

Диполь-дипольное взаимодействие в $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$

А. Г. Андерс, С. В. Волоцкий, С. В. Старцев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

А. Фегер, А. Орендачева

Faculty of Science P. J. Safarik University, Park Angelinum, 9, 04154 Kosice, Slovakia

Статья поступила в редакцию 30 мая 1994 г., после переработки 25 августа 1994 г.

Проведен расчет энергии диполь-дипольного взаимодействия для редкоземельной подсистемы $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ и определена магнитная структура ее основного состояния. В чисто дипольном приближении для парамагнитной области рассчитаны температурные зависимости магнитной восприимчивости и магнитной теплоемкости. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом.

Проведено розрахунок енергії диполь-дипольної взаємодії для рідкісноземельної підсистеми $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ та визначено магнітну структуру її основного стану. В чисто діпольному наближенні для парамагнітної області розраховано температурні залежності магнітної сприйнятливості та магнітної теплоємності. Отримано задовільну згоду з експериментом.

Введение

В диэлектрических кристаллах, содержащих ионы редкоземельных (РЗ) элементов, в общей картине спин-спиновых взаимодействий системы часто доминируют магнитные диполь-дипольные. Это связано со значительной величиной индивидуального одноузельного магнитного момента РЗ ионов, обусловленного вкладами орбитального магнетизма, и спецификой расщепления нижних термов энергетического спектра, распадающихся во внутрикристаллическом поле на систему крэммеровских дублетов.

Примером такого рода соединений в группе двойных щелочно-редкоземельных молибдатов является $\text{KEr}(\text{MoO}_4)_2$, исследованный нами в предыдущих работах [1,2]. В другом представителе этого ряда $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ также существенную роль должны играть диполь-дипольные взаимодействия, однако большой одноузельный магнитный момент $m = g\mu_B(J(J+1))^{1/2}$, $J = L + S$ в этом случае будет формироваться не за счет орбитального момента иона L , а из-за значительной величины спинового момента $S = 7/2$. Основным состоянием иона Gd^{3+} является $^8S_{7/2}$, и, следовательно, он обладает изотропным g -фактором, равным спиновому значению $g = 2,0$.

Предыдущие исследования [3] магнитной восприимчивости $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ показали, что она соответствует восприимчивости антиферромагнитной системы и в области 1–12 К описывается зако-

ном Кюри—Вейсса со значением параметра Θ от $-0,3$ до $0,4$ К. Согласно результатам исследований теплоемкости [4,5], $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ испытывает фазовый переход в магнитоупорядоченное состояние при $T_N = 0,448$ К, причем в области ближнего магнитного порядка при $T > T_N$ магнитный вклад в теплоемкость описывался в модели слабо связанных изинговских цепочек (модель Хонмуры) [6].

Целью настоящей работы является описание магнитных свойств $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ исходя из диполь-дипольного характера спин-спиновых взаимодействий в этой системе. При этом будут рассчитаны температурные зависимости теплоемкости и магнитной восприимчивости при $T > T_N$, магнитная структура, которая должна реализоваться в кристалле ниже точки магнитного упорядочения, и получены энергетические соотношения, характеризующие межионные взаимодействия.

Магнитная структура основного состояния

$\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ принадлежит изоструктурному ряду ромбических двойных молибдатов [7] с пространственной группой D_{2h}^3 и параметрами кристаллографической ячейки $a = 9,52$ Å, $b = 5,07$ Å, $c = 8,05$ Å, содержащей две формульные единицы вещества. Расположение РЗ узлов в ячейке схематически изображено на рис. 1, их координаты в единицах решеточных параметров составляют $x = 0$, $y = 0$, $z = 0,25$. Поскольку оба РЗ узла

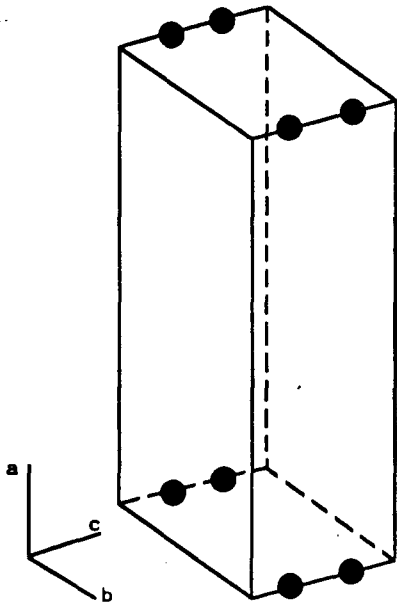


Рис. 1. Расположение ионов Gd^{3+} в ячейке $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$.

ячейки связаны центром инверсии, они магнитно эквивалентны. Поэтому можно полагать, что единичная ячейка содержит один РЗ узел и имеет вдвое меньший объем за счет сокращения параметра c .

В этом случае для определения магнитной структуры основного состояния дипольной системы, содержащей один магнитный ион в ячейке орторомбической решетки Браве, можно использовать методику, развитую в работах [8–10]. Будем исходить из гамильтониана системы магнитных моментов μ_i , расположенных в узлах i, j кристаллической решетки:

$$H_D = \sum_{i < j} \frac{1}{r_{ij}^3} \left[\vec{\mu}_i \vec{\mu}_j - 3 \frac{(\vec{\mu}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right], \quad (1)$$

где \vec{r}_{ij} — радиус-вектор, соединяющий узлы i и j , а компоненты магнитного момента связаны со спиновыми компонентами соотношением

$$\mu_i^\alpha = \mu_B g_i^{\alpha\beta} S_i^\beta \quad (\alpha, \beta = x, y, z), \quad (2)$$

μ_B — магнетон Бора. Это приводит к следующему виду выражения для дипольного гамильтониана:

$$H_D = \sum_{i < j} P_{ij}^{\alpha\beta} S_i^\alpha S_j^\beta, \quad (3)$$

где

$$P_{ij}^{\alpha\beta} = \frac{\mu_B^2}{r_{ij}^3} \left(g_i^{\alpha\epsilon} g_j^{\epsilon\beta} - \frac{3g_i^{\alpha\lambda} g_j^{\beta\nu} r_{ij}^\lambda r_{ij}^\nu}{r_{ij}^2} \right). \quad (4)$$

Тензор \hat{g} диагонален в координатной системе ячейки и не зависит от положения узлов i и j .

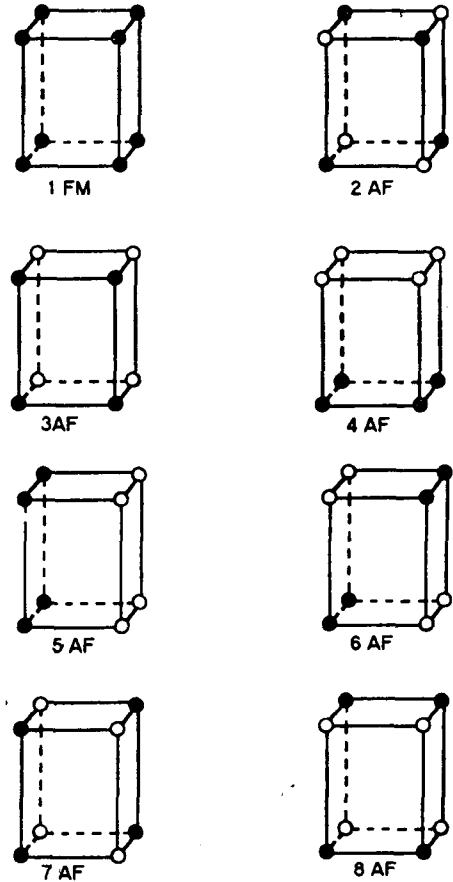


Рис. 2. Магнитные конфигурации для структуры $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$, обладающие минимальной энергией диполь-дипольного взаимодействия (светлые и темные узлы соответствуют противоположным направлениям моментов).

Процедура определения основного состояния сводится к поиску магнитной структуры, обладающей минимальной энергией момента μ_i в поле окружающих моментов, связанных диполь-дипольным взаимодействием. Как следует из теоремы Нимейера [9], имеется всего восемь конфигураций магнитных структур, которые могут претендовать на роль основного состояния для ромбической решетки $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$. Они изображены на рис. 2, в их числе чисто ферромагнитная $1FM$, неелевская антиферромагнитная $2AF$ и шесть типов слоистых антиферромагнитных структур.

Собственные векторы для этих состояний содержат конфигурационную и ориентационную части, причем первые из них $q(k)$ приведены в [9, табл. 1]. Численный анализ собственных векторов и собственных значений связан с использованием матриц третьего порядка, которые, с учетом (3) и (4), приобретают вид

$$\sum_{l,m,n} q(k) \begin{pmatrix} g_x^2 \frac{r^2 - 3x^2}{r^5} & -3 \frac{g_x g_y xy}{r^5} & -3 \frac{g_x g_z xz}{r^5} \\ -3 \frac{g_x g_y xy}{r^5} & g_y^2 \frac{r^2 - 3y^2}{r^5} & -3 \frac{g_y g_z yz}{r^5} \\ -3 \frac{g_x g_z xz}{r^5} & -3 \frac{g_y g_z yz}{r^5} & g_z^2 \frac{r^2 - 3z^2}{r^5} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $g = \{x = la, y = mb, z = nc/2\}$. Их вычисление производилось прямым суммированием по сфере радиусом 480 Å, что обеспечило погрешность результатов счета, не превышающую 0,3% при умеренных затратах машинного времени.

Согласно результатам расчета, минимальная энергия соответствует конфигурации 6AF и составляет $E_6 = -1,1246$ К. Ее собственный вектор определяет направление магнитных моментов вдоль оси c в соответствии с минимальным меж-ионным расстоянием в ячейке. Далее в порядке возрастания энергии следуют конфигурации 4AF и 5AF, для которых моменты также ориентированы в направлении оси c . При этом энергетические характеристики этих состояний различаются минимально: $E_4 - E_6 = 0,025$ К, $E_5 - E_6 = 0,024$ К.

Еще выше находятся конфигурации 7AF и 5AF, для которых моменты ориентированы вдоль оси b . Их энергии близки и превышают энергию основного состояния на $\sim 0,4$ К. И наконец, максимальной энергией обладают конфигурации 2AF и 8AF, для которых она превышает основную на $\sim 0,65$ К при ориентации моментов вдоль оси a .

Таким образом, основу магнитных структур, обладающих в этом соединении минимальной энергией, образуют ферромагнитные цепочки ионов Gd^{3+} , расположенные вдоль минимального расстояния c и ориентированные в этом направлении. Между собой цепочки сочетаются ферро- или антиферромагнитно, и расчетные разности энергий для этих структур являются мерой межцепочечной связи соответственно в направлениях a и b . В то же время структуры, составленные из антиферромагнитных цепочек, характеризуются в дипольном приближении для $CsGd(MoO_4)_2$ максимальной энергией.

Следует также отметить, что чисто ферромагнитная конфигурация 1FM обладает промежуточным значением энергии $E_1 = -1,099$ К при направлении магнитных моментов также вдоль оси c . При ее расчете учитывался размагничивающий фактор, изменяющий ее энергию на $\Delta E = 2/3\pi \mu_B^2 g^2 S^2 n_0$, что составляет $\Delta E = 0,318$ К при плотности ионов Gd^{3+} в $CsGd(MoO_4)_2$ $n_0 = 4,98 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$. Энергия этого состояния ниже, чем для конфигураций 3AF и 7AF с ориентацией моментов перпендику-

лярной «легкой» оси c . Поэтому в случае приложения в основном состоянии 6AF внешнего магнитного поля $H \parallel c$ можно ожидать метамагнитный характер перехода в ферромагнитную фазу, в процессе которого система минует спин-флоп состояние. Кристаллы $CsGd(MoO_4)_2$ обычно имеют вид тонких пластин, причем ось c находится в плоскости пластины, поэтому можно считать размагничивающий фактор равным нулю. Тогда поле перехода можно оценить из условия $H = 2k_B(E_1 - E_6)/g\mu_B S = 110$ Э. Как указывалось выше, на энергетической шкале к основному состоянию 6AF вплотную примыкают состояния 4AF и 5AF. В процессе магнитного упорядочения в различных частях объема образца могут реализоваться структуры, соответствующие этим состояниям, благодаря дополнительной энергии имеющихся в образце дефектов. Для этих структур также возможен аналогичный метамагнитный переход, однако энергетическая разность ΔE_{1-i} в этих случаях будет меньше, чем ΔE_{1-6} , что приведет к размытию начального участка кривой фазового перехода.

Магнитная теплоемкость $CsGd(MoO_4)_2$

Разложение свободной энергии по степеням $(1/k_B T)^n$ может дать довольно полную информацию о поведении магнитной системы в широком температурном диапазоне. Хотя расчет коэффициентов разложения требует использования трудоемкой диаграммной техники, для случаев модельных обменных систем метод высокотемпературных разложений использовался даже при анализе критического поведения вблизи температуры магнитного упорядочения (см., например, [11] и имеющиеся там ссылки). Для систем с преимущественно диполь-дипольным взаимодействием высокотемпературные разложения использовались для описания магнитной теплоемкости и магнитной восприимчивости ряда РЗ соединений при приближении к T_N [12,13]. При этом принято исходить из разложения функции распределения системы из N магнитных ионов со спином S в виде ряда по степеням температуры [10,14]:

$$Z_N = Sp \left[\exp(-H_D/k_B T) \right] = Sp(1) \left\{ 1 - \frac{1}{k_B T} sp(H_D) + \frac{1}{2!(k_B T)^2} sp(H_D^2) - \frac{1}{3!(k_B T)^3} sp(H_D^3) + \dots \right\}, \quad (6)$$

где $sp(H_D^n) = Sp(H_D^n)/Sp(1) = b_n$; $Sp(1) = (2S+1)^N$ — полное число состояний системы.

Поскольку теплоемкость в нулевом поле

$$C_M = -T \left(\frac{\partial^2 G}{\partial^2 T} \right)_{H=0}, \quad \sum_{ij} P_{ij}^{\alpha\beta} P_{ij}^{\alpha\beta},$$

а потенциал Гиббса

$$G(T) = -k_B T \ln Z_N,$$

теплоемкость может быть представлена в виде разложения по степеням 1/T:

$$\frac{C_M}{R} = \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n \frac{b_n}{(k_B T)^n}, \quad (7)$$

где R — газовая постоянная. Коэффициенты b_2, b_3 и b_4 для случая обменной системы с кубической решеткой и изотропным g -фактором рассчитывались в [14,15]. Величина b_2 для диполь-дипольного гамильтониана взаимодействий рассматривалась в [10]. Для ряда систем с доминирующими диполь-дипольными межионными взаимодействиями низкотемпературная теплоемкость при $T \rightarrow T_N$ описывалась с помощью b_2 и b_3 в [12,13]. В [16,17] представлен общий случай расчета коэффициентов b_n с помощью диаграммной техники.

В случае чисто диполь-дипольных взаимодействий с гамильтонианом (3) в $\text{Sp}(H_D^2)$ дают вклады только члены вида

а в формировании $\text{Sp}(H^3)$ участвуют члены

$$\sum_{ij,jk,ik} P_{ij}^{\alpha\beta} P_{jk}^{\alpha\beta} P_{ik}^{\alpha\beta}; \quad \sum_{ij} P_{ij}^{\alpha\beta} P_{ij}^{\alpha\beta} P_{ij}^{\alpha\beta}.$$

Конкретный вид выражений для $\text{Sp}(H_D^2)$ и $\text{Sp}(H_D^3)$, которые мы использовали для расчета магнитной теплоемкости CsGd(MoO₄)₂, приведен в [13]. Для изотропного g -фактора иона Gd³⁺ они выглядят как

$$\text{Sp}(H_D^2) = \frac{N \mu_B^4 g^4 S^2 (S+1)^2}{3} S_1,$$

$$\begin{aligned} \text{Sp}(H_D^3) &= \frac{N \mu_B^6 g^6 S^2 (S+1)^2}{3} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{2} S_4 + 3S(S+1) \left[-\frac{2}{9} S_5 + (S_7 + 2S_8 + S_9) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (S_{10} + 3S_{11} + 3S_{12} + S_{13}) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где S_n — решеточные суммы вида

$$\begin{aligned} S_1 &= \sum_j \frac{1}{r_{ij}^6}; \quad S_4 = \sum_j \frac{1}{r_{ij}^9}; \quad S_5 = \sum_{jk} \frac{1}{r_{ij}^3 r_{jk}^3 r_{ki}^3}; \quad S_7 = \sum_{jk} \frac{(x_{jk} x_{ki} + y_{jk} y_{ki})^2}{r_{ij}^3 r_{jk}^5 r_{ki}^5}; \\ S_8 &= \sum_{jk} \frac{(x_{jk} x_{ki} + y_{jk} y_{ki}) z_{jk} z_{ki}}{r_{ij}^3 r_{jk}^5 r_{ki}^5}; \quad S_9 = \sum_{jk} \frac{z_{jk}^2 z_{ki}^2}{r_{ij}^3 r_{jk}^5 r_{ki}^5}; \\ S_{10} &= \sum_{jk} \frac{(x_{ij} x_{jk} + y_{ij} y_{jk})(x_{jk} x_{ki} + y_{jk} y_{ki})(x_{ki} x_{ij} + y_{ki} y_{ij})}{r_{ij}^5 r_{jk}^5 r_{ki}^5}; \\ S_{11} &= \sum_{jk} \frac{(x_{ij} x_{jk} + y_{ij} y_{jk})(x_{jk} x_{ki} + y_{jk} y_{ki}) z_{ki} z_{ij}}{r_{ij}^5 r_{jk}^5 r_{ki}^5}; \quad S_{12} = \sum_{jk} \frac{(x_{ij} x_{jk} + y_{ij} y_{jk}) z_{jk} z_{ki} z_{ij}}{r_{ij}^5 r_{jk}^5 r_{ki}^5}; \\ S_{13} &= \sum_{jk} \frac{z_{ij}^2 z_{jk}^2 z_{ki}^2}{r_{ij}^2 r_{jk}^5 r_{ki}^5}. \end{aligned}$$

Рассчитанное с их помощью выражение для теплоемкости (7) выглядит как

$$C_M = \frac{0,3419}{T^2} - \frac{0,091}{T^3}. \quad (8)$$

На рис. 3 представлен вид низкотемпературного участка магнитной составляющей теплоемкости для парамагнитной фазы CsGd(MoO₄)₂. Он полу-

чен в [3–5] вычитанием из полной теплоемкости этого соединения C_{tot} решеточного вклада C_l и аномалии Шоттки C_{Sh} за счет расщепления основного состояния иона Gd³⁺ внутрикристаллическим полем $C_M = C_{\text{tot}} - C_l - C_{\text{Sh}}$.

Пунктирной линией показан результат расчета, выполненного в этих работах в рамках изинговской модели двумерного магнетика с сильно разли-

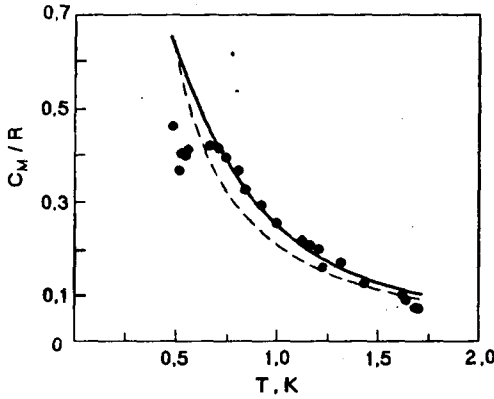


Рис. 3. Магнитная теплоемкость $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ выше температуры Нееля. Эксперимент [3–5] (●); расчет в модели Хонмуры [6] (---), с использованием выражения (8) (—).

чающимися обменными взаимодействиями в плоскости [6], т.е. системы слабо связанных ферромагнитных цепочек магнитных ионов. При этом предполагалось, что энергия внутрицепочечного обменного взаимодействия составляет $2J_1 = 1,12 \text{ K}$, а отношение $J_2/J_1 = 0,03$.

Сплошная линия представляет результат расчета C_M по выражению (8). В значительном температурном интервале 0,7–1,7 К обе расчетные кривые довольно хорошо совпадают с экспериментом. При $T < 0,7 \text{ K}$ кривая высокотемпературного разложения проходит выше экспериментальных значений теплоемкости, что может быть обусловлено как ограниченностью количества членов ряда разложения, так и влиянием остаточного обменного взаимодействия, которое не учитывалось в нашей модели. Тем не менее из проведенного сопоставления становятся понятными как микроскопическая природа использовавшихся в [3–5] феноменологических обменных параметров, так и причина столь резкой пространственной анизотропии обмена. Значение $2J_1$ совпадает с энергией основного состояния структуры $6AF$, которая, в свою очередь, обусловлена в основном диполь-дипольным взаимодействием ионов Gd^{3+} в цепочках, расположенных вдоль минимального межионного расстояния ячейки c . В энергию связи в перпендикулярном направлении $2J_2 = 0,0336 \text{ K}$ также основной вклад вносят диполь-дипольные взаимодействия, величина которых может быть оценена по разности энергий структур $6AF$ и $5AF$, что, как указывалось выше, составляет $(E_6 - E_5)/k_B = 0,024 \text{ K}$. Таким образом, существенная пространственная анизотропия межионных связей в $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ определяется диполь-дипольным характером межионных взаимодействий в этой системе.

Магнитная восприимчивость $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$

Для расчета магнитной восприимчивости гамма-ильтониан (3) должен быть дополнен членом, учитывающим влияние внешнего магнитного поля H . При этом магнитная восприимчивость может быть представлена как

$$\chi = \lim_{H_D \rightarrow 0} \frac{k_B T}{H_D} \frac{\partial}{\partial H_D} \ln Z_N =$$

$$= \lim_{H_D \rightarrow 0} \frac{k_B}{H_D} \left(\frac{1}{2k_B^2 T} \frac{\partial}{\partial H} \text{Sp}(H_D^2) - \frac{1}{6k_B^3 T^2} \frac{\partial}{\partial H} \text{Sp}(H_D^3) + \dots \right) \quad (10)$$

Ограничиваясь членами, содержащими H_D^2 , получаем обычное выражение закона Кюри–Вейсса:

$$\chi^{\alpha\beta} = \frac{C_{\alpha\beta}}{T} + \frac{D_{\alpha\beta}}{T^2} + \dots = \frac{C_{\alpha\beta}}{T - \Theta^{\alpha\beta}}, \quad (11)$$

в котором константа Кюри

$$C_{\alpha\beta} = \frac{N}{3k_B} S(S+1) \mu_B^2 g_{\alpha\gamma} g_{\gamma\beta},$$

а постоянная Вейсса

$$\Theta^{\alpha\beta} = \frac{D_{\alpha\beta}}{C_{\alpha\beta}} \quad (12)$$

$$\text{при } D_{\alpha\beta} = \frac{N}{9k_B^2} [S(S+1)]^2 \mu_B^2 \sum_j P_{ij}^{\gamma\delta} g_i^{\alpha\gamma} g_j^{\beta\delta}.$$

Как упоминалось во введении, температурная зависимость магнитной восприимчивости $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ исследовалась в [3] при парамагнитном состоянии в диапазоне температур 1–12 К. Было установлено что для ориентаций внешнего поля $H \parallel a, b, c$ она хорошо описывается законом Кюри–Вейсса (11) с анизотропными значениями $\Theta^{\alpha\beta}$ от 0,4 К до –0,3 К. В то же время расчетные значения этих параметров, полученные по (12) в чисто дипольном приближении, составляют $\Theta^a = -0,38 \text{ K}$, $\Theta^b = 0,039 \text{ K}$, $\Theta^c = 0,33 \text{ K}$, что сравнимо с экспериментальными значениями.

Выводы

1. Исходя из диполь-дипольного характера спин-спиновых взаимодействий рассчитана магнитная структура $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$, которая должна реализоваться в магнитоупорядоченной фазе этого соединения. Она состоит из совокупности ферромагнитных цепочек ионов Gd^{3+} , расположенных по направлению c ячейки, магнитные моменты ионов цепочки ориентированы также в этом на-

правлении, а моменты соседних цепочек направлены им навстречу.

2. Слабая междоменная связь и сильная зависимость энергии системы от пространственной ориентации магнитных моментов позволяют рассматривать $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ как квазиодномерный изинговский магнетик, для которого характерно наличие метамгнитных фазовых переходов во внешнем магнитном поле.

3. Диполь-дипольный характер межионных взаимодействий в $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ подтверждается возможностью описания температурных зависимостей магнитной части теплоемкости и магнитной восприимчивости в рамках только этого приближения. При этом удовлетворительное количественное совпадение расчетных зависимостей с экспериментом удается получить при учете членов третьего порядка в разложении функции распределения системы по степеням температуры.

1. А. Г. Андерс, С. В. Волоцкий, О. Э. Зубков, *ФНТ* 20, 131 (1994).
2. А. Г. Андерс, С. В. Волоцкий, О. Э. Зубков, *ФНТ* 20, 137 (1994).
3. А. Фежер, П. Стефани, А. Орендачева, Э. Е. Андерс, С. В. Волоцкий, А. И. Звягин, С. В. Старцев, Е. Н. Хацько, А. С. Черный, *ФНТ* 14, 1304 (1988).
4. P. Stefanyl, A. Feher, A. Orendachova, E. E. Anders, and A. I. Zvyagin, *J. Phys. (France)* 50, 1297 (1989).
5. P. Stefanyl, A. Feher, A. Orendachova, E. E. Anders, and A. I. Zvyagin, *JMMM* 73, 129 (1988).
6. R. Nonmura, *Phys. Rev.* B30, 348 (1984).

7. В. А. Винокуров, П. В. Клевцов, *Кристаллография* 17, 127 (1972).
8. J. M. Luttinger and L. Tisza, *Phys. Rev.* 70, 954 (1946).
9. T. Niemeier, *Physica* 57, 281 (1972).
10. J. M. Daniels, *Proc. Phys. Soc. (London)* A66, 673 (1953).
11. Г. Стенли, *Фазовые переходы и критические явления*, Мир, Москва (1973).
12. E. Lagendijk, H. W. L. Bloie, and W. J. Huiskamp, *Physica* 61, 220 (1972).
13. S. Wong, S. T. Dembinski, and W. Opechowski, *Physica* 42, 565 (1969).
14. J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys.* 5, 322 (1937).
15. R. I. Joseph and J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys.* 32, 1573 (1960).
16. C. D. Marquart, *Proc. Phys. Soc. (London)* 92, 650 (1967).
17. P. H. E. Meijer and D. J. O'Keeffe, *Phys. Rev.* B1, 3786 (1970).

Dipole-dipole interaction in $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$

A. G. Anders, S. V. Volotskii, S. V. Startsev,
A. Fejer, and A. Orendacheva

The dipole-dipole interaction energy for a rare-earth subsystem of $\text{CsGd}(\text{MoO}_4)_2$ is estimated and the magnetic structure of its ground state is determined. Using a pure dipole approximation, the temperature dependences of magnetic susceptibility and magnetic heat capacity are calculated for a paramagnetic region. The calculated results are in satisfactory agreement with experimental data.