

СПИН-ВОЛНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ЧАСТИЧНО СТОХАСТИЗОВАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

В. А. Игнатченко, Ю. И. Маньков, А. В. Поздняков*

*Институт физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 25 февраля 1999 г.

Теоретически исследуется влияние неоднородностей периода ферромагнитной сверхрешетки на ее высокочастотную восприимчивость. Расчет проведен для модели, в которой в качестве физического параметра, характеризующего как идеальную, так и частично неупорядоченную сверхрешетку, выбрана величина одноосной магнитной анизотропии. Показано, что при увеличении интенсивности неоднородностей происходит уширение и сближение двух резонансных пиков, соответствующих расщеплению спектра на краю зоны Бриллюэна сверхрешетки и слиянию их в один пик. Величина последнего возрастает, а ширина уменьшается при дальнейшем увеличении интенсивности неоднородностей. Влияние неоднородностей на восприимчивость качественно различно для предельных случаев коротковолновых и длинноволновых неоднородностей: во втором случае, в отличие от первого, получена немонотонная зависимость расстояния между максимумами восприимчивости от интенсивности и корреляционных свойств неоднородностей. Обсуждается возможность наблюдения рассмотренных эффектов в экспериментах по спин-волновому резонансу в мультислойных магнитных пленках.

PACS: 76.50.+g; 75.70.-i

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема распространения волн в частично или полностью стохастизованных мультислойных структурах (одномерных сверхрешетках) привлекает в настоящее время значительное внимание. Существует несколько подходов к развитию теории: моделирование стохастизации случайным расположением слоев двух различных материалов [1]; численное моделирование случайных отклонений поверхностей между слоями от их исходного периодического расположения [2]; введение двухпериодической (с несоизмеримыми периодами) зависимости физических параметров от координаты вдоль оси сверхрешетки [3] (ссылки приведены лишь на некоторые характерные работы, так как имеется множество публикаций, ориентированных на каждый из этих подходов).

Еще один подход был предложен в наших работах [4, 5]. В работе [4] дано краткое изложение результатов, полученных для одномерных неоднородностей, описываемых корреляционной функцией с экспоненциальным спадом корреляций. В работе [5] дается последовательное изложение предложенного метода для одно-, двух- и трехмерных неоднородностей периода сверхрешетки. Этот подход отличается от использованных ранее методов тем, что корреляционные свойства сверхрешетки в нем не постулируются, а

* E-mail: ignatchenko@theorphys.krascience.rssi.ru

выводятся из самых общих предположений о характере стохастической пространственной модуляции периода сверхрешетки. Затем спектр и затухание волн находятся из исследования усредненной функции Грина, содержащей найденную корреляционную функцию. Теория развивается для спиновых, упругих и электромагнитных волн.

В последние годы были выполнены экспериментальные работы по наблюдению спин-волнового резонанса в мультислойных ферромагнитных пленках [6,7]. Известно, что длина спиновых волн λ_s в тонких пленках определяется размерным эффектом, позволяющим возбуждать спиновые волны с $\lambda_s \lesssim d$, где d — толщина ферромагнитной пленки, с помощью электромагнитного поля с длиной волны $\lambda \gg d$. Это позволяет удовлетворить условиям совпадения как частоты, так и длины возбуждаемой волны с соответствующими параметрами границы зоны Бриллюэна сверхрешетки. Именно на этой границе спектр волн наиболее чувствителен к неоднородностям структуры сверхрешетки. Физическим параметром, наблюдаемым в эксперименте, является высокочастотная магнитная восприимчивость, поэтому представляет интерес теоретическое исследование этой характеристики мультислойной системы. В данной работе высокочастотная восприимчивость сверхрешетки изучается для модельной системы, соответствие которой реальной мультислойной структуре будет обсуждаться ниже. Предполагается, что исходная сверхрешетка представляет собой магнитную структуру с гармонической вдоль оси z зависимостью константы одноосной магнитной анизотропии, при этом направление оси анизотропии остается постоянным и параллельным оси z . Такая модель наиболее проста для теоретического исследования и позволяет наглядно продемонстрировать основные особенности модификации спин-волнового спектра в сверхрешетках.

2. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

Динамика ферромагнитной системы описывается уравнением Ландау—Лифшица

$$\dot{\mathbf{M}} = -g[\mathbf{M}\mathbf{H}_{eff}], \quad (1)$$

где \mathbf{M} — намагниченность, g — гиромагнитное отношение, \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле.

В геометрии, соответствующей спин-волновому резонансу, внешнее магнитное поле \mathbf{H} направлено вдоль вектора обратной сверхрешетки \mathbf{q} параллельного оси z , т. е. перпендикулярно магнитной пленке, а высокочастотное магнитное поле \mathbf{h} ориентировано в плоскости пленки xy . Соответственно, эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} имеет следующие компоненты:

$$H_{eff}^x = \alpha \frac{d^2 M_x}{dz^2} + h_x, \quad H_{eff}^y = \alpha \frac{d^2 M_y}{dz^2} + h_y, \quad H_{eff}^z = \alpha \frac{d^2 M_z}{dz^2} + H_i + \beta(z)M_z, \quad (2)$$

где α — параметр обмена, β — величина магнитной анизотропии, $H_i = H - 4\pi M_z$ — внутреннее постоянное магнитное поле, учитывающее статическое размагничивающее поле пленки. Динамические размагничивающие поля для рассматриваемой симметрии задачи обращаются в нуль.

Представим анизотропию $\beta(z)$ в виде

$$\beta(z) = \beta [1 + \gamma\rho(z)], \quad (3)$$

где β — среднее значение анизотропии, γ — ее относительная среднеквадратичная флуктуация, а $\rho(z)$ — центрированная ($\langle \rho \rangle = 0$) и нормированная ($\langle \rho^2 \rangle = 1$) функция, описывающая сверхрешетку со случайно модулированным периодом.

Линеаризуя уравнение (1) обычным образом ($M_z \approx M$; $M_x, M_y \ll M$), получим для резонансных циркулярных проекций $m = M_x + iM_y$ и $h = H_x + iH_y$ уравнение

$$\nabla^2 m + (\nu - \epsilon \rho(z))m = -h/\alpha, \quad (4)$$

где введены обозначения

$$\nu = \frac{\omega - g(H + \beta M - 4\pi M)}{\alpha g M}, \quad \epsilon = \frac{\gamma \beta}{\alpha}. \quad (5)$$

Здесь ω — частота внешнего электромагнитного поля. Для частот, используемых в спин-волновых экспериментах ($\omega/2\pi \sim 10^{10}$ Гц), длина волны ($\lambda \sim 1$ см) намного превышает толщину исследуемых пленок $d \sim 10^{-5}$ см. Поэтому амплитуда высокочастотного магнитного поля h в правой части уравнения (4) может считаться константой, не зависящей от координат. Чтобы такое поле возбудило в пленке стоячие спиновые волны, требуется выполнение условий хотя бы частичного закрепления магнитного момента на поверхностях пленки. Будем полагать, что выполняются условия полного закрепления

$$m(z) \Big|_{z=\pm d/2} = 0; \quad (6)$$

начало отсчета по оси z выбираем в центре пленки. Такие условия могут быть созданы путем напыления на обе поверхности пленки дополнительных слоев магнитожесткого сплава.

Задача о спектре спиновых волн в тонкой однородной пленке впервые была решена в работе Киттеля [8] (см., например, монографию [9]). Она соответствует решению уравнения (4) с граничными условиями (6) при $\epsilon = 0$. При этом спектр определяется выражениями

$$\nu = k_n^2, \quad k_n = \pi n/d, \quad (7)$$

причем поле h будет возбуждать только симметричные колебания $m \sim \cos k_n z$, соответствующие нечетному числу полувольт, укладывающихся на толщине пленки, т. е. $n = 1, 3, 5, \dots$

Для исследования уравнения (4) при $\epsilon \neq 0$ разложим m , ρ и h по собственным функциям невозмущенной задачи:

$$m(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} m_n \cos k_n z, \text{ и т. д.} \quad (8)$$

Тогда для трансформант Фурье соответствующих функций m_n , ρ_n и h_n получаем следующее уравнение:

$$(\nu - k_n^2)m_n = \epsilon \sum_{l=-\infty}^{+\infty} m_l \rho_{n-l} + h_n/\alpha, \quad (9)$$

где трансформанты Фурье высокочастотного поля определяются выражением

$$h_n = \begin{cases} \frac{2h}{\pi n} \sin \frac{\pi n}{2}, & n \neq 0, \\ 0, & n = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Член ряда с $l = n$ в уравнении отсутствует, так как $\rho(z)$ является центрированной функцией. Подставляя формальное решение уравнения (9) в правую часть этого же уравнения и усредняя по ансамблю случайных реализаций функции $\rho(z)$, имеем

$$(\nu - k_n^2) \langle m_n \rangle = \epsilon^2 \sum_{l \neq n} \sum_{l_1 \neq l} \frac{\langle m_l \rho_{l-l_1} \rho_{n-l} \rangle}{\nu - k_l^2} + \frac{h_n}{\alpha}. \quad (11)$$

Расцепляя коррелятор в правой части уравнения в приближении первого неисчезающего члена теории возмущений (приближение Бурре [10]):

$$\langle m_l \rho_{l-l_1} \rho_{n-l} \rangle \approx \langle m_l \rangle \langle \rho_{l-l_1} \rho_{n-l} \rangle \quad (12)$$

и используя тождество, справедливое для всех однородных случайных функций (см., например, [11])

$$\langle \rho_{l_1} \rho_{l_2} \rangle = \langle |\rho_{l_1}|^2 \rangle \delta_{l_1, l_2}, \quad (13)$$

получаем решение в виде

$$\langle m_n \rangle = h_n \alpha^{-1} \left\{ \nu - k_n^2 - \epsilon^2 \sum_{l \neq n} \frac{\langle |\rho_{n-l}|^2 \rangle}{\nu - k_l^2} \right\}^{-1}. \quad (14)$$

В эксперименте наблюдается средний по объему пленки отклик системы на действие высокочастотного поля

$$\overline{m} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} m(z) dz = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{2}{k_n d} \sin \frac{\pi n}{2} \right) m_n, \quad (15)$$

где штрих у суммы означает отсутствие члена с $n = 0$.

Таким образом, наблюдаемая в спин-волновых экспериментах средняя восприимчивость является суммой парциальных восприимчивостей

$$\chi = \frac{\langle \overline{m} \rangle}{h} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \chi_n, \quad (16)$$

где χ_n определяется выражением

$$\chi_n = \left(\frac{2}{\pi n} \sin \frac{\pi n}{2} \right)^2 \alpha^{-1} \left\{ \nu - k_n^2 - \epsilon^2 \sum_{l \neq n} \frac{\langle |\rho_{n-l}|^2 \rangle}{\nu - k_l^2} \right\}^{-1}. \quad (17)$$

Исследование выражения, содержащего суммирование по дискретным k_n , представляет собой достаточно сложную задачу. Поэтому мы ограничимся здесь

исследованием его непрерывного аналога, в котором суммирование заменено интегрированием:

$$\chi(\nu, k) = a(k) \left\{ \nu - k^2 - \epsilon^2 \int \frac{S(k - k_1) dk_1}{\nu - k_1^2} \right\}^{-1}, \quad (18)$$

где $a(k) = \alpha^{-1}(2/kd)^2 \sin^2(kd/2)$. При этом мы будем иметь в виду, что это выражение описывает частотные зависимости χ лишь в окрестности дискретных значений волнового числа $k = k_n$. Здесь $S(k)$ — спектральная плотность случайной функции $\rho(z)$, связанная с корреляционной функцией сверхрешетки $K(r)$ преобразованием Фурье (теорема Винера—Хинчина):

$$K(r) \equiv \langle \rho(z)\rho(z-r) \rangle = \int S(k)e^{ikr} dk. \quad (19)$$

До сих пор о функции $\rho(z)$ не было сделано никаких предположений, за исключением того, что она является центрированной и нормированной однородной случайной функцией. В соответствии с работой [5] представим функцию $\rho(z)$ в виде

$$\rho(z) = \sqrt{2} \cos [q(z - u(z))], \quad (20)$$

где $q = |q|$ — волновое число исходной сверхрешетки, $u(z)$ — случайная функция, описывающая неоднородность периода этой сверхрешетки.

Таким образом, мы будем рассматривать здесь модель, в которой физический параметр, характеризующий сверхрешетку, имеет в исходном состоянии (при $u(z) \equiv 0$) гармоническую зависимость от z . Для нахождения корреляционной функции такой сверхрешетки в работе [5] был развит метод, представляющий собой обобщение на случай частично стохастизованных сверхрешеток хорошо известной в радиофизике теории случайной частотной (или фазовой) модуляции периодического радиосигнала [11, 12]. Корреляционные свойства сверхрешетки в этом методе выражаются через стохастические характеристики функции $u(z)$ (точнее — ее производной du/dz). При этом вид корреляционной функции сверхрешетки $K(r)$ для предельных случаев длинноволновых и коротковолновых неоднородностей не зависит от вида корреляционной функции, моделирующей исходные неоднородности du/dz . Вместе с тем форма $K(r)$ весьма чувствительна к корреляционной длине неоднородностей. Полученная в работе [5] корреляционная функция в двух предельных случаях — для длинноволновых и коротковолновых неоднородностей, соответствующих случайному смещению границ между слоями, — имеет вид

$$K(r) = \cos(qr) \begin{cases} \exp(-k_{c1}^2 r^2/2), & p_0 \ll 1, \\ \exp(-k_{c2}r), & p_0 \gg 1, \end{cases} \quad (21)$$

где $p_0 = k_{||}/\sigma q$, $k_{c1} = \sigma q$ и $k_{c2} = (\sigma q)^2/k_{||}$ — эффективные корреляционные волновые числа сверхрешетки, σ и $k_{||}$ — среднеквадратичная флуктуация и корреляционное волновое число случайной функции du/dz . Таким образом, независимо от формы корреляционной функции, моделирующей свойства исходных неоднородностей du/dz , корреляционная функция сверхрешетки имеет гауссовский спад корреляций для плавных и экспоненциальный — для коротковолновых неоднородностей.

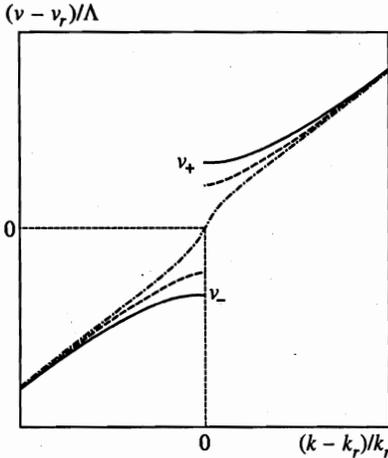


Рис. 1. Вид закона дисперсии для сверхрешетки в окрестности края зоны Бриллюэна (пояснения в тексте статьи)

Выражая с помощью преобразование Фурье спектральную плотность $S(k)$, соответствующую корреляционной функции (21), и подставляя ее в (18), восприимчивость сверхрешетки получаем в виде

$$\chi = \frac{a(k)}{\nu - k^2 - (\Lambda^2/4)F(L_- + L_+)}, \tag{22}$$

где $\Lambda = \epsilon\sqrt{2}$, а функции F и L_{\pm} будут определяться для каждого предельного случая $p_0 \gg 1$, $p_0 \ll 1$ своими выражениями. Рассмотрим сначала предел $p_0 \gg 1$, соответствующий коротковолновым неоднородностям. Тогда

$$F = 1 - ik_{c2}/\sqrt{\nu}, \quad L_{\pm} = [(\sqrt{\nu} - ik_{c2})^2 - (k \pm q)^2]^{-1}, \tag{23}$$

Равенство нулю знаменателя в (22) дает дисперсионное уравнение для усредненных спиновых волн в сверхрешетке, исследованное ранее в работах [4, 5]. Качественный вид полученных результатов схематически изображен на рис. 1. На границе зоны Бриллюэна, которой соответствует $k = k_r \equiv q/2$, в спектре исходной идеальной ($k_{c2} = 0$) сверхрешетки имеется щель $\Delta\nu \equiv \nu_+ - \nu_- = \Lambda$ (сплошная кривая на рис. 1). С ростом k_{c2} щель уменьшается (штриховая кривая) по закону

$$\Delta\nu = \sqrt{\Lambda^2 - G_2^2}, \tag{24}$$

где $G_2 = qk_{c2} = \sigma^2 q^3/k_{\parallel}$ — параметр, характеризующий затухание, обусловленное неоднородностями. При $G_2 > \Lambda$ закон дисперсии усредненных волн непрерывен и имеет перегиб при $k = k_r$ (штрихпунктирная кривая на рис. 1).

Исследование зависимости восприимчивости (22) от частоты ν будем проводить на границе зоны Бриллюэна при $k = k_r$. В этом случае можно ограничиться двухволновым приближением, отбросив нерезонансное слагаемое L_+ . Тогда восприимчивость примет вид

$$\chi = \frac{a(k_r)(\nu - \nu_r - k_{c2}^2 - 2ik_{c2}\sqrt{\nu})}{(\nu - \nu_r)(\nu - \nu_r - k_{c2}^2 - 2ik_{c2}\sqrt{\nu}) - (\Lambda^2/4)(1 - ik_{c2}/\sqrt{\nu})}. \tag{25}$$

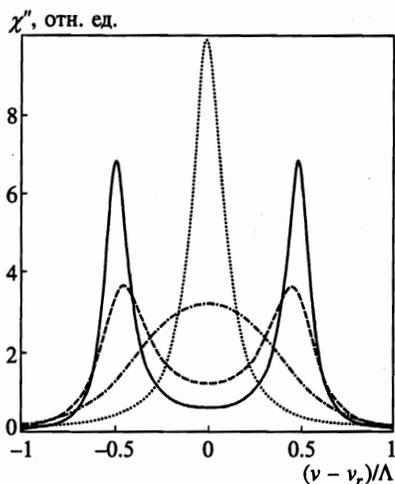


Рис. 2

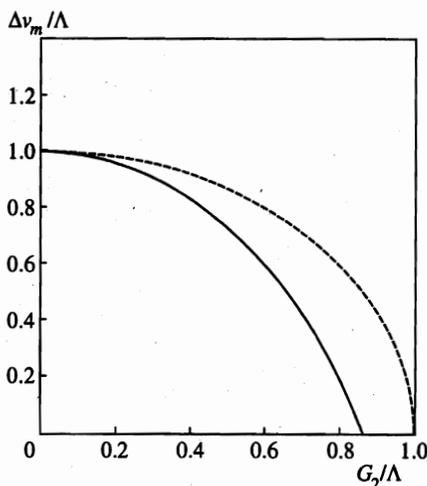


Рис. 3

Рис. 2. Мнимая часть восприимчивости χ'' для случая коротковолновых неоднородностей при значениях отношения $G_2/\Lambda = 0.15$ (сплошная кривая), 0.3 (штриховая), 0.8 (штрихпунктирная), 2.5 (пунктирная)

Рис. 3. Расстояние между резонансными максимумами восприимчивости $\Delta\nu_m$ (сплошная кривая) и щель в спектре $\Delta\nu$ (штриховая кривая) при наличии коротковолновых неоднородностей

Зависимость мнимой части восприимчивости χ'' от частоты показана на рис. 2 для нескольких значений отношения параметра G_2 к Λ . Видно, что при малых G_2 должны наблюдаться два узких пика (сплошная кривая). С ростом G_2 (штриховая кривая) интенсивность этих пиков уменьшается, ширины возрастают, максимумы пиков сближаются, и при некотором значении G_2 образуется один широкий резонансный пик (штрихпунктирная кривая). Дальнейший рост G_2 приводит к уменьшению ширины и росту амплитуды этого пика (пунктирная кривая). На рис. 3 показано уменьшение расстояния между резонансными максимумами $\Delta\nu_m$ с увеличением G_2 (сплошная кривая). Для сравнения здесь же приведена зависимость ширины щели $\Delta\nu$ в спектре усредненных волн, соответствующая выражению (24) (штриховая кривая). Видно, что расстояние между максимумами $\Delta\nu_m$ всегда меньше $\Delta\nu$ и два максимума сливаются в один при G_2 меньших, чем $G_2 = \Lambda$, которое соответствует закрытию щели в спектре. Пользуясь этими графиками, можно определить ширину щели в спектре $\Delta\nu$ из наблюдаемого расстояния между резонансными максимумами $\Delta\nu_m$.

Мнимую часть восприимчивости (в пренебрежении k_{c2}^2 в выражении (25) и с учетом малости отношения k_{c2}/k_r) можно представить в виде суммы двух резонансов:

$$\chi'' = \frac{\Gamma_2 a(k_r)}{\Delta\nu} \left[\frac{\Delta\nu + \nu_r - \nu}{(\nu - \nu_r - \Delta\nu/2)^2 + \Gamma_2^2} + \frac{\Delta\nu - \nu_r + \nu}{(\nu - \nu_r + \Delta\nu/2)^2 + \Gamma_2^2} \right], \quad (26)$$

где $\Gamma_2 = G_2/2$ — ширина резонансных пиков, а $\Delta\nu$ определяется формулой (24).

Расстояние между этими резонансными пиками определяется выражением

$$\Delta\nu_m = 2\sqrt{\Lambda^2 - G_2^2} - \Lambda. \tag{27}$$

Выражения (26) и (27) хорошо аппроксимируют точные кривые рис. 2 и 3.

Для случая $G_2 \gg \Lambda$, когда существует один хорошо выраженный центральный пик, χ'' может быть представлена в виде

$$\chi'' = \frac{\Gamma'_2 a(k_r)}{[(\nu - \nu_r)^2 + \Gamma_2'^2]}, \tag{28}$$

где роль эффективного затухания выполняет параметр $\Gamma'_2 = \Lambda^2/4G_2$. Величина этого затухания с ростом G_2 будет уменьшаться, а следовательно, амплитуда резонансного пика будет возрастать (рис. 2).

Рассмотрим теперь длинноволновые одномерные неоднородности, соответствующие гауссовскому убыванию корреляций (верхняя строчка выражения (21)). В этом случае выражения для F и L_{\pm} имеют вид

$$F = (2k_{c1}^2\nu)^{-1/2}, \quad L_{\pm} = D(u_{\pm}) + D(v_{\pm}) + i\frac{\sqrt{\pi}}{2} (e^{-u_{\pm}^2} + e^{-v_{\pm}^2}). \tag{29}$$

Здесь $D(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2)dt$ — интеграл Досона,

$$u_{\pm} = \frac{1}{k_{c1}\sqrt{2}} (\sqrt{\nu} - |k \pm q|), \quad v_{\pm} = \frac{1}{k_{c1}\sqrt{2}} (\sqrt{\nu} + |k \pm q|). \tag{30}$$

Если рассматривать восприимчивость вблизи правой границы зоны Бриллюэна, слагаемым L_+ в двухволновом приближении можно пренебречь, и тогда восприимчивость примет вид (здесь и далее мы опускаем индекс «-») у функций u_- и v_- :

$$\chi = \frac{a(k_r)}{\nu - k^2 - (\Lambda^2/4k_{c1}\sqrt{2\nu}) [D(u) + D(v) + i(\sqrt{\pi}/2) (e^{u^2} + e^{v^2})]}. \tag{31}$$

Зависимость от частоты мнимой части этого выражения χ'' представлена на рис. 4 для нескольких значений параметра $G_1 = qk_{c1} = \sigma q^2$, который характеризует затухание, обусловленное длинноволновыми неоднородностями. Видно, что кроме общих закономерностей, проявляющихся как для коротковолновых (рис. 2), так и для длинноволновых (рис. 4) неоднородностей, имеются и существенные различия между этими двумя предельными случаями. Количественно это различие проявляется в интенсивности и ширине резонансных пиков, соответствующих одним и тем же значениям отношений G_1/Λ и G_2/Λ для длинно- и коротковолновых неоднородностей. Качественное различие заключается в том, что для длинноволновых неоднородностей с ростом G_1 происходит сначала увеличение расстояния между максимумами и лишь затем начинается их сближение и слияние в один центральный резонанс. Аналогичный эффект был получен ранее в работе [5] для ширины щели в спектре при наличии длинноволновых неоднородностей. Из рис. 5 видно, что для случая длинноволновых неоднородностей

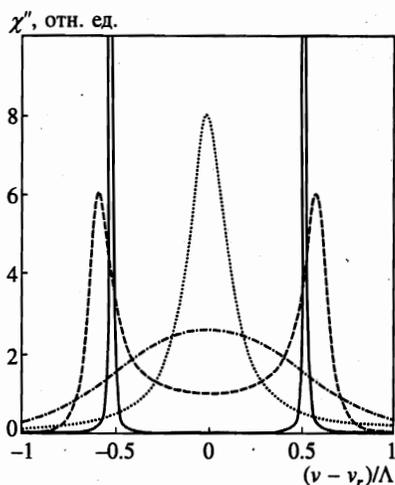


Рис. 4

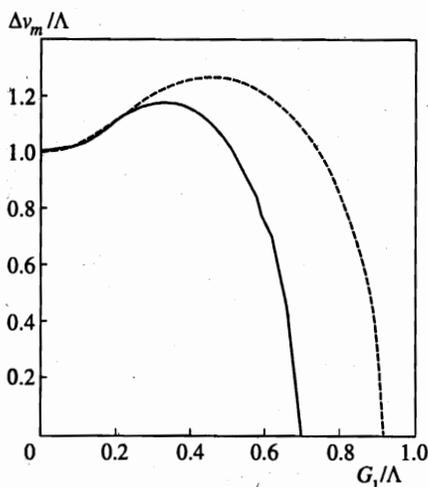


Рис. 5

Рис. 4. Мнимая часть восприимчивости χ'' (в относительных единицах) для случая длинноволновых неоднородностей при значениях отношения $G_1/\Lambda = 0.15$ (сплошная кривая), 0.3 (штриховая), 0.8 (штрихпунктирная), 2.5 (пунктирная)

Рис. 5. Расстояние между резонансными максимумами $\Delta\nu_m$ восприимчивости (сплошная кривая) и щель в спектре $\Delta\nu$ (штриховая кривая) для длинноволновых неоднородностей

сближение и слияние двух резонансных максимумов происходит при значениях G_1 , соответствующих еще слабо модифицированной неоднородности щели $\Delta\nu$.

Исследование выражения (31) проводилось численно, однако в предельных случаях восприимчивость можно представить в простом виде. В частности, при малом значении параметра G_1 имеем $u \gg 1$, и для интеграла Досона можно получить приближенное выражение:

$$D(u) \approx \frac{1}{2u} \left(1 + \frac{1}{2u^2} \right). \quad (32)$$

Пренебрегая нерезонансным слагаемым, содержащим ν , получим мнимую часть восприимчивости в виде суммы двух резонансов:

$$\chi'' = \frac{\Gamma_1 a(k_r)}{\Delta\nu} \left[\frac{\nu - \nu_r}{(\nu - \nu_r - \Delta\nu/2)^2 + \Gamma_1^2} + \frac{\nu_r - \nu}{(\nu - \nu_r + \Delta\nu/2)^2 + \Gamma_1^2} \right], \quad (33)$$

где ширина щели в спектре $\Delta\nu$ и ширина резонансных максимумов Γ_1 определяется теперь выражениями:

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \sqrt{\Lambda^2 + 4G_1^2}, \\ \Gamma_1 &= \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{\Lambda^2 - 4G_1^2}{8G_1} \exp \left[-\frac{\Lambda^2 + 4G_1^2}{8G_1^2} \right]. \end{aligned} \quad (34)$$

Увеличение G_1 приводит к росту расстояния между резонансными пиками, так как выражение (33) соответствует начальному участку кривой $\Delta\nu_m$ на рис. 5.

При большом параметре затухания интегралами Досона можно пренебречь в знаменателе выражения (31). Тогда при параметре Λ^2 останется только мнимый сомножитель и мнимая часть восприимчивости будет описываться выражением аналогичным (28) с заменой параметра затухания Γ'_2 на $\Gamma'_1 = \sqrt{\pi/2} \Lambda^2/4G_1$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим, какие ограничения на сравнение полученных здесь результатов со спин-волновыми экспериментами в тонких пленках, имеющих мультислойную структуру, накладывают упрощения, использованные при проведении расчетов.

Расчет влияния неоднородностей на высокочастотную магнитную восприимчивость сверхрешетки проведен здесь для модели, в которой в качестве физического параметра, характеризующего как идеальную, так и частично неупорядоченную сверхрешетку, выбрана величина одноосной магнитной анизотропии. В реальных сверхрешетках таким параметром может быть и величина намагниченности, и величина обмена, и ориентация оси анизотропии. Для неоднородностей каждого из этих параметров расчет должен быть проведен особо. Однако сравнение результатов, полученных при расчете влияния на закон дисперсии усредненных спиновых волн в сверхрешетке с неоднородностями анизотропии и неоднородностями обмена [4], показывает, что характер модификации спектра у границы зоны Бриллюэна качественно не слишком отличается для двух этих случаев. Поэтому можно ожидать не слишком больших качественных различий и для высокочастотной восприимчивости при неоднородности различных физических параметров, и дело сведется, в основном, к переопределению величины Λ .

В спин-волновых экспериментах возможно наблюдение лишь дискретных значений волнового вектора $k_n = \pi n/d$, $n = 1, 3, 5, \dots$ Поэтому закон дисперсии волн, качественно изображенный на рис. 1, может быть получен только в виде отдельных, достаточно удаленных друг от друга точек, из которых ни одна, в общем случае, не совпадает с границей зоны Бриллюэна $k_r = q/2$. В данной же работе исследование зависимости χ'' от частоты проведено для $k = k_r$. Поэтому сопоставление результатов расчета справедливо лишь для эксперимента, в котором совпадение k_r с одним из волновых чисел из набора k_n достигнуто специальным подбором толщины пленки d и периода сверхрешетки $l = 2\pi/q$.

В данной работе, как и в работе [5], использована модель, в которой физический параметр, характеризующий сверхрешетку, изменяется вдоль оси z исходной идеальной сверхрешетки по гармоническому закону $\rho(z) = \sqrt{2} \cos qz$. Это соответствует предельному случаю плавных границ между слоями сверхрешетки, при котором толщина «границы» равна толщине «слоя». Эксперименты же проводятся на мультислойных структурах, для которых отношение толщины границы к толщине слоя, как правило, много меньше единицы. В этом случае функция $\rho(z)$ для исходной сверхрешетки ближе к периодической последовательности прямоугольных импульсов разной полярности, чем к гармонической функции. Теоретическое исследование модификации закона дисперсии и затухания, обусловленного неоднородностями, проведено для этого случая в работах [13–15] для всех нечетных зон Бриллюэна сверхрешетки. При этом было получено существенное отличие результатов для этой модели от результатов, полученных для мо-

дели [5] с гармонической зависимостью $\rho(z)$, для всех зон Бриллюэна, кроме первой. Для первой зоны Бриллюэна модификация определяется первой гармоникой $\rho \sim \cos qz$ разложения функции $\rho(z)$ в ряд Фурье, поэтому результаты для двух предельных моделей отличаются лишь численным нормировочным коэффициентом $8/\pi^2$. Так как и экспериментальные исследования спин-волнового резонанса, и теоретические расчеты χ'' в данной работе проведены для первой зоны Бриллюэна, то рассмотренное расхождение моделей не должно существенно влиять на корректность сравнения теории с экспериментом.

Расчеты в работе проведены в предположении, что собственное затухание спиновой системы много меньше затухания, обусловленного неоднородностями периода сверхрешетки. Только для такой ситуации могут проявиться все полученные в работе эффекты, а из сравнения теории с экспериментом можно было бы определить реальную ширину щели в спектре спиновых волн (используя графики рис. 3 и рис. 5) и измерить параметры, определяющие корреляционные свойства неоднородностей.

Авторы благодарны А. А. Марадудину за полезные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке фондов: NATO Science Programme and Cooperation Partner Linkage (Grant № 974573), NATO Networking Supplement (Grant № 971203), Network infrastructure (Grant № 973201) и Красноярского краевого фонда науки (проект № 7F0176).

Литература

1. N. Nishiguchi, S. Tamura and F. Nori, Phys. Rev. B **48**, 2515 (1993).
2. A. R. McGurn, K. T. Christensen, F. M. Mueller, and A. A. Maradudin, Phys. Rev. B **47**, 13120 (1993).
3. S. J. Blandell, J. Phys. C Condensed Matter **6**, 10283 (1994).
4. V. A. Ignatchenko, R. S. Iskhakov, and Yu. I. Mankov, J. Magnet. Magnet. Mater. **140-144**, Part III, 1947 (1995).
5. V. A. Ignatchenko and Yu. I. Mankov, Phys. Rev. B **56**, 194 (1997).
6. Р. С. Исхаков, А. С. Чеканов, Л. А. Чеканова, ФТТ **32**, 441 (1990)
7. Р. С. Исхаков, И. В. Гавришин, Л. А. Чеканова, Письма в ЖЭТФ **63**, 938 (1996).
8. C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 1295 (1958).
9. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
10. R. Bourret, Physica **54**, 623 (1971).
11. С. М. Рытов, *Введение в статистическую радиофизику*, Наука, Москва (1976).
12. А. Н. Малахов, ЖЭТФ **30**, 884 (1956).
13. V. A. Ignatchenko, Yu. I. Mankov, and A. A. Maradudin, *Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems*, ed. by V. G. Bar'yakhtar et al., Kluwer Academic Publishers (1998), p. 217.
14. V. A. Ignatchenko, Yu. I. Mankov, and A. A. Maradudin, Phys. Rev. B **59**, 42 (1999).
15. V. A. Ignatchenko, Yu. I. Mankov, and A. A. Maradudin, J. Phys.: Condensed Matter **11**, 2773 (1999).