

Ступенчатые изменения в температурной зависимости ширины линии ЭПР монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$

И. В. Яцык¹⁾, Р. М. Еремина, М. М. Шакирзянов, Я. М. Муковский⁺, Х. А. Круг фон Нидда²⁾*, А. Лойдл²⁾*

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, 420029 Казань, Россия

⁺ Московский государственный институт стали и сплавов, 119049 Москва, Россия

* *Experimentalphysik V, Universität Augsburg, 86135 Augsburg, Germany*

Поступила в редакцию 26 марта 2008 г.

Исследованы температурные зависимости ширины линии ЭПР в монокристаллах $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с различной концентрацией допирования ($x = 0.18; 0.2; 0.22; 0.25; 0.3$). В образцах с концентрацией допирования $x = 0.18; 0.2$ вблизи температуры структурного фазового перехода ($T_{OO'}$) из орторомбической фазы в псевдокубическую ($T_{OO'} \approx 260$ К и $T_{OO'} \approx 240$ К, соответственно) обнаружено ступенчатое уменьшение ширины линии ЭПР. Наблюдалось также скачкообразное уменьшение ширины линии ЭПР (примерно на 180 Э) во всем интервале температур при изменении концентрации с $x = 0.2$ до $x = 0.22$. Получена формула для четвертого момента линии ЭПР при одновременном учете кристаллических полей и изотропных обменных взаимодействий с учетом различия обменных связей спина с его ближайшими соседями в плоскости и между плоскостями. Формула использована для оценки параметра кристаллического поля D на ионах Mn^{3+} .

PACS: 67.57.Lm, 76.60.-k

Интенсивное исследование физических свойств манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Me}_x\text{MnO}_3$ ($\text{Me}=\text{Ca}, \text{Ba}, \text{Sr}$) связано с разнообразием их свойств, а также с явлением колоссального магнитосопротивления. LaMnO_3 является антиферромагнетиком, ион марганца находится в трехвалентном состоянии $\text{Mn}^{3+}(3d^4)$ со спином $S = 2$. Допирование двухвалентным металлом ($\text{Me}=\text{Ca}, \text{Ba}, \text{Sr}$) LaMnO_3 приводит к изменению валентности части ионов марганца на $\text{Mn}^{4+}(3d^3)$ со спином $S = 3/2$. При малых индексах допирования, как отмечается в [1], дырка распределяется по позициям кислорода и валентность иона марганца не меняется. В зависимости от концентрации допирования вещество может быть скошенным антиферромагнетиком, ферромагнитным изолятором и металлом. Фазовая диаграмма $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ манганитов чрезвычайно богата [2, 3].

Электро-парамагнитный резонанс (ЭПР) манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ исследовался в ряде работ [4–9], и общие особенности его спектров хорошо описаны. Вместе с тем, ряд важных деталей остался без внимания. В особенности это относится к спектрам монокристаллов с допированием x , соответствующим границам разделения фаз. Так при концентрации кальция $x \approx 0.22$ происходит переход от ферромаг-

нитного изолятора к ферромагнитному металлическому состоянию. Вблизи $x = 0.2$ магнитные и транспортные свойства $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ особенно чувствительны к слабому изменению содержания кальция и кислорода [10]. Для манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с концентрацией меньше, чем 20% Ca, в парамагнитной области наблюдается структурный переход из орторомбической в псевдокубическую фазу, температура которого понижается с увеличением концентрации от 760 К при $x = 0$ до ≈ 240 К при $x = 0.2$. Понимание природы этих важных изменений требует дальнейших исследований.

Кристаллы состава $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, где $x = 0.18; 0.2; 0.22; 0.25; 0.3$, и $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ были выращены методом зонной плавки с радиационным нагревом [11]. Для проведения экспериментов по ЭПР были приготовлены диски диаметром 3 мм и высотой около 0.2 мм. Плоскость диска образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, где $x = 0.2; 0.22; 0.25; 0.3$ была перпендикулярна направлению [110]. Для монокристалла $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$ плоскость диска совпадала с плоскостью (ac). Измерения спектров ЭПР проводились на спектрометрах Bruker и Varian в X -диапазоне в температурном интервале от 200 до 600 К. В спектре ЭПР монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.18; 0.2; 0.22; 0.25; 0.3$) и $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ наблюдается одна линия с эффективным g -фактором, приблизительно равным 2. Форма линии ЭПР про-

¹⁾ e-mail: I.Yatzyk@gmail.com

²⁾ H.-A. Krug von Nidda, A. Loidl.

являет сильную зависимость от температуры вблизи фазового перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное. Как отмечалось в работе [7], сигнал парамагнитного резонанса приобретает лоренцеву форму для образцов состава $x = 0.18; 0.2$, начиная с $T = 220$ К, а для $x = 0.22$ – с $T = 230$ К. В области много выше T_C в спектре ЭПР наблюдалась одна лоренцева линия для $x = 0.18; 0.2$. Температурные зависимости ширины линии ЭПР в монокристаллах $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.18; 0.2; 0.22; 0.25; 0.3$) приведены на рис.1. При повышении темпера-

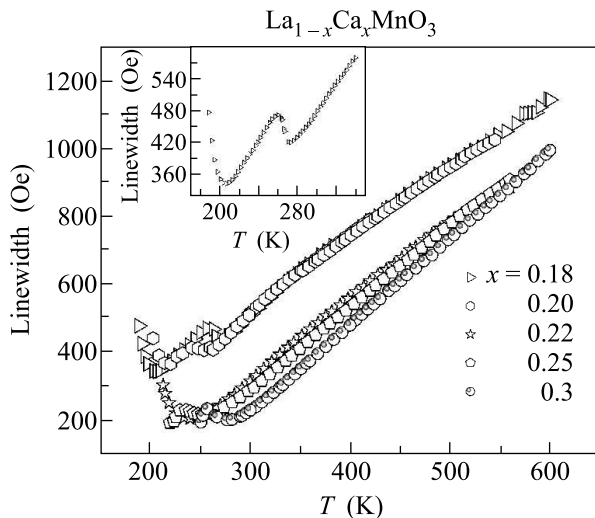


Рис.1. Температурная зависимость ширины линии ЭПР в монокристаллах состава $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$. На вставке выделено ступенчатое изменение ширины линии в области $T \approx 260$ К для монокристалла $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$

туры ширина линии ЭПР для всех изучаемых в данной работе образцов растет. При этом ширины линии ЭПР монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.18; 0.2$) вблизи температур $T \approx 260$ К и $T \approx 240$ К соответственно испытывают аномальное, ступенчатое уменьшение (вставка на рис.1). Согласно [2, 3], при этих температурах в данных монокристаллах имеют место структурные фазовые переходы из орторомбической фазы O' в псевдокубическую фазу O . Как видно из рис.1, для монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ состава $x = 0.18$ и $x = 0.2$ значения ширины линии ЭПР при одной и той же температуре убывают незначительно. Необходимо отметить резкое уменьшение ширины линии ЭПР при изменении концентрации Ca от $x = 0.2$ к $x = 0.22$. При дальнейшем увеличении концентрации от $x = 0.22$ до $x = 0.25; 0.3$ величина ширины линии ЭПР убывает незначительно. Разница в ширине линии ЭПР для концентраций Ca $x = 0.2$ и $x = 0.22$ равна 180–190 Э вне зависимости от температуры. Эта величина составляет 70% ширины ли-

нии ЭПР $\text{La}_{0.78}\text{Ca}_{0.22}\text{MnO}_3$ при $T \approx 280$ К. Наиболее вероятно, это связано с тем, что при изменении концентрации ионов кальция в $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ от $x = 0.2$ к $x = 0.22$ меняется проводимость образцов, так как при $x = 0.2$ манганит ферромагнитный изолятор, а при $x = 0.22$ – ферромагнитный металл.

Каких-либо особенностей в температурной зависимости ширины линии ЭПР в монокристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Me}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($\text{Me}=\text{Ca}, \text{Ba}$) с концентрацией допирования $x = 30\%$, помимо общей закономерности увеличения с ростом температуры, отмечено не было (рис.2). По оси абсцисс отложена температура

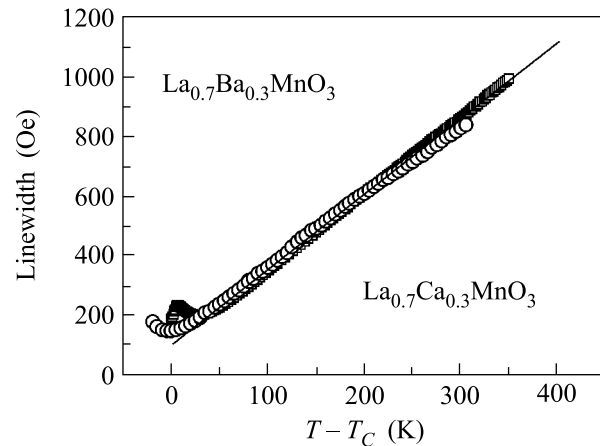


Рис.2. Температурная зависимость ширины линии ЭПР в монокристалле $\text{La}_{0.7}\text{Me}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($\text{Me}=\text{Ca}, \text{Ba}$). По оси абсцисс отложена величина $(T - T_C)$, где T_C – температура фазового перехода между ферро-и парамагнитным состояниями

$(T - T_C)$, где T_C – температура фазового перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное. Как видно из рисунка, ход температурных кривых практически линеен и одинаков для обоих веществ.

В монокристалле $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$ изучалась также угловая зависимость ширины линии ЭПР в плоскости (ac) при различных температурах (рис.3). По полученным данным с ростом температуры анизотропия ширины линии ЭПР уменьшается. При $T = 210$ К анизотропия составила 15%, а при $T = 450$ К ширина линии ЭПР практически не меняется, и анизотропия в плоскости (ac) составляет $\sim 2\%$. Для концентраций допирования ионами кальция $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.22; 0.25$ и 0.3) угловая анизотропия спектра ЭПР не наблюдалась.

Одновременно в $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$ исследовались угловая и температурная зависимости значений g -фактора. В плоскости (ac) положение линии практически не зависит от направления магнитного поля. Температурная зависимость значений g -фактора линии ЭПР вдоль оси b в $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$ приведе-

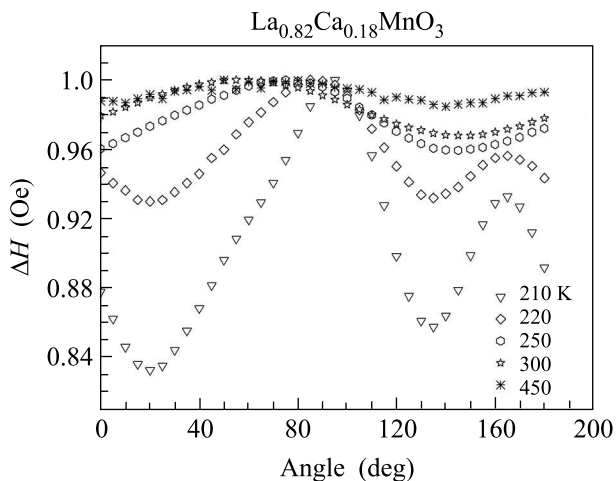


Рис.3. Угловая зависимость относительной ширины линии ЭПР в монокристалле $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$. Нормирована на максимум для каждой температуры

на рис.4. С повышением температуры g -фактор убывает. В области 260 К наблюдается пик. Согласно

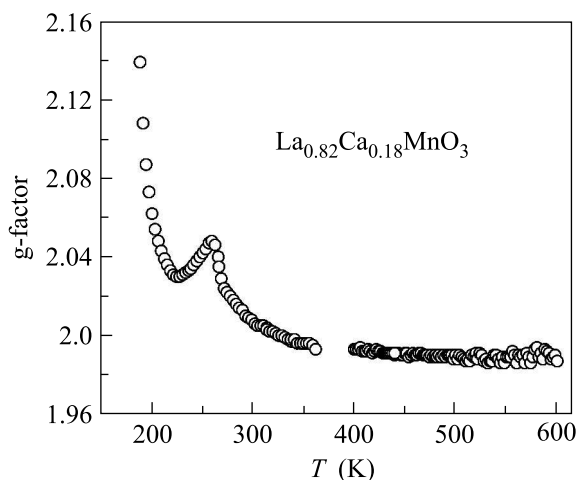


Рис.4. Температурная зависимость g -фактора в монокристалле $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$, магнитное поле направлено вдоль оси b

но данным [2], $T = 260$ К соответствует структурному фазовому переходу из орторомбической фазы O' в псевдокубическую O .

Известно, что факт наблюдения ЭПР в манганитах обязан эффекту обменного сужения. Изотропные симметричные обменные взаимодействия ионов марганца приводят к лоренцевой форме линии ЭПР, ширина которой может быть описана комбинацией M_2 – второго и M_4 – четвертого моментов [12]:

$$\Delta H = \pi \sqrt{M_2^3 / 3M_4}. \quad (1)$$

Спиновый гамильтониан взаимодействий имеет

вид

$$H = H_{ex} + H_{cr} + H_{an}, \quad (2)$$

где

$$H_{ex} = \sum_{i=1}^4 J_{ac} S_0 S_i + \sum_{i=5}^6 J_b S_0 S_i$$

– оператор суперобменного взаимодействия спина иона марганца S_0 с ближайшими соседями в плоскости (ac) и между плоскостями; $H_{cr} = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2)$ – спиновый гамильтониан кристаллического поля в локальной системе координат октаэдра, в системе координат, где ось z' направлена вдоль внешнего магнитного поля, гамильтониан кристаллического поля можно представить в виде $H_{cr} = \sum_{i,j=x',y',z'} \lambda_{ij} S_i S_j$, λ_{ij} – функции углов поворота параметров D и E при-

ведены в Приложении; $H_{an} = \sum_{i=1}^6 J_{\zeta\xi} S_0^\zeta S_i^\xi$ – гамильтониан анизотропного симметричного и антисимметричного взаимодействий. Как отмечалось в ряде работ [13], доминирующий вклад в ширину линии ЭПР в орторомбической фазе определяется эффектами кристаллического поля. В пользу этого свидетельствуют наши измерения угловой зависимости ширины линии ЭПР, представленные на рис.3. По мере увеличения температуры амплитуда осцилляций уменьшается, при переходе в псевдокубическую фазу их практически нет, что естественно связать с обращением параметров D и E в нуль. Полная теория ширины линии ЭПР в таких сложных системах, как манганиты, еще не разработана. Известен, однако, метод расчета моментов линии в высокотемпературном приближении [12], которым мы и воспользуемся. Формула для второго момента линии известна [14] в системе координат, где ось z' параллельно внешнему магнитному полю и имеет вид

$$M_2 = \frac{1}{20h^2} (4a - 3) C_{xyz}, \quad (3)$$

где

$$C_{xyz} = (\lambda_{xx} - \lambda_{yy})^2 + 4\lambda_{xy}^2 + 10(\lambda_{xz}^2 + \lambda_{yz}^2) + (\lambda_{xx} + \lambda_{yy} - 2\lambda_{zz})^2,$$

$a = S(S + 1)$, h – постоянная Планка. Для краткости ширины в формулах 3 и 4 опущены. Выражение для четвертого момента с учетом изотропного обменного взаимодействия и кристаллического поля получено в данной работе и имеет вид

$$M_4 = (4J_{ac}^2 + 2J_b^2) \frac{a}{10h^4} (4a - 3) C_{xyz}, \quad (4)$$

где J_{ac} и J_b – параметры изотропного обменного взаимодействия спинов марганца в плоскости (ac) и вдоль оси b , соответственно.

При промежуточных индексах допирования валентность части ионов марганца меняется с Mn^{3+} на Mn^{4+} . Предположим, что четырехвалентные ионы марганца распределены по образцу равновероятно. Тогда Mn^{4+} может быть одним из четырех соседей Mn^{3+} в плоскости или же занимать центральное положение, либо находиться в одной из двух ближайших позиций Mn^{3+} в соседних плоскостях. Это приводит к изменению величины изотропного обменного взаимодействия между спинами марганца. Кристаллические поля для Mn^{3+} и Mn^{4+} различны. Очевидно, что $D(Mn^{3+})$, орторомбической фазе много больше, чем $D(Mn^{4+})$ в псевдокубической симметрии. Так как симметрия $CaMnO_3$ псевдокубическая [4], в этом соединении ионы марганца находятся только в четырехвалентном состоянии. Исходя из этих соображений, ступенчатое уменьшение ширины линии ЭПР в $La_{0.82}Ca_{0.18}MnO_3$ можно связать с изменением кристаллического поля на ионе Mn^{3+} .

Параметры изотропного обменного взаимодействия будем брать согласно данным по нейтронному рассеянию [15], а из экспериментальных данных по ширине линии ЭПР оценим величину кристаллического поля. При расчете вклада в ширину линии ЭПР от одноионной анизотропии необходимо учитывать, что в кристаллической решетке $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ имеем четыре неэквивалентных положения иона марганца [16]. Каждый ион марганца окружен шестью ионами кислорода, формирующими октаэдр. Локальную систему координат октаэдра выбираем следующим образом: ось z направлена вдоль связи $Mn-O1$, оси x и y лежат в базальной плоскости и направлены вдоль связи иона Mn с серединами сторон $O2(2)-O2(3)$ и $O2(1)-O2(2)$, соответственно. Полагаем, что в данных локальных осях октаэдра компоненты тензора g -фактора и кристаллического поля совпадают. Значения направляющих косинусов локальной системы координат для четырех магнитно неэквивалентных положений ионов марганца в октаэдре относительно кристаллографических осей приведены в Приложении. Параметры решетки для монокристаллов с $x = 0.18$ составляют $a = 5.5062 \text{ \AA}$, $b = 7.7774 \text{ \AA}$, $c = 5.514 \text{ \AA}$, решетка орторомбическая, структуры перовскита [16]. Величины констант изотропных обменных взаимодействий J_{ac} и J_b' получены методом неупругого нейтронного рассеяния для $La_{0.82}Ca_{0.18}MnO_3$ в [15]. Обменные взаимодействия носят ферромагнитный характер: в плоскости (ac) $J_{ac} = 2.5 \text{ мЭВ}$, а между плоскостями $J_b = 1.2 \text{ мЭВ}$.

Используя эти значения, находим, что при $D = 0.79 \text{ К}$ и $E = 0 \text{ К}$ скачок в ширине линии ЭПР в $La_{0.82}Ca_{0.18}MnO_3$ соответствует 50 Э. Полученное значение D представляется вполне разумным, что свидетельствует о корректности микроскопической модели происхождения скачка в ширине линии ЭПР.

Обсудим далее резкое изменение ширины линии ЭПР в $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ при изменении концентрации иона кальция от $x = 0.2$ до $x = 0.22$. При температуре 300 К ширина линии ЭПР $La_{0.8}Ca_{0.2}MnO_3$ составляет 492 Э, а для $La_{0.78}Ca_{0.22}MnO_3$ – 309 Э. Как видно на рис.1, эта разница между шириной линии ЭПР в $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ для $x = 0.2$ и 0.22 практически не меняется с температурой. Можно предположить, что при увеличении концентрации кальция значительно изменяется величина изотропного обменного взаимодействия, и это приводит к уменьшению ширины линии ЭПР. Непосредственно данных для величины изотропного обменного взаимодействия для $La_{0.78}Ca_{0.22}MnO_3$ в литературе нет, но известны температуры Кюри T_C . Для соединения $La_{0.82}Ca_{0.18}MnO_3$ $T_C = 180 \pm 1 \text{ К}$; для $La_{0.8}Ca_{0.2}MnO_3$ $T_C = 183.5 \pm 1 \text{ К}$; для $La_{0.78}Ca_{0.22}MnO_3$ $T_C = 189.3 \pm 1 \text{ К}$; для $x = 0.25$ $T_C = 240 \pm 1 \text{ К}$ [17]. Температуры Кюри для соединений $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ с $x = 0.18; 0.2; 0.22$ практически не отличаются, и можно ожидать, что величина изотропного обмена также остается неизменной. Сильное уменьшение ширины линии ЭПР с изменением концентрации кальция логично связать с тем, что $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ с $x > 0.2$ становится проводящим. Меняется валентное состояние части ионов марганца с Mn^{3+} на Mn^{4+} , причем состояние Mn^{4+} размазывается по кристаллу.

Также нами проведено сравнительное изучение температурной зависимости ширины линии ЭПР в манганитах состава $La_{0.7}Me_{0.3}MnO_3$ ($Me = Ca, Ba$). На рис.2 представлена экспериментальная температурная зависимость ширины линии ЭПР для двух монокристаллов манганитов, первый допированный – 30% Ва, второй 30% Са. По оси абсцисс отложена $(T - T_C)$, для $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ $T_C = 250 \text{ К}$, для $La_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ $T_C = 340 \text{ К}$. Как видно из рисунка, температурное поведение ширины линии ЭПР для двух данных образцов практически совпадает и может быть описано линейной зависимостью $\Delta H = \Delta H_0 + b(T - T_C)$. Можно предположить, что линейный по температуре вклад в ширину линии ЭПР манганитов с 30% двухвалентного иона связан с взаимодействием локализованных моментов ионов марганца со спинами носителей заряда. Из нашей экспериментальной зависимости следует, что $b = 2.5 \text{ Э/К}$.

Проведено исследование монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0.18; 0.2; 0.22; 0.25; 0.3$ методом ЭПР. Установлено, что ширина линии ЭПР резко уменьшается (на 180–190 Э) при изменении концентрации ионов кальция от $x = 0.2$ (ферромагнитный изолятор) к $x = 0.22$ (ферромагнитный металл). Обнаружено, что в ходе температурной зависимости ширины линии ЭПР в монокристалле $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$ наблюдается ступенчатое уменьшение ширины (на 50 Э) в районе температуры структурного перехода из орторомбической в псевдокубическую фазу. Предложена микроскопическая модель обнаруженного явления и проведены численные оценки. Получена формула для четвертого момента линии ЭПР с учетом эффектов кристаллического поля.

Авторы признательны М.В. Еремину и Г.Б. Тейтельбауму за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 06-02-17401.

Приложение

Преобразование декартовых координат при повороте осей из локальной системы координат октаэдра в кристаллографическую систему координат осуществляется матрицей преобразования T . В локальной системе координат октаэдра кислородов, окружающих марганец, g -тензор имеет диагональный вид:

$$G_{XYZ} = \begin{bmatrix} g_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & g_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & g_{zz} \end{bmatrix}, \text{ в кристаллографическую}$$

систему координат g -тензор преобразуется по формуле $G_{ABC} = T^{-1}G_{XYZ}T$. В системе координат, где ось z' направлена вдоль внешнего магнитного поля, g -тензор равен $G_{Z'} = G_{ABC}F$, где $F = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \end{pmatrix}$,

$$T_{1,4} = \begin{bmatrix} -0.0824 & \mp 0.1823 & 0.9798 \\ 0.9964 & 0.0000 & 0.0844 \\ \mp 0.0250 & 0.9840 & \pm 0.1764 \end{bmatrix},$$

$$T_{2,3} = \begin{bmatrix} \mp 0.9964 & \mp 0.0000 & \pm 0.0843 \\ \pm 0.0824 & \pm 0.1823 & \pm 0.9798 \\ -0.0250 & 0.9840 & -0.1764 \end{bmatrix}.$$

Локальные оси g -тензора и кристаллического поля в октаэдре, образованном ионами кислорода, окружающими ион марганца, совпадают. Следовательно, матрица преобразований параметров кристаллического поля из локальной системы координат в систему, связанную с направлением внешнего магнитного поля, будет иметь вид $A = G_{Z'}T$, а гамильтониан кристаллического поля преобразуется к $H_{cr} = \sum_{i,j=x'y'z'} \lambda_{ij} S_i S_j$, где $\lambda_{ij} = EA_{x'i}A_{x'j} - EA_{y'i}A_{y'j} + DA_{z'i}A_{z'j}$.

1. Э. Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996).
2. G. Biotteau, M. Hennion, F. Moussa et al., Phys.Rev.B **64**, 104421 (2001).
3. M.Pissas, I. Margiolaki, G. Papavassiliou et al., Phys. Rev. B **72**, 064425 (2005).
4. D. L. Huber, G. Alejandro, A. Caneiro et al., Phys. Rev. B **60**, 12155 (1999).
5. A. I. Shames, E. Rosenberg, G. Gorodetsky et al., Phys. Rev. B **68**, 174402 (2003).
6. A. Shengelaya, Guo-meng Zhao, H. Keller et al., Phys.Rev. B **61**, 5888 (2000).
7. A. I. Shames, E. Rozenberg, M. Auslender et al., JMMM **910**, 290 (2005).
8. A. Auslender, A. I. Shames, E. Rozenberg et al., IEEE Transitions on Magnetics **43**, 3049 (2007).
9. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, F. Simon et al., JMMM **258 – 259**, 256 (2003).
10. R. Laiho, E. Lahderanta, J. Salminen, et al., Phys. Rev. B **63**, 094405 (2001).
11. D. A. Shulyatev, S. G. Karabashev et al., J. Crystal Growth **810**, 237 (2002).
12. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, М.: Наука, 1972.
13. J. Deisenhofer, B. I. Kochelaev, E. Shilova et al., Phys. Rev. B **68**, 214427 (2003).
14. J. Deisenhofer, M. V. Eremin, D. V. Zakharov et al., Phys. Rev. B **65**, 104440 (2002).
15. M. Hennion, F. Moussa, P. Lehouelleur et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 057006 (2005).
16. Q. Huang, A. Santoro, J. W. Lynn et al., Phys. Rev. B **55**, 14987 (1996).
17. R. I. Zainullina, N. G. Bebenin, V. V. Ustinov et al., Phys. Rev. B **76**, 014408 (2007).