Спектр магнитостатических волн в ферромагнетике с движущейся сверхрешеткой доменных границ

© Е.А. Вилков

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук (Ульяновское отделение),
432011 Ульяновск, Россия

E-mail: vilkov@vens.ru

(Поступила в Редакцию 18 октября 2005 г.
В окончательной редакции 30 января 2006 г.)

В безообменном магнитостатическом приближении рассмотрены спектральные свойства магнитостатических волн в ферромагнетике в присутствии движущейся периодической доменной структуры. Показано, что из-за допплеровского смещения частоты, вызванного движением доменных границ, спектр каждой моды магнитостатической волны расщепляется на две дисперсионные ветви: высокочастотную и низкочастотную. Раздвижка этих ветвей относительно спектра мод в присутствии статичной доменной структуры тем больше, чем больше номер моды.

Работа выполнена при финансовой поддержке „Фонда содействия отечественной науке“.

PACS: 75.60.-d, 75.60.Ch, 75.70.Kw

Несмотря на большое количество теоретических исследований, посвященных магнитостатическим волнам (МСВ) в магнетиках с периодической доменной структурой, все работы, выполненные в этом направлении, относятся к случаю статичной доменной структуры [1–3]. Между тем известно, что под внешним управляющим воздействием доменные границы (ДГ) могут перемещаться по кристаллу. Поэтому представляет теоретический интерес исследовать поведение МСВ в кристалле с движущейся периодической доменной структурой (ПДС). Возможная в этой связи оценка способности МСВ преобразовываться системой движущихся доменных границ важна, например, для изыскания новых способов передачи и преобразования сигнала.

Необходимо заметить, что, поскольку предметом изучения являются движущиеся ДГ, затрагиваемая проблема примыкает к кругу вопросов, рассматриваемых магнитодинамикой [4–6]. Однако в магнитодинамике внимание фиксируется на установлении условий устойчивого режима движения ДГ и описании характера возмущений, развивающихся как по внутренним (структурным) степеням свободы доменных стенок, так и в самом магнетике, что, например, имеет значение для решения проблемы генерации спиновых волн (см., [7,8]). Роль магнитодинамических исследований состоит как раз в том, что удается выделить условия, при которых отсутствует возбуждение спиновых волн, а движение ДГ (в определенных скоростных интервалах) протекает без заметного изменения ее структуры. При этом ДГ можно полагать геометрическими и бесструктурными, а движение периодической системы ДГ рассматривать как заданное. В настоящей работе анализ влияния равномерного движения сверхрешетки доменных стенок на спектральные свойства магнитостатических волн выполнен в пренебрежении стурктурной чувствительности самих ДГ к управляющим внешним воздействиям.

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Распространение плоской монохроматической МСВ происходит вдоль плоскостей (010) ориентированных 180° ДГ безграничного ферромагнетика (с одноосной или кубической анизотропией) в направлении оси $z \parallel [001]$. Пусть система ДГ образует сверхрешетку с периодом $2d$, где $d \gg \Delta$ (d — расстояние между соседними ДГ, Δ — толщина ДГ), которая равномерно движется со скоростью $\mathbf{V}_D \parallel y \parallel [010]$. Примем, что в лабораторной (кристаллографической) системе отсчета $x0yz$ перемещение ДГ происходит перпендикулярно оси z спонтанного намагничения $\mathbf{M}_0^{(j)}$ в доменах ($\mathbf{M}_0^{(1)} \uparrow\downarrow \mathbf{M}_0^{(2)} \parallel [001]$, $j = 1, 2$). Обозначим текущую координату доменных стенок как $y_n = V_D t + nd$, где t — время, $n = 0, \pm1, \pm2, \ldots$. Соответственно этому, принимая границу раздела соседних доменов геометрически тонкой и бесструктурной ($k\Delta \ll 1$, k — волновое число МСВ), спонтанным на-

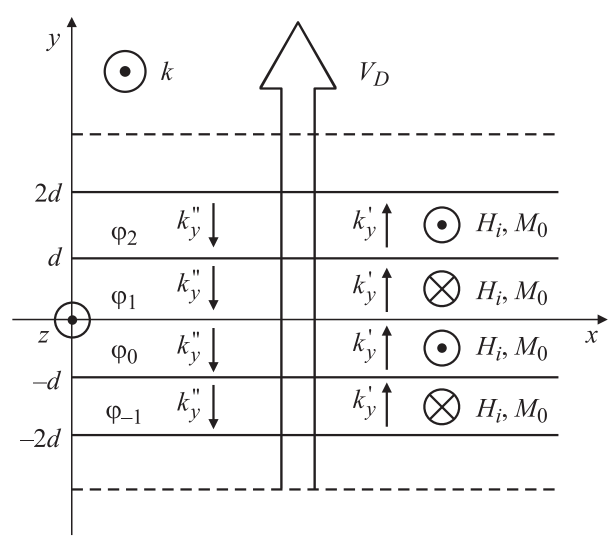

Рис. 1. Схема задачи.

магниченностям $M_0^{(j)}$ и внутренним магнитным полям $H_i^{(j)}$ в доменах предпишем значения

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

где $j = 1$ при $(n-1)d + V_D t < y < nd + V_D t$, $j = 2$ при $nd + V_D t < y < (n+1)d + V_D t$, $n = 0, \pm 2, \pm 4, \ldots$.

Для того чтобы не учитывать процессы структурной динамической перестройкии самовозбуждения доменных стенок при их перемещении [9], условимся, что кристалл находится вдали от фазового перехода, а V_D достаточно мало по сравнению с предельной уокеровской скоростью движения ДГ и не превышает скорости поперечных сдвиговых волн в ферромагнетике. При нарушении оговоренных условий необходимо рассматривать типичную для магнитодинамики задачу описания движения ДГ с учетом различных аспектов ее динамической устойчивости [4–6,9].

Примем далее, что объемная МСВ имеет волновой вектор $\mathbf{k} = (0, 0, k)$. Ограничиваясь магнитостатическим безобменным приближением, будем полагать, что длина волны МСВ много меньше характерного размера кристалла. В этом случае граничные эффекты на внешних границах ферромагнетика и его форма не влияют существенно на поведение МСВ и могут не учитываться.

Для построения решения перейдем от лабораторной системы отсчета к системе покоя ДГ $\tilde{x}0\tilde{y}\tilde{z}$. Поскольку $V_D \ll c$ (c — скорость света), связь координат выразим преобразованием Галилея

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

Соответственно возможна замена дифференциальных операторов по схеме

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

Магнитные потенциалы φ_l в доменах с номерами $l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ в избранной геометрии распространения удовлетворяют уравнению Уокера [1]

$$\mu^{(1)} \left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \tilde{y}^2} \right) + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \tilde{z}^2} = 0, \qquad (4)$$

которое ввиду (3) инвариантно относительно преобразования (2). Пусть домены с номерами 0, 1 и 2 расположены между ДГ с координатами $-d < \tilde{y} < 0$, $0 < \tilde{y} < d$, $d < \tilde{y} < 2d$ соответственно. Решение уравнения (4) ищем в нулевом, первом и втором доменах (составляют элементарную ячейку, которая из-за периодичности расположения доменов повторяется по всему объему кристалла). Согласно общепринятому способу рассмотрения волн в периодических структурах [10], решение запишем в выбранных доменах с учетом условия трансляционной инвариантности $\varphi_1(\tilde{y} + 2d) = \varphi_1(\tilde{y}) \exp(2i\kappa d)$ (κ — поперечное волновое число) в следующем виде:

$$\varphi_0 = \left(A_0 e^{ik_y''(\tilde{y}+d)} + B_0 e^{-ik_y'\tilde{y}} \right) e^{i(k\tilde{z} - \Omega\tilde{t})},$$
$$\varphi_1 = \left(A_1 e^{ik_y''\tilde{y}} + B_1 e^{-ik_y'(\tilde{y}-d)} \right) e^{i(k\tilde{z} - \Omega\tilde{t})},$$
$$\varphi_2 = \left(A_0 e^{ik_y''(\tilde{y}-d)} + B_0 e^{-ik_y'(\tilde{y}-2d)} \right) e^{2i\kappa d} e^{i(k\tilde{z} - \Omega\tilde{t})}, \qquad (5)$$

где $\Omega = \omega' + k_y' V_D = \omega'' - k_y'' V_D$ — частота МСВ в системе покоя ДГ.[1] Поскольку φ_l — периодическая функция κ с периодом $2d$, можно считать, что $0 \le \kappa \le \pi/d$. Согласно (5) магнитостатический потенциал в доменах можно представить в виде $\varphi_l = \varphi_l' + \varphi_l''$, φ_l' и φ_l'' — магнитные потенциалы волн с k_y', сонаправленным оси $\tilde{y}$, и частотой в лабораторной системе отсчета ω' и с k_y'', противоположным оси $\tilde{y}$, и частотой ω'' соответственно. Сопряжение МСВ на доменных границах при $\tilde{y} = 0$, d происходит благодаря удовлетворению граничным условиям: непрерывности магнитного потенциала и нормальной компоненты магнитной индукции,

$$\varphi_0' + \varphi_0''\big|_{\tilde{y}=0} = \varphi_1' + \varphi_1''\big|_{\tilde{y}=0},$$
$$\varphi_1' + \varphi_1''\big|_{\tilde{y}=d} = \varphi_2' + \varphi_2''\big|_{\tilde{y}=d},$$
$$-\mu' \frac{\partial \varphi_0'}{\partial \tilde{y}} - \mu'' \frac{\partial \varphi_0''}{\partial \tilde{y}}\Big|_{\tilde{y}=0} = -\mu' \frac{\partial \varphi_1'}{\partial \tilde{y}} - \mu'' \frac{\partial \varphi_1''}{\partial \tilde{y}}\Big|_{\tilde{y}=0},$$
$$-\mu' \frac{\partial \varphi_1'}{\partial \tilde{y}} - \mu'' \frac{\partial \varphi_1''}{\partial \tilde{y}}\Big|_{\tilde{y}=d} = -\mu' \frac{\partial \varphi_2'}{\partial \tilde{y}} - \mu'' \frac{\partial \varphi_2''}{\partial \tilde{y}}\Big|_{\tilde{y}=d}, \qquad (6)$$

где μ' и μ'' — компоненты тензора магнитной проницаемости. Они имеют следующий вид:

$$\mu' = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - (\Omega + V_D k)^2},$$
$$\mu'' = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - (\Omega - V_D k)^2}. \qquad (7)$$

В (7) $\omega_0 = \gamma H_i$, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, γ — магнитомеханическое отношение.

После подстановки (5) в граничные условия при $\tilde{y} = 0$, d с учетом (4), (7) из условия разрешимости образующейся системы однородных алгебраических уравнений относительно амплитуд $A_{0,1}$ получим дисперсионное уравнение для МСВ на движущейся периодической доменной структуре

$$\left(\sqrt{\mu'} + \sqrt{\mu''}\right)^2 \left(1 - e^{i(k_y'' + k_y')d}\right)$$
$$\times \left(e^{-2i\kappa d} - e^{2ik_y''d}\right)\left(e^{2i\kappa d} - e^{2ik_y'd}\right) = 0. \qquad (8)$$

Из (8) имеем следующие дисперсионные соотношения:

$$1)\; k_y'' = -k_y', \quad 2)\; k_y'' + k_y' = 2\pi n/d, \quad n = 0, 1, \ldots ,$$
$$3)\; \kappa_1 = -k_y'' + m_- \pi/d, \quad m_- = 0, 1, \ldots ,$$
$$4)\; \kappa_2 = k_y' + m_+ \pi/d, \quad m_+ = 0, 1, \ldots . \qquad (9)$$

[1] Равенство фаз магнитостатических волн на ДГ $\omega' + k_y' V_D = \omega'' - k_y'' V_D$ вытекает из метода фазовых инвариантов [11].

Если провести анализ выражений (9), можно сделать вывод о том, что первое и второе соотношения являются частным случаем третьего и четвертого. Поэтому далее без потери общности будут рассматриваться только два последних выражения. Они должны быть дополнены соотношением фазовых инвариантов

$$\omega' + k'_y V_D = \omega - k''_y V_D, \tag{10}$$

а также выражениями, которые можно получить из уравнения Уокера (4) путем подстановки в него решения (4)

$$\omega'^2 = \frac{\omega_k^2 + \omega_0^2 (k'_y/k)^2}{1 + (k'_y/k)^2}, \quad \omega''^2 = \frac{\omega_k^2 + \omega_0^2 (k''_y/k)^2}{1 + (k''_y/k)^2}, \tag{11}$$

где $\omega_k = \omega_0(\omega_0 + \omega_m)$.

В случае $V_D = 0$ уравнения (9), (10), (11) переходят в дисперсионное соотношение, полученное ранее в [2],

$$\omega^2 = \frac{\omega_k^2 + \omega_0^2(\kappa/k + \pi m_+/kd)^2}{1 + (\kappa/k + \pi m_+/kd)^2},$$

$$\omega^2 = \frac{\omega_k^2 + \omega_0^2(-\kappa/k + \pi m_-/kd)^2}{1 + (-\kappa/k + \pi m_-/kd)^2}, \quad m_{+-} = 0, 1, \ldots . \tag{12}$$

В [2] зависимость $\omega(k)$ (12) была рассчитана в предположении, что величина κ известна, и, наоборот, зависимость $\omega(\kappa)$ получена при фиксированном значении волнового числа k. Из (12) также видно, что спектр $\omega(k)$ мод магнитостатической волны лежит в пределах $\omega_0 < \omega \le \omega_k$.

Для движущейся решетки ($V_D \ne 0$) для нахождения спектра МСВ доменных стенок необходимо рассматривать уравнения (9), (10), (11) совместно. Полагая величину блоховского волнового числа κ_1 известной (из промежутка $0 \le \kappa \le \pi/d$), выражаем k''_y согласно третьей формуле из (9). Затем определяем k'_y из формулы (10) через k''_y и разность $\omega' - \omega$ и подставляем выражение, определяющее k'_y, в первое уравнение (11). После соответствующих преобразований можно получить следующее уравнение:

$$\begin{aligned} &x^3 + 2x^2\left(\omega'' + k''_y V_D\right) \\ &+ x\left[\left(\omega'' + k''_y V_D\right)^2 + 2k''_y V_D \omega'' - \omega_k^2 + k^2 V_D^2\right] \\ &+ 2k''_y V_D\left(\omega''^2 - \omega_k^2\right) + 2\omega'' V_D^2\left(k^2 + k''^2_y\right) = 0, \end{aligned} \tag{13}$$

где $x = (\omega' - \omega'')$, ω' — неизвестная величина, а ω'' рассчитывается по формулам (9), (11) через фиксированную величину блоховского волнового числа κ_1 и переменное значение волнового числа k. Решая кубическое уравнение (13) относительно неизвестной величины ω', находим зависимость $\omega'(k)$. Для нахождения зависимости $\omega'(\kappa)$ необходимо проделать такие же преобразования, считая только, что величина k известна. Спектры $\omega''(k)$ или $\omega''(\kappa)$ с учетом движения ДГ находятся из решения уравнения, аналогичного уравнению (13),

$$\begin{aligned} &x^3 + 2x^2\left(-\omega' + k'_y V_D\right) \\ &+ x\left[\left(\omega' - k'_y V_D\right)^2 - 2k'_y V_D \omega' - \omega_k^2 + k^2 V_D^2\right] \\ &+ 2k'_y V_D\left(\omega'^2 - \omega_k^2\right) + 2\omega' V_D^2\left(k^2 + k'^2_y\right) = 0, \end{aligned} \tag{14}$$

где $x = (\omega' - \omega'')$. Величина ω' определяется по формулам (9), (11) через фиксированную (переменную) величину блоховского волнового числа κ_2 и переменное (фиксированное) значение волнового числа k.

Уравнения (13) и (14) отличаются друг от друга. Поэтому естественно предположить, что при любых значениях m_+ и m_- зависимости $\omega'(k)$ и $\omega''(k)$ будут лежать в разных областях плоскости спектральных переменных ω' и k. Это существенное отличие от случая $V_D = 0$, для которого, согласно (12), спектры волн с распространением в положительном направлении оси y ($k_y \uparrow\uparrow y$), первое выражение в (12) и спектр МСВ с распространением противоположно оси y ($k_y \downarrow\uparrow y$), второе выражение в (12) совпадают при $m_{+-} = 0$ и 1, $m_{+-} = 1$ и 2 и т. д. соответственно. При этом, согласно (13), (14), разница в спектрах $\omega'(k)$ и $\omega''(k)$ для одинаковых значений m_+ и m_- тем больше, чем выше скорость V_D. Такой эффект „расщепления“ спектра для движущейся сверхрешетки объясняется допплеровским смещением частоты МСВ в результате взаимодействия ее с движущимися ДГ. Рассматриваемый эффект фактически представляет аналог рассеяния Мандельштама–Бриллюэна [12]. Исходя из этого, можно предположить, что при $V_D > 0$ ($V_D \uparrow\uparrow OY$) для волны с $k'_y \uparrow\uparrow \tilde{y}$ спектральная зависимость $\omega'(k)$ будет лежать выше спектра МСВ в случае статичной решетки ДГ, а спектр волн $\omega''(k)$ с $k''_y \downarrow\uparrow y$ будет располагаться соответственно ниже.

Рассчитанный по формулам (13), (14) спектр МСВ в присутствии движущейся сверхрешетки ДГ с $V_D > 0$ ($V_D \parallel OY$) показан в плоскости спектральных переменных k, ω на рис. 2 тонкими (волна с $k''_y \downarrow\uparrow \tilde{y}$) и утолщенными (волна с $k'_y \uparrow\uparrow \tilde{y}$) кривыми. Здесь же штриховые кривые представляют спектр МСВ для статичной доменной структуры, рассчитанный по формулам (12). Видно, что как и в случае движущейся ПДС, так и в случае статичной ПДС спектр МСВ состоит из большого числа спектров мод магнитостатической волны. Расчеты для этого и последующих рисунков выполнены для железоиттриевого граната с параметрами $\omega_0 = 1.4 \cdot 10^{10}\,\mathrm{sec}^{-1}$, $\omega_m = 3.5 \cdot 10^{10}\,\mathrm{sec}^{-1}$. Для нормировки скорости ДГ использовано значение скорости акустических поперечных волн $c_t = 3.8 \cdot 10^5$ cm/sec.

Из двух возможных действительных решений (при действительном k)[2] каждого из кубических уравне-

[2] Отбор корней производился при учете затухания МСВ путем замены в (13), (14) $k \to k(1 + i\alpha)$, где $\alpha \ll 1$ определяет уровень затухания.

ний (13) и (14) на рис. 2 оставлен только один корень, описывающий затухающие магнитостатические колебания. Другой корень этих уравнений описывает физически нереализуемые по условию предельного перехода $V_D \to 0$, нарастающие в данных условиях магнитостатические волны. Демонстрацией этому служит рис. 3, на котором верхняя штриховая кривая соответствует отбрасываемому корню уравнения (13) с $\mathrm{Im}(\omega') > 0$.

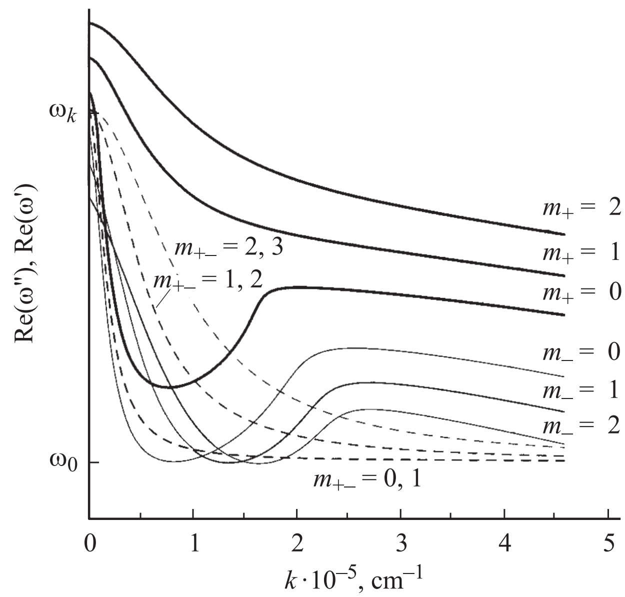

Рис. 2. Зависимости действительной части частоты МСВ от волнового вектора для случая $\kappa_1 = \kappa_2 = \pi/2d$, $d = 10^{-4}$ cm, $V_D/c_t = 0.1$, $\alpha = 0.05$.

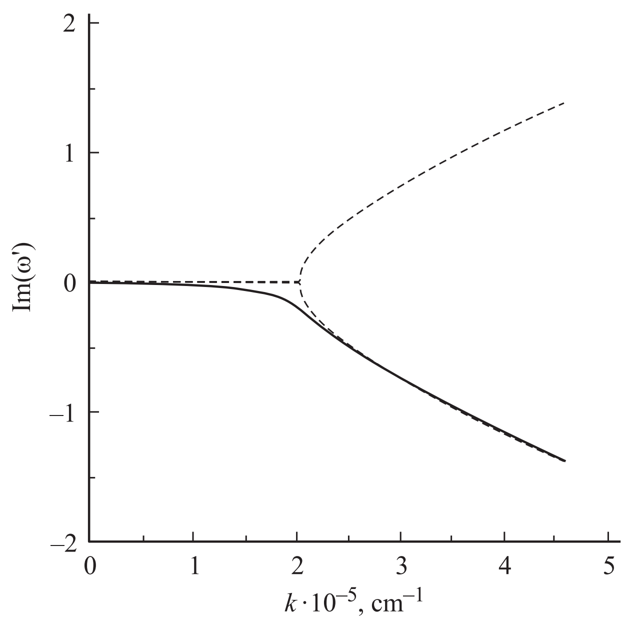

Рис. 3. Зависимость мнимой части МСВ от волнового вектора в присутствии движущейся периодической доменной структуры для случая $\kappa_1 = \kappa_2 = \pi/2d$, $V_D/c_t = 0.1$, $d = 10^{-4}$ cm, $m_- = 1$. Штриховые кривые — $\alpha = 0$. Сплошная кривая — $\alpha = 0.05$.

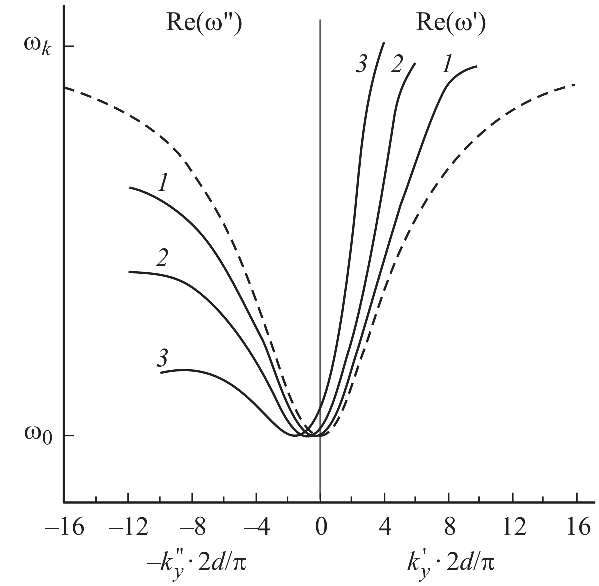

Рис. 4. Зависимость действительной части частоты МСВ от приведенного поперечного волнового числа для случая $k = 10^5\,\mathrm{cm}^{-1}$, $k_y'' = -\pi/2d + \pi m_-/d$, $k_y' = \pi/2d + \pi m_+/d$, $d = 10^{-4}$ cm, $\alpha = 0.05$. Сплошные кривые *1* — $V_D/c_t = 0.02$, *2* — $V_D/c_t = 0.05$, *3* — $V_D/c_t = 0.1$. Штриховые кривые — $V_D/c_t = 0$.

Кроме того, в расчетах принималось для наглядности представления спектра, что $\kappa_1 = \kappa_2$, что соответствует случаю 2) в (9), т.е. $k_y'' + k_y' = 2\pi n/d$. Если положить, что $\kappa_1 \neq \kappa_2$, то для каждого блоховского числа в соответствии с (12) будет своя серия спектров МСВ при $V_D = 0$, что естественно усложнит картину спектра в целом, однако принципиально картины не изменит.

Как предполагалось выше, дисперсионный спектр МСВ в кристалле с ПДС в результате движения ДГ расщепляется на компоненты с положительным (утолщенные сплошные кривые, распространение в положительном направлении оси y) и отрицательным (тонкие сплошные кривые, распространение в отрицательном направлении оси y) допплеровским сдвигом. Это означает, что, если рассматривать моду этих волн одного и того же номера, их спектр будет располагаться выше и ниже спектра моды МСВ с тем же номером в присутствии статичной ПДС. Отступление от такого расположения дисперсионных ветвей в коротковолновой области спектра (т.е. низкочастотные ветви проходят выше спектра МСВ при $V_D = 0$, рис. 2) можно объяснить нарушением условия магнитостатического приближения.[3] Из рис. 2 так же видно, что допплеровская „раздвижка" ветвей тем сильнее, чем больше номер моды. Установлено также, что существенная трансформация спектра мод за счет движения ДГ для кристалла ЖИГ происходит, если $d < 10^{-4}$ cm. Это означает нарушение неравенства $d \gg \Delta$, принимаемого по условию задачи. В этом случае

[3] Для ЖИГ граница безобменных волновых чисел определяется значением $k \approx 10^5\,\mathrm{cm}^{-1}$.

для корректного анализа поведения МСВ в присутствии периодической доменной структуры необходимо рассматривать ферромагнетик как неоднородную магнитную среду с периодическим изменением намагниченности или описывать ПДС в модели мелкослоистой сверхрешетки [13].

Зависимости $\omega''(k''_y)$ и $\omega'(k'_y)$ представлены на рис. 4. Штриховые кривые представляют спектр МСВ для случая статичной ПДС. Для наглядности представления каждая следующая зона (с m_+ или m_- большем на единицу) смещена относительно последнего значения $k'_y 2d/\pi$ или $-k''_y 2d/\pi$ предыдущей зоны на 2 или -2. В первую очередь обращает на себя внимание тот факт, что как при $V_D = 0$, так и при $V_D \neq 0$ в геометрии распространения волн параллельно намагниченностям в доменах отсутствует зонный характер спектра. Для большинства же спектров волн различной природы, распространяющихся в периодических структурах, разрешенные зоны чередуются с запрещенными. В [2] отмечалось, что запрещенные зоны возникают, если волновой вектор $\mathbf{k}$ в плоскости XZ направлен под углом к векторам намагниченности. Из рис. 3 также видно, что спектр МСВ вследствие движения ДГ становится асимметричным относительно оси частот, что свидетельствует об индуцированной движением невзаимности распространения волн спектр МСВ.

Список литературы

[1] Г.А. Вугальтер, И.А. Гилинский. Изв. вузов. Радиофизика **32**, *10*, 1187 (1989).
[2] И.А. Гилинский, Р.Г. Минц. ЖЭТФ **59**, *10*, 1230 (1970).
[3] М.А. Сигал. ЖТФ **59** , *10*, 137 (1989).
[4] J.M. Winter. Phys. Rev. **124**, *2*, 452 (1961).
[5] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. Письма в ЖЭТФ **39**, *8*, 348 (1984).
[6] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, *3*, 417 (1985).
[7] F.G. Bass, N.N. Nasonov, O.V. Naumenko. Phys. Stat. Sol. (b) **146**, *1*, 61 (1988).
[8] Л.Г. Потемина. ЖЭТФ **90**, *3*, 964 (1986).
[9] Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. Наука, М. (1987). 216 с.
[10] Б.М. Болотовский, С.Н. Столяров. УФН **159**, *1*, 155 (1989).
[11] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Наука, М. (1989). 288 с.
[12] И.Л. Фабеленский. Молекулярное рассеяние света. Наука, М. (1965). 511 с.
[13] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. ФТТ **47**, *3*, 556 (2005).