Алексей Юрьевич Чирков родился в 1976 г, окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2000 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор около 50 научных работ в области физики плазмы.

A.Yu. Chirkov (b. 1976) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2000. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of "Thermal Physics" department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of about 50 publications in the field of plasma physics.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 548.537.611

Н. И. Юрасов

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ ПРОВОДИМОСТИ НА СПЕКТРАЛЬНЫЙ КРОССОВЕР В НАМАГНИЧЕННОМ ПРОВОДНИКЕ

В геометрии Фарадея проанализировано изменение условий пересечения ветвей колебаний намагниченности, или спектрального кроссовера, если проводимость ферромагнитного проводника зависит от частоты и холловское сопротивление не равно нулю. Спектральный кроссовер связывает длинные волны намагниченности, которым соответствует скинирование электромагнитного поля, и короткие волны, образующие стоячую волну в тонкой пленке при спин-волновом резонансе. Причинами изменения этих условий пересечения или спектрального кроссовера являются конечное время релаксации импульса носителей тока и спин-орбитальное взаимодействие, определяющее константы Холла. Получены формулы, определяющие изменение условий спектрального кроссовера.

В стандартной электродинамической модели ферромагнитного проводника для волн намагниченности M_l, $l = x, y, z$, применяются уравнения Максвелла и линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица [1–3]. Для этой модели рядом авторов [1–3] показана возможность пересечения ветвей колебаний намагниченности, которая названа кроссовером [1]. В работах [1, 3] термин кроссовер использовался для указания факта пересечения ветвей спектра. В настоящей работе использован термин спектральный кроссовер (СК), более точно соответствующий переводу английского слова *crossover* как пересечение. Цель данной работы получить формулы для сдвига частоты $\delta\omega/2\pi$ и изменения напряженности постоянного магнитного поля δH, обеспечивающие существование СК, если параметры $\psi = \omega\tau$ и $\psi_H = \sigma(R_0 H + R_S 4\pi M)$ (τ — время релаксации импульса носителей тока; σ — статическая проводимость в размагниченном состоянии; R_0, R_S — константы нормального и аномального эффектов Холла; M — статическая намагниченность) отличны от нуля.

Исследуя дисперсионное уравнение для намагниченного проводника, автором рассмотрена возможность СК для геометрии Фарадея. В этой геометрии выполняется условие $k_l M_{0l} = \pm k M_0$, где k_l — комплексный волновой вектор, M_{0l} — статическая составляющая намагниченности. После выбора системы координат с условием $k_l = (0, 0, k)$ комплексный волновой вектор становится комплексным волновым числом.

В работах [2, 3] был подробно исследован случай, когда проводимость намагниченного металла на переменном токе $\sigma_\pm$ равна своему статическому значению σ в размагниченном состоянии, т.е. является скалярной константой. Было показано, что СК соответствует частота колебаний намагниченности, определяемая во введенных обозначениях формулой

$$\Omega = (\omega/\omega_0) = \frac{2(\nu_0/s)}{s(1-(\nu_0/s))^2}, \tag{1}$$

где $\omega_0 = 4\pi\gamma M_s$, γ — резонансное магнетомеханическое отношение, M_s — намагниченность насыщения; $\nu = \alpha\sigma\omega_0/c^2$, α — постоянная неоднородного обменного взаимодействия из уравнения Ландау–Лифшица; s — параметр релаксации Гильберта. При этом напряженность статического магнитного поля H определяется формулой

$$\eta = (H/4\pi M_s) = \Omega + \frac{1+(\nu_0/s)}{1-(\nu_0/s)}. \tag{2}$$

Высокочастотная магнитная проницаемость для волн намагниченности в геометрии Фарадея определяется формулой [2, 3]

$$\mu = 1 + \frac{1}{\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega + (\alpha k^2/4\pi)}.$$

Тогда дисперсионное уравнение примет вид [4]

$$k_\pm^2 = 2i\delta_0^{-2}\Omega\Sigma_\pm\mu_\pm,$$

где $\delta_0 = c/(2\pi\sigma\omega_0)^{1/2}$, $\Sigma_\pm = \sigma_\pm/\sigma$. Для высокочастотных компонент магнитной проницаемости $\mu_\pm$ и проводимости $\sigma_\pm$ было использовано представление через продольные и поперечные компоненты соответствующих тензоров $\theta_\pm = \theta_{xx} \mp i\theta_{xy}$, где x, y — декартовы координаты на плоскости, перпендикулярной направлению намагничивания проводника. Для решения дисперсионного уравнения необходимо задать вид зависимости $\sigma_\pm = \sigma_\pm(\Omega, \eta, M_s)$. При моделировании этой зависимости была использована следующая функция:

$$\sigma_\pm = \sigma/(1 \pm i\Psi_H - i\Psi), \tag{3}$$

Зависимость (3) не учитывает эффект магнитосопротивления. Для учета этого эффекта необходимо заменить σ в формуле (3) на произведение $\sigma(1 - \sigma\Delta\rho_\perp + \ldots)$, где $\Delta\rho_\perp = \rho_\perp(H) - (1/\sigma)$, $\rho_\perp$ — поперечное сопротивление и ряд в круглых скобках есть бесконечная геометрическая прогрессия.

После подстановки формул для μ_- и σ_- (компоненты тензоров, соответствующие резонансной поляризации) в дисперсионное уравнение и введения обозначения $W = k\delta_0$, получено уравнение

$$(1-i\psi_-)B_0W^4 + ((1-i\psi_-)(\eta - 1 - \Omega - is\Omega) - \\ - 2iB_0\Omega)W^2 - 2i(\eta - \Omega - is\Omega)\Omega = 0, \tag{4}$$

где $\psi_- = \psi_H + \psi$, $B_0 = (\alpha/4\pi\delta_0^2)$, $\nu_0 = 2B_0$. Условию СК соответствует равенство нулю дискриминанта этого уравнения:

$$(1 - i\psi_-)^2(\eta - 1 - \Omega - is\Omega)^2 + 2i\nu_0(1 - i\psi_-)(\eta - \Omega - is\Omega)\Omega + \\ + 2i\nu_0(1 - i\psi_-)\Omega - \nu_0^2\Omega^2 = 0, \quad (5)$$

определяющего положение СК на плоскости (Ω, η). Комплексное равенство (5) эквивалентно двум вещественным. Эта система уравнений не позволяет получить точные аналитические формулы для определения координат СК на указанной плоскости. Однако, при выполнении неравенств $\psi_-^2 \ll 1$, $|s\Omega\psi_-| \ll 1$, а также приближенного равенства $\eta + 1 - \Omega \approx 2$ возможно получить формулы для искомых сдвигов $\delta\omega/2\pi = \delta\Omega(\omega_0/2\pi)$, $\delta H = \delta\eta(4\pi M_s)$:

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega(\tau, R_0, R_s = 0)} = \frac{(-A_s \pm (1 + B_s + A_s^2)^{1/2})}{1 + B_s} - 1, \quad \delta\eta = \delta\Omega, \quad (6)$$

где $A_s = 2\psi_s\left(1 + r_s\dfrac{1 + \nu_0/s}{1 - \nu_0/s}\right)$, $B_s = \dfrac{8\nu_0(t + \psi_s r_s)}{s^2(1 - \nu_0/s)}$, $\psi_s = \sigma R_s 4\pi M_s$, $r_s = R_0/R_s$, $t = \omega_0\tau$.

Оценим параметры A_s и B_s. Воспользуемся данными для τ из работы [5] для железа и никеля в форме $\hbar/\tau$: 0,052 … 0,071 эВ и 0,020 … 0,105 эВ соответственно, и данными расчета ω_0 из работы [6]: $3{,}93 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ и $1{,}21 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, получим $t_{\mathrm{Fe}} \approx \approx 4 \cdot 10^{-3}$ и $t_{\mathrm{Ni}} \approx 1{,}2 \cdot 10^{-3}$. Для параметров ν_0 и s из работы [6] имеем оценки $\nu_0 \approx 10^{-4}$, $s \approx 2 \cdot 10^{-3}$ и $s \approx 3 \cdot 10^{-2}$. Используя данные для σ, R_0, R_S из работы [7], имеем для железа $\delta\Omega/\Omega \approx -0{,}19$ и для никеля $\delta\Omega/\Omega \approx +0{,}005$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Patton C. E. Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals // Czech. J. Phys. – 1976.– V.B 26. – P. 925–935.
2. Юрасов Н. И. К теории экстремумов прозрачности проводящих ферромагнетиков в области ФМР. – М., 1983. – 18 с. Деп. в ВИНИТИ 28 авг. 1983, № 4667-83.
3. Fraitova D. On the analytical FMR theory in the normal configuration // Phys. Stat. Sol. (b). – 1995. – V. 187. – P. 217–224.
4. Юрасов Н. И. Зеркальный спектральный кроссовер в намагниченном проводнике // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”. – 2004. – Т. 15, № 4. – С. 124–126.
5. Landolt-Bernstein. Numerical data and relationship in science and technology. New Series. Groop III. V.I5 Metals: Electronic transport phenomena. Subvolume B. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1985. – 490 p.
6. Юрасов Н. И. Квазирезонансное возбуждение эквизатухающих интерферирующих мод и прозрачность ферромагнитного металла при нормальном и аномальном скин-эффектах. Дис. . . канд. физ.-мат. наук. – М., 1985. – 125 с.
7. Физические величины. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

Статья поступила в редакцию 10.09.2005