

05:08

Время сохранения и механизм памяти в порошках ферритов

© Л.Н. Котов, В.Н. Шапоров

Сыктывкарский государственный университет

Поступило в Редакцию 1 августа 1997 г.

В окончательной редакции 8 апреля 1998 г.

В работе впервые приведены результаты исследований времени сохранения сигналов магнитоакустической долговременной памяти в порошках ферритов при различных намагничивающих полях и температурах. Предложен механизм, объясняющий возникновение сигналов памяти.

Интерес к исследованию явления долговременной магнитоакустической памяти (МАДП) в ансамбле малых ферритовых частиц вызван возможностью его применения в устройствах памяти и высокочастотных преобразователях сигналов. Данное явление может быть положено в основу принципиально нового — частотного способа записи и считывания информации. Накопители информации, созданные на основе этого явления, должны иметь большее быстродействие, по сравнению с существующими из-за очень малого времени доступа [1].

Явление МАДП заключается в статическом запоминании ферритовым порошком сигналов эха, вызванного действием на образец порошка с моментов времени $t = 0, \tau$ двух последовательных (записывающих) радиоимпульсов длительностью Δ и генерации дополнительных сигналов при действии с момента времени $t = T \gg \tau$ третьего (считывающего) импульса [2]. Эти сигналы возникают в моменты $t = T + n\tau$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) и называются сигналами МАДП.

В настоящее время существуют две модели, которые могут объяснить возникновение сигналов МАДП: переориентационная [3] и "внутренняя" [4] модели. Переориентационная модель описана для явления памяти в пьезоэлектрических порошках и ее по существу можно перенести на ферритовые порошки [3], поэтому в данной работе рассмотрим лишь "внутреннюю" модель, которая еще не нашла достаточного отражения в литературе, а также условия возникновения сигналов МАДП.

Механизм возникновения сигналов МАДП согласно "внутренней" модели может быть описан следующим образом. Электромагнитное поле первого и второго возбуждающих импульсов, заполненных частотой ω , подаваемых на образец в моменты времени $t = 0, \tau$, возбуждают на частоте ферромагнитного резонанса ω_0 упругую подсистему частиц посредством магнитоупругой связи. Интенсивные акустические колебания возникают у тех частиц, собственные частоты Ω которых удовлетворяют условию $\Omega \approx \omega = \omega_0$ [4]. В результате нелинейного взаимодействия упругих колебаний, возбужденных записывающими импульсами, происходит сдвиг собственных частот осцилляторов. Поскольку запись интенсивных сигналов наблюдается для почти монодоменных частиц, то изменение собственной частоты частиц может быть связано с необратимым поворотом векторов намагниченности в частицах. Необратимый поворот возникает под действием двух радиоимпульсов, действующих с моментов $t = 0, \tau$. Достаточно долгая прецессия вектора намагниченности в частицах порошка (до времен τ) может происходить за счет акустических колебаний, возбужденных первым импульсом. После действия считывающего импульса колебания частиц, в которых произошел сдвиг собственных частот, приводят к сигналам МАДП.

В работе представлены результаты исследований, проведенных на когерентном импульсном радиоспектрометре с длительностью возбуждающих импульсов $4 \mu\text{s}$, интервалом $\tau = 40 \mu\text{s}$ и частотой заполнения 18 МГц. Постоянное и переменное магнитные поля были взаимно перпендикулярны. Образцы порошков были изготовлены из поликристаллов ЖИГ с размером зерен от 2.5 до $5 \mu\text{m}$. Частицы порошка размером 71–100 μm были запаяны в стеклянные ампулы с вакуумом не хуже 10^{-4} Торр.

На рис. 1 показана зависимость амплитуды сигналов памяти A_3 от времени подачи считывающего импульса при разных намагничивающих полях H_0 в порошке ЖИГ с примесью Al состава $\text{Y}_3\text{Fe}_{4,3}\text{Al}_{0,7}\text{O}_{12}$ с намагниченностью насыщения $M_s = 52 \text{Gs}$ при комнатной температуре.

Как видно из вставки к рис. 1, представляющую зависимость амплитуды сигналов МАДП от намагничивающего поля H_0 в момент времени $t = 460 \text{s}$, амплитуда A_3 достигает максимума при полях $H_0 \approx 150 \text{Oe}$, близких к полям насыщения данного образца. При таких полях возникает квазиустойчивое равновесие вектора намагниченности \mathbf{M} в частицах, при котором он легко отклоняется на любой угол под действием полей записывающих импульсов. После окончания их действия векторы

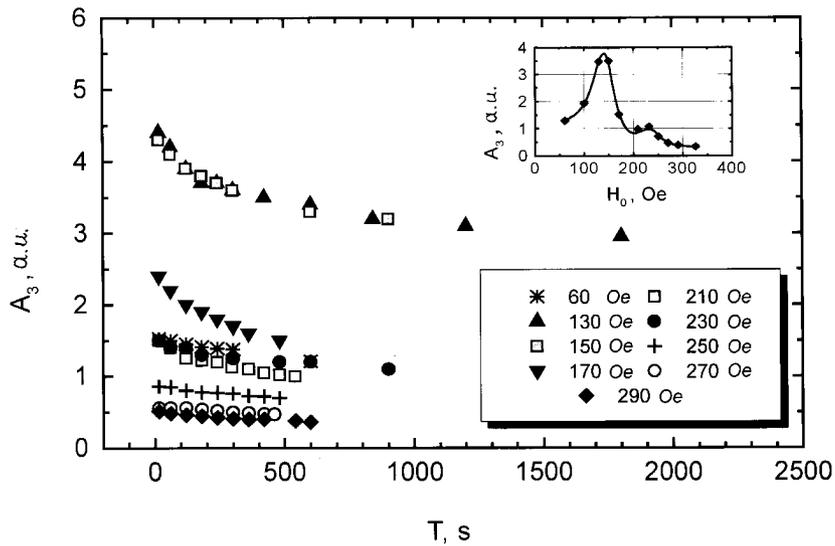


Рис. 1. Амплитуда сигналов МАДП в порошке феррита $Y_3Fe_{4.3}Al_{0.7}O_{12}$ при разных намагничивающих полях. Цифрами обозначены поля в эрстедах: 1 — 60, 2 — 130, 3 — 150, 4 — 170, 5 — 210, 6 — 230, 7 — 250, 8 — 270, 9 — 290. На вставке показана зависимость амплитуды сигналов МАДП от намагничивающего поля в момент времени 460 s.

намагниченности в частицах релаксируют в первоначальное положение, что обуславливает относительно быстрый спад амплитуды сигнала со временем (рис. 1). Остается лишь небольшое количество частиц, в которых вектор \mathbf{M} удерживается в новом положении достаточно надежно и поэтому могут иметь практически неограниченное время релаксации. При больших ($H_0 \geq 250$ Oe) и малых ($H_0 \approx 60$ Oe) намагничивающих полях вектор \mathbf{M} удерживается достаточно большим по величине эффективным полем (в первом случае — намагничивающим, а во втором — полем анизотропии), поэтому вероятность его переориентации невелика. В этом случае запись осуществляется в малом количестве частиц, в которых вектор \mathbf{M} надежно закреплен в новом положении, что обуславливает относительно небольшую амплитуду и малый спад сигналов МАДП со временем.

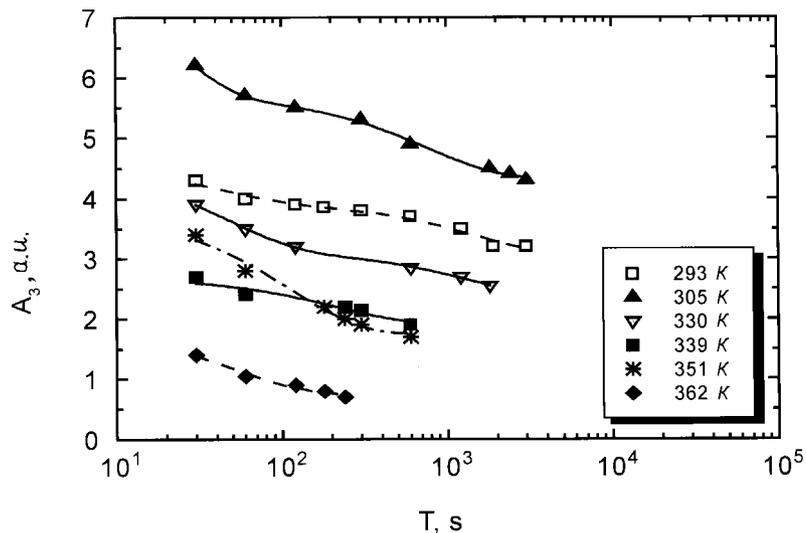


Рис. 2. Амплитуда сигналов МАДП в порошке феррита $Y_3Fe_4Al_{0.7}O_{12}$ при разных температурах образца в области оптимальных намагничивающих полей. Цифрами обозначены температуры в кельвинах: 1 — 293, 2 — 305, 3 — 330, 4 — 339, 5 — 351, 6 — 362.

”Внутренняя” модель объясняет поведение кривых, представляющих зависимость амплитуды сигналов МАДП от времени считывания в оптимальных намагничивающих полях (поля, при которых сигналы максимальны) при разных температурах, от комнатной до близкой к температуре Кюри для образца ЖИГ $Y_3Fe_4AlO_{12}$ (рис. 2). Время сохранения сигналов МАДП убывает при приближении к точке Кюри, поскольку тепловая энергия приближается к обменной и, следовательно, время, необходимое для разупорядочивания магнитных моментов, уменьшается.

Отметим еще несколько особенностей явления МАДП, которые могут быть описаны ”внутреннего” механизма. Сигналы МАДП исчезают после нагревания образца выше температуры Кюри (и последующего охлаждения до комнатной) поскольку распределение намагниченности, произведенное во время записи, разрушается. Кроме того, эксперимент

показал, что сигналы, наблюдаемые после нагревания порошка выше температуры Кюри, оказываются в несколько раз сильнее, чем до нагревания. Этот факт может быть объяснен тем, что после нагревания в объеме кристалликов исчезают участки с остаточной намагниченностью и повороты векторов намагниченности происходят значительно легче. Это также говорит о том, что механизм записи может быть описан "внутренней" моделью.

До настоящего времени явление МАДП не находило применения из-за малых времен сохранения сигналов, а также из-за разрушения сигналов памяти при встряхивании порошка [3,4]. На основании проведенных исследований можно заключить, что, во-первых, время хранения сигналов МАДП может быть получено сколь угодно большим и, во-вторых, запись может осуществляться либо за счет обоих механизмов, либо преимущественно за счет того, который при данных условиях наиболее энергетически выгоден. Следовательно, при определенных условиях можно осуществить запись только с помощью "внутреннего" механизма, например, используя образцы, в которых частицы порошка расположены в немагнитной матрице, где они не имеют возможности вращаться, а только колеблются, что решает проблему потери информации при встряхивании.

Список литературы

- [1] *Kotov L.N.* // Abstr. of 7th Inter. Conf. on Ferrites. Bordeaux. France. 1996. September 3–6. P. 444.
- [2] *Шутилов В.А., Чарная Е.В., Котов Л.Н.* и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 1060–1063.
- [3] *Melcher R.L., Shiren N.S.* Physical Acoustics. N.Y.; London: Academ. press, 1982. V. 16. P. 341–383.
- [4] *Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.* Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука, 1991. 150 с.