

# Пороговое влияние микроволновой мощности на ферромагнитный резонанс в монокристаллах $K_{0.4}[Cr(CN)_6][Mn(S)-pn](S)-pnH_{0.6}$

Р. Б. Моргунов<sup>1)</sup>, Ф. Б. Мушенок

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 23 марта 2009 г.

После переработки 26 мая 2009 г.

Обнаружено скачкообразное изменение спектра ферромагнитного резонанса в хиральном магнетике  $K_{0.4}[Cr(CN)_6][Mn(S)-pn](S)-pnH_{0.6}$  при достижении критического микроволнового магнитного поля 1.8 Э. Причиной пороговых изменений спектров ферромагнитного резонанса является нестабильность Сула (Suhl's instability), приводящая к генерации дефектов магнитной структуры – хиральных спиновых солитонов. Пороговый эффект не наблюдается в том же диапазоне микроволнового поля в аналогичных хиральных кристаллах  $[Cr(CN)_6][Mn(S)-pnH(H_2O)](H_2O)$  с большим гейзенберговским обменным взаимодействием.

PACS: 76.50.+g

**1. Введение.** Интерес к проблемам нелинейного ферромагнитного резонанса обусловлен поиском новых типов спиновых возбуждений, а также возможностями моделирования нелинейных явлений, которые открываются при исследовании спиновых волн в новых материалах. Известно [1], что нелинейные спиновые волны (солитоны, бризы и т.п.) являются точной и простой реализацией нелинейных процессов в плазме, гидродинамических и других явлений, сложных для экспериментального осуществления. Поэтому в литературе имеются обширные экспериментальные данные по исследованию нелинейных спиновых волн и солитонов в пленках металлов и неорганических ферромагнетиках [2–7]. Новые эксперименты в этой области находят математическое соответствие процессам, изучаемым в других (иногда неожиданных) областях физики.

Помимо традиционных неорганических материалов, удачными объектами для поиска в них новых типов нелинейных спиновых возбуждений являются металл-органические магнетики с заданной и регулируемой атомарной и спиновой структурами (часто весьма экзотическими). Возможности, предоставляемые методами химического дизайна для прогнозируемого изменения полей анизотропии и магнитных взаимодействий в кристаллах, позволяют сравнить экспериментальные ситуации, в которых варьируются микроскопические параметры взаимодействия спинов. Несмотря на упомянутые преимущества, даже обычный (линейный) ферромагнитный резонанс в молекулярных магнетиках практически не ис-

следован, хотя и представляет самостоятельный интерес. Работы о нелинейных спиновых возбуждениях в молекулярных магнетиках чрезвычайно редки и были начаты совсем недавно.

В [8, 9] сообщается о создании новых молекулярных ферримагнетиков  $K_{0.4}[Cr(CN)_6][Mn(S)-pn](S)-pnH_{0.6}$  (I) и  $[Cr(CN)_6][Mn(S)-pnH(H_2O)](H_2O)$  (II) с температурами Кюри  $T_c = 53$  и  $38$  К, соответственно. В этих кристаллах теоретически предсказаны нелинейные магнитные свойства, обусловленные конкуренцией обменных взаимодействий Дзялошинского–Мория  $D$  и Гейзенберга  $J$  [10]. Поскольку эти взаимодействия стремятся выстроить спины во взаимно-перпендикулярных направлениях, полная обменная энергия оказывается двухъямной функцией ориентации спина. Поэтому с ростом угла прецессии спинов при ферромагнитном резонансе (то есть микроволновой мощности) можно ожидать резкой перестройки резонансного спектра. В [10] показано, что отношением  $J/D$  определяется величина нелинейных эффектов, которая оказывается заметной в экспериментах уже при  $J/D \sim 0.01$ . В подтверждение теоретических расчетов в этом типе ферримагнетиков обнаружена аномальная температурная зависимость магнитного момента в постоянном магнитном поле [10], наличие сильных нелинейных гармоник третьего порядка в магнитной восприимчивости, измеряемой в переменном магнитном поле [11], а также спиновый солитонный резонанс, наблюдаемый в ЭПР спектрометре как последовательность резонансных максимумов [12, 13]. При малых микроволновых мощностях

<sup>1)</sup>e-mail: morgunov2005@yandex.ru

в резонаторе ( $\sim 10^{-2}$ – $10^{-3}$  мВт), используемых в [12, 13], спин-солитонный резонанс характеризуется резкой скачкообразной зависимостью от угла между направлением постоянного магнитного поля и легкой осью намагниченности кристалла. В диапазоне углов  $45$ – $50^\circ$  вся последовательность резонансных линий скачкообразно исчезает и вырождается в одиночную линию ферромагнитного резонанса [12, 13]. Эти данные позволяют предполагать, что важную роль играет проекция микроволнового магнитного поля на главную ось кристалла. В этом случае возбуждение нелинейных спиновых волн возможно не только при подборе оптимальной ориентации кристалла, но и путем увеличения микроволновой мощности до сравнительно небольших значений, доступных в современном ЭПР спектрометре.

Поэтому целью настоящей работы было исследование зависимости спектров ферромагнитного резонанса в кристаллах **I** от величины микроволновой накачки. Для установления роли конкуренции симметричной и асимметричной частей обменного взаимодействия была также исследована дегидратированная фаза кристаллов  $[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pnH}(\text{H}_2\text{O})](\text{H}_2\text{O})$  [14, фаза III в 15], в которых температура Кюри, определяемая величиной  $J$ , составляет  $T_c = 73$  К, а соотношение  $J/D$  больше, чем в кристаллах **I** [8]. Это позволяло отодвинуть ожидаемый порог микроволновой мощности в сторону более высоких значений в кристаллах **II**. Сравнение двух типов кристаллов было важно для идентификации процессов генерации спиновых солитонов, подавляемых с ростом параметра  $J/D$ .

**2. Методика экспериментов.** Синтез и кристаллическая структура диэлектрических оптически прозрачных кристаллов **I** и **II** подробно описаны в [8, 9]. Их магнитные свойства и ферромагнитный резонанс были подробно исследованы в [11–16]. В частности, были определены поля анизотропии и показано, что анизотропия формы образца (поле размагничивания) практически не влияет на величину резонансного поля. Изучаемые кристаллы обоих типов имели размеры  $0.5 \times 0.1 \times 0.05$  мм<sup>3</sup> и вид почти прямоугольных тонких пластинок с закругленными краями, предотвращающими возникновение магнитоакустических резонансных мод.

Спектрометр ЭПР Bruker ESR 500 с прямоугольным резонатором X-диапазона (частота микроволнового поля  $\sim 9.5$  ГГц) с добротностью  $Q = 12000$ – $13000$  при температуре  $T = 4$  К был снабжен криостатом ESR 910 (Oxford Instruments), позволяющим проводить измерения в диапазоне температур  $3$ – $300$  К, устанавливаемых с относи-

тельной точностью  $0.05$  К. Поскольку датчики температуры не соприкасались с образцом, измеряемая температура соответствовала температуре потока газа в криостате. Поэтому для разделения нагрева образца и эффектов ориентации спинов под действием микроволновой мощности на магнитные свойства кристаллов были проведены дополнительные эксперименты по исследованию температурной зависимости резонансного поля. Кроме того, о нагреве можно было судить по изменениям спектра калибровочного образца  $\text{K}_3[\text{Cr}(\text{CN})_6] : \text{Ca CO}_3$  (1:50) или  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ , находящегося в термическом контакте с исследуемым кристаллом. Микроволновая мощность  $P$  варьировалась в диапазоне  $10^{-6}$ – $2 \cdot 10^{-1}$  Вт. Верхний предел этого диапазона соответствовал максимальному микроволновому магнитному полю, достижимому в наших экспериментах  $H_1 = 5$  Э, то есть коэффициент  $C$  в формуле пересчета “мощность–поле”  $P = CH_1^2$  составлял  $8$  мВт/Э<sup>2</sup>.

Измеряемая интенсивность сигнала  $dI/dH$  была прямо пропорциональна первой производной мнимой части магнитной восприимчивости кристаллов  $d\chi''/dH$  по магнитному полю. Частота модуляции во всех экспериментах была равна  $100$  кГц. Особые предосторожности были предприняты для контроля частоты микроволнового поля, которая стабилизировалась с точностью  $10^{-5}$ , а эффекты расстройки спектрометра при попадании в условия ферромагнитного резонанса были малы. Стабильность работы спектрометра при высоких мощностях микроволнового поля обеспечивалась маленькой массой ферромагнитных образцов, возбуждение резонанса в которых практически не изменяло добротность резонатора.

Кроме того, как это следует из приведенных далее экспериментальных результатов, наблюдаемый эффект пороговой перестройки спектра наблюдается только на одном типе кристаллов, хотя все макроскопические параметры (поле насыщения, поле размагничивания, поле анизотропии и др.) близки в обоих типах исследуемых кристаллов. Это доказывает, что обнаруженное явление не является аппаратным артефактом или следствием нагрева образца.

**3. Экспериментальные результаты.** На левой части рис.1 приведены спектры магнитного резонанса при трех различных уровнях мощности в кристаллах **I**. Эти спектры, в отличие от описанных в [12, 13], содержали не одну, а две серии линий. Вероятно, это связано с качеством кристаллов, которые содержали слегка разориентированные двойники. Все спектры были нормированы на амплитуду калибровочного образца (его спектр виден при  $H \sim 4$  кЭ в пра-

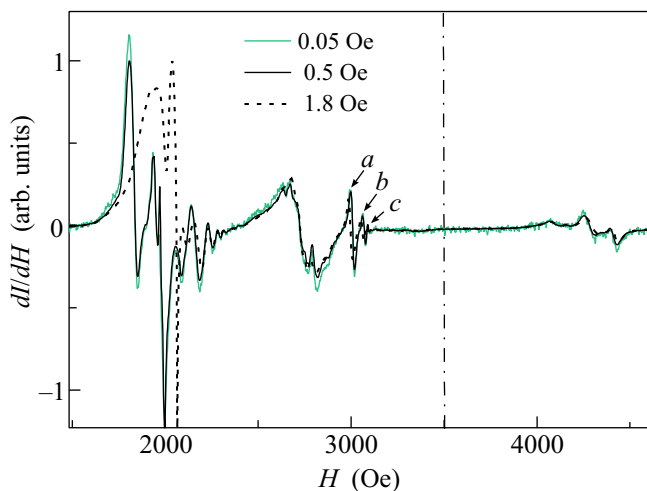


Рис.1. Спектры ферромагнитного резонанса в кристаллах  $K_{0.4}[Cr(CN)_6][Mn(S-pn)(S)-pnH_{0.6}$  (I) при 4 К и различных уровнях микроволновой мощности в левой части рисунка (в диапазоне полей 1500–3500 Э). В правой части рисунка (4200–4500 Э) – спектр калибровочного образца  $K_3[Cr(CN)_6] \cdot CaCO_3$  (1:50), запаянного в кварцевой трубке вместе с исследованным образцом. Все спектры нормированы на амплитуду калибровочного образца. Сплошные серые и черные линии соответствуют двум измерениям при разных уровнях допороговой мощности и свидетельствуют о хорошей воспроизводимости спектров. Штриховая линия – спектр, записанный при микроволновой мощности, превышающей пороговую

вой части рис.1). Видно, что изменение микроволновой мощности на два порядка величины от 0.02 мВт до 2 мВт (или микроволнового магнитного поля от 0.05 до 0.5 Э) практически не изменяет вида спектра и его основных параметров. При пороговом микроволновом магнитном поле  $H_1 = 1.8$  Э, которое соответствует микроволновой мощности 25 мВт, наблюдалась резкая перестройка резонансного спектра, которая выражалась в сильном изменении формы линии и уменьшении резонансного поля (рис.1). То есть добавление нескольких милливатт мощности приводит к критическому изменению спектра магнитного резонанса, оставляя неизменным спектр калибровочного образца.

Для количественной оценки этого явления были измерены зависимости резонансного поля  $H_{res}$  нескольких хорошо разделяемых резонансных линий, отмеченных на рис.1 символами *a*, *b*, *c*. Эти зависимости были сходными и характеризовались резким уменьшением  $H_{res}$  при  $H_1 > 1.8$  Э (или  $P > 25$  мВт) (рис.2а). Сравнение зависимости  $H_{res}(T)$  с температурными зависимостями резонансного поля этих

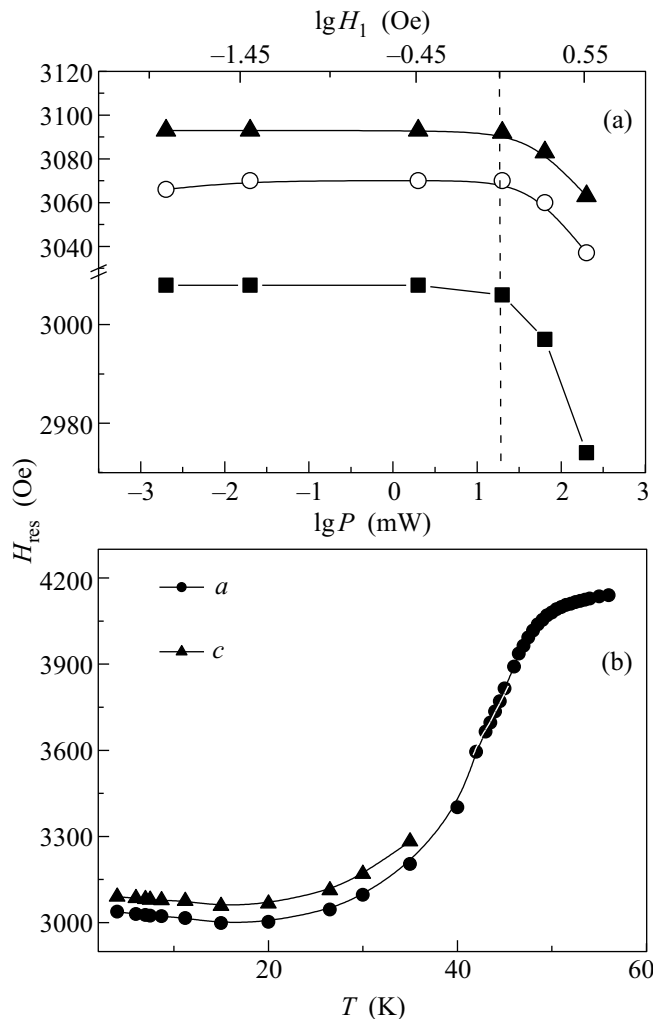


Рис.2. (а) Зависимости резонансных полей нескольких отдельных линий магнитного резонанса (линий, отмеченных *a*, *b* и *c* на рис.1) от микроволновой мощности  $P$  и микроволнового магнитного поля  $H_1$  в кристаллах I типа  $K_{0.4}[Cr(CN)_6][Mn(S-pn)(S)-pnH_{0.6}$  при  $T = 4$  К (а). Вертикальной линией показано расчетное значение пороговой микроволновой мощности (см. текст). (б) Зависимости резонансных полей линий *a* и *c* от температуры при микроволновой мощности  $10^{-2}$  мВт

же линий, полученных при допороговой мощности (рис.2б), показывает, что наблюдаемый скачок  $H_{res}$  не может объясняться нагревом образца или расстройкой спектрометра в условиях ферромагнитного резонанса. Об этом же свидетельствует неизменность спектра калибровочного образца, находящегося в термическом контакте с исследуемым кристаллом (рис.1). Кроме того, как будет показано далее, в аналогичном образце II при тех же уровнях мощности скачок резонансного поля не наблюдается. Таким образом, пороговая перестройка спектра магнит-

ного резонанса объясняется физическими процессами, инициированными микроволновой мощностью в кристаллах I.

В кристаллах II также наблюдается уменьшение резонансной частоты с ростом микроволновой мощности при постоянстве спектров калибровочного парамагнитного образца (рис.3). Однако форма линии

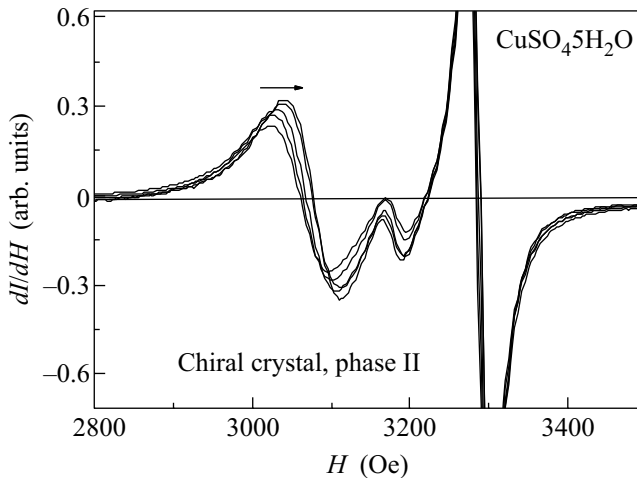


Рис.3. Спектры ферромагнитного резонанса в монокристалле II типа  $[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pnH}(\text{H}_2\text{O})](\text{H}_2\text{O})$  при 4 К и различных уровнях микроволновой мощности  $P = 10^{-1} - 2 \cdot 10^{-1}$  Вт (левая часть рисунка в диапазоне полей 2800–3250 Э). Стрелкой показано направление смещения линии по мере увеличения микроволновой мощности. В правой части спектра – резонансная линия парамагнитного калибровочного образца  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Все спектры нормированы на амплитуду сигнала калибровочного образца

с ростом мощности в этих кристаллах не изменяется, а скачок на зависимости  $H_{\text{res}}(P)$  отсутствует (рис.4а). Зависимость резонансного поля от температуры (рис.4б), измеренная при слабой микроволновой накачке, является плавно убывающей.

**4. Обсуждение.** Поскольку в кристаллах I резкую перестройку спектра (рис.1) и пороговую зависимость резонансного поля (рис.2) при 2 мВт невозможно объяснить нагревом образца или расстройкой спектрометра, рассмотрим возможные физические причины этого явления. Изменение формы спектра заключается в уменьшении интервала между линиями и их перекрытии (рис.1). Как показано в [12, 13], интервал между линиями определяется симметричным  $J$  и антисимметричным  $D$  обменными взаимодействиями и прямо пропорционален  $((J^2 + D^2)^{0.5} S/H)^{0.5}$ . Уменьшение этого параметра может быть вызвано тем, что при больших углах прецессии спинов достигается переход в другое устой-

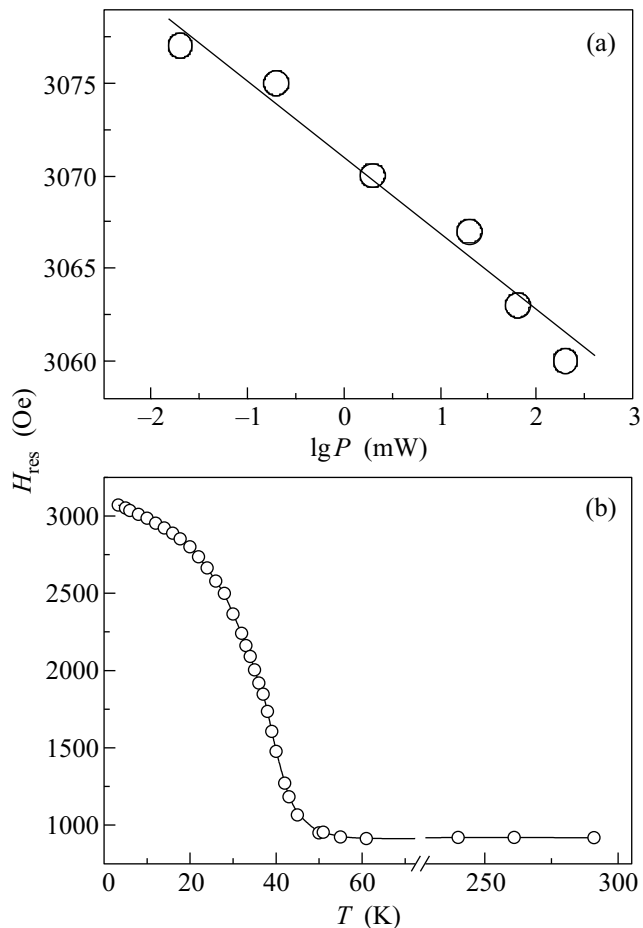


Рис.4. Зависимости резонансных полей в кристалле II типа  $[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pnH}(\text{H}_2\text{O})](\text{H}_2\text{O})$  от микроволновой мощности  $P$  при  $T = 4$  К (а). Зависимость резонансного поля от температуры кристаллов  $[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pnH}(\text{H}_2\text{O})](\text{H}_2\text{O})$  при микроволновой мощности  $10^{-2}$  мВт (б)

чивое состояние двухъямного потенциала, определяемого балансом симметричной и антисимметричной частей обменного взаимодействия, а также зеемановской энергией.

Обсудим теперь пороговое изменение резонансной частоты и природу самого порога. Можно выделить две области наблюдения ферромагнитного резонанса в зависимости от мощности микроволнового поля. При низких уровнях мощностей микроволновой накачки прецессия спинов происходит при малых углах отклонения от направления эффективного магнитного поля. Уравнения такой прецессии описываются простой моделью линейной прецессии [2]. При больших мощностях микроволновой накачки наблюдается увеличение угла прецессии спинов и спиновая неустойчивость Сула (Suhl's instability) [4], или параметрическое возбуждение спиновых волн

[3, 17]. Такая нестабильность приводит к пороговым эффектам уже при небольших углах, составляющих десятые доли градуса в монокристаллах ферритов [18–21] или десятки градусов в металлических тонких пленках [22, 23].

Обсудим возможные причины зависимости резонансной частоты от микроволновой мощности при ее высоких значениях:

– Насыщение спиновых переходов высокой мощностью. Этот эффект сопровождается постепенным искажением формы линии, а не резким скачком, который наблюдается в наших экспериментах (рис.1). Кроме того, в режиме насыщения интегральная амплитуда линий (пропорциональная магнитной восприимчивости  $\chi$ ) должна уменьшаться с ростом микроволнового поля  $H_1$  в соответствии с уравнением Блоха  $\chi/\chi_0 = 1/(1 + 0.25H_1^2T_1T_2\gamma^2)$  [6]. В наших экспериментах (рис.1) интегральная интенсивность постоянна и даже слегка возрастает по сравнению с калибровочным образцом, на амплитуду которого нормированы спектры. Таким образом, скорость спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций в кристаллах I значительно превышает предел насыщения микроволновой мощностью.

– Возбуждение магнонов с нулевым и ненулевым волновыми векторами приводит к уменьшению продольной намагниченности. В несферических образцах это может приводить к изменению полей размагничивания и, поэтому, резонансной частоты. Этот эффект также не может иметь места в наших экспериментах, так как поле размагничивания составляет 11 Э. Обсуждаемый же эффект обычно составляет лишь проценты от поля размагничивания, что значительно меньше наблюдаемых нами эффектов (рис.2а).

– По мере увеличения микроволновой мощности магноны с волновым вектором  $\mathbf{k} = 0$  вызывают рост угла прецессии спинов. Это изменяет эффективное поле магнито-кристаллической анизотропии, поскольку эффективное поле зависит от направления намагниченности по отношению к кристаллическим осям. Поскольку поле анизотропии влияет на резонансную частоту, приводя в исследуемых кристаллах к угловой зависимости ферромагнитного резонанса, эта причина представляется наиболее вероятной. Согласно уравнению Сула [5], минимальное значение микроволнового поля накачки  $H_{rf}$ , при котором может наблюдаться резонансная нестабильность, определяется соотношением

$$H_1^2 > 2(\Delta H)^3/4\pi M, \quad (1)$$

где  $\Delta H$  – ширина резонансной линии  $\sim 24$  Э (линия  $a$  на рис.1),  $M$  – намагниченность образца, рассчитанная из значения намагниченности элементарной ячейки  $2\mu_B = 1.8 \cdot 10^{-20}$  Эрб·Э<sup>-1</sup> и равная  $M = 5.6$  э.м.е./см<sup>3</sup> при 4 К в магнитном поле, превышающем поле насыщения 1 кЭ [8]. Расчет для кристаллов I дает пороговое значение микроволнового магнитного поля  $H_1 = 1.8$  Э, что соответствует пороговой мощности  $P$ , большей 25 мВт. Полученное значение пороговой мощности  $P$  предсказывает развитие резонансной нестабильности в микроволновых полях, значительно меньших, чем те, которые необходимы для насыщения микроволновой мощностью. В наших экспериментах изменение спектров наблюдается при микроволновом магнитном поле 1.8 Э (или микроволновой накачке  $P \geq 25$  мВт), что совпадает с теоретическим значением пороговой мощности (рис.1, рис.2).

В кристаллах типа II вместо резкого порога появляется слабая (логарифмическая) зависимость резонансной частоты от микроволновой мощности (рис.4). Плавное уменьшение  $H_{res}$  с ростом микроволновой мощности можно было бы объяснить влиянием небольшого нагрева образца микроволновой мощностью по сравнению с температурой датчиков, поскольку в независимых экспериментах установлено, что нагрев ведет к уменьшению  $H_{res}$  (рис.4b). Однако, поскольку спектр контрольного образца практически не претерпевает изменений (рис.3), мы полагаем, что роль нагрева невелика. Исчезновение порогового эффекта в кристаллах II мы связываем с уменьшением эффективности генерации спиновых солитонов по сравнению с кристаллами I. Ширина линии в кристаллах II значительно выше, чем в I, что приводит к большим значениям порогового поля (или пороговой мощности), рассчитанного по формуле (1). Причиной увеличения ширины линии в кристаллах I является увеличенное значение симметричной части обменного взаимодействия. Следовательно, отсутствие порога на зависимости резонансной частоты от мощности, а также отсутствие изменения формы резонансной линии в кристаллах II объясняется тем, что порог развития нестабильности сдвинут в сторону высоких мощностей микроволнового поля, недостижимых в наших экспериментах. Это вполне объяснимо, если принять во внимание, что генерация спиновых солитонов в кристаллах с большим отношением  $J/D$  должна протекать менее эффективно. Отметим, что в теории нестабильности Сула отсутствуют эффекты резкого изменения формы линии, которые в наших кристаллах наблюдаются (рис.1). Этот эффект в кристаллах I мы также свя-

зывается с генерацией спиновых солитонов, вызванной нестабильностью Сула.

Подтверждением участия спиновых солитонов в наблюдаемом пороговом эффекте в кристаллах I является линейная зависимость дистанции между соседними резонансными линиями  $H_{i+1} - H_i$  от магнитного поля  $H$  (среднего значения) (рис.5). Отметим, что количество максимумов, наблюдаемых

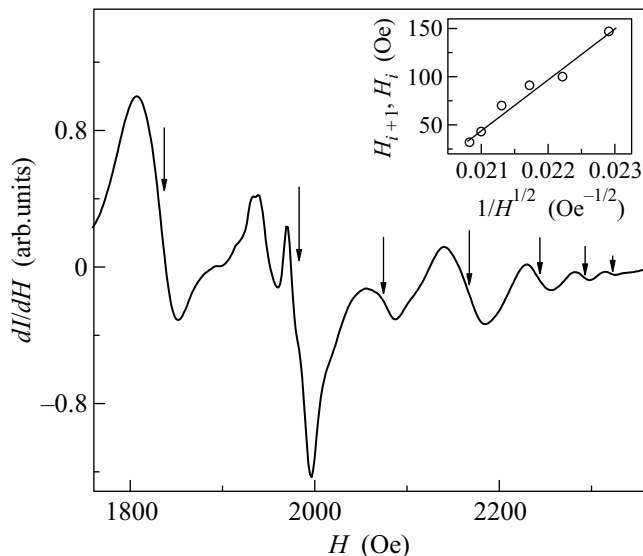


Рис.5. Фрагмент спектра магнитного резонанса при микроволновой мощности 2 мВт в кристаллах I типа  $K_{0.4}[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pn}](\text{S})\text{-pnH}_{0.6}$  при  $T = 4$  К. Стрелками показаны центры линий. На врезке показана зависимость дистанции между соседними резонансными линиями  $H_{i+1} - H_i$  от среднего значения магнитного поля  $H$

нами в данной работе, меньше, чем в [12, 13] (где их число достигало 40), поскольку для поддержания автоматической подстройки частоты спектрометра при высоких мощностях микроволнового поля приходилось выбирать как можно меньшие по массе образцы. Поэтому при малых мощностях наблюдалось 7, 8 пиков, убывающих по амплитуде. Остальные максимумы оказывались сравнимы с шумом спектрометра и не могли быть включены в рассмотрение. Для подтверждения линейной зависимости  $H_{i+1} - H_i \sim 1/H^{0.5}$  в кристаллах того же типа в условиях большого количества резонансных пиков авторами [24] был применен фурье-анализ, с помощью которого была независимо подтверждена хорошая воспроизводимость этой закономерности в хиральных кристаллах.

В [10, 13] было теоретически показано, что в отсутствие поля анизотропии дистанция между соседними максимумами описывается выражением  $H_{i+1} -$

$H_i = \beta/H^{0.5}$ . В наших экспериментах, более подробно описанных в [12, 13], было показано, что  $H_{i+1} - H_i = \alpha + \beta/H^{0.5}$ . Наличие коэффициента  $\alpha$  можно объяснить полем анизотропии кристалла. Зависимость  $\alpha$  от угла  $\varphi$  между магнитным полем и главной осью намагниченности была обнаружена в [12]. Вследствие нелинейности формул Киттеля (см., например, в [2]), позволяющих рассчитать резонансное поле с учетом поля анизотропии кристалла, смещение резонансного поля от теоретического значения, предсказываемого в [10, 13], будет различным для соседних резонансных линий, а величина  $\alpha$  будет зависеть от угла  $\varphi$  в соответствии с экспериментальными данными. Теоретическое обоснование обсуждаемой генерации спиновых солитонов предложено в [25].

**5. Выводы.** Таким образом, в кристаллах  $K_{0.4}[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pn}](\text{S})\text{-pnH}_{0.6}$  обнаружено резкое изменение формы резонансного спектра и пороговая нестабильность ферромагнитного резонанса, предсказываемая уравнением Сула. Этот эффект отсутствует в сходных кристаллах  $[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pnH}(\text{H}_2\text{O})](\text{H}_2\text{O})$ , в которых имеет место более высокое симметричное обменное взаимодействие, приводящее к ослаблению эффектов генерации спиновых солитонов. Можно ожидать, что пороговый эффект может быть обнаружен и в кристаллах  $[\text{Cr}(\text{CN})_6][\text{Mn}(\text{S})\text{-pnH}(\text{H}_2\text{O})](\text{H}_2\text{O})$  при более высоких мощностях микроволнового поля.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 07-03-00370а). Авторы признательны Проф. К. Inoue (Hiroshima university, Japan) за кристаллы, предоставленные для исследований, Проф. В.И. Бердинскому за многочисленные обсуждения.

1. В. Е. Захаров, В. С. Львов, С. С. Старобинец, УФН **114**, 609(1974).
2. S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon, Oxford, 1966.
3. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, М.: Наука, 1967.
4. Н. Suhl, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 209 (1957).
5. P. W. Anderson and Н. Suhl, *Phys. Rev.* **100**, 1788 (1955).
6. N. Bloembergen and S. Wang, *Phys. Rev.* **93**, 72(1954).
7. N. Bloembergen and R. Damon, *Phys. Rev.* **85**, 699 (1952).
8. К. Inoue, Н. Imai, P. Ghalsasi et al., *Angew. Chem. Int. Ed.* **113**, 4372 (2001).
9. К. Inoue, К. Kikuchi, and M. Ohba, *Angew. Chem. Int. Ed.* **42/39**, D3461 (2003).

10. J. Kishine, K. Inoue, and Y. Yoshida, *Progress of Theor. Phys. Supplement* **159**, 82 (2005).
11. M. Mito, K. Iiguchi, H. Deguchi et al., *Phys. Rev. B* **79**, 012406 (2009).
12. Р. Б. Моргунов, В. Л. Бердинский, М. В. Кирман и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 524 (2006).
13. R. B. Morgunov, M. V. Kirman, K. Inoue et al., *Phys. Rev. B* **77**, 184419 (2008).
14. Y. Yoshida, K. Inoue, and M. Kurmoo, *Chem. Lett.* **37**, 504 (2008).
15. Р. Б. Моргунов, Ф. Б. Мушенок, *Физика твердого тела* **51**, 2210 (2009).
16. И. В. Блохин, А. С. Маркосян, Р. Б. Моргунов и др., *ФТТ* **47**, 2019 (2005).
17. R. Damon, *Magnetism*, AP, New York and London, **1**, 1963, p. 551.
18. M. Chen, C. E. Patton, G. Srinivasan, and Y. T. Zhang, *IEEE Trans. on magnetism* **25**, 3485 (1989).
19. P. Bryant, C. Jeffries, and K. Nakamura, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1185 (1988).
20. F. M. de Aguiar, S. Rosenblatt, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *J. App. Phys* **85**, 5086 (1999).
21. Y. K. Fetisov, C. E. Patton, and V. T. Synogach, *IEEE Trans. on magnetism* **35**, 4511 (1999).
22. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. Г. Темирязов, М. П. Тихомиров, *ФТТ* **42**, 1062 (2000).
23. S. Y. An, P. Krivosik, M. A. Kraemer et al., *J. App. Phys* **96**, 1572 (2004).
24. T. Fujita, *Bulletin of Tokyo University*, ISSN 0385-9843, June, **47**, N2, 35(2007).
25. J. Kishine and A. S. Ovchinnikov, *Phys. Rev. B.* **79**, 220405(R) (2009).