

## Особенности частотного спектра нелинейного магнитоимпеданса многослойных пленочных структур

© Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.Л. Дьячков, А.А. Рахманов

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,  
125412 Москва, Россия  
e-mail: n\_buznikov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 11 августа 2003 г. В окончательной редакции 22 октября 2003 г.)

Исследовано перемагничивание высокочастотным током трехслойных пленочных структур FeCuNbSiB/Al/FeCuNbSiB. Измерены зависимости частотного спектра напряжения, возникающего в катушке, намотанной вокруг образца, от величины внешнего постоянного магнитного поля (нелинейный магнитоимпеданс). Показано, что частотные спектры напряжения качественно различаются для продольной и поперечной ориентаций внешнего поля по отношению к направлению тока. Продемонстрирована высокая чувствительность гармоник в частотном спектре к внешнему магнитному полю. Предложена простая электродинамическая модель, позволяющая описать основные особенности результатов эксперимента.

### Введение

Эффект гигантского магнитоимпеданса, заключающийся в сильном изменении комплексного сопротивления проводника в слабом внешнем магнитном поле, вызывает большой интерес в связи с его возможным использованием для различных технических приложений [1–3]. К настоящему времени эффект гигантского магнитоимпеданса достаточно подробно изучен в аморфных проволоках и лентах на основе кобальта (см., например, [4,5]), в которых он впервые был обнаружен. Позднее гигантский магнитоимпеданс наблюдался в многослойных пленочных структурах, состоящих из магнитомягких аморфных или нанокристаллических пленок, разделенных прослойкой из высокопроводящего металла [6–12]. Возможность достижения высокой чувствительности к внешнему магнитному полю в многослойных пленочных структурах является перспективной для создания миниатюрных датчиков слабого магнитного поля.

Гигантский магнитоимпеданс наблюдается при достаточно малых амплитудах переменного тока, когда измеряемый сигнал пропорционален импедансу проводника. В последнее время значительный интерес вызывают также нелинейные эффекты в магнитомягких проволоках [13–19], возникающие при более высоких амплитудах тока, когда связь между намагниченностью и амплитудой тока становится нелинейной. В этом случае происходит перемагничивание части объема образца и спектр напряжения на концах проволоки или в измерительной катушке, намотанной на образец, состоит из гармоник с частотой кратной частоте тока. Использование нелинейного отклика напряжения может оказаться более перспективным для приложений, чем эффект гигантского магнитоимпеданса [13,15,19]. Этот отклик часто называют нелинейным магнитоимпедансом [15,16,19]. Строго говоря, термин „импеданс“ применим только для линейного режима, однако, следуя традициям исследования эффекта гигантского магнитоимпеданса, он

часто используется в литературе для краткости. Следует отметить, что принцип использования высших гармоник выходного сигнала для измерения магнитных полей хорошо известен и реализуется в феррозондах (см., например, [20,21]). Однако в магнитомягких аморфных проводниках, обладающих гигантским магнитоимпедансом, спектры выходного сигнала имеют ряд новых особенностей, которые позволяют получить существенно более высокие чувствительности в диапазоне малых значений магнитного поля порядка 1 Ое.

Результаты расчетов, проведенных в [22], показали, что нелинейные эффекты в пленочных структурах имеют ряд преимуществ по сравнению с гигантским магнитоимпедансом. Как известно [8,9,23], условием, необходимым для большого изменения импеданса в пленочных структурах, является хорошо выраженная поперечная магнитная анизотропия по отношению к направлению переменного тока, текущего вдоль образца. Однако создание однородной и стабильной поперечной анизотропии приводит к ряду технологических проблем, связанных с влиянием формы образца. Для получения высокочувствительного отклика в режиме нелинейного магнитоимпеданса не требуется создания поперечной магнитной анизотропии [22], что существенно упрощает технологию изготовления пленочных структур. Кроме того, в отличие от случая магнитомягких проволок частотный спектр нелинейного сигнала напряжения, снимаемого с пленочной структуры, оказывается высокочувствительным к двум компонентам внешнего магнитного поля [22], что дает основание для создания двухкомпонентного датчика поля.

В настоящей работе исследован нелинейный магнитоимпеданс трехслойных пленочных структур, состоящих из магнитомягких аморфных пленок, разделенных высокопроводящей немагнитной прослойкой. Измерены частотные спектры напряжения, возникающего в катушке, намотанной вокруг образца. Измерения проводились для поперечной и продольной ориентации внешнего магнитного поля по отношению к направлению переменного

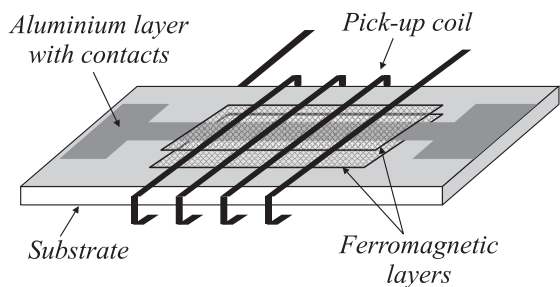


Рис. 1. Схема трехслойного сэндвича.

тока. Показано, что зависимости амплитуд нечетных и четных гармоник от величины поперечного и продольного магнитных полей существенно различаются. Результаты эксперимента проанализированы в рамках квазистационарного приближения.

### Образцы и методика эксперимента

Эксперименты проводились на трехслойных пленочных структурах (сэндвичах)  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{16.5}B_6/Al/Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{16.5}B_6$ . Образцы изготавливались на установке электроннолучевого вакуумного напыления. Ферромагнитные пленки длиной  $l = 5\text{ mm}$  и шириной  $w = 0.3\text{ mm}$  имели толщину  $d = 0.6\text{ }\mu\text{m}$ , толщина центрального алюминиевого слоя  $\Delta$  составляла  $2\text{ }\mu\text{m}$ . На концах слоя алюминия формировались контактные медные площадки размером  $3 \times 3\text{ mm}$ . Специальных мер для создания наведенной магнитной анизотропии не предпринималось, однако для снятия напряжений на границах слоев и ситаловой подложки образцы отжигались при температуре  $250^\circ\text{C}$ .

Для исследования нелинейного магнитоимпеданса через сэндвич вдоль его длинной стороны пропускался переменный ток. Амплитуда тока  $I_0$  достигала  $75\text{ mA}$ , а его частота  $f$  варьировалась от  $0.1$  до  $2\text{ MHz}$ . Исследуемый образец помещался в создаваемое соленоидом постоянное магнитное поле, величина которого изменялась от  $-37$  до  $37\text{ Oe}$ . В экспериментах ориентация магнитного поля по отношению к длинной стороне сэндвича могла изменяться с продольной на поперечную. На исследуемый образец в поперечном току направлении наматывалась измерительная катушка, имевшая  $45$  витков (рис. 1). Сэндвич помещался в магнитный экран. Амплитуды гармоник напряжения, возникающего в катушке, измерялись при помощи анализатора спектра HP4395A.

### Результаты эксперимента и обсуждение

На рис. 2 показаны измеренные зависимости амплитуд гармоник  $V_k$  (где  $k$  — номер гармоники) напряжения в катушке от поперечного магнитного поля  $H_T$ . Амплитуда первой гармоники  $V_1$  имеет максимум в нулевом магнитном поле. С увеличением абсолютного

значения магнитного поля величина  $V_1$  уменьшается, имеет небольшой пик при  $|H_T| \cong 10\text{ Oe}$  и достигает нуля при  $|H_T| \cong 20\text{ Oe}$  (рис. 2, a). При  $|H_T| > 20\text{ Oe}$  амплитуда первой гармоники вновь начинает возрастать с увеличением абсолютного значения магнитного поля. Амплитуда третьей гармоники имеет минимум в нулевом поле, возрастает с увеличением абсолютного значения поля и достигает максимума при  $|H_T| \cong 10\text{ Oe}$ . При этом амплитуда третьей гармоники больше амплитуды первой гармоники при  $|H_T| < 20\text{ Oe}$ . Поведение пятой гармоники в области малых магнитных полей качественно подобно зависимости  $V_1(H_T)$ , но первая гармоника имеет большую амплитуду.

Амплитуды четных гармоник имеют принципиально другую зависимость от поперечного магнитного поля

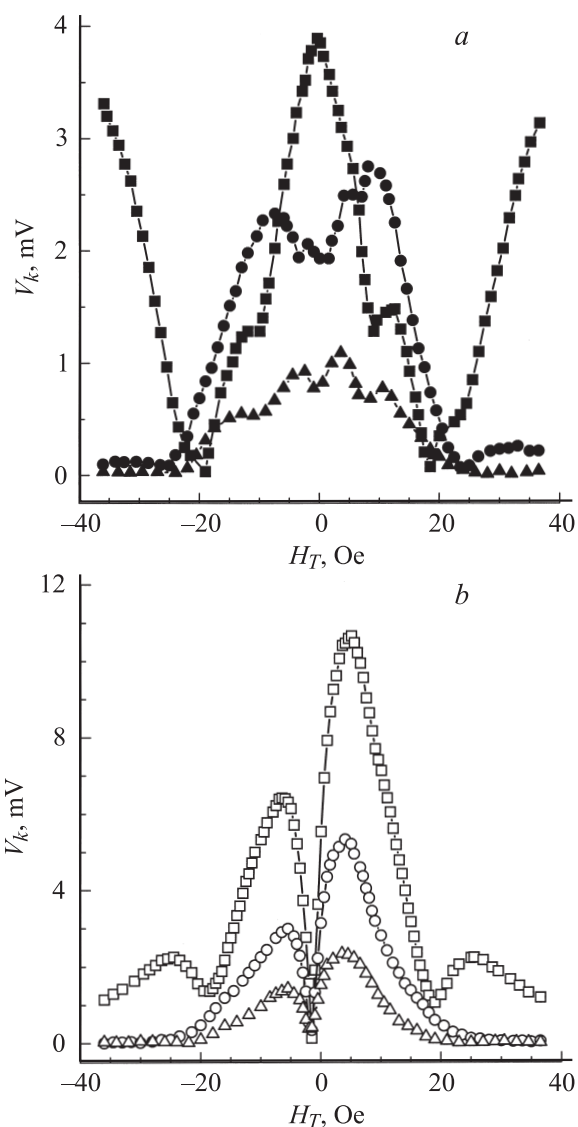


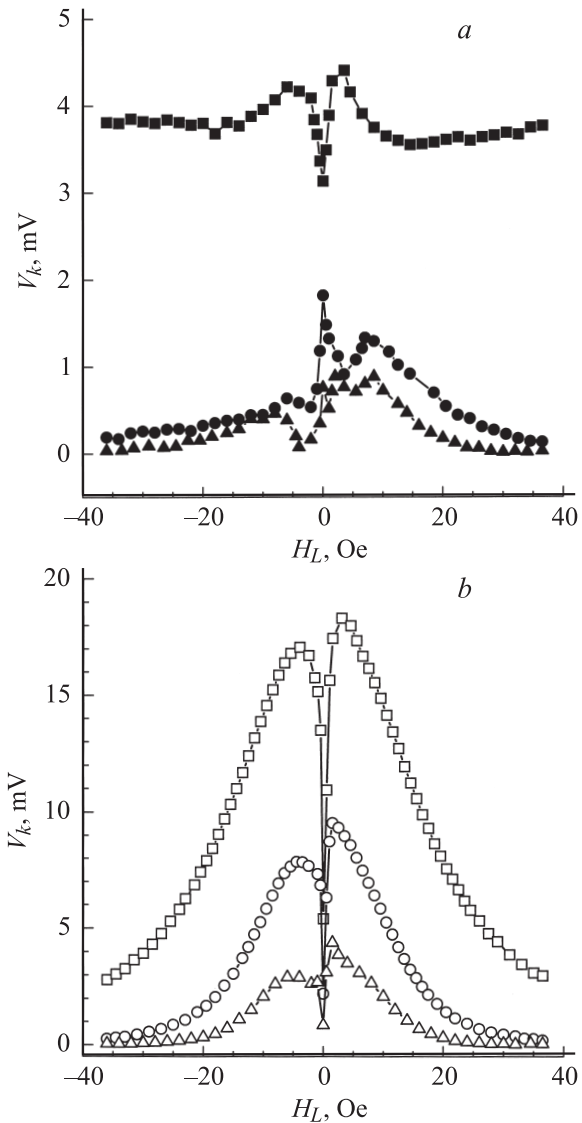
Рис. 2. Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от величины поперечного магнитного поля  $H_T$  ( $I_0 = 50\text{ mA}$ ,  $f = 1\text{ MHz}$ ). a — нечетные гармоники: ■ —  $k = 1$ , ● —  $k = 3$ , ▲ —  $k = 5$ ; b — четные гармоники: □ —  $k = 2$ , ○ —  $k = 4$ , △ —  $k = 6$ .

(рис. 2, *b*). Они равны нулю при  $H_T \cong -1.5$  Ое и резко возрастают с увеличением магнитного поля. Амплитуды четных гармоник существенно зависят от знака поперечного магнитного поля. Например, вторая гармоника имеет максимумы при  $H_T \cong -6.5$  и  $\cong 5$  Ое, а значения амплитуды второй гармоники  $V_2$  в максимумах отличаются более чем в полтора раза (рис. 2, *b*). При дальнейшем увеличении абсолютного значения поля амплитуды четных гармоник уменьшаются. Величина  $V_2$  имеет дополнительные небольшие пики при  $|H_T| \cong 25$  Ое. Отметим, что амплитуда второй гармоники существенно превышает амплитуду первой гармоники и является более чувствительной к поперечному магнитному полю  $H_T$ . В области положительных магнитных полей чувствительность амплитуды второй гармоники для данных, приведенных на рис. 2, *b*, составляет примерно  $2 \text{ mV/Oe}$ .

Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения в катушке от величины продольного магнитного поля  $H_L$  представлены на рис. 3. Амплитуда первой гармоники  $V_1$  имеет максимум при  $|H_L| \cong 1.5$  Ое, а при больших полях практически не изменяется (рис. 3, *a*). Амплитуды остальных нечетных гармоник существенно ниже амплитуды первой гармоники и также слабо зависят от продольного магнитного поля.

Амплитуды четных гармоник возрастают с увеличением  $H_L$ , проходят через максимум и затем медленно уменьшаются (рис. 3, *b*). Сравнение рис. 2, *b* и 3, *b* показывает, что в случае продольного направления внешнего магнитного поля зависимости амплитуд четных гармоник от знака магнитного поля оказываются более слабыми. Амплитуда второй гармоники  $V_2$  достигает максимума при  $H_L \cong \pm 3.5$  Ое, а значения  $V_2$  в максимумах отличаются менее чем на 10%. Кроме того, зависимость  $V_2(H_L)$  не имеет дополнительных пиков при больших магнитных полях. Из рис. 3 видно, что амплитуды четных гармоник имеют значительно большую чувствительность к продольному магнитному полю  $H_L$ , чем амплитуды нечетных гармоник. Чувствительность второй гармоники к продольному полю составляет примерно  $4 \text{ mV/Oe}$ . Отметим, что измеренные зависимости амплитуд четных гармоник от продольного магнитного поля качественно подобны зависимостям, полученным при исследовании нелинейного магнитоимпеданса в аморфных микропроводах на основе кобальта [13,24] и в композитных проволоках, состоящих из высокопроводящей сердцевины и магнитомягкой оболочки [14,17].

Полученные зависимости частотных спектров сигнала в измерительной катушке от магнитного поля можно качественно объяснить в рамках простой модели трехслойного сэндвича, состоящего из двух ферромагнитных пленок, разделенных немагнитной прослойкой. Будем предполагать, что доменная структура в обоих ферромагнитных слоях отсутствует. Как было показано в [22], однодоменное приближение справедливо для не слишком широких сэндвичей с малой константой наведенной анизотропии. Распределение намагниченности в ферромагнитных пленках в отсутствии магнитных



**Рис. 3.** Измеренные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от величины продольного магнитного поля  $H_L$  ( $I_0 = 50 \text{ mA}$ ,  $f = 1 \text{ MHz}$ ). *a* — нечетные гармоники:  $\blacksquare$  —  $k = 1$ ,  $\bullet$  —  $k = 3$ ,  $\blacktriangle$  —  $k = 5$ ; *b* — четные гармоники:  $\square$  —  $k = 2$ ,  $\circ$  —  $k = 4$ ,  $\triangle$  —  $k = 6$ .

полей определяется из условия минимума суммы энергии наведенной анизотропии и энергий взаимодействия между ферромагнитными слоями через поля рассеяния. В дальнейшем для простоты мы будем предполагать, что анизотропия в пленках является одноосной, а эффективное поле анизотропии определяется как наведенной анизотропией, так и полями рассеяния.

Будем считать, что ток течет только по центральному высокопроводящему слою, а создаваемое им переменное магнитное поле однородно распределено по толщине ферромагнитных пленок. Амплитуда переменного поля  $H_0$  связана с амплитудой тока  $I_0$  соотношением

$$H_0 = 2\pi I_0 / cw. \quad (1)$$

При пропускании по сэндвичу тока  $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$  переменное магнитное поле вызывает изменение во времени поперечных компонент намагниченности  $M_{xi}$  в ферромагнитных слоях (здесь и далее индексы  $i = 1, 2$  относятся к двум ферромагнитным пленкам, ось  $x$  направлена вдоль короткой стороны сэндвича, ось  $y$  — вдоль его длинной стороны). Изменение поперечных компонент намагниченности вызывает появление переменной составляющей и в продольных компонентах намагниченности  $M_{yi}$ . Тогда в соответствии с законом Фарадея в катушке, намотанной на образец, возникает напряжение  $V$ . При малых  $I_0$  рассматриваемый эффект является линейным по амплитуде тока [23]. При больших амплитудах тока происходит перемагничивание сэндвича и в катушке возникает напряжение большей величины, которое нелинейно зависит от  $I_0$ . Сигнал в катушке определяется следующим выражением:

$$V = -(V_0/M) \times \left[ \frac{dM_{y1}}{d\tau} + \frac{dM_{y2}}{d\tau} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $V_0 = 8\pi^2 N M f w d / c$ ,  $N$  — число витков в измерительной катушке,  $M$  — намагниченность насыщения,  $\tau = 2\pi ft$  — безразмерное время. Так как в эксперименте частота переменного тока не слишком велика, процесс перемагничивания сэндвича может быть описан в рамках квазистационарного приближения. При сделанных выше предположениях свободная энергия сэндвича  $U$  может быть представлена в виде суммы энергии магнитной анизотропии и зеемановской энергии в поле тока и во внешнем магнитном поле

$$\begin{aligned} U/lwd = & (MH_{a1}/2) \sin^2(\theta_1 - \psi_1) \\ & + (MH_{a2}/2) \sin^2(\theta_2 - \psi_2) - MH_0 \sin(\tau)(\sin \theta_1 - \sin \theta_2) \\ & - MH_T(\sin \theta_1 + \sin \theta_2) - MH_L(\cos \theta_1 + \cos \theta_2). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\theta_i$  — углы между направлениями намагниченности в ферромагнитных пленках и осью  $y$ ,  $H_{ai}$  — эффективные поля анизотропии в пленках,  $\psi_i$  — углы отклонения осей анизотропии от оси  $y$ . Отметим, что значения полей анизотропии в пленках могут существенно различаться [9]. Компоненты намагниченности в ферромагнитных слоях удовлетворяют условиям минимума свободной энергии  $U$ .

Исследуем сначала частотный спектр напряжения в катушке для случая поперечного направления магнитного поля ( $H_T \neq 0$ ,  $H_L = 0$ ). В этом случае минимизация свободной энергии приводит к следующим уравнениям для компонент намагниченности в ферромагнитных слоях:

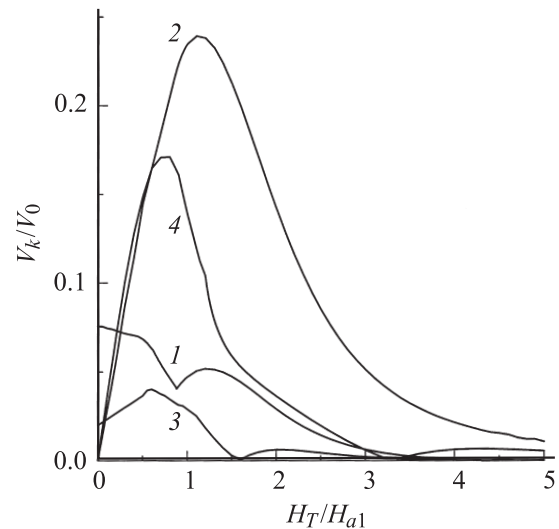
$$\begin{aligned} H_{ai}^2 \cos^2(2\psi_i) M_{yi}^2 (M^2 - M_{yi}^2) & = M^2 [\{H_T - (-1)^i H_0 \sin \tau\} M M_{yi} \\ & + H_{ai} \sin(2\psi_i) (M_{yi}^2 - M^2/2)]^2, \\ \partial^2 U / \partial \theta_i^2 = & \{H_T - (-1)^i H_0 \sin \tau\} M M_{xi} \\ & + H_{ai} \cos(2\psi_i) (M_{yi}^2 - M_{xi}^2) \\ & + 2H_{ai} \sin(2\psi_i) M_{xi} M_{yi} > 0, \\ M_{xi}^2 = & M^2 - M_{yi}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

При малых амплитудах переменного тока зависимости  $M_{xi}(\tau)$  и  $M_{yi}(\tau)$  являются гладкими. Если амплитуда поля, создаваемого током, превышает некоторое пороговое значение, то компоненты намагниченности скачком меняют знак, что приводит к необратимому перемагничиванию пленок. В области скачков квазистационарное приближение неприменимо, и для описания процесса перемагничивания следовало бы воспользоваться уравнением Ландау–Лифшица. Однако для низких частот ( $f \ll 1/\Delta t$ , где  $\Delta t$  — характерное время скачкообразного изменения намагниченности) детали зависимостей  $M_{xi}(\tau)$  и  $M_{yi}(\tau)$  при скачках несут существенны для анализа частотного спектра напряжения [13]. Пренебрегая влиянием скачков и используя уравнения (2) и (4), для напряжения в измерительной катушке получаем

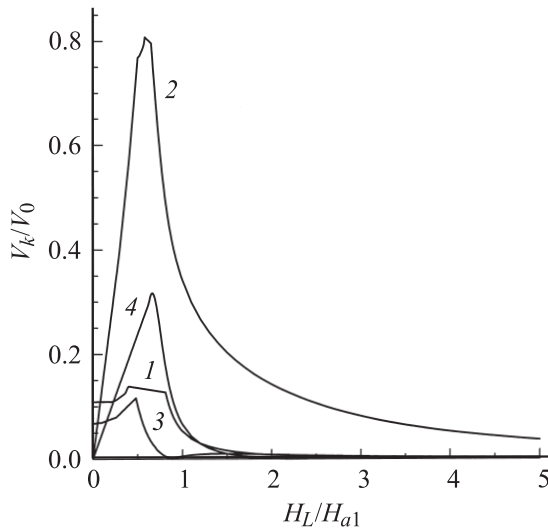
$$V = V_0 H_0 \cos \tau \times \left[ \frac{M_{x1} M_{y1}}{\partial^2 U / \partial \theta_1^2} - \frac{M_{x2} M_{y2}}{\partial^2 U / \partial \theta_2^2} \right], \quad (5)$$

где  $M_{xi}$ ,  $M_{yi}$  и  $\partial^2 U / \partial \theta_i^2$  удовлетворяют уравнениям (4).

Частотный спектр напряжения в измерительной катушке может быть найден при помощи фурье-преобразования выражения (5). Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от поперечного магнитного поля  $H_T$  показаны на рис. 4. Отметим, что на рис. 4 результаты расчетов приведены только для положительных значений магнитного поля ( $H_T > 0$ ), так как в рассматриваемой модели амплитуды гармоник являются симметричными по отношению к смене знака поля. Из рис. 4 следует, что в области малых магнитных полей результаты расчетов качественно подобны измеренным зависимостям амплитуд гармоник от поперечного поля. Однако в рамках модели не удается описать возрастание амплитуд первой и второй гармоник в области больших магнитных полей (рис. 2), что связано с рядом приближений, сделанных при анализе. В реальных сэндвичах



**Рис. 4.** Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от величины поперечного магнитного поля  $H_T$  при  $H_0/H_{a1} = 1.1$ ,  $H_{a1} = H_{a2}$ ,  $\psi_1 = 0.15\pi$ ,  $\psi_2 = 0.2\pi$ ;  $k = 1$  (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4).



**Рис. 5.** Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник напряжения  $V_k$  от величины продольного магнитного поля  $H_L$  при  $H_0/H_{a1} = 1.1$ ,  $H_{a1} = H_{a2}$ ,  $\psi_1 = 0.15\pi$ ,  $\psi_2 = 0.2\pi$ ;  $k = 1$  (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4).

распределение полей анизотропии является неоднородным по объему ферромагнитных слоев. Перемагничивание ферромагнитных пленок происходит неоднородно, и это может приводить к возрастанию ряда гармоник при высоких значениях магнитного поля.

Рассмотрим теперь нелинейный импеданс в продольном магнитном поле ( $H_L \neq 0$ ,  $H_T = 0$ ). Минимизация свободной энергии, определяемой выражением (3), приводит к следующим уравнениям для компонент намагниченности

$$\begin{aligned} & (M^2 - M_{yi}^2) [H_L M + H_{ai} \cos(2\psi_i) M_{yi}]^2 \\ & = M^2 [H_0 M M_{yi} \sin \tau + H_{ai} \sin(2\psi_i) (M_{yi}^2 - M^2/2)]^2, \\ & \partial^2 U / \partial \theta_i^2 = H_L M M_{yi} - (-1)^i H_0 M M_{xi} \sin \tau \\ & \quad + H_{ai} \cos(2\psi_i) (M_{yi}^2 - M_{xi}^2) \\ & \quad + 2H_{ai} \sin(2\psi_i) M_{xi} M_{yi} > 0, \\ & M_{xi}^2 = M^2 - M_{yi}^2. \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 5 показаны зависимости амплитуд гармоник  $V_k$  напряжения в катушке от продольного магнитного поля  $H_L$ , рассчитанные при помощи фурье-преобразования выражений (5) и (6). Как и в случае поперечного направления магнитного поля, в рассматриваемой модели амплитуды гармоник симметричны по отношению к знаку продольного магнитного поля. Рассчитанные кривые качественно подобны измеренным зависимостям амплитуд гармоник от величины продольного поля, однако падение амплитуд четных гармоник с увеличением поля происходит более быстро, чем наблюдается в эксперименте.

Таким образом, предложенная простая модель позволяет описать основные особенности частотного спектра напряжения в измерительной катушке, наблюдаемые в эксперименте. Однако в рамках модели не удастся объяснить асимметрию амплитуд гармоник по отношению к знаку внешнего магнитного поля и возрастание амплитуд первой и второй гармоник при больших значениях поперечного магнитного поля. Кроме того, наблюдаемое в эксперименте уменьшение амплитуд четных гармоник с ростом внешнего магнитного поля происходит более медленно, чем предсказывают результаты расчетов. Эти расхождения между теоретическими и экспериментальными зависимостями связаны с приближениями, сделанными в рассматриваемой модели. Для более детального описания экспериментальных зависимостей необходимо учитывать неоднородности распределения переменного магнитного поля и поля анизотропии по объему ферромагнитных слоев, а также влияние краевых эффектов.

## Заключение

В настоящей работе исследован нелинейный магнитоимпеданс трехслойных сэндвичей  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6 / \text{Al} / \text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ . Измерены частотные спектры напряжения, возникающего в измерительной катушке, для поперечной и продольной ориентаций внешнего магнитного поля по отношению к направлению переменного тока. Частотный спектр напряжения существенно зависит от ориентации внешнего магнитного поля. В случае поперечного направления внешнего магнитного поля несколько первых гармоник в частотном спектре напряжения имеют высокие амплитуды, однако четные гармоники имеют большую чувствительность к внешнему магнитному полю. В случае продольного направления внешнего магнитного поля нечетные гармоники слабо зависят от величины магнитного поля, а четные гармоники остаются высокочувствительными к величине продольного магнитного поля. Для обеих ориентаций магнитного поля амплитуда второй гармоники имеет чувствительность к внешнему магнитному полю порядка  $1 \text{ mV/Oe}$  при частоте переменного тока  $1 \text{ MHz}$ . Это значение совпадает по порядку величины с чувствительностью, полученной при исследовании эффекта гигантского магнитоимпеданса в пленочных структурах [6,8,10], и может быть увеличено при оптимизации геометрии сэндвича и при использовании более высокой амплитуды и частоты переменного тока, пропускаемого через сэндвич. Так как исследованный эффект чувствителен как к продольному, так и поперечному магнитному полю, он может быть использован для разработки двухкомпонентных датчиков слабого магнитного поля.

Авторы признательны А.Л. Рахманову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-16707) и гранта президента Российской Федерации „Ведущие научные школы“ НШ-1694.2003.2. Н.А. Бузников выражает благодарность Фонду содействия отечественной науке.

## Список литературы

- [1] *Mohri K., Uchiyama T., Panina L.V.* // Sensors Actuators A. 1997. Vol. 59. N 1. P. 1–8.
- [2] *Vazquez M., Knobel M., Sanchez M.L.* et al. // Sensors Actuators A. 1997. Vol. 59. N 1. P. 20–29.
- [3] *Mohri K., Uchiyama T., Shen L.P.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. Vol. 249. N 1–2. P. 351–356.
- [4] *Vazquez M.* // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 226–230. P. 693–699.
- [5] *Knobel M., Pirota K.R.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. Vol. 242–245. Pt 1. P. 33–40.
- [6] *Senda M., Ishii O., Koshimoto Y., Tashima T.* // IEEE Trans. Magn. 1994. Vol. 30. N 6. P. 4611–4613.
- [7] *Hika K., Panina L.V., Mohri K.* // IEEE Trans. Magn. 1996. Vol. 32. N 5. P. 4594–4596.
- [8] *Morikawa T., Nishibe Y., Yamadera H.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1996. Vol. 32. N 5. P. 4965–4967.
- [9] *Антонов А.С., Гадецкий С.Н., Грановский А.Б.* и др. ФММ. 1997. Т. 83. № 6. С. 60–71.
- [10] *Xiao S.Q., Liu Y.H., Yan S.S.* et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. N 8. P. 5734–5739.
- [11] *Zhou Y., Xu J., Zhao X., Cai B.* // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 83. N 3. P. 1816–1819.
- [12] *Kurlyandskaya G.V., Munoz J.L., Barandiaran J.M.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. Vol. 242–245. Pt 1. P. 291–293.
- [13] *Antonov A.S., Buznikov N.A., Iakubov I.T.* et al. // J. Phys. D. 2001. Vol. 34. N 5. P. 752–757.
- [14] *Антонов А.С., Бузников Н.А., Прокошин А.Ф.* и др. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 8. С. 12–18.
- [15] *Gomez-Polo C., Knobel M., Pirota K.R., Vazquez M.* // Physica B. 2001. Vol. 299. N 3–4. P. 322–328.
- [16] *Kurlyandskaya G.V., Yakabchuk H., Kisker E.* et al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90. N 12. P. 6280–6286.
- [17] *Antonov A.S., Biznikov N.A., Granovsky A.B.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. Vol. 249. N 1–2. P. 315–318.
- [18] *Duque J.G.S., de Araujo A.E.P., Knobel M.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. N 1. P. 99–101.
- [19] *Kurlyandskaya G.V., Garcia-Arribas A., Barandiaran J.M.* // Sensors Actuators A. 2003. Vol. 106. N 1–3. P. 239–244.
- [20] *Афанасьев Ю.В.* Феррозонды. Л.: Энергия, 1969. 168 с.
- [21] *Зацепин Н.Н., Горбаш В.Г.* Феррозондовые преобразователи с поперечным возбуждением. Минск: Наука и техника, 1988. 112 с.
- [22] *Антонов А.С., Бузников Н.А., Рахманов А.Л.* // ФММ. 2002. Т. 94. № 4. С. 5–13.
- [23] *Антонов А.С., Якубов И.Т.* // ФММ. 1999. Т. 87. № 5. С. 29–35.
- [24] *Antonov A.S., Biznikov N.A., Granovsky A.B.* et al. // Sensors Actuators A. 2003. Vol. 106. N 1–3. P. 213–216.