

05;09

Магнитостатические поверхностные волны на движущейся доменной границе феррогранатового кристалла

© Е.А. Вилков

Институт радиотехники и электроники РАН, Ульяновское отделение

Поступило в Редакцию 18 января 2000 г.

Рассмотрены магнитостатические поверхностные волны на равномерно движущейся доменной границе феррогранатового кристалла. Установлено, что, сохраняя свою структуру, магнитостатическая поверхностная волна способна существенно модифицировать вид спектра под влиянием движения удерживающей границы.

В настоящее время магнитостатические и спиновые поверхностные волны в слоистых структурах магнитных материалов находят широкое применение для целей обработки сигнальной информации [1]. Известно так же, что магнитостатические поверхностные волны (МСПВ) способны эффективно удерживаться доменными границами (ДГ) ферромагнетиков [2,3]. Ввиду способности ДГ к перемещению по кристаллу под внешним управляющим воздействием, актуальна оценка волноведущих качеств ДГ в условиях заданного перемещения. В частности, изучение спектральных свойств МСПВ на движущейся ДГ интересно для выяснения перспектив использования последней в качестве регулируемого канала передачи информации. Аналогичная возможность применения движущейся в сегнетоэлектрике доменной стенки как канала передачи сигнальной информации поверхностной электрозвуковой волной была показана недавно в работе [4].

В данном сообщении впервые исследуется поведение МСПВ на равномерно движущейся в феррогранатовом кристалле 180-градусной ДГ типа блоховской стенки. Полагается, что в лабораторной (кристаллографической) системе отсчета $xOyz$ ДГ лежит в плоскости (001) кристалла и перемещается перпендикулярно оси спонтанного намагничивания $M_0^{(j)}$ в доменах ($M_0^{(1)} \uparrow \downarrow M_0^{(2)} \parallel [001] \parallel z$, $j = 1, 2$ — номер домена) с текущей координатой $y = y_D = V_D t$, t — время,

V_D — скорость движения ДГ. Соответственно этому спонтанным намагниченностям $M_0^{(j)}$ и внутренним магнитным полям $H_i^{(j)}$ в доменах предпишем значения:

$$M_0^{(j)} = (-1)^{j+1} M_0, \quad H_i^{(j)} = (-1)^{j+1} H_i, \quad M_0 > 0, \quad H_i > 0, \quad (1)$$

где $j = 1$ при $y > y_D$, $j = 2$ при $y < y_D$. Во избежание учета процессов структурной перестройки ДГ при перемещении, условимся, что кристалл находится вдали от фазового перехода, а скорости V_D не очень близки к скорости поперечного звука c_t в феррите. Примем, что МСПВ, удерживаемые ДГ, распространяются вдоль оси x и описываются в безобменном магнитостатическом приближении, когда выполнение условия $k\Delta \ll 1$ (Δ — толщина ДГ) позволяет рассматривать границу доменов как геометрически тонкую и бесструктурную.

При построении решения перейдем из лабораторной системы отсчета в систему покоя ДГ $\tilde{x}\tilde{0}\tilde{y}\tilde{z}$. Поскольку всегда $V_D \ll c$ (c — скорость света), то допустимо использование преобразование Галилея:

$$\tilde{y} = y - V_D t, \quad \tilde{x} = x, \quad \tilde{t} = t. \quad (2)$$

Соответственно возможна замена дифференциальных операторов по схеме:

$$\frac{\partial}{\partial y} \leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}, \quad \frac{\partial}{\partial x} \leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \tilde{x}}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} - V_D \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}. \quad (3)$$

Магнитные потенциалы φ_j в доменах в избранной геометрии распространения МСПВ удовлетворяют уравнению Лапласа [1]

$$\nabla^2 \varphi_j = 0, \quad (4)$$

которое ввиду (3) инвариантно относительно преобразования (2). Решение уравнения (4), где ∇ — оператор Гамильтона в плоскости $\tilde{x}\tilde{0}\tilde{y}$, представим в виде:

$$\varphi_j = A_j \exp i(k\tilde{x} - \Omega\tilde{t}) \exp[(-1)^j k\tilde{y}]. \quad (5)$$

Здесь Ω — частота МСПВ в системе покоя ДГ, а знаки коэффициента граничной локализации МСПВ k выбраны по условию ограниченности решения в доменах.

Уравнение (4) дополним граничными условиями непрерывности на ДГ нормальной компоненты магнитной индукции магнитного потенциала:

$$\varphi_1|_{\bar{y}=0} = \varphi_2|_{\bar{y}=0}, \quad (6)$$

и нормальной компоненты магнитной индукции

$$-\mu^{(1)} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{y}} - \mu_{yx}^{(1)} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{x}} \Big|_{\bar{y}=0} = -\mu^{(2)} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \bar{y}} - \mu_{yx}^{(2)} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \bar{x}} \Big|_{\bar{y}=0}, \quad (7)$$

где

$$\mu^{(j)} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - [\Omega + (-1)^{j+1} i V_D k]^2},$$

$$\mu_{yx}^{(j)} = \frac{(-1)^{j+1} i \omega_m [\Omega + (-1)^{j+1} i V_D k]}{\omega_0^2 - [\Omega + (-1)^{j+1} i V_D k]^2}$$

— компоненты тензора магнитной проницаемости в системе покоя ДГ, $\omega_0 = \gamma H_i$, $\omega_m = \gamma M_0$, γ — магнитомеханическое отношение. После подстановки (5) в (6), (7) из условия разрешимости образующейся системы однородных алгебраических уравнений относительно амплитуд A_1 , A_2 получим дисперсионное соотношение для МСПВ на движущейся ДГ:

$$\Omega = \omega_0 + \frac{\omega_m}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_m^2}{4} - V_D^2 k^2}. \quad (8)$$

Как это следует из формул (5), (8), МСПВ в структурном отношении аналогична обычной коллинеарной ($k \parallel \hat{x}$) поверхностной волне. В отличие от случая электростатической поверхностной волны на ДГ в сегнетоэлектрике [4], ее фронт волны не разворачивается в сторону движения ДГ, а остается ортогональным границе. Типичный вид спектра МСПВ на движущейся ДГ без учета потерь показан в плоскости спектральных переменных k , $\Omega' = \text{Re}(\Omega)$ на рис. 1 штриховыми линиями. Здесь же тонкие прямые линии 1, 2 изображают частотный дуплет ω_0 , $\omega_0 + \omega_m$, для МСПВ на статичной ДГ. Наличие его вытекает в высокочастотном пределе (переход к уединенной ДГ) из спектра магнитоэлектрических волн в периодических доменных структурах [2,3]. Однако в [2], хотя и без ясного обоснования, оговаривалась необходимость отбрасывания в решении спектральной линии 1 дуплета $\Omega' = \omega_0$.

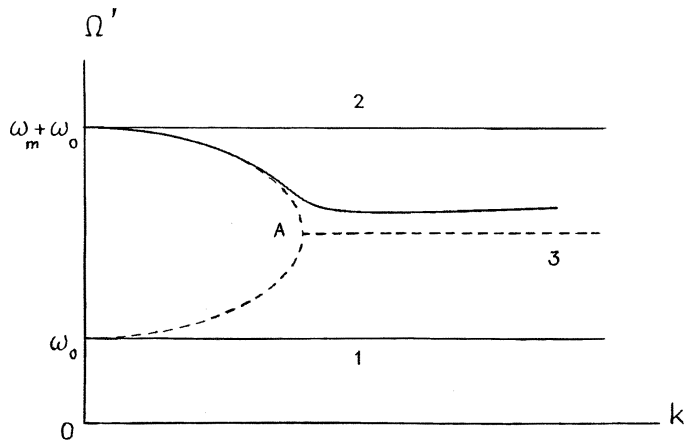


Рис. 1. Качественная картина спектра МСПВ на движущейся ДГ.

Движение ДГ устраняет моночастотность спектральных линий и придает распространению МСПВ сигнальный характер. При этом происходит моночастотное замыкание образующихся дисперсионных ветвей за корневой точкой спектра (8) A с координатами $\Omega' = \omega_0 + \omega_m/2$, $k = \omega_m/2V_D$ в спектральную линию 3 на частоте $\Omega' = \omega_0 + \omega_m/2$. На рис. 2, где приведены соответствующие спектральным зависимостям рис. 1 зависимости $\Omega'' = \text{Im}(\Omega)$ от k , точке A соответствует точка B ветвления.

Для оценки поведения спектров в окрестности корневых особенностей принято вводить потери, присущие реальным системам. Производя в этой связи замену $k \rightarrow k(1 + i\alpha)$, где величина $\alpha \ll 1$ определяет уровень магнитных потерь, приходим к зависимостям $\Omega'(k)$ и $\Omega''(k)$, показанным на рис. 1, 2 жирными линиями. Заметим, что на рис. 1 сохранена только та физическая ветвь решения, в которую из-за движения ДГ и потерь модифицируется спектральная линия 2 и которой соответствует на рис. 2 зависимость $\Omega''(k) < 0$, описывающая затухающие магнитооптические колебания. Замечание [2] о необходимости отбрасывания спектральной линии 1 на рис. 1 получает, таким образом, надлежащее физическое объяснение: при учете движения ДГ и потерь она преобразуется в другую ветвь решения $\Omega'(k)$ с $\Omega''(k) > 0$, которая

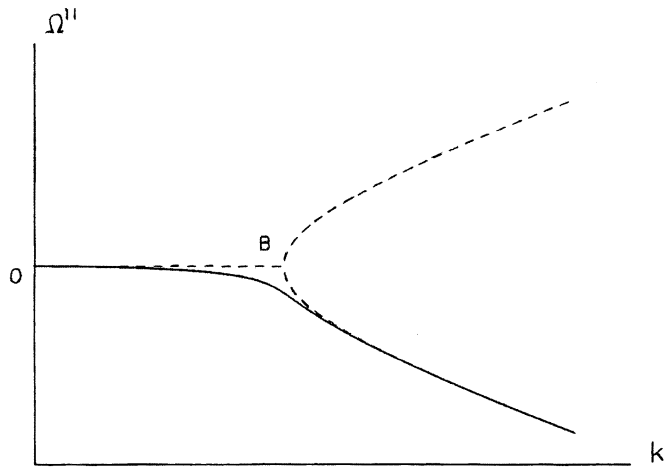


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента затухания колебаний МСПВ на движущейся ДГ.

соответствует физически нереализуемым, нарастающим в данных условиях магнитоэстатическим колебаниям.

В феррогранатовых кристаллах $\omega_m \sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$ и при достижимых скоростях $V_D \sim 10^5 \text{ cm/s}$ корневая особенность спектра (8) попадает в магнитоэстатическую область волновых чисел $k < 10^5 \text{ cm}^{-1}$. При этом следует ожидать наиболее существенных изменений спектра МСПВ под влиянием движения ДГ, что интересно для приложений. В частности, управляя движением ДГ, возможно регулируемое изменение задержки сигнала, переносимого МСПВ преимущественно на спадающем участке зависимости $\Omega'(k)$ рис. 1, т.е. с аномальной дисперсией. Окрестность корневой особенности бездиссипативного спектра (8) МСПВ на движущейся ДГ интересна еще и тем, что именно здесь, согласно (5), задаваемый длиной волны масштаб граничной локализации МСПВ относительно геометрических размеров кристалла наиболее мал, что позволяет рассчитывать на практическую осуществимость эффекта трансляционного переноса МСПВ движущейся по кристаллу ДГ. Результаты полностью сохраняют силу, если рассмотрение вести в лабораторной системе отсчета.

Выражаю благодарность В.Г. Шаврову и Н.С. Шевяхову за постановку задачи и руководство работой, выполненной по проекту ФЦП "Интеграция" (грант А0066).

Список литературы

- [1] Вугальтер Г.А., Гилинский И.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187–1220.
- [2] Гилинский И.А., Минц Р.Г. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. В. 10. С. 1239–1243.
- [3] Сигал М.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 10. С. 137–140.
- [4] Шевяхов Н.С. // Акуст. журнал. 1999. Т. 45. № 4. С. 570–572.