

МАГНИТОУПРУГАЯ РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

С. А. Никитов

Большинство экспериментов по исследованию распространения магнитоэластических волн (МСВ) проводятся в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), эпитаксиально нанесенных на подложку из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), толщина подложки при этом превосходит толщину пленки в десятки или сотни раз. Ширина линии ферромагнитного резонанса в пленках ЖИГ чрезвычайно узка ($2\Delta H \leq 0.5$ Э). Основные процессы, приводящие к затуханию МСВ в пленках ферромагнетиков, это процессы двухмагнонного рассеяния на дефектах поверхности и магнитных неоднородностях [1, 2]. Небольшой вклад в затухание (особенно при больших волновых числах распространяющихся волн) вносят процессы трехмагнонной релаксации [3]. В двухслойных структурах типа ЖИГ—ГГГ может существовать еще один тип релаксации, связанный с возбужде-

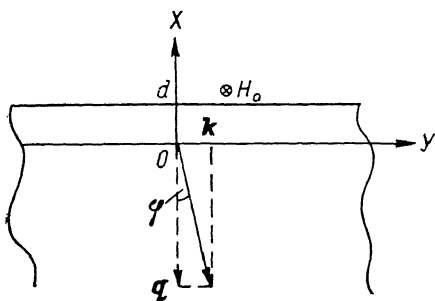


Рис. 1. Геометрия задачи.

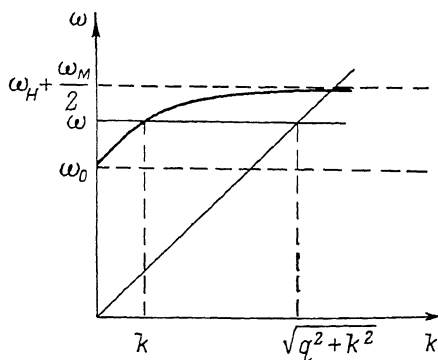


Рис. 2. Качественный вид спектров МСВ и ОАВ.

нием объемных акустических волн (ОАВ), утекающих в глубь подложки. Настоящая работа посвящена исследованию этого процесса. В [4, 5] экспериментально изучалось возбуждение объемного звука в структурах ЖИГ—ГГГ, при этом указывалось, что пленка ЖИГ представляет собой магнитоэластический преобразователь, эффективно возбуждающий ОАВ.

Рассмотрим структуру, состоящую из слоя изотропного ферромагнетика толщиной d , лежащего на упругом немагнитном полупространстве (рис. 1). Будем считать также, что упругие свойства слоя и полупространства одинаковы (что с большой степенью точности выполняется для реальных структур ЖИГ—ГГГ). Магнитное поле H_0 направлено вдоль оси OZ , так что в слое ферромагнетика вдоль оси OY распространяются поверхностные МСВ. Благодаря наличию магнитоэластики в слое возбуждаются ОАВ на той же частоте, что и МСВ, но с гораздо большим значением волнового числа. На рис. 2 приведен качественный вид спектров МСВ и ОАВ. Частота ω соответствует распространяющейся МСВ и возбуждаемой сдвиговой ОАВ, которая распространяется под углом $\text{tg } \varphi = k/q \ll 1$ к оси OX (здесь k — волновое число МСВ, q — составляющая волнового вектора ОАВ, по порядку величины равная обратной толщине слоя ферромагнетика). Считается, что толщина слоя $d \ll \lambda$, где $\lambda = 2\pi/k$ — длина волны МСВ. Итак, при распространении МСВ будет возбуждаться ОАВ, которая будет отбирать энергию МСВ, что будет приводить к ее затуханию. Фактически этот процесс релаксации можно интерпретировать как

двухчастичная релаксация (магнона в фонон), при которой роль неоднородности выполняет слой ферромагнетика.

Энергия магнитоупругого взаимодействия для слоя ферромагнетика имеет следующий вид (при учете только билинейных членов)

$$W = -\frac{1}{2} \int \left[\frac{\partial \Psi}{\partial x} m_x + \frac{\partial \Psi}{\partial y} m_y - \frac{b_2}{4\pi M_0} (m_x U_{xx} + m_y U_{yy}) \right] dV. \quad (1)$$

Здесь Ψ — потенциал МСВ; m_x, m_y — компоненты вектора намагниченности в МСВ; U_{xx}, U_{yy} — компоненты тензора упругих деформаций; b_2 — постоянная магнитострикции; $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения ферромагнетика. Переходя в (1) к операторам рождения и уничтожения магнонов и фононов [6], найдем, что

$$W = \int (\Psi_{1,2} a_k b_k^\dagger + \text{с. с.}) dk, \quad (2)$$

где a_k — Фурье-преобразование оператора уничтожения магнона, b_k^\dagger — Фурье-преобразование оператора рождения фонона,

$$\Psi_{1,2} = \frac{b_2}{(2\pi)^2} \sqrt{\frac{\gamma}{M_0}} (\chi_1 + \chi_2) / (2d \sqrt{\rho \omega}) \int_0^d \xi(x) \frac{d\theta(x)}{dx} dx, \quad (3)$$

γ — гиромагнитное отношение, ρ — плотность ферромагнетика, ω — частота МСВ, $\chi_1 = \omega_H \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2)$, $\chi_2 = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2)$, $\omega_M = 4\pi M_0$, $\omega_H = \gamma H_0$, $\theta(x) = e^{iqx}$, $\xi(x) = (e^{px} + \alpha e^{-px})$, $\alpha = \omega_M / 2 (\omega_H + \frac{\omega_M}{2} + \omega)$, $p^2 = k^2$. Частота релаксации исследуемого процесса определяется выражением

$$\omega_p = \pi L \int |\Psi_{1,2}|^2 \delta(\omega_1 - \omega_2) dk, \quad (4)$$

L — длина взаимодействия, $\omega_1^2 = \omega_0^2 + \frac{\omega_M^2}{4} (1 - e^{-2pd})$, $\omega_0^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_M$, $\omega_2 = qc_i$, c_i — скорость сдвиговой ОАВ. Интеграл в (3) можно легко вычислить, и оказывается, что величина релаксации максимальна, когда выполняется равенство $\sin \frac{qd}{2} = 1$, т. е. когда слой ферромагнетика представляет собой полуволновой преобразователь сдвиговой ОАВ [5]. Если же толщина слоя ферромагнетика много меньше длины волны возбуждаемой ОАВ, то частота релаксации (4) будет в d/Λ раз меньше, чем в случае резонансного полуволнового возбуждения ОАВ (где Λ — длина волны ОАВ).

Оценки величины полуширины линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = \omega_p / \gamma$, дают значение $\Delta H \simeq 0.1$ Э, для следующих параметров: $d = 10^{-4}$ см, $M_0 = 140$ Гс, $H_0 = 1$ кЭ, $L = 1$ см, $c_i = 3.8 \cdot 10^5$ см/с, $\gamma = 2.8$ МГц/Э, $b_2 = 3 \cdot 10^6$ эрг/см³, $\rho = 5$ г/см³, $\omega = 2.1$ ГГц. Таким образом, рассмотренный механизм релаксации может вносить значительный вклад в величину затухания МСВ, и, по-видимому, его необходимо учитывать в постановке экспериментов по исследованию распространения МСВ в структурах ЖИГ—ГГГ.

Автор благодарен Ю. В. Гуляеву и А. Г. Темиряеву за обсуждение работы, а также Ю. А. Филимонову, указавшему на работу [7], в которой рассматривалась задача о возбуждении ОАВ в ферромагнитном полупространстве при распространении МСВ.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. ФТТ, 1982, т. 24, № 6, с. 1669—1672.
 [2] Беспятых Ю. И., Харитонов В. Д. ФТТ, 1985, т. 27, № 11, с. 3494—3496.
 [3] Никитов С. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 9, с. 2769—2773.

- [4] Андреев А. С. и др. Радиотехника и электроника, 1985, т. 30, № 10, с. 1992—1998.
 [5] Тычинский А. В. УФЖ, 1985, т. 30, № 8, с. 1193—1196.
 [6] Барьяхтар В. Г., Криворучко В. Н., Яблонский Д. А. Функции Грина в теории магнетизма. Киев: Наукова думка, 1984. 336 с.
 [7] Филимонов Ю. А. Магнитоупругое взаимодействие в тонких ферритовых слоях. Автореф. канд. дис. М., МФТИ, 1982. 21 с.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 21 декабря 1987 г.

УДК 548 : 537.611.43 : 539.24

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

СВЕРХТОНКИЕ И КВАДРУПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И МОДЕЛЬ КОМПЛЕКСОВ $[\text{CuF}_8]^{6-}$ В КРИСТАЛЛАХ CdF_2 и CaF_2

М. М. Зарипов, В. А. Уланов

Ион меди в кристаллах типа флюорита, замещая катион решетки, оказывается в электрическом поле восьми отрицательных ионов фтора. При этом 2D — терм иона $\text{Cu}^{2+}(3d^9)$ расщепляется так, что основное орбитальное состояние становится трехкратно вырожденным. Вибронная связь такого состояния с t_{2g} -колебаниями решетки должна привести к тригональному тензору g , а связь с e_g -колебаниями — к тетрагональному 1 .

В первых работах [2, 3], посвященных изучению иона Cu^{2+} в кристаллах CdF_2 и CaF_2 , были обнаружены одностипные центры, характеризующиеся g -тензорами ромбической симметрии с главными осями вдоль направлений в кристалле [011], [011] и [001]. Расшифровка сложную сверхтонкую структуру спектров ЭПР в этих ранних работах авторам не удалось, были определены лишь главные значения g -тензоров. Необычная для орбитального триплетта симметрия g -тензора иона Cu^{2+} в кристаллах CdF_2 и CaF_2 явилась стимулом для дальнейших исследований [4, 5], в результате которых методом ДЭЯР [5] была определена часть параметров лигандного сверхтонкого взаимодействия (ЛСТВ) Cu^{2+} в кристалле CdF_2 . Однако вопрос о модели парамагнитного центра (ПЦ) и природе вибронных взаимодействий его с решеткой остался открытым, поскольку, как нам известно, до настоящего времени спектры ЭПР этого центра не были расшифрованы.

В данной работе изложены результаты изучения методом ЭПР ионов Cu^{2+} в кристаллах CdF_2 и CaF_2 . Кристаллы выращены методом Бриджмена в атмосфере гелия с небольшим содержанием фтора. Примесь вводилась в виде мелких частиц химически чистой металлической меди. В ряде экспериментов применялась также медь, обогащенная изотопом ^{63}Cu .

Параметры спин-гамильтониана (1) комплексов $[\text{CuF}_8]^{6-}$ в кристаллах CdF_2 и CaF_2 ($T = 4.2$ К, знаки параметров относительные)

| Кри- сталл | g_x | g_y | g_z | МГЦ | | | | | | | | | | | | |
|----------------|----------------------|----------------------|----------------------|---------------|---------------|---------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| | | | | a_x | a_y | a_z | Q_x | Q_y | $i = 1 + 4$ | | | | $j = 5 + 8$ | | | |
| | | | | | | | | | $A_{xx}^{(i)}$ | $A_{yy}^{(i)}$ | $A_{zz}^{(i)}$ | $A_{xy}^{(i)}$ | $A_{xx}^{(j)}$ | $A_{yy}^{(j)}$ | $A_{zz}^{(j)}$ | $A_{xy}^{(j)}$ |
| CaF_2 | 2.103 ± 0.002 | 2.147 ± 0.002 | 2.802 ± 0.002 | 97 ± 3 | 97 ± 3 | 76 ± 3 | -11 ± 2 | -10 ± 2 | 221 ± 5 | 136 ± 5 | 58 ± 2 | 89 ± 5 | 9 ± 2 | 6 ± 4 | 7 ± 4 | 4 ± 2 |
| CdF_2 | 2.091 ± 0.005 | 2.129 ± 0.005 | 2.718 ± 0.005 | 74 ± 5 | 74 ± 5 | 36 ± 8 | -13 ± 3 | -12 ± 3 | 234 ± 8 | 140 ± 8 | 63 ± 5 | 106 ± 8 | — | — | — | — |