05;08

Щелевые магнитостатические волны в зазоре ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением

© Е.А. Вилков, А.В. Моисеев

Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
432011 Ульяновск, Россия
e-mail: e-vilkov@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 5 октября 2009 г.)

Рассмотрено распространение щелевых магнитостатических волн в зазоре пары противоположно намагниченных ферромагнетиков, испытывающих относительное продольное перемещение. Показано, что относительное движение кристаллов значительно меняет вид спектра магнитостатических волн. В частности, установлено, что при некоторых значениях толщины зазора, скорости относительного движения кристаллов и длины магнитостатической волны нормальная (аномальная) дисперсия симметричной (антисимметричной) моды щелевой структуры трансформируется в аномальный (нормальный) тип дисперсии.

Магнитостатические волны в щелевой структуре ферромагнитных кристаллов изучались во многих работах [1,2]. При этом всегда полагалось, что кристаллы статичны. Для оценки новых перспективных приложений активных (пьезоэлектрических или магнитных) материалов в робототехнике и механотронике, в устройствах которых нередко реализуется движение механически неконтактных деталей конструкций, представляется актуальным изучение волновых процессов в щелевых структурах при наличии относительного продольного перемещения (ОПП) сред. Недавно, например, в работе [3] рассматривались особенности распространения электрозвуковых волн щелевого типа для пары пьезоэлектриков, испытывающих ОПП. Аналогичные [3] проявления ОПП кристаллов, разделенных щелью, но только в усложненном варианте из-за возможности резонасного отклика и частотной дисперсии волн, следует ожидать в отношении магнитных эффектов для магнитоактивных сред.

В настоящей работе впервые рассмотрено влияние ОПП ферромагнитных кристаллов на спектральные свойства щелевых магнитостатических волн.

В геометрии задачи на рис. 1 два одноосных ферромагнитных кристалла с противоположной намагниченностью $\mathbf{M}_0^{(j)}$ вдоль оси z ($\mathbf{M}_0^{(1)} \uparrow\downarrow \mathbf{M}_0^{(2)} \parallel [001]$, $j = 1, 2$, где j — номер кристалла) разделены зазором толщины $2h$. Соответственно этому спонтанным намагниченностям $M_0^{(j)}$ и внутренним магнитным полям $H_i^{(j)}$ в кристаллах придадим значения:

$$M_0^{(j)} = (-1)^{j+1} M_0, \quad H_i^{(j)} = (-1)^{j+1} H_a, \tag{1}$$

где H_a — поле анизотропии, M_0 — модуль намагниченности насыщения, $j = 1$ при $y > h$, $j = 2$ — при $y < -h$. Пусть кристалл под номером 2 движется вдоль оси x относительно первого со скоростью V. Примем также, что магнитостатические волны, удерживаемые поверхностями ($y = h$ и $y = -h$) двух ферромагнетиков распространяются в зазоре вдоль оси x с волновым вектором $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$ и описываются в безобменном магнитостатическом приближении. Решение строим в лабораторной системе отсчета $x0yz$, привязанной к неподвижному кристаллу. Однако поля волн, возникающих в движущемся кристалле ($y < -h$), условимся предварительно соотносить попутной системе отсчета $\tilde{x}0\tilde{y}\tilde{z}$, привязанной к движущемуся кристаллу. Из-за автоматически выполняющегося неравенства $V \ll c$, где c — скорость света, связь систем отсчета кристаллов будет определяться преобразованием Галилея, благодаря чему волны в движущемся кристалле приобретут частотный сдвиг $\Omega = \omega - kV$, где ω — частота волны в лабораторной системе отсчета.

Магнитные потенциалы φ_j в оговоренных условиях распространения поверхностных магнитостатических волн удовлетворяют уравнению Лапласа [4]:

$$\nabla^2 \varphi_j = 0. \tag{2}$$

Решение уравнения (2) запишем для первого ($y > h$), второго кристаллов ($y < h$) и вакуумного зазора

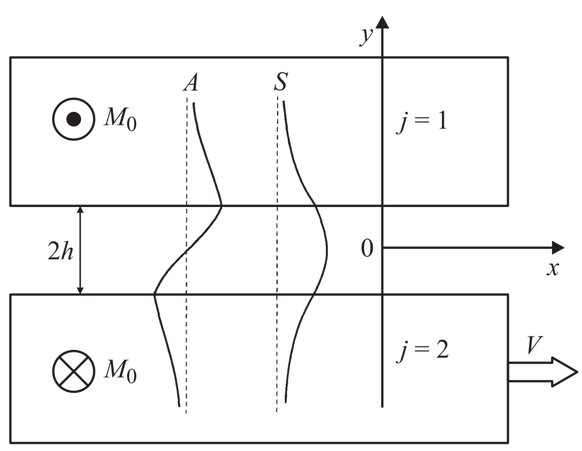

Рис. 1. Геометрия задачи. Кривыми показана геометрия распределения магнитостатического поля в щелевой структуре для симметричной (S) и антисимметричной (A) моды. Светлая стрелка задает направление движения второго из кристаллов.

$(-h < y < h)$ соответственно в виде

$$\varphi_1 = [F_1 \exp(-ky)] \exp[i(kx - \omega t)],$$

$$\varphi_2 = F_2 \exp(ky) \exp[i(k\tilde{x} - \Omega t)], \qquad (3)$$

$$\varphi_0 = [C \exp(-ky) + D \exp(ky)] \exp[i(kx - \omega t)],$$

где F_1, F_2, C, D — амплитуда поверхностных магнитостатических колебаний. Граничные условия на двух границах ($y = h$ и $y = -h$) выражаются непрерывностью магнитного потенциала и нормальной компоненты магнитной индукции. Подставив в граничные условия решения (3) с учетом (2) получим систему из четырех алгебраических уравнений относительно неизвестных F_1, F_2, C, D.

Из условия разрешимости этой системы получим выражение для дисперсионного уравнения щелевых магнитостатических волн

$$\omega = \omega_0 + \frac{\omega_m}{2} + \frac{Vk}{2} \pm \sqrt{\frac{(Vk)^2}{4} + \frac{\omega_m^2}{4} \exp(-4kh)}, \qquad (4)$$

где ω_0 — частота ферромагнитного резонанса, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$ — частота намагничивания.

При $V = 0$ равенство (4) переходит в выражение для спектра щелевых волн в статичной структуре двух ферромагнетиков в отсутствие внешнего магнитного поля, полученное ранее в работе [2]. Как отмечалось в работе [3], знак „+“ в (4) отвечает симметричному распределению магнитного поля в волне (симметричная мода) внутри щели между кристаллами, знак „−“ — антисимметричному распределению (антисимметричная мода).

На рис. 2, 3 показаны спектры мод щелевых магнитостатических волн для ряда значений толщины зазора, рассчитанные согласно (4). Штриховыми кривыми показаны дисперсионные ветви для $V = 0$. Утолщенные кривые изображают спектры в случае $V > 0$, когда движение второго кристалла сонаправлено распространению волн вдоль оси x. Наконец, тонкими кривыми изображены спектры для $V < 0$ (движение второго кристалла происходит встречно распространению волн).

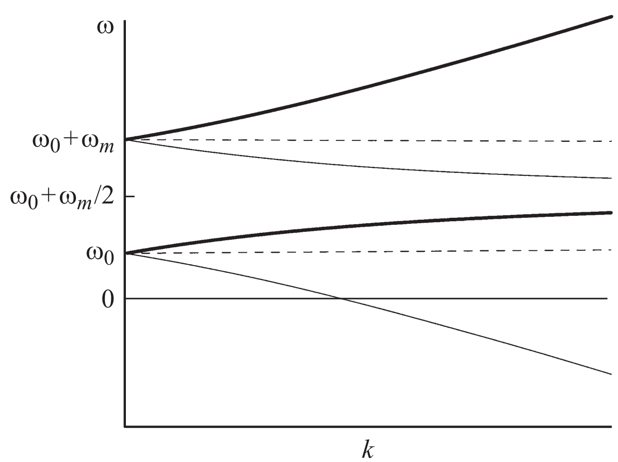

Рис. 2. Спектр магнитостатических щелевых волн при $hk \ll 1$.

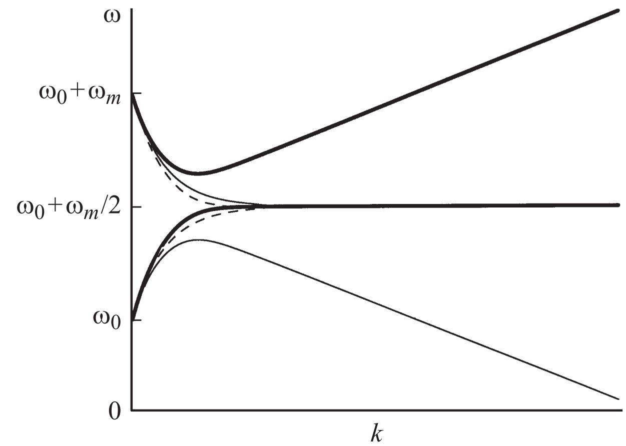

Рис. 3. Спектр магнитостатических щелевых волн при $hk \geq 1$.

Как видно из рисунков, при $V > 0$ кривые спектра симметричной и антисимметричной мод разворачиваются в высокочастотную, а при $V < 0$ — наоборот, в низкочастотную область. С обращением скорости ОПП преобразование спектров происходит так, если бы каждый спектр магнитостатической волны соответствующей симметрии расщеплялся на две ветви. Примечательно, что такое расщепление имеет невзаимный характер, отражая известную невзаимность свойств магнетика в резонансных условиях. Необходимо также заметить, что при учете относительного движения кристаллов разворот дисперсионных кривых происходит так, что изначальный тип дисперсии[1] сменяется на противоположный.

Все указанные эффекты проявляются тем сильнее, чем больше значение произведения Vk. Из (4) нетрудно видеть, что преобразование спектра движением кристаллов будет существенным, если значение Vk сравняется или окажется больше характерных частот.

Естественно, что влияние движения кристалла на спектр мод щелевых магнитостатических волн проявляется сильнее всего в условиях наиболее эффективной магнитной связи кристаллов полями через щель $hk \ll 1$[2] и особенно заметно в области малых волновых чисел (рис. 2). Фактически при $hk \ll 1$ щелевая структура ферромагнетиков с противоположной намагниченностью выступает в магнитостатическом приближении аналогом одиночной 180-градусной доменной границы (ДГ). Это объясняет, почему возбуждение магнитостатических волн происходит именно на частотах поверхностной магнитостатической волны на одиночной ДГ. При этом, как и в случае движения одиночной доменной границы [5], ОПП кристаллов устраняет моночастотность спектральных линий.

[1] Нормальный (аномальный) дисперсия симметричной (антисимметричной) моды щелевой структуры.

[2] Экспонента в (4) под знаком корня равна единице.

Характерной особенностью спектра щелевых волн при $kh \geq 1$ является то, что заметная модификация его под влиянием ОПП приходится (рис. 3) на диапазон волновых чисел $k < 10^4\,\mathrm{cm}^{-1}$, удобный для экспериментального наблюдения указанных эффектов. При $kh \gg 1$ способность приграничных волн кристаллов сцепляться полями через щель исчезает. Согласно (4), здесь имеют две частоты в спектре: $\omega = \omega_0 + \omega_m/2$ и $\omega = \omega_0 + \omega_m/2 + Vk$. Первая из них определяет магнитостатическую волну с частотой Деймона–Эшбаха на полуплоскости неподвижного ферромагнетика, граничащего с вакуумом. Вторая частота описывает магнитостатическую волну с допплеровски смещенной частотой Деймона–Эшбаха в движущемся кристалле.

Список литературы

[1] *Кайбичев И.А., Шавров В.Г.* // Радиотехника и электроника. 1993. Вып. 10. С. 1816–1822.
[2] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е.* // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 5. С. 1549–1551.
[3] *Гуляев Ю.В., Марышев С.Н., Шевяхов Н.С.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 20. С. 18–26.
[4] *Вугальтер Г.А., Гилинский И.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187–1220.
[5] *Вилков Е.А.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 20. С. 28–33.