

PACS: 75.10.-b, 75.25.+z, 75.30.Et, 75.40.Mg

Л.В. Бережная<sup>1</sup>, Т.В. Краснякова<sup>2</sup>, И.В. Жихарев<sup>1,2</sup>, Г.Г. Левченко<sup>1</sup>

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТОГО МАГНЕТИКА $Cu_2(OH)_3(C_{10}H_{21}CO_2)mH_2O$

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

<sup>2</sup>Луганский национальный университет им. Тараса Шевченко  
ул. Оборонная, 2, г. Луганск, 91011, Украина

Статья поступила в редакцию 16 мая 2012 года

*Исследовано влияние высокого гидростатического давления на магнитные свойства слоистого гибридного соединения  $Cu_2(OH)_3(C_{10}H_{21}CO_2)mH_2O$  с расстоянием между магнитными слоями до 39 Å. Показано, что температура ферромагнитного упорядочения линейно понижается с увеличением давления. Путем измерений парамагнитной восприимчивости определены взаимодействия внутри и между слоями с использованием двух моделей обменного взаимодействия в слоях (гейзенберговского и изинговского). Рассчитаны дипольные взаимодействия между слоями и показано, что их величина согласуется с моделью изинговских взаимодействий в слоях, а понижение  $T_c$  под давлением вызвано уменьшением внутрислоистых взаимодействий. Показано, что для создания высокотемпературного ферромагнетизма в слоистых соединениях достаточно получить большие взаимодействия ионов в плоскостях даже при слабых взаимодействиях между ними.*

**Ключевые слова:** слоистые магнетики, ферромагнитное упорядочение, давление, магнитная восприимчивость, низкоразмерные структуры

### 1. Введение

В последнее время магнитные материалы с низкоразмерной структурой вызывают возрастающий интерес [1]. Среди низкоразмерных магнетиков перспективными материалами являются мультислоистые структуры с одиночными ферромагнитными слоями и обменным взаимодействием между ними [2–11]. Эти материалы позволяют получать высокотемпературное магнитное упорядочение с контролируемой температурой и магнитной анизотропией.

Другим путем получения низкоразмерных магнетиков является создание молекулярных или молекулярно-подобных магнитных материалов

типа мультислоистых [12–17]. В этом случае можно синтезировать материалы со слоями, включающими магнитные ионы, и межслоевым пространством, содержащим органические радикалы. В зависимости от расстояния между слоями можно получить обменное или чисто дипольное взаимодействие между ними [18–20]. Поэтому важное значение приобретает изучение природы магнитного упорядочения – антиферромагнитного или ферромагнитного – в слоистых материалах. Для такого экспериментального исследования слоистые соединения с общей формулой  $M_2(OH)_3(X)mH_2O$  (где  $M$  – Ni, Cu, Co;  $X$  –  $NO_3$ , Cl,  $CH_3COO$ ) можно рассматривать как модельные системы [12–15]. Исходное соединение  $M_2(OH)_4$  состоит из  $2D$ -треугольников, образованных ионами двухвалентного металла, которые находятся в октаэдрическом окружении шести лигандов OH. Расстояние между слоями 4.6 Å. Гидроксидные нитраты и  $n$ -алкил-карбоксилаты получают замещением OH на  $NO_3$  или  $CH_3COO$ . Замещение OH на  $n$ -алкил-карбоксилаты дает возможность увеличить расстояние между слоями до 40 Å. Магнитные свойства этих соединений весьма интересны. Например,  $Cu_2(OH)_3(C_nH_{2n+1}CO_2)mH_2O$  существует в виде двух структурных полиморфов  $\alpha$  и  $\beta$  с различными структурными конфигурациями.  $\beta$ -полиморф упорядочен ферромагнитно,  $\alpha$  – антиферромагнитно. Дальний ферромагнитный порядок наблюдается даже при очень больших расстояниях между слоями (вплоть до 40 Å для  $n = 12$ ), а температура упорядочения  $T_c$  находится в пределах от 20 до 15 К для  $n$ , изменяющегося от 7 до 12 [14].

Особый интерес представляет изучение влияния гидростатического давления на магнитные свойства этих соединений, которое заключается в плавном сокращении расстояния между слоями под давлением. Это позволяет изучать изменение спин-спиновых взаимодействий внутри слоя и между слоями при изменении расстояний между слоями и влияние давления на характер магнитного упорядочения и поведение температуры перехода.

В настоящей работе представлены результаты исследования воздействия давления до 10 kbar на магнитные свойства слоистого магнетика  $Cu_2(OH)_3(C_{10}H_{21}CO_2)mH_2O$  и проанализировано влияние кристаллической симметрии и связей в слоях и между ними на характер магнитного упорядочения в слоистых соединениях. Особое внимание уделено изучению влияния диполь-дипольных взаимодействий на характер магнитного упорядочения в слоистых соединениях.

## 2. Эксперимент

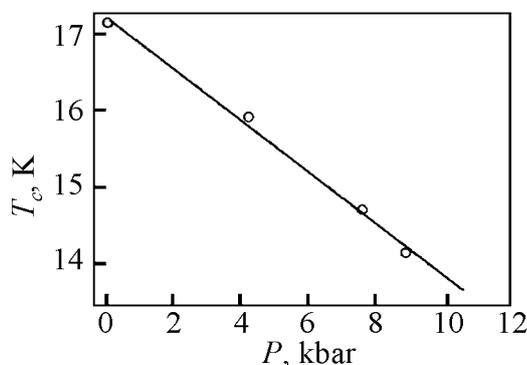
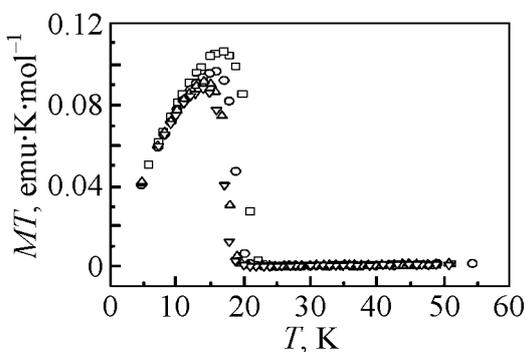
Слоистое соединение двухвалентной меди  $Cu_2(OH)_3(C_{10}H_{21}CO_2)mH_2O$  было синтезировано по методике, описанной ранее [14,19], которая, по сути, есть реакция обмена для порошка ацетата гидроксида меди и соответствующих натриевых солей в воде. С точки зрения структуры в этих соединениях

ионы двухвалентной меди образуют  $2D$ -треугольники. Анионы ацетата располагаются между слоями. Расстояние между слоями определяется выражением  $d = 2.54n\cos\alpha + 14.2$  (где  $\alpha = 35^\circ$  – угол наклона по отношению нормали к плоскости) и составляет для данного соединения  $39 \text{ \AA}$ .

Температурные зависимости намагниченности под давлением в магнитных полях 0.6 и 500 Ое для соединения  $\text{Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  измеряли на магнитометре Foner PAR 151 в интервале температур 4–150 К. Измерения проводили при фиксированных давлениях с использованием камеры высокого давления оригинальной конструкции [21,22]. В качестве среды, передающей давление, применяли силиконовое масло. Камера имеет следующие характеристики: вес 8 г, диапазон давлений  $0 < P < 13 \text{ kbar}$ , точность измерения давления  $\sim 0.25 \text{ kbar}$ , негидростатичность меньше 0.5 kbar, размеры цилиндрического образца 1 mm в диаметре и 5–7 mm в длину. Давление калибровали по температуре перехода сверхпроводящего олова чистоты 0.9999.

Результаты измерений в виде температурной зависимости произведения намагниченности и температуры  $MT$  при фиксированных давлениях приведены на рис. 1.

При температурах ниже 20 К максимум  $MT$  определяет  $3D$ -ферромагнитное упорядочение. Температура ферромагнитного упорядочения, определяемая как температура максимума  $MT$ , понижается с возрастанием давления. На рис. 2 хорошо видна линейная зависимость температуры перехода от давления.



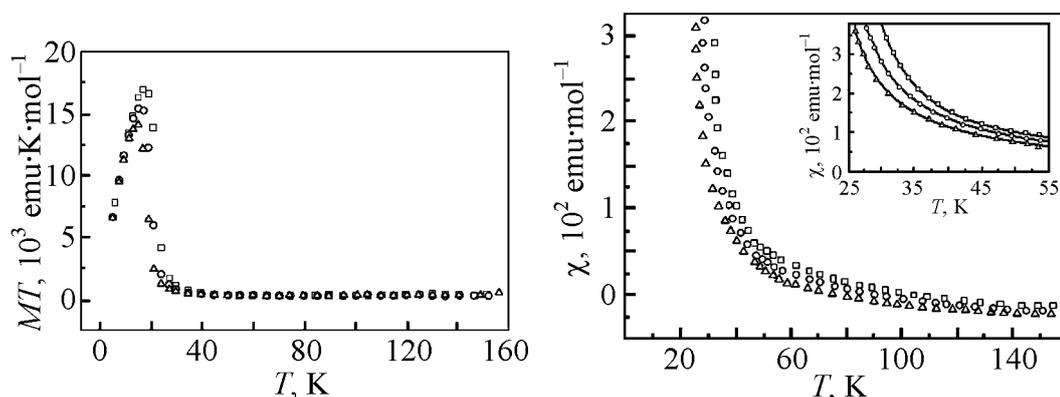
**Рис. 1.** Температурные зависимости  $MT$  для  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  во внешнем поле  $H = 0.6 \text{ Ое}$  при различных фиксированных давлениях  $P$ , kbar:  $\square$  – 0,  $\circ$  – 4.2,  $\triangle$  – 7.6,  $\nabla$  – 8.9

**Рис. 2.** Зависимости температуры упорядочения от давления для  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$

Для выяснения характера влияния давления на спиновые взаимодействия мы провели измерения намагниченности в парамагнитной температурной области в магнитном поле 500 Ое. Результаты этих измерений приведены на рис. 3 как функция  $MT$  от температуры для трех значений давления. Видно,

что намагниченность в парамагнитной области очень мала и резко возрастает только вблизи  $T_c$ .

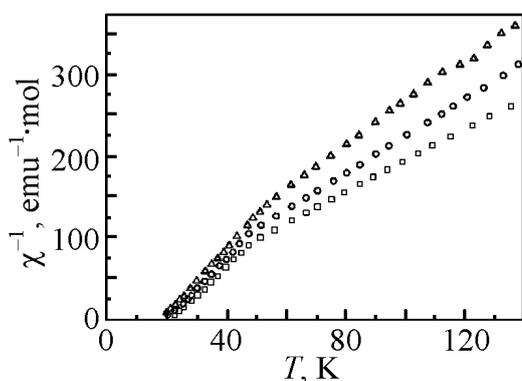
На рис. 4 представлена температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi$ , определенной как частное от деления намагниченности на измерительное магнитное поле  $\chi = M/H$ , при температуре выше 25 К. Видно, что с понижением температуры восприимчивость возрастает во всей области температур, а с повышением давления – уменьшается.



**Рис. 3.** Температурная зависимость  $MT$  для  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  во внешнем поле  $H = 500$  Ое при различных фиксированных давлениях  $P$ , кбар:  $\square$  – 0,  $\circ$  – 5,  $\triangle$  – 10

**Рис. 4.** Температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi = M/H$  для  $\text{Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO})m\text{H}_2\text{O}$  во внешнем поле  $H = 500$  Ое при различных фиксированных давлениях  $P$ , кбар:  $\square$  – 0,  $\circ$  – 5,  $\triangle$  – 10. На вставке показана подгонка экспериментальной зависимости  $\chi(T)$  в модели Изинга

Зависимость обратной магнитной восприимчивости от температуры при различных давлениях показана на рис. 5. Из рисунка отчетливо видно, что при температуре выше 60 К восприимчивость подчиняется закону Кюри, а при температуре ниже 60 К начинают проявляться межслоевые взаимодействия. Величины парамагнитной температуры Кюри  $\theta$ , определенные из анализа обратной восприимчивости при  $25 < T < 60$  К, представлены в таблице.



**Рис. 5.** Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости  $\chi^{-1}$  для  $\text{Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  во внешнем поле  $H = 500$  Ое при различных фиксированных давлениях  $P$ , кбар:  $\square$  – 0,  $\circ$  – 5,  $\triangle$  – 10

Таблица

Значения параметров  $T_c$ ,  $g$ ,  $J$  и  $J_{int}$  для гейзенберговского и изинговского обмена внутри слоя, а также парамагнитной температуры Кюри  $\theta$  для  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)\text{mH}_2\text{O}$

$P$ , kbar	$T_c$ , К	Параметры для моделей						$\theta$ , К
		Гейзенберга			Изинга			
		$g$	$J$ , К	$J_{int}$ , К	$g$	$J$ , К	$J_{int}$ , К	
0	17.5	1.9	26.0	1.0	2.0	20.0	0.36	20.9
5	16.0	2.0	23.6	1.0	2.1	17.6	0.5	19.6
10	14.3	1.9	22.2	1.0	2.1	16.4	0.5	18.2

*Примечание.* Параметры получены подгонкой экспериментальных данных по магнитной восприимчивости с использованием высокотемпературного разложения и выражения (6).

### 3. Анализ и обсуждение

Для выяснения роли взаимодействий внутри и между магнитными слоями мы провели анализ магнитной восприимчивости в парамагнитном температурном интервале (рис. 4). Ранее в [15] для описания магнитного упорядочения в слоистых системах использовалась модель изотропного гейзенберговского магнитного обмена в слоях с диполь-дипольным взаимодействием между ними. Однако для чисто гейзенберговских взаимодействий магнитное упорядочение двумерных слоев невозможно, так как оно предполагает наличие анизотропии в слое. Действительно, аппроксимация температурной зависимости намагниченности выражением  $M = M_0 \left[1 - \frac{T}{T_c}\right]^\gamma$  при

$T < T_c$  дает значение критического индекса  $\gamma = 0.2-0.25$ , которое ближе к значению, получаемому из модели Изинга, чем к значению из модели Гейзенберга. С другой стороны, ион меди является изотропным магнитным ионом с преимущественно гейзенберговским обменом. Из измерений намагниченности при температурах ниже  $T_c$  трудно определить, какие взаимодействия (гейзенберговские или изинговские) играют главную роль. В этом случае для описания магнитных взаимодействий внутри слоев лучше применить обе модели и сравнить результаты. Такое сравнение поможет определить преимущества одной из моделей.

Поскольку магнитное упорядочение наблюдается при расстояниях между слоями вплоть до 40 Å, можно предположить, что взаимодействия между слоями имеют дипольную природу, как это указывалось в [23]. Гамильтониан такой системы имеет вид

$$H = H_{intra} + \sum_{l,m} \frac{(\mu_b g)^2}{r_{lm}^3} \left( 1 - 3 \frac{(\mathbf{r}_{lm}^S l)(\mathbf{r}_{lm}^S m)}{r_{lm}^2} \right), \quad (1)$$

где  $H_{\text{intra}}$  – обменные взаимодействия внутри слоя;  $g$  – фактор Ланде;  $\mu_b$  – магнетон Бора;  $\mathbf{r}_{lm}$  – вектор, связывающий  $l$ -й и  $m$ -й ионы;  $s_l, s_m$  –  $l$ -й и  $m$ -й спины. Суммирование по  $l$  и  $m$  охватывает все ионы системы.

Для гейзенберговского обмена

$$H_{\text{intra}} = -J_H \sum_k \sum_{i,j} s_{ik} s_{jk}, \quad (2)$$

где  $J_H$  – обменный параметр для гейзенберговских взаимодействий внутри слоя;  $i, j$  охватывают все ионы в слое; суммирование по  $k$  охватывает все слои.

Для изинговского обмена

$$H_{\text{intra}} = -J_I \sum_k \sum_{i,j} s_{ik}^z s_{jk}^z, \quad (3)$$

где  $J_I$  – обменный параметр для модели Изинга;  $s_{ik}^z, s_{jk}^z$  –  $z$ -е компоненты спинов.

На первом этапе мы определили восприимчивость внутри слоя, используя высокотемпературное разложение для треугольной решетки. Для модели Гейзенберга [24]:

$$\chi_0 = \frac{N_A \mu_b^2 g^2 s(s+1)}{3kT} \left( 1 + \sum_{n \geq 1} a_n \left( \frac{J_H}{T} \right)^n \right), \quad (4)$$

где  $s$  – значение спина,  $N_A$  – число Авогадро,  $k$  – постоянная Больцмана.

Для изинговской модели [24]:

$$\chi_0 = \frac{N_A \mu_b^2 g^2 s(s+1)}{3kT} \left( 1 + \sum a_n w^n \right), \quad (5)$$

где  $w = \text{th} \left( \frac{J_I}{kT} \right)$ .

На втором этапе мы ввели влияние межслоевых взаимодействий в приближении молекулярного поля. Выражение для восприимчивости можно записать следующим образом [25]:

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - \frac{2zJ_{\text{int}}}{N_A g^2 \mu_b^2} \chi_0}, \quad (6)$$

где  $\chi_0$  –  $\chi_{0H}$  или  $\chi_{0I}$  соответственно для гейзенберговской и изинговской моделей;  $z$  – число ближайших соседей;  $J_{\text{int}}$  – межслоевое взаимодействие.

Экспериментальные данные для  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  при температурах  $25 \leq T \leq 55$  К аппроксимировались выражением (6). Аппроксимация для изинговской модели представлена на вставке рис. 4.

Значения параметров  $g$ ,  $J$ ,  $J_{\text{int}}$  для обеих моделей найдены при трех фиксированных значениях давления и приведены в таблице.

Несмотря на то, что мы использовали довольно грубое приближение молекулярного поля, тем не менее можно сделать несколько выводов. Из приведенных результатов видно, что обменные взаимодействия внутри слоя для гейзенберговской модели больше, чем для изинговской, и энергия взаимодействия в обеих моделях больше, чем ферромагнитная критическая температура. Эти два факта хорошо согласуются с существующими представлениями о флуктуациях в системах с малыми и сильными анизотропными взаимодействиями. В обоих случаях межслоевые взаимодействия очень малы. С увеличением давления внутрислоевые взаимодействия уменьшаются в обоих случаях, как и величины температуры перехода, а взаимодействия между слоями практически не изменяются.

Из этих расчетов можно заключить, что изинговская модель дает более близкое значение внутрислоевых взаимодействий к параметру  $\theta$  и что в обоих случаях зависимость  $T_c$  от давления обусловлена изменением внутрислоевых взаимодействий.

Также из вышеизложенного анализа вытекает, что с уменьшением анизотропии в слоях требуется более сильное взаимодействие в них, чтобы получить ту же температуру упорядочения.

Для проверки нашего предположения о чисто дипольном типе взаимодействий между слоями мы рассчитали диполь-дипольные взаимодействия согласно второй сумме гамильтониана (1) и сравнили с взаимодействием между слоями (6). Выражение, связывающее параметр среднего поля  $J_{\text{int}}$  и диполь-дипольное взаимодействие для  $s = 1/2$ , следующее [26]:

$$J_{\text{int}} = \frac{\mu_b^2 g^2}{N_A z k} \sum_{l,m,\alpha,\beta} \frac{1}{r_{lm}^3} - \frac{3r_{lm}^\alpha r_{lm}^\beta}{r_{lm}^5}, \quad (7)$$

где  $r_{lm}^\alpha$  –  $\alpha$ -компонента  $\mathbf{r}_{lm}$ .

Сумма (7) была рассчитана при атмосферном давлении для сфер диаметром от 200 до 400 Å. Параметр молекулярного поля  $J_{\text{int}}$  асимптотически изменяется от 0.44 до 0.295 К. Второе значение хорошо совпадает с параметром межслоевого взаимодействия в изинговской модели при атмосферном давлении (таблица).

Для гейзенберговской модели значение  $J_{\text{int}}$  больше, чем диполь-дипольный параметр. Отсюда можно сделать вывод, что взаимодействия между слоями в соединении  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)_m\text{H}_2\text{O}$  являются чисто диполь-дипольными взаимодействиями в изинговской модели, а для обеспечения  $3d$ -ферромагнитного упорядочения в гейзенберговской модели должен присутствовать некий обмен между слоями.

Наблюдаемое уменьшение температуры перехода под давлением не является общей закономерностью. Под давлением расстояния между магнитны-

ми ионами уменьшаются, и можно ожидать возрастания температуры перехода. Как видно из таблицы, понижение температуры перехода сопровождается уменьшением внутрислоевых взаимодействий. Такое возможно за счет либо изменения углов обмена, либо конкуренции взаимодействий разных знаков внутри слоя. Весьма вероятно, что уменьшение взаимодействий под давлением вызвано изменением углов обмена, но для подтверждения этого требуются дополнительные рентгеноструктурные исследования.

Общий вывод при изучении влияния давления на магнитные свойства  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  состоит в том, что температура перехода понижается под давлением, что обусловлено уменьшением внутрислоевых взаимодействий. В то же время небольшие изменения расстояния между слоями существенно не влияют на взаимодействия между ними, которые имеют дипольный характер.

Для получения высокотемпературных ферромагнитно-упорядоченных систем достаточно образовать слоистую структуру с большими, желательно анизотропными, взаимодействиями внутри слоев. При этом можно иметь слабые взаимодействия между слоями.

1. *S.J. Blundell and F.L. Pratt*, J. Phys.: Condens. Matter **16**, R771 (2004).
2. *K. Baberschke*, Phys. Status Solidi **B236**, 233 (2003).
3. *K. Eftimova, A.M. Blixt, B. Hjörvarsson, and P. Svedlindh*, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 12575 (2002).
4. *O. Eriksson, L. Bergqvist, E. Holmström, A. Bergman, O. LeBacq, S. Frota-Pessoa, B. Hjörvarsson, and L. Nordström*, J. Phys.: Condens. Matter **15**, 599 (2003).
5. *M. Marcellini, M. Pärnaste, B. Hjörvarsson, G. Nowak, and H. Zabel*, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 1214 (2009).
6. *S. Schwieger and W. Nolting*, Phys. Rev. **B69**, 224413 (2004).
7. *S. Schwieger, J. Kienert, and W. Nolting*, Phys. Rev. **B71**, 17 (2005).
8. *L. Bergqvist and O. Eriksson*, J. Phys.: Condens. Matter **18**, 4853 (2006).
9. *P. Sengupta, A.W. Sandvik, and R.P. Singh*, Phys. Rev. **B68**, 944231 (2003).
10. *A. Liebig, P.T. Korelis, M. Ahlberg, and B. Hjörvarsson*, Phys. Rev. **B84**, 024430 (2011).
11. *M. Ahlberg, M. Marcellini, A. Taroni, G. Andersson, M. Wolff, and B. Hjörvarsson*, Phys. Rev. **B81**, 214429 (2010).
12. *E. Coronado, J.R. Galán-Mascarós, and C. Martí-Gastaldo*, CrystEngComm **11**, 2143 (2009).
13. *E. Coronado, C. Martí-Gastaldo, and S. Tatay*, Appl. Surface Science **254**, 225 (2007).
14. *S. Takeda, G. Maruta, K. Terasawa, N. Fukuda, and K. Yamaguchi*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **335**, 11 (1999).
15. *M. Drillon, P. Panissod, P. Rabu, J. Souletie, V. Ksenofontov, and P. Gutlich*, Phys. Rev. **B65**, 104404 (2002).
16. *F. Pointillart, T. Cauchy, O. Maury, Y. Le Gal, S. Golhen, O. Cador, and L. Ouahab*, Chem. Eur. J. **16**, 11926 (2010).

17. *M. Rancan, F. Sedona, M. Di Marino, L. Armelao, and M. Sambì*, Chem. Commun. **47**, 5744 (2011).
18. *M. Kurmoo, P. Day, A. Derory, C. Estournes, R. Poinso, M.J. Stead, and C. Kepert*, J. Solid State Chem. **145**, 452 (1999).
19. *P. Rabu, S. Rouba, V. Laget, C. Hornick, and M. Drillon*, Chem. Commun. 1107 (1996).
20. *G. Fujita and K Awaga*, Inorg. Chem. **35**, 1915 (1996).
21. *В.П. Дьяконов, Г.Г. Левченко*, ПТЭ № 5, 236 (1983).
22. *M. Baran, G.G. Levchenko, V.P. Dyakonov, and G. Shymchak*, Phys. **C241**, 383 (1995).
23. *M. Drillon and P. Panissod*, J. Magn. Magn. Mater. **188**, 93 (1998).
24. *L.J. Jongh and A.R. Miedema*, Adv. Phys. **23**, 1 (1974).
25. *R.L. Carlin*, Magnetochemistry, Springer Verlag, Berlin (1986).
26. *J.M. Daniels*, Proc. Phys. Soc. **66**, 673 (1953).

*Л.В. Бережна, Т.В. Краснякова, І.В. Жихарев, Г.Г. Левченко*

## ВПЛИВ ТИСКУ НА МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ ШАРУВАТОГО МАГНЕТИКА $\text{Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$

Досліджено вплив високого гідростатичного тиску на магнітні властивості шаруватої гібридної сполуки  $\text{Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  з відстанню між магнітними шарами до 39 Å. Показано, що температура феромагнітного упорядкування лінійно знижується зі збільшенням тиску. Шляхом вимірів сприйнятливості в парамагнітній області визначено взаємодії всередині й між шарами з використанням квантової моделі Гейзенберга і моделі обмінної взаємодії Ізінга в шарах і дипольної взаємодії між шарами. Розраховано дипольні взаємодії й показано, що їх значення узгоджуються з моделлю ізінгових взаємодій у шарах, а зниження  $T_c$  під тиском викликано зменшенням внутрішньоплощинних взаємодій. Показано, що для отримання високотемпературного феромагнетизму в шаруватих сполуках достатньо досягти великих внутрішньоплощинних взаємодій іонів у площинах і слабких дипольних взаємодій між площинами.

**Ключові слова:** шаруваті магнетики, феромагнітне упорядкування, тиск, магнітна сприйнятливість, низькорозмірні структури

*L.V. Berezhnaya, T.V. Krasnyakova, I.V. Zhikharev, G.G. Levchenko*

## PRESSURE EFFECT ON THE MAGNETIC PROPERTIES OF THE $\text{Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$ LAYERED MAGNETIC

High hydrostatic pressure effect on the magnetic properties of the layered hybrid compound  $\text{Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  with the distance of 39 Å between magnetic layers is studied. It is shown that the temperature of the ferromagnetic ordering decreases linearly with pressure increase. From measurements of susceptibility in paramagnetic region with using both quantum Heisenberg and Ising exchange coupling models in layers

and dipole interaction between the layers, the in- and interlayer interactions are deduced. The dipole interactions between the layers are calculated and it is shown that they coincide with the model of Ising interactions in layers. The value and decrease of  $T_c$  under pressure are mainly driven by the value and decrease of the in-plane interactions. As a conclusion is suggested that for designing the high temperature ferromagnetism in layered compounds, it is enough to have large in-plane interactions of ions in layers even with weak dipole interactions between layers.

**Keywords:** layered magnetics, ferromagnetic ordering, pressure, magnetic susceptibility, low-dimensional structures

**Fig. 1.** Temperature dependence of  $MT$  for  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  under different fixed pressures (applied field  $H = 0.6$  Oe)  $P$ , kbar:  $\square - 0$ ,  $\circ - 4.2$ ,  $\Delta - 7.6$ ,  $\nabla - 8.9$

**Fig. 2.** Pressure dependence of the ordering temperature of  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$

**Fig. 3.** Temperature dependence of  $MT$  for  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  under different fixed pressures (applied field 500 Oe)

**Fig. 4.** Temperature dependence of the magnetic susceptibility  $\chi = M/H$  for  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  at different fixed pressures  $P$ , kbar:  $\square - 0$ ,  $\circ - 5$ ,  $\Delta - 10$ . Applied field  $H = 500$  Oe. The insert shows the fitting of experimental behaviour of  $\chi(T)$  by expression (6) for Ising model

**Fig. 5.** Temperature dependence of the inverse magnetic susceptibility  $\chi^{-1}$  for  $\beta\text{-Cu}_2(\text{OH})_3(\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2)m\text{H}_2\text{O}$  at different fixed pressures  $P$ , kbar:  $\square - 0$ ,  $\circ - 5$ ,  $\Delta - 10$ . Applied field = 500 Oe