

На правах рукописи

Полухин Дмитрий Сергеевич

СПИНОВЫЕ И УПРУГИЕ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор **Игнатченко Вальтер Алексеевич**.

Официальные оппоненты: **Медведев Михаил Владимирович**, доктор физико-математических наук, профессор (ФГБУН Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, лаборатория теоретической физики, главный научный сотрудник).

Исхаков Рауф Садыкович, доктор физико-математических наук, профессор (ФГБУН Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, лаборатория физики магнитных пленок, заведующий лабораторией).

Ведущая организация: ФГБУН Орден Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук.

Защита состоится « » декабря 2012 г. в часов на заседании диссертационного совета Д 003.055.02 при Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

Автореферат разослан « » ноября 2012 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

Втюрин А.Н.



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время широко исследуются аморфные и нанокристаллические материалы, которые используются в различных устройствах современной электроники, построенных на основе распространения и преобразования электромагнитных, упругих и спиновых волн. Такие материалы характеризуются неоднородностью всех параметров гамильтониана и протяженными корреляциями (автокорреляциями) этих неоднородностей.

Теория влияния неоднородностей с произвольными радиусами корреляций на спектр и затухание спиновых и упругих волн была развита ранее (см., например, [1-5]). При этом флуктуации различных параметров считались стохастически независимыми между собой. На основе этой теории был развит экспериментальный метод корреляционной спин-волновой спектроскопии, с помощью которого были изменены корреляционные радиусы неоднородностей и величины среднеквадратичных отклонений для многих аморфных и нанокристаллических магнитных сплавов [6]. Однако в реальных средах благодаря различным физическим взаимодействиям кроме корреляций неоднородностей каждого параметра вещества (автокорреляций) возникают также взаимные корреляции между неоднородностями различных параметров среды (кросскорреляции). Поэтому, первой задачей диссертации, являлся учет влияния таких кросскорреляций на спектры спиновых и упругих волн.

Следующей задачей диссертации являлось исследование особенностей взаимодействия между спиновыми и упругими волнами в окрестности магнитоупругого резонанса в ферромагнетике с неоднородным параметром связи, среднее значение которого равно нулю. Такими свойствами обладают, например, так называемые zero-mean magnetostrictive сплавы, интенсивно исследуемые в настоящее время. В этих сплавах взаимодействие между спиновыми и упругими волнами возникает только благодаря пространственным флуктуациям параметра магнитострикции в различных компонентах сплавов. Такие системы уже рассматривались ранее в первом приближении теории возмущений (приближении Бурре) в работах [7-9]. Было показано, что возникающий в них индуцируемый беспорядком кроссинг резонанс двух волновых полей (DICR) в основном имеет те же свойства, что и хорошо известный магнитоупругий резонанс в однородном ферромагнетике [10]: в точке пересечения дисперсионных кривых происходит снятие вырождения, а на мнимых частях функций Грина спиновых и упругих волн в этой области частот возникает по два пика. Отличие заключается в том, что расстояние между этими пиками в однородном случае пропорционально параметру связи, а в случае DICR – среднеквадратичной флуктуации этого параметра. Мы исследуем эту задачу с учетом многократного рассеивания волн на неоднородностях параметра связи, среднее значение которого равно нулю, в рамках самосогласованного приближения Крейчнана [11] и покажем, что результаты, полученные в приближении Бурре, не имеют отношения к действи-

тельности и являются следствием использованного приближения.

Цели работы:

- 1) Расчет совместного влияния неоднородностей обмена $\alpha(\mathbf{x})$ и величины магнитной анизотропии $\beta(\mathbf{x})$ на спектр и затухание спиновых волн и совместного влияния на спектр и затухание упругих волн неоднородностей силовых констант $\lambda(\mathbf{x})$, $\mu(\mathbf{x})$ и плотности вещества $\rho(\mathbf{x})$ при наличии между случайными функциями $\alpha(\mathbf{x})$ и $\beta(\mathbf{x})$, $\lambda(\mathbf{x})$ и $\mu(\mathbf{x})$, $\rho(\mathbf{x})$ и $\lambda(\mathbf{x})$, $\rho(\mathbf{x})$ и $\mu(\mathbf{x})$ кросскорреляций произвольной величины и знака.
- 2) Обобщение самосогласованного приближения на случай двух стохастически взаимодействующих волновых полей различной физической природы и развитие на основе этого обобщения теории кроссинг резонанса в среде с неоднородным параметром связи, среднее значение которого равно нулю.

Научная новизна работы:

- 1) Впервые показано, что характер действия взаимных корреляций (кросскорреляций) между неоднородностями любых двух параметров вещества на спектр и затухание волн не зависят от физической природы волн и определяется принадлежностью этих параметров к одной или разным (потенциальной или кинетической) частям гамильтониана.
- 2) Магнитоупругий резонанс в среде с неоднородной и в среднем равной нулю магнитоупругостью впервые исследованы с учетом многократного рассеяния волн на неоднородностях.
- 3) Впервые показано, что динамические восприимчивости спиновых и упругих волн должны иметь форму широких резонансных пиков, на вершинах которых возникает тонкая структура узких пиков резонанса (для спиновых волн) и антирезонанса (для упругих волн).

Научная и практическая ценность. Научная ценность диссертации заключается в нахождении закономерностей характера действия кросскорреляций между неоднородностями разных параметров на спектр и затухание волн, а также в обобщении самосогласованного приближения Крейчнана на случай двух стохастически взаимодействующих волновых полей и развитии на основе этого обобщения теории кроссинг резонансов в неоднородных средах. Практическая ценность заключается в предсказании ряда эффектов в спектрах спиновых, упругих и магнитоупругих волн, экспериментальное обнаружение и исследование которых позволит получить новую информацию о корреляционных свойствах неоднородностей в веществе.

Достоверность результатов определяется корректностью использования математического аппарата, контролируемостью применяемых приближений, а также правильностью предельных переходов к известным результатам.

Положения, выносимые на защиту:

- 1) Результаты расчета модификации законов дисперсии и затухания волн, обусловленные взаимными корреляциями (кросскорреляциями) неоднородностей обмена и анизотропии для спиновых волн в ферромагнетике.
- 2) Результаты расчета модификации законов дисперсии и затухания волн, обусловленные кросскорреляциями неоднородностей упругих констант и плотности вещества для упругих волн в изотропной среде.
- 3) Общая закономерность, обоснованная анализом проведенных расчетов и не зависящая от физической природы волн о том, что характер действия кросскорреляций между неоднородностями любых двух параметров вещества на волновой спектр определяется тем, принадлежат ли оба эти параметра к той же самой части гамильтониана (т.е. оба относятся к кинетической или оба – к потенциальной части) или они принадлежат к разным частям гамильтониана.
- 4) Обобщение самосогласованного приближения Крейчнана в теории функций Грина случай двух стохастически взаимодействующих волновых полей различной физической природы и развитие на основе этого обобщения теории магнитоупругого резонанса в среде с неоднородным параметром связи, среднее значение которого равно нулю.
- 5) Результаты расчетов динамических восприимчивостей спиновых и упругих волн в области магнитоупругого резонанса в неоднородной среде, которые привели к предсказанию возникновения тонкой структуры узкого резонанса и антирезонанса на широких пиках спиновой и упругой восприимчивостей, соответственно.

Апробация работы. Основные результаты данной работы были доложены и опубликованы в трудах конференций: Moscow International Symposium on Magnetism (Moscow, 2008, 2011), Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» Nanospintronics (Ekaterinburg, 2010), XXII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Астрахань, 2012), а также доложены на конференции молодых ученых КНЦ СО РАН (Красноярск, 2009, 2010) и научных семинарах Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

Публикации. Основные результаты диссертации изложены в 9 печатных работах, из них 5 статей в рецензируемых журналах из перечня ВАК, 4 – в тезисах докладов и трудах международных конференций и симпозиумов.

Отдельные этапы работы выполнялись при поддержке гранта N3818.2008.3 Президента РФ по программе «Государственная поддержка научных исследований, проводимых ведущими научными школами Российской Федерации», грантов Программы N27.1 и N24.29 Президиума РАН, Государственных контрактов N02.740.11.0220 и N14.B37.21.0730 по Федеральной целевой программе и грантов РНП N2.1.1/3498, Целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» за 2009, 2010 и 2011 гг. и гранта «Династия» для молодых ученых.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключения и списка литературы. Содержание работы изложено на 113 страницах, включая 17 рисунков и списка литературы из 69 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая Глава посвящена обзору основных работ, связанных с исследованием влияния неоднородных параметров гамильтониана, обладающих конечным радиусом корреляций, на законы дисперсии и затухания волн и выводу дополнения к условию применимости самосогласованного приближения. Рассмотрены взаимодействия между двумя волновыми полями различной физической природы в твердом теле как с однородным, так и с неоднородным параметром связи, среднее значение которого равно нулю. Сделан обзор работ, посвященных самосогласованному приближению для одного волнового поля. Были рассмотрены приближение Мигдала [12] для электрон-фононного взаимодействия в однородной среде, приближение Крейчнана [11] для учета влияния неоднородностей на динамическую восприимчивость неупорядоченных систем и самосогласованное борновское приближение [13, 14] в теории рассеяния электронов на примесях. Хотя эти приближения предложены для совершенно различных физических проблем, математически они идентичны и имеют одно и то же ограничение: в разложении найденной с их помощью функции Грина присутствуют все диаграммы (рис. 1), за исключением тех, которые имеют пересекающиеся линии взаимодействия/корреляции между различными точками. Поэтому мы будем в дальнейшем для целей этой диссертации называть этот вариант приближением непересекающихся корреляций (NCA – non-crossing correlations approximation), понимая корреляции в широком смысле слова – и как стохастические корреляции, и как усредненные физические взаимодействия.

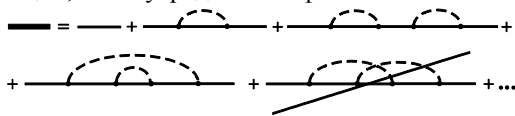


Рис. 1. Ряд для приближенной функции Грина одного волнового поля.

Приближенная оценка условия применимости NCA была проведена для задачи рассеяния электронов на примесях [13, 14]. Для рассматриваемой нами

задачи рассеяния волн на неоднородностях сплошной среды, в случае, когда основную роль играют волны в окрестности какого-либо резонансного волнового числа k_r , это условие может быть преобразовано к виду

$$k_c/k_r \ll 1, \quad (1)$$

где k_c – корреляционное волновое число ($k_c^{-1} = r_c$ – радиус корреляций неоднородностей).

Условие (1) выводится из сравнения двух диаграмм второго порядка в разложении функции Грина. Но отношение числа отброшенных диаграмм к числу остающихся в NCA быстро возрастает с ростом номера порядка диаграмм. Поэтому мы дополнили оценку применимости NCA, рассмотрев предельный случай $k_c = 0$, когда ряд для функции Грина может быть суммирован точно. В этом случае случайные функции $\rho(\mathbf{x})$, моделирующие неоднородности, превращаются в случайные величины, стохастические свойства которых описываются некоторой функцией распределения $f(\rho)$ (подобная модель независимых зерен в поликристалле была введена для расчета формы линии ФМР в работе [15]). Усредненная функция Грина определяется выражением

$$\bar{G}(\nu, \mathbf{k}) = \int G(\nu, \mathbf{k}; \rho) f(\rho) d\rho, \quad (2)$$

где $G(\nu, \mathbf{k}; \rho)$ – одна из реализаций случайного ансамбля функций Грина, которая является решением дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами. Для точной усредненной функции Грина функция распределения $f(\rho)$ в уравнении (2) является функцией Гаусса [14] и мнимая часть функции Грина имеет вид

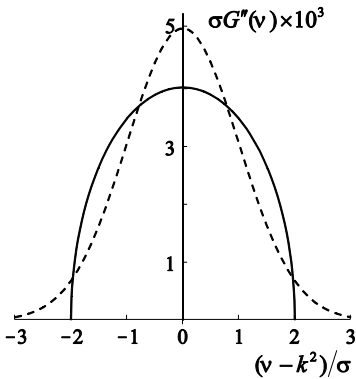


Рис. 2. Мнимая часть функции Грина для случая $k_c = 0$, рассчитанная в рамках NCA (сплошная линия) и точным суммированием всех диаграмм (штриховая кривая).

$$\bar{G}''(\nu, \mathbf{k}) = \frac{\pi}{(2\pi)^{7/2} \sigma} e^{-x^2/2\sigma^2}, \quad (3)$$

где $x = \nu - k^2$, ν – нормированная частота, σ – среднеквадратичная флуктуация неоднородностей.

С другой стороны, интегральное уравнение самосогласования NCA при $k_c \rightarrow 0$ также решается точно и приводит к следующему выражению для усредненной функции Грина [16]

$$\bar{G}_{NCA}''(\nu, \mathbf{k}) = \begin{cases} \frac{[(2\sigma)^2 - x^2]^{1/2}}{(2\pi)^3 2\sigma^2}, & |x| \leq 2\sigma, \\ 0, & |x| > 2\sigma. \end{cases} \quad (4)$$

Функции Грина (3) и (4) приведены на рис. 2. Формы функций отличаются друг от друга, повторяя формы соответствующих функций распределения $f(\rho)$.

Знаменатели обеих функций Грина (3) и (4) не имеют полюсов, и характеристики спектра определяются из равенства нулю знаменателя неусреднённой функции Грина. Последующее усреднение этого уравнения показало, что в предельном случае $k_c \rightarrow 0$ и точное суммирование ряда функций Грина, и НСА, приводят к одним и тем же результатам для средней частоты и центрированного второго момента, характеризующего ширину линии:

$$\langle v \rangle = k^2, \quad \langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle^{1/2} = \sigma. \quad (5)$$

Таким образом, при $k_c \rightarrow 0$ метод НСА приводит к точным значениям этих двух главных характеристик резонансной линии динамической восприимчивости.

Вторая Глава посвящена исследованию влияния кросскорреляций между неоднородностями параметров обмена и магнитной анизотропии на спектр и затухание спиновых волн в ферромагнетике.

Рассматривается модель ферромагнетика, в котором неоднородными являются параметр обмена $\alpha(\mathbf{x})$ и величина одноосной анизотропии $\beta(\mathbf{x})$, $\mathbf{x} = \{x, y, z\}$. Направление анизотропии \mathbf{n} предполагается постоянным и совпадающий с направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Уравнением движения для вектора намагниченности \mathbf{M} является уравнение Ландау-Лифшица:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -g \left[\mathbf{M}, -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{M}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial (\partial \mathbf{M} / \partial \mathbf{x})} \right], \quad (6)$$

где g – гиромангнитное отношение, \mathcal{H} – плотность энергии, которая в нашей модели имеет вид:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \alpha(\mathbf{x}) \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{x}} \right)^2 - \mathbf{M} \mathbf{H} - \frac{1}{2} \beta(\mathbf{x}) (\mathbf{M} \mathbf{n})^2. \quad (7)$$

Задаем параметры обмена $\alpha(\mathbf{x})$ и анизотропии $\beta(\mathbf{x})$ в виде:

$$\alpha(\mathbf{x}) = \alpha [1 + \gamma_\alpha \rho_\alpha(\mathbf{x})], \quad \beta(\mathbf{x}) = \beta [1 + \gamma_\beta \rho_\beta(\mathbf{x})], \quad \gamma_\alpha = \frac{\Delta \alpha}{\alpha}, \quad \gamma_\beta = \frac{\Delta \beta}{\beta}, \quad (8)$$

где α , $\Delta \alpha$ и β , $\Delta \beta$ – средние значения и среднеквадратичные флуктуации этих параметров, $\rho_\alpha(\mathbf{x})$ и $\rho_\beta(\mathbf{x})$ – безразмерные центрированные ($\langle \rho_\alpha(\mathbf{x}) \rangle = 0$, $\langle \rho_\beta(\mathbf{x}) \rangle = 0$) и нормированные ($\langle \rho_\alpha^2(\mathbf{x}) \rangle = 1$, $\langle \rho_\beta^2(\mathbf{x}) \rangle = 1$) случайные функции координат. Угловые скобки обозначают среднее по ансамблю реализаций соответствующих случайных функций.

Общий вид дисперсионного уравнения данной модели в первом неисчезающем приближении теорий возмущений (приближение Бурре [17]) для спиновых волн получаем в виде

$$v - k^2 = \int \frac{\gamma_\alpha^2 (\mathbf{k} \mathbf{k}_1)^2 S_{\alpha\alpha}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) + 2\gamma_\alpha \eta_\beta (\mathbf{k} \mathbf{k}_1) S_{\alpha\beta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) + \eta_\beta^2 S_{\beta\beta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)}{v - k_1^2} d\mathbf{k}_1. \quad (9)$$

где $\eta_\beta = \beta \gamma_\beta / \alpha$, $v = (\omega - \omega_0) / \alpha g M$, ω_0 – частота ферромагнитного резонанса.

Члены, пропорциональные γ_α^2 и η_β^2 , учитывают в этом уравнении, соответственно, влияние неоднородностей обмена и анизотропии. Член, пропорциональный произведению $\gamma_\alpha \eta_\beta$, учитывает влияние кросскорреляций между неоднородностями обмена и анизотропии.

Так как $\rho_i(\mathbf{x})$ и $\rho_j(\mathbf{x})$ – однородные случайные функции, для них справедливо соотношение

$$\langle \rho_i(\mathbf{k}') \rho_j^*(\mathbf{k}'') \rangle = S_{ij}(\mathbf{k}') \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}''), \quad (10)$$

где $S_{ij}(\mathbf{k})$ – спектральная плотность корреляционной функции неоднородностей $K_{ij}(\mathbf{r})$, где каждый из индексов i и j принимает значения α и β . Корреляционная функция определяется выражением

$$K_{ij}(\mathbf{r}) = \langle \rho_i(\mathbf{x}) \rho_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle, \quad (11)$$

где \mathbf{r} – расстояние между двумя точками. $K_{ij}(\mathbf{r})$ связана с $S_{ij}(\mathbf{r})$ преобразованием Фурье (теорема Винера-Хинчина для однородных случайных функций)

$$K_{ij}(\mathbf{r}) = \int S_{ij}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{r}\cdot\mathbf{k}} d\mathbf{k}, \quad (12)$$

$$S_{ij}(\mathbf{k}) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int K_{ij}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{r}\cdot\mathbf{k}} d\mathbf{r}.$$

Предполагаем, что спад корреляций характеризуется экспоненциальными изотропными корреляционными функциями, зависящими только от модуля радиус вектора $r = |\mathbf{r}|$. Тогда автокорреляционные и кросскорреляционная функции имеют соответственно, вид

$$K_{ii}(r) = K_{jj}(r) = \exp(-k_c r), \quad K_{ij}(r) = \kappa_{ij} \exp(-k_c r), \quad (13)$$

где κ_{ij} – безразмерный коэффициент кросскорреляций, который может принимать произвольное значение в интервале $-1 < \kappa_{ij} < 1$, $k_c = r_c^{-1}$, r_c – корреляционное волновое число, r_c – корреляционный радиус.

В соответствии с формулой (12) этим корреляционным функциям отвечают спектральные плотности вида

$$S_{ii}(\mathbf{k}) = S_{jj}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\pi^2} \frac{k_c}{(k_c^2 + k^2)^2}, \quad S_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{\kappa_{ij}}{\pi^2} \frac{k_c}{(k_c^2 + k^2)^2}. \quad (14)$$

Вычисляя интегралы в (9) с этими спектральными плотностями, получаем закон дисперсии $v'(k)$ и затухание спиновых волн $v''(k)$ в виде

$$v'/k_c^2 = u^2 \left(1 - \gamma^2 \left(\frac{1 + 5u^2}{1 + 4u^2} + \frac{1}{u^2} - \frac{(1 + 2u^2) \arctan(2u)}{2u^3} \right) \right) + \quad (15)$$

$$+ 2\kappa_{\alpha\beta} \gamma \eta \left(\frac{\arctan(2u)}{2u} - \frac{1 + 3u^2}{1 + 4u^2} \right) - \frac{\eta^2}{(1 + 4u^2)},$$

$$v''/k_c^2 = \gamma^2 u^3 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{2u^2}{1+4u^2} - \frac{(1+2u^2)\ln(1+4u^2)}{4u^4} \right) + 2\kappa_{\alpha\beta}\gamma\eta \left(\frac{u(1+2u^2)}{1+4u^2} - \frac{\ln(1+4u^2)}{4u} \right) + \frac{2\eta^2 u}{(1+4u^2)}, \quad (16)$$

где $\gamma = \gamma_\alpha$, $\eta = \eta_\beta/k_c$, $u = k/k_c$.

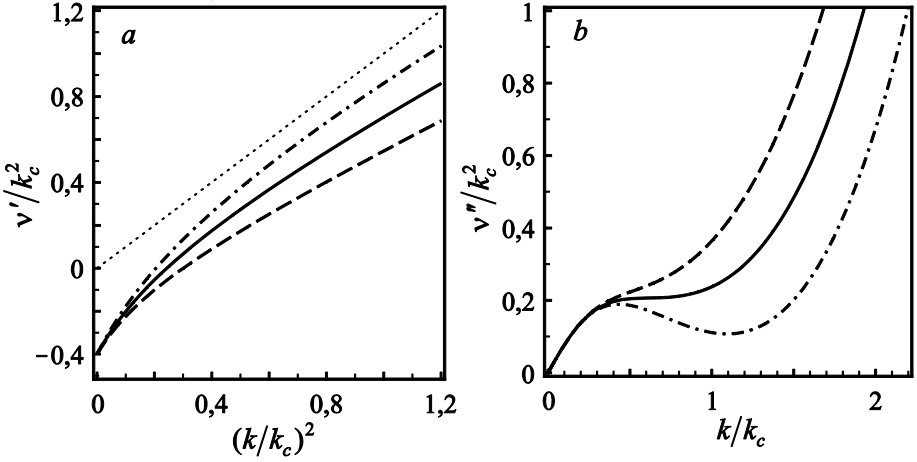


Рис. 3. Закон дисперсии (а) и затухание (б) спиновых волн в ферромагнетике с 3D неоднородностями обмена и анизотропии ($\gamma_\alpha^2 = \eta_\beta^2 = 0.4$) для $\kappa_{\alpha\beta} = 0$ (жирные сплошные кривые), $\kappa_{\alpha\beta} = 0.8$ (штриховая кривая) и $\kappa_{\alpha\beta} = -0.8$ (штрихпунктирная кривая). Пунктир – закон дисперсии в однородном ферромагнетике.

Модификации закона дисперсии, описываемые формулой (15), показаны на рис. 3а. Пунктирной линией показан закон дисперсии $v' = k^2$, соответствующий однородному ферромагнетик ($\gamma = \eta = 0$). Сплошная кривая соответствует суммарной модификации закона дисперсии, к которой приводит одновременное присутствие неоднородностей обмена и анизотропии при отсутствии взаимных корреляций между ними ($\gamma \neq 0$, $\eta \neq 0$, $\kappa = 0$). Видно, что положительные кросскорреляции (штриховая кривая, $\kappa_{\alpha\beta} > 0$) приводят к большему отступлению закона дисперсии, а отрицательные (штрихпунктирная кривая, $\kappa_{\alpha\beta} < 0$), напротив, уменьшают модификацию этого закона по сравнению с той, которая обусловлена совместным действием некоррелированных неоднородностей обмена и анизотропии. Неоднородности анизотропии, помимо модификации зависимости $v'(k)$, приводят также к смещению частоты ФМР, которой соответствует $k = 0$.

Затухание $v''(k)$ описываемое формулой (16), показано на рис. 3б. Сплошная кривая на этом рисунке соответствует суммарному эффекту, к которому приводят одновременное присутствие неоднородностей обмена и анизо-

тропии при отсутствии взаимных корреляций между ними ($\gamma \neq 0$, $\eta \neq 0$, $\kappa_{\alpha\beta} = 0$). Видно, что положительные кросскорреляции (штриховая кривая, $\kappa_{\alpha\beta} > 0$) приводят к возрастанию, а отрицательные (штрихпунктирная кривая, $\kappa_{\alpha\beta} < 0$) – к уменьшению затухания волн. Изменение величины затухания под действием кросскорреляций является функцией k или, соответственно, частоты. Для $\kappa_{\alpha\beta} < 0$ наиболее сильное уменьшение затухания должно наблюдаться в окрестности $k \sim k_c$.

Третья Глава посвящена исследованию законов дисперсии и затухания упругих волн в изотропной среде с неоднородностями плотности вещества и силовых упругих констант с учётом кросскорреляций между этими неоднородными параметрами.

Рассматривается модель изотропной упругой среды, где неоднородными являются силовые константы $\lambda(\mathbf{x})$, $\mu(\mathbf{x})$ и величина плотности вещества $\rho(\mathbf{x})$, $\mathbf{x} = \{x, y, z\}$. Уравнение движения для вектора смещения $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ имеет вид:

$$-p(\mathbf{x}) \frac{\partial^2 u_s}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial x_s} \left(\lambda(\mathbf{x}) \frac{\partial u_f}{\partial x_f} \right) + \frac{\partial}{\partial x_s} \left[\mu(\mathbf{x}) \left(\frac{\partial u_s}{\partial x_f} + \frac{\partial u_f}{\partial x_s} \right) \right] = 0, \quad (17)$$

где индексы s, f пробегают значения x, y, z , и по дважды повторяющемуся индексу f подразумевается суммирование по всем координатам. Неоднородные параметры представляются точно так же, как и для спиновых волн (8). Здесь после усреднения уравнения (17) кроме автокорреляционных функций каждого неоднородного параметра, возникнут три кросскорреляционные функции между неоднородностями каждой пары параметров $K_{\rho\lambda}(\mathbf{r})$, $K_{\rho\mu}(\mathbf{r})$ и $K_{\lambda\mu}(\mathbf{r})$.

В приближении Бурре [17] получаем комплексные дисперсионные соотношения $\omega(k)$ поперечных волн в виде

$$\omega = v_i k \left\{ 1 - \frac{v_i^2}{2} \left[\gamma_p^2 u^2 (2L_{ipp}^{i20} - (v_i^2 - v_i^2)(L_{ipp}^{i40} - L_{ipp}^{i42})) - 4\gamma_p \gamma_\mu u (L_{ip\mu}^{i31} - (v_i^2 - v_i^2)(L_{ip\mu}^{i51} - L_{ip\mu}^{i53})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \gamma_\mu^2 (L_{i\mu\mu}^{i40} + L_{i\mu\mu}^{i42} - 4(v_i^2 - v_i^2)(L_{i\mu\mu}^{i62} - L_{i\mu\mu}^{i64})) \right] \right\}, \quad (18)$$

а для продольных волн в виде

$$\omega = v_i k \left\{ 1 - v_i^2 \left[\gamma_p^2 u^2 (L_{ipp}^{i20} - (v_i^2 - v_i^2)L_{ipp}^{i42}) - 2\gamma_p \gamma_\lambda u (1 - 2\beta^2) (L_{ip\lambda}^{i31} - (v_i^2 - v_i^2)L_{ip\lambda}^{i51}) - \right. \right. \\ \left. \left. - 4\gamma_p \gamma_\mu \beta^2 (L_{ip\mu}^{i31} - (v_i^2 - v_i^2)L_{ip\mu}^{i53}) + \gamma_\lambda^2 (1 - 2\beta^2)^2 (L_{i\lambda\lambda}^{i40} - (v_i^2 - v_i^2)L_{i\lambda\lambda}^{i60}) + \right. \right. \\ \left. \left. + 4\gamma_\lambda \gamma_\mu \beta^2 (1 - 2\beta^2) (L_{i\lambda\mu}^{i42} - (v_i^2 - v_i^2)L_{i\lambda\mu}^{i62}) + 4\gamma_\mu^2 \beta^4 (L_{i\mu\mu}^{i42} - (v_i^2 - v_i^2)L_{i\mu\mu}^{i64}) \right] \right\}. \quad (19)$$

В эти соотношения входят 22 комплексные интегральные выражения, которые можно обобщённо записать в виде

$$L_{lij}^{lmn} = \frac{1}{v_i^2 \pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_1^m x^n S_{ij}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_1)}{Z_1} du_1 dx, \quad L_{lij}^{lmn} = \frac{1}{v_i^2 v_i^2 \pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_1^m x^n S_{ij}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_1)}{Z_2} du_1 dx, \\ L_{lij}^{lmn} = \frac{1}{v_i^2 v_i^2 \pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_1^m x^n S_{ij}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_1)}{Z_4} du_1 dx, \quad L_{lij}^{lmn} = \frac{1}{v_i^2 \pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_1^m x^n S_{ij}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_1)}{Z_3} du_1 dx, \quad (20)$$

где $Z_1 = u_1^2 - \frac{u^2}{\beta^2}$, $Z_2 = \left(u_1^2 - \frac{u^2}{\beta^2}\right)(u_1^2 - u^2)$, $Z_3 = u_1^2 - u^2$, $Z_4 = (u_1^2 - \beta^2 u^2)(u_1^2 - u^2)$,

$u = k/k_c$, $\gamma_p = \Delta p/p$, $\gamma_\mu = \Delta \lambda/\lambda$, $\gamma_\mu = \Delta \mu/\mu$, Δp , $\Delta \lambda$ и $\Delta \mu$ – среднеквадратичные флуктуации соответствующих параметров, $x = \cos(\theta)$, θ – угол между направлением распространения волны \mathbf{u} и рассеивающей волны \mathbf{u}_1 , по азимутальному углу φ интегралы проинтегрированы, $\beta = v_i/v_l$, $v_l = (\mu/p)^{1/2}$ и $v_i = [(\lambda + 2\mu)/p]^{1/2}$ – скорости соответственно поперечных и продольных волн, каждый из индексов i и j принимает значения p , λ , и μ . В выражениях (20) можно выделить две группы интегралов, описывающих процессы различной физической природы: интегралы L_{ij}^{mn} , не содержащие β , определяют вклад в модификацию дисперсионного закона процессов рассеяния для волн одного и того же типа, а все остальные интегралы, содержащие β – с изменением типа волн. Интегралы (20) вычислялись по u_1 методом теории вычетов, затем интегрировались по x . Были получены громоздкие выражения, здесь мы их приводить не будем.

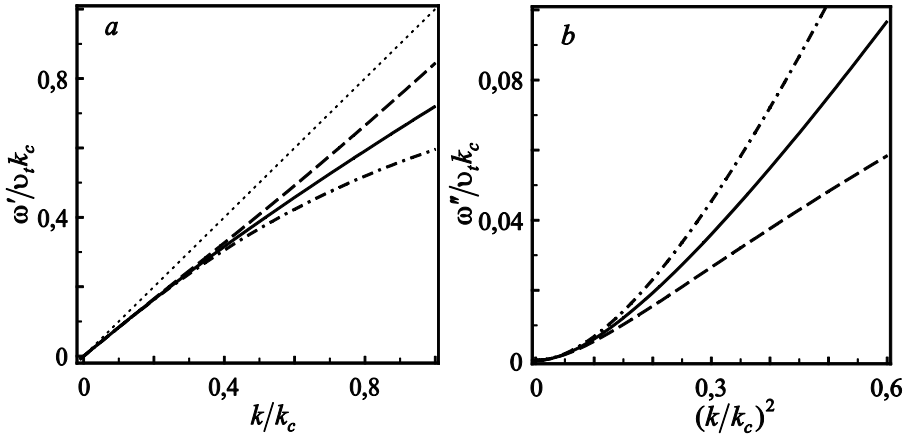


Рис. 4. Законы дисперсии (а) и затухания (б) поперечных упругих волн в среде при различных значениях коэффициентов кросскорреляций $\kappa_{\rho\mu}$ между 3D неоднородностями соответствующих параметров вещества ($\gamma^2 = 0.8$): $\kappa_{\rho\mu} = 0$ (сплошные кривые); $\kappa_{\rho\mu} = 0.9$ (штриховые кривые); $\kappa_{\rho\mu} = -0.9$ (штрихпунктирные кривые). Пунктирной прямой показан закон дисперсии в однородной среде.

Вид зависимостей $\omega'(k)$ и $\omega''(k)$ для поперечных волн показан на рис. 4 при различных значениях коэффициентов кросскорреляций κ_y между неоднородностями. Из рис. 4 а видно, что в отсутствие кросскорреляций (сплошная кривая) происходит как отклонение дисперсионной кривой поперечных волн от невозмущенного закона дисперсии (пунктирная кривая) в сторону малых частот, так и дальнейший изгиб этой кривой в том же направлении в окрестности точки $k/k_c = 0.5$. Появление положительных кросскорреляций между неодно-

родностями ρ и μ приводит к приближению дисперсионной кривой (штриховая кривая) к невозмущенному закону дисперсии и к уменьшению ее изгиба. Отрицательные кросскорреляции увеличивают модификацию закона дисперсии (штрихпунктирная кривая). Затухание ω'' поперечных волн как функция k^2 показано рис. 4 б. Появление положительных кросскорреляций между неоднородностями ρ и μ приводит к уменьшению (штриховая кривая), а отрицательных кросскорреляций – к увеличению (штрихпунктирная кривая) затухания.

Видно, что в этом случае действие кросскорреляций приводит к эффектам в волновом спектре упругих волн, прямо противоположным тем, к которым приводят кросскорреляции между неоднородностями обмена и анизотропии в спектре спиновых волн (см. рис. 3.). Для продольных волн кросскорреляции между неоднородностями плотности и упругих констант ($\kappa_{\rho\mu}$ и $\kappa_{\rho\lambda}$) вызывают эффекты, подобные показанным на рис. 4. Однако кросскорреляции между упругими константами λ и μ приводят к прямо противоположным эффектам: при положительном значении $\kappa_{\lambda\mu}$ происходит увеличение модификаций закона дисперсии и затухания, при отрицательном $\kappa_{\lambda\mu}$ – их уменьшение, как и в случае кросскорреляций между неоднородностями обмена и анизотропии (см. рис. 3.) для спиновых волн.

Таким образом, мы получили парадоксальный, на первый взгляд, результат: кросскорреляции одного и того же знака (например, положительные) в некоторых случаях приводят к увеличению модификации закона дисперсии и затухания волн, а в некоторых – к уменьшению этих величин. Чтобы разобраться в этом вопросе, рассмотрим упрощенную модель неоднородной среды. Закон дисперсии поперечных упругих волн в однородной изотропной среде определяется выражением

$$\omega = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} k. \quad (21)$$

В случае очень плавных неоднородностей с характерным размером $2r_c$, много большим длины волны ($k_c \ll k$), среду можно приближенно представить, как состоящую из множества однородных областей размера $2r_c$, внутри которых параметры среды ρ и μ постоянны, но различны в разных областях (модель независимых зерен – кристаллитов). Если флуктуации величин ρ и μ некоррелированы между собой, то частота при данном k может существенно различаться в разных областях, так как будут существовать области, в которых произошло одновременно увеличение μ и уменьшение ρ (или наоборот) относительно средних значений этих величин, а частота волн определяется отношением μ и ρ . Положительные кросскорреляции приводят к пространственной синхронизации флуктуаций двух случайных функций без изменения величин среднеквадратичных отклонений каждой из функций. Поэтому теперь в каждой из наших областей отклонению (любого знака) μ от ее среднего значения соответствует отклонение того же знака величины ρ от своего среднего. В резуль-

тате случайный разброс частот волн в различных областях вещества уменьшается. Можно представить себе даже гипотетическую предельную ситуацию, когда частота упругих волн будет во всём пространстве практически одинакова, несмотря на сильные отклонения как μ , так и p в различных областях пространства. Отрицательные кросскорреляции приводят к пространственной синхронизации отклонений величин μ и p с противоположными знаками и, соответственно, к ещё большему разбросу частот волн в различных областях, чем для случая $K_{p\mu} = 0$.

Аналогичные рассуждения для кросскорреляций между p и μ или p и λ справедливы и для продольных волн, частота которых определяется выражением

$$\omega = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{p} \right)^{1/2} k. \quad (22)$$

Однако для кросскорреляций между параметрами λ и μ (а также между обменом α и анизотропией β для спиновых волн), которые оба входят в числитель выражения для частоты в виде суммы, положительные кросскорреляции приведут к ещё большему разбросу частот волн.

Принимая во внимания то, что параметры, соответствующие потенциальной энергии системы, всегда входят в числитель выражения для частоты, а параметры, соответствующие кинетической энергии – в знаменатель, можно сформулировать общую закономерность действия кросскорреляций, не зависящую от физической природы волн: характер действия кросскорреляций между неоднородностями любых двух параметров вещества на волновой спектр определяется тем, принадлежат ли оба параметра, связанные кросскорреляциями, к той же самой части гамильтониана (т.е. оба относятся к кинетической или оба — к потенциальной части) или они принадлежат к разным частям гамильтониана. В первом случае положительные кросскорреляции приводят к росту модификации закона дисперсии и затухания волн, во втором случае — к уменьшению этих характеристик. Соответственно, отрицательные кросскорреляции в каждом из этих случаев приводят к обратным эффектам.

Полученные закономерности могут быть полезны при разработке технологии получения аморфных и нанокристаллических сплавов с целью создания условий, способствующих возникновению полезных кросскорреляций (уменьшающих затухания волн) и ограничению проявление вредных кросскорреляций, увеличивающих затухание. Экспериментальное наблюдение полученных в **Главах 2 и 3** конкретных эффектов, обусловленных кросскорреляциями, возможно в ситуациях, при которых можно ожидать значительных изменений коэффициентов кросскорреляций K_{ij} , например, для серий образцов сплавов или твёрдых растворов с различным соотношением между компонентами, при

переходе аморфного вещества в нанокристаллическое состояние в процессе отжига.

Четвертая Глава посвящена исследованию динамических восприимчивостей (функций Грина) системы двух взаимодействующих волновых полей различной физической природы со стохастически неоднородным параметром связи между ними, среднее значение которого равно нулю.

Рассмотрим модель ферромагнетика, в котором неоднородным является только параметр магнитострикции $\varepsilon(\mathbf{x})$, $\mathbf{x} = \{x, y, z\}$:

$$\varepsilon(\mathbf{x}) = \varepsilon + \Delta\varepsilon\rho(\mathbf{x}), \quad (23)$$

где ε – среднее значение этого параметра и в дальнейшем $\varepsilon = 0$, $\Delta\varepsilon$ – его среднеквадратичная флуктуация, а $\rho(\mathbf{x})$ – центрированная ($\langle \rho(\mathbf{x}) \rangle = 0$) и нормированная ($\langle \rho^2(\mathbf{x}) \rangle = 1$) случайная функция координат.

Плотность энергии \mathcal{H} представим в виде

$$\mathcal{H} = \alpha(\partial\mathbf{M}/\partial\mathbf{x})^2/2 - \mathbf{M}\mathbf{H} + \lambda u_x^2/2 + \mu u_y^2 + \varepsilon(\mathbf{x})M_x M_y u_{xy}, \quad (24)$$

где \mathbf{H} – внешнее постоянное магнитное поле, α – параметр обмена, λ и μ – силовые упругие константы. Рассмотрим связанные магнитоупругие волны, распространяющиеся вдоль равновесного значения вектора намагниченности \mathbf{M} , параллельного внешнему магнитному полю \mathbf{H} . Используя уравнение Ландау-Лифшица для вектора намагниченности \mathbf{M} , и уравнение движения теории упругости для вектора упругих смещений \mathbf{u} , мы получим для резонансных проекций циклических координат m и u связанную систему двух скалярных модельных уравнений (в уравнении упругости учтена связь только с поперечной компонентой вектора \mathbf{m})

$$\nabla^2 m + v_m m - \frac{\Delta\varepsilon}{\alpha} M \rho(\mathbf{x}) \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad (25)$$

$$\nabla^2 u + v_u u + \frac{\Delta\varepsilon}{\mu} M \frac{\partial}{\partial z} (\rho(\mathbf{x}) m) = 0. \quad (26)$$

Здесь введены обозначения

$$v_m = \frac{\omega - \omega_0}{\alpha g M}, \quad v_u = \frac{\omega^2}{v_u^2}, \quad (27)$$

где ω_0 – частота однородного ФМР, которая зависит от магнитного поля и размагничивающих факторов образца, $v_u = \sqrt{\mu/\rho}$ – скорость упругой волны.

Система уравнений для функций Грина, соответственно, для спиновых $G_m(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ и упругих $G_u(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ волн, соответствующая системе уравнений (25) и (26) имеет вид

$$\nabla^2 G_m(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) + v_m G_m(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) - \frac{\Delta\varepsilon}{\alpha} M \rho(\mathbf{x}) \frac{\partial G_u(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)}{\partial z} = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0), \quad (28)$$

$$\nabla^2 G_u(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) + v_u G_u(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) + \frac{\Delta\varepsilon}{\mu} M \frac{\partial}{\partial z} (\rho(\mathbf{x}) G_m(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0). \quad (29)$$

Для этой системы запишем систему двух связанных генерирующих интеграль-

ных уравнений для функций Грина G_m и G_u

$$G_m(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = G_m^0(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) + \frac{\Delta\varepsilon}{\alpha} M \int G_m^0(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \rho(\mathbf{x}') \frac{\partial G_u(\mathbf{x}', \mathbf{x}_0)}{\partial z'} d\mathbf{x}', \quad (30)$$

$$G_u(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = G_u^0(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) + \frac{\Delta\varepsilon}{\mu} M \int \frac{\partial G_u^0(\mathbf{x}, \mathbf{x}')}{\partial z'} \rho(\mathbf{x}') G_m(\mathbf{x}', \mathbf{x}_0) d\mathbf{x}'. \quad (31)$$

Используя обычную процедуру последовательных итераций каждого из этих уравнений, получаем бесконечные ряды функции Грина для $G_m(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ и $G_u(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$. Усредняя эти ряды по ансамблю случайных функций $\rho(\mathbf{x})$ и распепляя корреляторы по формуле Гаусса, получаем ряды по возмущениям для усредненных функций Грина, которые представим в виде системы уравнений Дайсона в \mathbf{k} -пространстве для $G_m(\mathbf{k})$ и $G_u(\mathbf{k})$:

$$\bar{G}_m(\mathbf{k}) = \frac{1}{[G_m^0(\mathbf{k})]^{-1} - (2\pi)^{2d} Q_u(\mathbf{k})}, \quad (32)$$

$$\bar{G}_u(\mathbf{k}) = \frac{1}{[G_u^0(\mathbf{k})]^{-1} - (2\pi)^{2d} k_z^2 Q_m(\mathbf{k})}. \quad (33)$$

Видно, что в случае стохастически взаимодействующих полей в выражение для спиновой функции Грина $\bar{G}_m(\mathbf{k})$ входит упругий массовый оператор $Q_u(\mathbf{k})$, а в выражение для $\bar{G}_u(\mathbf{k})$ – спиновый массовый оператор $Q_m(\mathbf{k})$.

Самосогласованное приближение, выражающие $Q_m(\mathbf{k})$ и $Q_u(\mathbf{k})$ через искомые функции Грина $\bar{G}_m(\mathbf{k})$ и $\bar{G}_u(\mathbf{k})$, запишем в виде

$$Q_m(\mathbf{k}) \approx \gamma^2 \int \bar{G}_m(\mathbf{k}_1) S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1, \quad (34)$$

$$Q_u(\mathbf{k}) \approx \gamma^2 \int k_z^2 \bar{G}_u(\mathbf{k}_1) S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1, \quad (35)$$

где $\gamma^2 = (\Delta\varepsilon)^2 M^2 / \alpha\mu$.

Здесь уравнение (34) соответствует уравнению самосогласования NCA Мигдала-Крейчнана [11, 12], а уравнение (35) – обобщению NCA на случай не-локальных (недиагональных) членов гамильтониана, проведенному в работе [18]. Подставим в (34) и (35) выражения для функций Грина (32) и (33). Вводя перенормированные массовые операторы для спиновых и упругих волн

$$M_k = (2\pi)^d k_z^2 Q_m(\mathbf{k}), \quad U_k = (2\pi)^d Q_u(\mathbf{k}), \quad (36)$$

где d – размерность пространства, запишем окончательный вид системы уравнений NCA для двух стохастически взаимодействующих волновых полей:

$$\bar{G}_m(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^d} \frac{1}{v_m - k^2 - U_k}, \quad (37)$$

$$\bar{G}_u(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^d} \frac{1}{v_u - k^2 - M_k}, \quad (38)$$

$$M_k = \gamma^2 k_z^2 \int \frac{S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1}{v_m - k_1^2 - U_{k_1}}, \quad (39)$$

$$U_{\mathbf{k}} = \gamma^2 \int \frac{k_{1z}^2 S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1}{v_u - k_1^2 - M_{\mathbf{k}_1}}. \quad (40)$$

Видно, что в замкнутой системе интегральных уравнений для массовых операторов (39) и (40), упругий оператор $U_{\mathbf{k}_1}$ входит в уравнение для спинового оператора $M_{\mathbf{k}}$, а спиновый оператор $M_{\mathbf{k}_1}$ – в уравнение для $U_{\mathbf{k}}$.

Рассмотрим одномерную модель. Тогда в системе уравнений (37)-(40) $d=1$ и вектор \mathbf{k} имеет одну компоненту $k_z = k$. Уравнения (39) и (40) представляются в виде бесконечных цепных дробей. Для численного анализа удобно записать уравнения (39) и (40) в виде рекуррентных формул:

$$M_k^{(n)} = \gamma^2 k^2 \int \frac{S(k - k_1) dk_1}{v_m - k_1^2 - U_{k_1}^{(n-1)}}, \quad (41)$$

$$U_k^{(n)} = \gamma^2 \int \frac{k_1^2 S(k - k_1) dk_1}{v_u - k_1^2 - M_{k_1}^{(n-1)}}, \quad (42)$$

где индекс n соответствует числу учтенных звеньев цепной дроби.

Моделируя корреляционные свойства случайной функции $\rho(x)$ экспоненциальной корреляционной функции, получаем в одномерном случае для $K(r)$ и $S(k)$ выражения

$$K(r) = e^{-k_c r}, \quad S(k) = \frac{1}{\pi} \frac{k_c}{k_c^2 + k^2}, \quad (43)$$

где $r = |x - x'|$, k_c – корреляционное волновое число неоднородностей ($r_c = k_c^{-1}$ – корреляционный радиус).

Рассмотрим последовательно вид мнимых частей функций Грина $G_m''(\omega)$ и $G_u''(\omega)$ в первом, втором и третьем приближении в точке кроссинг резонанса $k = k_r$ от частоты ω для малого значения k_c , соответствующего $u_c \equiv k_c / \sqrt{\eta} = 5 \cdot 10^{-2}$, где $\eta = \gamma k_r$. Первые приближения (приближения Бурре) приводят к выражениям для $G_m^{(1)}(\omega)$ и $G_u^{(1)}(\omega)$, показанным на рис. 5. штриховыми кривыми, которые, как и более ранних работах [7-9], имеют вид двух пиков, расположенных в точках

$$\omega \approx \omega_r \pm \frac{\Lambda}{2}, \quad (44)$$

как при кроссинг резонансе в однородной среде. Здесь $\Lambda = \zeta \sqrt{2\omega_M \omega_r}$ где $\zeta = (\Delta\varepsilon)M / \sqrt{\mu}$, $\omega_M = gM$, ω_r – частота, соответствующая пересечению дисперсионных кривых невозмущенных спиновых и упругих волн. Однако уже следующее ($n = 2$) приближение разрушает эту картину. Соответствующие ему функции $G_m^{(2)}(\omega)$ и $G_u^{(2)}(\omega)$ показаны на рис. 5 пунктирными кривыми. Эти

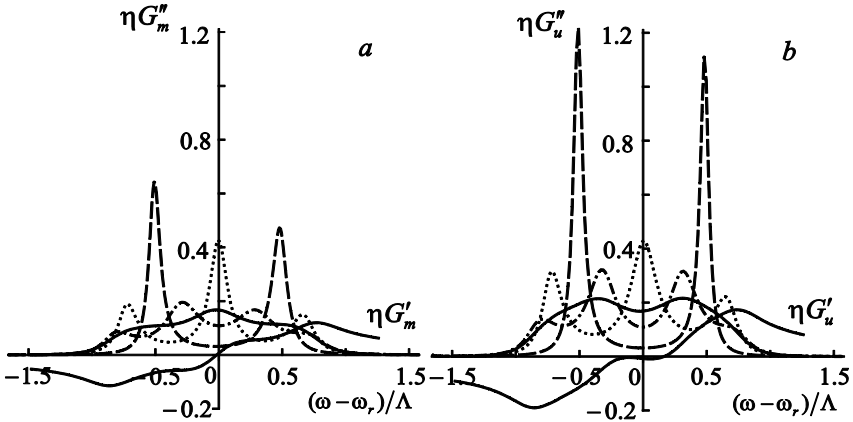


Рис. 5. Мнимые части функций Грина спиновых $G_m''(\omega)$ (a) и упругих $G_u''(\omega)$ (b) волн при $k = k_r$ для $u_c = 5 \cdot 10^{-2}$, вычисленные в различных приближениях: $n=1$ приближение Бурре (штриховые кривые), $n=2$ (пунктирные кривые), $n=3$ (штрихпунктирные кривые), $n \rightarrow \infty$ (сплошные кривые). Для $n \rightarrow \infty$ приведены также действительные части функций Грина $G_m'(\omega)$ и $G_u'(\omega)$.

функции имеют по три пика и уже ничем не напоминают кроссинг резонанс в однородной среде. При учете следующего звена в цепных дробях функции $G_m^{(3)}(\omega)$ и $G_u^{(3)}(\omega)$ имеют по четыре максимума (штрихпунктирные кривые на рис. 5). С ростом n число пиков на графиках функций $G_m''(\omega)$ и $G_u''(\omega)$ возрастает как $n+1$, а амплитуда пиков уменьшается. Площадь под каждой кривой $G_m''(\omega)$ и $G_u''(\omega)$ при этом сохраняется, и эти кривые приближаются к своим предельным значениям, соответствующим $n \rightarrow \infty$ (рис. 5, сплошные кривые). Как видно из этого рисунка, предельные кривые, соответствующие учету многократного рассеивания волн в рамках NCA, не имеют ничего общего с приближением Бурре (штриховые кривые). Вместо снятия вырождения и появления двух пиков на расстоянии Λ , на каждой из функций $G_m''(\omega)$ и $G_u''(\omega)$ наблюдается широкий одномодовый пик шириной Λ . Однако вершины этих пиков не являются гладкими: своеобразная тонкая структура возникает на вершине каждого из них. Для $G_m''(\omega)$ эта структура имеет вид узкого (по сравнению с Λ) резонанса, а для $G_u''(\omega)$ структура имеет вид узкого антирезонанса. Соответствующая этим образованиям тонкая структура проявляется и на кривых $G_m'(\omega)$ и $G_u'(\omega)$, которые также приведены на рис. 5.

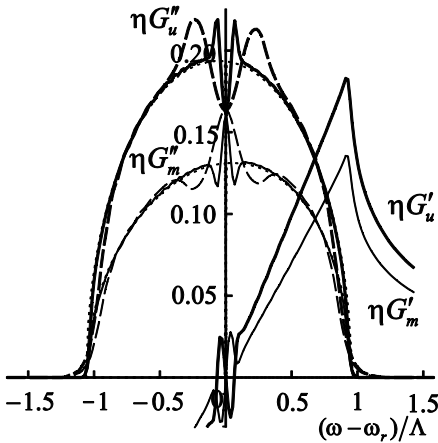


Рис. 6. Функции Грина спиновых $G''_m(\omega)$ и $G'_m(\omega)$ (тонкие кривые) и упругих $G''_u(\omega)$ и $G'_u(\omega)$ (толстые кривые) волн, при $u_c = 1.6 \cdot 10^{-2}$ (штриховые кривые), при $1.6 \cdot 10^{-3}$ (сплошные кривые) и точные решения при $u_c = 0$ (пунктирные кривые).

корреляционного волнового числа неоднородностей k_c , чем характеристики широких пиков. При малых k_c увеличение k_c на порядок своей величины практически не изменяет ширины широкого пика. В то же время ширина узкого резонанса на G''_m , как и антирезонанса на G''_u возрастает в несколько раз.

Зависимость тонкой структуры от корреляционного волнового числа исследована более детально на рис. 7. Как видно из рис. 7а резонансный и антирезонансный пики для малых k_c ($u_c \propto 10^{-3} - 10^{-2}$) имеют приближенную зеркальную симметрию (амплитуда резонанса несколько меньше амплитуды антирезонанса). Ширины резонанса и антирезонанса примерно равны друг другу и возрастают с ростом k_c (Рис. 7б). Дальнейший рост k_c (Рис. 8) приводит к существенному изменению формы и сужению ширины основного широкого пика. Это обусловлено эффектом обменного сужения линий магнитного резонанса, который в рамках NCA был исследован для ферромагнитного и спинволнового резонансов в работе [16]. Как видно из рис. 8, увеличение k_c приводит к противоположным эффектам для широких пиков и для пиков тонкой структуры. Первые сужаются, а последние уширяются и затем исчезают. Сначала тонкая структура исчезает на вершине функции $G''_m(\omega)$, затем на вершине функции $G''_u(\omega)$.

На всех последующих рисунках приводятся только предельный вид кривых $G_{m,u}(\omega)$, отвечающий учету такого количества звеньев цепных дробей n , которое соответствует сходимости итерационного процесса. Необходима для такой сходимости величина n зависит от значения корреляционного волнового числа k_c . Для больших k_c может быть достаточно n , равное нескольким единицам, для малых k_c необходимо выполнить несколько десятков или даже сотен последовательных интегрирований в рекуррентных формулах (41) и (42).

На рис. 6 обе функции, $G''_m(\omega)$ (тонкие кривые) и $G''_u(\omega)$ (толстые кривые) показаны для двух значений u_c . Видно, что характеристики тонкой структуры более чувствительны к изменению

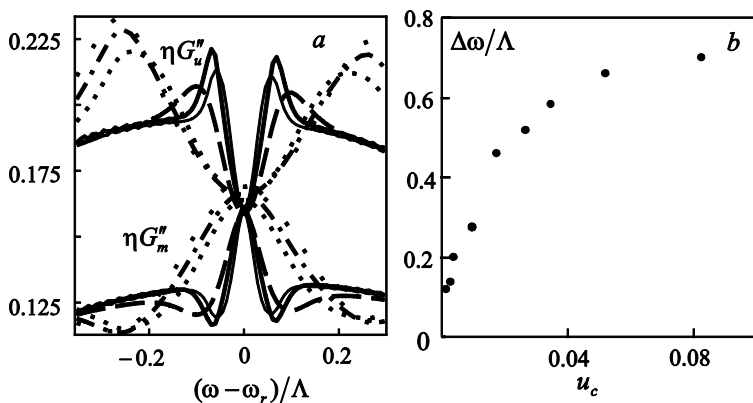


Рис. 7. Резонансный и антирезонансный пики тонкой структуры на вершинах широких пиков соответственно $G_m''(\omega)$ и $G_u''(\omega)$ для различных величин корреляционного волнового числа $u_c = 0.8 \cdot 10^{-3}$ (тонкие сплошные кривые), $1.6 \cdot 10^{-3}$ (толстые сплошные кривые), $2.5 \cdot 10^{-3}$ (штриховые кривые), $1.6 \cdot 10^{-2}$ (пунктирные кривые), $2.5 \cdot 10^{-2}$ (штрихпунктирные кривые), $3.3 \cdot 10^{-2}$ (разряженные пунктирные кривые) (a) и зависимость ширины пиков тонкой структуры $\Delta\omega/\Lambda$ от величины u_c (b).

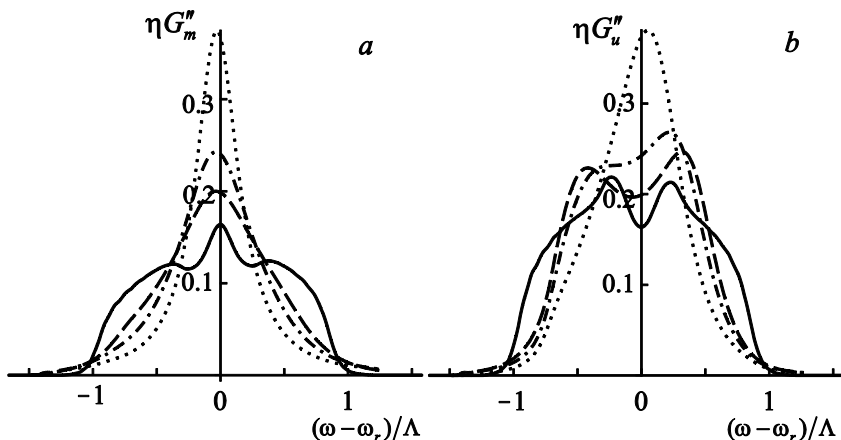


Рис. 8. Мнимые части функции Грина спиновых $G_m''(\omega)$ (a) и упругих $G_u''(\omega)$ (b) волн при $u_c = 1.6 \cdot 10^{-2}$ (сплошные кривые), $1.6 \cdot 10^{-1}$ (штриховые кривые), $2.5 \cdot 10^{-1}$ (штрихпунктирные кривые) и $5 \cdot 10^{-1}$ (пунктирные кривые).

Экспериментальное наблюдение предсказанных в этой главе эффектов позволило бы независимо измерять среднеквадратичную флуктуацию $\Delta\varepsilon$ и корреляционное волновое число k_c неоднородностей магнитострикции в сплавах с нулевым средним значением магнитострикции.

Основные результаты работы:

- 1) Рассчитаны модификации законов дисперсии и затухания волн, обусловленные взаимными корреляциями (кросскорреляциями) неоднородностей обмена и анизотропии для спиновых волн в ферромагнетике и неоднородностей упругих констант и плотности вещества для упругих волн в изотропной среде.
- 2) Анализ результатов этих расчетов позволил сформулировать и обосновать общую закономерность, не зависящую от физической природы волн: характер действия кросскорреляций между неоднородностями любых двух параметров вещества на волновой спектр определяется тем, принадлежат ли оба параметра к той же самой части гамильтониана (т.е. оба относятся к кинетической или оба — к потенциальной части) или они принадлежат к разным частям гамильтониана. В первом случае положительные кросскорреляции приводят к росту модификации закона дисперсии и затухания волн, во втором случае — к уменьшению этих характеристик. Соответственно, отрицательные кросс-корреляции в каждом из этих случаев приводят к обратным эффектам.
- 3) Проведено обобщение самосогласованного приближения Крейчнана в теории функций Грина на случай двух стохастически взаимодействующих волновых полей различной физической природы и развита на основе этого обобщения теория магнитоупругого резонанса в среде с неоднородным параметром связи, среднее значение которого равно нулю. Критерий применимости приближения Крейчнана дополнен сопоставлением результатов этого приближения и точно решаемой задачи для модели бесконечного радиуса корреляций.
- 4) Показано, что в среде с неоднородным параметром связи, вместо снятия вырождения частот в спектре волн и появления двух резонансных пиков на каждой из динамических восприимчивостей системы, в точке пересечения невозможных дисперсионных законов должен наблюдаться широкий одномодовый пик, на вершине которого возникает тонкая структура в виде узких пиков резонанса и антирезонанса на функциях Грина спиновых и упругих волн, соответственно.
- 5) Показано, что ширина этих широких пиков определяется, главным образом, величиной среднеквадратичной флуктуации параметра связи, а ширина узких пиков резонанса и антирезонанса — величиной корреляционного волнового числа неоднородностей. Экспериментальное наблюдение предсказанных эффектов позволило бы измерять независимо обе эти главные характеристики неоднородностей.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Игнатченко В.А., Полухин Д.С. Влияние кросскорреляций между неоднородностями обмена и магнитной анизотропии на спектр и затухание спиновых волн// ФТТ.–2009.–Т. 51, Вып. 5.–С. 892-899.
 2. Игнатченко В.А., Полухин Д.С. Влияние кросскорреляций между неоднородностями параметров изотропной среды на спектр и затухание упругих волн// ЖЭТФ.–2010.–Т. 137, Вып. 2–С. 390-405.
 3. Игнатченко В.А., Полухин Д.С. Влияние кросс-корреляций между неоднородностями на спектр и затухание спиновых и упругих волн// ФНТ.–2010.–Т. 36, Вып. 8/9–С. 933-940.
 4. Ignatchenko V.A. and Polukhin D.S. Magnetoelastic Resonance in Zero-Mean Magnetostrictive Media// Solid State Phenomena. – 2011. – V. 168-169 – P. 101-104.
 5. Ignatchenko V.A. and Polukhin D.S. Spin and Elastic Waves with the Random Coupling Parameter// Solid State Phenomena. – 2012. – V. 190 – P. 51-54.
-
1. Ignatchenko V.A. and Polukhin D.S. Effects of cross correlations between inhomogeneities of the exchange and anisotropy on the spin-wave spectrum// Abstracts of the Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2008). – June 20-25. – 2008. – Moscow, Russia. – P. 516-517.
 2. Ignatchenko V.A. and Polukhin D.S. Magnetoelastic resonance in zero-mean magnetostrictive media// Abstracts of the IV Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” Nanospintronics (EASTMAG – 2010). – June 28 – July 2. – 2010. – Ekaterinburg, Russia. – P. 331.
 3. Ignatchenko V.A. and Polukhin D.S. Study of spin and elastic waves with the random coupling parameter by the CPA method// Abstracts of the Moscow International Symposium on Magnetism (MISM – 2011) – August 21-25. – 2011. – Moscow, Russia. – P. 459.
 4. Игнатченко В.А., Полухин Д.С. Магнитоупругий резонанс в ферромагнетике с неоднородным параметром магнитострикции// Сборник трудов XXII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ – 2012) – Сентябрь 17-21. – 2012. – Астрахань, Россия. – С. 271-273.

Список цитируемой литературы

1. Игнатченко В.А., Исаков Р.С. Спиновые волны в случайно-неоднородной анизотропной среде// ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72, Вып. 3. – С. 1005-1017.
2. Игнатченко В.А., Исаков Р.С. Спиновые волны в аморфных и мелкодисперсных ферромагнетиках с учетом диполь-дипольного взаимодействия// ЖЭТФ. – 1978. – Т. 74, Вып. 4. – С. 1386-1393.
3. Медведев М.В. Спектр спиновых волн в стохастической решеточной модели двухкомпонентного аморфного ферромагнетика// ФТТ. – 1980. – Т. 22, Вып. 7. – С. 1944-1952.
4. Hanrich K., Ötting R. Self-Energy and Damping of Long-Wavelength Magnons in Amorphous Ferromagnets// Phys. stat. sol.(b). – 1999. – V. 216. – P. 1073-1088.
5. Handrich K., Ötting R. Self-Energy and Damping of Long-Wavelength Phonons in Amorphous Solids// Phys. stat. sol.(b) – 2001. – V. 255. – P. 289-299.
6. Игнатченко В.А., Исаков Р.С. Стохастические свойства неоднородностей аморфных магнетиков// Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. – Новосибирск: Наука. – 1989. – С. 128-147.
7. Ignatchenko V.A. and Deich L.I. Disorder-induced resonance coupling of waves// Phys. Rev. B – 1994. – V. 50. – P. 16364-16372.
8. Дейч Л.И., Игнатченко В.А. Магнитоупругий резонанс в случайно-неоднородных ферромагнетиках с нулевой средней магнитострикцией// ЖЭТФ. – 1995. – Т. 107, №3. – С. 842-854.
9. Deich L.I. and Lisyansky A.A. Disorder-induced polaritons// Phys. Lett. A – 1996. – V. 220. – P. 125-130.
10. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.: Наука. – 1967. – 368 с.
11. Kraichnan R.H. Dynamics of Nonlinear Stochastic Systems// J. Math. Phys. – 1961. – V. 2. – P. 124-148.
12. Мигдал А.Б. Взаимодействие электронов с колебаниями решетки в нормальном металле// ЖЭТФ – 1958. – Т. 34. – С. 1438-1446.
13. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. – М.: Физматгиз. – 1962. – 444 с.
14. Садовский М.В. Диаграмматика. Лекции по избранным задачам теории конденсированного состояния. Издание второе. – Екатеринбург: Институт электрофизики УрО РАН. – 2005. – 282 с.
15. Schlomann E. Ferromagnetic resonance in polycrystalline ferrites with large anisotropy// J. Phys. Chem. Solids. – 1958. – V. 6. – P. 257-266
16. Ignatchenko V.A. and Felk V.A. Exchange narrowing of magnetic resonance linewidths in inhomogeneous ferromagnets// Phys. Rev. B – 2005. – V. 71. – P. 094417.
17. Bourret R.C. Propagation of randomly perturbed fields// Nuovo Cimento. – 1962. – V. 26. – P. 1; Canad. J. Phys. – 1962. – V. 40. – P. 782-790.
18. Ignatchenko V.A. and Felk V.A. Effects of long-wave inhomogeneities of the exchange and elastic force constants in the framework of the coherent potential approximation// Phys. Rev. B. – 2006. – V. 74. N. 17. – P. 174415.

Подписано в печать 16.11.2012.

Формат 60x84/16. Уч.-изд. л. 1.

Усл. печ. л. 1.5. Тираж 60. Заказ № 97.

Отпечатано в типографии ИФ СО РАН.

660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН.