

УСТОЙЧИВОСТЬ СОСТОЯНИЙ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СЛОЕВ МАГНИТНЫХ НОСИТЕЛЕЙ К ВНЕШНИМ ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЯМ И УСТРОЙСТВО СОЗДАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

М.М. Крутов¹, А.Ю. Митягин², М.В. Фесенко¹, Б.В. Хлопов¹

¹ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И.Берга», Российская Федерация, 105066, Москва, ул. Новая Басманная, 20, 208_otd@mail.ru

²Институт Радиотехники и Электроники РАН, Российская Федерация 103907, Моховая ул., д. 11, корп. 7, lap@promtechn.ru

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНО-ТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

В ферромагнитных материалах, применяемых в магнитной записи основным механизмом намагничивания является вращение вектора спонтанной намагниченности M_s [1–3]. Процесс намагничивания характеризуется зависимостью величины намагниченности M или индукции B от внешнего магнитного поля H . Если известна кривая $M(H)$, то простым пересчётом может быть получена и кривая $B(H)$ и наоборот. Вид зависимости $M(H)$ определяется магнитными свойствами материала, условиями измерений (давление, температура, характер изменения магнитного поля), формой образца, его магнитной предысторией.

При циклическом изменении магнитного поля между крайними значениями H_1 и H_2 кривые $M(H)$ сначала несколько изменяются от цикла к циклу, но постепенно становятся стабильными. Их называют кривыми циклического перемагничивания или петлями магнитного гистерезиса. При $H_1 = -H_2$ петля гистерезиса симметрична, в других случаях — асимметрична. Наиболее симметричная петля гистерезиса называется предельной и является важной характеристикой магнитных материалов.

Магнитный гистерезис возникает вследствие неоднозначной (необратимой) зависимости намагниченности M магнитоупорядоченного вещества (магнетика, например ферро- или ферромагнетика) от внешнего магнитного поля H при его циклическом изменении (увеличении и уменьшении). Если значения M и H относятся к одному и тому же элементу объёма, то кривые $M(H)$ не зависят от размера и формы образца и являются кривыми намагничивания данного материала. На практике чаще всего имеют дело не с истинным значением H внутри образца, а с напряжённостью внешнего магнитного поля H_e . Кривые $M(H_e)$ называются кривыми намагничивания тела и зависят от формы

последнего. В простых случаях, зная размагничивающий фактор тела, можно из кривых $M(H_e)$ получить кривые $M(H)$.

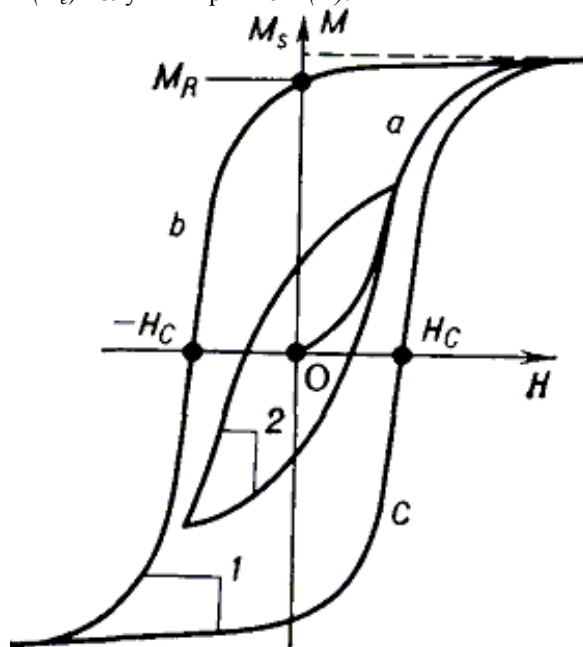


Рис. 1. Петли гистерезиса:

1 — максимальная, 2 — частного цикла, a — кривая намагничивания, b и c — кривые перемагничивания. M_R — остаточная намагниченность, H_C — коэрцитивная сила, M_S — намагниченность насыщения.

На рис. 1 схематически показана типичная зависимость M от H в ферромагнетике; из состояния $M=0$ при $H=0$ с увеличением H значение M растет по кривой a (основной кривой намагничивания) и в достаточно сильном поле $H > H_m$ становится практически постоянной и равной намагниченности насыщения M_s . Поле H_m называется полем технического насыщения. При уменьшении H от значения H_m обратный ход изменения $M(H)$ уже не будет описываться кривой a и намагниченность при $H=0$ не вернется к значению $M=0$. Это изменение описывается кривой b (кривой размагничивания), и при $H=0$ намагниченность принимает значение $M=M_R$. Это

так называемая остаточная намагниченность. Как видно из рис. 1 для полного размагничивания вещества ($M=0$) необходимо приложить обратное поле $H = -H_c$, называемое коэрцитивной силой. При циклическом намагничивании в полях — $H_1 < H < H_1$, где $H_1 < H_m$, зависимость $M(H)$ будет описываться замкнутой кривой (частной петлей гистерезиса), целиком лежащей внутри максимальной петли гистерезиса (кривые 2 на рис. 1). С увеличением H_1 частные петли расширяются и при $H_1 > H_m$ достигают максимальной петли. Частная петля оказывается несимметричной, если максимальные поля H_m , прикладываемые в прямом и обратном направлениях, неодинаковы.

Описанные гистерезисные петли характерны для достаточно медленных процессов перемагничивания, при которых сохраняется квазиравновесная связь между M и H для соответствующих метастабильных состояний, и называются квазистатическими (или просто статическими). Характерные времена, при которых указанные процессы можно считать квазистатическими определяются известным соотношением

$$T = \frac{2\pi}{\gamma H},$$

где $\gamma=2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение.

Для характерных значений поля, равных коэрцитивной силе (при которых и возможно перемагничивание образца), величина T составляет 10^{-9} с. Таким образом, рассмотренное квазистатическое приближение будет справедливо для импульсных магнитных полей с фронтами нарастания, существенно превышающими эту величину.

Магнитно-твердыми принято считать ферромагнитные материалы, обладающие высокой коэрцитивной силой $H_c \approx 10^3—10^6$ А/м (1 А/м= $1,26 \cdot 10^{-2}$ Э). Эти материалы применяются для постоянных магнитов, для гистерезисных двигателей и магнитной записи. Устойчивость намагниченного состояния магнитно-твердого материала характеризуется максимальным значением энергетического произведения $(BH)_{\max}$ [1].

2. ОЦЕНКА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, В КОТОРЫХ ВОЗМОЖНО УНИЧТОЖЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ

Поскольку применяемые в устройствах магнитной записи материалы являются анизотропными необходимо различать значения коэрцитивной силы в направлении, совпадающем с плоскостью носителя (H_c^{\parallel}) и перпендикулярного ей (H_c^{\perp}). Следует отметить, что, как правило, направление магнитного поля записи в

современных жестких дисках перпендикулярно плоскости носителя. Для анализа параметров магнитных полей, уничтожающих информацию методом намагничивания, использовались характеристики магнитного материала носителя приведенные в [4].

Коэрцитивная сила при намагничивании перпендикулярно развитой плоскости лежит в пределах $H_c^{\perp} = 100 - 200$ кА/м.

Коэрцитивная сила при намагничивании касательно плоскости пленки составляет величину $H_c^{\parallel} = (0.6 - 0.75) H_c^{\perp}$. То есть, коэрцитивная сила в плоскости пленки достаточно велика. Качественную оценку необходимого стирающего поля H можно получить исходя из следующей формулы аппроксимирующей формулу петли гистерезиса [5].

$$M = \frac{2}{\pi} M_s \arctg\left(\eta \frac{H - H_c}{H_c}\right), \quad (1)$$

где: $\eta = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi K_n}{2}\right)$, $K_n = M_r/M_s$ – критерий

прямоугольности, $+M_r$ – остаточная намагниченность, соответствующая в исходной записи условной битовой единице, M_s – намагниченность насыщения. Условному битовому нулю в исходной записи соответствует остаточная намагниченность равная $-M_r$. После воздействия положительного внешнего магнитного поля намагниченность исходного битового нуля становится равной $+M_r^1$. Величина битовой единицы $+M_r$ остаётся без изменений, поскольку её перемагничивание происходит практически по предельной петле гистерезиса. При воспроизведении информации величина сигнала прямо пропорциональна M_r . Очевидно, что если разность $M_r - M_r^1$ будет давать сигнал воспроизведения меньше порога срабатывания компаратора воспроизводящего устройства, то информация не сможет быть прочитана штатной системой воспроизведения. Если разность $M_r - M_r^1$ при любом доступном методе восстановления информации не позволяет получить отношение $S/\text{Ш}$ больше единицы, то учитывая непериодический характер записанного сигнала, можно считать, что запись будет гарантированно уничтожена. На рис. 2 приведена зависимость $(M_r - M_r^1)/M_r$ от величины нормированного намагничивающего поля, рассчитанная на основе вышеприведенной формулы [6, 7]. Из рисунка следует, что если $S/\text{Ш}$ при воспроизведении исходной записи не превышал 30 дБ, то во внешнем поле, превышающем коэрцитивную силу в 2.5 – 3 раза, информация будет уничтожена.

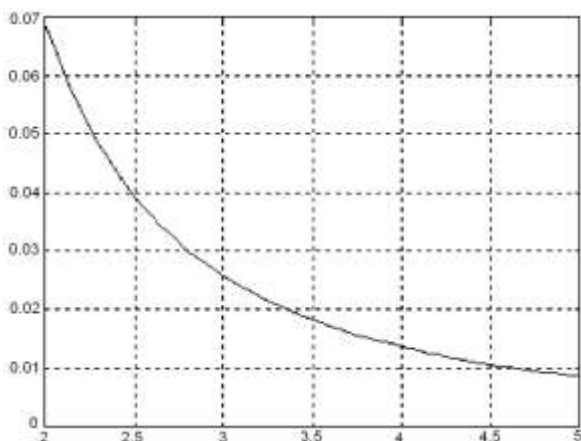


Рис. 2 Зависимость нормированной разности остаточной намагниченности битовых нуля и единицы после приложения намагничивающего стирающего поля. Коэффициент прямоугольности петли гистерезиса принят равным 0.9.

3. МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Критерием полноты уничтожения записанной информации является невозможность её восстановления известными методами за ограниченное время. Для непериодического информационного сигнала, при котором исключается возможность увеличения отношения сигнал/шум за счёт накопления, критерием полноты стирания информации является уменьшение указанного отношения до значения меньшего единицы.

Наиболее чувствительными методами восстановления магнитной записи являются её считывание с помощью магниторезистивных преобразователей (которые в настоящее время являются штатными воспроизводящими устройствами НЖМД), визуализация с помощью магнитооптических устройств, сканирующая оптическая микроскопия ближнего поля (СОМБП), сканирующая зондовая микроскопия с использованием магниточувствительных зондов (СЗМ). Сложность восстановления информации усугубляется также необходимостью позиционирования считывающего устройства относительно дорожки записи с субмикронным разрешением. В процессе воспроизведения информации высококачественными магниторезистивными головками при существующих плотностях записи характерные величины сигнала воспроизведения составляют около 100 мкВ. При этом отношение сигнал/шум составляет 20-35 дБ. Указанная величина сигнала воспроизведения реализуется при остаточной намагниченности элементарной магнитной ячейки около 500 кА/м. Снижение контраста между ячейками информации после наложения

намагничивающего поля, величиной превышающую коэрцитивную силу в 2-4 раза, уменьшает отношение сигнал/шум до величины меньшей единицы, что делает невозможным восстановление информации магниторезистивными головками. Возможность магнитооптической визуализации, копирования и считывания записи с магнитных носителей (дисков, лент) была продемонстрирована в [5, 8, 9], где в частности, было показано, что в тестовой (визуализирующей) магнитооптической плёнке, сопряжённой с магнитным носителем, формируется упорядоченная доменная структура, однозначно воспроизводящая структуру полей рассеяния от сигналаграммы. С помощью эффекта Фарадея (в случае Bi-содержащих МПФГ) или эффекта Керра (в случае плёнок типа Tb-Fe) воспроизведённую картину визуализируют и считывают. Отношение Сигнал/Шум в визуализированной картине составляет, как правило, 30-35 дБ для плотности записи 200 бит/мм. При увеличении плотности записи до 1000 бит/мм величина сигнала уменьшается более чем в 50 раз, что исключает возможность визуализации высокоплотной (более 4000 бит/мм) записи на современных НЖМД.

Сканирующая оптическая микроскопия ближнего поля (СОМБП) представляет собой метод, позволяющий получать информацию об оптических свойствах субмикро- и наноструктур с пространственным разрешением, значительно превышающим дифракционный предел оптической микроскопии [8-10]. В частности, в режиме анализа поляризации излучения, СОМБП позволяет регистрировать локальные магнитооптические эффекты Фарадея и Керра и исследовать магнитные структуры с разрешением на уровне сотен нанометров.

Напряжённость внешнего магнитного поля, которое может перемагнитить материал носителя (то есть исказить или стереть информацию), зависит от многих факторов, но в первую очередь, от коэрцитивной силы магнитного материала носителя и прямоугольности петли гистерезиса.

Устойчивость намагниченного состояния магнитно-твёрдого материала характеризуется максимальным значением энергетического произведения $(BH)_{\text{макс}}$. В зависимости от состава материала намагниченность насыщения M_s тонкоплёночных образцов изменяется в широких пределах от 300 до 786 кА/м. Увеличение коэрцитивной силы ограничивается возможностями создания мощных магнитных полей с миниатюрными магнитными головками, поэтому можно принять для последующих оценок максимальное значение коэрцитивной силы 60 – 200 кА/м. Исходная запись внешним полем, превышающим коэрцитивную силу магнитного

материала в 2,5-3 раза, будет уничтожена. Сканирующая оптическая микроскопия ближнего поля в режиме анализа поляризации излучения позволяет исследовать магнитные структуры с разрешением на уровне сотен нанометров.

4. УСТРОЙСТВО СОЗДАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СЛОЕВ МАГНИТНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

Принцип работы такого устройства (рис. 3) заключается в накоплении необходимой энергии в блоке конденсаторов с последующим их разрядом через коммутатор тока на полеобразующую систему особой формы, выполненной в виде соленоида с косоугольной намоткой.

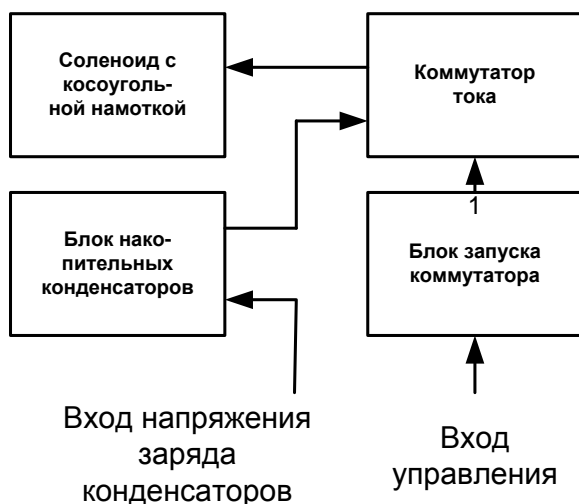


Рис. 3. Блок-схема устройства для создания импульсных магнитных полей

Соленоид с косоугольной намоткой (рис. 4) содержит каркас из немагнитного материала, выполненный в форме трубы прямоугольного сечения. На внешней поверхности каркаса уложена обмотка. На узких стенках каркаса обмотка уложена под углом 45° к ребрам каркаса, на широких стенках обмотка уложена перпендикулярно оси каркаса. Обмотка выполнена виток к витку в один или несколько слоев. Внутри каркаса параллельно основанию, образованного широкой стенкой каркаса, размещается диск магнитного носителя информации, на котором информация подлежит уничтожению.

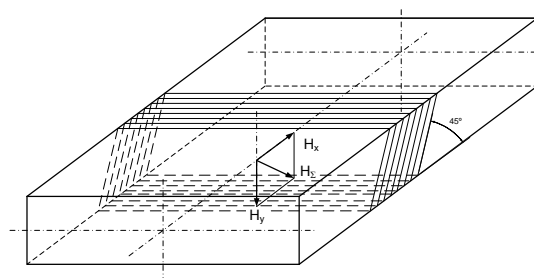


Рис. 4. Соленоид с косоугольной намоткой

Косоугольная намотка создает импульсное магнитное поле с двумя составляющими. Вектор одной составляющей импульсного магнитного поля направлен горизонтально вдоль плоскости диска магнитного носителя, параллельно записи информации. Вектор другой составляющей импульсного магнитного поля направлен вертикально перпендикулярно плоскости диска магнитного носителя. Присутствие этих составляющих обеспечивает уничтожение информации на магнитных носителях, как с горизонтальной, так и с вертикальной записью, одним воздействием импульсного магнитного поля, созданного с помощью соленоида с косоугольной намоткой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Преображенский А.А., Бишард Е. Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986.
2. Вонсовский С.В., Магнетизм, М., 1971, С. 839 – 52.
3. Физическая энциклопедия, т. 3, М.: БРЭ, 1992.
4. Карпенков С.Х. // Зарубежная радиоэлектроника. 1993. № 6.
5. Введенский Б.С., Лисовский Ф.В., Червоненкис А.Я. // Техника кино и телевидения. 1987. № 6. с.11 – 17.
6. Гуляев Ю.В., Герус С.В., Житковский В.Д., Казанцев Г.В., Митягин Ал.Ю., Митягин Ан.Ю., Муравьев Э.Н., Романьков А.С., Соколовский А.А., Б.В. Хлопов Уничтожение информации с накопителей на жестких магнитных дисках, М., изд. Инженерная физика №2, стр 2-12, 2004 г.
7. Герус С.В., Митягин Ал.Ю., Митягин А.Ю., Соколовский А.А. Хлопов Б.В. «Устойчивость магнитных записей к внешним импульсным магнитным полям». Труды Международной научно-технической конференции «Информационные технологии в науке, технике и образовании», Турция, май 2004 г.
8. Matsuda H., Yamata T. // IEEE Trans. on Magn. 1984. Vol. MAG – 17. № 6. P. 3238 – 3240.
9. Komada O., Minemoto H., Ishizuka S. // Journ. Magn. Soc. Jap. 1987. Vol. 11, Suppl. NS1. P. 1001 – 1004.
10. Pobl D.W., Denk W., Lanz M. // Appl. Phys. Lett 1984. V. 44. № 7. P. 651.