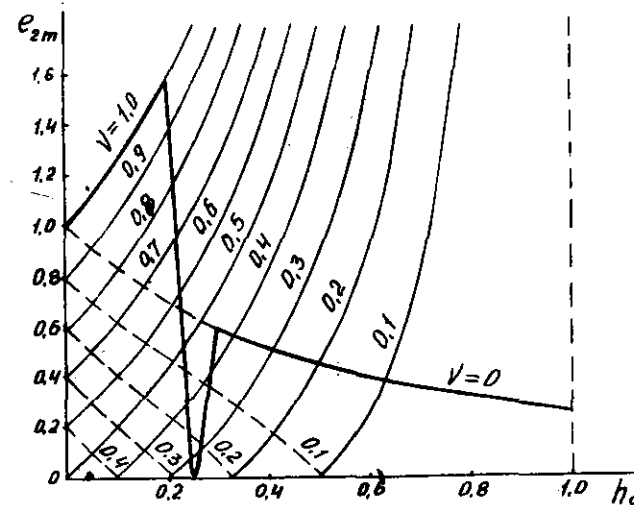


Рис. 3. Теоретические кривые $\mathcal{E}_{2m}(h_0)$ при $\nu = \text{const}$.

Следует отметить, что проделанный выше расчет является приближенным, поскольку движение магнитного момента внутри каждого домена принимается когерентным и не учитывается взаимодействие между доменами.

Из проведенного анализа видно, что для изучения процесса перемагничивания пленки в присутствии ВЧ-поля продольный виток более удобен, чем поперечный. Во-первых, продольный виток пересекает все домены, поэтому их вклад в выходной сигнал является равноценным. В результате участок АСВ соответствует интервалу полей H_0 , в котором реально происходит перемагничивание пленки. Во-вторых, сигналы от противоположно намагниченных доменов являются противофазными, что приводит к взаимной их компенсации в некоторой точке и обращению полного выходного сигнала в нуль. Это обстоятельство делает участок перемагничивания довольно протяженным и, следовательно, удобным для исследования. В-третьих, выходной сигнал имеет удвоенную частоту и его проще отделить от мешающих наводок с частотой питания.

Описанная методика изучения индукционного сигнала в продольном витке применялась в данной работе. В процессе измерения производилась запись амплитудных кривых $E_{2m}(H_0)$ на двухкоординатном самопишущем потенциометре.

2. Экспериментальные результаты

Исследовались пермаллоевые (80% Ni, 20% Fe) пленки с одноосной анизотропией, изготовленные термическим вакуумным распылением на подогретую стеклянную подложку в присутствии постоянного магнитного поля. Полученные экспериментальные результаты излагаются на примере отдельных типовых пленок, основные параметры которых приведены в таблице.

На рис. 4,5 представлены экспериментальные кривые $E_{2m}(H_0)$ для двух пленок, полученные при разных амплитудах поля $H_{\sim}$. Ход этих кривых соответствует ходу теоретической кривой, показанной на рис. 2б. На графиках штрихами обозначены отрезки линий, построенные по формуле (5) для $\nu = 0,5$.

Одновременно производилось наблюдение доменной структуры. Для обеих пленок в процессе перемангничивания наблюдались поло-

№ пленки	Диаметр D , мм	Толщина δ , Å	H_c , а/см	H_k , а/см
1	15	3000	0,42	2,0
2	15	2700	0,8	2,3
3	15	3000	0,9	2,3
4	15	920	1,8	4,4

совые домены с границами, параллельными ОЛН. Соотношение параметра ν доменной структуры и нормированного выходного сигнала ℓ_{2m} находилось примерно в соответствии с формулой (5) и рис. 3. При максимальном выходном сигнале E_{2m} наблюдалось появление первых зародышей. Наиболее крутой участок графика $E_{2m}(H_0)$ соответствовал стадии интенсивного прорастания зародышей и образования сквозных доменов. Поле H_0 , при котором наблюдалось полностью размагниченное состояние, приблизительно сов-

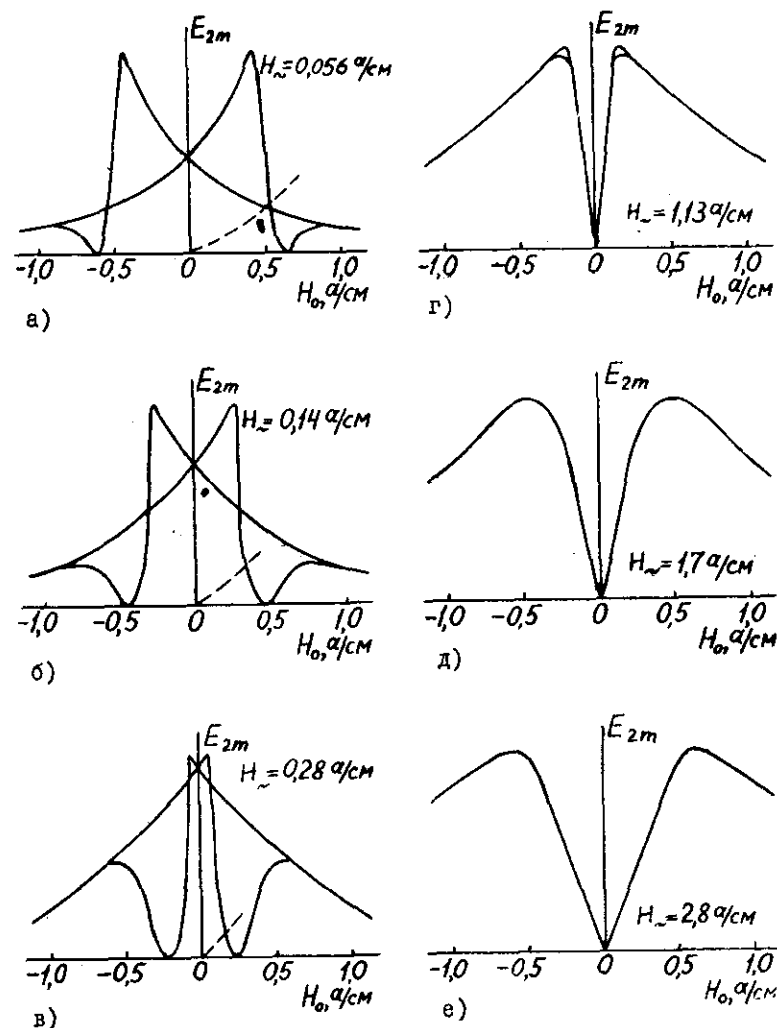


Рис. 4. Экспериментальные зависимости $E_{2m}(H_0)$ при квазистатическом перемангничивании пленки № 2 вдоль ОЛН. Максимальное значение амплитуды выходного сигнала $E_{2m, \max}$ равно: а) 0,04 мВ; б) 0,125 мВ; в) 0,47 мВ; г) 6,3 мВ; д) 15,5 мВ; е) 37,0 мВ ($f = 9,1$ МГц)

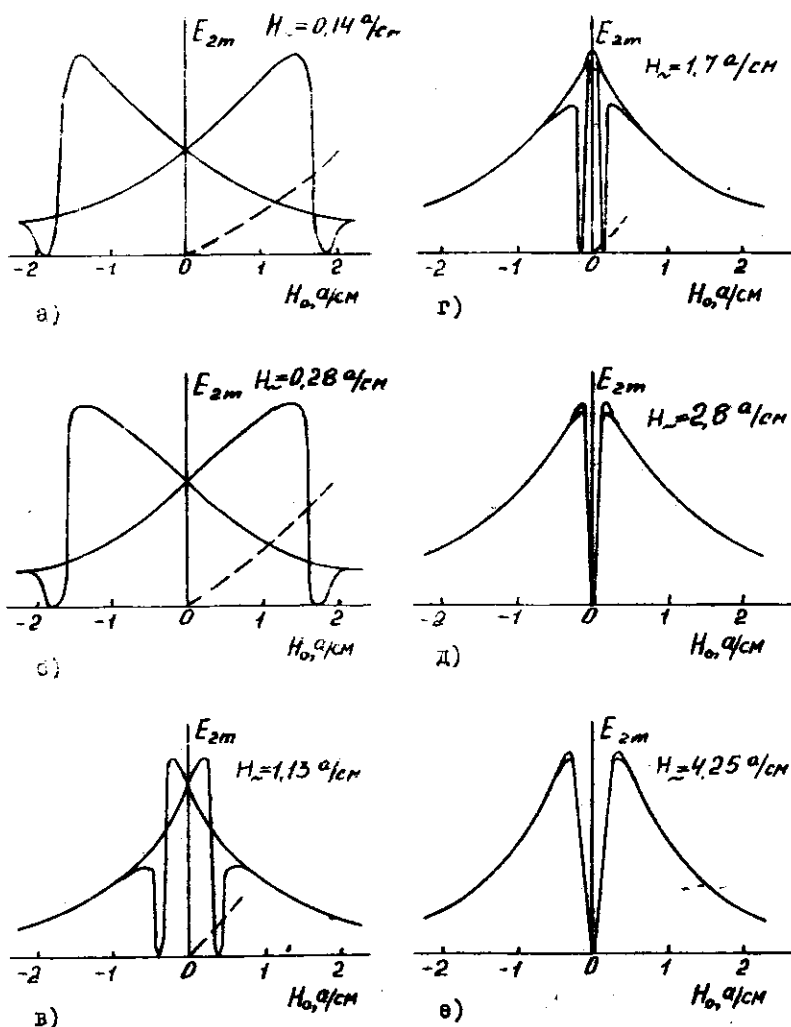


Рис. 5. То же, что и рис. 4, для плёнки № 4.
 $E_{2m \max}$ равно: а) 3,5 мкВ, б) 34,5 мкВ,
 в) 0,44 мВ, г) 0,95 мВ, д) 2,5 мВ,
 е) 4,3 мВ.

падало с полем, соответствующим точке пересечения теоретической кривой (5) для $\nu = 0,5$ с экспериментальной. Наблюдаемые небольшие расхождения между этими полями можно объяснить влиянием ряда факторов, не учтенных при выводе формулы (5): неоднородностью пленки по толщине, некоторым отклонением от π фазового сдвига между напряжениями от противоположно намагниченных доменов и др. При поле H_0 , соответствующем слиянию двух ветвей кривой $E_{2m}(H_0)$, пленка была однодоменной, за исключением небольших краевых зародышей.

Рис. 4,5 показывают, что величина поля H_0 , при котором пленка размагничена, существенно определяется амплитудой приложенного ВЧ-поля. Если определять коэрцитивную силу из хода кривых рис. 4,5, то она окажется функцией амплитуды H_- . Поэтому поле H_0 , соответствующее размагниченному состоянию пленки при данном $H_- = \text{const}$, будем называть эффективной коэрцитивной силой и обозначать H_c' . Экспериментальные графики зависимости $H_c'(H_-)$ построены на рис. 6.

Из графиков рис. 6 видно, что наблюдаемое значение H_c' стремится к статическому значению коэрцитивной силы H_c лишь при $H_- \rightarrow 0$. При этом для пленок с малыми коэрцитивными силами кривые рис. 6 идут очень круто даже при самых малых амплитудах H_- , которые еще могли быть использованы в данном эксперименте. (Минимальное значение H_- определялось чувствительностью регистрирующего канала установки и параметрами пленки δ , D , H_k).

В описанном эксперименте внешние поля были приложены точно так же, как при определении H_c методом дифференциальной магнитной восприимчивости [3]. Поэтому полученный результат, в частности, говорит о том, что метод дифференциальной восприимчивости следует с большой осторожностью использовать для измерения H_c в случае низкокоэрцитивных пленок.

С увеличением H_- эффективная коэрцитивная сила уменьшается. При некоторой амплитуде $H_- = H_{-0} < H_k$ значение H_c практически обращается в нуль (рис. 6). Увеличение амплитуды выше H_{-0} приводит к безгистерезисному перемагничиванию, при котором кривые выходного сигнала имеют только одну ветвь (рис. 4,

г-е, 5, д-е). Небольшой гистерезис остается лишь у самой вершины кривой, в несколько больших полях $H_{\sim}$ исчезает и он (рис. 4, д-е).

Наблюдения показали, что в безгистерезисном режиме при $H_{\sim} \sim H_k$ и полях H_0 , соответствующих крутым склонам безгисте-

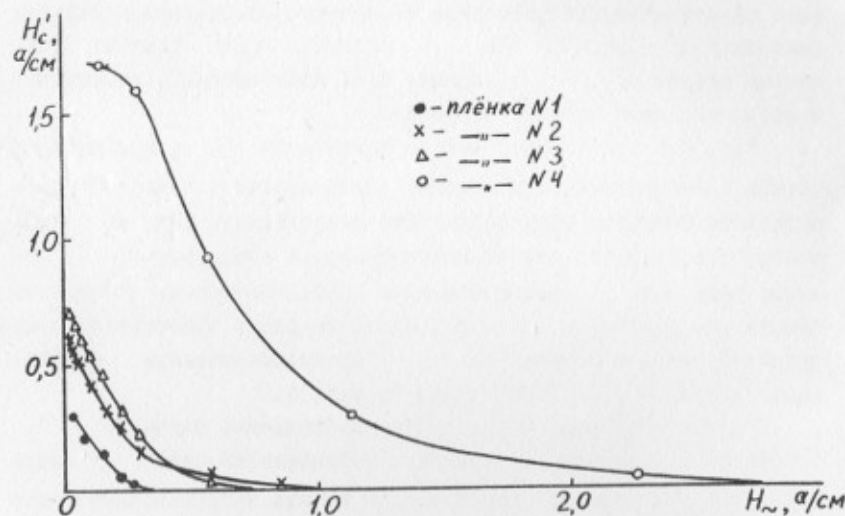


Рис. 6. Зависимость эффективной коэрцитивной силы от амплитуды ВЧ-поля ($f = 9,1$ МГц) для различных плёнок

резисной кривой, наблюдается доменная структура непосредственно при действии ВЧ-поля. Только при достаточно больших амплитудах $H_{\sim}$, превышающих H_k , домены не видны ни при каких значениях H_0 . Этому случаю соответствует одна кривая на рис. 4е.

На рис. 7 показана серия фотографий доменной структуры пленки № 2, соответствующая кривой рис. 4, г. Величина поля указана против соответствующей фотографии, стрелки показывают последовательность изменения поля. При $H_0 = 0$ плёнка разделена на полосовые домены, суммарные площади которых равны (рис. 7, а). При увеличении H_0 домены, ориентированные вдоль этого поля, растут вплоть до полного насыщения плёнки (рис. 7, б, в, г). При обратном уменьшении поля (рис. 7, д, е, ж) плёнка снова возвраща-

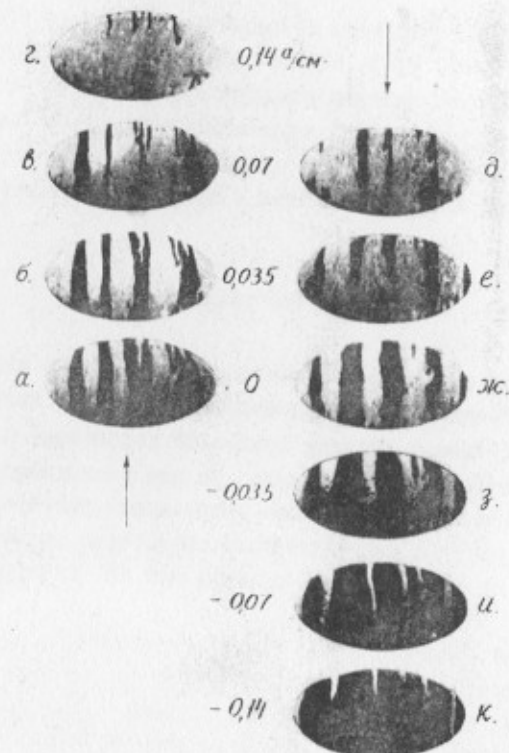


Рис. 7. Перестройка доменной структуры пленки №2 в безгистерезисном режиме перемagnetизации при $H_{\sim} = 1,13$ а/см ($f = 9,1$ МГц).

ется в размагниченное состояние. Если поле меняет знак, то растут домены противоположной фазы (рис. 7, з, и, к).

В результате цикла намагничивание - размагничивание (рис. 7, а-к) получилась доменная структура (рис. 7, ж), несколько отличающаяся от исходной (рис. 7, а). Тем не менее суммарные площади доменов обоих направлений снова равны. Точно так же, если

в любом исходном состоянии, находящемся на склоне безгистерезисной кривой (рис. 4,г), немного увеличить (уменьшить) поле H_0 , то некоторые границы сдвинутся в новые положения. Обратное уменьшение (увеличение) поля может привести к смещению уже других границ, но обязательно таким образом, что отношение суммарных площадей доменов вернется к прежнему значению.

3. Обсуждение результатов

Описанные выше эффекты аналогичны известным явлениям для объемных изотропных ферромагнетиков. Если, кроме постоянного поля, к ферромагнитному образцу приложено переменное поле в том же или перпендикулярном направлении, то для постоянного поля наблюдается уменьшение или полное уничтожение гистерезиса [12]. Это объясняется тем, что потери на гистерезис покрываются главным образом за счет энергии, поступающей от источника переменного поля.

В данной работе изучены особенности вышеуказанных эффектов в анизотропных магнитных пленках. Двумерная геометрия пленок позволила визуально наблюдать процесс перераспределения объемов магнитных фаз при совместном воздействии постоянного и переменного полей. Ниже проводится обсуждение полученных результатов.

При перемангничивании смещением границ каждая из них преодолевает множество статистически распределенных потенциальных барьеров, которые препятствуют свободному движению границы во внешнем магнитном поле и обуславливают коэрцитивную силу пленки. Поперечное ВЧ-поле приводит к возникновению эффекта ползания границ [13], который помогает границам преодолевать внутренние барьеры. С увеличением $H_{\sim}$ снижается пороговое поле ползания. Этим и объясняется уменьшение H_c' с ростом амплитуды ВЧ-поля.

При достаточно больших $H_{\sim}$ эффективная коэрцитивная сила обращается в нуль и перемангничивание происходит без гистерезиса. Важно отметить, что переход к безгистерезисному режиму на-

блюдается в полях $H_{\sim} < H_K$ и поэтому не может быть объяснен известным механизмом "расщепления на домены" при уменьшении внешнего поля от состояния насыщения вдоль ОН [13]. Механизм "расщепления" может иметь место только при насыщении пленки вдоль ОН, т.е. при $H_{\sim} > H_K$. Это условие было выполнено лишь для кривой рис. 4,е. Однако именно в этом случае доменная структура не наблюдалась ни при каких значениях H_0 , тогда как при $H_{\sim} < H_K$ безгистерезисное перемангничивание происходило визуально наблюдаемым процессом смещения границ. Таким образом, в безгистерезисном режиме при $H_{\sim} < H_K$ имеет место не разностороннее вращение локальных магнитных моментов [13], а смещение границ при возмещении гистерезисных потерь за счет энергии ВЧ-поля.

В безгистерезисном режиме перемангничивания ($H_c' = 0$) определяющую роль играют внутренние размагничивающие поля формы, которые при обычном перемангничивании, вследствие своей малой величины (внутри образца), практически не сказываются на коэрцитивной силе и могут проявиться лишь непосредственно в процессе движения границ, когда величина внешнего поля близка к H_c [14]. При отсутствии же коэрцитивной силы границы смещаются под действием внешнего и внутреннего полей до тех пор, пока не возникнет конфигурация доменной структуры, при которой суммарное поле в районе границ окажется равным нулю [15]. В отсутствие внешнего поля размагничивающие поля приводят пленку в размагниченное состояние (рис. 7,а,ж). Для получения однодоменного состояния (исключая краевые зародыши) достаточно приложить внешнее продольное поле H_0 , равное внутреннему размагничивающему полю однодоменной пленки (рис. 7,г,к). При частичной компенсации внутреннего размагничивающего поля возникает частично перемангниченное состояние (рис. 7,б,в,д,е,з,и).

Вследствие обращения эффективной коэрцитивной силы в нуль, возникающая в безгистерезисном режиме доменная структура может переходить в новую равновесную конфигурацию даже при очень малых возмущениях внешнего поля. Однако следует отметить, что границы переходят в новое равновесное положение не мгновенно, а

только за некоторое число периодов переменного поля, что обусловлено механизмом ползания границ. Если поле H_0 будет меняться достаточно быстро, то границы не успеют принимать равновесные положения и при этом проявится гистерезис.

4. Выводы

а) При изучении влияния поперечного ВЧ-поля на процесс квазистатического перемагничивания пленки вдоль ОЛН целесообразно использовать сигнальный виток, плоскость которого параллельна ВЧ-полю.

б) При наличии поперечного ВЧ-поля с амплитудой $H_{\sim}$ размагниченное состояние пленки наблюдается в некотором продольном постоянном поле $H_0 = H_c'$, которое мы назвали эффективной коэрцитивной силой. Величина H_c' меньше H_c и зависит от $H_{\sim}$.

в) Эффективная коэрцитивная сила H_c' стремится к статическому значению H_c при уменьшении $H_{\sim}$.

г) Эффективная коэрцитивная сила H_c' обращается в нуль при некотором значении $H_{\sim} = H_{\sim 0} < H_k$. При этом перемагничивание происходит без гистерезиса.

д) Уменьшение эффективной коэрцитивной силы с ростом $H_{\sim}$ и возникновение безгистерезисного режима перемагничивания связано с влиянием эффекта ползания границ.

Л и т е р а т у р а

1. ФРУМКИН А.Л. Экспериментальное исследование проницаемости анизотропных магнитных пленок на радиочастотах. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1962, т.26, стр. 303-305.

2. FELDTKELLER E. Z.Phys., 1963, Bd.176, S. 510.

3. ВЕДУШКИН Г.А., ГУСЕВ О.З., ДАНИЛЕВСКИЙ Ю.Л., ЗОТОВ Л.Ф., ЛИТВИНЧУК В.И., СТЕРЕЛЮХИНА Л.Н. К вопросу о применении метода дифференциальной магнитной восприимчивости к определению магнитных характеристик тонких ферромагнитных пленок. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1967, т.31, стр. 743-746.

4. POHM A.V., READ A.A., STEWART R.M., SCHAUER R.F. J.Appl. Phys., 1969, vol.31, p.119.

5. САМОЙЛЕНКО В.И., ПУЗЫРЕВ В.А. Модулятор на тонкой ферромагнитной пленке. - Нелинейные узкополосные радиотехнические системы. Труды МАИ, М., "Машиностроение", 1966, вып. 166, стр. 93-109.

6. КОСТЯКОВ В.А. Доменная структура тонкой пермаллоевой пленки при воздействии на нее высокочастотного магнитного поля. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1967, т. 31, стр. 750-755.

7. КОСТЯКОВ В.А. Устройство для изучения перемагничивания ТМП в полях высокой частоты. - Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок. Красноярск, 1968, стр. 324-329.

8. КОБЕЛЕВ В.В., КОРСУНСКИЙ А.А. Доменная структура одноосных ферромагнитных пленок. М., ИТМ и ВТ АН СССР, 1961.

9. ВОЛОДИН Е.Б., НАЗАРОВ П.И., ПТЕНЦОВ Ю.В. О перемагничивании пермаллоевых пленок в высокочастотных синусоидальных полях. - Элементы и устройства управляющих машин. М., "Онтиприбор", 1966, стр. 83-91.

10. КОНСТАНТИНОВ В.П., ФЕЛЬДМАН Б.Я., ФРУМКИН А.Л. Применение тонких магнитных пленок в индуктивных параметронах. - Элементы и устройства управляющих машин. М., "Онтиприбор", 1966, стр. 3-9.

11. ДЯТЛОВ В.Л. Об уравнениях, описывающих процессы в ферромагнитных пленках. - "Вычислительные системы", Новосибирск, "Наука" СО, 1962, вып. 2, стр. 3-15.

12. РОЗЕНБЛАТ М.А. Магнитные усилители. Т.1, М., "Сов.радио", 1960, § 2-8, стр. 70.

13. ТЕЛЕСНИН Р.В., ВИНОВАТОВ О.А., ИЛЫЧЕВА Е.Н., КАНА В.И., СТЕПАНОВА Н.Б., ШИШКОВ А.Г., ЧУЛКОВА И.И. Исследование закономерностей процессов ползания доменных границ в синусоидальных и импульсных полях. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1967, т. 31, № 5, стр. 702-715.

14. FELDTKELLER E. Electron.Rechenanl., 1961, Bd.3, N 4, S. 167-175.

15. ШИШКОВ А.Г., ОСУХОВСКИЙ В.Э. Влияние полей рассеяния на намагничивание тонких пермаллоевых пленок. - Физика магнитных пленок. Иркутск, 1968, стр. 107-120.

16. КОСТЯКОВ В.А., САЛАНСКИЙ Н.М. Безгистерезисное перемагничивание одноосных магнитных пленок при воздействии высокочастотного поля. - Данный сборник, стр. 80-87.

Поступила в редакцию
3.И.1969