УДК 538.1.11 : 538.221

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СПИНОВЫЕ ВБЛИЗИ ЧАСТОТ АНТИРЕЗОНАНСА В ОКРЕСТНОСТИ ОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Д. И. Сирота, А. Ф. Журавлёв

Показана возможность трансформации электромагнитных волн в спиновые в ферро- и антиферромагнетиках вблизи частот антирезонанса при температурах, близких температурам ориентационных фазовых переходов. Рассчитаны амплитуда спиновой волны, угол падения электромагнитной волны, при котором коэффициент трансформации достигает величин порядка единицы.

Магнитная структура ферромагнетика вблизи температуры ориентационного фазового перехода (ОФП) чувствительна к различным внешним воздействиям, что позволяет влиять на его электромагнитные свойства. При частотах антирезонанса, когда диагональные компоненты тензора магнитной проницаемости μ становятся равными нулю [1], могут наблюдаться эффекты перекачки энергии от одной системы квазичастиц в магнетике к другой. Рассмотрим, как это может происходить в антиферромагнетике или в многодоменном ферромагнетике в отсутствие постоянного магнитного поля при распространении в них электромагнитной волны.

Пусть одноосная ферромагнитная (антиферромагнитная) пластина толщиной d и с осью анизотропии, направленной вдоль оси Oz, расположена в плоскости XOY прямоугольной декартовой системы координат. Плоскопараллельные домены ферромагнетика расположены в плоскости YOZ, и толщина доменной границы равна a. В этом случае тензор магнитной проницаемости имеет только диагональные компоненты. Пусть магнитная составляющая $\mathbf{H}$ распространяющейся электромагнитной волны располагается в плоскости XOY, причем длина волны $\lambda \gg a$, чтобы обеспечить диагональность μ в ферромагнетике. Предполагаем также градиент температуры вдоль оси Ox. Вблизи температурного ОФП частоты ферромагнитного (ФМР) и антиферромагнитного (АФМР) резонансов сильно зависят от температуры; следовательно, от температуры в этом случае зависит и магнитная проницаемость. Таким образом, градиент температуры приводит к зависимости от координаты x тензора магнитной проницаемости. Для напряженности электрического поля электромагнитной волны E, имеющего один компонент вдоль оси Oz, справедливо уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial E}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial E}{\partial y}\right)-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}=0, \tag{1}$$

где c — скорость света. Решение этого уравнения ищем в виде

$$E=E_0(x)\, e^{i(ky-\omega t)}. \tag{2}$$

Подставив выражение (2) в уравнение (1), получим

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial E_0(x)}{\partial x}\right)+\left(\frac{k^2}{\mu}-\frac{\omega^2}{c^2}\right)E_0(x)=0. \tag{3}$$

Если пренебречь пространственной дисперсией, то магнитные проницаемости можно записать (воспользовавшись таковыми, приведенными в [2]) для ферромагнетика в виде

$$\mu = \bar{\mu}_{yy} = \bar{\mu}_{xx} = 1 + \frac{2\Omega\omega_f}{\Omega^2 - \omega^2} \tag{4}$$

($\omega_f = 2\pi g M_0$, M_0 — плотность намагниченности подрешетки), а для антиферромагнетика

$$\mu^a = \chi_0 \frac{4\pi\Omega^2}{\Omega^2 - \omega^2} + 1. \tag{5}$$

Магнитная проницаемость ферромагнетика усреднена по доменам. В формулах (4), (5) использовались такие обозначения: Ω — частоты ФМР и АФМР; $\varkappa_0 = 1/J$; J — обменная константа; g — гиромагнитное отношение.

Вследствие отмеченной выше зависимости резонансных частот в выражениях (4), (5) от координаты x при данной частоте электромагнитной волны найдется некоторая точка в магнетике, в которой магнитная проницаемость обратится в нуль. Другими словами, в этой точке частота антирезонанса [1] достигнет значения Ω_0, соответствующего частоте рассматриваемой электромагнитной волны: для ферромагнетика

$$\Omega_0 = -\omega_f + \sqrt{\omega_f^2 + \omega^2}, \tag{6}$$

для антиферромагнетика

$$\Omega_0 = \omega / \sqrt{1 + 4\pi\chi_0}. \tag{7}$$

Примем точку $x=0$ за таковую, в которой проницаемости обращаются в нуль. Тогда в окрестности этой точки можно записать

$$\mu = -bx, \tag{8}$$

где для ферромагнетика

$$b = \frac{\sqrt{1 + (\omega/\omega_f)^2}}{\omega_f \sqrt{1 + (\omega/\omega_f)^2} - \omega_f} \frac{d\Omega}{dT} \frac{dT}{dx},$$

а для антиферромагнетика

$$b = \frac{(1 + 4\pi\chi_0)^{3/2}}{2\pi\chi_0\omega} \frac{d\Omega}{dT} \frac{dT}{dx}.$$

Выберем $dT/dx < 0$, чтобы обеспечить $b > 0$, учитывая, что обычно $d\Omega/dT < 0$. Подставив выражение (8) в уравнение (3), получим

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{x} \frac{\partial E_0(x)}{\partial x}\right) - \left(\frac{k^2}{x} + b\omega^2/c^2\right) E_0(x) = 0. \tag{9}$$

Точное решение уравнения (9) сложно [3]. Поэтому для нашей цели — выяснить особенности электромагнитного поля вблизи точки $x=0$ — достаточно выписать интересующую нас часть решения в виде [4]

$$E_0(x) = E_0\left(1 + \frac{1}{2} k^2 x^2 \ln kx\right). \tag{10}$$

Соответственная часть магнитного поля, которая дает основной вклад в особенности, легко вычисляется при помощи уравнения Максвелла и имеет вид

$$\mathbf{H} = \{1,\ ikx \ln kx,\ 0\} \frac{ck}{\omega\mu} E_0 e^{i(ky - \omega t)}. \tag{11}$$

В окрестности точки $x=0$ поглощается электромагнитная энергия

$$Q=\frac{1}{8\pi}\omega\gamma\int(|H_x|^2+|H_y|^2)\,dx=(ckE_0)^2/8b\omega, \tag{12}$$

если в рассматриваемой системе имеется малое затухание γ, и магнитную проницаемость можно представить в виде

$$\mu=-bx+i\gamma.$$

Затухание устраняет расходимости в выражении (11). Также расходимости можно устранить, если учесть раскачку длинноволновых спиновых волн. Таким образом, окрестность точки $x=0$ может стать источником спиновых волн.

Для описания этого эффекта учтем пространственную дисперсию и запишем магнитные проницаемости в виде [2]: для ферромагнетика

$$\mu=1+\frac{2\omega_f\Omega+gak^2\omega_fM_0}{\Omega^2-\omega^2+gak^2\Omega M_0}, \tag{13}$$

для антиферромагнетика

$$\mu=1+\frac{4\pi\Omega^2\chi_0+2(gM_0)^2ak^2}{\Omega^2-\omega^2+2(gM_0)^2Jak^2}. \tag{14}$$

Для антиферромагнетика величины J и α — константы однородного и неоднородного обмена соответственно. Для того чтобы выяснить смысл этих констант в случае ферромагнетика, рассмотрим следующие рассуждения и расчеты. При вычислении магнитной проницаемости многодоменного ферромагнетика (13) мы будем рассматривать лишь колебания магнитных моментов доменов под действием волны. Как известно, колебания магнитных моментов доменов возбуждаются на двух собственных частотах [5]. Мы будем рассматривать электромагнитную волну с частотой, близкой собственной частоте тех колебаний, которые соответствуют появлению на доменной границе поверхностных зарядов. Магнитное поле, индуцированное этими зарядами, приводит к взаимодействию между магнитными моментами разных доменов и, таким образом, к распространению волн колебаний магнитных моментов доменов или спиновых волн.

Из формулы для магнитостатической энергии определим магнитное поле, индуцированное зарядами на границах доменов

$$H_x=-\int\limits_V dx'dy'dz'\frac{2(x-x')(\partial M_x/\partial x')}{[(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2]^{3/2}}. \tag{15}$$

Поскольку длина электромагнитной волны намного больше размера домена, приближенно запишем

$$\frac{\partial M_x}{\partial x'}\cong\sum_n\Delta M_x\delta(x'-x_n). \tag{16}$$

Здесь n — номер доменной границы; ΔM_x — скачок намагниченности на доменной границе. Полагая, что в пределах домена величина M_x не меняется, для магнитостатической энергии легко получить выражение

$$\Delta E=-(L/2)\sum_{n,\,n'}\gamma_{nn'}M_nM_{n'}, \tag{17}$$

где α — линейные размеры образца вдоль оси Oy,

$$\gamma_{nn'}=4ad\Big[(n'-n)\operatorname{arctg}(d/a(n'-n))-\frac{1}{2}(n'-n-1)\operatorname{arctg}(d/a(n'-n-1))-$$

$$-\frac{1}{2}(n'-n+1)\operatorname{arctg}(d/a(n'-n+1))-(d/8a)\ln\frac{(n'-n-1)^2+d^2/a^2}{(n'-n)+d^2/a^2}+$$

$$+(d/8a)\ln\frac{(n'-n)+d^2/a^2}{(n'-n+1)+d^2/a^2}-\frac{(n'-n)^2a}{4d}\ln\frac{(n'-n)^2+d^2/a^2}{(n'-n)^2}+$$

$$+\frac{(n'-n-1)^2 a}{8d}\ln\frac{(n'-n-1)^2+d^2/a^2}{(n'-n-1)^2}+$$

$$+\frac{(n'-n+1)^2 a}{8d}\ln\frac{(n'-n+1)^2+d^2/a^2}{(n'-n+1)^2}\Bigg]. \qquad (18)$$

При $d/a \gg 1$ суммирование по n и n' в выражении (17) можно заменить интегрированием, так как при $|n'-n| < d/a$ члены ряда меняются медленно. Затем разложим $M_{n'}$ по степеням $n'-n$ и ограничимся членами не выше второго порядка. При этом линейный член должен быть равным нулю в силу симметричности по $n'-n$ функции $\gamma_{nn'}$ (18). Таким образом, выражение (17) можно записать так

$$\Delta E = dL\int\left(JM_x^2+\frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial M_x}{\partial x}\right)^2\right)dx, \qquad (19)$$

где

$$J=\gamma_{nn}/ad, \qquad (20)$$

$$\alpha=\int\left(2\gamma_{nn-n'}-\gamma_{nn-n'-1}-\gamma_{nn-n'+1}\right)\left((n'-n)^2 a/d\right)dn'. \qquad (21)$$

Интегрирование в выражении (21) будем выполнять в пределах $n'-n= =\pm d/a$, так как в суммах формулы (17) основной вклад дают члены с $|n'-n| \leq d/a$.

Таким образом, из выражения (19) можно получить магнитную восприимчивость с дисперсией, обусловленной магнитостатическим взаимодействием магнитных моментов доменов.

Чтобы учесть зависимость резонансной частоты от координаты x, в выражениях (13) и (14) формально заменим

$$k^2 \to -d^2/dx^2,$$

в окрестности точки $x=0$ из соотношения

$$H_x=-\frac{ic}{\omega\mu}\frac{dE}{dy}$$

получим для H_x дифференциальное уравнение вида

$$\beta\frac{d^2H_x}{dx^2}-bxH_x=E\frac{ck}{\omega}. \qquad (22)$$

Здесь E берется в точке $x=0$. Для ферромагнетика

$$\beta=M_0 g\alpha\frac{\Omega_0+\omega_f}{\omega^2-\Omega_0^2}$$

и для антиферромагнетика

$$\beta=2(gM_0)^2\alpha\frac{1+J}{\omega^2-\Omega_0^2}.$$

Решение уравнения (22) имеет вид

$$H_x=\frac{iEck}{\omega b^{2/3}\beta^{1/3}}\int\limits_0^\infty d\nu\exp\{i(\nu x(b/\beta)^{1/3}+\nu^3/3)\}. \qquad (23)$$

Вдали от точки $x=0$, т. е. при $|x| \ll \lambda$ и $x<0$, H_x можно оценить методом перевала

$$H_x\approx\frac{iE_0ck\sqrt{\pi}}{\omega b^{3/4}\beta^{1/4}x^{1/4}}\exp\left\{i\left(ky-\omega t-\pi/4-\frac{2}{3}\sqrt{\frac{bx^3}{\beta}}\right)\right\}. \qquad (24)$$

Таким образом, выражение (23) определяет спиновую волну, в которую трансформируется электромагнитная волна.

Определим угол падения электромагнитной волны, при котором коэффициент трансформации оказывается максимальным. Правее точки отражения на оси Ox электромагнитная волна затухает экспоненциально. В приближении геометрической оптики

$$\omega/bc \gg 1$$

точка отражения x_0 определяется соотношением

$$(ck)^2 + b\omega x_0 = 0,$$

откуда следует выражение

$$x_0 = -(ck/\omega)^2/b = -b^{-1}\sin^2\theta. \tag{25}$$

Для того чтобы особенность в точке антирезонанса не была подавлена, необходимо, чтобы точка x_0 находилась вблизи точки $x=0$, т. е.

$$|k_x x_0| \sim 1, \tag{26}$$

где k_x — составляющая волнового вектора вдоль оси Ox. Дисперсионное соотношение

$$k_x^2 = (\omega/c)^2(\mu - \sin^2\theta) \tag{27}$$

вблизи точки $x=0$ дает нам

$$|k_x| \sim (\omega/c)\sin\theta. \tag{28}$$

Подставляя формулы (25) и (28) в (26), получим

$$\theta \sim (bc/\omega)^{1/3} \ll 1. \tag{29}$$

Для этого угла падения коэффициент трансформации оказывается порядка единицы [3].

Список литературы

[1] Каганов М. И. // ФММ. 1959. Т. 7. № 2. С. 288—289.
[2] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
[3] Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
[4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
[5] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.

Институт металлофизики АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
13 ноября 1990 г.
В окончательной редакции
25 февраля 1991 г.