05; 09

СПИН-ВОЛНОВЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ ПО ТОЛЩИНЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Л. В. Луцев

Получено рекуррентное соотношение, описывающее дисперсионные характеристики магнитостатических волн (МСВ), распространяющихся в многослойных ферромагнитных пленках. Показано, что с каждой границей можно связать алгебраическую конструкцию, имеющую структуру грассмановой алгебры. Исследуются симметрии локального и глобального типов, оставляющие инвариантным вид дисперсионной зависимости. Рассматриваются обобщения рекуррентного дисперсионного соотношения МСВ на случаи ферромагнитных сверхрешеток и пленок с непрерывным изменением магнитных параметров по толщине. Построены зависимости групповых скоростей МСВ, полученных численным дифференцированием дисперсионных кривых, для случая пленок с линейным изменением намагниченности по толщине. Теоретические зависимости сравниваются с экспериментальными значениями групповых скоростей прямой объемной МСВ, полученными на пленке $Y_3Fe_5O_{12}$: Ga, La.

Введение

Изучение длинноволновых спиновых возбуждений — магнитостатических волн (МСВ) в ферромагнитных пленках представляет теоретический интерес и является важным для прикладных применений. Переход от однородных ферромагнитных пленок к многослойным структурам, к пленкам с непрерывным изменением намагниченности по толщине, к ферромагнитным сверхрешеткам дает возможность получения дисперсионных характеристик МСВ с заданной функциональной зависимостью. Исследования дисперсии МСВ в многослойных пленках и в пленках с непрерывным изменением намагниченности по толщине проводились в [1-8].

Преимуществом описанного ниже способа получения дисперсионных соотношений по сравнению со способами, описанными в [1-8], является возможность перехода от многослойной, дискретной структуры к пленочной структуре с изменяющимися значениями магнитных параметров по толщине. При выводе сохранялся член Re μ_{zx}, который появляется при наклонном подмагничивании пленки и в случае существования в пленке кубической, гексагональной и т. п. анизотропий. В силу этого полученные дисперсионные зависимости имеют более общий вид, чем в [1-8], где член Re μ_{zx} опускался.

В качестве примера найдены производные дисперсионных соотношений — групповые скорости прямой объемной МСВ в пленке с линейным профилем намагниченности по толщине. Теоретические значения сравниваются с экспериментальными.

1. Вывод дисперсионных соотношений

Рассмотрим ферромагнитную пленку, состоящую из $N=n$ слоев. Направление магнитного поля **H** произвольно. Ось Oz направим перпендикулярно поверхности пленки, ось Ox — вдоль волнового вектора МСВ **k**. Допустим, что пленка имеет толщину d_n и занимает интервал на оси Oz $[0, -d_n]$. Свойства МСВ определяются уравнением Уокера [9]

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\mu_{ik}^{(j,e)}\frac{\partial}{\partial x_k}\varphi^{(j,e)}=0 \quad (x_{i,k}=x,\ y,\ z), \tag{1}$$

где $\varphi^{(j,e)}$ — магнитостатический потенциал МСВ в j-слое или вне пленки (в этом случае $\mu_{ik}^{(e)}=\delta_{ik}$); $\mu_{ik}^{(j)}=\mu_{ki}^{(j)*}$ — тензор магнитной проницаемости j-слоя, обладающий свойством эрмитовости.

Благодаря выбору системы координат производные по y в (1) равны нулю. Решение (1) будем искать в виде

$$\varphi^{(j,e)}=\exp(ikx)\left[A_C^{(j,e)}\exp\left(i\beta_C^{(j,e)}kz\right)+A_D^{(j,e)}\exp\left(i\beta_D^{(j,e)}kz\right)\right]. \tag{2}$$

После подстановки в (1) находим значения $\beta_{C(D)}^{(j)}$ j-слоя

$$\beta_{C(D)}^{(j)}=\mu_{zz}^{(j)-1}\left\{-\mathrm{Re}\,\mu_{zx}^{(j)}\pm\left[\left(\mathrm{Re}\,\mu_{zx}^{(j)}\right)^2-\mu_{zz}^{(j)}\mu_{xx}^{(j)}\right]^{1/2}\right\}, \tag{3}$$

где индексу C соответствует знак «$+$», индексу D — знак «$-$».

Для решения вне пленки

$$\begin{aligned}&A_D^{(e)}=0,\ \beta_C^{(e)}=i\ (z>0),\\&A_C^{(e)}=0,\ \beta_D^{(e)}=-i\ (z<-d_n).\end{aligned} \tag{4}$$

Граничные условия уравнения Уокера заключаются в непрерывности $\varphi^{(j,e)}$ и z-составляющей индукции $\mu_{zi}^{(j,e)}\partial\varphi^{(j,e)}/\partial x_i$ на границах слоев. Подстановка (2) в граничные условия дает систему линейных уравнений относительно $A_{C(D)}^{(j,e)}$. Равенство нулю детерминанта этой системы определяет дисперсионные соотношения МСВ. Любой детерминант можно представить в виде косого произведения 1-форм [10]. С выделением этих 1-форм естественно возникает структура внешней или грассмановой алгебры [11].

Для представления детерминанта через косое произведение форм определим 1-формы типа C и D, связанные с границей S_j $(-d_j)$, находящейся между слоями j и $j+1$,

$$\begin{aligned}\omega_{C(D)}^{(j)}&=\begin{pmatrix}\omega_{C(D)1}^{(j)}\\ \omega_{C(D)2}^{(j)}\end{pmatrix}=\exp\left[-i\beta_{C(D)}^{(j)}kd_j\right]\begin{pmatrix}1\\ k\left(\beta_{C(D)}^{(j)}\mu_{zz}^{(j)}+\mu_{zx}^{(j)}\right)\end{pmatrix},\\ \bar\omega_{C(D)}^{(j)}&=\begin{pmatrix}\bar\omega_{C(D)1}^{(j)}\\ \bar\omega_{C(D)2}^{(j)}\end{pmatrix}=-\exp\left[-i\beta_{C(D)}^{(j+1)}kd_j\right]\begin{pmatrix}1\\ k\left(\beta_{C(D)}^{(j+1)}\mu_{zz}^{(j+1)}+\mu_{zx}^{(j+1)}\right)\end{pmatrix}.\end{aligned} \tag{5}$$

В дальнейшем понадобятся формы $\omega_F^{(0)}$, $\bar\omega_E^{(n)}$, определенные на границах S_0 и S_n и связанные с внешним окружением пленки. Они получаются соответственно из форм $\omega_C^{(j)}$ и $\bar\omega_D^{(j)}$ при $\beta_C=i$, $\beta_D=-i$, $\mu_{zz}=1$, $\mu_{zx}=0$. Из $\omega_C^{(j)}$, $\omega_D^{(j)}$, $\bar\omega_C^{(j)}$, $\bar\omega_D^{(j)}\left(\omega_F^{(0)},\ \bar\omega_E^{(n)}\right)$ можно выделить две образующие грассмановой алгебры, определенной на границе S_j.

Детерминант системы уравнений, получившейся после подстановки (2) в граничные условия, в терминах форм (5) имеет вид:

$$w^{(n)}=\left|\begin{array}{ccccc|c} & & U_{n-2}^{n-1} & & & \begin{matrix}0\\ \vdots\\ 0\end{matrix}\\ \hline 0\ \ldots\ 0 & & \omega_{C1}^{(n)} & \omega_{D1}^{(n)} & & \bar\omega_{E1}^{(n)}\\ 0\ \ldots\ 0 & & \omega_{C2}^{(n)} & \omega_{D2}^{(n)} & & \bar\omega_{E2}^{(n)}\end{array}\right|=G_{DE}^{(n)}M_D^{(n)}-G_{CE}^{(n)}M_C^{(n)}, \tag{6}$$

где $G^{(j)}=*(\omega^{(j)}\Lambda\bar\omega^{(j)})=\omega_1^{(j)}\bar\omega_2^{(j)}-\omega_2^{(j)}\bar\omega_1^{(j)}$; Λ — внешнее произведение; $*$ — оператор Ходжа, переводящий 2-форму в 0-форму (скаляр) [10]; формы $\omega^{(j)}$, $\bar\omega^{(j)}$ есть формы типа C, D, E или F; $M_D^{(n)}$, $M_C^{(n)}$ — миноры матрицы U_{n-2}^{n-1}, получающиеся вычеркиванием соответственно последнего или предпоследнего столбца.

Нижние индексы $G^{(j)}$ определяются типом форм $\omega^{(j)}$ и $\bar{\omega}^{(j)}$. Вид матрицы U_{n-2}^{n-1} для вывода рекуррентного дисперсионного соотношения несущественн.

Целесообразность выделения структуры грассмановых алгебр, связанных с границами S_j и состоящих из 1-форм (5), 2-форм $\omega^{(j)}\Lambda\bar{\omega}^{(j)}$ и 0-форм $G^{(j)}$, заключается в том, что дисперсионные соотношения выражаются только через формы этих алгебр.

Добавим еще один слой к n-слойной пленке ($N=n+1$). Детерминант линейной системы станет равным

$$w^{(n+1)}=\begin{vmatrix} \multicolumn{5}{c}{U_{n-2}^{n-1}} & 0 & 0 & 0 \\ & & & & & \vdots & \vdots & \vdots \\ & & & & & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \omega_{C1}^{(n)} & \omega_{D1}^{(n)} & \bar{\omega}_{C1}^{(n)} & \bar{\omega}_{D1}^{(n)} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \omega_{C2}^{(n)} & \omega_{D2}^{(n)} & \bar{\omega}_{C2}^{(n)} & \bar{\omega}_{D2}^{(n)} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \omega_{C1}^{(n+1)} & \omega_{D1}^{(n+1)} & \bar{\omega}_{E1}^{(n+1)} \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \omega_{C2}^{(n+1)} & \omega_{D2}^{(n+1)} & \bar{\omega}_{E2}^{(n+1)} \end{vmatrix}=$$

$$=M_D^{(n)}(G_{DE}^{(n+1)}G_{DC}^{(n)}-G_{CE}^{(n+1)}G_{DD}^{(n)})-M_C^{(n)}(G_{DE}^{(n+1)}G_{CC}^{(n)}-G_{CE}^{(n+1)}G_{CD}^{(n)}). \tag{7}$$

Введем переменную $\bar{w}^{(n)}=w^{(n)}/M_C^{(n)}$. Учитывая, что $M_C^{(n+1)}=M_D^{(n)}G_{DD}^{(n)}-M_C^{(n)}G_{CD}^{(n)}$, и исключая $M_D^{(n)}/M_C^{(n)}$, из (6), (7) получим рекуррентное соотношение

$$\bar{w}^{(n+1)}=\frac{P_n^{n+1}\bar{w}^{(n)}+R_n^{n+1}}{Q_n^{n+1}\bar{w}^{(n)}+T_n^{n+1}}, \tag{8}$$

где

$$P_n^{n+1}=G_{DE}^{(n+1)}G_{DC}^{(n)}-G_{CE}^{(n+1)}G_{DD}^{(n)},$$
$$Q_n^{n+1}=G_{DD}^{(n)},$$
$$R_n^{n+1}=G_{DE}^{(n+1)}(G_{CE}^{(n)}G_{DC}^{(n)}-G_{CC}^{(n)}G_{DE}^{(n)})-G_{CE}^{(n+1)}(G_{CE}^{(n)}G_{DD}^{(n)}-G_{CD}^{(n)}G_{DE}^{(n)}),$$
$$T_n^{n+1}=G_{CE}^{(n)}G_{DD}^{(n)}-G_{CD}^{(n)}G_{DE}^{(n)}.$$

Для первого слоя ($n=1$)

$$\bar{w}^{(1)}=\frac{G_{DE}^{(1)}G_{FC}^{(0)}}{G_{FD}^{(0)}}-G_{CE}^{(1)}. \tag{9}$$

Из (8) следует, что коэффициенты перехода P_l^n, R_l^n, Q_l^n, T_l^n от слоя l к слою n образуют матрицу

$$B_l^n=\begin{pmatrix} P_l^n & R_l^n \\ Q_l^n & T_l^n \end{pmatrix}$$

и могут быть найдены через произведение матриц

$$B_l^n=B_m^nB_l^m. \tag{10}$$

Дисперсионные соотношения МСВ для пленки, состоящей из N слоев, получаются при $\bar{w}^{(N)}(f,\ k,\ \mathbf{H},\ \dots)=0$, где f — частота переменного магнитного поля.

Принимая во внимание (5) и переходя к переменной $u^{(n)}=\bar{w}^{(n)}\exp(kd_n+i\beta_C^{(n)}kd_n)/k(\beta_C^{(n)}-\beta_D^{(n)})\mu_{zz}^{(n)}$, запишем коэффициенты рекуррентного соотношения (8) в более удобном виде

$$P_n^{n+1}=\eta_D^{(n+1)}\eta_C^{(n+1)}(\eta_D^{(n)}-\gamma^{(n)}\eta_D^{(n)}-2i)\frac{q^{(n+1)}-1}{2i}+\eta_D^{(n)}\gamma^{(n)}(\eta_D^{(n+1)}q^{(n+1)}-\eta_C^{(n+1)}),$$

$$R_n^{n+1}=-\eta_C^{(n+1)}\eta_D^{(n+1)}(q^{(n+1)}-1),$$

$$Q_n^{n+1}=(\eta_C^{(n+1)}-\eta_D^{(n+1)})\left(\eta_D^{(n)}\gamma^{(n)}-\eta_D^{(n+1)}+\eta_D^{(n)}\eta_D^{(n+1)}\frac{1-\gamma^{(n)}}{2i}\right),$$

$$T_n^{n+1}=-\eta_D^{(n+1)}(\eta_C^{(n+1)}-\eta_D^{(n+1)}), \tag{11}$$

где

$$\eta^{(j)}_{C(D)} = i + \beta^{(j)}_{C(D)}\mu^{(j)}_{zz} + \mu^{(j)}_{zx},$$
$$q^{(j)} = \exp\left[i\left(\beta^{(j)}_C - \beta^{(j)}_D\right)kh_j\right],$$
$$\gamma^{(j)} = \exp(2k\delta^{(j)}),$$

$h_j = d_j - d_{j-1}$ — толщина j-слоя ($j = 1, \ldots, n+1$).

При переходе от (8) к (11) сделано небольшое обобщение на случай, если между слоями n и $n+1$ существует зазор шириной $\delta^{(n)}$.

Для однородной пленки (первого слоя)

$$u^{(1)} = \frac{1}{\eta^{(1)}_C - \eta^{(1)}_D}\left[q^{(1)}\frac{\eta^{(1)}_D(\eta^{(1)}_C - 2i)}{\eta^{(1)}_D - 2i} - \eta^{(1)}_C\right]. \qquad (12)$$

2. Симметрии дисперсионных соотношений

Свойства симметрии дисперсионных соотношений связаны с видом коэффициентов P, R, Q, T (11). Пространственные переменные входят в $q^{(j)}$ в виде kh_j. Из этого факта вытекает свойство масштабной инвариантности (скейлинга): дисперсионные соотношения, записанные в переменных kh_j, будут одинаковыми для целого класса пленок с одинаковыми отношениями толщин h_i/h_1 ($i=2, \ldots, N$). Группа преобразований $W^{(1)}_L : k \to a^{-1}k$, $h_j \to ah_j$ ($j=1, \ldots, N$) образует однопараметрическую группу Ли.

Можно выделить группу симметрии, связанную с сохранением тензора магнитной проницаемости $\mu^{(j)}$. В общем случае он является функцией частоты f, внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, намагниченностей $4\pi M^{(j)}$, одноосных, кубических, гексагональных и т. п. полей анизотропий. Но в (11) все эти величины входят в сочетаниях, выражающихся через 4 компоненты тензора магнитной проницаемости j-слоя $\mu^{(j)}_{xx}$, $\mu^{(j)}_{zz}$, $\mathrm{Re}\,\mu^{(j)}_{zx}$, $\mathrm{Im}\,\mu^{(j)}_{zx}$. Поэтому дисперсионные соотношения МСВ N-слойной пленки, записанные в переменных $\mu^{(j)}$ (f, $\mathbf{H}$, ...) и в скейлинговых переменных kh_j, в общем случае имеют $5N-2$ параметра. Группу преобразований $W^{(\text{общ})}_M$, сохраняющую значения этих параметров, можно использовать для нахождения дисперсионных зависимостей МСВ в пленках по уже известным зависимостям. Например, из вида тензора магнитной проницаемости $\mu^{(j)}$ [9] j-слоя, имеющего одноосную анизотропию $\mathbf{H}^{(j)}_A$ с осью, перпендикулярной поверхности слоя, следует инвариантность дисперсионных зависимостей МСВ для класса пленок с одинаковыми отношениями $g^{(j)}H/f$, $g^{(j)}4\pi M^{(j)}/f$, $g^{(j)}H^{(j)}_A/f$, где $g^{(j)}$, $4\pi M^{(j)}$ — гиромагнитное отношение и намагниченность j-слоя. Группа преобразований, являющаяся подгруппой $W^{(\text{общ})}_M$, $W^{(1)}_M$: $f \to bf$, $H \to bH$, $4\pi M^{(j)} \to b4\pi M^{(j)}$, $H^{(j)}_A \to bH^{(j)}_A$, $g^{(j)} = \text{const}$ образует глобальную однопараметрическую группу Ли. Дисперсионные соотношения МСВ пленок с одинаковыми отношениями магнитных величин к частоте получаются из дисперсионных соотношений МСВ конкретной пленки изменением параметра b.

Для случая перпендикулярно намагниченной пленки вид тензора $\mu^{(j)}$ позволяет выделить локальную (калибровочную) группу Ли $W^{(z)}_M : f = \text{const}$, $g(z) \times (H(z) + H_A(z)) = \text{const}$, $g(z)4\pi M(z) = \text{const}$. Эта группа нарушается при переходе к касательно намагниченной пленке. По-видимому, группа $W^{(z)}_M$ имеет только теоретический интерес.

3. Дисперсионные соотношения МСВ в ферромагнитных сверхрешетках

Рассмотрим пленку, состоящую из N одинаковых слоев, разделенных зазорами шириной δ. Коэффициенты P^N_1, R^N_1, Q^N_1, T^N_1 легко получить из матричного соотношения (10)

$$B_1^N = \prod_{j=1}^{N-1} B_j^{j+1} = L \begin{pmatrix} \lambda_1^{N-1} & 0 \\ 0 & \lambda_2^{N-1} \end{pmatrix} L^{-1}, \tag{13}$$

где L — матрица, диагонализирующая

$$B_j^{j+1} = B_0 = \begin{pmatrix} P_0 & R_0 \\ Q_0 & T_0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_{1,2} = 1/2 \{P_0 + T_0 \pm [(P_0 - T_0)^2 + 4Q_0R_0]^{1/2}\} \tag{14}$$

— собственные значения B_0.

Дисперсионные зависимости получаются при

$$u^{(N)} = \frac{P_1^N u^{(1)} + R_1^N}{Q_1^N u^{(1)} + T_1^N} = 0. \tag{15}$$

Подставляя (13) в (15), учитывая (14) и то, что знаменатель в выражении (15) является конечной величиной, получаем

$$\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{N-1} = \frac{(\lambda_1 - P_0)\, u^{(1)} - R_0}{(\lambda_2 - P_0)\, u^{(1)} - R_0}. \tag{16}$$

Это дисперсионное соотношение МСВ, распространяющихся в сверхрешетках, в точности соответствует соотношению, полученному в [1] для случаев поверхностной и прямой объемной волн. При $N \to \infty$ дисперсионные кривые преобразуются в зоны.

4. Дисперсионные соотношения МСВ в пленках с непрерывным изменением магнитных параметров по толщине

Аппроксимируем пленку с изменением тензора $\mu(z)$ по толщине пленкой с N слоями. При $N \to \infty$ геометрическая конструкция, введенная в разделе 1 для нахождения рекуррентных зависимостей, преобразуется в расслоенное пространство, где базой служит линейное пространство положений бесконечно тонкого слоя на оси Oz, а слоями — введенные выше грассмановы алгебры, которые в разделе 1 были связаны только с границами S_j. Формы (5) преобразуются во внешние дифференциальные формы.

Если частота f внешнего переменного магнитного поля отличается от частот ФМР N слоев пленки, то уравнение Уокера не имеет сингулярного характера и можно применить (8)—(12) для нахождения дисперсионных соотношений МСВ, распространяющихся в этих пленках. Рассмотрим два соседних слоя толщиной dz. Учитывая, что при $dz \to 0$ $G_{DD} = G_{CC} = 0$, и используя (8) в переменных $u^{(n)}$, $u^{(n+1)}$ и значения коэффициентов P, R, Q, T (11), находим прирост du, выраженный через значения u в точке z. В терминах du/dz полученное соотношение будет иметь вид уравнения Риккати

$$\frac{du}{dz} = J_1 u^2 + J_2 u + J_3,$$

где

$$J_1 = -\frac{\eta_D'}{\eta_D}, \quad J_2 = -ik(\beta_C - \beta_D) - \frac{\eta_D'}{\eta_D}, \quad J_3 = -\frac{ik\eta_C}{\mu_{zz}}, \tag{17}$$

$\eta_{C(D)}$, $\beta_{C(D)}$ определяются соответственно (11) и (3) с заменой дискретного индекса j на непрерывный z.

Значение u на границе $z=0$ находится из (12)

$$u(0) = \left.\frac{2i}{\eta_D - 2i}\right|_{z=0}. \tag{18}$$

Дисперсионные соотношения МСВ получаются при равенстве нулю решения уравнения Риккати (с начальным условием (18)) на второй границе пленки $z = -d$

$$u(-d;\ f,\ \mathbf{H},\ k,\ \ldots)=0. \tag{19}$$

При малых изменениях магнитных параметров по толщине пленки член $J_1 u^2$ в (17) мал по сравнению с членами $J_2 u$ и J_3. Поэтому возможна аппроксимация решения уравнения (17) последовательными приближениями

$$u_i(z)=u(0)\exp\left[\int_0^z J_2(\xi)\,d\xi\right]+\int_0^z\left[J_3(\xi)+J_1(\xi)u_{i-1}^2(\xi)\right]\exp\left[\int_{\xi}^z J_2(\zeta)\,d\zeta\right]d\xi,$$

$$u_0(z)=0,\ i=1,\ 2,\ 3,\ \ldots. \tag{20}$$

Проанализируем соотношение (20) в первом приближении для случая перпендикулярно намагниченной пленки при отсутствии анизотропии. При

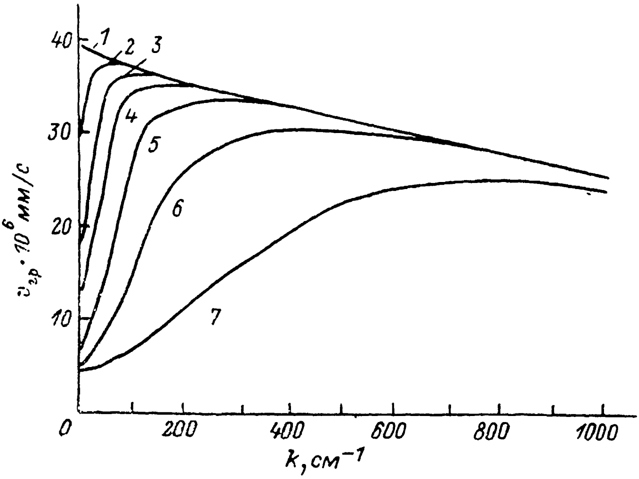

Рис. 1. Зависимости групповой скорости прямой объемной МСВ от волнового вектора для разных значений градиента намагниченности $|\varkappa|$.

1 — 0, 2 — 1, 3 — 3, 4 — 5, 5 — 10, 6 — 20, 7 — 50 Э/мкм; H — 4930.2 Э.

стремлении частоты f со стороны бо́льших значений к частотам ФМР слоев пленки главный вклад в интегралы (20) будет вносить окрестность полюса μ_{xx} слоя z_0 с наименьшей намагниченностью $4\pi M_0$. Подынтегральные выражения будут иметь особенность типа $[f-f_0^{ФМР}+g_0/2\cdot\partial^2 4\pi M/dz^2|_{z_0}\cdot(z-z_0)^2]^{-1/2}$. При приближении f к $f_0^{ФМР}$ относительный вклад в интегралы (20) будет определяться все меньшей окрестностью слоя с координатой z_0, что эквивалентно уменьшению эффективной, влияющей на дисперсию толщины пленки. Поэтому при $f\to f_0^{ФМР}$ следует ожидать уменьшения наклона дисперсионной кривой и групповой скорости МСВ. Для проверки этого положения были проведены экспериментальные исследования и численные расчеты по формуле (20).

На рис. 1 и 2 представлены зависимости групповых скоростей $v_{гр}=2\pi\partial f/\partial k$ прямой объемной ($\mathbf{H}\parallel 0z$) и поверхностной ($\mathbf{H}\parallel 0y$) МСВ, распространяющихся в пленках с линейным профилем намагниченности по толщине $4\pi M(z)=4\pi M(0)+\varkappa z$ $(z\in[0,\ -h])$. Толщина пленки h равна 5 мкм, одноосная и другие виды анизотропий не учитывались. Намагниченность $4\pi M(0)=1750$ Э являлась минимальной намагниченностью в случае прямой объемной МСВ ($\varkappa<0$) и максимальной намагниченностью для случая поверхностной МСВ ($\varkappa>0$). Величина постоянного магнитного поля H выбиралась такой, чтобы частота ФМР слоя с $4\pi M(0)$ равнялась 9 ГГц. Групповые скорости находились путем численного дифференцирования дисперсионной зависимости из (19), (20) в первом приближении. Расчеты проводились на ЕС-1035. Подтверждаются уменьшение $v_{гр}$ при малых k, которое можно объяснить влиянием полюса μ_{xx}, и появление максимумов на приведенных зависимостях. Для случая поверхностной волны величина групповой скорости различна для противоположных направлений распространения волны и эта разность увеличивается с ростом $\varkappa$.

На рис. 3 приведены экспериментальные значения и теоретическая зависимость $v_{гр}$ прямой объемной волны, распространяющейся в пленке $Y_3Fe_5O_{12}$: Ga, La с min $4\pi M(0)=1594$ Э, $|\varkappa|=10$ Э/мкм, $h=13.4$ мкм. Частота f в на-

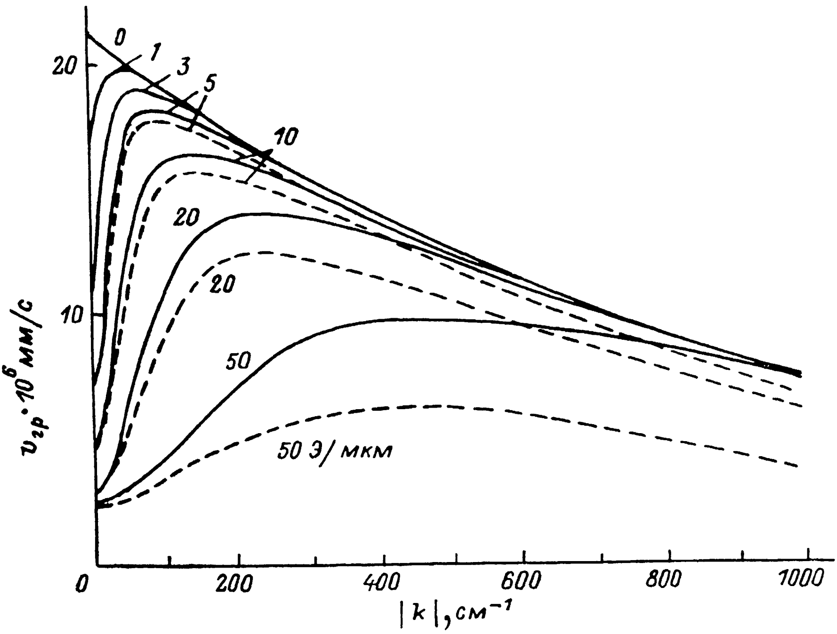

Рис. 2. Зависимости групповой скорости поверхностной МСВ от волнового вектора для разных значений градиента намагниченности $\varkappa$ при $H=2423.4$ Э для двух противоположных направлений распространения волны.

$k<0$ — сплошная линия, $k>0$ — штриховая линия.

чале зависимости равна 4.520 ГГц ($H=3174$ Э). Эксперимент проводился на линии задержки с расстоянием между приемной и передающей антеннами 5 мм. Толщина антенн 20 мкм. Из рис. 3 видно подтверждение особенности

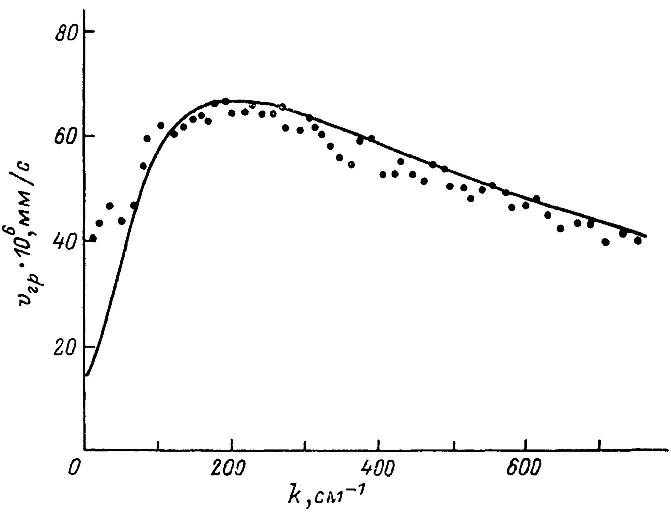

Рис. 3. Экспериментальные значения и теоретическая зависимость групповой скорости прямой объемной МСВ.

неоднородных по толщине пленок (в данном случае пленок с линейным изменением намагниченности по толщине) — уменьшение $v_{гр}$ при $k\to 0$ и наличие максимума $v_{гр}$ при $k\neq 0$.

В заключение автор благодарит И. Л. Березина за предоставленные образцы пленок и Ю. М. Яковлева за обсуждение работы.

Список литературы

[1] *Emtage P. R., Daniel M. R.* // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 29. N 1. P. 212—220.
[2] *Grünberg P., Mika K.* // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. N 5. P. 2955—2963.
[3] *Филиппов В. В.* // РиЭ. 1988. Т. 33. № 6. С. 1225—1232.
[4] *Беспятых Ю. И., Зубков В. И.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 11. С. 2386—2394.
[5] *Беспятых Ю. И., Вашковский А. В., Зубков В. И., Пфайффер Х.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 6. С. 1743—1747.
[6] *Buris N. E., Stancil D. D.* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1985. Vol. MTT-33. N 6. P. 484—491.
[7] *Buris N. E., Stancil D. D.* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1985. Vol. MTT-33. N 10. P. 1089—1096.
[8] *Buris N. E., Stancil D. D.* // IEEE Trans. on Magn. 1986. Vol. MAG-22. N 5. P. 859—861.
[9] *Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.* Спиновые волны. М., 1967. 368 с.
[10] *Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т.* Современная геометрия. Методы и приложения. М., 1986. 760 с.
[11] *Калужнин Л. А.* Введение в общую алгебру. М., 1973. 448 с.

Поступило в Редакцию
19 декабря 1989 г.