

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.621

МИКРОВОЛНОВОЙ КОЭФФИЦИЕНТ РЕФРАКЦИИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ CoFe/Cu, ОБЛАДАЮЩИХ ГИГАНТСКИМ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫМ ЭФФЕКТОМ

© 2020 г. А. Б. Ринкевич^{а, *}, Е. А. Кузнецов^{а, b}, Д. В. Перов^а, М. А. Миляев^а, Л. И. Наумова^а

^аИнститут физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

^бФГАОУ ВО “Российский государственный профессионально-педагогический университет”,
ул. Машиностроителей, 11, Екатеринбург, 620012 Россия

*e-mail: rin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 21.07.2020 г.

После доработки 11.08.2020 г.

Принята к публикации 19.08.2020 г.

Изучены микроволновые свойства магнитных металлических наноструктур, обладающих гигантским магниторезистивным эффектом. Рассчитан микроволновой показатель преломления и показано, что его изменения вызываются двумя физическими причинами – высокочастотным гигантским магниторезистивным эффектом и ферромагнитным резонансом.

Ключевые слова: магнитные металлические наноструктуры, микроволны, магнитосопротивление

DOI: 10.31857/S0015323020120104

ВВЕДЕНИЕ

Совершенствование технологии роста дало возможность приготовить сверхрешетки CoFe/Cu с одним из наибольших значений гигантского магниторезистивного эффекта (GMR) [1]. В сверхрешетках этого типа недавно была получена рекордная величина микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта (μ GMR) [2]. Известно, что в микронеоднородных средах и метаматериалах возможны аномальные значения показателя преломления, которые дают возможность реализовать несколько необычных эффектов [3]. Знание этого показателя позволяет рассчитать преобразование полей на границах раздела сред, и может быть полезным при расчете микроволновых устройств. Комплексный коэффициент рефракции, действительной частью которого является показатель преломления, рассчитывается по известным значениям диэлектрической и магнитной проницаемости. Как было показано в [4], микроволновой коэффициент рефракции может существенно изменяться из-за сильных изменений магнитной проницаемости в условиях ферромагнитного резонанса (FMR). Коэффициент рефракции зависит также от комплексной эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon' - i\epsilon''$. Проводимость металлических наноструктур может значительно изменяться в магнитном поле, так что соответственно изменяется ϵ_{eff} . Предварительные эксперименты, выпол-

ненные в [5], показали, что коэффициент рефракции изменяется в условиях эффекта μ GMR.

Микроволновые методы успешно применяются для исследования металлических наноструктур [6, 7]. В работе [8] было показано, что изменения высокочастотного коэффициента прохождения через наноструктуру практически равны относительно магнитосопротивлению. Тот факт, что гигантское магнитосопротивление сказывается на коэффициенте отражения микроволн от наноструктуры, показан в [9]. Микроволновые свойства наноструктур Co/Cu, обладающих большим магнитосопротивлением, изучены в [10, 11]. Магнитосопротивление спиновых клапанов на микроволновых частотах изучено в [12].

В данной работе исследован микроволновой коэффициент рефракции сверхрешеток CoFe/Cu с целью установления основных причин его изменения в магнитном поле. В качестве основного метода измерения выбран метод прохождения микроволн через наноструктуру, который позволяет получать количественные данные о микроволновой проводимости. Система CoFe/Cu, в которой соседние ферромагнитные слои связаны обменным взаимодействием, удобна для такого исследования, так как обладает большой величиной GMR. Кроме того, методом прохождения можно наблюдать ферромагнитный резонанс и восстановить зависимость магнитной проницаемости от внешнего магнитного поля. Из этих из-

мерений будут определены эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости, рассчитан комплексный коэффициент рефракции и его полевая зависимость.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследованы микроволновые свойства двух сверхрешеток $[(Co_{0.88}Fe_{0.12})/Cu]_n$ с композицией Ta(5)/PyCr(5)/ $[Co_{0.88}Fe_{0.12}(1.5)/Cu(0.95)]_{24}$ /Ta(5) (образец № 1) и Ta(5)/PyCr(5)/ $[Co_{0.88}Fe_{0.12}(1.3)/Cu(2.05)]_8/Co_{0.88}Fe_{0.12}(1.3)/PyCr(3)$ (образец № 2). Здесь Py обозначает пермаллой и сплав PyCr = $(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$, а цифры в круглых скобках обозначают толщину данного слоя в нанометрах. Число после квадратных скобок означает число пар слоев в сверхрешетке. Сверхрешетки приготовлены методом магнетронного напыления с использованием установки MPS-4000-C6 на подложках из стекла Corning толщиной 0.2 мм. Толщина спейсера Cu выбрана из того соображения, что у первого образца толщина $t_s = 0.95$ нм приходится на первый максимум магнитосопротивления, а толщина второго $t_s = 2.05$ нм приходится на второй максимум. Структурные исследования на дифрактометре ДРОН_3М с использованием CoK α -излучения показали, что обе сверхрешетки обладают совершенной структурой слоев с ГЦК-решеткой и аксиальной текстурой $\langle 111 \rangle$ с осью, нормальной к плоскости слоев. Электропроводность образцов измерена четырехконтактным методом на постоянном токе при комнатной температуре. Результаты измерения зависимости проводимости σ образцов от магнитного поля показаны на рис. 1. Магнитное поле приложено в плоскости образца. Как видно из рисунка, изменения проводимости осуществляются в этих образцах в разных интервалах изменения магнитного поля: $H < 10$ кЭ для первого образца и $H < 0.3$ кЭ для второго.

Микроволновые измерения выполнены методами прохождения и отражения волн по методике, изложенной в [8]. Образец помещали в поперечное сечение волновода, полностью перекрывая его. Магнитное поле прикладывали в плоскости сверхрешетки параллельно узкой стороне волновода, так что векторы постоянного H и переменного H_{ω} магнитных полей перпендикулярны друг другу, $H \perp H_{\omega}$. С помощью скалярного анализатора цепей на частотах от 26 до 38 ГГц измеряли модуль коэффициента прохождения $|D(H)|$ и его относительное изменение в магнитном поле $d_m = \frac{|D(H)| - |D(0)|}{|D(0)|}$, а также модуль коэффициента отражения $|R(H)|$ и его относительное изменение в магнитном поле $r_m = \frac{|R(H)| - |R(0)|}{|R(0)|}$.

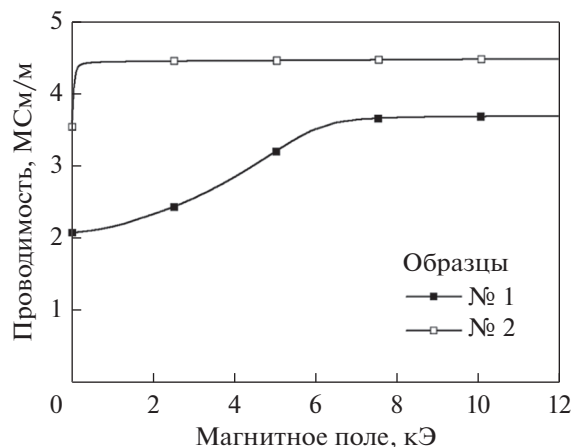


Рис. 1. Зависимость проводимости сверхрешеток от магнитного поля.

РЕЗУЛЬТАТ МИКРОВОЛНОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты измерения зависимости модуля коэффициента прохождения представлены на рис. 2. Для образца № 1 наблюдается монотонное уменьшение коэффициента прохождения, что можно связать с эффектом μ GMR и объяснить уменьшением скин-глубины при увеличении проводимости сверхрешетки. Поле магнитного насыщения составляет ~ 7 кЭ. Помимо этого монотонного изменения на зависимостях присутствуют изменения резонансного типа, вызванные поглощением микроволн при условии FMR. Эти результаты приведены для частот $f = 35$ и 38 ГГц, когда резонансные изменения приходятся на состояние образца, близкое к магнитному насыщению. Подобные результаты для образца № 2 показаны на рис. 2б. Здесь в приведенном интервале магнитных полей видны только изменения нерезонансного типа, вызванные μ GMR.

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА РЕФРАКЦИИ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для расчета коэффициента рефракции нужно знать эффективную диэлектрическую проницаемость ϵ_{eff} или проводимость и эффективную магнитную проницаемость μ_{eff} . Для оценки μ_{eff} вполне достаточно предположить, что зависимость магнитной проницаемости от частоты волны и напряженности магнитного поля имеет лоренцевский вид [13]. Компоненты тензора магнитной проницаемости можно выразить через динамические магнитные восприимчивости, диагональную χ и недиагональную χ_a :

$$\mu = 1 + 4\pi\chi, \quad \mu_a = 4\pi\chi_a, \quad (1)$$

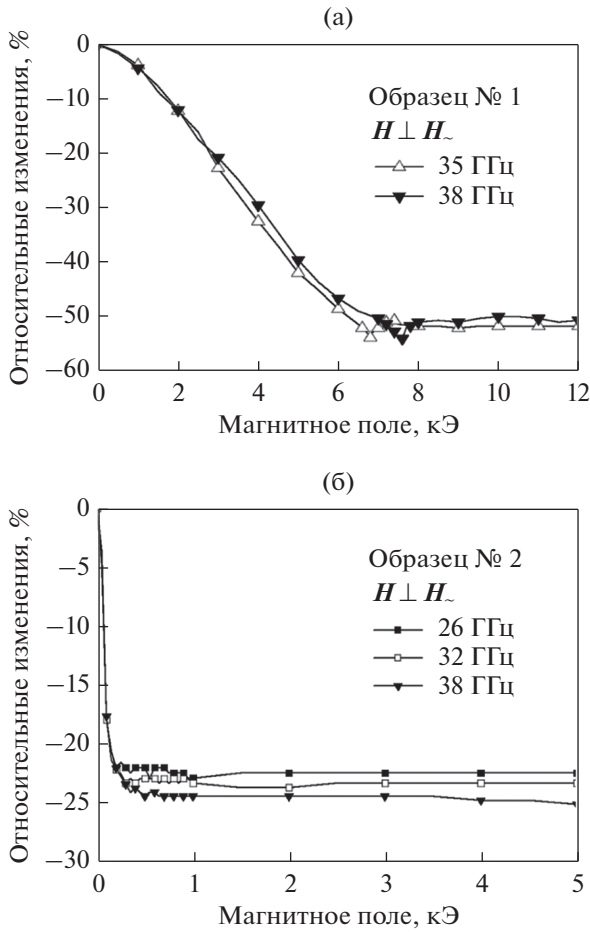


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения микроволн через сверхрешетки от магнитного поля: а – образец № 1; б – образец № 2.

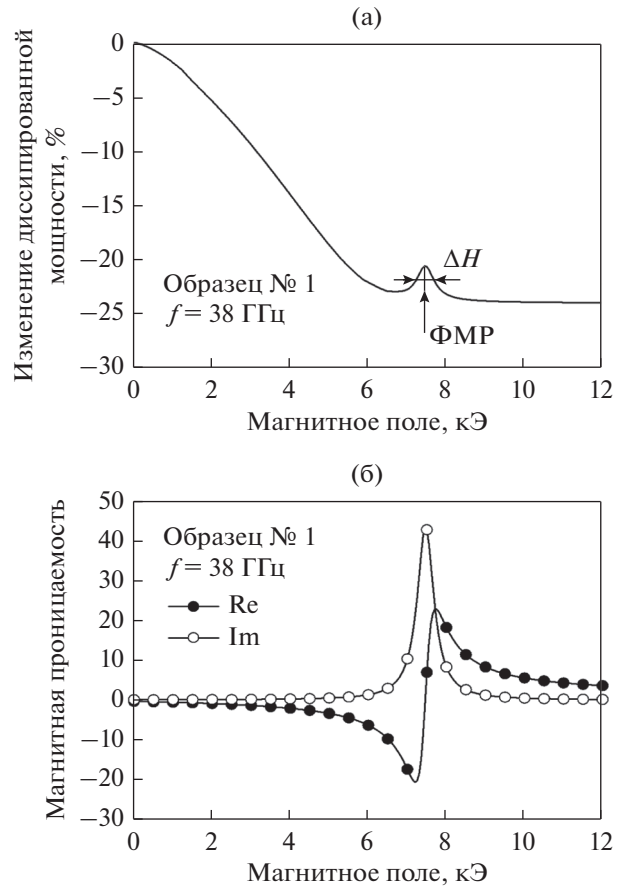


Рис. 3. Изменение диссипации микроволн в магнитном поле – а; микроволновая магнитная проницаемость в магнитном поле – б. Образец № 2, частота $f = 38$ ГГц.

и

$$\chi = \chi' - i\chi'' = \frac{\gamma M \theta_v}{\Omega} \left\{ \omega_H \left[\omega_H^2 - (1 - \alpha^2) \omega^2 \right] - i\alpha \omega \left[\omega_H^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2 \right] \right\}, \quad (2a)$$

$$\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a = \frac{\gamma M \theta_v \omega}{\Omega} \left\{ \left[\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 \right] - i2\alpha \omega \omega_H \right\}, \quad (26)$$

где $\gamma = \frac{g|e|}{2mc}$ – гиромагнитное отношение, g – фактор спектроскопического расщепления, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, θ_v – объемная доля ферромагнитных слоев, M – намагниченность насыщения ферромагнитного слоя, $\omega_H = \gamma H$, $\Omega = \left[\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 \right]^2 + 4\alpha^2 \omega^2 \omega_H^2$, α – параметр затухания в магнитной системе в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта. Параметр затухания α можно приближенно оценить из данных проведенных микроволновых экспериментов. Для этого нужно

преобразовать полевые зависимости коэффициентов прохождения D и отражения R , чтобы найти долю диссипированной в образце мощности микроволн $\Delta(H) = 1 - [|D(H)| + |R(H)|]$. Для образца № 1 зависимость $\Delta(H)$, полученная на частоте $f = 38$ ГГц, показана на рис. 3а. Поглощение микроволн в условиях FMR выражается в виде максимума в поле $H_{FMR} \approx 7.5$ кЭ. Постоянную затухания можно найти как $\alpha = \Delta H / H_{FMR}$, где ΔH – ширина линии FMR [13]. Для образца № 1 получили $\alpha \approx 0.015$.

Зная постоянную α , намагниченность M из магнитных измерений и объемную долю ферромагнитных слоев θ_v , можно по формулам (2а) и (2б) рассчитать компоненты тензоров магнитной восприимчивости и магнитной проницаемости. Для использованной здесь конфигурации полей $H \perp H_0$, роль эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} играет следующая комбинация компонент тензора проницаемости [13]:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu}. \quad (3)$$

Результат расчета полевой зависимости действительной и мнимой частей магнитной проницаемости μ_{eff} для образца № 1 показан на рис. 3б. Действительная часть проницаемости – это знакопеременная функция, а мнимая часть имеет максимум.

Эффективную комплексную диэлектрическую проницаемость ϵ_{eff} можно рассчитать по известной из рис. 1 проводимости сверхрешеток:

$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon' - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}$. Для металлической сверхрешетки действительной частью диэлектрической проницаемости можно пренебречь. Комплексный коэффициент рефракции $n_{\text{eff}} = n' - in''$ можно рассчитать по известной динамической диэлектрической ϵ_{eff} и магнитной μ_{eff} проницаемости:

$$n_{\text{eff}} = n' - in'' = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}\mu_{\text{eff}}}. \quad (4)$$

Действительная часть коэффициента рефракции n' – это показатель преломления. Мнимая часть коэффициента n'' связана с поглощением волн. Зависимости действительной и мнимой частей коэффициента рефракции от магнитного поля для образца № 1, рассчитанные по формуле (4) для нескольких частот, показаны на рис. 4а. Эти зависимости имеют резонансный характер. Видно, что FMR дает основной вклад в изменение коэффициента рефракции в этом образце. Действительная часть коэффициента рефракции, т.е. показатель преломления, имеет знакопеременную зависимость. Отрицательная величина показателя обусловлена тем, что ниже поля FMR эффективная магнитная проницаемость отрицательна. Мнимая часть коэффициента рефракции при FMR имеет максимум из-за поглощения волн. Зависимости на рис. 4а построены с учетом изменения проводимости образца, показанного на рис. 1. Для того чтобы выделить вклад в коэффициент рефракции, обусловленный GMR, нужно провести расчет с постоянной проводимостью образца $\sigma = \sigma(H = 0)$, и сопоставить результат с расчетом при $\sigma = \sigma(H)$.

Это сделано для модуля коэффициента рефракции $|n_{\text{eff}}|$ (рис. 4б). Из рисунка видно, что FMR дает основной вклад в изменение коэффициента рефракции в этом образце, но вклад от GMR также присутствует. Для выделения вклада от GMR более удобен образец № 2, в котором основная часть изменения проводимости происходит в полях менее 0.2 кЭ, что значительно меньше поля FMR. На рис. 4в показана зависимость модуля коэффициента рефракции от магнитного поля, рассчитанная для полей менее 1 кЭ. Здесь ясно видно, что существует вклад в $|n_{\text{eff}}|$, обусловленный GMR. Результаты рис. 4в согласуются с ранее опубликованными [5].

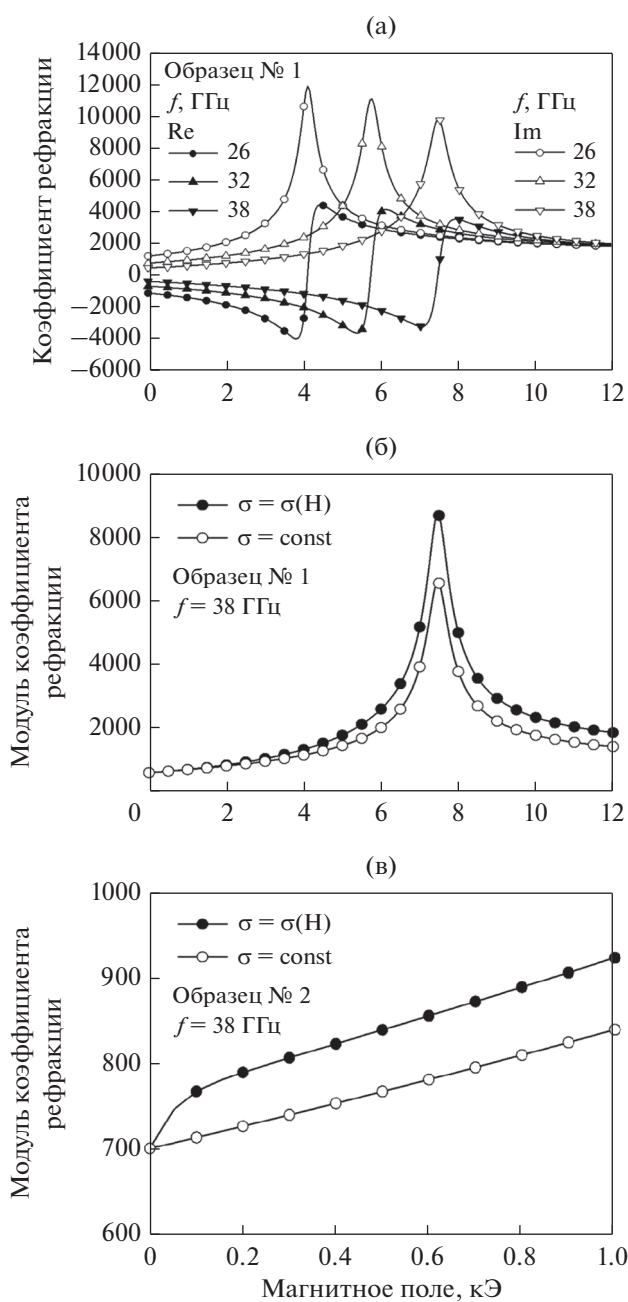


Рис. 4. Зависимость коэффициента рефракции сверхрешеток от магнитного поля: а – образец № 1, вычисления сделаны для нескольких частот. Выделение вклада от гигантского магнитосопротивления: б – образец № 1; в – образец № 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена зависимость микроволнового показателя преломления от магнитного поля для металлических сверхрешеток $[(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}]_n$, обладающих гигантским магниторезистивным эффектом. Выполнены измерения коэффициента прохождения волн через сверхрешетки на частотах от 26 до 38 ГГц. Установлено, что зависи-

мость коэффициента прохождения от магнитного поля вызвана ферромагнитным резонансом и гигантским магниторезистивным эффектом. Из микроволновых измерений ферромагнитного резонанса восстановлена полевая зависимость магнитной проницаемости. Это дало возможность рассчитать комплексный коэффициент рефракции и его действительную часть — показатель преломления. Установлено, что в полевой зависимости коэффициента рефракции присутствуют два вклада: резонансный, вызванный FMR и нерезонансный, вызванный GMR. Показатель преломления в полях, меньших поля FMR, имеет отрицательный знак.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема “Спин” № АААА-А18-118020290104-2 и “Функция” № АААА-А19-119012990095-0). Расчеты коэффициента рефракции в разделе 3 выполнены при поддержке гранта РНФ № 17-12-01002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Миляев М.А., Наумова Л.И., Устинов В.В.* Обменно-связанные сверхрешетки с рекордным магнитосопротивлением // ФММ. 2018. Т. 119. С. 1224–1228.
2. *Ринкевич А.Б., Пахомов Я.А., Кузнецов Е.А., Клепикова А.С., Миляев М.А., Наумова Л.И., Устинов В.В.* Микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в сверхрешетках [CoFe/Cu]*n* с рекордным магнитосопротивлением // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 42–44.
3. *Engheta N., Ziolkowski R.W. (Eds.)* Metamaterials: Physics and engineering explorations. Hoboken: John Wiley & Sons; N.Y.: IEEE Press, 2006. 414 p.
4. *Ринкевич А.Б., Перов Д.В.* Неоднородность электромагнитного поля в искусственных кристаллах с ферромагнитными частицами // ДАН. 2018. Т. 481. С. 138–140.
5. *Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Кузнецов Е.А., Миляев М.А.* Вызванные гигантским магниторезистивным эффектом изменения микроволнового коэффициента преломления // ДАН. 2019. Т. 487. № 6. С. 622–625.
6. *Krebs J.J., Lubitz P., Chaiken A., Prinz G.A.* Magnetoresistance origin for nonresonant microwave absorption in antiferromagnetically coupled epitaxial Fe/Cr/Fe(001) sandwiches // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 4795–4797.
7. *Kuanr B.K., Kuanr A.V., Grunberg P., Nimitz G.* Swept-frequency FMR on Fe/Cr trilayer ultrathin films – microwave giant magnetoresistance // Physics Letters. 1996. V. 221A. P. 245–252.
8. *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N., Minin V.I.* Correlation between microwave transmission and giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices // JMMM. 1998. V. 177–181. P. 1205–1206.
9. *Frait Z., Sturc P., Temst K., Bruynseraede Y. Vavra I.* Microwave and d.c. differential giant magnetoresistance study of iron/chromium superlattices // Solid State Comm. 1999. V. 112. P. 569–573.
10. *Belozorov D.P., Derkach V.N., Nedukh S.V., Ravlik A.G., Roschenko S.T., Shipkova I.G., Tarapov S.I., Yildiz F.* High-frequency magnetoresonance and magnetoimpedance in Co/Cu multilayers with variable interlayer thickness // Int. J. Infra. Milli. Waves. 2001. V. 22. P. 1669–1682.
11. *Rausch T., Szczurek T., Schlesinger M.* High frequency giant magnetoresistance in evaporated Co/Cu multilayers deposited on Si (110) and Si (100) // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 314–318.
12. *Endean D.E., Heyman J.N., Maat S., Dan Dahlberg E.* Quantitative analysis of the giant magnetoresistance effect at microwave frequencies // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. 212405.
13. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.