УДК 621.317.4

С.Б. Убізський
Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра напівпровідникової електроніки

ФЕРОМОДУЛЯЦІЙНИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВІ ЕПІТАКСІЙНОЇ ПЛІВКИ ФЕРОГРАНАТУ

S.B. Ubizskii
Lviv Polytechnic National University, Semiconductor electronics dept.

FERROMODULATION MAGNETIC FIELD TRANSDUCER BASED ON THE EPITAXIAL IRON GARNET FILM

© Убізський С.Б., 2001

Розглядається феромодуляційний парногармонічнй перетворювач магнітного поля (ферозонд) з циркулярним збудженням, що використорує як активне середовище (111)-орієнтовану епітаксійну плівку фероґранату (ЕПФГ) з намагніченістю, близькою до площини плівки та проводиться аналіз гармонічного складу його індуктивного відкликання на основі феноменологічної теорії перемагнічування такої ЕПФГ. Визначено та обґрунтовано умови вимірювання просторових складових поля, а також показано можливість використання схеми ферозонду для вимірювання властивостей магнітної анізотропії ЕПФГ.

The ferromodulation even-garmonic magnetic field transducer (fluxgate) with circular excitation that uses as an active medium the (111) oriented epitaxial iron garnet film (EIGF) having magnetization close to the film plane is considered in the work and an analysis of the garmonic content of its inductive respond is carried out on the base of phenomenologic theory of magnetization reversal of that film. Conditions of spatial components of magnetic field measurements are established and grounded. A possibility to apply the fluxgate scheme for measurements of the EIGF’s magnetic anisotropy parameters is shown.

Феромодуляційні перетворювачі магнітного поля (або ферозонди) для вимірювання слабких магнітних полів низької частоти відомі з 1936 р. [1]. У 40-х роках ці пристрої уже використовувались в аеромагнітній картографії, розвідці нафти й інших корисних копалин, а також для пошуку підводних човнів [2]. На сьогоднішній день їх звичним застосуванням є: геофізичні та космічні дослідження, сейсмологія, морська навігація, геологічна магніторозвідка. Виникає ряд нових технічних застосувань, наприклад, “сліпа” посадка літаків [3], неруйнуючий дефектоскопічний контроль відповідальних конструкцій [4] тощо. Теоретичні основи функціонування цих давачів досить добре розроблені [2,5].

Основним недоліком традиційних ферозондових магнітометрів порівняно із значно дорожчими SQUID-магнітометрами, що потребують кріогенного охолодження, є рівень власного так званого “магнітного” шуму. Саме він стримує їх використання, наприклад, у медичній діагностиці (магнітокардіографія, магнітоміографія та магнітоенцифалографія). Використання феродіелектричних монокристалічних активних середовищ на основі епітаксійних ферогранатових структур (ЕФГС) з планарною намагніченістю у ферозондових

Lviv Polytechnic National University Institutional Repository http://ena.lp.edu.ua

перетворювачах магнітного поля приваблює тим, що дає можливість кардинально знижувати рівень власних шумів та підвищувати чутливість.

Одним із способів уникнення основного джерела “магнітного” шуму – баркгаузенівських стрибків при перемагнічуванні доменів [5] є використання циркулярного збудження магнітним полем, що обертається у площині тонкого активного елемента [6]. При цьому активне середовище знаходиться весь час у стані насичення, а перемагнічування відбувається когерентним поворотом вектора намагніченості за вектором зовнішнього поля. Автори [7] знову звернули увагу на режим циркулярного збудження ферозонда і показали, що хоча коефіцієнт перетворення такого ферозонда при інших рівних умовах є нижчий, ніж при поздовжньому збудженні, однак на практиці дає змогу отримати вищу чутливість за рахунок виграшу у коефіцієнті розмагнічування в геометрії активного елемента. Крім того, циркулярне збудження дає можливість отримувати інформацію про дві складові магнітного поля, що лежать в площині обертання поля, тільки з однієї вимірювальної котушки.

Вперше використання епітаксійних плівок ферогранатів (ЕПФГ) у ферозондовому магнітометрі з циркулярним збудженням було запропоноване в [8]. Автори показали, що особливості магнітної анізотропії ЕПФГ принципово дають можливість, використовуючи тільки одну вимірювальну котушку з віссю паралельною площині плівки, вимірювати усі три компоненти магнітного поля, включаючи перпендикулярну до площини плівки. Окрім цієї переваги та переваг, відзначених у [7], зауважимо, що використання діелектрика як активного середовища дає змогу також уникнути збудження вихрових струмів, що є додатковим джерелом шуму та обмежує збільшення частоти збудження ферозонда. Тому ферозонд на основі ЕПФГ може мати значно вищу частоту збудження і відповідно вищу чутливість та ширшу смугу частот вимірюваних полів. Однак послідовний теоретичний аналіз такого пристрою не проводився.

З метою з’ясування оптимальних умов вимірювання магнітного поля та встановлення вимог до активних середовищ проаналізуємо роботу такого пристрою на основі феноменологічної моделі перемагнічування ЕПФГ в монодоменному стані, наведену в [9, 10]. Рис. 1 показує взаємне розташування осей координат, поля збудження $\mathbf{H}_{\|}$ та вимірюваних полів h_x, h_y і h_z і вектора спонтанної намагніченості у схемі, що аналізується. Як активне середовище використовується ЕПФГ з орієнтацією (111), напрямки осей легкого намагнічування якої наближені до площини плівки. Магнітне поле збудження створюється двома плоскими котушками, осі яких лежать у площині плівки і є взаємно ортогональними. Струм у котушках збудження змінюється за гармонічним законом з різницею фаз в ортогональних котушках 90° так, що вектор поля $\mathbf{H}_{\|}$ обертається в площині

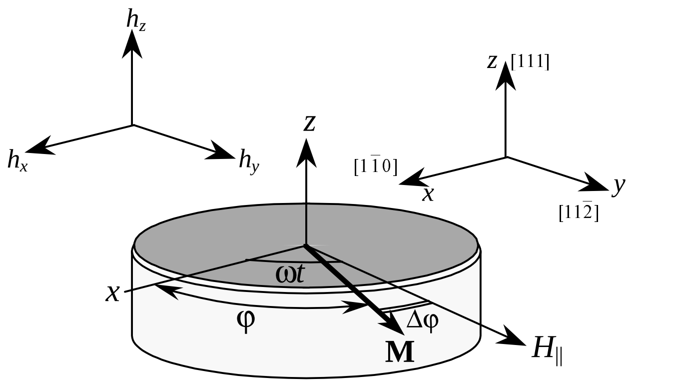

Рис. 1. Розташування кристалографічних осей та магнітних полів при циркулярному збудженні (111) орієнтованої ЕПФГ

Lviv Polytechnic National University Institutional Repository http://ena.lp.edu.ua

плівки, маючи постійне абсолютне значення. Амплітуда поля збудження є достатньою для насичення плівки. Вісь вимірювальної котушки може бути орієнтована вздовж будь-якого напрямку в площині плівки або вздовж нормалі до неї.

Розглянемо спектральний склад сигналу електрорушійної сили, що індукується у вимірювальних котушках. Приймаючи до уваги те, що магнітна анізотропія плівки є близька до типу “легка площина”, і, що перемагнічування відбувається когерентним поворотом вектора намагніченості за напрямком поля збудження $\mathbf{H}_{||}$ так, що кут відхилення намагніченості δ від площини плівки є малий, на основі феноменологічної моделі [10] можна отримати рівняння, які визначають умови рівноваги вектора **M** з урахуванням наявності усіх магнітних полів, і мають вигляд:

$$\frac{\sqrt{2}}{6}(6H_1+H_2)\delta\cos 3\varphi-\frac{1}{18}H_2\sin 6\varphi-h_x\sin\varphi+h_y\cos\varphi+H_{||}\sin(\omega t-\varphi)=0\,; \tag{1а}$$

$$\left(M_0-H_1+H_2\left(\frac{1}{9}+\frac{1}{18}\cos 6\varphi\right)+h_x\cos\varphi-h_y\sin\varphi-H_{||}\cos(\omega t-\varphi)\right)\delta- \\ -\frac{\sqrt{2}}{18}(6H_1+H_2)\sin 3\varphi-h_z=0, \tag{1б}$$

де $M_0 = 4\pi M_s - 2K_u/M_s$, $H_1 = K_1/M_s$, $H_2 = K_2/M_s$, $4\pi M_s$ – намагніченість насичення ЕПФГ; K_1, K_2, K_u – константи магнітної анізотропії, перша та друга кубічної анізотропії та константа одновісної анізотропії відповідно; ωt – фаза поля збудження $\mathbf{H}_{||}$, що обертається в площині плівки; ω – циклічна частота обертання поля $\mathbf{H}_{||}$; t – час; φ – азимутальний кут вектора намагніченості **M**.

Виключаючи з цих рівнянь δ, а також врахувавши, що усі прикладені поля малі порівняно з величиною M_0, а також знехтувавши другою константою кубічної анізотропії, вплив якої порівняно з першою додатково послаблений коефіцієнтами, отримаємо рівняння, які описують рух вектора намагніченості у випадку, що розглядається:

$$\sin(\omega t-\varphi)=\frac{h_x}{H_{||}}\sin\varphi-\frac{h_y}{H_{||}}\cos\varphi+\alpha_1\frac{h_z}{H_{||}}\cos 3\varphi+\alpha_2\sin 6\varphi\approx\Delta\varphi; \tag{2а}$$

$$\delta=\alpha_3\sin 3\varphi, \tag{2б}$$

$$\text{де } \alpha_1=-\frac{\sqrt{2}}{6}\frac{6H_1+H_2}{M_0-H_1},\ \alpha_2=\frac{1}{18}\frac{H_2}{H_{||}}-\frac{1}{108}\frac{(6H_1+H_2)^2}{(M_0-H_1)H_{||}},\ \alpha_3=\left(\frac{h_z}{M_0-H_1}-\frac{\alpha_1}{3}\right). \tag{2в}$$

Зазначимо, що коефіцієнт α_3 для малих значень поля $h_z << H_1$ є практично константою і залежить тільки від параметрів матеріалу. Виразивши $\varphi=\omega t$ – $\Delta\varphi$ та врахувавши після тригонометричних перетворень, що відставання $\Delta\varphi$ намагніченості **M** від поля збудження $\mathbf{H}_{||}$ при когерентному обертанні є мале, компоненти намагніченості ЕПФГ у вибраній системі координат можна виразити так:

$$\begin{aligned} M_x&=M_s\cos\varphi=M_s(\cos\omega t+\Delta\varphi\sin\omega t),\\ M_y&=M_s\sin\varphi=M_s(\sin\omega t-\Delta\varphi\cos\omega t),\\ M_z&=M_s\delta. \end{aligned} \tag{3}$$

Підставляючи далі вирази (2) у (3) та обмежуючись тільки першими членами розкладу по $\Delta\varphi$, отримаємо для компонент намагніченості плівки

Lviv Polytechnic National University Institutional Repository http://ena.lp.edu.ua

$$M_x = \frac{M_s}{2}\begin{pmatrix} 2\cos\omega t + \alpha_2\cos 5\omega t - \alpha_2\cos 7\omega t - \\ -\left(\alpha_1\frac{h_z}{H_{\|}} + \frac{h_y}{H_{\|}}\right)\sin 2\omega t + \frac{h_x}{H_{\|}} - \frac{h_x}{H_{\|}}\cos 2\omega t + \alpha_1\frac{h_z}{H_{\|}}\cos 4\omega t \end{pmatrix}; \quad (4а)$$

$$M_y = \frac{M_s}{2}\begin{pmatrix} 2\sin\omega t - \alpha_2\sin 5\omega t - \alpha_2\sin 7\omega t - \\ -\left(\alpha_1\frac{h_z}{H_{\|}} - \frac{h_y}{H_{\|}}\right)\cos 2\omega t + \frac{h_y}{H_{\|}} - \frac{h_y}{H_{\|}}\sin 2\omega t - \alpha_1\frac{h_z}{H_{\|}}\cos 4\omega t \end{pmatrix}; \quad (4б)$$

$$M_z = \frac{M_s}{2}\alpha_3\begin{pmatrix} -\alpha_1\frac{h_z}{H_{\|}} + (2-\alpha_2)\sin 3\omega t - \alpha_1\frac{h_z}{H_{\|}}\cos 6\omega t - \alpha_2\sin 9\omega t + \\ +\frac{h_x}{H_{\|}}\sin 2\omega t + \frac{h_y}{H_{\|}}\cos 2\omega t - \frac{h_x}{H_{\|}}\sin 4\omega t + \frac{h_y}{H_{\|}}\cos 4\omega t \end{pmatrix}; \quad (4в)$$

Електрорушійна сила, що індукується в одному витку вимірювальної котушки, виражається так:

$$u = -\mathbf{S}\cdot\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mathbf{S}\cdot\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + 4\pi\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right), \quad (5)$$

де S = |**S**| – площа перерізу вимірювальної котушки, заповненої ЕПФГ; **B**, **H** та **M** – магнітна індукція в ЕПФГ, напруженість сумарного магнітного поля та намагніченість ЕПФГ.

За допомогою цього виразу з врахуванням (4) можна отримати значення вихідного сигналу вимірювальної котушки, орієнтованої довільним чином. Вирази для амплітудних значень гармонік сигналів у вимірювальних котушках з віссю, орієнтованою в площині плівки під кутом γ до осі x, а також вздовж осі z подані у табл. 1.

Таблиця 1

Амплітудні значення гармонік сигналу G_i, що індукується в одному витку вимірювальних котушок при циркулярному збудженні ферозонду з ЕПФГ, як активного елемента

Гармоніка	Вісь вимірювальної котушки орієнтована	
	під кутом γ до осі x в площині (111)	вздовж осі z ‖ [111]
1	2	3
$\frac{G_1}{\omega S}$	$H_{\|} + 4\pi M_s$	0
$\frac{G_2}{\omega S}$	$\frac{4\pi M_s}{H_{\|}}\sqrt{h_x^2 + h_y^2 + \alpha_1^2 h_z^2 + 2\alpha_1 h_z(h_x\sin 2\gamma + h_y\cos 2\gamma)}$	$\frac{4\pi M_s}{H_{\|}}\alpha_3\sqrt{h_x^2 + h_y^2}$
$\frac{G_3}{\omega S}$	0	$6\pi M_s\alpha_3(2-\alpha_2)$
$\frac{G_4}{\omega S}$	$\frac{8\sqrt{2}\pi M_s}{H_{\|}}\alpha_1 h_z\sin\left(\gamma - \frac{\pi}{4}\right)$	$\frac{8\pi M_s}{H_{\|}}\alpha_3\sqrt{h_x^2 + h_y^2}$
$\frac{G_5}{\omega S}$	$10\pi M_s\alpha_2$	0

Lviv Polytechnic National University Institutional Repository http://ena.lp.edu.ua

Продовж. табл. 1

1	2	3
$\frac{G_6}{\omega S}$	0	$\frac{12\pi M_s}{H_\parallel}\alpha_3\alpha_1 h_z$
$\frac{G_7}{\omega S}$	$14\pi M_s\alpha_2$	0
$\frac{G_9}{\omega S}$	0	$18\pi M_s\alpha_3\alpha_2$

Як бачимо з цієї таблиці деякі з гармонік сигналу відліку несуть інформацію про складові магнітного поля, що вимірюється. Такі гармоніки називаються інформативними. Для інформативних гармонік можна ввести поняття чутливості амплітуди гармоніки до вимірюваної складової поля. Чисельні значення чутливості інформативних гармонік та амплітудні значення неінформативних гармонік, обчислені для одного витка вимірювальної котушки, віднесені до площі поперечного перерізу активного елемента та частоти збудження, наведені у табл. 2, як оцінкові, що розраховані для параметрів залізо-іттрієвого гранату $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG): $4\pi M_s = 1750$ Гс, $K_1 = -620$ Дж·м$^{-3}$, $K_2 = -100$ Дж·м$^{-3}$, $K_u = 0$.

З виразів, наведених у табл. 1 та з порівнянь числових значень у табл. 2, можна зробити висновки про гармонічний склад сигналу відклику.

Таблиця 2

Чисельні значення чутливості амплітуд інформативних гармонік сигналу відклику до компонент магнітного поля та амплітудні значення неінформативних гармонік для одного витка вимірювальної котушки, віднесені до площі перерізу активного елемента та частоти збудження (обчислено для параметрів YIG)

“Паралельна” котушка		“Перпендикулярна” котушка	
Чутливість амплітуди інформативних гармонік до компонент поля, В·с·м$^{-2}$ ·Тл$^{-1}$			
$\frac{1}{\omega S}\frac{\partial G_2^\parallel}{\partial h_\parallel} = \frac{4\pi M_s}{H_\parallel}$	370	$\frac{1}{\omega S}\frac{\partial G_2^\perp}{\partial h_\parallel} = \frac{4\pi M_s}{H_\parallel}\alpha_3$	4,44
$\frac{1}{\omega S}\frac{\partial G_4^\parallel}{\partial h_\perp} = \frac{8\pi M_s}{H_\parallel}\alpha_1$	26,7	$\frac{1}{\omega S}\frac{\partial G_6^\perp}{\partial h_\perp} = \frac{12\pi M_s}{H_\parallel}\alpha_3\alpha_1$	0,479
Амплітуди неінформативних гармонік, мВ·с·м$^{-2}$			
$\frac{G_1^\parallel}{\omega S} = H_\parallel + 4\pi M_s$	175,5	$\frac{G_3^\perp}{\omega S} = 6\pi M_s\alpha_3(2-\alpha_2)$	6,81
$\frac{G_5^\parallel}{\omega S} = 10\pi M_s\alpha_2$	72,9	$\frac{G_9^\perp}{\omega S} = 18\pi M_s\alpha_3\alpha_2$	1,57
$\frac{G_7^\parallel}{\omega S} = 14\pi M_s\alpha_2$	102,1		

По-перше, в сигналі, індукованому у вимірювальних котушках з осями в площині плівки (будемо називати їх паралельними), міститься перша гармоніка пропорційна полю збудження. У котушці з віссю перпендикулярною до площини плівки (перпендикулярній котушці) перша гармоніка відсутня. З цього погляду використання паралельних котушок подає конфігурацію, аналогічну поздовжньому збудженню ферозонда [2, 5] і тому вимагає

Lviv Polytechnic National University Institutional Repository http://ena.lp.edu.ua

використання двох однакових елементів ферозонда, включених диференціально так, щоб перша гармоніка у відкликанні двох елементів була скомпеневана. Використання перпендикулярної котушки, еквівалентне поперечному збудженню дає змогу обмежитись тільки одним активним елементом для вимірювання магнітного поля. Додамо, що використання вимірювальної котушки з перпендикулярною до площини плівки орієнтацією осі в ферозондах з циркулярним збудженням, раніше не розглядалося. Однак, на нашу думку, така конфігурація має ту перевагу, що ефективна площа перерізу вимірювальної котушки S, заповненої активним середовищем, у цьому разі значно вища, ніж для паралельних котушок. Наприклад, для типових розмірів –діаметра елемента 20 мм та товщини плівки 10 мкм – ефективний переріз більш ніж на три порядки вищий. Тому з врахуванням того, що чутливість інформативних гармонік у відкликанні перпендикулярної котушки приблизно на два порядки менша, а ефективна площа перерізу – на три порядки більша, можна твердити, що використання перпендикулярної котушки є виправдане.

По-друге, інформація про компоненти вимірюваного поля у площині плівки міститься тільки у другій, а про перпендикулярну компоненту – в другій та четвертій гармоніці сигналу відкликання паралельних вимірювальних котушок. У перпендикулярній котушці при $h_z << H_1$ друга і четверта гармоніки залежать тільки від планарних компонент, а шоста – тільки від перпендикулярної компоненти поля.

По-третє, як бачимо ампдітуди другої та четвертої гармонік залежать від орієнтації осі паралельної вимірювальної котушки, тобто від кута γ. Для усіх інших гармонік зміна кута γ призводить тільки до зсування фази. Амплітуда другої гармоніки виявляється промодульованою за кутом γ і амлітуда модуляції залежить від поля h_z. Це означає, що існує принципова можливість вимірювання перпендикулярної компоненти поля при обертанні або вимірювальної котушки, або активного елемента у площині плівки. Амплітуда четвертої гармоніки є теж промодульована по куту γ таким чином, що для вимірювання перепендикулярного поля потрібно використовувати орієнтацію осі паралельної вимірювальної котушки з кутом $\gamma = -\pi/4$ або $3\pi/4$, при яких амплітуда четвертої гармоніки є максимальна.

По-четверте, із виразів табл. 1 видно, що у відсутності перпендикулярної компоненти поля, з вимірів амплітуд гармонік розділити компоненти планарного поля можна тільки тоді, коли використовуються дві паралельні котушки ($\gamma = 0$ та $\gamma = \pi/2$) і присутнє перпендикулярне поле. Причому знак планарної компоненти залишається невизначеним, тобто за амплітудними значеннями гармонік не вдається визначити напрямок планарних компонент поля. Для визначення їх напрямку і ефективного розділення ортогональних компонент вимірюваного поля в площині плівки потрібно використовувати схему реєстрації з чутливістю до фази. При цьому, як показує досвід розробок традиційних ферозондів [2], більш ефективним може виявитись несинусоїдальне збудження пилоподібної форми або прямокутними імпульсами. Однак у перетворювачі, що розглядається, потрібно забезпечити режим перемагнічування когерентним поворотом, тому оптимальна форма струму збудження може бути складнішою. Іншим шляхом розв’язання цієї проблеми може бути використання балансної схеми компенсації компонент поля з використанням зворотного зв’язку за сигналом відповідних гармонік, подібно до того, як реалізується зворотний зв’язок за другою гармонікою у традиційних ферозондах [5].

По-п’яте, найголовніше для нашого розгляду, з табл. 1 можна визначити, що чутливість амплітудних значень “корисних” гармонік до вимірюваних компонент поля, є обернено пропорційна до амплітуди циркулярного поля збудження. Ця обставина висуває голов-

Lviv Polytechnic National University Institutional Repository http://ena.lp.edu.ua

ну вимогу до підвишення рівня чутливості перетворювача – забезпечити мінімальне поле збудження, яке дасть можливість здійснити когерентне перемагнічування активного елемента поворотом вектора намагніченості. Можна стверджувати, що ця умова є загальною для перетворювача, що розглядається, і не залежить ні від режимів збудження, ні від схеми реєстрації, що виходить за рамки нашого аналізу.

З табл. 1 бачимо також, що режим циркулярного збудження можна використати для вимірювання параметрів кубічної магнітної анізотропії ЕПФГ. Якщо вимірювати амплітуди четвертої та п'ятої гармонік сигналу в паралельній котушці при одночасному прикладенні перпендикулярного магнітного поля, то величини H_1 та H_2 можна визначити з виміряних значень. Вперше цей спосіб визначення пераметрів кубічної анізотропії був запропонований нами в [11]. Дещо інший спосіб можна реалізувати при використанні перепендикулярної котушки. Коефіцієнт α_1 можна визначити з вимірювань залежності коефіцієнта α_3 від поля h_z. При значенні $h_z = \alpha_1/3$ амплітуда усіх гармонік у відкликанні перепендикулярної котушки дорівнює нулю. Знаючи коефіцієнт α_1, визначають коефіцієнт α_2 з амплітудного значення третьої або дев'ятої гармоніки при $h_z \to 0$. Далі значення H_1 та H_2 обчислюють розв'язанням системи рівнянь, що пов'язує величини α_1 та α_2 з параметрами матеріалу.

Висновки. Таким чином, в роботі проведено теоретичний аналіз феромодуляційного (ферозондового) перетворювача магнітного поля у режимі гармонічного циркулярного збудження з ЕПФГ орієнтації (111) як активного середовища. Встановлено гармонічний склад сигналу відкликання, що індукується у вимірювальних котушках, орієнтованих своєю віссю паралельно або перпендикулярно площині плівки. Показано принципову можливість практичного використання та переваги режиму поперечного збудження ферозонду при циркулярному перемагнічуванні у площині ЕПФГ. Встановлено оптимальні умови вимірювання трьох ортогональних компонент магнітного поля при використанні вимірювальних котушок як з віссю в площині плівки, так і з віссю перпендикулярною до неї, що в першому випадку вимагає реєстрації другої та четвертої гармонік, а в другому – четвертої та шостої гармонік сигналу відкликання. Встановлено основні вимоги до активного середовища ферозонду на основі ЕПФГ, головна з яких є зниження поля насичення плівки при намагнічуванні у площині плівки. Показано, що режим циркулярного збудження та реєстрацію гармонік сигналу відкликання ферозонду, можна використати для визначення параметрів кубічної магнітної анізотропії ЕПФГ.

1. Aschenbrener H., Goubeau G. Hochfrequenz and Elektroakustik (Jahrsbuch der Telegraphie und Telephonie)., 1936. – 47. – S. 177–181. 2. Афанасьев Ю.В. Феррозондовые приборы. – Л., 1986. – 188 с. 3. Tamayao B., Sempere F., Hernandez M., Aroca C., Lopez E., Sanchez M.C., Sanchez P. Sensors and Actuators, 1993. – A37–38. – P. 442–448. 4. Vértesy G., Gasperics A., Szöllősy J. Sensors and Actuators, 2000. – A85. – P. 202–208. 5. Primdahl F. J. Phys. E: Sci. Instrum., – 1979. – 12. – P. 241–253. 6. Лангваген Е.Н Геофизическая аппаратура. – 1975. – 57. – С. 31–37. 7. Garcia A., Morón C., Mora M. Sensors and Actuators., 2000. – A81. – P. 204–207. 8. Perlov A.Ya., Voronko A.I., Vetoshko P.M., Volkovoy V.B. Three component magnetic field measurement using the cubic anisotropy in (111) YIG films // The 38-th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM-93), Minneapolis, Minnesota, USA, November 15–18, 1993. P. 128. 9. Ubizskii S.B. J. Magn. & Magn. Mat., 1999. – 195. – P. 575–582. 10. Ubizskii S.B. J. Magn. & Magn. Mat., 2000. – 219. – P. 127–141. 11. Ubizskii S.B., Syvorotka I.M., Vetoshko P.M. Some methods of determination of the epitaxial ferrogarnet films' cubic anisotropy constants // 6-th European Magnetic Materials and Applications Conference (EMMA'95). Abstracts. Wien, Austria, 1995. – P. 300.

Lviv Polytechnic National University Institutional Repository http://ena.lp.edu.ua