

УДК 534.6.08:534-16

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СПЕКТРОМЕТР С ИНДУКЦИОННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Бержанский В.Н., Полулях С.Н., Преображенский В.Л. *, Руденко В.В.*

Интерес к исследованию магнитоупругих взаимодействий в магнитных материалах во многом связан с разработкой современных устройств функциональной электроники. Динамические магнитоупругие эффекты можно изучать, либо возбуждая акустические волны непосредственно пьезопреобразователем [1], либо индукционно, при помощи переменного магнитного поля [2]. В резонансном случае возбуждаются стоячие акустические волны, частота которых определяется геометрическими размерами образца [1, 3]. Повышение информативности методики может быть достигнуто при использовании импульсного возбуждения, так как в этом случае могут быть получены не только частотные, но и диссипативные характеристики исследуемой системы. Преимуществом индукционного метода возбуждения и регистрации является как отсутствие необходимости применения пьезопреобразователей, так и отсутствие дополнительных механических напряжений, возникающих при приклейке преобразователя, что становится особенно важным, например, при исследовании акустических эффектов в слабых ферромагнетках [2, 4].

В настоящей работе приводится описание схемотехнических и программных решений а также изготовленного на их основе импульсного спектрометра с индукционным возбуждением для исследования магнитоупругих колебаний в ультразвуковом диапазоне частот. Описываемый спектрометр регистрирует импульсные отклики по сигналу э.д.с., наводимому в приемной катушке свободно колеблющимся образцом.

Блок-схема спектрометра приведена на рисунке 1. Для формирования возбуждающих импульсов используется два генератора. Генератор импульсов (серийный прибор Г5 - 56) формирует видео импульсы, определяющие моменты формирования и длительности возбуждающих импульсов. Генератор ВЧ (модифицированный серийный прибор ГЗ-112) формирует синусоидальные колебания и, фактически, определяет частотное заполнение возбуждающих импульсов. Частота заполнения задается программно в диапазоне 10 Гц – 10 МГц.

* Institute of Electronics, Microelectronics&Nanotechnology,Lille,France

Собственно формирование возбуждающих импульсов осуществляется ключом, на входы которого подаются сигналы с обоих генераторов. Сформированные ключом импульсы подаются на вход усилителя, а с выхода усилителя – на катушку возбуждения спектрометра, содержащую исследуемый образец.

На образце находится также приёмная катушка (в частном случае и возбуждающей и приёмной катушкой может быть одна и та же катушка), сигнал с которой поступает на вход цифрового осциллографа, в качестве которого использована цифровая плата ввода BORDO 211A с интерфейсом PCI [5]. Осциллограф синхронизирован импульсами синхронизации генератора импульсов.

Специфика индукционного возбуждения механических колебаний переменным магнитным полем предполагает наличие дополнительного постоянного магнитного поля. Кроме того, при исследовании магнитоупругих взаимодействий, предметом изучения является зависимость скорости упругой волны от магнитного поля. С этой целью в спектрометре предусмотрена возможность использования постоянного магнитного поля, создаваемого либо электромагнитом, либо соленоидом. При этом ток в намагничивающей системе определяется источником питания, который управляется ЭВМ.

В качестве программного обеспечения ЭВМ использован язык инженерного программирования – LabVIEW.

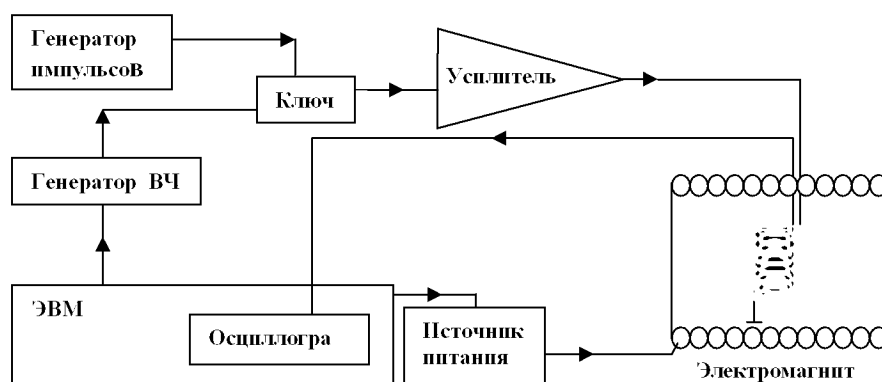


Рис. 1. Блок-схема спектрометра

Спектр колебаний образца представляет собой зависимость амплитуды импульсного отклика от частоты. В описываемом приборе квадратурное детектирование выполняется программно. Вначале регистрируется возбуждающий импульс и по его частотному заполнению, определяется частота f_0 . Затем регистрируется отклик образца $u(t)$ и величина отклика A на частоте f_0 рассчитывается по формуле

$$A(f_0) = \sqrt{\left(\int_0^T u(t) \cdot \sin(2\pi f_0 t) dt \right)^2 + \left(\int_0^T u(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) dt \right)^2} \quad (1)$$

Время T выбирается так, чтобы за это время амплитуда сигнала $u(t)$ уменьшилась до уровня шумов.

Свободные колебания образца, приводящие к формированию сигнала индукции в приемной катушке, являются затухающими и могут быть описаны выражением

$$u(t) = u_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi) \cdot \exp(-t/\tau). \quad (2)$$

Время затухания спада τ также является важной характеристикой колебаний в образце. Для расчета τ из экспериментально наблюдаемого сигнала могут быть применены различные методы. Метод непосредственной аппроксимации выражения (2) градиентным спуском по четырём переменным (u_0 , ω , φ , τ) в реальном эксперименте требует недопустимо много времени. Простой метод определения временного интервала, в течение которого амплитуда огибающей уменьшается в e раз, несмотря на удовлетворительную скорость, является достаточно грубым.

В описываемом спектрометре был реализован достаточно быстрый и точный метод, состоящий в следующем. Массив данных, отражающий отклик образца, методом скользящего среднего, преобразуется в огибающую – вычисляется модуль $u(t)$. Из-за присутствия шумов значение отклика после этого преобразования никогда не падает до нуля. Для решения этой проблемы усредняются самые последние точки, и, полагая что в них амплитуда спада равна нулю, полученное значение вычитается из всего массива. Полученный массив данных – огибающая, описываемая уравнением: $v(t) = v_0 \cdot \exp(-t/\tau)$.

Однако и в этом случае аппроксимация по двум переменным занимает слишком много времени. Поэтому v_0 полагается равной амплитуде первой точки огибающей и далее осуществляется поиск точек, в которых амплитуда падает в 1.5, 2, 3 и 4 раза. Для каждой из точек вычисляется τ и окончательное значение получается путем усреднения по четырём значениям. Такой алгоритм представляет собой некоторый компромисс между скоростью и точностью.

В качестве примера на рис.2 приведены частотные спектры и осциллограммы экспериментально наблюдаемых сигналов в образце никелевого феррита, легированного кобальтом, медью и самарием. Образец имел форму прямоугольного параллелепипеда со сторонами $a = 40.04$ мм, $b = 15.54$ мм и $c = 13.03$ мм. Постоянное магнитное поле \mathbf{B} прикладывалось параллельно ребру b , а переменное поле \mathbf{b}_1 – вдоль ребра a . Кроме того, на вставках показаны экспериментально наблюдаемые сигналы индукции при возбуждении спектральных линий на частотах 335 кГц ($\mathbf{B} = 0.073$ Тл, рис.2а) и 342 кГц ($\mathbf{B} = 0.137$ Тл, рис.2б).

Из данных рис.2 следует, что увеличение поля приводит к увеличению длительности отклика. При этом ширина экспериментально зарегистрированной спектральной линии остается практически неизменной, а изменяется лишь ее частотное положение, что обусловлено зависимостью скорости звука от величины приложенного магнитного поля.

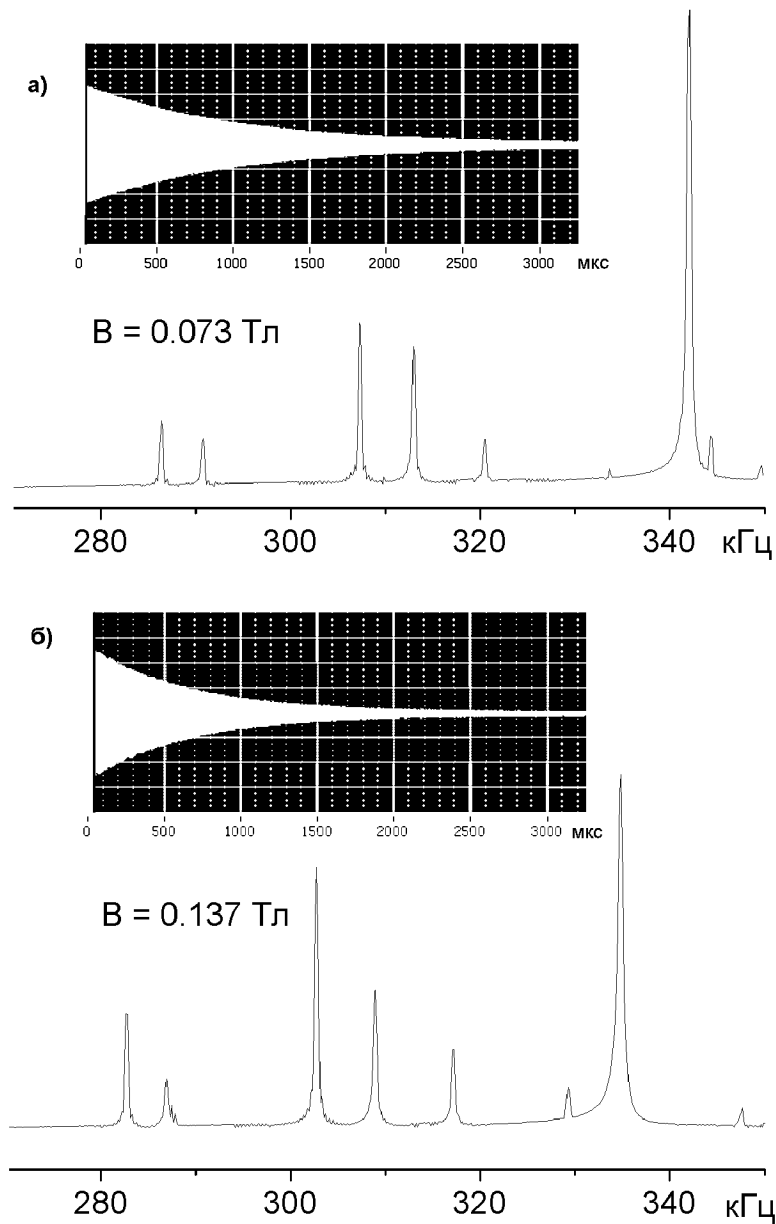


Рис.2. Влияние внешнего магнитного поля на скорость затухания и частотный спектр упругих колебаний феррита.

Кроме того, частотное положение спектральных линий зависит как от взаимной ориентации постоянного и переменного магнитных полей, так и от их ориентации относительно образца, что иллюстрирует рис.3.

Для оценки частот размерных резонансов в исследуемом образце были проведены измерения скорости звука на частоте 5 МГц. Скорость звука определялась с помощью пьезопреобразователя, по времени задержки между излучённым и принятым импульсами.

При этом скорость продольных волн составила $\sim 6.9 \cdot 10^3$ м/с (длина волны $\sim 1.38 \cdot 10^{-3}$ м); поперечных - $3.5 \cdot 10^3$ м/с (длина волны $\sim 0.7 \cdot 10^{-3}$ м).

С использованием этих данных, например, спектральный максимум А1 на частоте 68...72 кГц может быть идентифицирован как первая резонансная гармоника (длина ребра *a* равна половине длины волны) продольной моды вдоль направления *a* (расчетное значение – 86.16 кГц). Частота второй гармоники В2 поперечной моды вдоль того же направления – 78...80 кГц, при расчетных 87.41 кГц.

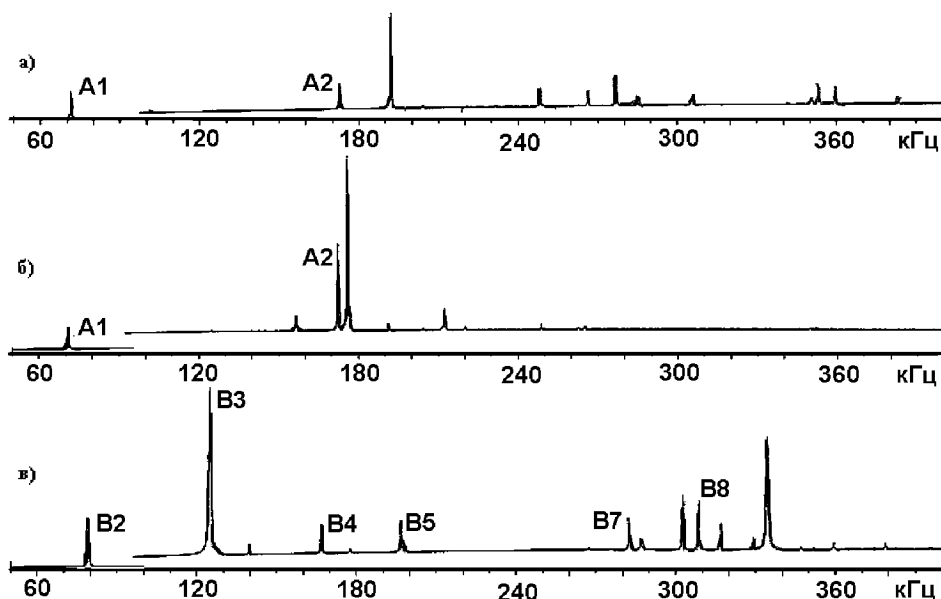


Рис. 3. Спектры, зарегистрированные при различных ориентациях постоянного поля В и переменного поля $b\sim$ относительно образца феррита:
 а) В || $b\sim$ || *a*; б) В || $b\sim$ || *b*; в) В || $b\sim$, $b\sim$ || *a*.

Частотные пики, соответствующие размерным резонансам вдоль стороны *a*, обозначены на рис.3. как *A_i* для продольных и *V_i* для поперечных колебаний (*i* – номер

гармоники). Заметим, что при параллельной ориентации постоянного и переменного полей преимущественно возбуждаются продольные моды, а при ортогональной ориентации полей – поперечные моды с волновым вектором вдоль направления постоянного магнитного поля в обоих случаях.

Из анализа спектров магнитоупругих колебаний получено, что скорость продольной волны составляет $(5.7 \div 6.9) \cdot 10^3$ м/с, поперечной – $(3.10 \div 3.33) \cdot 10^3$ м/с. Уменьшение скорости звука, оцененное по частоте резонансных мод, обусловлено тем, что в образце конечных размеров скорость звука всегда ниже, чем в бесконечной среде [3, Гл.3]. Приведенные оценки носят предварительный характер, так как реальные колебания прямоугольного резонатора не могут быть полностью сведены к чисто продольной и/или поперечной волне. Кроме того, наличие магнитоупругих взаимодействий приводит к зависимости скорости звука от внешнего магнитного поля.

Список литературы

1. Г. Кайно. Акустические волны. М., МИР, 1990. – 656 С.
2. В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев, Ю.А. Никишин. Электромагнитное возбуждение ультразвука в антиферромагнетиках. ФТТ, 1997, том 39, стр. 905.
3. Л. Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. М., Наука, 1965. – 202 С.
4. Ю.Н.Мицай, К.М.Скибинский, М.Б.Струтацкий, В.В.Тараканов. Эффекты линейного магнитоакустического двулучепреломления в FeVO_3 . ФТТ, 1997, том 39, стр. 901
5. MC145170 PLL frequency synthesizer with serial interface. Motorola Semiconductor Products., 2002.

Поступила в редакцию 28.11.2005