

PACS: 75.10.-b, 75.25.+z, 75.30.Gw, 75.40.Cx, 75.50.Ee

А.В. Журавлев, А.И. Пузыня

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ СЛАБЫЙ
ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В РОМБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ
(C₂H₅NH₃)₂CuCl₄

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: zhuravlev@mail.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2007 года

Исследованы полевые и угловые зависимости магнитной восприимчивости (C₂H₅NH₃)₂CuCl₄ при гидростатических давлениях до 1.0 GPa. Показано, что появление слабого ферромагнетизма связано с изменением основного состояния антиферромагнетика под воздействием гидростатического давления.

1. Введение

Слоистые комплексные соединения алкиламиновой группы на основе хлорида меди (C_nH_{2n+1}NH₃)₂CuCl₄ (n = 1–10) при низких температурах являются квазидвумерными магнетиками с колоссальным преобладанием внутривузельного обменного взаимодействия над межвузельным [1–3]. Уникальное сочетание характеристик соединений (C_nH_{2n+1}NH₃)₂CuCl₄, а также возможность управлять их магнитными характеристиками путем замещения органических радикалов позволяют считать их природными аналогами широко исследуемых в настоящее время синтетических антиферромагнетиков (synthetic antiferromagnets) [4].

Объект экспериментального изучения данной работы – соединение (C₂H₅NH₃)₂CuCl₄ (тетрахлоркупроат этиламмония) – может считаться модельным антиферромагнетиком с взаимодействием Дзялошинского (ВД) (температура Нееля T_N = 10.2 К, пространственная группа D_{2h}¹⁵, эффективные поля внутри- и межвузельного обменных взаимодействий – соответственно 510 кОе и 800 Ое [3,5 и библиография в них]). В течение ряда последних лет исследования этого антиферромагнетика связаны с рядом новых эффектов и фазовых переходов. Предсказание внутренних локализованных наномасштабных мод спин-волнового резонанса [6] получило экспериментальное подтверждение при изучении именно (C₂H₅NH₃)₂CuCl₄ [7]. При

высоком всестороннем сжатии в этом кристалле обнаружен индуцированный давлением переход полупроводник–изолятор, сопровождающийся изменением структуры кристалла и природы магнитного упорядочения [8]. Установлен двухмасштабный характер эволюции магнитной системы антиферромагнетика в области спин-флоп перехода, что показано в экспериментальных исследованиях магнитной восприимчивости кристалла [9,10].

Тетрахлоркупроат этиламмония является антиферромагнетиком с ВД ($DM_0 = 119$ Ое [5], где D – константа ВД, M_0 – намагниченность одной подрешетки). В антиферромагнетиках, симметрия которых допускает наличие ВД, последнее связывает компоненты векторов намагниченности и антиферромагнетизма вдоль двух определенных осей. Для $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ – это направления \mathbf{b} и \mathbf{c} . Как следствие, при $D \neq 0$ векторы намагниченностей подрешеток эволюционируют в пространстве даже в тех случаях, когда при $D = 0$ они изменяются строго в плоскости [11].

В $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ наблюдается индуцированное давлением изменение основного состояния антиферромагнетика [12,13]. Показано, что направление легкого намагничивания при низких давлениях параллельно оси a кристалла (рис. 1,а) [3,5,12,13], при давлениях выше 0.6–0.7 GPa – ориентировано вдоль оси \mathbf{b} (рис. 1,б) [12,13]. Ориентация вектора антиферромагнетизма вдоль оси \mathbf{b} вызывает при наличии ВД появление слабого ферромагнетизма вдоль c -оси (переход типа Морина) уже в нулевом магнитном поле [12]. Такой переход впервые наблюдался в гематите при изменении температуры [11]. В экспериментальных исследованиях намагниченности и рассеяния нейтронов на монокристаллах $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ [14] обнаружено появление слабого ферромагнетизма вдоль направления \mathbf{c} при давлениях выше 0.7 GPa.

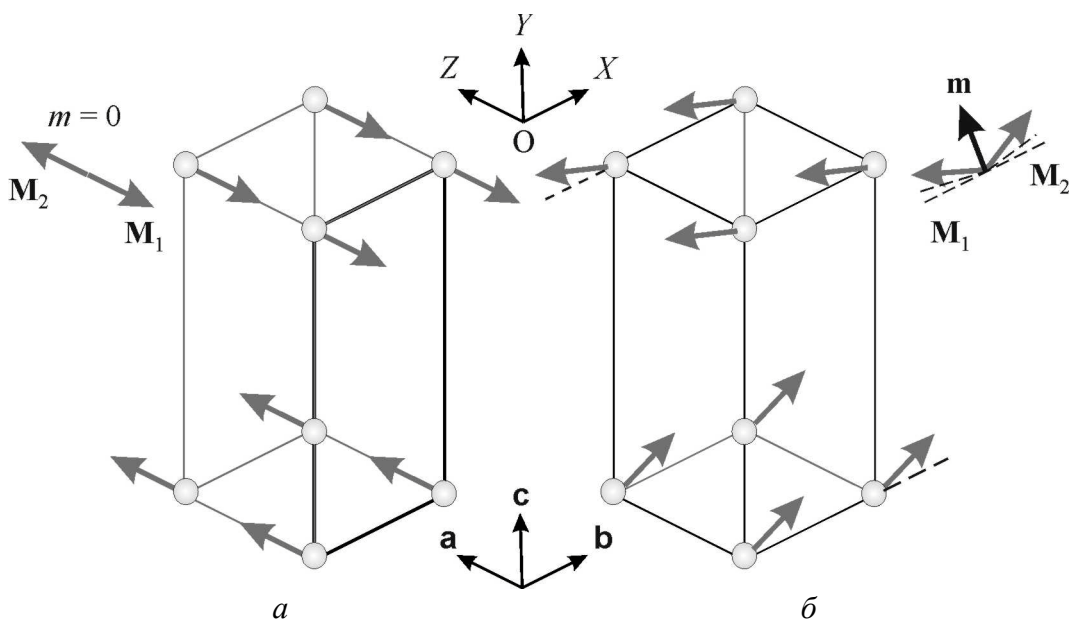


Рис. 1. Магнитные структуры $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$: а – $P < 0.6$ GPa, $m = 0$; б – $P > 0.7$ GPa, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$. Обозначены только ионы меди

При обсуждении результатов авторы [14] не анализируют влияние на магнитную систему антисимметричных взаимодействий (даже на качественном уровне) и не рассматривают возможность изменения характера анизотропии магнитной системы.

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное изучение основного состояния ромбического антиферромагнетика с ВД, а также особенностей его спиновой переориентации в условиях всестороннего сжатия. Задача более подробного, чем в [12,13], исследования эволюции спиновой системы под воздействием гидростатического давления возникла в связи с некоторым несоответствием в интерпретации результатов [12–14]. В рамках феноменологической теории с учетом анизотропии второго и четвертого порядков, а также ВД выражение для свободной энергии согласно [12] сведено к функционалу, корректно описывающему эволюцию основного состояния $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$. Экспериментальные исследования параллельной и перпендикулярной восприимчивостей в интервале давлений 0–1 ГПа позволили однозначно описать эволюцию магнитных моментов подрешеток под влиянием гидростатического давления до 1.0 ГПа в монокристаллах $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$.

2. Теоретическая часть

Для анализа магнитных свойств двухподрешеточного антиферромагнетика $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ в феноменологической теории в пренебрежении парапроцессом для плотности свободной энергии достаточно сохранить следующие члены [12]:

$$w/M_0^2 = 2J'm^2 + K_x l_x^2 + K'_x m_x^2 + K_y l_y^2 + K_{2x} l_x^4 + D(m_x l_y - m_y l_x) + D'(m_x l_y + m_y l_x) - 2\mathbf{H}\mathbf{m}, \quad (1)$$

где \mathbf{H} – напряженность магнитного поля; $\mathbf{m} = \frac{1}{2}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ – вектор суммарной намагниченности; $\mathbf{l} = \frac{1}{2}(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ – вектор антиферромагнетизма; $M_0 = |\mathbf{M}_i|$ – намагниченность насыщения (\mathbf{M}_i – намагниченность подрешеток, $i = 1, 2$); индексы z , x и y определяют проекции векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} на кристаллографические оси a , b и c ; J' – константа межподрешеточного обменного взаимодействия; K_x , K_y , K'_x и D' – константы анизотропии II порядка; K_{2x} – константа анизотропии IV порядка. В $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ на фоне слабой анизотропии в плоскости XOZ (ab) имеет место сильная анизотропия в плоскостях ZOY и XOY (a – ось легкого намагничивания, b – ось промежуточной анизотропии). Учитывая это, придем к обычному для данного класса магнетиков соотношению:

$$J' \gg K_x, K_y, K'_x, K_{2x}, D, D'.$$

В [12] выражение для свободной энергии магнитной системы сведено к эффективному функционалу для компонент вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} , анализ которого позволил определить возможные основные состояния. Из трех состояний с различной ориентацией вектора \mathbf{l} : $\mathbf{l} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{m} = 0$; $\mathbf{l} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$; и $\mathbf{l} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{b}$ первое состояние является чисто антиферромагнитным, а два остальных – слабоферромагнитными. Анализ энергии (1) [12] показывает, что основное состояние антиферромагнетика определяется единственной константой эффективной анизотропии

$$\kappa = K_x + K_{2x} - \frac{(D+D')^2}{2J' - K_x}. \quad (2)$$

Если $\kappa > 0$, легкой осью является направление \mathbf{a} , т.е. вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} параллелен \mathbf{a} , что в $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ наблюдается при $P = 0$ [3,12]. При значении магнитного поля, параллельного \mathbf{a} :

$$H_{sf} = M_0 \sqrt{J'\kappa} \quad (3)$$

происходит фазовый переход I рода в состояние с $\mathbf{l} \parallel \mathbf{b}$ – так называемый спин-флоп переход. При этом вследствие ориентации вектора антиферромагнетизма вдоль b появляется подкос магнитных моментов к оси c . В $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ в поле $\cong H_{sf}$ в спин-флоп фазе магнитные моменты подрешеток отклонены от плоскости ab на угол 5.37° [5], что дает суммарную намагниченность вдоль оси c около $0.1M_0$. С дальнейшим увеличением магнитного поля магнитные моменты подрешеток подгибаются к оси a , так что вектор \mathbf{l} укорачивается, а \mathbf{m} растет. В поле

$$\frac{H_{Ea}}{M_0} = J' - K'_x + \frac{(D+D')^2}{2J - K_x} \quad (4)$$

длина вектора \mathbf{l} достигает нулевого значения – происходит фазовый переход II рода в состояние с $\mathbf{l} = 0$, $|\mathbf{m}| = 1$, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{a}$ (так называемый спин-флип переход). Для магнитного поля, ориентированного вдоль \mathbf{b} , эволюция магнитных моментов подрешеток осуществляется иначе. С увеличением магнитного поля вектор \mathbf{l} , оставаясь перпендикулярным \mathbf{b} , плавно разворачивается в плоскости ac до тех пор, пока в поле

$$\frac{H_{Eb}}{M_0} = J' + K'_x - \frac{(D+D')^2}{K_y} \quad (5)$$

не достигнет ориентации, перпендикулярной изначальной. То есть происходит фазовый переход II рода в состояние с $\mathbf{l} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{m} = 1$, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{b}$.

В случае $\kappa < 0$ основным является слабоферромагнитное состояние антиферромагнетика. Эволюция такой системы в магнитном поле качественно отличается от предыдущего случая. При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ происходит плавная переориентация с уменьшением угла раствора магнитных моментов подрешеток

вплоть до их схлопывания в поле H_{E_a} . Спиновая переориентация (спин-флоп переход) теперь реализуется в магнитном поле, параллельном оси \mathbf{b} , и отсутствует при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Фазовый переход типа Морина сопровождается изменением знака константы анизотропии k [11]. При изначально положительной k коллинеарный антиферромагнетик ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{m} = 0$) переходит в слабый ферромагнетик ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$).

3. Эксперимент

Экспериментальные исследования дифференциальной магнитной восприимчивости проводили на трех образцах грубо эллипсоидальной формы размерами около $3 \times 3 \times 1$ mm. Для каждого давления при температуре 4.2 К исследованы полевые зависимости восприимчивости при различных ориентациях магнитного поля. Вектор \mathbf{H} отклонялся от оси OZ (a -ось) под различными углами ψ в интервале $0-90^\circ$ в плоскости XOZ (ab). Измерения проводили индукционным методом для двух диагональных компонент тензора восприимчивости χ на частоте 207 Hz при ориентации магнитного поля, изменяющейся в плоскости XOZ . Для исследований параллельной восприимчивости (χ_{zz} при $P = 0$) и модуляционная, и измерительная катушки ориентированы вдоль оси OZ , а для перпендикулярной – вдоль OX с точностью $\pm 0.3^\circ$. При нулевом давлении и температуре 4.2 К для максимума восприимчивости в окрестности спин-флоп перехода соотношение сигнал-шум в разных экспериментах изменялось от 50 до 100. Давление в автономной камере типа «цилиндр–поршень» измеряли по температуре сверхпроводящего перехода индия с погрешностью ± 0.02 GPa. Величину поля спин-переориентационного перехода H_{sf} определяли по положению максимумов на полевых зависимостях дифференциальной магнитной восприимчивости: $\chi_{ii}(H)$ ($i = x, z$) [3,10].

Характер и эволюция линий магнитных фазовых переходов II рода и при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ (4), и при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ (5) подробно исследованы ранее [12,13,15]. Для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ в окрестности $2JM_0$ происходит фазовый переход II рода из спин-флоп фазы в состояние с параллельной ориентацией моментов подрешеток, а для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ – в малоугловую конфигурацию (в последнем случае из-за ВД магнитные моменты подрешеток при $H > H_{E_b}$ стремятся к параллельной ориентации асимптотически с $H \rightarrow \infty$). С повышением давления H_{E_a} и H_{E_b} растут практически линейно во всем интервале (0–1.0 GPa) измерений [12,13,15].

При низких гидростатических давлениях в магнитном поле, параллельном оси a , в области 0–(~300) Oe наблюдается спин-переориентационный переход I рода (спин-флоп переход). Характер и особенности изменения магнитных моментов подрешеток в изменяющемся магнитном поле, отклоняющемся от оси легкого намагничивания к оси промежуточной анизотропии, в отсутствие давления исследованы экспериментально и теоретически [9,10]. Здесь и далее под измерениями в наклонном магнитном поле будет

подразумеваться именно такая геометрия эксперимента. Эволюция магнитной системы антиферромагнетика в наклонном поле в области фазового перехода имеет некоторые специфические особенности, более отчетливо проявляющиеся на полевых зависимостях перпендикулярной магнитной восприимчивости и менее отчетливо – для параллельной восприимчивости. При небольших разориентациях магнитного поля относительно оси легкого намагничивания ($\psi \ll \kappa$) зависимости $\chi_{zz}(H)$ и $\chi_{xx}(H)$ в области спиновой переориентации несколько отличаются, но в обоих случаях это – интенсивный пик с максимумом в поле спин-флоп перехода (H_{sf}) [3,5,10] (рис. 2,а, кривая 1). При увеличении отклонения \mathbf{H} от оси OZ пиковые значения восприимчивости уменьшаются, хотя характер эволюции полевых зависимостей качественно не изменяется (рис. 2,а, кривая 2). Дальнейшее изменение ориентации магнитного поля выводит антиферромагнетик за пределы угловой области существования фазового перехода I рода ($\psi > \kappa$). Для параллельной восприимчивости это не приводит к радикальному изменению вида полевых зависимостей, в то время как линии $\chi_{xx}(H)$ изменяются принципиально: исходные пики восприимчивости сменяют зависимости с двумя максимумами и минимумом в центре (рис. 2,а, кривая 4).

Угловая вариация зависимостей $\chi_{ii}(H)$ в наклонном поле с ростом степени гидростатического сжатия становится все более плавной. В интервале давлений 0.6–0.7 GPa изменение восприимчивости как по величине, так и по направлению поля на уровне указанных аппаратурных погрешностей отсутствует. Резкое уширение угловых зависимостей $\chi_{ii}(H)$ в области $P \rightarrow 0.6$ GPa свидетельствует о практически полной изотропии магнитной системы в плоскости XOZ [13].

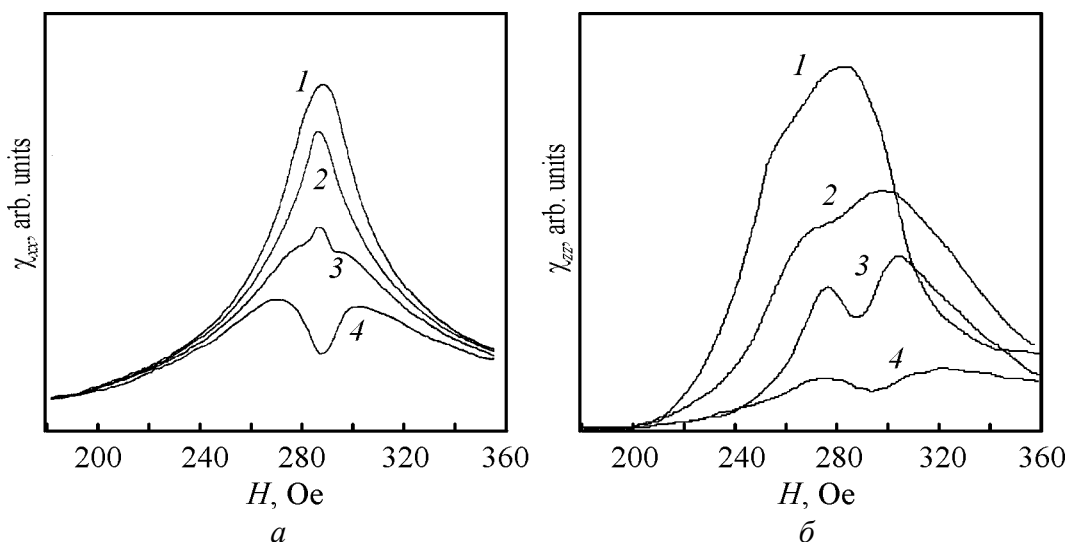


Рис. 2. Полевые зависимости компонент тензора магнитной восприимчивости $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ при $T = 4.2$ К, $P = 0$ (а) и $P = 1.0$ GPa (б). Угол отклонения магнитного поля от оси OZ (оси a кристалла) ψ , deg: а: 1 – 0, 2 – 2, 3 – 3, 4 – 4; б: 1 – 0, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 18

В области давлений выше 0.7 GPa на полевых и угловых зависимостях восприимчивости вновь появляются максимумы, но только лишь при ориентациях магнитного поля вблизи направления **b**. Для $P \cong 0.7$ GPa обнаруженные максимумы имеют очень низкую амплитуду и чрезвычайно уширены. С повышением давления вплоть до 1 GPa максимальные значения $\chi_{ii}(H)$ (**H** || **b**) растут, а их угловые зависимости в наклонном поле обостряются (рис. 2,б).

При **H** || **a** наблюдается монотонное, практически линейное изменение восприимчивости, что свидетельствует об отсутствии магнитных фазовых переходов вплоть до полей $\cong H_{E_i}$.

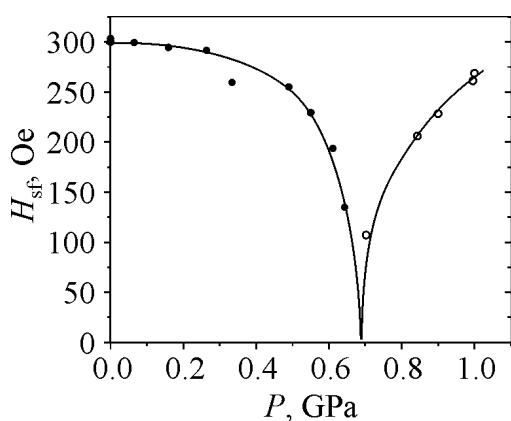


Рис. 3. P - H -диаграмма $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$:
● – поля фазовых переходов для **H** || **a**;
○ – **H** || **b**

С повышением давления точки магнитного фазового перехода опускаются вниз по полю при $P < 0.6$ GPa и поднимаются при $P > 0.7$ GPa (рис. 3). Давление, при котором достигается минимальное значение поля спиновой переориентации ($P_M = 0.65$ GPa – точка фазового перехода типа Морина [12,13]), ввиду чрезвычайного уширения экспериментальных зависимостей восприимчивости не представляется возможным определить с точностью ± 0.05 GPa. Нелинейность зависимости поля спиновой переориентации от давления в области $P \cong P_M$

(рис. 3) из-за близости к нулю эффективной анизотропии следует отнести к возрастанию роли анизотропии четвертого и более высоких порядков.

Отметим, что для $P < P_M$ восприимчивость χ_{zz} является параллельной, а χ_{xx} – перпендикулярной. При $P > P_M$ и ориентациях магнитного поля вблизи направления **b** зависимости $\chi_{zz}(H)$ (см. рис. 2,б) подобны изменениям $\chi_{xx}(H)$ в области спин-флоп перехода (**H** || **a**) при $P < P_M$ (рис. 2,а, более подробно см. [5,10]). Трансформация кривых $\chi_{zz}(H)$ в наклонном поле при $P > P_M$ однозначно соответствует эволюции перпендикулярной восприимчивости. Эквивалентность зависимостей $\chi_{zz}(H)$ при $P > P_M$, с одной стороны, и $\chi_{xx}(H)$ при $P < P_M$ – с другой, является дополнительным подтверждением изменения характера магнитной анизотропии в плоскости ab кристалла: направление легкого намагничивания становится осью промежуточной анизотропии и наоборот.

4. Обсуждение

Согласно формулам (4), (5) в величину полей переходов H_{E_a} и H_{E_b} основной вклад дает межподрешеточное обменное взаимодействие. Линейный в рамках экспериментальных погрешностей рост $H_{E_a}(P)$ и $H_{E_b}(P)$ свидетельст-

ует о практически линейной зависимости J' от давления [12,13]. Следовательно, уменьшение поля спин-флоп перехода при $P \rightarrow P_M$ как выше, так и ниже точки Морина (рис. 3) может быть связано только с уменьшением величины константы эффективной анизотропии k (3). Появление фазового перехода при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, $P > P_M$ и рост величины поля переориентации с повышением давления свидетельствуют о росте величины k после изменения ее знака. В целом эффективная анизотропия в интервале 0–1 GPa монотонно уменьшается с переходом через нуль при $P = P_M$. При $P > P_M$ направление легкого намагничивания реализуется вдоль \mathbf{b} (см. разд. 1), что вследствие влияния ВД вызывает появление слабого ферромагнетизма вдоль \mathbf{c} (см. рис. 1,б) [12,13].

В экспериментальных исследованиях намагниченности (рис. 4) и рассеяния нейтронов в $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ [14] получен ряд результатов: а) составляющая магнитного момента в плоскости ab уменьшается на $\cong 10\%$ по сравнению с нулевым давлением; б) магнитные моменты подрешеток ориентированы в плоскости ac (без уточнения ориентации в данной плоскости) при давлениях 1.4 и 2.5 GPa; в) величина ферромагнитного момента вдоль \mathbf{c} составляет $0.03M_0$ при $P = 0.81$ GPa и $0.1M_0$ при $P = 2.5$ GPa. К сожалению, в работе [14] не установлена величина составляющей магнитных моментов подрешеток вдоль осей a и b при давлениях более 0.7 GPa. При анализе экспериментальных данных авторы [14] не учитывают влияние взаимодействия Дзялошинского, играющего радикальную роль в формировании состояний в магнитных системах, допускающих антисимметричные взаимодействия. Данные по давлениям выше 0.7 GPa несколько фрагментарны (1.4 и 2.5 GPa). Тем не менее в целом результаты [14] согласуются с выводами [12,13,15] и данной работы.

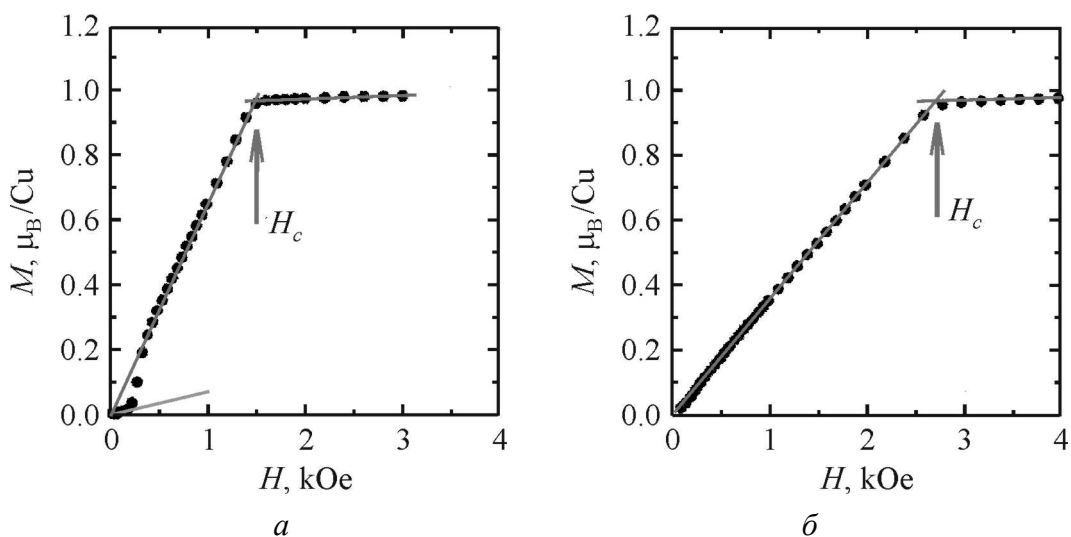


Рис. 4. Полевые зависимости удельной намагниченности в μ_B на ион Cu $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ при $T = 1.8$ К, приведенные в работе [14]: а – $P = 0.1$ МПа, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$; б – $P = 0.81$ GPa, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$

5. Выводы

Наличие фазового перехода типа Морина в окрестности давления $P_M = (0.65 \pm 0.05)$ GPa и перемещение в этой области направления легкого намагничивания с кристаллографической оси a на b доказывається:

во-первых, резким падением величины поля спин-флоп перехода по мере приближения гидростатического давления к окрестности 0.6–0.7 GPa при линейной зависимости полей переходов в коллинеарную и малоугловую фазы (4), (5), что может быть вызвано только уменьшением константы эффективной анизотропии и переходом ее через нулевое значение при $P = P_M$;

во-вторых, перекрестным соответствием полевых зависимостей компонент тензора магнитной восприимчивости – эволюция $\chi_{xx}(H)$ в наклонном магнитном поле при $P < P_M$ соответствует угловой вариации зависимостей $\chi_{zz}(H)$ при $P > P_M$.

Авторы выражают благодарность Ю.Г. Пашкевичу за полезные советы и плодотворные обсуждения.

1. N. Narita, I. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 4054 (1996).
2. V.B. Kapustianik, V.V. Bazhan, Y.M. Korchak, Phys. Status Solidi **B234**, 674 (2002).
3. L.I. de Jongh, W.D. van Amstel, A.R. Miedema, Physica **58**, 277 (1972).
4. T.M. Maffitt, J.K. DeBrosse, J.A. Gabric, E.T. Gow, M.C. Lamorey, J.S. Parenteau, D.R. Willmott, M.A. Wood, W.J. Gallagher, IBM J. Res. Dev. **50**, 25 (2006).
5. А.Н. Богданов, А.В. Журавлев, А.И. Пузыня, ФНТ **15**, 181 (1989).
6. R. Lai, A.J. Sievers, Phys. Rev. Lett. **81**, 1937 (1998).
7. U.T. Schwarz, L.Q. English, A.J. Sievers, Phys. Rev. Lett. **83**, 223 (1999).
8. H. Manaka, I. Yamada, M. Nishi et al., J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 1390 (2001).
9. A.N. Bogdanov, A.V. Zhuravlev, I.V. Zhikharev, U.K. Röβler, JMMM **290–291**, 768 (2005).
10. A.N. Bogdanov, A.V. Zhuravlev, U.K. Röβler, Phys. Rev. **B75**, 094425 (2007).
11. И.Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
12. А.Н. Богданов, А.И. Пузыня, В.Т. Телена, П.П. Шатский, ФНТ **12**, 648 (1986).
13. А.Н. Богданов, А.И. Пузыня, В.Т. Телена, П.П. Шатский, ФНТ **12**, 73 (1987).
14. H. Manaka, I. Yamada, M. Nishi, T. Goto, J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 241 (2001).
15. M. Chikamatsu, H. Yamazaki, K. Yamagata et al., J. Magn. Magn. Mater. **31**, 1191 (1983).

A.V. Zhuravlev, A.I. Puzynya

PRESSURE-INDUCED WEAK FERROMAGNETIC MOMENT IN THE RHOMBIC ANTIFERROMAGNET $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$

Field and angular dependences of $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ magnetic susceptibility at P under 1.0 GPa have been investigated. Weak ferromagnetism is shown to be due to changes in the ground state of the antiferromagnet under hydrostatic pressure effect.

Fig. 1. Magnetic structures of $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$: $a - P < 0.6$ GPa, $m = 0$, $\bar{b} - P > 0.7$ GPa, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$. Only copper ions are denoted

Fig. 2. Field dependences of components of the $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ magnetic susceptibility tensor for $T = 4.2$ K, $P = 0$ (a) and $P = 1.0$ GPa (\bar{b}). Angle of magnetic field deviation from axis OZ (the a -axis of the crystal) ψ , deg: a : 1 – 0, 2 – 2, 3 – 3, 4 – 4; \bar{b} : 1 – 0, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 18

Fig. 3. P – H diagram of $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$: \bullet – fields of phase transitions for $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$; \circ – $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$

Fig. 4. Field dependences of $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ specific magnetization in μ_B / Cu ion for $T = 1.8$ K [14]: $a - P = 0.1$ MPa, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$; $\bar{b} - P = 0.81$ GPa, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$