Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 4, с. 255 – 257 © 2014 г. 25 февраля

Нелинейное поглощение радиоволн в неколлинеарном антиферромагнетике

А. М. Тихонов[+1)], *Н. Г. Павлов*[+*]

[+]*Институт физических проблем им. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 27 января 2014 г.

Исследовано нелинейное поглощение радиоволн (200–800 МГц) в неколлинеарном кубическом антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ в температурном интервале 1.2–4.2 K. Наблюдаемое явление диссипации электромагнитной энергии, по нашему мнению, связано с параметрическим возбуждением неоднородных поверхностных волн на границах антиферромагнитных доменов.

DOI: 10.7868/S0370274X14040110

Многократное вырождение энергии основного состояния неколлинеарного кубического антиферромагнетика $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ позволяет реализовываться в нем многодоменной структуре, которая стабильна в широком диапазоне магнитных полей. В этом письме мы сообщаем об обнаружении нелинейного поглощения радиоволн УКВ-диапазона в марганцевом гранате $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ и связываем его с параметрическим возбуждением неоднородных колебаний границ антиферромагнитных доменов.

Гранат переходит в антиферромагнитное состояние при температуре ~ 6.8 K [1]. Согласно нейтронографическим исследованиям в нем (кристаллическая группа симметрии O_h^{10}) реализуется плоская двенадцатиподрешеточная неколлинеарная структура: магнитные моменты Mn^{2+} компланарны плоскости (111) и коллинеарны направлениям [211], [121], [112] (см. рис. 1) [2, 3]. При приложении внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ вдоль направления [001] происходит поворот спиновой плоскости, который заканчивается при достижении внешним полем критической величины $H_c \approx 2.4$ Тл [4, 5].

В обменном приближении магнитная структура граната описывается парой антиферромагнитных векторов $\mathbf{l}_1$ и $\mathbf{l}_2$ ($\mathbf{l}_1 \perp \mathbf{l}_2$ и $\mathbf{l}_1^2 = \mathbf{l}_2^2 = 1$) [6]. Анализ основного состояния показывает, что оно четырехкратно вырождено по направлениям вектора $\mathbf{n} = [\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2]$, который может быть коллинеарен направлениям $[1\,1\,1]$, $[\bar{1}\,1\,1]$, $[1\,\bar{1}\,1]$ и $[\bar{1}\,\bar{1}\,1]$. В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ это вырождение сохраняется вплоть до поля фазового перехода H_c, выше которого $\mathbf{n} \parallel [001]$.

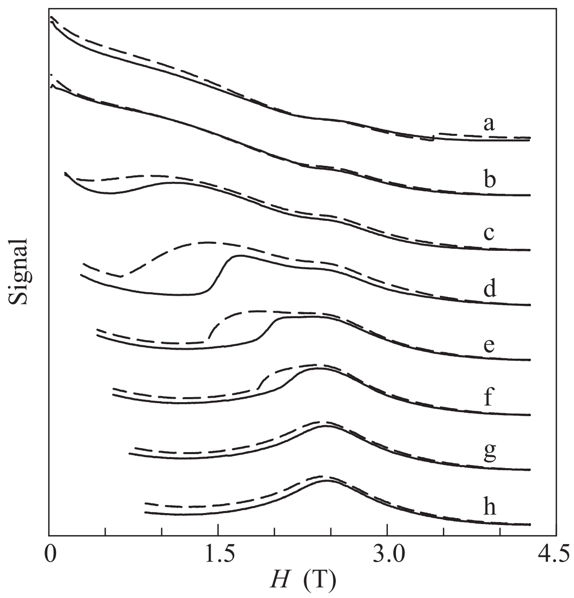

Рис. 1. Зависимости формы сигнала детектора от мощности на частоте 685 МГц в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ для поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ и $T = 1.2$ K. Сплошные линии соответствуют развертке магнитного поля соленоида в сторону его увеличения, штриховые – в сторону его уменьшения. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие различному уровню радиочастотной мощности, подводимой к резонансной системе (в дБм): a – 20 b – 19; c – 18; d – 17; e – 16; f – 15; g – 13; h – 10

Таким образом, в кристалле граната возможно сосуществование четырех типов антиферромагнитных доменов с разной ориентацией вектора $\mathbf{n}$. Доменная

1)e-mail: tikhonov@kapitza.ras.ru

структура сохраняется и при небольшом отклонении поля **H** от оси четвертого порядка, пока поле в плоскости (110) составляет ≤ 700 Э [4].

Магнитное поле вдоль направления [001] с относительной неоднородностью на размере образца менее 0.1 % создавалось сверхпроводящим соленоидом. Монокристаллический образец либо непосредственно погружался в ванну с жидким гелием, либо размещался в вакуумной камере с теплообменным газом ^{4}He, находящейся в ванне с жидким гелием. Температура $T = (1.2{-}4.2)$ K контролировалась в эксперименте по давлению насыщенных паров гелия в ванне. В наших экспериментах использовалась широкополосная резонансная система типа разорванное кольцо [7]. Прошедшая мощность, регистрация которой осуществлялась при сканировании магнитного поля на фиксированной частоте ω (ее стабильность в эксперименте $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-5}$) радиочастотного поля **h**, детектировалась планарным диодом.

Ранее мы сообщали об исследовании магнитной структуры неколлинеарного антиферромагнетика $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ по спектрам ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ^{55}Mn, которое проводилось в линейном режиме поглощения [5]. В ходе этих экспериментов было обнаружено, что в полях $H < H_c$ в узком частотном диапазоне ~ 30 МГц наблюдается три линии ЯМР только при поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$.

В настоящем письме мы сообщаем, что при амплитуде радиочастотного поля выше некоторого порогового значения наблюдается поглощение радиоволн с поляризацией $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ в непрерывном частотном диапазоне 200–800 МГц. Подобного рода спектр не может быть объяснен резонансными свойствами ядерной системы в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ при $H < H_c$.

На рис. 1 приведена зависимость формы сигнала детектора от мощности на частоте 685 МГц в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ для поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ при температуре 1.2 K. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие различному уровню радиочастотной мощности, подводимой к резонансной системе (в дБм – децибелах относительно уровня в 1 мВт): a – 20; b – 19; c – 18; d – 17; e – 16; f – 15; g – 13; h – 10. Сплошные линии соответствуют развертке магнитного поля соленоида в сторону его увеличения, а штриховые – в сторону его уменьшения. На всех кривых наблюдается резонансное поглощение в поле ~ 2.5 Тл, соответствующее ветви низкочастотных электронно-ядерных колебаний в высокополевой фазе марганцевого граната ($H > H_c$). При увеличении мощности накачки выше 15 дБм происходит качественное изменение формы сигнала: появляется дополнительное поглощение при $H < H_c$. В интервале от 15 до 18 дБм также наблюдается гистерезис в сканах магнитного поля. Отметим, что для поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ подобных явлений не наблюдается.

Рис. 2 иллюстрирует эволюцию формы сигнала детектора для поляризации $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ с увеличением

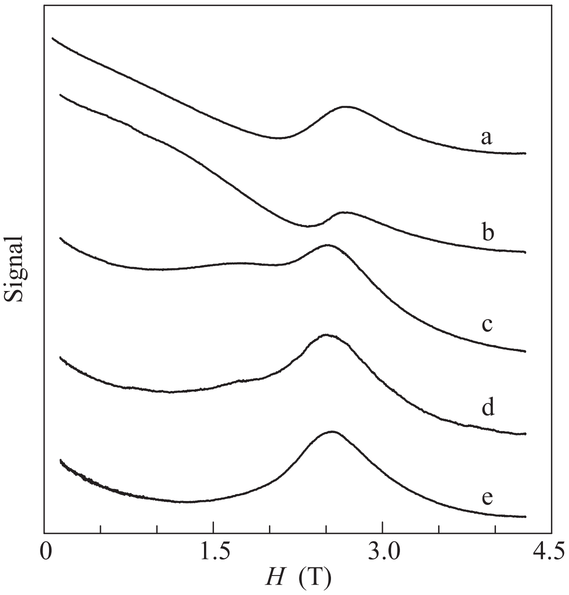

Рис. 2. Температурные зависимости формы сигнала детектора на частоте 530 МГц в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ при постоянной мощности и $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ в температурном диапазоне 1.2–4.2 K. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие следующим температурам (в K): a – 4.2; b – 3.3; c– 2.0; d – 1.6; e – 1.2

температуры в интервале 1.2–4.2 K. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие следующим температурам (в K): a – 4.2; b – 3.3; c – 2.0; d – 1.6; e – 1.2. При 1.2 K и мощности в 10 дБм наблюдается только одно резонансное поглощение в окрестности H_c. С увеличением температуры возникает дополнительный сигнал поглощения. При 4.2 K он наблюдается во всех полях $H < H_c$. При поляризации поля $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ с повышением температуры подобных качественных изменений в форме сигнала не происходит.

Ранее несколькими авторами изучалось параметрическое возбуждение ядерных спиновых волн в объеме кристаллов $MnCO_3$ и $CsMnF_3$ в условиях продольной радиочастотной накачки и двойного резонанса [8, 9]. При этом использовалась зависимость положения линии антиферромагнитного резонанса от температуры ядерной магнитной системы. Подобные явления, по-видимому, также можно наблюдать и в марганцевом гранате, но только в узкой окрестности H_c и при поляризации $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$, отличной от нашей. Более того, при $H < 0.8H_c$ в силу особенностей спектра электронно-ядерных колебаний в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ область частот ядерных магнонов сильно сужается до диапазона 10–40 МГц в окрестности 620 МГц [5]. Таким образом, соответствующая частота параметрической накачки должна составлять > 1200 МГц, что заметно выше радиочастот в нашем эксперименте. Наблюдаемое явление также невозможно объяснить резонансным рождением акустических фононов. Действительно, сечение этого процесса не должно зависеть от H. Следовательно, поглощение наблюдалось бы при $H > H_c$. Однако последнего в эксперименте не обнаружено.

В первом приближении для электронной системы в $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ радиочастотное поле $h(t)$ можно рассматривать как квазистатическое, поскольку его частота ($\omega/2\pi < 1$ ГГц) значительно меньше частот антиферромагнитного резонанса, ветви которого лежат выше 20 ГГц [6]. Плотность магнитной энергии, зависящая от ориентации магнитного поля $\mathbf{H} + \mathbf{h}$ относительно $\mathbf{n}$, имеет вид

$$\frac{1}{2}\left(\chi_\perp - \chi_\parallel\right)(\mathbf{H} + \mathbf{h}, \mathbf{n})^2, \qquad (1)$$

где $\chi_\perp$ и $\chi_\parallel$ – компоненты тензора восприимчивости в спиновой плоскости и параллельно направлению $\mathbf{n}$ соответственно. В нашем эксперименте $\mathbf{H} \parallel [001]$, а линейно поляризованное поле $\mathbf{h}$ лежит в плоскости (110). Таким образом, разность в плотностях магнитной энергии доменов с $\mathbf{n}_1 \parallel [1\,1\,1]$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [\bar{1}\,\bar{1}\,1]$ составляет (см. рис. 3)

$$\left(\chi_\parallel - \chi_\perp\right) H h(t) \sin 2\alpha, \qquad (2)$$

где α – угол между векторами $\mathbf{H}$ и $\mathbf{n}_{1,2}$. Выражение (2) определяет силу, действующую на единицу площади границы между доменами с $\mathbf{n}_1$ и $\mathbf{n}_2$ и вынуждающую ее однородно колебаться.

Аномальное поглощение радиоволн можно рассматривать как параметрическое возбуждение неоднородных колебаний под действием силы (2) [10]. Если $\omega_s(\mathbf{k})$ – частота колебаний поверхности с волновым вектором $\mathbf{k}$, то поглощение кванта радиочастотного поля может сопровождаться резонансным рождением двух квантов поверхностных волн: $\omega = \omega_s(\mathbf{k}) + \omega_s(-\mathbf{k})$ ($\hbar\omega_s(\mathbf{k}) \approx \hbar\omega/2 \sim 10^{-2}$ К).

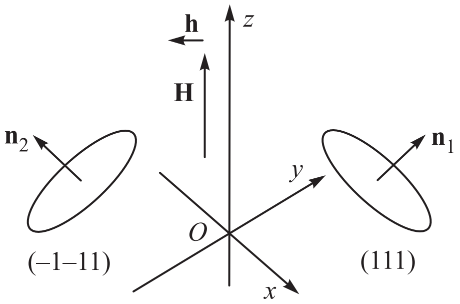

Рис. 3. Постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ ориентировано вдоль оси четвертого порядка граната (направление [001], или ось Oz), а переменная компонента поля $\mathbf{h}$ приложена в плоскости (110), или (xy). На единицу площади границы доменов с $\mathbf{n}_1 \parallel [1\,1\,1]$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [\bar{1}\,\bar{1}\,1]$ действует сила $\left(\chi_\parallel - \chi_\perp\right) H h(t) \sin 2\alpha$

Подчеркнем, что рис. 2 демонстрирует уменьшение порогового значения мощности параметрического возбуждения доменных границ с ростом T. При этом с возрастанием температуры также падает и вынуждающая сила (2) из-за уменьшения разности восприимчивостей $\chi_\perp$ и $\chi_\parallel$ [4]. Таким образом, с ростом T эффективное затухание в системе сильно понижается.

Авторы благодарны Б.В. Милю за предоставление монокристаллов марганцевого граната, а также В.И. Марченко за полезные обсуждения и помощь в проведении экспериментов.

1. Т.В. Валянская, В.П. Плахтий, В.И. Соколов, ЖЭТФ **70**, 2277 (1976).
2. W. Prandl, Phys. Stat. Sol. B **55**, K159 (1973).
3. A. Gukasov, V.P. Plakhty, B. Dorner, S.Yu. Kokovin, V.N. Syromyatnikovk, O.P. Smirnov, and Yu.P. Chernenkov, J. Phys.: Cond. Matt. **11**, 2869 (1999).
4. З.А. Казей, Н.П. Колмакова, М.В. Леванидов, Б.В. Миль, В.И. Соколов, ЖЭТФ **92**, 2277 (1987).
5. А.М. Тихонов, Н.Г. Павлов, О.Г. Удалов, Письма в ЖЭТФ **96**, 568 (2012).
6. Л.А. Прозорова, В.И. Марченко, Ю.В. Красняк, Письма в ЖЭТФ **41**, 522 (1985).
7. А.Ю. Семанин, Г.Д. Соколов, А.М. Тихонов, ПТЭ **1**, 100 (2011).
8. С.А. Говорков, В.А. Тулин, ЖЭТФ **82**, 1234 (1982).
9. А.В. Андриенко, В.Л. Сафонов, А.Я. Якубовский, ЖЭТФ **93**, 907 (1987).
10. В.И. Марченко, частное сообщение.