

Антиферромагнитный резонанс в GdB_6

А. В. Семенов⁺¹⁾, М. И. Гильманов^{+*}, Н. Е. Случанко⁺, Н. Ю. Шицевалова[×], В. Б. Филипов[×], С. В. Демишев⁺

⁺ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

*Московский Физико-технический институт (Государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

[×] Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 6 июля 2018 г.

Впервые проведено измерение электронного спинового резонанса как в парамагнитной фазе металлического антиферромагнетика GdB_6 ($T_N = 15.5$ К), так и в антиферромагнитном состоянии ($T < T_N$). Обнаружено, что в парамагнитной фазе ниже $T^* \sim 70$ К возникает сильное увеличение ширины резонансной линии ΔH и наблюдается сдвиг g -фактора, величина которого оказывается пропорциональной ширине $\Delta g(T) \sim \Delta H(T)$. Такое поведение является нехарактерным для антиферромагнитных металлов и, по-видимому, обусловлено эффектами смещения ионов Gd^{3+} из центрально-симметричного положения в каркасе ионов бора. При переходе в антиферромагнитную фазу наблюдается скачкообразное изменение положения резонанса (с $\mu_0 H_0 \approx 1.9$ Тл до $\mu_0 H_0 \approx 3.9$ Тл на частоте $\nu = 60$ ГГц), после которого происходит плавная эволюция спектра, в результате которой формируется структура из четырех резонансных линий. Полевая зависимость частоты резонансных мод $\omega_0(H_0)$, полученная в диапазоне 28–69 ГГц, хорошо описывается в рамках модели антиферромагнетика с легкой осью анизотропии: $\omega/\gamma = (H_0^2 + 2H_A H_E)^{1/2}$, где H_E – обменное поле и H_A – поле анизотропии. Это позволяет сделать оценку для поля анизотропии $H_A \approx 800$ Э, величина которого может быть обусловлена диполь-дипольным взаимодействием, связанным с взаимным смещением ионов Gd^{3+} при антиферромагнитном переходе.

DOI: 10.1134/S0370274X1816004X

Введение. Несмотря на длительную историю изучения гексаборида гадолиния (GdB_6), только в последние два десятилетия пришло понимание того, что сложные и необычные физические свойства этой сильно коррелированной системы обусловлены динамикой ионов Gd^{3+} в жесткой решетке бора [1]. Более того, предполагается, что связанные с этим эффекты, например, динамический эффект Яна–Теллера [1], могут проявляться и в других гексаборидах редких земель, таких как PrB_6 , NdB_6 и CeB_6 [1, 2]. Поскольку значительная часть экспериментальных работ по GdB_6 , в частности, по изучению электронного спинового резонанса (ЭСР), относятся к 1960–1970 гг. [3–7], то представляется интересным вновь обратиться к данному направлению исследований в связи с новыми физическими представлениями, а также из-за достигнутого существенного прогресса в области экспериментальных методов.

Гексаборид гадолиния, GdB_6 , имеет объемноцентрированную кубическую решетку, которую можно представить состоящей из октаэдров бора в вершинах куба с редкоземельным ионом в его центре. Таким образом, ион гадолиния находится в жест-

ком каркасе – “клетке” из ионов бора, причем размер иона Gd^{3+} заметно меньше размеров решетки, и среднеквадратичные отклонения от центрального положения велики [8]. Такие структурные особенности во многом определяют ряд специфических физических свойств GdB_6 . Так, в парамагнитной фазе при $T > T_N = 15.5$ К динамические эффекты смещения иона гадолиния проявляются в смягчении фононных мод с понижением температуры [9]. В магнитных свойствах эти эффекты приводят к сильным антиферромагнитным корреляциям, которые вызывают отклонение зависимости $\chi(T)$ от закона Кюри–Вейсса при $T \gg T_N$, а также сдвиг линии ЭСР и ее уширение при приближении к T_N [4, 7]. Переход в антиферромагнитную (АФМ) фазу при T_N является переходом I рода и сопровождается когерентным смещением ионов Gd^{3+} [1] с формированием несоизмерной сдвиговой волны, характеризующейся векторами $[1/2, 0, 0]$ и $[1/2, 1/2, 0]$ [10]. При дальнейшем понижении температуры при $T_{N2} \approx 5$ –10 К происходит второй переход в новую АФМ фазу, АФМ 2, в которой появляется дополнительный рефлекс $[1/4, 1/4, 1/2]$ [10]. При этом магнитное упорядочение во всей области $T < T_N$ характеризуется магнитным волновым вектором $[1/4, 1/4, 1/2]$

¹⁾e-mail: semeno@lt.gpi.ru

[11, 12]. Следует отметить, что теоретическая модель, предложенная для описания структуры сдвиговой волны в АФМ фазе, тем не менее, не позволяет в полной мере идентифицировать структуру смещений иона Gd^{3+} в фазе АФМ 2 [10].

Что касается исследований ЭСР в GdV_6 , то во всех экспериментах измерялось поведение параметров резонансной линии (g -фактора и ширины) исключительно в парамагнитной (ПМ) области, причем измерения проводились в X -диапазоне ($\nu \approx 9$ ГГц) [3–6]. Было обнаружено, что при переходе в АФМ фазу линия сразу пропадает, что можно объяснить сдвигом за пределы исследуемого диапазона полей [4, 6, 7]. В данной работе расширение частотного диапазона позволило впервые наблюдать и исследовать магнитный резонанс в АФМ фазе GdV_6 , а также уточнить зависимости параметров электронного парамагнитного резонанса в ПМ фазе.

Методика эксперимента. Монокристалл GdV_6 был выращен методом индукционного зонного плавления в атмосфере аргона на установке “Кристалл” Института проблем материаловедения НАН Украины. Тестирование методами рентгеновской дифракции и микронзондового анализа показало высокое качество кристаллов, что было дополнительно подтверждено транспортными измерениями ($\rho_{300\text{ K}}/\rho_{2\text{ K}} \approx 6$, $T_N \approx 15.5$ К, $T_{N2} \approx 4.7$ К) [13]. Измерения ЭСР для случая, когда внешнее магнитное поле было параллельно кристаллографическому направлению [100], проводились в цилиндрических резонаторах на модах TE_{01n} на частотах в диапазоне 28–69 ГГц, с помощью установки на базе анализатора цепей Agilent [14]. В эксперименте была применена методика измерения ЭСР в металлах [15], когда плоский образец приклеивается проводящей пастой снаружи к отверстию в фольге, из которой выполнено дно резонатора. Таким образом, центральная область образца работает как часть стенки резонатора, что позволяет добиться требуемой однородности магнитного поля в измеряемой области и произвести его коррекцию с учетом размагничивающего фактора, используя данные статической намагниченности. В наших экспериментах такая корректировка не приводила к сильному сдвигу линии резонанса (например, при $T \sim 16$ К величина смещения не превышала $\sim 2\%$). Статическое магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости [100]. Методика калибровки микроволновых потерь, разработанная ранее для исследования металлических систем [16–18], позволила получить линии ЭСР-поглощения в единицах магнитной проницаемости μ_R .

Экспериментальные результаты. Эволюция ЭСР спектров при понижении температуры показана на рис. 1. В парамагнитной фазе ($T > T_N = 15.5$ К)

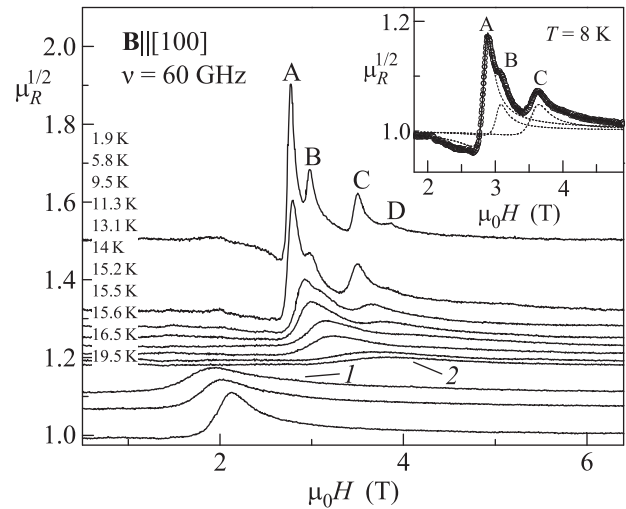


Рис. 1. Эволюция спектров ЭСР в GdV_6 при переходе в АФМ состояние (линии сдвинуты для лучшего восприятия). Кривые 1 и 2 соответствуют температурам 15.6 и 15.5 К. На вставке: пример моделирования линии ЭСР в АФМ фазе

наблюдается единственная линия поглощения, форма которой характерна для резонанса на локализованных магнитных моментах в металлах и хорошо описывается функцией вида $\chi_1 + \chi_2$ (где χ_1 и χ_2 – действительная и мнимая части магнитной восприимчивости лоренцевского вида). Переход в АФМ фазу при $T_N = 15.5$ К характеризуется скачкообразным изменением положения резонансного поля H_0 , а также ширины линии ЭСР (рис. 1). Для частоты $\nu = 60$ ГГц скачок с $\mu_0 H_0$ ($T = 15.6$ К) ≈ 2 Тл на $\mu_0 H_0$ ($T = 15.5$ К) ≈ 4 Тл происходит в диапазоне температур < 0.1 К (кривые 1 и 2 на рис. 1). Такой резкий переход согласуется с наблюдением λ -аномалии теплоемкости при T_N [19] и скачка намагниченности [20], что обусловлено фазовым переходом I рода, при котором происходит взаимный сдвиг ионов Gd^{3+} из центрального положения в решетке [1]. В диапазоне $T < T_N$ в спектрах ЭСР наблюдается структура, состоящая из 4-х линий, резонансные поля которых убывают при понижении температуры. Следует отметить, что эволюция спектра ЭСР в АФМ фазе происходит плавно от одной до четырех разрешаемых резонансных линий, и таким образом второй фазовый переход при $T_{N2} \approx 5$ –10 К, который известен из литературных источников [13, 20] в структуре спектра не проявляется. При этом во всей области $T < T_N$ резонансные спектры хорошо моде-

лируются 1–4 линиями вида $\chi_1 + \chi_2$ (см., например, вставку на рис. 1). Далее мы более подробно анализируем особенности поведения ЭСР отдельно в каждой фазе.

ЭСР в АФМ фазе. Характер ЭСР и его эволюцию в АФМ фазе можно рассмотреть с точки зрения двух основных физических механизмов, влияющих на характеристики спектра. Во-первых, возникновение дальнего магнитного порядка при наличии в системе эффектов анизотропии должно приводить к формированию мод АФМ резонанса, что экспериментально выражается в сдвиге линии поглощения. Другой механизм связан с влиянием кристаллического поля (КП) на ион Gd^{3+} . Хотя этот ион находится в чисто спиновом состоянии $^8S_{7/2}$ ($L = 0$) и в первом приближении не взаимодействует с КП, смешивание основного состояния с анизотропными ($L \neq 0$) состояниями приводит к взаимодействию спина с анизотропным полем кристаллического окружения [21]. Характерные эффекты расщепления спектра Gd^{3+} на семь линий в кубической решетке бора наблюдаются при малых концентрациях Gd в составе $Gd_xCa_{1-x}B_6$ [22]. Однако при концентрациях $x > 0.003$ спутные линии оказываются подавленными, и наблюдается единственная резонансная линия с $g \approx 2$. Можно ожидать, что при переходе GdB_6 в АФМ фазу при T_N сильное магнито-упругое взаимодействие, обуславливающее взаимный сдвиг ионов Gd, сформирует новую структуру КП низкой симметрии, что приведет к расщеплению уровней в нулевом поле, со сложным спектром ЭСР для переходов между уровнями.

На рисунке 2а показаны температурные зависимости положения резонансных линий. Данные приведены в единицах $h\nu/\mu_B H$, которые для ПМ фазы соответствуют g -фактору. Необходимо отметить, что при моделировании экспериментальных кривых в качестве числа линий модели при каждой температуре использовалось число различных линий. Можно обратить внимание на характерные особенности поведения спектра ЭСР в АФМ фазе. Так, взаимное положение спектральных линий (сначала линий 1 и 2, а при понижении температуры линий А, В, С и D на рис. 2а) не меняется с температурой. Поэтому наиболее вероятно, что спектр ЭСР, состоящий из нескольких линий формируется не из-за расщепления уровней, а обусловлен сужением резонансов при понижении температуры. Отметим, что формирование спектральной структуры из нескольких линий может объясняться воздействием асимметричного одноосного кристаллического поля на ион Gd^{3+} . При этом характерные величины расщепления уров-

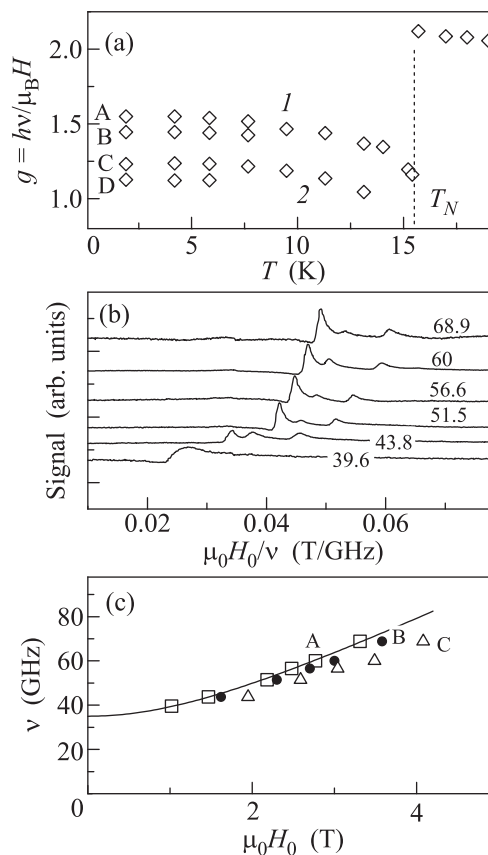


Рис. 2. (а) – Зависимость обратного положения линий ЭСР в АФМ фазе. (б) – Спектры ЭСР на разных частотах (у кривых – частоты в гигагерцах). (с) – Частотная зависимость положения моды резонанса при $T = 1.8$ К. Сплошная кривая – модель для моды А

ней ~ 2 кЭ вполне соответствуют типичным значениям для иона Gd^{3+} в КП низкой симметрии, известным из литературы [23]. Следует отметить, что сильное уширение линий при повышении температуры ($\Delta H(T = 7.7 \text{ K})/\Delta H(T = 1.9 \text{ K}) \approx 2$), и дальнейшее “размытие” резонансного спектра в области $8 \text{ K} < T < T_N$ сопутствует переходу системы в фазу АФМ, для которой предсказана сдвиговая волна ионов гадолиния [10]. В этом случае уширение линии может быть вызвано не изменением параметров спиновой релаксации, а появлением неоднородной структуры локальных магнитных полей, действующих на каждый спин. В этом случае, формирование спектра узких линий при самых низких температурах может свидетельствовать о регулярной сдвиговой структуре ионов Gd^{3+} в фазе АФМ2, подобной рассмотренной ранее в модели Касуи [1].

Следует обратить внимание, что весь ЭСР-спектр сдвигается в область низких полей при понижении температуры в диапазоне $T < T_N$, хотя резкое на-

чальное изменение положения линии при T_N соответствует увеличению резонансного поля (рис. 1, 2а). Для выяснения природы такого нехарактерного для АФМ поведения была проведена серия ЭСР измерений на нескольких частотах в диапазоне 28–69 ГГц при $T = 1.8$ К. При этом сигнал ЭСР наблюдается только на частотах $\nu > 39$ ГГц, причем на частоте $\nu = 39.6$ ГГц видна только широкая линия А, а на более высоких частотах проявляются линии А, В и С (рис. 2б). Соответствующие результаты представлены на ν – H_0 диаграмме (рис. 2с). Видно, что зависимость $\nu(H_0)$ стремится к значению $\nu > 35$ ГГц при $H_0 \rightarrow 0$. Такое расщепление в нулевом поле значительно превосходит характерные значения для иона Gd^{3+} в КП, и, по-видимому, обусловлено АФМ упорядочением, что позволяет использовать для анализа данных модель АФМ резонанса. На рисунке 2с показано аппроксимация моды максимальной интенсивности А зависимостью вида $\omega/\gamma = (H_0^2 + 2H_A H_E)^{1/2}$, которая описывает АФМ с легкой осью анизотропии при $H_A \ll H_E$ (здесь γ – гиромагнитное отношение, H_E – обменное поле, H_A – поле анизотропии) [24]. Расчет дает следующие значения параметров для АФМ фазы: $\gamma = 1.12 \cdot 10^7$ (что соответствует g -фактору $g = 1.27$) и $(H_A H_E)^{1/2} = 20$ кЭ. Если для H_E использовать величину $H_E = 245$ кЭ, с высокой точностью определяемую из намагниченности в импульсном поле [25], то для поля анизотропии получаем значение $H_A = 800$ Э. Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что аномальное поведение спектра ЭСР при переходе в АФМ фазу и дальнейшем понижении температуры определяется комбинацией двух факторов: уменьшение g -фактора увеличивает резонансное поле, а увеличение параметра $H_E H_A$ при формировании АФМ структуры сдвигает спектр в область меньших магнитных полей. Таким образом, сдвиг резонансного поля H_0 при T_N определяется в основном резким изменением g -фактора, в то время как в дальнейшей эволюции основную роль играют плавные изменения магнитных взаимодействий.

Рассмотрим теперь найденные значения параметров H_A и g -фактора в АФМ фазе GdV_6 . Как уже отмечалось, кристаллографическая анизотропия для иона Gd^{3+} мала, поскольку орбитальный момент равен нулю, $L = 0$. Альтернативным механизмом, который может объяснить значительную величину H_A является диполь-дипольное взаимодействие (ДДВ). При этом, поскольку ДДВ зависит от расстояния между ионами как $1/r^3$, то именно взаимный сдвиг ионов Gd^{3+} может приводить к увеличению H_A . Предполагая, что ДДВ в регулярной АФМ структу-

ре незначительно, можно оценить влияние взаимного сдвига ионов на величину H_A . Если учесть, что магнитный момент Gd^{3+} составляет $7\mu_B$ [25], и соответствующее поле на расстоянии размера решетки $a \approx 4.11$ А составляет ~ 1000 Э, то появлению дополнительного поля ~ 800 Э необходим сдвиг каждого иона на величину $\lesssim 10\%$. Такой сдвиг в абсолютных единицах соответствует смещению $\delta \approx 0.4$ Å и сопоставим с высокотемпературным среднеквадратичным отклонением иона $\langle \delta^2 \rangle^{1/2} \approx 0.1$ Å [8], полученным из рентгеновских данных [8]. В то же время данная оценка значительно превосходит величину сдвига, следующую из модели, предложенной для сдвиговой волны в фазе АФМ 1 $\delta \approx 0.014$ Å [10].

Весьма необычным эффектом является сильное изменение g -фактора в АФМ фазе. Действительно, эффекты КП в подавляющем большинстве случаев приводят к появлению дополнительных спутников в ЭСР спектре иона Gd^{3+} , в то время как основная линия незначительно сдвигается из положения $g \approx 2$. Известны единичные случаи более сильного сдвига основной линии, обусловленные анизотропным КП [26] или влиянием d -зоны проводимости в металлах [27], хотя физические механизмы, ответственные за этот сдвиг, остаются не до конца изученными. В случае GdV_6 оба указанных фактора в общем могут приводить к сдвигу резонансного спектра в АФМ фазе. При этом следует отметить, что характерная для GdV_6 величина сдвига g -фактора ($\Delta g \approx 0.73$), обнаруженная в настоящей работе, существенно превышает максимальные величины сдвига ($\Delta g < 0.3$), известные из литературы, и для количественной интерпретации наших результатов требуется проведение дополнительных экспериментальных и теоретических исследований.

ЭСР в парамагнитной фазе. Ширина линии ЭСР $\Delta H(T)$ в ПМ фазе монотонно возрастает при понижении температуры (рис. 3). Известно, что такое поведение характерно для широкого диапазона температур $T < 600$ К [6]. Однако при $T < T^* \sim 60$ – 70 К скорость роста $\Delta H(T)$ значительно увеличивается и сопровождается отклонением g -фактора от высокотемпературного значения $g \approx 2$ (рис. 3). Стоит отметить, что температура T^* близка по величине к значению параметра $\Theta \approx 70$ К в высокотемпературной части зависимости Кюри–Вейсса для статической магнитной восприимчивости $\chi \sim 1/(T + \Theta)$ [20]. Отметим, что величины ΔH и g -фактора, полученные в данной работе, хорошо согласуются с литературными данными при высоких температурах [3–6], однако при приближении к T_N величина ΔH более чем вдвое превышает значения,

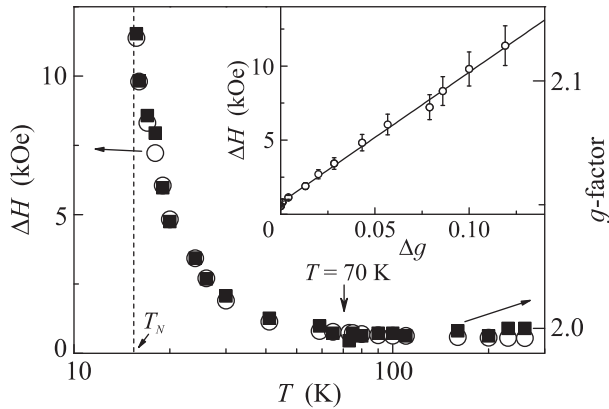


Рис. 3. Зависимости параметров линии ЭСР (ширина линии ΔH и g -фактор) в ПМ фазе. На вставке зависимость ΔH от Δg

опубликованные ранее [4, 6]. Такое расхождение может быть обусловлено зависимостью ширины линии ΔH от частоты микроволнового излучения ν , тем более, что аналогичное поведение наблюдается как в спиновых стеклах [28], так и в некоторых низкоразмерных системах [29]. Другой вероятной причиной может являться сложность корректного определения величины ΔH для широких линий на низких частотах ($\nu \approx 9$ ГГц), которые применялись в предыдущих работах [4, 6]. В этом случае ширина линии при низких температурах становится сравнимой с резонансным полем $\Delta H \sim H_0$, и значительная часть спектральной плотности ЭСР выходит за рамки диапазона измерений.

Интересно сопоставить зависимости $\Delta H(T)$ и $\Delta g(T)$ в GdB_6 с характеристиками других магнетиков с сильными ближними корреляциями, в которых магнитный переход подавлен в силу размерных эффектов, фрустрации или неупорядоченности. В целом, вопрос об универсальных особенностях поведения $\Delta g(T)$ и $\Delta H(T)$ остается малоисследованным. Из характерных особенностей можно отметить, что зависимость $\Delta H(T)$ в таких системах демонстрирует расходимость при понижении температуры. При этом во многих случаях критическое поведение описывается степенной функцией с некоторой характерной температурой T_f вида $\Delta H(T - T_f)^{-\alpha}$ ($\alpha \sim 1$). Такая зависимость наблюдается в спиновых стеклах [30], в низкоразмерных магнетиках (для них $T_f = 0$) [31] и некоторых магнетиках с низкой симметрией [32]. С этой точки зрения, GdB_6 демонстрирует аномальное поведение: зависимость $\Delta H(T)$ не расходится при $T \rightarrow T_N = T_f$, и резонансная линия наблюдается фактически до температуры фазового перехода. Это может быть связано с тем, что АФМ пе-

реход и уширение резонансной линии обусловлены различными физическими механизмами, когда фазовый переход не вызван магнитными корреляциями, а АФМ упорядочение является лишь сопутствующим эффектом при фазовом переходе I рода. В пользу этой гипотезы может свидетельствовать отсутствие изменения температуры перехода T_N в магнитном поле [13].

Что касается зависимости $g(T)$, то она оказывается близкой к $\Delta H(T)$, причем имеет место линейная связь

$$\Delta H(T) = a_0(g(T) - g_0), \quad (1)$$

где $g_0 \approx 2$ высокотемпературное значение g -фактора и $a_0 \approx 100$ кЭ (см. вставку на рис. 3, где показана зависимость ΔH от величины сдвига $\Delta g = g(T) - g_0$). Насколько нам известно, в современной теории ЭСР рассмотрен единственный случай универсальной связи ширины линии и g -фактора. Для спиновых цепочек $S = 1/2$ с антиферромагнитным взаимодействием и замороженным полем (соответствующим соизмеримой модуляции локализованных магнитных моментов) из теории Ошикавы–Аффлека [31] следует соотношение типа (1), в котором коэффициент a_0 зависит от температуры $a_0 = 1.99k_B T / \mu_B$ [32]. Если использовать этот результат для оценки, то случай GdB_6 соответствует характерной “замороженной” температуре $T \sim 3.5$ К, ниже которой в эксперименте наблюдается отчетливо выраженный спектр из 4-х линий (рис. 1) и которую, таким образом можно, по-видимому, связать с амплитудой спиновых флуктуаций.

Такой анализ, безусловно, носит качественный характер, однако он позволяет поставить вопрос о мере универсальности обнаруженного отношения (1) и определении классов объектов, к которым оно применимо. С другой стороны, ранее в литературе отмечались уникальные черты некоторых магнитных свойств GdB_6 , которые выделяют эту систему из группы магнетиков с ближними корреляциями: очень большое отношение Θ/T_N , значительное отклонение зависимости $1/\chi(T)$ от линейной уже при $T \gg T_N$, и наблюдение уширения резонансной линии при температурах, значительно превышающих начало сдвига [7]. С этой точки зрения, нетипичное поведение $g(T)$ и $\Delta H(T)$ в GdB_6 может быть обусловлено именно особенностями механизмов формирования магнитных корреляций, а именно сильными динамическими взаимными сдвигами магнитных ионов Gd^{3+} .

Закключение. В работе представлены исследования ЭСР в антиферромагнитной фазе GdB_6 . Показа-

но, что аномальные особенности поведения ЭСР вызваны взаимным сдвигом ионов Gd^{3+} , возникающим при переходе в АФМ фазу при $T_N = 15.5$ К. При этом характер спектра ЭСР и его эволюция определяются двумя факторами: (i) влиянием на ион Gd^{3+} анизотропного потенциала КП, возникающего при взаимном сдвиге соседних, и (ii) формированием моды АФМ резонанса, что приводит к скачкообразному изменению g -фактора и появлению поля анизотропии H_A ($g = 1.27$ и $H_A = 800$ Э при $T = 1.8$ К). Эти причины обуславливают скачкообразное изменение положения резонанса при T_N с последующей плавной эволюцией спектра ЭСР в структуру, состоящую из четырех резонансных линий, которая сдвигается в область более низких полей при понижении температуры. Величина H_A позволяет оценить сдвиг ионов Gd^{3+} из центрально-симметричного положения, который составляет $\delta r \approx 0.4$ Å.

Эта работа поддержана грантом РНФ # 17-12-01426.

1. T. Kasuya, J. Magn. Magn. Mat. **174**, L28 (1997).
2. M. Amara and R.-M. Galéra, Phys. Rev. Lett. **108**, 026402 (2012).
3. B. R. Coles, T. Cole, J. Lambe, and N. Laurance, Proc. Phys. Soc. **79**, 84 (1962).
4. Z. Fisk, R. H. Taylor, and B. R. Coles, J. Phys. C: Solid State Phys. **4**, L292 (1971).
5. D. E. Miller and H. Hacker Jr., Sol. St. Comm. **9**, 881 (1971).
6. G. Sperlich, K. H. Janneck, and K. H. J. Buschow, Phys. Stat. Sol. (b) **57**, 701 (1973).
7. R. H. Taylor and B. R. Coles, J. Phys. F: Metal Phys. **5**, 121 (1975).
8. Y. Takahashi, K. Ohshima, F. Okamura, S. Otani, and T. Tanaka, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2304 (1999).
9. K. Iwasa, R. Igarashi, K. Saito, C. Laulhé, T. Orihara, S. Kunii, K. Kuwahara, H. Nakao, Y. Murakami, F. Iga, M. Sera, S. Tsutsui, H. Uchiyama, and A. Q. R. Baron, Phys. Rev. B **84**, 214308 (2011).
10. M. Amara, S. E. Luca, R.-M. Galéra, F. Givord, C. Detlefs, and S. Kunii, Phys. Rev. B **72**, 064447 (2005).
11. S. Luca, M. Amara, R.-M. Galéra, F. Givord, S. Granovsky, O. Isnard, and B. Beuneu, Physica B **350**, e39 (2004).
12. K. Kuwahara, S. Sugiyama, K. Iwasa, M. Kohgi, M. Nakamura, and S. Kunii, Appl. Phys. A **74**, S302 (2002).
13. M. Anisimov, V. Glushkova, A. Bogach, S. Demishev, N. Samarin, A. Samarin, N. Shitsevalova, A. Levchenko, V. Filippov, S. Gabani, K. Flachbart, and N. Sluchanko, Acta. Phys. Pol. A **131**, 973 (2017).
14. A. N. Samarin, A. V. Semeno, M. I. Gilmanov, V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, N. A. Samarin, N. E. Sluchanko, I. I. Sannikov, N. M. Chubova, V. A. Dyadkin, S. V. Grigoriev, and S. V. Demishev, Physics Procedia **71**, 337 (2015).
15. S. V. Demishev, A. V. Semeno, A. V. Bogach, Yu. B. Paderno, N. Yu. Shitsevalova, and N. E. Sluchanko, J. Magn. Magn. Mater. **300**, E534 (2006).
16. A. V. Semeno, V. V. Glushkov, A. V. Bogach, N. E. Sluchanko, A. V. Dukhnenko, V. B. Filipov, N. Yu. Shitsevalova, and S. V. Demishev, Phys. Rev. B **79**, 014423 (2009).
17. S. V. Demishev, A. V. Semeno, A. V. Bogach, N. A. Samarin, T. V. Ishchenko, V. B. Filipov, N. Yu. Shitsevalova, and N. E. Sluchanko, Phys. Rev. B **80**, 245106 (2009).
18. S. V. Demishev, A. V. Semeno, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, N. E. Sluchanko, N. A. Samarin, and A. L. Chernobrovkin, JETP Lett. **93**, 213 (2011).
19. M. Reiffers, J. Šebek, E. Šantavá, G. Pristáš, and S. Kunii, Phys. Status Solidi B **243**, 313 (2006).
20. H. Nazaki, T. Tanaka, and Y. Ishizawa, J. Phys. C: Sol. St. Phys. **13**, 2751 (1980).
21. A. Abragam and B. Bleaney, *EPR of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford (1970).
22. R. R. Urbano, C. Rettori, G. E. Barberis, M. Torelli, A. Bianchi, Z. Fisk, P. G. Pagliuso, A. Malinowski, M. F. Hundley, J. L. Sarrao, and S. B. Oseroff, Phys. Rev. B **65**, 180407(R) (2002).
23. G. Schwab, Phys. Status Solidi. B **68**, 359 (1975).
24. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, Boca Raton (1996).
25. S. Kiyohiro, K. Yukio, K. Satoru, K. Tadao, and D. Muneyuki, J. Phys. Soc. Jpn. **57**, 1762 (1988).
26. A. Szczyewski, S. Lis, Z. Kruczyński, J. Pietrzak, S. But, and M. Elbanowski, Acta. Phys. Pol. A **90**, 345 (1996).
27. R. H. Taylor and B. R. Coles, J. Phys. F: Met. Phys. **4**, 303 (1974).
28. M. Zomack, K. Baberschke, and S. E. Barnes, Phys. Rev. B **27**, 4135 (1983).
29. K. Okuda, H. Hata, and M. Date, J. Phys. Soc. Jpn. **33**, 1574 (1972).
30. C. Y. Huang, J. Magn. Magn. Mat. **51**, 1 (1985).
31. M. Oshikawa and I. Affleck, Phys. Rev. Lett. **82**, 5136 (1999).
32. S. V. Demishev, Y. Inagaki, H. Ohta, S. Okubo, Y. Oshima, A. A. Pronin, N. A. Samarin, A. V. Semeno, and N. E. Sluchanko, Europhys. Lett. **63**, 446 (2003).