УДК 548.537.611

Н. И. Юрасов

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ ПРОВОДИМОСТИ НА ЗЕРКАЛЬНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ КРОССОВЕР В НАМАГНИЧЕННОМ ПРОВОДНИКЕ

В геометрии Фарадея получены условия существования нового типа спин-волнового резонанса в намагниченном проводнике — металле или полупроводнике. Они соответствуют зеркальному пересечению вещественных частей комплексных волновых векторов — зеркальному спектральному кроссоверу. Получены уравнения, определяющие условия существования зеркального спектрального кроссовера на плоскости частота–напряженность постоянного магнитного поля, приложенного к проводнику. Эти условия сильно зависят от констант Холла, константы магнитной релаксации и времени релаксации носителей тока и слабо зависят от константы неоднородного обмена.

В стандартной электродинамической модели ферромагнитного проводника для волн намагниченности M_l, $l = x, y, z$, применяются уравнения Максвелла и линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица [1–4]. Для этой модели в работах [1–4] показана возможность пересечения ветвей колебаний намагниченности, которая названа кроссовером [2]. Термин “кроссовер” (англ. crossover) в физике магнитных явлений обычно имеет другой смысл — сопровождающаяся изменением критических индексов модификация типа критического поведения физических величин в окрестности фазового перехода [5]. В работах [3, 4] термин “кроссовер” использовался для пересечения ветвей спектра. Поэтому в настоящей работе использован термин “спектральный кроссовер”. Цель настоящей работы — получить условия, определяющие частоту электромагнитной волны и напряженность постоянного магнитного поля, обеспечивающие существование кроссовера, родственного спин-волновому резонансу, или зеркального кроссовера.

Исследуя дисперсионное уравнение для намагниченного проводника, автор рассмотрел возможность зеркального пересечения ветвей спектра колебаний намагниченности — зеркального спектрального кроссовера (ЗСК) — для геометрии Фарадея [6]. В этой геометрии выполнено 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 работе [6] был подробно исследован случай, когда константа неоднородного обменного взаимодействия α из уравнения Ландау–Лифшица равна нулю и высокочастотная проводимость $\sigma_\pm$ намагниченного металла равна своему статическому значению σ в размагниченном состоянии, т.е. является скалярной константой. Было показано, что ЗСК соответствует нулевое значение частоты колебаний намагниченности. Для длинных волн намагниченности величина $\alpha k^2/4\pi$ является малым параметром задачи. В случае коротких волн намагниченности, которые существуют при спин-волновом резонансе, этот параметр имеет порядок единицы [7]. В связи с этим представляет интерес рассмотреть изменение решения дисперсионного уравнения для длинных волн, если $\alpha \neq 0$ и проводимость зависит от частоты, статического магнитного поля, намагниченности, а порядок дисперсионного уравнения относительно k^2 первый — такой же, как в работе [6]. Учет константы α в этом случае сводится к разложению второго слагаемого в формуле из работы [6]

$$\mu_\pm = 1 + \frac{1}{\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega + \dfrac{\alpha k^2}{4\pi}}$$

для высокочастотной магнитной проницаемости в ряд по малому параметру $(\alpha k^2/4\pi)/(\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega)$ и сохранению слагаемых нулевого и первого порядка; здесь $\eta = H/4\pi M_s$ для ферромагнетиков, $\eta = 1/4\pi\chi$ для парамагнетиков; M_s — намагниченность насыщения; H — напряженность постоянного магнитного поля, приложенного к проводнику; χ — парамагнитная восприимчивость; $\Omega = \omega/\omega_0$, ω — круговая частота, $\omega_0 = \gamma 4\pi M_s$, γ — резонансное магнитомеханическое отношение, $s = \lambda_{LL}/\gamma M_s$ — безразмерный параметр релаксации, λ_{LL} — параметр релаксации Ландау–Лифшица для ферромагнетиков. Далее $\mu_\pm \equiv \mu_\pm(\omega)$ — высокочастотная магнитная проницаемость для волн с круговой поляризацией, $\mu_\pm(\omega) = 1 + 1/(\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega)$.

Тогда дисперсионное уравнение $k_\pm^2 = 2i\delta^{-2}\Omega\Sigma_\pm\mu_\pm$ из работы [6] принимает вид

$$k_\pm^2 = \frac{2i\delta^{-2}\Omega\Sigma_\pm\mu_\pm(\omega)}{1 + i\nu_0\Omega(\mu_\pm(\omega) - 1)^2}, \qquad (1)$$

где $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$, c — скорость света в вакууме; $\Sigma_\pm = \sigma_\pm/\sigma$; $\nu_0 = \alpha\sigma\omega_0/c^2$. Для высокочастотных проницаемости $\mu_\pm$ и проводимости $\sigma_\pm$ было использовано представление через продольные и поперечные компоненты соответствующих тензоров $\mu_\pm = \mu_{xx} \mp i\mu_{xy}$,

$\sigma_\pm = \sigma_{xx} \mp i\sigma_{xy}$, где x, y — декартовы координаты в плоскости, перпендикулярной направлению намагничивания проводника.

Рассматривая второе слагаемое в знаменателе формулы (1) как малый комплексный параметр w, можно дробь $1/(1+w)$ представить в виде бесконечного ряда $1 - w + w^2 - \ldots$. При использовании первых двух слагаемых был получен искомый вид дисперсионного уравнения

$$k_\pm^2 = 2i\delta^{-2}\Omega\Sigma_\pm\left(1 + \frac{1}{\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega} - \frac{i\nu_0\Omega}{(\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega)^2}\right), \quad (2)$$

для которого необходимо задать вид зависимости $\sigma_\pm(\Omega, \eta, M_s)$. Для моделирования этой зависимости была использована следующая функция:

$$\sigma_\pm = \frac{\sigma}{1 \pm i\psi_H - i\psi}, \quad (3)$$

где $\psi = \omega_0\tau\Omega$, τ — время релаксации импульса электрона проводимости; $\psi_H = \sigma(R_0 H + 4\pi R_s M_s)$; R_0, R_s — константы нормального и аномального эффектов Холла. Формула (3) без учета ψ_H применялась в работе [8] для описания наблюдений ферромагнитного резонанса в инфракрасной области спектра.

В формуле (3) не учитывается эффект магнитосопротивления. Для учета этого эффекта необходимо заменить величину 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, ряд в круглых скобках является бесконечной геометрической прогрессией. К такой форме можно привести соответствующую формулу из работы [9], являющуюся аналогом формулы (3).

При использовании формулы (3) уравнение (2) принимает вид

$$k_\pm^2 = 2i\delta^{-2}\Omega\frac{1 + i\psi_\pm}{1 + \psi_\pm^2}\left(1 + \frac{1}{\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega} - \frac{i\nu_0\Omega}{(\eta - 1 \pm \Omega - is\Omega)^2}\right), \quad (4)$$

где $\psi_\pm = \psi \mp \psi_H$.

Далее формулы $k'_{+l} = -k'_{-l}$ и $k''_{+l} = k''_{-l}$ из работы [6], связывающие вещественные и мнимые части комплексных волновых векторов в точке ЗСК, представим в виде

$$\mathrm{Re}(k_+^2 - k_-^2) = 0, \quad (5)$$

$$\mathrm{Im}(k_+^2 + k_-^2) = 0. \quad (6)$$

Используя формулы (4)–(6), получим уравнения, определяющие координаты точки ЗСК на физической плоскости η, Ω:

$$((\nu_0 - s)\Omega - \psi_+\Delta_+)\left(\frac{1}{\Delta_+^2 + (s\Omega)^2} - \frac{1}{\Delta_-^2 + (s\Omega)^2}\right) + \\ + \frac{(\psi_- - \psi_+)\Delta_+ - 2\psi_-\Omega}{\Delta_-^2 + (s\Omega)^2} + \psi_- - \psi_+ = 0, \quad (7)$$

$$(\Delta_+ - s\psi_+\Omega)\left(\frac{1}{\Delta_+^2 + (s\Omega)^2} + \frac{1}{\Delta_-^2 + (s\Omega)^2}\right) + \\ + \frac{(s(\psi_+ - \psi_-) - 2)\Omega}{\Delta_-^2 + (s\Omega)^2} + 2 = 0, \quad (8)$$

где $\Delta_\pm = \eta - 1 \pm \Omega$. Уравнения (7), (8) получены при условии, что модуль величины $4\psi_H\psi = 4\sigma(R_0H + R_sM_s)\omega\tau$ является малым параметром. Поскольку модуль ψ_H обычно много меньше единицы, то параметр $\omega\tau$ может приближаться к единице и достигать ее. Уравнения (7), (8) можно использовать в достаточно широкой области частот, включая инфракрасную область.

Выполним качественный анализ полученных уравнений. Сначала допустим, что выполнено условие $\psi = \text{const}$. Если принять, что $\psi_\pm = 0$, получаем координаты точки ЗСК, определенные в работе [6]: $\eta = 1, \Omega = 0$.

Анализ системы уравнений (7), (8) приводит к нахождению двух нетривиальных решений. Вследствие наличия большого числа малых параметров (ν_0, s, ψ_H) эти нетривиальные решения являются достаточно точными. Из уравнения (8) получены высокоточные равенства

$$\Omega = \eta - 1, \quad (9)$$

$$\Omega = (\eta(\eta - 1))^{1/2}, \quad (10)$$

определяющие линии на плоскости η, Ω, на которых находятся нетривиальные решения. Равенство (9) является киттелевской формулой для ферромагнитного резонанса в пластинке [7]. Равенство (10) при возрастании величины η приближается к формуле $\Omega = \eta$ для ферромагнитного антирезонанса в пластинке [7]. Формулам (9), (10) соответствуют высокоточные формулы для η, полученные из уравнения (7):

$$\eta^2 - \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{r_s} + \frac{t}{4\psi_s r_s}\right)\eta - \frac{3}{4r_s} + \frac{t}{4\psi_s r_s} + \frac{s - \nu_0}{2\psi_s r_s s^2} = 0, \\ \Omega = \eta - 1, \quad (11)$$

$$\eta^2 - \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{r_s} + \frac{t}{4\psi_s r_s}\right)\eta + \frac{1}{2\psi_s r_s s^2}\left(s - \nu_0 - \frac{t}{2}\right) = 0, \\ \Omega = (\eta(\eta - 1))^{1/2}, \quad (12)$$

где $r_s = R_0/R_s$, $\psi_s = \sigma(R_s 4\pi M_s)$, $t = \omega_0\tau$.

При использовании для кобальта оценок $\hbar/\tau = 0{,}03$ эВ [10], $s = 3{,}6 \cdot 10^{-3}$ [7], $\omega_0 = 4\pi\gamma M_s = 3{,}47 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, $\gamma = (g/2)\gamma_0$, $g = 2{,}18$ [11], $\gamma_0 = 1{,}76 \cdot 10^{11}$ Гц$\cdot$Тл$^{-1}$, $4\pi M_s = 1{,}79$ Тл [11], $R_0 = -0{,}84 \times \times 10^{-10}$ м$^3 \cdot$Кл$^{-1}$, $R_s = 0{,}14 \cdot 10^{-10}$ м$^3 \cdot$Кл$^{-1}$ [12] и $\nu_0 \approx 10^{-4}$ [3] получим $\omega/2\pi = 1{,}3 \cdot 10^{13}$ Гц для частоты ЗСК в области ферромагнитного резонанса. В области ферромагнитного антирезонанса ЗСК в кобальте отсутствует. Коротковолновую границу ферромагнитного резонанса определяет формула $\omega_{\max} = k_{\mathrm{B}} T_c/\hbar$, где k_{B} — постоянная Больцмана, T_c — температура Кюри, $\hbar = h/2\pi$, h — постоянная Планка. При $T_c = 1388$ K [7] для кобальта имеем $\omega_{\max}/2\pi = 3 \cdot 10^{13}$ Гц.

Выводы. 1. Получены формулы для частоты фотонов и напряженности постоянного магнитного поля, определяющие условия существования ЗСК в намагниченном проводнике в геометрии Фарадея.

2. Предсказаны две области существования ЗСК: одна расположена в области ферромагнитного резонанса, а другая — ферромагнитного антирезонанса.

3. Проведена численная оценка частоты фотонов для ЗСК в кобальте.

4. Все приведенные выводы можно распространить как на металлы, так и на полупроводники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ament W. S., Rado G. T. Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals // Phys. Rev. – 1955. – V. 97. – № 4. – P. 1558–1569.
2. Patton C. E. Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals // Czech. J. Phys. – 1976. – V. B26. – P. 925–935.
3. Юрасов Н. И. К теории экстремумов прозрачности проводящих ферромагнетиков в области ФМР. – М., 1983. – 18 с. – Деп. в ВИНИТИ 28.08.1983, № 4667–83.
4. Fraitova D. On the analytical FMR theory in the normal configuration // Phys. Stat. Sol. (b). – 1995. – V. 187. – P. 217–224.
5. Магнетизм и магнитные материалы: Справочник / Под ред. Ф.В. Лисовского, Л.И. Антонова. – М.: Вагриус, 1997.
6. Юрасов Н. И. Зеркальный спектральный кроссовер в намагниченном проводнике // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”. – 2004. – № 4. – С. 124–126.
7. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. – М.: Наука, 1994. – 464 с.
8. Bockstal L., Herlach F. Ferromagnetic relaxation in 3d metals at infrared frequencies in high magnetic fields // J. Condens. Matter. – 1990. – № 2. – P. 7187–7193.
9. Юрасов Н. И., Фадюшин А. Б. Оценки кинетических параметров электронов в ферромагнитных металлах // Тез. докл. XVI Междунар. школы-семинара НМММ. Ч. 1. – М.: УРСС, 1998. – С. 181–182.

10. N i c k l a s s o n G. A., G r a n q v i s t C. G. Optical properties and solar selectivity of coevaporated Co-Al_2O_3 composite films // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 55. – № 9. – P. 3382–3410.
11. F r a i t Z., M a c k f a d e n H. Ferromagnetic resonance in metals. Frequency dependence // Phys. Rev . – 1965. – V. 139. – № 4A. – P. 1173–1180.
12. Ф и з и ч е с к и е величины. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

Статья поступила в редакцию 26.11.2004

Николай Ильич Юрасов родился в 1943 г., окончил в 1966 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана и в 1974 г. Московский инженерно-физический институт. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ в области физики конденсированного состояния: магнитных и кинетических явлений, интерференционных эффектов, квантовой гравитации и устойчивости тяжелых ядер.

N.I. Yurasov (b. 1943) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1966 and Moscow Institute for Engineering and Physics in 1974. Ph.D. (Phys.-Math.), assoc. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 70 publications in the field of condence matter physics (magnetic and kinetic phenomena), interference effects, quantum gravitation and hard atomic nuclew stability.

УДК 621.431.37+621.59

А. И. Л о ш к а р е в, В. В. О н у ф р и е в

ЗАЖИГАНИЕ ОБРАТНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА В БАРИЕВОМ ТЕРМОЭМИССИОННОМ ДИОДЕ

Проведено экспериментальное исследование напряжения зажигания обратного дугового разряда в парах бария. Полученные результаты показали увеличение напряжения зажигания до 1800...2320 В при температурах анода 850...1050 К и находятся в хорошем согласии с разработанной аналитической моделью зажигания обратного дугового разряда.

В работе [1] приведены результаты исследований потенциальных возможностей газотрона с цезиевым наполнением. Показано, что напряжение зажигания обратного дугового разряда составляет $U_{\text{заж}}^{\text{обр}} = 1000\ldots1200$ В при температурах анода $T_{\text{A}} = 600\ldots700$ K. Для обеспечения достаточной эмиссионной способности катода ($j_R = 1$ А/см^2 при $T_{\text{K}} = 1400\ldots1800$ K) давление пара цезия в межэлектродном зазоре (МЭЗ) должно составлять не менее $0{,}03\ldots0{,}04$ торр. Это, в свою