

08

© 1990 г.

## ЗАПОМИНАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В МАГНИТНОЙ КЕРАМИКЕ

*В. С. Бондаренко, А. Ф. Кабыченков, Г. Д. Мансфельд,  
М. В. Мануилов, А. А. Рубцов, В. Г. Шавров*

Представлены экспериментальные результаты изучения эффекта акустического запоминания в поликристаллическом железо-иттриевом гранате при записи ультразвукового импульса частоты  $f_0=10$  МГц импульсом магнитного поля той же частоты. Исследованы зависимости амплитуды записанного сигнала от напряженности внешнего поля смещения и от амплитуд записываемого, записывающего и считывающего импульсов. Дано теоретическое объяснение эффекта запоминания в рамках феноменологического подхода. Получено хорошее согласие теории с экспериментом. Наблюдаемые отклонения амплитудных зависимостей от линейных объясняются «автостиранием» сигнала при больших амплитудах возбуждающих импульсов.

### Введение

В работах [1, 2] сообщалось о наблюдении эффекта долговременного акустимагнитного запоминания в поликристаллических ферритах со структурой шпинели. По сравнению с памятью в ферромагнитных [3] или пьезоэлектрических [4] порошках акустимагнитное запоминание в массивных ферромагнитных образцах имеет ряд преимуществ для возможных практических применений.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию основных закономерностей эффекта акустимагнитного запоминания в магнитной керамике и их объяснению в рамках предложенного феноменологического описания.

### Эксперимент

Исследовались образцы, изготовленные из магнитной керамики железоиттриевого граната (ЖИГ). Приведенные ниже экспериментальные зависимости были получены для образца ЖИГ, частично замещенного Al и имеющего следующие магнитные характеристики: намагниченность насыщения  $4\pi M_s=520$  Гс, остаточная намагниченность  $4\pi M_R=460$  Гс, поле насыщения  $H_s=8.5$  Э, коэрцитивная сила  $H_C=2.5$  Э, начальная проницаемость  $\mu_a=300$ .

Керамика изготавливалась по стандартной технологии спекания, средний размер зерен составлял 5 мкм. Образцы имели форму стержня прямоугольного сечения размером  $80 \times 7 \times 6$  мм.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, а. Записываемый акустический сигнал возбуждался в образце 1 с помощью электроакустического преобразователя из ниобата лития 2, подключенного к генератору радиоимпульсов 5. Длительность радиоимпульсов составляла 1—10 мкс, частота заполнения  $f_0 \approx 10$  МГц. Для записи акустической волны в образце с помощью катушки 3, подключенной к генератору радиоимпульсов 6, возбуждался короткий радиоимпульс магнитного поля записи  $H_{\text{зап}}$ . Длительность радиоимпульса составляла  $\sim 0.5$  мкс, частота заполнения была равна частоте звука. В результате нелинейного акустимагнитного взаимодействия в образце формируется пространственно-периодическая стационарная магнитная структура с периодом, равным длине акустической волны. После окончания действия им-

пульса магнитного поля эта структура сохраняется при комнатной температуре практически неограниченное время.

Для считывания на электроакустический преобразователь подается еще один радиоимпульс. Возбужденная им акустическая волна взаимодействует с записанной структурой, результатом чего является возникновение однородного в пространстве высокочастотного магнитного поля, которое наводит в катушке 3 считанный сигнал. Его регистрация осуществляется осциллографом 7. При достаточно малой интенсивности волны считывание является неразрушающим и может производиться многократно. Схема временного положения импульса приведена на рис. 1, б. Величина считанного сигнала при амплитуде возбуждающих импульсов  $\sim 10$  В и числе витков катушки  $n=10$  составляла  $\sim 5$  мВ.

Стирание записанной магнитной структуры производится путем насыщения образца магнитным полем, создаваемым с помощью дополнительной катушки 4, подключенной к источнику тока 8.

Стирание записанной магнитной структуры производится путем насыщения образца магнитным полем, создаваемым с помощью дополнительной катушки 4, подключенной к источнику тока 8.

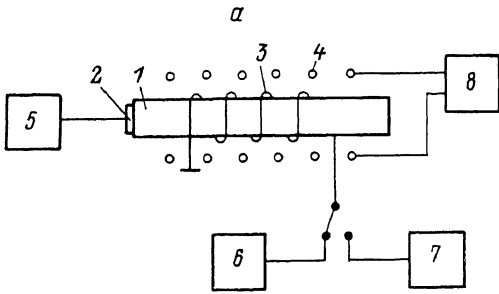
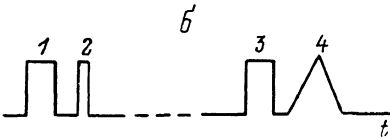


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки (а) и схема временного положения импульсов (б).



а: 1 — образец магнитной керамики; 2 — пьезопреобразователь; 3 — катушка записи—считывания; 4 — катушка поля смещения; 5, 6 — генератор радиоимпульсов; 7 — осциллограф; 8 — источник тока смещения; б: 1 — записываемый акустический импульс, 2 — импульс магнитного поля записи, 3 — считывающий акустический импульс, 4 — считанный сигнал.

точнику тока 8. Эта же катушка служит для создания постоянного магнитного поля смещения  $H_0$ .

Рассмотрим основные закономерности акустомагнитного запоминания, установленные экспериментально в данной работе. Было обнаружено, что амплитуда  $A$  считанного сигнала сильно зависит от напряженности продольного магнитного поля смещения  $H_0$  и от предшествующего состояния образца. Это иллюстрируют приведенные на рис. 2 зависимости  $A(H_0)$ , полученные в двух случаях. В первом случае исходным состоянием образца перед проведением измерений в каждой точке являлось размагниченное состояние (кривая 1), полученное воздействием спадающего по величине знакопеременного поля. Во втором случае перед каждым измерением образец намагничивался до насыщения полем  $H_0 = +50$  Э с последующим уменьшением поля до необходимой величины (кривая 2). С учетом размагничивающего фактора постоянное поле внутри образца при данном поле  $H_0$  составляло  $H_{вн} \sim 10$  Э.

При записи, которой предшествовало размагничивание образца, сигнал по мере увеличения поля смещения сначала нарастает, а затем при напряженности поля  $H_0 \approx 10$  Э (соответственно при  $H_{вн} \approx 1.5$  Э  $< H_C$ ) достигает максимума и далее спадает по мере приближения к насыщению. Этот результат качественно коррелирует с ходом зависимости магнитной восприимчивости от  $H_0$  в этом же образце, снятой из размагниченного состояния.

В состоянии насыщения запись не происходит. По мере уменьшения внешнего поля  $H_0$  записанный сигнал растет, достигает максимума в поле противоположного знака ( $H_0 \approx H_{вн} \approx H_C = -2.5$  Э) и далее спадает по мере насыщения образца (кривая 2). При циклическом изменении внешнего поля зависимость сигнала от  $H_0$  симметрична относительно поля  $H_0 = 0$ . В целом общий ход кривых соответствует изменению магнитной восприимчивости при наличии гистерезиса.

На рис. 3 представлено семейство зависимостей амплитуд снимаемого с катушки сигнала  $A$  от амплитуды напряжения радиоимпульса, возбуждающего акустические волны при считывании  $u_{сч}$ . При проведении измерений запись про-

изводилась после насыщения образца и выключения поля  $H_0$ . Характер кривых  $A(u_{сч})$  существенно зависит от амплитуд записываемого акустического импульса  $u_{зап}$  и записывающего поля  $H_{зап}$ . При малых значениях  $u_{сч}$ , пока  $u_{сч} \ll u_{зап}$ , характер зависимостей (кривые 1—4) линейный. Однако по мере приближения

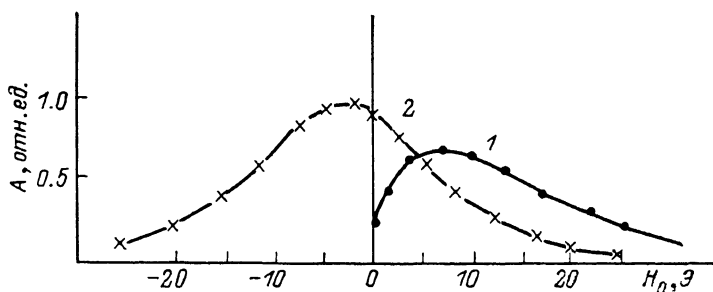


Рис. 2. Зависимость сигнала памяти  $A$  от напряженности внешнего статического магнитного поля  $H_0$ .

1 — при исходном размагниченном состоянии образца, 2 — из области магнитного насыщения.

амплитуды  $u_{сч}$  к  $u_{зап}$  происходит насыщение считанного сигнала, а затем при  $u_{сч} > u_{зап}$  амплитуда считанного сигнала уменьшается (кривые 3, 4). При обратном уменьшении  $u_{сч}$  восстановления величины сигнала не происходит. Причиной этого является частичное стирание сигнала вследствие разрушения записанной магнитной структуры считывающим акустическим импульсом большой амплитуды.

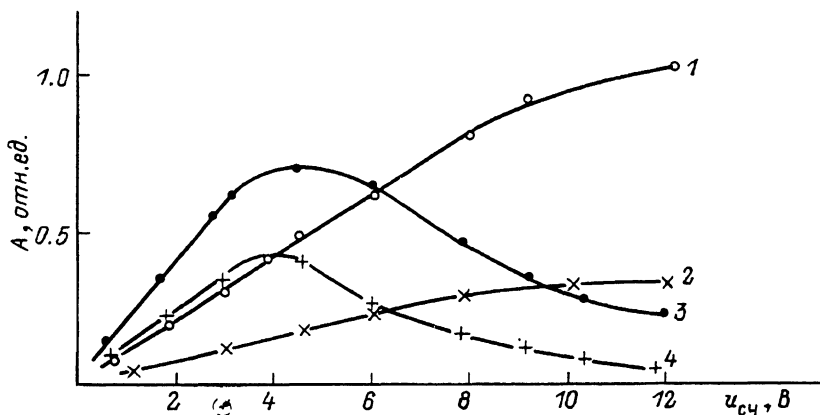


Рис. 3. Зависимости амплитуды сигнала памяти от амплитуды считывающего импульса при различных  $u_{зап}$  и  $H_{зап}$ .

$u_{зап}$ , В: 1, 2 — 12; 3, 4 — 4;  $H_{зап}$ , Э: 1 — 0.4, 2 — 0.2, 3 — 0.4, 4 — 0.2.

Сравнение хода кривых на рис. 3 также показывает, что большим величинам записываемого поля  $H_{зап}$  соответствуют большие амплитуды записанного сигнала. Несколько неожиданным представляется тот факт, что при одинаковом значении  $H_{зап} = 0.4$  Э кривая 3 имеет больший наклон на начальном участке по сравнению с кривой 1, хотя кривой 3 соответствует меньшая амплитуда записываемого звукового импульса. По-видимому, это можно объяснить, предположив, что в процессе записи интенсивного акустического сигнала под его действием происходит частичное размагничивание образца, что и приводит к уменьшению амплитуды записанного сигнала (как отмечалось выше, запись в размагниченном состоянии образца происходит хуже).

В работе были подробно исследованы зависимости амплитуды считанного сигнала  $A$  от амплитуды записываемого акустического импульса  $u_{зап}$  при различных значениях  $H_{зап}$  и  $u_{сч}$  (рис. 4). Видно, что с ростом  $u_{зап}$  до значений  $u_{зап} \sim u_{сч}$  происходит резкий рост считанного сигнала  $A$ . При дальнейшем уве-

личении  $u_{\text{зап}}$  амплитуда считанного сигнала практически не изменяется, а при малых  $H_{\text{зап}}$  даже уменьшается. Такой характер зависимостей можно объяснить «автостиранием» сигнала при записи, обусловленным размагничиванием образца.

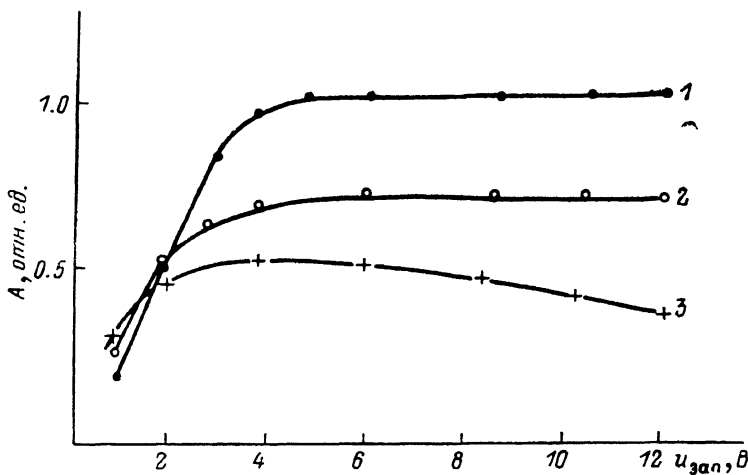


Рис. 4. Зависимости сигнала памяти от амплитуды записывающего импульса на пьезопреобразователе  $u_{\text{зап}}$ .

$H_{\text{зап}}, \text{Э}$ : 1, 2 — 0.6, 3 — 0.4;  $u_{\text{сч}}, \text{В}$ : 1 — 4; 2, 3 — 2.8.

Весьма интересным оказалось поведение величины  $A$  в зависимости от длительности и амплитуды радиоимпульса записывающего магнитного поля. С ростом длительности импульса от 0.5 мкс происходит уменьшение амплитуды считанного сигнала. По-видимому, это связано с размагничиванием образца и уменьшением его эффективной восприимчивости под действием переменного

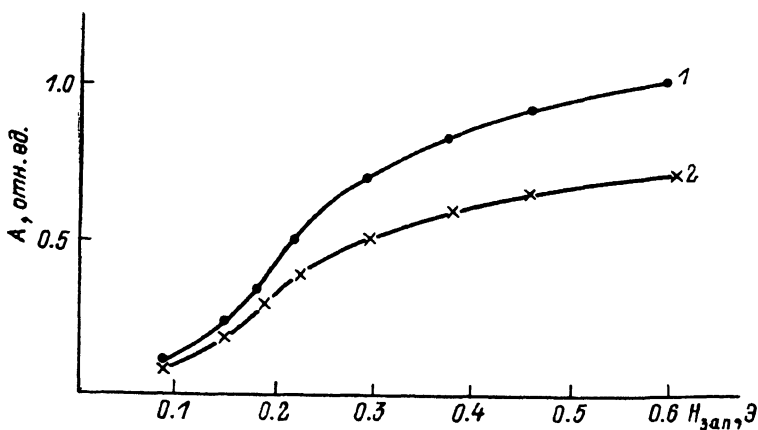


Рис. 5. Зависимости сигнала памяти от амплитуды записывающего импульса магнитного поля при различных амплитудах импульсов на пьезопреобразователе.

1 —  $u_{\text{зап}} = u_{\text{сч}} = 4$ , 2 —  $u_{\text{зап}} = u_{\text{сч}} = 2.5 \text{ В}$ .

магнитного поля. Этот же эффект приводит к тому, что считывание записанной информации радиоимпульсом магнитного поля сопровождается значительным стиранием сигнала (по этой причине для практики наиболее подходит рассматриваемый в настоящей работе режим акустического считывания). Стирание приводит также к тому, что при увеличении амплитуды записывающего поля при больших  $H_{\text{зап}}$  рост амплитуды считанного сигнала замедляется (рис. 5). В слабых же полях ( $H_{\text{зап}} < 0.2 \text{ Э}$ ), по-видимому, доминирует акустическое

«автостирание» сигнала, за счет чего амплитуда при уменьшении  $H_{\text{зап}}$  резко падает. Тем не менее полного стирания сигнала не происходит.

### Феноменологическая теория

Рассмотрим образец магнитной керамики, размер зерен которого значительно меньше длины акустической волны. Это сложная неоднородная сплошная среда, характеризующая усредненными значениями механических напряжений  $\hat{\sigma}$  и намагниченности  $M$ . Будем решать задачу при следующих упрощающих предположениях. Движение магнитного момента будем считать квазистатическим, поскольку время релаксации намагниченности  $\tau \sim 10^{-9}$  с [5] много меньше периода упругих колебаний и колебаний магнитного поля ( $T \sim 10^{-7}$  с). Неоднородный обмен не будем учитывать, так как по оценкам поле неоднородного обмена  $\sim 10^{-6}$  Э, что значительно меньше поля магнитострикции  $H_{\text{МС}} \sim 1$  Э. Обратным влиянием магнитной подсистемы на упругую будем пренебрегать. Согласно оценкам, это возможно при относительной деформации  $u_{\text{зап}}^{(0)} \gg 10^{-7}$ .

Считая изменения внутреннего поля  $\Delta H$  и механических напряжений  $\Delta \hat{\sigma}$  малыми, разложим в степенной ряд приращение намагниченности до членов второго порядка

$$\Delta M_i = \chi_{ij} \Delta H_j + \tau_{ijk} \Delta \sigma_{jk} + \frac{1}{2} \chi_{ijk} \Delta H_j \Delta H_k + \frac{1}{2} \eta_{ijkl} \Delta H_j \Delta \sigma_{kl} + \frac{1}{2} \tau_{ijklm} \Delta \sigma_{jk} \Delta \sigma_{lm}. \quad (1)$$

Здесь  $\hat{\chi}$ ,  $\hat{\tau}$ ,  $\hat{\eta}$  — тензоры соответствующих дифференциальных восприимчивостей, компоненты которых являются функциями внутреннего магнитного поля  $H$  и напряжения  $\hat{\sigma}$  (в общем случае компоненты восприимчивости зависят от пути, по которому достигается точка  $(H, \hat{\sigma})$ , а  $\Delta M_i$  — также от последовательности приращений  $\Delta H_i$  и  $\Delta \sigma_{ij}$ ).

Рассмотрим эффект памяти. При записи в образце распространяется упругая волна  $\Delta \sigma_{ij}^{\text{зап}} = \sigma_{ij}^{(0)\text{зап}} \cos(kx - \omega t)$  в присутствии магнитного поля  $\Delta H_i^{\text{зап}} = H_i^{(0)\text{зап}} \cos \omega t$ . При этом, согласно (1), в образце возникают постоянные и переменные во времени составляющие  $\Delta M_i$ , причем последние могут быть как однородными, так и неоднородными в пространстве. Без переменного магнитного поля упругая волна может создавать в образце бегущую вместе с волной магнитную сверхструктуру [6], обусловленную вторым и пятым членами в правой части (1). В присутствии переменного во времени поля  $\Delta H_i^{\text{зап}}$  четвертый член в (1) содержит при этом как слагаемое, изменяющееся во времени и пространстве по закону  $\cos(kx - 2\omega t)$ , так и постоянное во времени пространственно неоднородное слагаемое  $\sim \cos kx$ . Это распределение намагниченности сохраняется в течение действия импульса поля. После прекращения действия этого импульса вклад в остаточную намагниченность  $\Delta M_i^R$  дадут только постоянные во времени составляющие. При этом пространственно неоднородная составляющая намагниченности будет иметь вид]

$$\Delta M_i^R = \frac{1}{4} \kappa \eta_{ijkl} H_j^{(0)\text{зап}} \sigma_{kl}^{(0)\text{зап}} \cos kx. \quad (2)$$

Коэффициент  $\kappa$  определяет величину остаточной намагниченности и зависит от формы петли гистерезиса. Оценки значения  $\kappa$  для поликристаллов в предположении, что участок петли гистерезиса от насыщения до  $M_R$  определяется процессами вращения, дают  $\kappa \simeq 0.83-0.86$  для кубических и  $\kappa \simeq 0.5$  для одноосных кристаллов. Тензор  $\eta_{ijkl} = \partial \chi_{ij} / \partial \sigma_{kl}$  характеризует изменение магнитной восприимчивости под действием упругих напряжений. Намагниченность (2) создает периодические в пространстве дополнительные поле размагничивания и упругие напряжения, сохраняющиеся в образце практически неограниченное время.

В процессе считывания происходит взаимодействие неоднородного поля размагничивания  $H_x^d = -4\pi \Delta M_x^R$  со считывающим акустическим импульсом

$\Delta \sigma_{ij}^{\alpha} = \sigma_{ij}^{(0) \text{ сч}} \cos(kx - \omega t)$ . В результате этого взаимодействия в катушке наводится эдс

$$E = - \frac{nS}{e} \frac{\partial (4\pi M_x)}{\partial t},$$

где  $S$  — площадь витка катушки,  $n$  — количество витков.

Подставляя  $H_x^d$  и  $\sigma_{ij}^{\alpha}$  в (1) и учитывая лишь перекрестный (4-й) член, получаем

$$E = - \frac{n\pi S}{4c} \chi \eta_{x x l m} \eta_{x k p q} H_k^{(0)} \sigma_{lm}^{(0)} \sigma_{pq}^{(0) \text{ сч}} \omega \sin \omega t. \quad (3)$$

Если запись и считывание производятся волнами одного и того же типа, например продольными в продольном магнитном поле, то  $\eta_{x x l m} = \eta_{x x x x} = \eta$  и

$$E = - \frac{n\pi S}{4c} \chi \eta^2 H_{\text{зап}}^{(0)} \sigma_{\text{зап}}^{(0)} \sigma_{\text{сч}}^{(0)} \omega \sin \omega t. \quad (4)$$

Как видно из (4), величина  $E$  пропорциональна квадрату  $\eta$  и произведению амплитуд импульсов записи и считывания. Величина  $\eta \sim \chi/\sigma$ , следовательно, с приближением к насыщению следует ожидать уменьшения  $E$  в силу зависимости восприимчивости  $\chi$  от  $H$ . В области полей, где  $\chi$  максимально, следует ожидать больших значений  $E$ . Известно, что максимум восприимчивости  $\chi$  на начальной кривой намагниченности лежит в области положительных полей, а на верхней ветви петли гистерезиса — в области отрицательных полей. Именно такое поведение  $E$  и наблюдается экспериментально (рис. 2).

Рассмотрим случай продольной акустической волны, распространяющейся вдоль магнитного поля  $H_{\text{зап}}$ . Для оценки величины  $E$  рассмотрим рэлеевскую область намагничивания [5]. В случае малых  $M_x$  величину  $\eta$  можно представить как  $\eta = \partial \chi_a / \partial \sigma$ , где  $\chi_a$  — начальная восприимчивость. Как известно [7], для поликристаллических ферритов с размером зерна  $d \sim 1$  мкм  $\chi_a^{\text{ф}} = M_0^2 / 4K^*$ . Полагая эффективную константу анизотропии  $K^* = K + 9/4 \lambda \sigma$  [5], где  $K$  — константа магнитокристаллической анизотропии, а  $\lambda$  — магнитострикция, получаем  $\eta = -(9/16) \lambda M_0^2 (K + 9/4 \lambda \sigma)^{-2}$ . Тогда, согласно (4), амплитуда считанного сигнала

$$E^{(0)} = \chi \frac{n\pi S \omega}{12c} \frac{\lambda^2 M_0^4}{K^4} H_{\text{зап}}^{(0)} \sigma_{\text{зап}}^{(0)} \sigma_{\text{сч}}^{(0)}. \quad (5)$$

Подставляя в (5)  $K = 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>,  $\lambda \sim 10^{-5}$ ,  $M_0 \sim 100$  Э,  $n = 10$ ,  $S = 1$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_{\text{зап}}^{(0)} = \sigma_{\text{сч}}^{(0)} = 3 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>,  $H_{\text{зап}} = 0.5$  Э,  $\omega / 2\pi = 10^7$  Гц,  $\chi = 0.5$ , получаем  $E^{(0)} \simeq \simeq 10^{-3}$  В, что по порядку величины согласуется с экспериментально полученным значением при тех же амплитудах возбуждающих импульсов.

Исходя из формулы (5) можно ожидать, что зависимости амплитуды считанного сигнала от амплитуд записывающих и считывающих деформаций и поля должны быть линейными. Именно такой характер имеет зависимость  $E(\sigma_{\text{сч}})$  при  $\sigma_{\text{сч}}^{(0)} < \sigma_{\text{зап}}^{(0)}$  (рис. 3). Близким к линейному является характер зависимостей  $E(\sigma_{\text{зап}})$  и  $E(H_{\text{зап}})$  (рис. 4, 5) на начальных участках. Однако в области больших амплитуд звука и магнитного поля, как уже отмечалось, линейного роста сигнала с ростом  $\sigma_{\text{зап}}$ ,  $\sigma_{\text{сч}}$  и  $H_{\text{зап}}$  не происходит. Величина сигнала насыщается (рис. 4, кривые 1, 2) или даже уменьшается (рис. 4, кривая 3; рис. 3, кривые 3, 4). По-видимому, отклонения этих зависимостей от линейных можно объяснить (наряду с «автостиранием» сигнала) тем, что в (3) значения  $\chi$  и  $\eta_{ijkl}$  в общем случае не постоянны, а сами зависят от амплитуд поля и деформаций. Более точное описание эффекта записи требует знания этих зависимостей.

Следует отметить, что введение при записи низкочастотного подмагничивающего поля [8] позволяет существенно улучшить линейность наблюдаемых зависимостей. Однако рассмотрение этого случая требует дополнительного анализа.

Таким образом, предложенное феноменологическое описание качественно и количественно (по порядку величины) объясняет основные закономерности эффекта акустомангнитного запоминания. Кроме того, как следует из (1), в маг-

нитной керамике возможен целый ряд других акустомагнитных эффектов, которые можно описать в рамках развитого подхода, в частности рассмотренный выше эффект записи в режиме волна—поле, но при считывании магнитным полем [1], запись в режиме поле—поле со считыванием магнитным полем [2], а также запись в режиме волна—волна и другие эффекты.

Отметим, что указанные эффекты могут наблюдаться при распространении в магнетике, кроме акустических, также спиновых (обменных и безобменных) и электромагнитных волн.

#### Список литературы

- [1] Мануилов М. В., Бондаренко В. С., Криночкин В. В., Соболев Б. В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 599—603.
- [2] Мануилов М. В., Бондаренко В. С., Криночкин В. В., Соболев Б. В. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 8. С. 366—367.
- [3] Шутилов В. А., Чарная Е. В., Котов Л. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 17. С. 1060—1063.
- [4] Попов С. Н., Крайник Н. Н., Смоленский Г. А. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 3. С. 974—978.
- [5] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [6] Кабыченков А. Ф., Шагров В. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 2. С. 433—435.
- [7] Globus A., Duplex P. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 2. P. 727—729.
- [8] Бондаренко В. С., Криночкин В. В., Мануилов М. В., Соболев Б. В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 10. С. 598—601.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
24 апреля 1989 г.  
В окончательной редакции  
14 августа 1989 г.