

- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. В кн.: Л. Д. Ландау. Собрание трудов. М. Наука, 1969, с. 128—143.
 [7] Малоземов А., Слоузуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
 [8] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Казанов М. И. УФН, 1960, т. 71, № 4, с. 533—579.

Институт радиотехники и электроники
 АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 27 июня 1987 г.

УДК 548 : 537.611.46

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НОРМАЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА, ОБУСЛОВЛЕННОЕ СПИН-ФОНОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

С. А. Никитов

В связи с многочисленными экспериментами по исследованию распространения магнитостатических волн (МСВ) в пленках железиттриевого граната (ЖИГ) представляет несомненный интерес изучить процессы релаксации МСВ, обуславливающие затухание волн при распространении. Ширина линии ферромагнитного резонанса в пленках ЖИГ чрезвычайно узка ($2\Delta H \leq 0.5$ Э). Важно выяснить, какие основные механизмы релаксации МСВ дают вклад в затухание волны. В настоящей работе исследуется релаксация МСВ, обусловленная спин-фононным взаимодействием в нормально намагниченных пленках ЖИГ. Нормальная ориентация внешнего насыщающего магнитного поля H_0 выбрана в связи с тем, что в этом случае релаксация МСВ из-за спин-спиновых взаимодействий не очень велика, поскольку трехмагнонные процессы распада запрещены законами сохранения энергии и импульса, а вклад трехмагнонных процессов слияния и четырехмагнонных процессов рассеяния в ширину линии составляет $\sim 10^{-2}$ Э.

В качестве модели рассматривалась ферромагнитная изотропная пластинка (пленка), в которой распространялась волна, соответствующая первой моде прямой объемной МСВ (ПОМСВ). Вследствие этого, как показано в [1], существует довольно большая область частот спектра ПОМСВ $\delta\omega$, в которой распространение волны обусловлено чисто дипольным взаимодействием. Для пленок ферромагнетика толщиной ~ 1 мкм область существования волновых чисел МСВ в этой области составляет 10^1 — 10^3 см $^{-1}$. Энергия спин-фононного взаимодействия есть

$$W_{sp} = \int dV \left[b_1 M_i M_k u_{ik} + b_2 \left(\frac{\partial M}{\partial x_i} \right)^2 u_{il} \right], \quad (1)$$

где $b_{1,2}$ — константы магнитострикции, M_i — компоненты вектора намагниченности, u_{ik} — тензор деформаций. Для указанной области волновых чисел обменным спин-фононным взаимодействием можно пренебречь [2]. Далее переходим от операторов магнитного момента к операторам рождения и уничтожения магнонов b^* , b для пленки ферромагнетика, а операторы компонент тензора деформации u_{ik} выражаем через операторы рождения c_j^* и уничтожения c_j фононов

$$u_{ik}(r, t) = \sum_j \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho V \omega_j}} [c_j^* u_{ik}^{(j)*} + c_j u_{ik}^{(j)}], \quad (2)$$

где ρ — плотность вещества; V — объем кристалла; ω_j — частота j -го фонона; j — набор чисел, соответствующий поляризации фононов. Как известно [3], упругие колебания пластинки составляют набор мод Рэлея—Лэмба.

Используя выражения для операторов рождения и уничтожения магнонов и фононов, ограничиваясь процессами с участием двух магнонов и одного фонона, энергию (1) можно записать в виде

$$W_{sp} = \sum_j \int [\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j) b_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}_1} c_{\mathbf{q}_j}^\delta (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{q}_j) + \Psi_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j) \times \\ \times b_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}_1}^* c_{\mathbf{q}_j}^\delta (\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - \mathbf{q}_j) + \text{к. с.}] d\mathbf{k} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{q}_j. \quad (3)$$

Здесь $\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j)$ и $\Psi_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j)$ есть амплитуды процессов излучения фонона магненом и распада фонона на два магнона соответственно; подразумевается, что Ψ и Ψ_1 содержат части волновых функций магненов и фононов, зависящих от нормальной координаты; $\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j$ — двумерные волновые векторы магненов и фонона. Амплитуды взаимодействия имеют следующий вид:

$$\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j) \approx \frac{g\hbar}{8M_0} \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho V\omega_j}} \sqrt{\mu_k^{\mu_k k_1}} [b_1 F(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j) + b_2 F_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{q}_j)], \quad (4)$$

g — гиромагнитное отношение; $\mu_k = (\omega_H^2 + \omega_H \omega_M - \omega_k^2) / (\omega_H^2 - \omega_k^2)$; $\omega_H = gH_0$; $\omega_M = g^4 \pi M_0$; M_0 — намагниченность насыщения; ω_k — закон дисперсии магнона; F и F_1 — функции волновых чисел и частот магненов и фононов и поляризации фононов, а также угла в плоскости XU под которым рассеивается волна. Ввиду громоздкости мы здесь не выписываем выражения для F и F_1 , однако по порядку величины F и F_1 равны q_j^2 .

Основные процессы, приводящие к релаксации ПОМСВ за счет спин-фононных взаимодействий: 1) процесс излучения фонона, соответствующего одному из лэмбовских типов колебаний, причем в процессе образования может возникнуть магнон, соответствующий либо ПОМСВ (с преобразованием номера моды или без него), либо обменной ветви колебаний (например, спин-волнового резонанса (СВР)); 2) процесс аннигиляции двух магненов с рождением фонона, причем один из участвующих в процессе магненов может принадлежать как МСВ, так и СВР, а также процессы обратные перечисленным. Оценки показывают, что для области волновых чисел $10^1 - 10^3 \text{ см}^{-1}$ преобладающими являются процессы с участием магненов, принадлежащих дипольным ветвям (т. е. МСВ), поскольку для таких волновых чисел преобладающим является диполь-дипольное взаимодействие, а не обменное, то в дальнейших расчетах принята, что в процессах участвуют магноны, соответствующие МСВ, хотя, конечно, это не ограничивает общности выводов.

В результате расчетов для времени релаксации МСВ за счет процесса испускания фонона получено (в наиболее интересном случае высокотемпературного приближения, когда $T \gg \hbar\omega_k/\kappa$; κ — постоянная Больцмана)

$$\tau^{-1} \approx \frac{4V}{(2\pi)^3 \hbar^2} \left(\frac{\kappa T}{\hbar} \right) \frac{k}{d(\omega_M d - 4c_t)} |\Psi|^2. \quad (5)$$

Здесь $\Omega = (\omega_{k_1} + \omega_{k+k_1}) / (\omega_{k_1} \omega_{k+k_1})$; $\omega_{k_1} \approx \omega_H + \omega_M k_1 d/4$ (для тонких пленок ферромагнетика с $k_1 d \ll 1$; d — толщина пленки); $\omega_{k+k_1} \equiv \omega_{q_j}$; в частности, для первого номера нечетной лэмбовской моды $\omega_{q_j} = \sqrt{(\pi/d)^2 + q^2}$; c_t — скорость поперечного звука в кристалле; $k_1 = k - 4\pi c_t / \omega_M d$. Если пленка ферромагнетика лежит на подложке, которая много толще пленки, лэмбовские волны почти целиком лежат в подложке, в этом случае $k = k_1$. Для таких пленок ферромагнетика

$$|\Psi| \approx \frac{(b_1 + b_2)g}{8M_0} \sqrt{\frac{2\hbar}{\rho V\omega_j}} \frac{k^2}{\sqrt{k k_1}}.$$

Время релаксации МСВ из-за процессов аннигиляции двух магненов с рождением фонона записывается таким же выражением (5), в которое, однако, вместо Ω необходимо подставить $\Omega_1 = (\omega_{k+k_1} - \omega_{k_1}) / (\omega_{k_1} \omega_{k+k_1})$. При выводе (5) считалось, что функции распределения магненов и фононов — бозевские.

Проведенные оценки показывают, что для оценки ЖИГ с размерами $1 \text{ см} \times 0.5 \text{ см} \times 10^{-4} \text{ см}$, $T = 300 \text{ К}$, $\omega_k = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_q = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $k = 10^2 \text{ см}^{-1}$ вклад в ширину линии ФМР за счет спин-фононных взаимодействий есть $\Delta H = \tau^{-1}/g \approx 10^{-10} \text{ Э}$. Таким образом, для указанных частот и волновых чисел МСВ он оказывается пренебрежимо мал. Однако с увеличением волновых чисел до $k \approx 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$, а толщины пленки ферромагнетика до $d \approx 10^{-2} \text{ см}$ вклад в ΔH увеличивается до величины $\Delta H \approx 10^{-2} \text{ Э}$ и сравнивается с вкладом в релаксацию МСВ за счет спин-спиновых взаимодействий, хотя формула (5) в этом случае не верна для расчета времени релаксации (так как $kd > 1$). Основной же вклад в ширину линии ФМР, по всей видимости, вносит двухмагنونные процессы релаксации, обусловленные рассеянием на геометрических и магнитных неоднородностях [4, 5]. Оценки для ширины линии ФМР за счет двухмагنونных процессов релаксации, проведенные в этих работах, дают величину порядка 0.1 Э , что соответствует значениям, наблюдаемым экспериментально.

Автор благодарен Ю. В. Гуляеву за обсуждение работы.

- [1] De Wames R. E., Wolfram T. Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, N 10, p. 1445—1448.
 [2] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973, 591 с.
 [3] Брезювский Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1957, 507 с.
 [4] Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. ФТТ, 1982, т. 26, № 6, с. 1669—1672.
 [5] Беспятых Ю. И., Харитонов В. Д. ФТТ, 1985, т. 29, № 11, с. 3494—3496.

Институт радиотехники и электроники
 АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 27 июня 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

ЭНЕРГОАНАЛИЗ ПОЛЕВЫХ ИОНОВ. АДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ ДИМЕРОВ С ВОДОРОДНОЙ СВЯЗЬЮ

С. А. Шишенин, В. В. Соколов, Н. Н. Гришин

При исследовании молекулярных комплексов (МК) со слабыми связями наибольшую ценность имеют результаты, полученные в газовой фазе, — свободные от влияния растворителя и напрямую сопоставимые с теорией [1]. Применяя методику формирования молекулярного пучка с помощью сверхзвукового сопла, методами фотоионизации и фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) удалось измерить адиабатические E_a и вертикальные E_v энергии ионизации изолированных от внешних воздействий ван-дер-ваальсовских молекул и МК с водородной связью [2-7]. Однако для систем со слабыми связями из-за малых значений франк-кондоновских факторов упомянутые методы могут давать завышенные значения E_a [8]. В этом случае может оказаться полезным метод энергоанализа полевых ионов, который позволяет измерять реальные E_a [9]. Как детально описано в [10], в случае полной аккомодации ионизирующейся частицы с поверхностью полевого эмиттера экспериментально измеряемый с помощью энергоанализатора задерживающего типа критический дефицит энергии полевого иона связан с E_a частицы следующим образом:

$$\Delta E_{кр} = E_a - \Phi + E_{пн} - 3/2kT_g, \quad (1)$$

где Φ — работа выхода задерживающей сетки энергоанализатора, $E_{пн}$ — поляризационная энергия нейтральной частицы, k — постоянная Больцмана, T_g — температура эмиттера. Если ионизация произошла при упругом отражении частицы от поверхности эмиттера, эта связь выражается так:

$$\Delta E_{кр} = E_a - \Phi - 3/2kT_g, \quad (2)$$

T_g — температура газа. При неполной аккомодации $\Delta E_{кр}$ будет иметь промежуточное между (1) и (2) значение.

Для отработки методики измерения E_a сложных органических соединений нами был проведен энергоанализ полевых ионов веществ, имеющих надежные спектроскопические значения E_a [11]: Ag, Kr, Xe, N₂, H₂O, CH₃OH, C₂H₅OH, n-C₃H₇OH, изо-C₃H₇OH, n-C₄H₉OH, n-C₅H₁₂, C₆H₆, n-C₆H₁₂, n-C₆H₁₄, n-C₇H₁₆, (C₂H₅)₃N, и получены их кривые энергораспределения («кривые задержки»), представляющие собой график полулогарифмической зависимости нормированного значения ионного тока $J_{и}$ от задерживающей разности потенциалов U_s , равной разности потенциалов эмиттера и центрального электрода энергоанализатора. На рисунке представлены полученные нами «кривые задержки» полевых ионов аргона и n-гексана. Измерения проводились на переоборудованном для работы в режиме полевой ионизации масс-спектрометре МИ-1201. Энергоанализатор задерживающего потенциала типа Симпсона [12] был смонтирован между выходной щелью масс-спектрометра и детектором ионов — каналовым умножителем ВЭУ-6, работавшем в режиме счета ионов. Центральный электрод анализатора с двух сторон был покрыт золочеными микросетками. Правильность работы системы масс-спектрометр—энергоанализатор проверялась при помощи источника ионов с поверх-