

Аномальное поведение линейной и нелинейной продольных восприимчивостей ниже T_c в слабо анизотропном ферромагнетике CdCr_2Se_4

И. Д. Лузянин¹⁾, В. П. Хавронин

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН, 188300 Гатчина Ленинградской обл.

Поступила в редакцию 5 февраля 2001 г.

После переработки 27 апреля 2001 г.

Экспериментально изучено частотное поведение линейной и нелинейной продольных динамических восприимчивостей почти изотропного кубического ферромагнетика CdCr_2Se_4 в упорядоченной фазе. Найдено, что на частотах, выше порога рождения двух магнонов, линейная восприимчивость уменьшается с ростом частоты, как $\chi_1 \propto \omega^{-0.28}$, а нелинейная, как $\chi_n \propto \omega^{-0.73}$, независимо от n , где n – нечетное число. Полученные аномалии в поведении восприимчивостей связаны с влиянием дипольных сил, нарушающих закон сохранения полного спина.

PACS: 05.30.Jр, 75.30.Сг, 75.40.Gb

Как хорошо известно, поглощение однородного переменного магнитного поля в гейзенберговском ферромагнетике отсутствует, так как оператор полного спина системы коммутирует с обменным гамильтонианом. Слабые релятивистские взаимодействия (анизотропия, дипольные силы и т.п.) нарушают закон сохранения полного спина, обеспечивая тем самым однородную релаксацию.

Однородная продольная восприимчивость с дипольными силами теоретически изучена в [1] в рамках линейной теории спиновых волн (ЛТСВ). Согласно [1], при конечных температурах эта восприимчивость в нулевом поле демонстрирует инфракрасную расходимость (ИКР) вида $\chi(\omega \rightarrow 0) \propto iT/\omega$ на частотах выше порога, который определяется внутренним магнитным полем и анизотропией. Следует отметить, что ранее эта же проблема изучалась в работе [2], где влияние дипольных сил на спектр спиновых волн моделировалось путем введения щели. В результате оказалось, что $\chi \propto \omega^{-3/2}$. Этот результат отличается от полученного в [1], где использовалось точное выражение для спектра.

Упомянутая выше ИКР происходит из-за специфического “слабого” нарушения закона сохранения полного спина дипольными силами, в результате которого число возбуждений (магнонов) в элементарном акте рассеяния может изменяться, хотя магнонный спектр остается бесщелевым, если пренебречь анизотропией и внутренним магнитным полем.

Отметим, что полученная в [1] расходимость восприимчивости приводила бы к ненулевому значению

коэффициента абсорбции при $\omega = 0$ и, следовательно, к нагреванию образца постоянным внешним магнитным полем, чего явно не может быть.

Другой пример магнитной бозе-системы со слабым нарушением закона сохранения – гейзенберговский антиферромагнетик – был теоретически исследован в работе [3] также в рамках ЛТСВ. В случае антиферромагнетика полный спин системы сохраняется, однако отсутствует закон сохранения в антиферромагнитном канале. При этом спектр элементарных возбуждений (антиферромагнонов) также является бесщелевым. Как показано в [3], это приводит к тому, что антиферромагнитная продольная восприимчивость демонстрирует аналогичную ИКР.

Таким образом, из результатов этих работ следует, что в магнитных бозе-системах со слабым нарушением законов сохранения (несохранение числа возбуждений в акте взаимодействия при бесщелевом характере этих возбуждений) возникает аномалия в низкочастотном поведении соответствующих продольных восприимчивостей.

Для проверки предсказаний теории для магнитных бозе-систем и выяснения вопроса о том, к каким последствиям для магнитной динамики в таких системах приводит ИКР, ранее нами было предпринято экспериментальное исследование однородной продольной восприимчивости почти изотропного кубического ферромагнетика CdCr_2Se_4 ($T_c \approx 128$ К) в магнитоупорядоченной фазе [4]. Эксперименты проводились в слабых внешних полях (до 100 мЭ) и в низкочастотном диапазоне ($\omega/2\pi = f \sim 10^2 - 10^6$ Гц). Для минимизации эффекта размагничивания образцов

¹⁾e-mail: luzyanin@mail.pnpi.spb.ru

имел форму кольца размерами $\phi 5.4 \times \phi 2.0 \times 2.1$ мм. Плоскость кольца совпадала с плоскостью [111] кристалла. Аксиально-симметричные постоянное (H) и переменное ($h_0 \cos 2\pi f_0 t$) поля были приложены в плоскости кольца, так что силовые линии были замкнуты, и поле практически полностью концентрировалось внутри образца. При этом также сильно подавлено образование доменов. Это позволило наблюдать экстремально узкий гистерезис с коэрцитивной силой $H_c \approx 5$ мЭ. Чтобы избежать влияния доменов, эксперименты проводились при условии $H, h_0 > H_c$.

Основным результатом этой работы явилось качественное подтверждение предсказаний теории о наличии аномальной продольной динамики в изотропных гейзенберговских ферромагнетиках, обаянной дипольным силам. На частотах, выше $\omega_{cr} \approx 2g\mu_B H$ (μ_B – магнетон Бора, g – фактор), соответствующей рождению двух магнонов, продольная восприимчивость оказалась хотя и менее сингулярной функцией частоты, чем в [1], однако, по-прежнему, расходящейся в низкочастотном пределе, $\chi(\omega \rightarrow 0) \propto (i/\omega)^\rho$. Так что $\text{Re}\chi \equiv \chi' \propto |\omega|^{-\rho} \cos(\pi\rho/2)$, $\text{Im}\chi \equiv \chi'' \propto |\omega|^{-\rho} \sin(\pi\rho/2)$ и отношение $\text{Im}\chi/\text{Re}\chi = \text{tg}(\pi\rho/2)$ не зависит от частоты, а $\rho \approx 0.28$. Степенной характер зависимости χ от ω наблюдался в температурном интервале от 80 до 120 К, при этом показатель ρ изменялся по величине не более чем на 10% (выше 120 К на частотное поведение восприимчивости начинали оказывать влияние критические флуктуации). Следует отметить, что в исследуемой частотной области величина мнимой части восприимчивости порядка действительной, что весьма нетривиально. Как видно из рис.1, взятого из работы [4], такое поведение восприимчивости имеет место в широком диапазоне частот. Этот результат свидетельствует о том, что сильное взаимодействие спиновых волн экранирует инфракрасную расходимость вида i/ω , полученную в [1]. Отклонение от этого закона при $\omega < \omega_{cr}$ (уменьшение χ'' и очень слабый рост χ' при $\omega \rightarrow 0$) связано с магнитной анизотропией, которая в нашем случае очень мала.

Всякая сильно взаимодействующая система должна быть нелинейной. Это соображение явилось основой для экспериментального исследования высших гармоник. Естественно предположить, что степенное частотное поведение будет наблюдаться и в случае восприимчивостей высших порядков, по крайней мере, на частотах выше порога энергии рождения двух магнонов. С этой целью на том же монокристаллическом образце CdCr_2Se_4 , что и в [4], были поставлены соответствующие эксперименты.

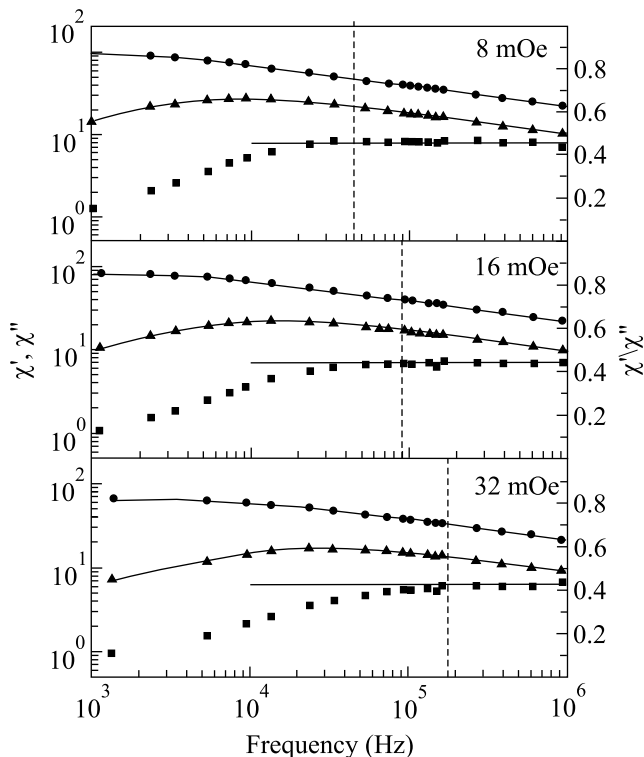


Рис.1. Частотные зависимости действительной (кружки) и мнимой (треугольники) частей линейной продольной восприимчивости и их отношения при разных значениях приложенного постоянного магнитного поля. Вертикальные пунктирные линии соответствуют величине двухмагнонного порога $2g\mu_B H/h$. $h_0 = 12$ мЭ, $T = 82$ К

Частота переменного поля f_0 изменялась от 1 до 200 кГц. Измерения гармоник осуществлялись спектроанализатором последовательного типа в диапазоне 1–600 кГц. На опыте измерялась амплитуда высшей гармоники $A_n \propto n f_0 (\chi_n'^2 + \chi_n''^2)^{1/2} \propto |\chi_n|$ ($n = 1, 3, 5, \dots$) относительно амплитуды первой гармоники, измеренной на основной частоте f_0 , $A_1 \propto f_0 (\chi_1'^2 + \chi_1''^2)^{1/2} \propto |\chi_1|$, где χ_n' и χ_n'' – действительная и мнимая части восприимчивости n -го порядка. Наблюдение гармоник, помимо конечной чувствительности измерительной аппаратуры, было ограничено в основном по следующей причине. Как будет видно ниже, при $\omega_0 \gtrsim 2g\mu_B h_0$ амплитуды высших гармоник довольно сильно убывают с номером гармоники, а для соблюдения этого условия в нашем частотном диапазоне f_0 необходимы малые амплитуды переменного поля $h_0 < 40$ мЭ. Поэтому в работе представлены результаты в основном для третьей и пятой гармоник. Измерения проводились при $T = 82$ К. Представленные ниже результаты получены в нулевом постоянном магнитном поле, $H = 0$

(очевидно, что в этом случае имеются только нечетные гармоники) и в диапазоне частот, в котором в [4] наблюдалось степенное поведение линейной продольной восприимчивости ($\chi'(f_0)$ и $\chi''(f_0)$), то есть при условии, что $\omega_0 \gtrsim 2g\mu_B h_0$.

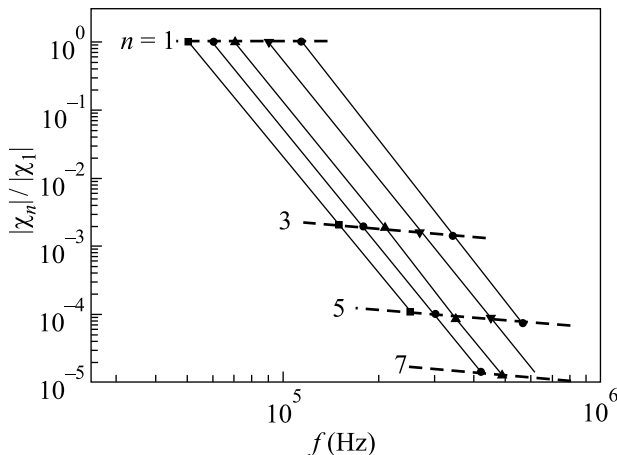


Рис.2. Зависимости $R_n = |\chi_n|/|\chi_1|$ (сплошные линии) для разных частот переменного поля f_0 от частоты nf_0 . Пунктирные линии, соединяющие величины R_n для фиксированных значений n , демонстрируют степенной характер зависимости амплитуд гармоник от частоты переменного поля. По методическим причинам, указанным в тексте, данные для $n = 7$ получены только на частотах 60 и 70 кГц; $h_0 = 8$ мЭ

Из полученных результатов следует, что при выполнении этого условия отношение $R_n = |\chi_n|/|\chi_1|$ при фиксированной частоте переменного поля f_0 степенным образом зависит от частоты гармоники nf_0 (или, что то же самое, от номера гармоники n) как $R_n \propto (nf_0)^{-r} \propto n^{-r}$. На рис.2 сплошными линиями представлен ряд таких зависимостей для $n = 3$, $n = 5$ и $n = 7$. Как следует из анализа представленных зависимостей R_n от n , величина показателя r , вообще говоря, является линейной функцией частоты, которую приближенно можно описать эмпирической формулой $r \approx 5.50(\pm 0.05) + 0.004 \cdot f_0$ (кГц). Свободный член при этом был получен экстраполяцией $r(f_0)$ к $f_0 = 0$. Отметим, что на более низких частотах ($\omega_0 < 2g\mu_B h_0$) зависимость R_n от n не имела степенного вида, однако в данной работе поведение высших гармоник в этом случае подробно не изучалось.

Если теперь обратиться к зависимости R_n от f_0 для фиксированных значений $n = 3$ и $n = 5$ (пунктирные линии на рис.2), то нетрудно видеть, что для обоих гармоник эти зависимости также имеют степенной характер: $R_n \propto (nf_0)^{-0.45 \pm 0.03} \propto f_0^{-0.45 \pm 0.03}$.

Показанные на рисунке данные для $n = 7$, полученные на двух частотах, не противоречат, вообще говоря, такой зависимости. Можно думать, что степенной вид зависимости R_n от f_0 будет выполняться и для более высоких гармоник. С другой стороны, из измерений линейного отклика было определено, что $\chi_1 \propto f_0^{-0.28}$. Отсюда следует, что в области $\omega_0 \gtrsim 2g\mu_B h_0$ независимо от n восприимчивости высших порядков $\chi_n \propto \chi_1^{-p} f_0^{-0.45} \propto f_0^{-0.73}$. Этот результат был также получен в независимых измерениях одной только амплитуды третьей гармоники как функции частоты переменного поля в диапазоне $50 \leq f_0 \leq 200$ кГц.

Как отмечалось выше, зависимость $|\chi_n|/|\chi_1|$ от n имеет степенной вид при условии $\omega_0 \gtrsim 2g\mu_B h_0$. Очевидно, что при амплитудах поля $h_0 > h_{0cr} = \omega_0/2g\mu_B$ это условие нарушается и, соответственно, указанная зависимость может уже не иметь степенного характера. Для определения величины h_{0cr} измерялась зависимость $|\chi_n|/|\chi_1|$ от n , изменяя амплитуду поля h_0 при фиксированной частоте. Действительно, оказалось, что при определенном значении h_0 степенной характер зависимости $|\chi_n|/|\chi_1|$ от n исчезал. Эта величина амплитуды переменного поля и принималась нами за h_{0cr} . Полученная таким образом зависимость $h_{0cr}(f_0)$ представлена на рис.3, из которого следует, что, как и в случае линейной восприимчивости, h_{0cr} соответствует двухмагнетонному порогу, то есть $2g\mu_B h_{0cr} = \omega_0$. Экстраполяция h_{0cr} к $f_0 = 0$ дает величину h_{0cr} , равную примерно 5 мЭ, что соответствует коэрцитивной силе, найденной в [4] из гистерезисных кривых как $\chi(H)$, так и $A_2(H)$.

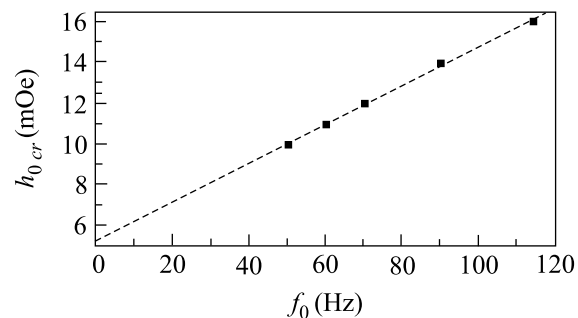


Рис.3. Частотная зависимость пороговой амплитуды переменного поля h_{0cr} , выше которой исчезает степенной вид спада амплитуд высших гармоник с их номером

Наблюдаемое в эксперименте скейлинговое поведение линейной и нелинейной продольных восприимчивостей говорит о наличии развитых динамических флуктуаций и о близости системы к неустойчивости вне критической области ниже T_c . Отсюда следует

важное утверждение: в идеальном бесконечном изотропном ферромагнетике в нулевом магнитном поле и при отсутствии анизотропии дипольные силы приводили бы к неустойчивости магнитоупорядоченного основного состояния за счет нарастания однородных динамических флуктуаций продольной восприимчивости. Только эффекты, связанные с конечными размерами и анизотропией, а также включение внешнего поля стабилизируют в такой системе дальний магнитный порядок.

Авторы благодарны С.В.Малееву и А.Г.Яшенкину за полезные обсуждения постановки задачи и ре-

зультатов эксперимента, Я.В.Грешневой за участие в эксперименте и обработке полученных данных. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 00-02-16729).

-
1. B. P. Toperverg and A. G. Yashenkin, *Phys. Rev.* **B48**, 16505 (1993).
 2. М. И. Каганов, В. М. Цукерник, *ЖЭТФ* **37**, 823 (1959).
 3. S. Braune and S. V. Maleyev, *Z. Phys.* **B81**, 69 (1990).
 4. I. D. Luzyanin, A. G. Yashenkin, S. V. Maleyev et al., *Phys. Rev.* **B60**, R734 (1999).