

ДИНАМИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПЛЕНОК С УЧЕТОМ ФРОНТА ПЕРЕКЛЮЧАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

К. А. ЕГИЯН, Б. А. КОСТАНДЯН

Рассматриваются на основе теории когерентного вращения кривые намагничивания тонких ферромагнитных пленок при линейном росте переключающего поля в интервале 18.75—350 нсек. Сравняются статические и динамические характеристики. Приводятся расчетные динамические петли гистерезиса.

Статические характеристики тонких магнитных пленок достаточно подробно изучены многими авторами, например [1, 2]. Исходя из теории когерентного вращения, рассчитаны петли гистерезиса пленок, критические поля необратимых скачков намагничивания и т. п. Указанные статические характеристики зачастую используются при динамических исследованиях, что не всегда может быть оправдано, особенно при временах переключения, не превышающих 10—20 нсек, где уже начинают сказываться эффекты внутреннего затухания. С другой стороны, в работах, где рассматриваются чисто динамические режимы, не учитываются времена нарастания импульсов [3—5], что идеализирует картину и не позволяет следить за характером изменения процесса переключения с изменением фронта переключающего импульса.

Данная работа была предпринята с целью изучения характеристик переключения пленок прямоугольными импульсами с различными фронтами при приложении переключающих полей в области трудного направления ($\pm 15^\circ$ от средней трудной оси). Выбор указанного интервала углов интересен с той точки зрения, что именно в этом интервале находятся поля считывания при построении памяти с линейной выборкой. В заключение приводятся динамические петли гистерезиса пленок.

Постановка задачи. На рис. 1 приводится схема пленки с принятыми обозначениями, а также форма переключающего импульса. Переключающее поле $h = H/H_k$ составляет с трудной осью угол β , положение вектора намагниченности задается углом θ , отсчитываемым от легкой оси. В обоих случаях положительные значения углов отсчитываются против часовой стрелки. Исходное положение вектора намагниченности (M) $\theta = 0$, так что при $\beta > 0$ начальный угол между M и h тупой, а при $\beta < 0$ — острый.

Форма импульса поля представлена на рис. 16 — поле линейно растет от нуля до уровня $1.5 H_k$, после чего не изменяется. Время нарастания фронта поля менялось в пределах 18.75—300 нсек. Рассматривались следующие времена нарастания фронта: 300 нсек, 150 нсек, 75 нсек, 37.5 нсек, 18.75 нсек, 0 (поле нарастает скачком).

В качестве уравнения движения M использовалось уравнение Ландау—Лифшица, которое в нашем случае имеет вид [3]:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + 4\pi M\gamma\alpha \frac{d\theta}{dt} + 4\pi M\gamma^2 H_k [\sin\theta \cos\theta - h \cos(\theta - \beta)] = 0, \quad (1)$$

где $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ э.сек, гиромагнитное отношение;

α — коэффициент затухания, принимался равным 0.02;

H_k — поле анизотропии, принималось равным 2.95 э.

В уравнении (1) напряженность переключающего поля $h(t)$ имеет вид, указанный на рис. 1б, что аналитически представляется в виде

$$h(t) = \begin{cases} kt & \text{при } kt \leq 1.5 \\ 1.5 & \text{при } kt > 1.5, \end{cases}$$

где k — характеризует скорость нарастания $h(t)$ до уровня 1.5.

Заменив $kt = \tau$, уравнение (1) представим в виде

$$\varepsilon k \frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\gamma H_k}{\alpha k} [\sin\theta \cos\theta + h(\tau) \cos(\theta - \beta)] = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon = 1/4\pi M\gamma\alpha$ и по порядку величины равен 10^{-8} .

Рис. 1. а) Схема пленки с принятыми обозначениями. б) Форма переключающего поля. k — скорость роста поля, t_ϕ — время нарастания поля.

Последнее указывает, что, видимо, для не слишком быстрых процессов переключения можно пренебречь членом со второй производной в уравнении (2).

Результаты численных решений, которые приводятся ниже, показывают, что, действительно, в случае не слишком быстрых процессов переключения такое пренебрежение фактически не меняет характеристик процесса.

В связи с этим для расчетов, в основном, использовалось уравнение

$$\frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\gamma H_k}{\alpha k} [\sin\theta \cos\theta + h(\tau) \cos(\theta - \beta)] = 0. \quad (3)$$

Уравнения (2) и (3) решались методом Рунге-Куты [6] с переменным шагом на машине „Раздан-2“.

Результаты расчетов. Полученные результаты лучше всего представить в виде кривых $\theta = f(h)$. Поскольку $h = kt$ при $h < 1.5$, то эти же кривые фактически являются кривыми $\theta = \varphi(t)$. Использование кривых намагничивания $\theta = f(h)$ позволяет наглядно сравнивать ход переключения пленки при изменении фронта импульса, а также полученные нами динамические кривые сравнивать со статическими.

В статике по теории когерентного вращения [1, 2] перемагничивание идет следующим образом. При приложении к пленке поля

$h > 1$ под тупым углом к исходному положению M , ориентированному по легкой оси, вначале с ростом поля вектор намагниченности вращается по направлению к приложенному полю, затем при некотором критическом поле, зависящем от β , происходит перескок M за направление приложенного поля, после чего M вновь начинает обратно вращаться к направлению h . При действии поля под острым углом скачки не имеют места — M непрерывно вращается к направлению приложенного поля.

В динамике характер процесса переключения существенно изменяется. На рис. 2 приводятся кривые намагничивания пленки под различными углами к трудной оси при времени нарастания фронта поля равном 18.75 нсек. Данные показывают, что в динамическом режиме переключения скачки намагниченности заменяются резким поворотом M за направление приложенного поля с дальнейшим обратным вращением к направлению поля. Отклонения от статики тем сильнее, чем больше скорость роста поля и скорость переключения. Это хорошо видно на рис. 3, где для сравнения приводится ряд статических и динамических кривых намагничивания. На рисунке приводятся кривые намагничивания при трех углах приложения поля: $\beta = -15^\circ, +3^\circ$ и -15° .

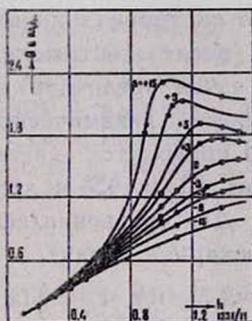


Рис. 2. Динамические кривые намагничивания пленок при $\beta = \pm 15^\circ$ с $t_\phi = 18.75$ нсек.

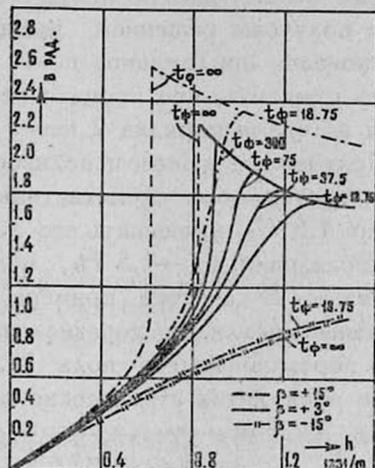


Рис. 3. Зависимость кривых намагничивания пленок от скорости роста поля.

Данные наиболее полно представлены в случае $\beta = +3^\circ$, где приводятся кривые намагничивания в случае $t_\phi = 300, 75, 37.5$ и 18.75 нсек и статическая кривая ($t_\phi = \infty$). Как видно из рисунка, с ростом скорости нарастания поля уменьшается скорость перехода за направление поля, разница между максимальным отклонением и конечным положением M , увеличиваются величины полей, при которых достигается максимальное отклонение M . То же самое имеет место и при $\beta = +15^\circ$, где приводятся только статическая кривая и кривая с $t_\phi = 18.75$ нсек. Все кривые с промежуточными скоростями нарастания поля располагаются между приведенными предельными случаями.

В случае $\beta = -15^\circ$, хотя и существует разность фаз между динамическими θ и h , однако разница эта мала, видимо, в связи с небольшими скоростями переключения.

Кривые, приведенные на рис. 2, 3, получены решением уравнения (3), ибо в рассмотренных нами случаях пренебрежение второй производной не приводит к существенным изменениям характера процесса намагничивания, как это видно из рис. 4а, где приводятся кривые намагничивания в случае $t_{\phi} = 18.75$ нсек с $\beta = +15^\circ, +5^\circ$ с учетом и без учета второй производной, т. е. кривые, полученные решением уравнений (2) и (3). Роль второй производной существенна лишь в случае очень быстрых процессов, в частности, при скачкообразном нарастании поля ($t_{\phi} = 0$). В этом случае решение уравнения (3) приводит к монотонному росту θ по времени без колебаний, в то время как решение уравнения (2) указывает на колебательный характер установления M , даже в случае острых углов β , что физически связано с инерциальным характером члена со второй производной. Подобный же характер установления M отмечался и в работе [5]. Указанное хорошо видно на рис. 4б, где приводятся кривые $\theta = f(t)$ для ряда углов, рассчитанные по уравнениям (2) и (3). Пунктирные кривые получены решением уравнения (3). В расчетах принималось, что мгновенно приложенное поле по величине равнялось $1.5 H_k$. Интересно отметить, что процесс переключения во всех случаях завершается за время порядка 2 нсек.

Полученные данные использовались для построения динамических петель гистерезиса. Действительно, если после достижения полем значения $1.5 H_k$ уменьшить его до нуля и затем увеличить в обратном направлении до $-1.5 H_k$, можно построить динамические петли гистерезиса. В качестве примера на рис. 5 приводятся динамические продольные петли гистерезиса под углами 83 и 45° к легкой оси. Фронт переключающего поля 18.75 нсек. Для сравнения на том же рисунке приводятся статические петли (пунктирные линии).

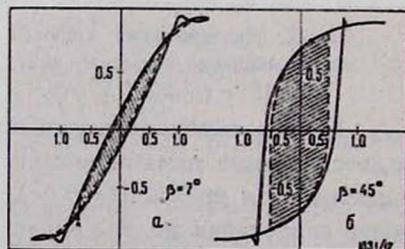
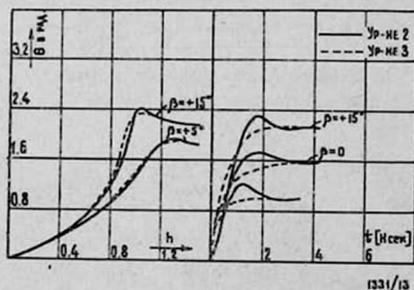


Рис. 4. а) Влияние учета второй производной на кривые намагничивания $t_{\phi} = 18.75$ нсек. б) Кривые переключения при мгновенном нарастании поля с учетом и без учета второй производной.

Рис. 5. Динамические петли гистерезиса пленок при $t_{\phi} = 18.75$ нсек. а) $\beta = 7^\circ$, б) $\beta = 45^\circ$. Динамические петли—сплошные линии. Для сравнения приводятся статические петли—штриховые линии.

Заметен рост потерь в динамическом режиме — динамические петли охватывают статические, растет H_c .

Нужно отметить одну особенность приведенных расчетов. При $h < 1,5$ $h = \tau$, уравнение (3) можно представить в виде

$$\frac{d\theta}{dh} = - \frac{\gamma H_k}{\alpha k} [\sin \theta \cos \theta - h \cos (\theta - \beta)]. \quad (4)$$

Зависимость $\theta = f(h)$ можно получить из уравнения (4), в котором скорость роста поля в явном виде входит лишь в состав коэффициента, стоящего перед правой частью. В разобранных выше случаях уменьшение этого коэффициента за счет роста k (скорости нарастания поля) приводило к тем большим изменениям статических кривых намагничивания, чем больше было k . Из уравнения (4) видно, что подобные же изменения могут иметь место и при увеличении коэффициента затухания α или уменьшении H_k . Таким образом, разница между статическими и динамическими характеристиками при динамическом режиме переключения в интервале 10—20 нсек будет тем существенней, чем больше коэффициент затухания α и меньше H_k .

Приведенные результаты могут быть использованы при анализе быстрых процессов переключения пленок.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. J. Oquey, Proc. IRE, 48, 1165 (1960).
2. В. В. Кобелев, Петли гистерезиса одноосных ферромагнитных пленок. Изд. ИТМ и ВТ АН СССР, 1961 г.
3. D. O. Smith, J. Appl. Phys., 29, 264 (1958).
4. А. М. Родичев, Известия АН СССР, серия физическая, 25, 614 (1961).
5. P. R. Gillette, K. Oshima, J. Appl. Phys., 29, 1465 (1958).
6. А. Коллатц, Численные методы решения дифференциальных уравнений, ИЛ., М., 1953.

ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՓՈԽԱՆՋԱՏՄԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿ ԿՈՐԵՐԸ, ՓՈԽԱՆՋԱՏՈՂ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԱՃՐ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՒ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ. Ա. ԵԳԻՅԱՆ, Բ. Ա. ԿՈՍԱՆՆԻՅԱՆ

Կոհերենտ պտտման տեսության հիման վրա դիտված են բարակ ֆերրոմագնիսական թաղանթների մագնիսացման կորերը, փոխանշատող դաշտի գծային աճի դեպքում 18, 75—350 նանավայրկյանի միջակայքում:

Դաշտն ուղղված է 15 աստիճանի տակ ծանր առանցքի նկատմամբ:

Կորերը ստացված են լանդաու-Լիվշիցի հավասարման թվային լուծումից «Հրազդան—2» հաշվիչ մեքենայի վրա: Դինամիկ կորերը նկատելիորեն տարբերվում են ստատիկ կորերից, ընդ որում այդ տարբերությունն աճում է դաշտի աճի արագության մեծացման հետ: Ամենից նկատելի տարբերությունը կայանում է նրանում, որ փոխանշատման թռիչքները փոխարինվում են մագնիսացվածության վեկտորի արագ բայց սահուն պտույտով պաշտի ազդման անկյունից այն կողմը, և որ դաշտերն այդ դեպքում ստատիկից բավական մեծ են:

Բերված է թաղանթների հիստերեզիսի դինամիկ կորերը և, նրանց համեմատությունը ստատիկ կորերի հետ:

Դինամիկ կորերը բնորոշվում են ավելի մեծ կորուստներով և «H_c»-ի աճով: Տվյալ դաշտի արագ աճի դեպքում ստատիկ և դինամիկ կորերի տարբերությունը մեծանում է նաև «H_c»-ի փոքրացման ժամանակ:

DYNAMIC FILM SWITCHING CURVES

K. A. EGUIAN and B. A. KOSTANDIAN

The magnetization curves of thin ferromagnetic films at the switching field linear growth within the interval of 18.75—350 nsec are considered on the basis of coherent rotation theory. The statistic and the dynamic characteristics are compared. The calculated dynamic hysteresis loops are given.