

УДК 537.9:534-16:534-8:537.635:537.622.6

РЕЗОНАНСНАЯ СПИНОВАЯ НАКАЧКА В АКУСТИЧЕСКОМ СВЧ-РЕЗОНАТОРЕ СО СТРУКТУРОЙ ZnO-ГГГ-ЖИГ/Pt

© 2019 г. Н. И. Ползикова^{1, *}, С. Г. Алексеев¹, В. А. Лузанов², А. О. Раевский²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук”, Москва, Россия

²Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки “Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук”, Фрязино, Россия

*E-mail: polz@cplire.ru

Поступила в редакцию 07.09.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

Построена теория для описания акустической спиновой накачки в резонаторе объемных акустических волн со структурой ZnO-ЖИГ-ГГГ-ЖИГ/Pt, учитывающая обменный вклад в формирование спектра связанных магнитоупругих волн и обратное влияние акустически возбужденной магнитной динамики в пленках ЖИГ на упругую подсистему во всех слоях. Получено хорошее соответствие теоретических и экспериментальных частотно-полевых зависимостей резонансных частот резонатора и величины напряжения обратного спинового эффекта Холла в Pt.

DOI: 10.1134/S0367676519070329

В магнитоэлектрических композитных структурах, содержащих пьезоэлектрические и ферро(ферри)магнитные (ФМ) слои, ферромагнитный резонанс (ФМР) или спиновые волны (ADSW – acoustically driven spin waves) могут возбуждаться с помощью переменного электрического поля за счет пьезоэффекта и магнитострикции в соответствующих слоях. Поскольку такое электроакустическое возбуждение спиновой динамики не требует приложения переменных магнитных полей и создающих их токов, то устройства на основе ADSW могут работать с низким энергетическим потреблением. В частности, ADSW перспективны для применения в области микроволновой спинтроники для создания акустической спиновой накачки (АСН) – преобразования спинового углового момента ADSW в постоянный спиновый ток (СТ) на границе ФМ с немагнитным металлом [1–3].

Недавно для создания эффективной АСН нами был предложен магнитоэлектрический спинтронный резонатор объемных акустических волн (АВ) со структурой железиттриевый гранат (ЖИГ)/Pt (см. рис. 1) [4, 5]. Пленочный пьезопреобразователь (2-1-2) возбуждает в гигагерцовом диапазоне частот f высокие ($n \sim 500$) моды резонатора f_n с межмодовым расстоянием $\Delta f_n \sim 2\text{--}3$ МГц [6]. В магнитном поле \vec{H} , соответствующем магнито-

упругому резонансу (МУР), накопленная упругая энергия эффективно передается в магнитную подсистему, что приводит к возбуждению ADSW в пленках ЖИГ 3, 5. Как было показано в предыдущих работах [7–9], частоты $f_n(H)$ испытывают сдвиг и расщепление при изменении поля вблизи МУР, что является следствием обратного действия ADSW на упругую подсистему всех слоев. Таким образом, по изменению частотной зависимости коэффициента отражения S_{11} под действием магнитного поля возможно опосредованное детектирование ADSW с помощью пьезопреобразователя.

Другим способом электрического детектирования ADSW является измерение постоянного напряжения в немагнитном металле, непосредственно контактирующем с ФМ. На границе пленки ЖИГ с немагнитным металлом (Pt) происходит преобразование спинового углового момента ADSW в постоянный СТ \vec{j}_s , т.е. создается спиновая накачка [10]. Детектирование СТ происходит в результате его конвертации в ток проводимости за счет обратного спинового эффекта Холла (inverse spin Hall effect – ISHE) [11]. Таким образом, измеряя постоянное напряжение U_{ISHE} на концах полоски Pt (рис. 1), можно непосредственно детектировать ADSW и создаваемые ими СТ.

В работе [5] в результате одновременного частотно-полевого сканирования коэффициента отражения S_{11} и напряжения U_{ISHE} нами была обнаружена значительная асимметрия поведения $U_{\text{ISHE}}(f, H)$ относительно частоты МУР, которая не наблюдается в зависимости $S_{11}(f, H)$. Это является отражением качественного отличия упомянутых выше характеристик ADSW. А именно, зависимость $S_{11}(f, H)$ является опосредованной и интегральной характеристикой, отражающей изменение набегов фаз АВ по толщине ФМ-слоев в результате изменения дисперсионной характеристики (и фазовой скорости) в области МУР. Зависимость $U_{\text{ISHE}}(f, H)$ несет информацию о прецессии намагниченности непосредственно на границе ФМ/Pt.

В данной работе построена теоретическая модель, описывающая генерацию ADSW и СТ в системе ЖИГ/Pt с помощью пьезоэлектрического преобразователя в условиях двойного резонанса: МУР в пленке ЖИГ и чисто упругого резонанса во всей многослойной структуре резонатора АВ. При этом учтены: вклад неоднородного обмена в формирование спектра связанных магнитоупругих волн в пленках ЖИГ; соответствующие граничные условия и особенности пьезоэлектрического возбуждения резонатора. Результаты расчета $U_{\text{ISHE}}(f, H)$ и $S_{11}(f, H)$ позволяют получить качественное и количественное соответствие с экспериментальными данными. Рассмотрено влияние толщины пленок ЖИГ на указанные зависимости.

Мы используем линейное и одномерное приближения, полагая, что все переменные величины зависят от координаты x и времени t как $\exp[i(k^{(j)}x - 2\pi ft)]$, где $k^{(j)}$ – волновое число в j -м слое. В немагнитных слоях решение волновых уравнений для упругих смещений $u_z^{(j)}$ дает связь $k^{(j)} = \pm(2\pi f/V^{(j)})$, где $V^{(j)} = \sqrt{C^{(j)}/\rho^{(j)}}$ – фазовая скорость сдвиговой АВ в среде с плотностью $\rho^{(j)}$ и упругим модулем $C^{(j)}$. В ФМ слоях (индексы $j = 3, 5$ далее опускаем) учитывается магнитоупругий вклад в плотность энергии, что приводит к связи уравнений движения для u_z и для переменной намагниченности $\vec{m} = (m_x, m_y, 0)$. В результате решения этих уравнений получается секулярное уравнение для связанных волн $(f^2 - f_{\text{AB}}^2)(f^2 - f_{\text{CB}}^2) = \xi f_{\text{FM}} f_{\text{AB}}^2$ [8, 9, 12–14]. Здесь сомножители левой части представляют собой законы дисперсии для невзаимодействующих АВ и спиновой волны (СВ), $\xi = B_2^2/(4\pi C M_0^2)$ – параметр их взаимодействия, зависящий от константы магнитоупругости B_2 (см. [12]), $2\pi f_{\text{AB}} = kV$, $f_{\text{CB}}^2 = f_H(f_M + f_H)$, $f_H = \gamma(H + Dk^2)$, $f_M = \gamma 4\pi M_0$, M_0, D и $\gamma \approx 2.8$ МГц/Э – намагниченность насыщения, обменная жест-

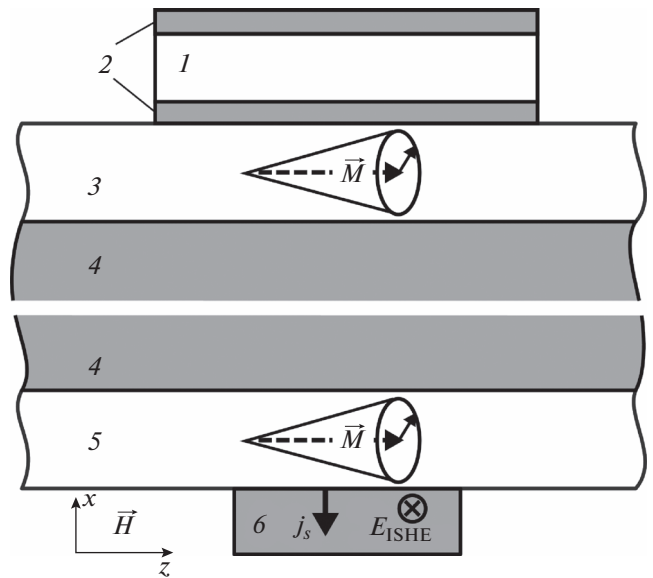


Рис. 1. Схема резонатора: 1 – пленка ZnO, 2 – электроды из Al толщиной 0.15–0.2 мкм с диаметрами в области перекрытия $a = 170$ мкм, 3, 5 – эпитаксиальные пленки ЖИГ, 4 – монокристаллическая подложка из ГГГ, 6 – тонкая пленка Pt, сформированная в виде полосы с направлением, перпендикулярным плоскости рисунка. Постоянное электрическое поле \vec{E}_{ISHE} создает электрическое напряжение $U_{\text{ISHE}} = (\vec{E}_{\text{ISHE}}\vec{a})$.

кость и гиромангнитное отношение. Из условий фазового синхронизма АВ и СВ находятся условия МУР: $(f, k) = (f_{\text{МУР}}, k_{\text{МУР}})$. Общее решение для смещения и намагниченности записывается в виде $(u_z, m_{x,y}) = \sum (1, \alpha_{l,x,y}) A_l \exp(ikx)$, где $k_l = \pm |k_{1,2,3}|$ – корни кубического секулярного уравнения.

Решения уравнений движения во всех слоях должны удовлетворять граничным условиям непрерывности упругих смещений и напряжений, а также дополнительным условиям на намагниченность на границах ФМ слоев (здесь – $\partial m_{x,y}/\partial x = 0$). Из решения полученных уравнений можно выразить все амплитудные коэффициенты через переменное напряжение, подаваемое на электроды 2 от внешнего источника, и получить пространственное распределение всех переменных величин, а также выражение для комплексного коэффициента отражения от преобразователя $S_{11}(f, H)$.

Рассмотрим теперь акустическую спиновую накачку. Усредненная по периоду волны плотность СТ может быть записана в виде $\vec{j}_s \propto g_r \theta^2 \vec{n}$, где \vec{n} – нормаль к нижней поверхности ЖИГ, $\theta = \sqrt{\text{Im} [m_x^*(x_5) m_y(x_5) / M_0^2]}$ – угол конуса прецессии намагниченности (см. рис. 1) и g_r – параметр, характеризующий s – d обменное взаимодействие на интерфейсе ЖИГ/Pt [10]. Детектирование СТ

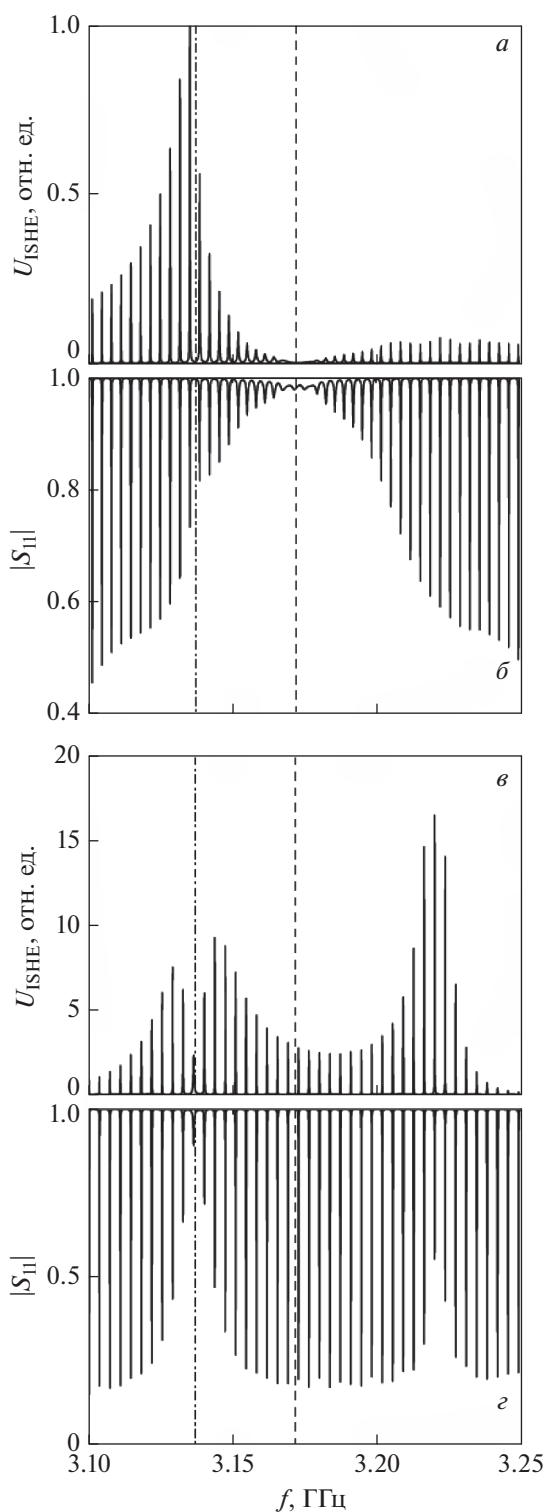


Рис. 2. Частотные зависимости: *a, в* – нормированного сигнала постоянного напряжения U_{ISHE} , *б, з* – модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ при постоянном магнитном поле $H_0 = 744$ Э и при толщинах пленки ЖИГ $s = 31$ мкм (*a, б*) и $s = 0.4$ мкм (*в, з*). Штриховые линии соответствуют частоте $f_{\text{МУР}}$, штрихпунктирные – частоте $f_{\text{ФМР}}$.

происходит за счет ISHE в Pt с характерным угловым параметром θ_{SH} [11]. Поскольку θ_{SH} и g_r характеризуют материал спинового детектора (Pt) и интерфейса ЖИГ/Pt и их можно считать константами, не зависящими от частоты, поля и толщин слоев, то напряжение на полоске Pt находится как $U_{\text{ISHE}} \propto (g_r \theta_{\text{SH}})^2 \propto \theta^2$. Таким образом, функциональные зависимости эффективности АСН определяются только углом конуса прецессии, который мы вычисляем, используя результаты линейной теории для компонент $m_{x,y}$.

На рис. 2 показаны частотные зависимости U_{ISHE} (*a, в*) и $|S_{11}|$ (*б, з*) при постоянном магнитном поле $H_0 = 744$ Э для двух односторонних структур (пленка ЖИГ 3 отсутствует) с различными толщинами пленки 5. Материальные параметры слоев резонатора соответствуют экспериментальным [5]. Различие частот $f_{\text{МУР}}$ и $f_{\text{ФМР}} \equiv f_{\text{СВ}}(k=0)$ является следствием учета неоднородного обмена и составляет 30 МГц, что сравнимо с величиной магнитоупругой щели $\sqrt{\xi f_H f_M}$ и на порядок превышает Δf_n . Значительная асимметрия зависимости $U_{\text{ISHE}}(f, H_0)$ (см. рис. 2*a*) относительно $f_{\text{МУР}}(H_0)$ аналогична наблюдавшейся ранее в эксперименте. Частота f_0 , соответствующая максимуму огибающей $U_{\text{ISHE}}(f, H_0)$, расположена чуть ниже частоты $f_{\text{ФМР}}$ (примерно на 1 МГц), что соответствует результатам других теоретических работ (см., например, [14]). Характерно, что в поведении $|S_{11}(f, H_0)|$ (см. рис. 2*б*) не обнаружено качественных отличий при отстройке частоты ниже или выше частоты $f_{\text{МУР}}(H_0)$. Подгонка рассчитанных и экспериментальных зависимостей U_{ISHE} и $|S_{11}|$ от частоты и магнитного поля приводит к следующим характерным величинам констант: $B_2 = 4 \cdot 10^6$ эрг \cdot см $^{-3}$, $D = 4.46 \cdot 10^{-9}$ Э \cdot см 2 . Для намагниченности получаем $4\pi M_0 = 955$ Гс, что также характерно для легированного ЖИГ, использованного в эксперименте [5].

Анализ влияния толщины s ФМ-пленки на эффективность спиновой накачки показал, что при уменьшении s от исходного значения 31 мкм до ~ 0.2 мкм величина максимума $U_{\text{ISHE}}(f_0, s)$ увеличивается более чем на порядок, а затем резко уменьшается. Отметим, что в диапазоне толщин $0.15 \text{ мкм} < s < 2-3 \text{ мкм}$ возникают дополнительные частотные области локализации максимумов $U_{\text{ISHE}}(f_k, s)$. Вследствие неоднородного характера возбуждающего эффективного магнитного поля упругой природы высшие моды СВР (как четные, так и нечетные) могут возбуждаться с эффективностью, сравнимой с эффективностью основной моды. Пример такого возбуждения для пленки ЖИГ толщиной 0.4 мкм показан на рис. 2*в, з*. Эффективность возбуждения СВР на частоте $f_1 \approx$

≈ 3.22 ГГц даже превышает эффективность возбуждения на частотах вблизи f_0 .

Построена самосогласованная теория для расчета спектров составного магнитоэлектрического резонатора объемных АВ и вычисления постоянного напряжения, обусловленного комбинацией двух эффектов: акустической спиновой накачки и ISHE. В результате получено качественное и количественное соответствие между расчётными и экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной поддержке грантами РФФИ №№ 16-07-01210, 17-07-01498.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Uchida K., An T., Kajiwara Y. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. № 21. Art. № 212501.
2. *Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M. et al.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. № 13. Art № 134415.
3. *Weiler M., Huebl H., Goerg F.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 17. Art. № 17660.
4. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I. et al.* // AIP Adv. 2016. V. 6. № 5. Art. № 056306.
5. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I. et al.* // AIP Adv. 2018. V. 8. № 5. Art. № 056128.
6. *Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Polzikova N.I.* // Proc. 2008 IEEE Ultrasonic Symp. (New York, 2008). P. 439.
7. *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I. et al.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 17. P. 17C704.
8. *Ползикова Н.И., Раевский А.О., Горемыкина А.С.* // Радиотехн. и электроника. 2013. Т. 58. № 1. С. 97.
9. *Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Раевский А.О.* // ФТТ. 2018. Т. 60. № 11. С. 2170.
10. *Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 11. Art. № 117601.
11. *Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. № 18. Art. № 182509.
12. *Kittel C.* // Phys. Rev. 1958. V. 110. № 4. P. 836.
13. *Tiersten H.F.* // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. № 7. P. 2250.
14. *Kamra A., Keshthgar H., Yan P., Bauer G.E.W.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. № 10. Art. № 104409.