

05,09

Динамика намагниченности, индуцированная фемтосекундными оптическими импульсами в эпитаксиальных пленках феррита-граната вблизи края зоны поглощения

© И.В. Савочкин¹, М.А. Кожаев^{2,3,¶}, А.И. Чернов^{2,3}, А.Н. Кузьмичев^{2,4},
А.К. Звездин²⁻⁴, В.И. Белотелов^{1,2}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

² Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий
(Российский квантовый центр),
Москва, Сколково, Россия

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

⁴ Московский физико-технический институт
(Государственный университет),
Долгопрудный, Россия

¶ E-mail: mikhailkozhaev@gmail.com

(Поступила в Редакцию 26 октября 2016 г.)

Проведено экспериментальное исследование особенностей динамики намагниченности, индуцированной лазерными импульсами в пленках ферритов-гранатов при перестройке несущей частоты импульсов в диапазоне вблизи границы зоны поглощения. Выявлено, что при увеличении частоты накачки зависимость амплитуды наблюдаемого сигнала от энергии накачки становится немонотонной. При этом энергия накачки, соответствующая максимуму амплитуды сигнала, и максимальная амплитуда сигнала уменьшаются. Более того, при частотах накачки в зоне поглощения амплитуда сигнала начинает убывать с ростом энергии накачки. Возможными причинами наблюдаемых явлений служат генерация магнитостатических спиновых волн, а также эффект сверхбыстрого оптически индуцированного размагничивания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-32-00010).

DOI: 10.21883/FTT.2017.05.44375.401

1. Введение

Управление состоянием намагниченности на пико- и фемтосекундных временных масштабах является важной задачей как фундаментальной, так и прикладной физики. До сих пор нет полной физической картины явлений на столь коротких временных интервалах, поскольку они сравнимы с характерными временами таких фундаментальных взаимодействий, как спин-орбитальное и обменное [1]. С другой стороны, сверхбыстрое управление намагниченностью необходимо для повышения быстродействия устройств магнитной памяти [2,3]. В связи с этим оптические методы управления намагниченностью материала очень перспективны.

Среди различных механизмов, позволяющих воздействовать на состояние намагниченности образца [4–9], особое место занимает обратный эффект Фарадея. Данный эффект заключается в намагничивании вещества при облучении его световой волной, обладающей круговой поляризацией. Это явление можно описать эффективным магнитным полем \mathbf{H}_F , которое действует на образец в области засветки и направлено вдоль волнового вектора излучения. Исходя из термодинамического подхода можно получить следующее выражение для

поля \mathbf{H}_F [10,11]:

$$\mathbf{H}_F = -a \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \text{Im}([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]), \quad (1)$$

где a — коэффициент магнитооптического взаимодействия, ε_0 — электрическая постоянная, μ_0 — магнитная постоянная, \mathbf{E} — напряженность электрического поля световой волны в материале. Таким образом, направление \mathbf{H}_F зависит от киральности поляризации.

Впервые обратный эффект Фарадея был обнаружен в парамагнетиках [12]. Для наблюдения этого эффекта в магнитоупорядоченных материалах в работах [13–16] были использованы лазерные импульсы, что позволило изучить динамику намагниченности, возникающую при оптическом воздействии.

Хотя уравнение (1) получено в предположении, что в изучаемой среде отсутствует поглощение света, обратный эффект Фарадея должен проявляться и в случае, когда частота оптической накачки приближается к зоне поглощения материала. Однако ранее этот вопрос специально не рассматривался. В настоящей работе экспериментально исследованы особенности обратного эффекта Фарадея при переходе частоты оптической накачки из зоны прозрачности в зону поглощения магнетика.

2. Эксперимент

В работе использована магнитная пленка феррита-граната толщиной $5.0\ \mu\text{m}$, полученная методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (111). Для усиления магнитооптических эффектов в состав образца включены ионы висмута: $(\text{Bi}_{0.9}\text{Lu}_{1.4}\text{Tm}_{0.4}\text{Y}_{0.2}\text{Sm}_{0.1})(\text{Fe}_{4.6}\text{Ga}_{0.4})\text{O}_{12}$.

В качестве источника оптических импульсов использован лазер Newport Mai Tai HP Ti:Sapphire вместе с параметрическим генератором Spectra-Physics Inspire Auto 100, испускающий импульсы продолжительностью $200\ \text{fs}$ с частотой повторения $80\ \text{MHz}$. При этом существует возможность генерации двух коррелированных импульсов на различных несущих частотах. В данных экспериментах частота одного из импульсов перестраивалась в пределах от 1.91 до $2.48\ \text{eV}$ (энергия фотона), а частота второго импульса была фиксирована и составляла $1.51\ \text{eV}$. Первый импульс (импульс накачки) имел относительно большую мощность и служил для возбуждения динамики намагниченности. Второй импульс (импульс зондирования) с мощностью в десятки раз меньшей, чем у импульса накачки, имел линейную поляризацию. Он посылался на образец с некоторой задержкой по времени и служил для наблюдения за намагниченностью за счет прямого эффекта Фарадея. Углы падения импульсов на образец составляли 17° . Оба импульса были сфокусированы на поверхности пленки в пятно диаметром около $7\ \mu\text{m}$.

Поляризация импульсов накачки модулировалась от левой (σ^+) до правой (σ^-) круговой поляризации, что позволило найти разностный сигнал от воздействия этих двух импульсов и тем самым избавиться от других эффектов, не связанных с обратным эффектом Фарадея (рис. 1).

Из спектра оптического пропускания образца следует, что край зоны поглощения находится в районе

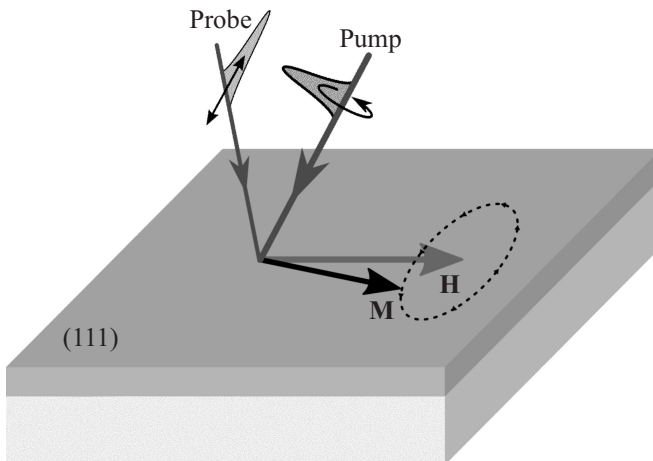


Рис. 1. Схема эксперимента.

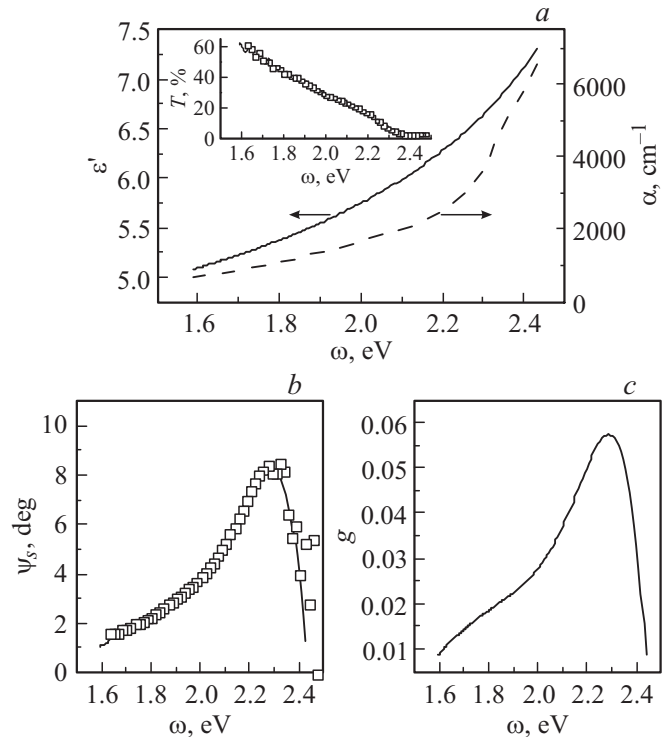


Рис. 2. Спектры действительной части диэлектрической проницаемости (сплошная линия), показателя поглощения (штриховая линия) и коэффициента пропускания (на вставке) (a), угла Фарадея (b) и величины гирации (c). Линии — расчет, точки — экспериментальные данные. ψ_F — угол Фарадея для намагниченной до насыщения пленки.

$\omega = 2.34\ \text{eV}$ (рис. 2, a), поэтому выбранный в эксперименте диапазон несущей частоты импульса накачки покрывает как область относительно малых оптических потерь, так и область поглощения. Коэффициент поглощения растет с увеличением частоты (рис. 2, a). При приближении к зоне поглощения угол Фарадея и величина гирации также возрастает и достигает максимума при $\omega = 2.25\ \text{eV}$, что попадает в выбранный диапазон частот (рис. 2, b, c).

3. Результаты и обсуждение

Вид наблюдаемой зависимости угла Фарадея от времени свидетельствует о возбуждении прецессии намагниченности во внешнем магнитном поле (рис. 3). Однако зависимости наблюдаемых сигналов от интенсивности импульсов накачки J для разных несущих частот накачки имеют значительно различающийся характер. Так, в области относительно малого оптического поглощения пленки (при $\omega = 1.91\ \text{eV}$) амплитуда прецессии монотонно растет с увеличением J (рис. 3, a). При $J < 0.6\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ амплитуда прецессии прямо пропорциональна интенсивности излучения. При больших значениях интенсивности рост становится нелинейным и немонотонным.

Вблизи края зоны поглощения (при $\omega = 2.25$ eV) характер этой зависимости кардинально меняется: амплитуда прецессии достигает максимума при $J_m = 0.33$ mJ/cm², а затем убывает (рис. 3, b). При $J > 0.9$ mJ/cm² амплитуда прецессии становится слишком малой и сравнимой с уровнем шума.

Возбуждая прецессию намагниченности импульсами накачки с несущей частотой от 1.91 до 2.48 eV, можно получить более полную картину данного явления (рис. 4). При этом аппроксимируем наблюдаемый сигнал затухающей гармонической функцией: $\psi = \psi_0 e^{-t/\tau} \sin(2\pi f t + \phi)$, где ψ_0 — амплитуда, τ — время затухания, f — частота, а ϕ — начальная фаза осцилляций угла Фарадея.

Из рис. 4 следует, что J_m зависит от несущей частоты накачки: при увеличении частоты J_m уменьшается. В области поглощения при $\omega = 2.36$ eV $J_m = 0.22$ mJ/cm², а при $\omega = 2.48$ eV максимум вообще не наблюдается и зависимость $\psi_0(J)$ становится убывающей. Кроме того, с ростом частоты максимальная амплитуда сигнала ψ_m также уменьшается.

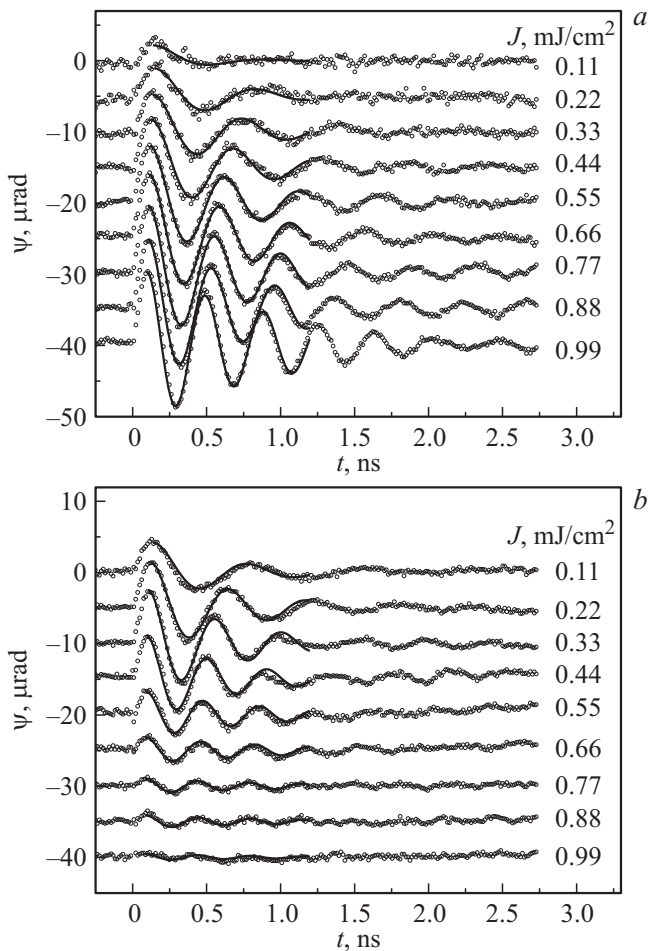


Рис. 3. Прецессия намагниченности при возбуждении импульсами накачки $\omega = 1.91$ (a) и 2.25 eV (b) с различной плотностью энергии (от 0.11 до 0.99 mJ/cm²). Внешнее магнитное поле $H = 890$ Oe.

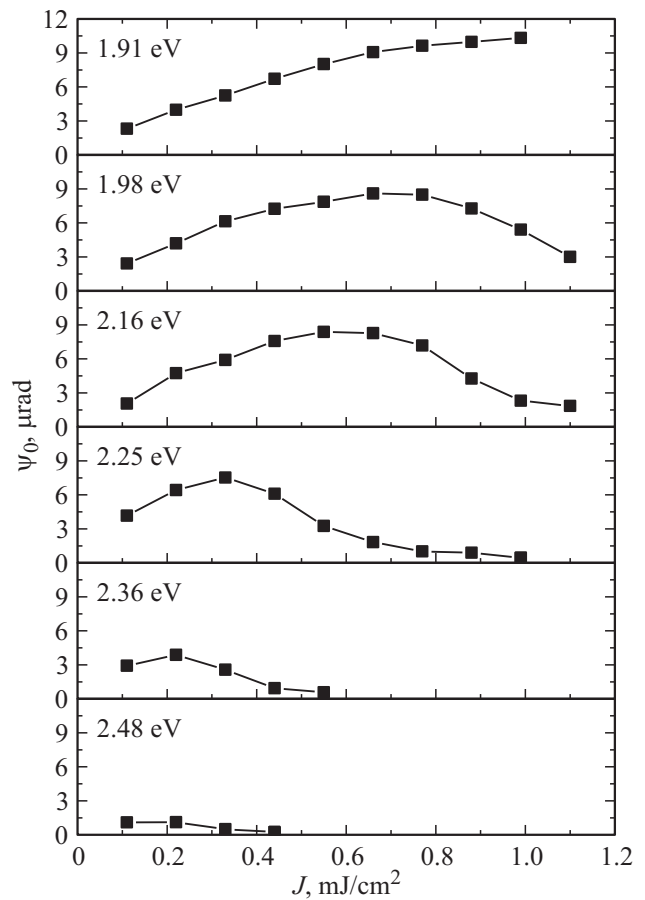


Рис. 4. Зависимости амплитуды осцилляций угла Фарадея от плотности энергии накачки при различных ω (от 1.91 до 2.48 eV). Внешнее магнитное поле $H = 890$ Oe.

С изменением J меняется не только амплитуда прецессии, но и ее частота и время затухания. Однако в отличие от $\psi_0(J)$ зависимости $f(J)$ и $\tau(J)$ монотонные: и частота, и время затухания возрастают с ростом энергии накачки при любой частоте накачки из рассматриваемого диапазона.

Рассмотрим теоретическую модель наблюдаемых явлений. Эффективное магнитное поле обратного эффекта Фарадея действует на намагниченность только во время прохождения оптического импульса через образец, т.е. в течение времени Δt около 200 fs. Период ферромагнитного резонанса превосходит это значение на несколько порядков величины. Поэтому для пленки, намагниченной до состояния насыщения в плоскости, максимальный угол отклонения намагниченности θ_0 под действием поля H_F определяется выражением $\theta_0 = \gamma \left(1 + \frac{H_a}{H}\right)^{-1/2} H_F \Delta t$, где γ — гиромагнитное отношение, H — внешнее магнитное поле, $H_a = 4\pi M_s - 2K_U/M_s$, M_s — намагниченность насыщения, K_U — константа одноосной анизотропии. В результате отклонения намагниченности от положения равновесия возникает ее прецессия относительно внешнего поля H с частотой $\omega = \gamma \sqrt{H(H + H_a)}$. Вследствие

диссипативных механизмов амплитуда угла выхода намагниченности из плоскости уменьшается со временем: $\theta = \theta_0 e^{-t/\tau} \sin 2\pi f t$, где τ — время затухания прецессии. Возникающая динамика намагниченности приводит к осцилляциям угла Фарадея ψ импульса зондирования, так как $\psi = \kappa M \theta$, где κ — магнитооптический коэффициент, а также учтено, что $\theta \ll 1$.

С другой стороны, согласно (1), в случае света, обладающего круговой поляризацией, величина эффективного магнитного поля $H_F = \frac{2a}{c\mu_0\Delta t} T_1 J$, где T_1 — коэффициент оптического прохождения через границу раздела воздух/магнитная пленка, c — скорость света, μ_0 — магнитная постоянная. В итоге получаем, что наблюдаемый угол Фарадея зависит от плотности энергии накачки следующим образом:

$$\psi = \frac{2\kappa\gamma T_1}{c\mu_0} \left(1 + \frac{H_a}{H}\right)^{-1/2} M J e^{-t/\tau} \sin 2\pi f t. \quad (2)$$

Если считать, что все параметры, входящие в выражение для амплитуды угла Фарадея, не зависят от энергии накачки, то получим, что величина ψ_0 прямо пропорциональна J . Однако из экспериментальных данных следует нелинейная зависимость. Это может быть объяснено тем, что сфокусированный импульс накачки генерирует магнитостатические спиновые волны [17,18]. Спиновые волны приводят к уменьшению намагниченности, усредненной по области наблюдения (области фокусировки зондирующего импульса). При этом их амплитуда зависит от энергии накачки. Разлагая эту зависимость в ряд по степеням J и оставляя только линейный член, получаем, согласно (2), что $\psi(J)$ имеет параболический вид $\psi(J) = c_1 J - c_2 J^2$.

Однако учет спиновых волн не объясняет полностью наблюдаемые явления. В частности, поведение функции $\psi(J)$ при приближении несущей частоты импульсов накачки к зоне поглощения отличается от параболического закона. При этом энергия накачки, при которой наблюдается отклонение от параболической зависимости, уменьшается с ростом частоты. Так, при частоте накачки $\omega = 2.16$ eV параболический закон нарушается при плотностях энергии $J > 0.9$ mJ/cm². В то же время при частоте накачки $\omega = 2.36$ eV это происходит уже начиная с $J = 0.35$ mJ/cm².

Поскольку эти значения частоты близки к краю запрещенной зоны феррита-граната, возможно, наблюдаемый эффект имеет ту же природу, что и явление сверхбыстрого оптически индуцированного размагничивания, ранее обнаруженное в металлах [19–23]. Оптическое излучение на временах порядка нескольких фемтосекунд создает горячие электроны в зоне проводимости, энергия которых передается спиновой подсистеме, возникает хаотизация, и намагниченность материала M падает [23]. Согласно (2), это приводит к уменьшению амплитуды осцилляций угла Фарадея при больших интенсивностях накачки. При этом роль данного фактора становится наиболее заметной при приближении несущей частоты

накачки к зоне поглощения. Наряду с этим уменьшается и максимальная амплитуда угла Фарадея ψ_m : при $\omega = 1.984$ eV $\psi_m = 8.56$ μ rad, а при $\omega = 2.36$ eV $\psi_m = 3.87$ μ rad.

4. Заключение

В работе экспериментально исследованы особенности динамики намагниченности, индуцированной лазерными импульсами в пленках ферритов-гранатов. При этом перестраивалась несущая частота импульсов накачки в диапазоне вблизи границы зоны поглощения. Обнаружена немонотонность зависимости амплитуды наблюдаемого сигнала от энергии накачки. Оптимальная энергия накачки и максимальная амплитуда сигнала уменьшаются с ростом частоты накачки. Наблюдаемые закономерности могут быть объяснены возбуждением магнитостатических спиновых волн, а также явлением сверхбыстрого оптически индуцированного размагничивания, которое до сих пор наблюдалось только для металлов. Увеличивая несущую частоту импульсов накачки, удалось проследить плавный переход из области частот, где исследуемый материал практически прозрачен, в область со значительным поглощением, где эффект оптически индуцированного размагничивания преобладает.

Список литературы

- [1] A.H.M. Reid, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, J.F. Gregg, T. Rasing. Phys. Rev. Lett. **105**, 107402 (2010).
- [2] M.L. Plumer, J. van Ek, W.C. Cain. arXiv:1201.5543 (2012).
- [3] A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands. Nature Phys. **11**, 453 (2015).
- [4] A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, T. Rasing. Phys. Rev. Lett. **99**, 167205 (2007).
- [5] A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, T. Rasing. Phys. Rev. B **78**, 104301 (2008).
- [6] K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing. Phys. Rev. Lett. **103**, 117201 (2009).
- [7] F. Atoneche, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kirilyuk, T. Rasing. Phys. Rev. B **81**, 214440 (2010).
- [8] V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. B **86**, 155133 (2012).
- [9] T.-M. Liu, T. Wang, A.H. Reid, M. Savoini, X. Wu, B. Koene, P. Granitzka, C.E. Graves, D.J. Higley, Z. Chen, G. Razinskas, M. Hantschmann, A. Scherz, J. Stohr, A. Tsukamoto, B. Hecht, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing, H.A. Durr. Nano Lett. **15**, 6862 (2015).
- [10] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 624 с.
- [11] А.В. Кимель, А.К. Звездин. ФНТ **41**, 878 (2015).
- [12] J.P. van der Ziel, P.S. Pershan, L.D. Malmstrom. Phys. Rev. Lett. **15**, 190 (1965).
- [13] A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, T. Rasing. Nature **435**, 655 (2005).

- [14] T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, K. Kuroda. *Nature Photon.* **6**, 662 (2012).
- [15] F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing. *Phys. Rev. B* **73**, 14421 (2006).
- [16] M. Deb, M. Vomit, J.-L. Rehspringer, J.-Y. Bigot. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 252404 (2015).
- [17] А.И. Чернов, М.А. Кожаев, П.М. Ветошко, Д.В. Додонов, А.Р. Прокопов, А.Г. Шумилов, А.Н. Шапошников, В.Н. Бержанский, А.К. Звездин, В.И. Белотелов. *ФТТ* **58**, 1093 (2016).
- [18] М.А. Кожаев, А.И. Чернов, И.В. Савочкин, А.Н. Кузьмичев, А.К. Звездин, В.И. Белотелов. *Письма в ЖЭТФ* **104**, 851 (2017).
- [19] E. Beaurepaire, G.M. Turner, S.M. Harrel, M.C. Beard, J.-Y. Bigot, S.A. Schmuttenmaer. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3465 (2004).
- [20] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
- [21] M. van Kampen, C. Jozsa, J.T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W.J.M. de Jonge, B. Koopmans. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 227201 (2002).
- [22] М.Б. Агрант, С.И. Ашитков, А.Б. Грановский, Г.И. Рукман. *ЖЭТФ* **86**, 1376 (1984).
- [23] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).