

## СПИН-ВОЛНОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НЕОДНОРОДНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПЛАСТИНАХ $\text{FeVO}_3$

Л. Е. Свистов<sup>а</sup>, В. Л. Сафонов<sup>б</sup>, К. Р. Хачеватская<sup>с</sup>

<sup>а</sup> Институт кристаллографии Российской академии наук  
117333, Москва, Россия

<sup>б</sup> Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия

<sup>с</sup> Университет Буэнос-Айреса, Аргентина

Поступила в редакцию 11 октября 1996 г.

Исследованы спин-волновые резонансы в тонких пластинах антиферромагнетика с магнитной анизотропией типа легкая плоскость  $\text{FeVO}_3$ . Обнаружено, что резонансы высоких порядков наблюдаются лишь при создании в образце неоднородных напряжений. В неоднородно напряженных образцах линия АФМР уширена, и на фоне этого уширения видны спин-волновые резонансы, положение которых хорошо описывается в рамках приближения свободной пластины. Таким методом удалось разрешить резонансы с волновыми числами  $\approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Экспериментально установлено наличие сильных одноосных упругих напряжений в неоднородно деформированных пластинах. Обсуждается контактный механизм возбуждения спин-волновых резонансов.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В идеальном бесконечном кристалле линейное возбуждение спиновых волн возможно лишь при совпадении частоты поля накачки  $\omega_p$  с частотой этой волны  $\omega_k$  (закон сохранения энергии) и совпадении волновых векторов (закон сохранения квазиимпульса). Величина волнового вектора электромагнитного СВЧ-поля невелика ( $\leq 10^2 \text{ см}^{-1}$ ), поэтому в этом случае линейное возбуждение спиновых волн с большими волновыми векторами невозможно.

Наличие границ у реального образца приводит к тому, что спектр спиновых волн становится дискретным. Как следствие возникает ненулевая связь однородного СВЧ-поля со спин-волновыми модами образца с большими волновыми числами. Эффективность такого резонансного возбуждения должна уменьшаться с возрастанием величины волнового вектора, а связь должна осуществляться только с модами, в которых происходит среднее по образцу колебание магнитного момента. Для образца в форме пластины это условие приводит к тому, что с магнитным СВЧ-полем связаны только моды с нечетным числом полуволн. Эффективность такой связи убывает обратно пропорционально волновому числу  $k_z$ . По этой причине наблюдать спин-волновые резонансы с большими волновыми числами  $\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$  обычно не представляется возможным. Исследования спиновых волн с такими волновыми векторами проводились с помощью создания сильно неоднородного по образцу статического магнитного поля, либо путем созданием искусственной неоднородности магнитных свойств по толщине образца (см., например, [1], [2]), либо нелинейными методами [3].

В настоящей работе исследовалось явление линейного возбуждения магнитным СВЧ-полем спиновых волн с большими волновыми числами. Подобное линейное воз-

буждение спин-волновых мод ранее наблюдалось в антиферромагнетике с магнитной анизотропией типа легкая плоскость  $MnCO_3$  [4]. Однако в той работе использовался образец неправильной формы, поэтому расшифровать наблюдаемые резонансы, а также проанализировать эффективность их возбуждения не удалось.

Мы исследовали спин-волновые резонансы в тонких пластинах антиферромагнетика с магнитной анизотропией типа легкая плоскость  $FeVO_3$  ( $T_N = 348$  К). Развитые грани пластины совпадали с плоскостью легкого намагничивания и были оптически гладкими. Для наблюдения спин-волновых резонансов необходимо, чтобы длина свободного пробега магнонов  $\lambda$  превышала толщину пластины  $d$ . Исследовались пластины толщиной  $\approx 10$ – $40$  мкм. Согласно данным работы [5], в которой по порогу параметрического возбуждения спиновых волн с волновыми векторами  $\approx 10^5$  см $^{-1}$  было определено время их жизни, условие  $\lambda > d$  должно выполняться при температурах меньших 100–150 К.

Основная цель работы состояла в изучении механизма возбуждения спин-волновых резонансов и возможности определения их релаксационных свойств по ширине линии.

Спектр низкочастотной ветви магнонов  $\omega_k$  в  $FeVO_3$  имеет вид

$$\omega_k = \gamma [H(H + H_D) + H_\Delta^2 + (\alpha k)^2]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\gamma = g\mu_B/\hbar = 17.8 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ ·кЭ $^{-1}$  — гиромагнитное отношение,  $H$  — статическое магнитное поле,  $H_D \approx 100$  кЭ — поле Дзялошинского,  $H_\Delta^2 = 2H_E H_{me}$ ,  $H_\Delta \approx 1.9$  кЭ,  $H_E = 2.6 \cdot 10^6$  Э — обменное поле,  $H_{me}$  — поле магнитоупругой анизотропии и  $\alpha \approx 0.8 \cdot 10^{-3}$  Э·см — константа неоднородного обмена. Значения приведенных констант соответствуют диапазону температур, далекому от температуры Нееля  $T \ll T_N$ .

Исследования проводились на стандартных ЭПР-спектрометрах фирмы BRUKER в СВЧ-диапазонах 8 мм и 3 см. Угловые зависимости измерялись с помощью ЭПР-спектрометра проходного типа.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Анализ экспериментальных данных и формулировка модели

На рис. 1 приведены записи производной поглощения по полю  $dP/dH$  в зависимости от  $H$  при разных значениях температуры и разных способах крепления образца. Записи, приведенные на этих рисунках, помеченные цифрой 1, соответствуют практически свободному образцу, приклеенному к держателю за торец. При такой приклейке наблюдается узкая линия АФМР, а спин-волновые резонансы, соответствующие большим волновым числам (т.е. в области малых магнитных полей) во всем диапазоне температур 4.2–300 К обнаружены не были.

Цифрой 2 помечены записи АФМР, сделанные на том же образце, поверхность которого была покрыта тонким слоем разбавленного клея. Записи, помеченные цифрой 3, получены на том же образце, приклеенном по плоскости к держателю, изготовленному из пластика.

Отметим, что при комнатной температуре (300 К) положение и форма линии АФМР слабо зависела от способа крепления образца. По мере понижения температуры, в связи с тем что коэффициенты температурного расширения образца, клея и пластиковой

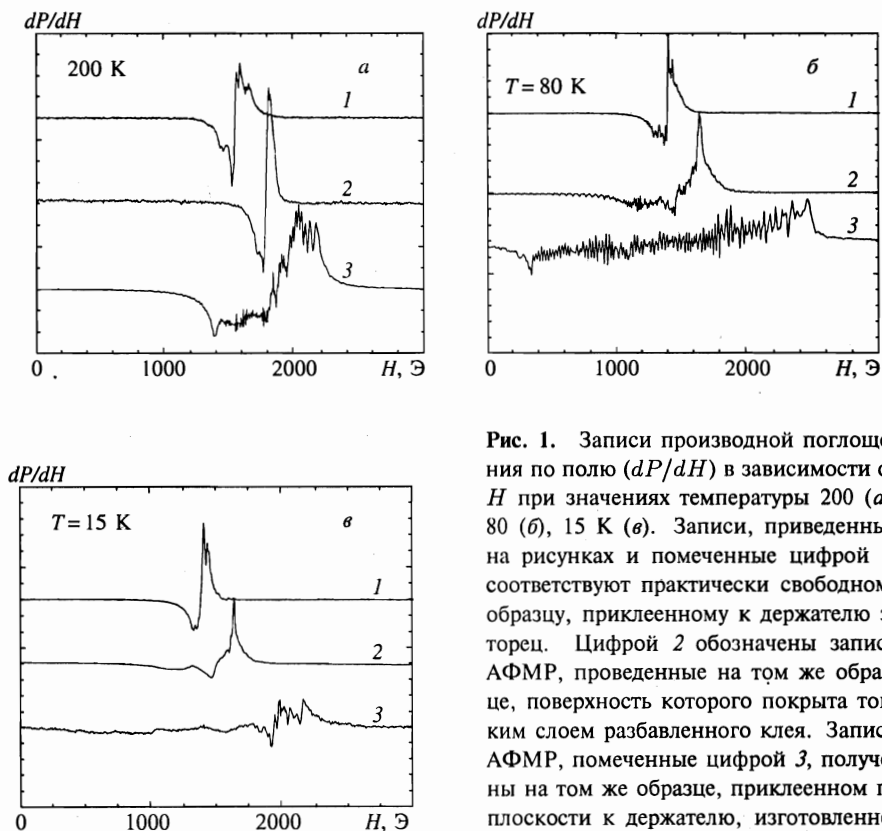


Рис. 1. Записи производной поглощения по полю ( $dP/dH$ ) в зависимости от  $H$  при значениях температуры 200 (а), 80 (б), 15 К (в). Записи, приведенные на рисунках и помеченные цифрой 1, соответствуют практически свободному образцу, приклеенному к держателю за торец. Цифрой 2 обозначены записи АФМР, проведенные на том же образце, поверхность которого покрыта тонким слоем разбавленного клея. Записи АФМР, помеченные цифрой 3, получены на том же образце, приклеенном по плоскости к держателю, изготовленному из пластика

подложки разные, поверхность образца подвергалась деформации, которая существенно уширяла линию АФМР. На фоне этой уширенной линии АФМР наблюдаются узкие резонансные линии, плотность и интенсивность которых увеличивается вблизи резонансного поля  $H_0$ . Наблюдаемая тонкая структура имеет простое объяснение (данное ниже) только в случае слабой деформации, вызываемой тонкой пленкой клея. Деформация же, вызываемая приклейкой образца к пластиковой подложке, по-видимому, приводит к изгибным деформациям, неоднородным по толщине пластины, что затрудняет описание тонкой структуры, и далее обсуждаться не будет.

На рис. 2 приведен фрагмент записи линии АФМР образца, покрытого тонкой пленкой клея, при температуре 80 К (рис. 1б, кривая 2). На том же рисунке стрелочками показан результат расчета положения спин-волновых резонансов по формуле (1) со значениями волнового числа  $k_z = \pi n/d$ , где  $d = 16$  мкм — толщина пластины. Видно хорошее соответствие положения линий с расчетом, вплоть до числа  $n = 80$ . Этот резонанс соответствует  $k_z \approx 1.5 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>. Спин-волновые резонансы с  $n \leq 20$  вблизи  $H_0$  не удастся разрешить, потому что дистанция между ними становится сравнимой с шириной отдельной линии. Эффективность возбуждения мод с четными и нечетными числами полувольт  $n$  примерно одинакова в окрестности поля антиферромагнитного резонанса. Вдали же от  $H_0$  каждый второй резонанс был существенно слабее соседних.

На рис. 3 приведен тот же фрагмент записи линии АФМР, но по оси абсцисс отло-

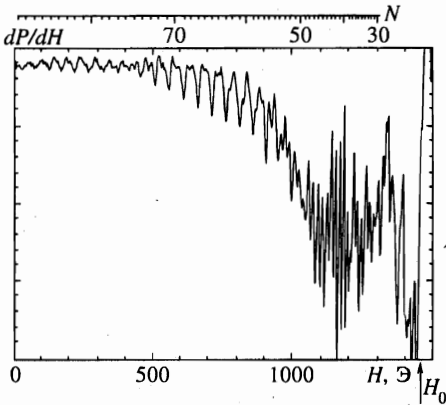


Рис. 2. Фрагмент записи кривой поглощения образца, покрытого тонкой пленкой клея, при температуре 80 К (рис. 1б, кривая 2). Стрелочками показаны положения спин-волновых резонансов, полученные в результате расчета по формуле (1) со значениями волнового вектора  $k_z = (\pi/d)n$ , где  $d$  — толщина пластины, равная 16 мкм

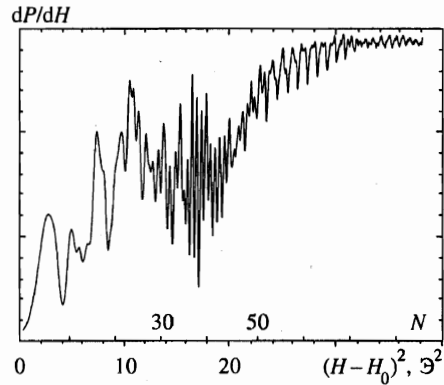


Рис. 3. Та же запись кривой поглощения, что и на рис. 2, но по оси абсцисс отложено  $(H_0 - H)^2$ .  $H_0 = 1450$  Э — поле антиферромагнитного резонанса недеформированного образца. В этих координатах СВЧ-резонансы согласно (1) должны быть эквидистантны

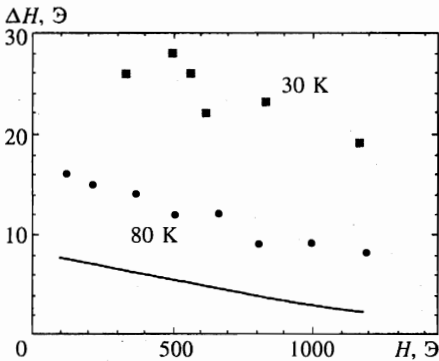


Рис. 4. Зависимости ширины линий спин-волновых резонансов от соответствующих им величин резонансных полей для двух температур  $T = 30$  К и  $T = 80$  К. Сплошной линией приведен результат расчета

жена величина  $(H_0 - H)^2$ . Здесь  $H_0 \approx 1450$  Э — поле антиферромагнитного резонанса недеформированного образца. В этих координатах спин-волновые резонансы должны быть эквидистантны, что подтверждается рисунком. Отметим, что некоторый произвол в выборе величины  $H_0$  в пределах ширины линии АФМР свободного образца слабо влияет на расстояние между соседними спин-волновыми резонансами с большими волновыми числами.

На рис. 4 приведены зависимости ширины спин-волновых резонансов от соответствующих им величин резонансных полей для двух температур:  $T = 30$  К и  $T = 80$  К. Видно, что ширины линий уменьшаются по мере приближения к резонансному полю  $H_0$ . Предполагая, что ширины линий спин-волновых резонансов определяются процессами релаксации, а не неоднородным уширением, в качестве верхней оценки мы

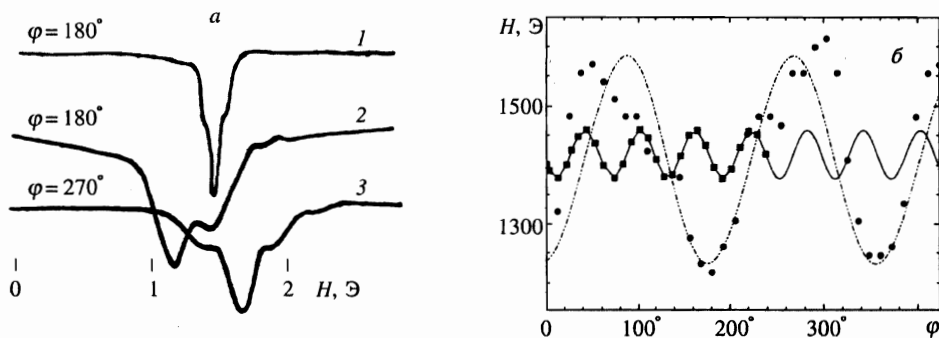
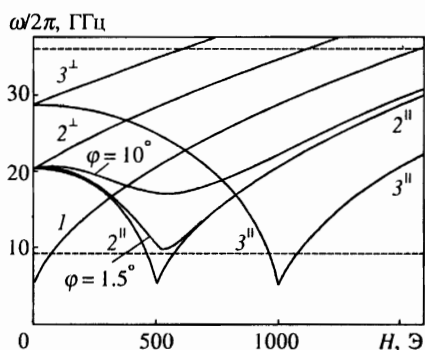


Рис. 5. а) Записи сигнала, пропорционального прошедшей через резонатор СВЧ-мощности, в зависимости от величины статического поля, сделанные на недеформированном образце (1) и на образце, покрытом тонким слоем клея (2, 3), при температуре 4.2 К; б) — угловые зависимости положения линии АФМР:  $\square$  — недеформированного образца;  $\circ$  — наиболее интенсивной линии образца, покрытого клеем. Сплошная и штриховая линии — результаты подгонки к зависимостям соответственно  $H_0 = A + B \cos(3\varphi + C)$  и  $H_0 = A + B \cos(2\varphi + C)$

можем найти обратное время жизни стоячей спиновой волны  $\tau_m^{-1}$ . Оно составляет  $85 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  для моды, соответствующей магнитному полю  $H = 120 \text{ Э}$ . Обратное время жизни спиновых волн с частотой 18 ГГц, полученное по измерениям порогового поля их параметрического возбуждения [5] в объемных образцах составляло  $35 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  при тех же значениях  $T$  и  $H$ . В проведенных ранее исследованиях (см., например, [6, 7]) было показано, что в  $\text{FeVO}_3$  в области низких температур наиболее эффективны трехчастичные процессы взаимодействия магненов с фононами. Используя приведенную в этих работах частотную и полевую зависимости  $\tau_m^{-1}$  и величину, полученную в экспериментах по параметрическому возбуждению магненов, мы смогли рассчитать ожидаемую зависимость ширины линий спин-волновых резонансов от магнитного поля. Результат расчета показан на рис. 4 сплошной линией. Видно, что магнон-фононный процесс удовлетворительно описывает зависимость  $\tau_m^{-1}$  от магнитного поля. Не зависящая же от магнитного поля часть ширины линии спин-волнового резонанса может быть связана с неоднородным уширением или же с другими механизмами релаксации.

Отметим, что увеличение ширины линии спин-волновых резонансов с понижением температуры также согласуется с результатами работы [5], в которой был обнаружен минимум  $\tau_m^{-1}$  при температуре около 60 К. Именно в этой области температур (60–80 К) тонкая структура проявлялась наиболее ярко в виде хорошо разрешенных узких линий.

На рис. 5 приведены записи сигнала, пропорционального прошедшей через резонатор мощности, в зависимости от величины статического поля, сделанные на недеформированном образце и на образце, покрытом тонким слоем клея. Видно, что во втором случае линия АФМР расщепилась, по крайней мере, на три линии разной интенсивности. На том же рисунке приведены угловые зависимости положения линии АФМР недеформированного образца и наиболее интенсивной линии образца, покрытого клеем. Положение линии АФМР недеформированного образца проявляет 60-градусную анизотропию (как и в работе [5]). В случае же деформированного образца каждая из трех хорошо разрешимых линий проявляет 180-градусную анизотропию. Последнее обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о разбиении образца на области (упругие



**Рис. 6.** Рассчитанные зависимости частоты АФМР от величины статического поля  $H$  для свободного образца (кривая 1) и для образца, подвергнутого одноосному сжатию (кривые 2 и 3). Величины одноосных напряжений соответствуют  $H_c = 500$  Э и  $1000$  Э соответственно для кривых 2 и 3. Индексы  $\parallel$  и  $\perp$  соответствуют параллельной и взаимноперпендикулярной ориентации внешнего поля  $H$  и оси сжатия  $p$ . Две оставшиеся кривые соответствуют зависимостям частоты АФМР от величины статического поля в случае малых углов между  $H$  и  $p$ : соответственно  $1.5^\circ$  и  $10^\circ$ , для случая  $H_c = 500$  Э. Штриховыми линиями отмечены рабочие частоты использованных в настоящей работе спектрометров

домены), в каждой из которых присутствует одноосное сжатие в легкой плоскости кристалла.

Влияние одноосного сжатия на спектр спиновых волн в антиферромагнетиках с магнитной анизотропией типа легкая плоскость исследовались экспериментально и теоретически в работах [8, 9]. Было показано, что действие одноосного сжатия в плоскости намагничивания эквивалентно эффективному полю анизотропии  $H_p$  в легкой плоскости кристалла, направленному перпендикулярно приложенному напряжению. Величина  $H_p$  пропорциональна величине одноосного сжатия  $p$  и зависит от упругих и магнитоупругих констант. (Расчет спектра спиновых волн в кристалле с одноосным сжатием приведен в Приложении.)

На рис. 6 приведены рассчитанные полевые зависимости частоты АФМР для разных взаимных ориентаций поля  $H$  и оси упругого напряжения для двух величин напряжения. На том же рисунке сплошной линией приведена полевая зависимость частоты АФМР недеформированного кристалла. Неоднородная по поверхности образца деформация приводит к тому, что щель в спектре спиновых волн в разных местах образца будет разной. В широком интервале полей  $H$  найдутся области, в которых будут выполняться условия АФМР. Эта простая модель объясняет наблюдаемое уширение линии АФМР, вызванное приклежкой образца.

Повышение эффективности возбуждения спин-волновых резонансов в условиях неоднородной деформации образца также можно объяснить в рамках предлагаемой модели. Колебания, соответствующие большим волновым числам, возбуждаются контактным способом в областях соседних с областями, для которых выполняется условие АФМР.

Таким способом будут возбуждаться все соседние области. Причем каждая из областей будет проявлять спин-волновой резонанс при величине поля, соответствующей магнитоупругой щели в данной области. Поскольку одноосные деформации, вызванные пленкой клея, имеют случайный характер, то естественно ожидать случайного наложения спин-волновых резонансов от этих областей. Области же, в которых происходит всестороннее сжатие (или деформация отсутствует вообще), будут демонстрировать спин-волновые резонансы при одних и тех же значениях поля  $H$ , определяемых формулой (1). Резонансы, возбуждаемые в этих областях, по-видимому, и наблюдаются в

эксперименте в виде тонкой структуры линии поглощения.

В пользу модели контактного механизма возбуждения спин-волновых резонансов говорит и тот факт, что наблюдаются резонансы как с четными, так и с нечетными номерами.

## 2.2. Проверка модели

Ключевой момент предлагаемой выше модели состоит в разбиении образца на области с различными одноосными напряжениями. Для проверки этой гипотезы мы провели исследование спектра АФМР с целью обнаружения дополнительных линий поглощения от областей, подвергнутых одноосным напряжениям.

Характерной особенностью спектра спиновых волн в антиферромагнетике, подвергнутом одноосному сжатию  $p$ , является убывающая с величиной статического поля  $H$  зависимость частоты АФМР при параллельной ориентации  $p \parallel H$  вплоть до критического поля  $H_c$ , определяемого величиной одноосного напряжения (см. рис. 6 и Приложение). Минимальная частота АФМР в поле  $H_c$  должна равняться резонансной частоте свободного кристалла в нулевом поле. Для  $\text{FeVO}_3$  она равна 4.5 ГГц, поэтому поиск сигнала АФМР от тех областей кристалла, в которых одноосное сжатие параллельно статическому полю, проводился на частоте 9.3 ГГц.

Поскольку убывающая ветвь АФМР в борате железа ранее не изучалась экспериментально, вначале было проведено исследование на образце с искусственно созданным

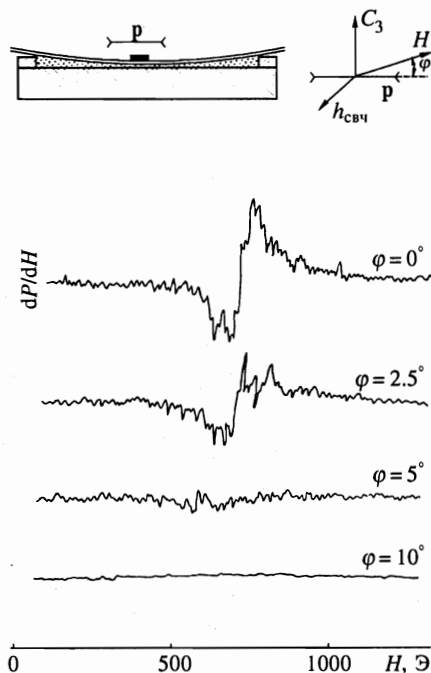


Рис. 7. Записи спектров поглощения  $dP/dH$  от поля  $H$  для разных значений угла между направлениями статического поля и оси сжатия:  $\varphi = 0^\circ; 2.5^\circ; 5^\circ; 10^\circ$ . Частота СВЧ-генератора 9.3 ГГц,  $T = 80$  К. На вставке изображена схема подложки, создающей одноосное сжатие образца в виде тонкой пластины

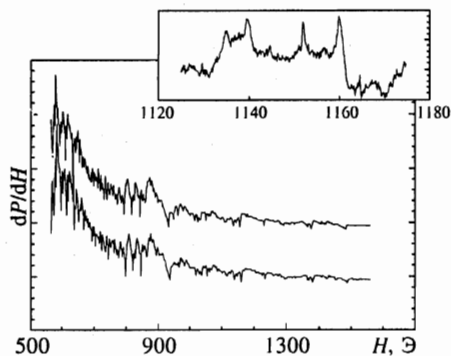


Рис. 8. Записи спектров поглощения  $dP/dH$  от поля  $H$  для образца, покрытого тонкой пленкой клея, проведенные в одном эксперименте. На вставке приведен фрагмент записи в большем масштабе. Частота СВЧ-генератора 9.3 ГГц,  $T = 80$  К

одноосным сжатием, которое в тонкой пластине  $\text{FeVO}_3$  ( $d = 16$  мкм) создавалось следующим образом. Вначале образец приклеивался на тонкое покровное стекло (толщиной 300 мкм) с помощью эпоксидной смолы. Затем эта конструкция приклеивалась к подставке, обеспечивающей изгиб подложки, как изображено на вставке к рис. 7. Такой изгиб подложки соответствует одноосному однородному по толщине сжатию тонкого образца. Вся конструкция помещалась в СВЧ-резонатор спектрометра 3-х сантиметрового диапазона.

На рис. 7 приведены записи спектров поглощения ( $dP/dH$ ) для разных значений углов между направлениями статического поля и оси сжатия. Обращает на себя внимание тот факт, что линия поглощения, как и ожидалось (см. рис. 6), наблюдается в узком интервале углов. При этом резонансное поле должно быть близко к полю  $H_c$ , связанному с одноосным сжатием. Оценка величины созданного в нашем эксперименте одноосного сжатия дает  $p \sim 8 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>. Кроме того, вблизи основного резонанса возникает много узких линий, плотность и интенсивность которых убывает по мере удаления от  $H_c$ , а также с увеличением угла между осью сжатия и полем  $H$ .

На рис. 8 приведена запись линии поглощения для того же образца, поверхность которого была покрыта тонкой пленкой клея, но одноосное сжатие отсутствовало. В этом случае также наблюдается много узких линий поглощения, плотность и интенсивность которых уменьшается по мере увеличения магнитного поля. Такие линии удается наблюдать вплоть до полей  $\approx 2$  кЭ. Эти линии были хорошо воспроизводимы в рамках одного эксперимента, но при отогреве и последующем охлаждении картина резонансов полностью менялась. На вставке приведен фрагмент записи в увеличенном масштабе.

Отметим, что область магнитоэлектронных и поверхностных мод недеформированного образца по крайней мере ограничена полем  $H_0 \pm 4\pi M_0 H_D / H_E$ . Поле АФМР  $H_0$  недеформированного образца в соответствии с (1) равно 60 Э, а  $4\pi M_0 H_D / H_E = 240$  Э. Таким образом, в идеальном кристалле в области полей  $H > 300$  Э магнитных возбуждений с частотой 9.3 ГГц быть не должно.

Наблюдаемое в эксперименте множество узких линий (см. рис. 7 и 8) естественно объясняется резонансами от разных областей кристалла с различными по величине одноосными напряжениями, созданными слоем клея. Это согласуется с предложенной выше моделью.

Интересно отметить, что на образцах с чистой поверхностью также наблюдались узкие резонансы, только их плотность была существенно меньше, и располагались они в области значительно меньших полей (200–300 Э). Это, по-видимому, свидетельству-



ет о том, что в естественных кристаллах существуют сильные неоднородные упругие напряжения, возникшие, возможно, в процессе роста.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ позволяет сформулировать основные результаты:

1. В неоднородно деформированной пластине  $\text{FeVO}_3$  обнаружены спин-волновые резонансы с рекордно большими волновыми числами, соответствующими  $k_z \simeq 1.5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

2. Ширина линий спин-волновых резонансов хорошо согласуется с обратным временем жизни спиновых волн, полученным по порогу параметрического возбуждения магнонов в объемных образцах. Это свидетельствует о пренебрежимо малых потерях при отражении спиновых волн от границ кристалла.

3. Предложена модель контактного возбуждения спин-волновых резонансов в неоднородно напряженных пластинах. В рамках модели можно качественно объяснить высокую эффективность возбуждения спин-волновых резонансов с большими волновыми числами.

4. Экспериментально показано наличие сильных одноосных напряжений в неоднородно деформированной пластине.

5. Экспериментально обнаружена убывающая ветвь спектра АФМР вблизи поля спин-ориентационного фазового перехода в одноосно деформированном кристалле  $\text{FeVO}_3$ .

Авторы благодарят за полезные обсуждения Н. М. Крейнес, Л. А. Прозорову и А. И. Смирнова. Авторы благодарят В. Н. Селезнева за предоставленные высококачественные монокристаллы  $\text{FeVO}_3$ . Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-16575).

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Плотность свободной энергии антиферромагнетика, включающей магнитную, упругую и магнитоупругую подсистемы, запишем в виде [9]:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_m + \mathcal{F}_e + \mathcal{F}_{me},$$

где

$$\mathcal{F}_m = 2M_0 \left[ H_E m^2 + \frac{H_A}{2} l_z^2 - H_D (m_x l_y - m_y l_x) - m_x H \right],$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_e = & \frac{1}{2} \mathcal{C}_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + \frac{1}{2} \mathcal{C}_{33} u_{zz}^2 + \mathcal{C}_{12} u_{xx} u_{yy} + \\ & + \mathcal{C}_{13} (u_{xx} + u_{yy}) u_{zz} + 2\mathcal{C}_{44} (u_{yz}^2 + u_{xz}^2) + 2\mathcal{C}_{66} u_{xy}^2 - \\ & - \sigma_{xx} u_{xx} - \sigma_{yy} u_{yy} - 2\sigma_{xy} u_{xy}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{me} = & \mathcal{B}_{11} (u_{xx} l_x^2 + u_{yy} l_y^2) + \mathcal{B}_{12} (u_{yy} l_x^2 + u_{xx} l_y^2) + \mathcal{B}_{33} u_{zz} l_z^2 + \\ & + 2\mathcal{B}_{44} (u_{yz} l_y + u_{xz} l_x) l_z + 2\mathcal{B}_{66} u_{xy} l_x l_y. \end{aligned}$$

Здесь  $M_0$  — намагниченность насыщения одной подрешетки,  $H_A$  — поле анизотропии,  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{m}$  — нормированные на единицу векторы антиферромагнетизма и намагниченности ( $m^2 + l^2 = 1$ ,  $\mathbf{ml} = 0$ ),  $u_{ij}$  — тензор деформации,  $\mathcal{C}_{ij}$ ,  $\mathcal{B}_{ij}$  — соответственно упругие и магнитоупругие константы. Тензор механических напряжений  $\sigma_{ij}$  определяется одноосным сжатием  $\mathbf{p}$ , ось которого отклонена от оси  $x$  на угол  $\varphi$ . Поскольку в модели предполагается изотропия свойств в базисной плоскости, то между константами имеются следующие соотношения:  $2\mathcal{C}_{66} = \mathcal{C}_{11} - \mathcal{C}_{12} \simeq 3 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $\mathcal{B}_{66} = \mathcal{B}_{11} - \mathcal{B}_{12} \simeq 1.7 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>.

Основное состояние магнитной подсистемы определяется углом  $\varphi$  и равновесным углом  $\psi$  отклонения вектора  $\mathbf{m}$  в базисной плоскости от поля  $\mathbf{H}$ , направленного по оси  $x$ . Зависящая от углов часть свободной энергии имеет вид:

$$\Delta \mathcal{F}^{(0)} = -\frac{M_0}{2H_E} \{ [H_D + H \cos \psi]^2 - H_E H_p \cos [2(\psi + \varphi)] \},$$

где  $H_p = (\mathcal{B}_{11} - \mathcal{B}_{12})p / M_0(\mathcal{C}_{11} - \mathcal{C}_{12})$  — эффективное поле, создаваемое односторонним давлением. Минимизируя  $\Delta \mathcal{F}^{(0)}$ , находим  $\psi$ . Так при  $\varphi = 0$  известно [9], что  $\cos \psi = H H_D / (2H_E H_p - H^2)$  при  $H < H_c$  и  $\psi = 0$  в противоположном случае. Критическое поле  $H_c$  определяется соотношением  $H_c(H_c + H_D) = 2H_E H_p$ . При  $\varphi = \pi/2$  получается  $\psi = 0$ . Найти аналитически  $\psi$  при  $0 < \varphi < \pi/2$  не удастся. В этом случае минимум свободной энергии можно определить численным методом.

Приведем выражение для частоты АФМР низкочастотной ветви спектра:

$$\omega_0 = \gamma \{ H [H_D + H \cos \psi] \cos \psi + 2H_E [H_{me} - H_p \cos 2(\psi + \varphi)] \}^{1/2},$$

где  $H_{me} = (\mathcal{B}_{11} - \mathcal{B}_{12})^2 / M_0(\mathcal{C}_{11} - \mathcal{C}_{12})$ . Зависимость частоты АФМР от магнитного поля при нескольких значениях  $\varphi$  изображена на рис. 6.

## Литература

1. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны* Физматлит, Москва (1994).
2. П. Е. Зильберман, А. Г. Темирязов, М. П. Тихомирова, ЖЭТФ **108**, 281 (1995).
3. В. Ya. Kotyuzhanskii and L. A. Prozorova, Sov. Sci. Rev. A **13**, 1-131 (1990).
4. В. Ya. Kotyuzhanskii, L. E. Svistov, and H. Benner, J. Phys. C: Condensed Matter **3**, 9253 (1991).
5. Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, ЖЭТФ **81**, 1981 (1981).
6. Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, Л. Е. Свистов, ЖЭТФ **92**, 238 (1987).
7. А. С. Михайлов, А. В. Чубуков, ЖЭТФ **86**, 1401 (1984).
8. А. С. Боровик-Романов, Е. Г. Рудашевский, ЖЭТФ **47**, 2095 (1964).
9. V. G. Bar'yakhtar and E. A. Turov, in *Spin Waves and Magnetic Excitations*, ed. by A. S. Borovik-Romanov and S. K. Sinha, Elsevier Sc. Publ., Amsterdam, 333 (1988).