

sd-обменный электронный спиновый резонанс в ферромагнитном металле

Ю. В. Гуляев, Е. А. Вилков¹⁾, П. Е. Зильберман, А. И. Панас

Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 141120 Фрязино, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 2014 г.

Предсказана возможность резонансного поглощения в терагерцевой области, обусловленного *sd*-обменным взаимодействием при падении электромагнитной волны на ферромагнитный металл. Вычислен коэффициент поглощения. Показано, что резонансная частота определяется величиной намагниченности ферромагнетика, а коэффициент поглощения – еще и ориентацией намагниченности относительно плоскости поляризации волны.

DOI: 10.7868/S0370274X14150065

Введение. В последнее время возрос интерес к генерации и детектированию электромагнитных волн терагерцевого (ТГц) диапазона. Был предложен ряд новых методов, в том числе с привлечением таких “новых” материалов, как графен [1, 2] и углеродные нанотрубки [3]. Одним из перспективных направлений представляется использование спиновой инжекции в магнитных переходах [4–7], приводящей к инверсной заселенности спиновых энергетических подзон. К настоящему времени получены экспериментальные результаты, подтверждающие возможность генерации ТГц-излучения с использованием магнитных переходов [8, 9]. В связи с этим возникает интерес к системам, резонансным в ТГц-области, которые могли бы использоваться в качестве приемников ТГц-излучения. Примером здесь может служить магнитный переход ферромагнетик–антиферромагнетик, высокая резонансная частота которого обусловлена сильным обменным взаимодействием между магнитными подрешетками антиферромагнетика [10, 11].

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на существование и возможность использования еще одной ТГц-частоты в магнитных системах. Имеется в виду частота прецессии спинов электронов проводимости вокруг направления намагниченности ферромагнитного металла при наличии *sd*-обменного взаимодействия между электронами проводимости и магнитной решеткой. Эффективное поле такого взаимодействия равно $\alpha\mathbf{M}$, где \mathbf{M} – намагниченность решетки, α – безразмерная константа обмена порядка 10^4 . При намагниченности насыщения $M \sim 10^3$ Гс этому полю соответствует частота прецессии $\Omega =$

$= \gamma\alpha M \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (где γ – гиромагнитное отношение), т.е. частота терагерцевого диапазона.

Резонансное поглощение. Пусть плоско поляризованная электромагнитная волна частоты падает на пленку ферромагнитного металла. Если толщина пленки мала по сравнению с длиной волны и толщиной скин-слоя, то на электроны проводимости эффективно действует однородное переменное магнитное поле $\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 \cos \omega t$. Будем описывать намагниченность электронов $\mathbf{m}(t)$ уравнением прецессии (см., например, [12]):

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} + \gamma\alpha[\mathbf{m} \times \mathbf{M}] + \lambda[\mathbf{m} \times \mathbf{H}(t)] + \frac{\mathbf{m} - \bar{\mathbf{m}}}{\tau} = 0. \quad (1)$$

где $\bar{\mathbf{m}}$ – равновесная намагниченность электронов, τ – время спиновой релаксации.

Выберем систему координат, в которой плоскость (*yz*) совпадает с плоскостью пленки, ось *z* параллельна легкой оси анизотропии и направлению намагниченности решетки \mathbf{M} (а также равновесной намагниченности электронов $\bar{\mathbf{m}}$), а электромагнитная волна падает в направлении оси *x*, так что $\mathbf{H}(t) = \{0, H_y(t), H_z(t)\}$.

Если частота волны ω сравнима с обменной частотой Ω , то она на несколько порядков превосходит частоту ферромагнитного резонанса пленки. В результате намагниченность решетки не успевает следовать за полем волны и сохраняет исходное положение. В то же время вектор намагниченности электронов \mathbf{m} прецессирует вокруг вектора намагниченности решетки \mathbf{M} с частотой ω , что приводит к резонансному поглощению электромагнитной волны на частоте, близкой к Ω .

¹⁾e-vilkov@yandex.ru

В проекциях на оси координат уравнение (1) имеет вид

$$\frac{dm_x}{dt} + \Omega m_y + \gamma[H_z(t)m_y - H_y(t)m_z] + \frac{m_x}{\tau} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dm_y}{dt} - \Omega m_x - \gamma H_z(t)m_x + \frac{m_y}{\tau} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{dm_z}{dt} + \gamma H_y(t)m_x + \frac{m_z - \bar{m}}{\tau} = 0. \quad (4)$$

Уравнения (2)–(4) описывают стандартную ситуацию магнитного резонанса (см., например, [12]), но роль внешнего магнитного поля здесь играет *sd*-обменное поле.

Поскольку выполняется условие $\gamma H_0 \ll \Omega, \tau^{-1}$, можно пренебречь слагаемыми, содержащими произведение компонент поля $H(t)$ и компонент намагниченности m_x, m_y (которые стремятся к нулю при $H_0 \rightarrow 0$), а в произведении $H_y(t)m_z$ заменить m_z на \bar{m} . Тогда установившееся решение уравнений (2)–(4) будет иметь вид

$$m_x = \frac{\gamma \bar{m} \tau \sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}}{\sqrt{(\omega^2 \tau^2 - \Omega^2 \tau^2)^2 + 4\omega^2 \tau^2}} H_{0y} \cos(\omega t + \varphi_x), \quad (5)$$

$$m_y = \frac{\gamma \bar{m} \Omega \tau^2}{\sqrt{(\omega^2 \tau^2 - \Omega^2 \tau^2 - 1)^2 + 4\omega^2 \tau^2}} H_{0y} \cos(\omega t + \varphi_y), \quad (6)$$

$$m_z = \bar{m}, \quad (7)$$

$$\varphi_x = -\arctg \frac{\omega \tau (\omega^2 \tau^2 - \Omega^2 \tau^2 + 1)}{\omega^2 \tau^2 + \Omega^2 \tau^2 + 1}, \quad (8)$$

$$\varphi_y = \arctg \frac{2\omega \tau}{\omega^2 \tau^2 - \Omega^2 \tau^2 - 1}. \quad (9)$$

Амплитуда прецессии максимальна на резонансной частоте

$$\omega_{\text{rez}} = \sqrt{\Omega^2 - \frac{1}{\tau^2}}. \quad (10)$$

Добротность системы равна

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\Omega^2 \tau^2 + 1}. \quad (11)$$

Мощность, поглощаемая в единице объема, определяется соотношением [13]

$$W = - \left\langle \mathbf{m} \frac{d\mathbf{H}(t)}{dt} \right\rangle, \quad (12)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по времени. Имеем

$$W = \frac{\gamma \bar{m} \Omega \omega^2 \tau^3 H_0^2 \sin^2 \theta}{(\omega^2 \tau^2 - \Omega^2 \tau^2 - 1)^2 + 4\omega^2 \tau^2}, \quad (13)$$

где θ – угол между векторами \mathbf{M} и \mathbf{H}_0 .

Линейный коэффициент поглощения электромагнитной волны равен

$$\Gamma = \frac{8\pi W}{c H_0^2}, \quad (14)$$

где c – скорость света.

При $\Omega, \omega \gg \tau^{-1}$ и выполнении условия резонанса ($\omega = \Omega$) имеем

$$\Gamma_{\text{rez}} = \frac{2\pi}{c} \gamma \bar{m} \Omega \tau \sin^2 \theta. \quad (15)$$

При значениях параметров $\bar{m} \sim M \sim 10^3$ Гс, $\Omega \sim 10^{14}$ с $^{-1}$ и $\tau \sim 10^{-12}$ с получаем следующие характеристики резонанса: $\Gamma_{\text{rez}} \approx 200$ см $^{-1}$, $Q \approx 50$. Резонансная частота определяется величиной намагниченности ферромагнетика, а коэффициент поглощения – также еще и ориентацией намагниченности относительно плоскости поляризации волны.

Заключительные замечания. Полученные оценки показывают возможность применения резонансного эффекта для определения характера поляризации волны, а также для исследования распределения вектора намагниченности в пленке, в частности для изучения доменной структуры. Интересным применением могло бы стать непосредственное определение константы *sd*-обменного взаимодействия α по измеренным значениям резонансной частоты и намагниченности.

Кроме того, данный эффект может быть применен для частотной фильтрации в терагерцевом диапазоне, т.е. для выделения одной спектральной компоненты из сигнала с широким спектром. Подобные сигналы недавно наблюдались в магнитных переходах. Они возникали в результате развития турбулентности излучаемых электромагнитных волн [14].

Авторы признательны Г.М. Михайлову, С.Г. Чигареву и Э.М. Эпштейну за полезные обсуждения. Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 10-02-00030-а и 13-02-12427).

1. S. A. Mikhailov, arXiv:1203.3983v1 [cond-mat.mes-hall].
2. L. Vicarelli, M. S. Vitiello, D. Coquillat, A. Lombardo, A. C. Ferrari, W. Knap, M. Polini, V. Pellegrini, and A. Tredicicci, arXiv: 1203.3232v1 [cond-mat.mes-hall].
3. S. S. Abukari, S. Y. Mensah, N. G. Mensah, K. W. Adu, M. Rabin, K. A. Pompreh, and A. Twum, arXiv: 1202.4618v1 [cond-mat.mes-hall].
4. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, РЭ **48**(9), 1030 (2003).

5. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Europhys. Lett.* **67**(6), 948 (2004).
6. A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Low Temp. Phys.* **31**(3, 4), 352 (2005).
7. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Крикунов, А. И. Панас, С. Г. Чигарев, Э. М. Эпштейн, *Письма в ЖЭТФ* **85**(3), 192 (2007).
8. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, Э. М. Эпштейн, *Письма в ЖЭТФ* **93**(5), 289 (2011).
9. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, Э. М. Эпштейн, *РЭ* **57**(3), 359 (2012).
10. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, *ЖЭТФ* **141**(2), 335 (2012).
11. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, В. Д. Котов, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, Э. М. Эпштейн, *РЭ* **57**(8), 888 (2012).
12. Ч. Сликтер, *Основы теории магнитного резонанса*, Мир, М. (1967), с. 30.
13. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967), с. 90.
14. Ю. В. Гуляев, Е. А. Вилков, П. Е. Зильберман, Г. М. Михайлов, А. В. Черных, С. Г. Чигарев, *Письма в ЖЭТФ* **99**(9), 591 (2014).