

УДК 537.635

© 1991

## ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО СЖАТИЯ НА ПОЛЕ СПИН-ФЛОП ПЕРЕХОДА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ДИГИДРАТА ХЛОРИДА МЕДИ

В. Н. Васюков, В. А. Галушко, В. П. Кульбацкий,  
Ю. В. Мелихов, В. Т. Телена

Проведено изучение влияния осевого давления на поле спин-флор перехода дигидрата хлорида меди. Осевое давление прикладывалось вдоль трех взаимно ортогональных осей второго порядка кристалл. Получены численные значения комбинаций тензора магнитострикции.

Деформации кристаллической решетки, возникающие при гидростатическом или одноосном сжатии образца, через магнитоупругое взаимодействие изменяют магнитные свойства антиферромагнетиков (АФМ). Теоретические исследования проявлений магнитоупругого взаимодействия в магнитных свойствах антиферромагнетиков представлены, например, в работах [1, 2]. Экспериментальное изучение влияния гидростатического давления на статические магнитные свойства дигидрата хлорида меди, проведенное в работах [3-5], позволило определить численные значения некоторых комбинаций магнитоупругих постоянных данного антиферромагнетика.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния одноосного сжатия на поле опрокидывания магнитных моментов подрешеток  $H_{SF}$  при фазовом переходе 1-го рода типа спин-флор в антиферромагнитном монокристалле дигидрата хлорида меди, получение экспериментальных значений новых комбинаций магнитоупругих постоянных.

Монокристаллы дигидрата хлорида меди относятся к классу ромбических бипирамидальных кристаллов с двумя формульными единицами в элементарной ячейке. Пространственная группа симметрии  $D_{2h}^7$ . Магнитные оси совпадают с кристаллическими. Кристаллическая ось  $a$  — ось легкого намагничивания АФМ,  $b$  — трудная ось,  $c$  — средняя. Дигидрат хлорида меди переходит в магнитоупорядоченное состояние при температуре  $T_N = 4.33$  К.

Образцы для исследований изготовлялись в виде цилиндров диаметром 3 и высотой 3—4 мм. Рабочие поверхности образцов обрабатывались на специальном притире для достижения плоскопараллельности оснований цилиндра. Плоскопараллельность рабочих плоскостей узла одноосного сжатия обеспечивалась специальной конструкцией поршня, передающего усилие на образец. Рабочая часть поршня изготовлялась в виде свободно вращающейся полусферы.

Для создания одноосного сжатия был изготовлен сильфонный пресс, аналогичный описанному в работе [6], позволяющий проводить исследования при низких температурах в комплексе со спектрометром ЯМР. Пресс позволяет получать давление на исследуемом образце до 1,0 кбар.

Гамильтониан, описывающий однородные колебания магнитных моментов подрешеток [7], представлен соотношением (1)

$$\mathcal{H}_0/M_0V = Am^2 + a_1m_x^2 + a_2m_y^2 + b_1l_x^2 + b_2l_y^2 - 2m_zH, \quad (1)$$

$a_1, a_2, b_1, b_2$  — параметры, описывающие анизотропию магнитных свойств;  $A$  — параметр, описывающий межподрешеточное обменное взаимодействие;  $l = (M_1 - M_2)/2M_0$ ;  $m = (M_+ + M_-)/2M_0$ ;  $M_0 = 2g_a\mu_B S/V_0$ ;  $M_1, M_2$  — намагниченности подрешеток;  $\mu_B$  — магнетон Бора;  $S = 1/2$ ;  $g_a$  — фактор спектроскопического расщепления, соответствующего направлению магнитного поля вдоль оси  $a$  кристалла;  $V_0$  — объем элементарной ячейки.

Магнитоупругое взаимодействие, характеризующее воздействие внешнего давления на магнитные свойства кристалла  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , согласно [7], можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{мт}}/M_0V = & \sum_{n=1}^3 \{ \lambda_n m^2 + \lambda_{1n} l_x^2 + \lambda_{2n} l_y^2 + \tilde{\lambda}_{1n} m_x^2 + \tilde{\lambda}_{2n} m_y^2 \} e_n + \\ & + 4 \{ \lambda_{66} l_x l_y + \tilde{\lambda}_{66} m_x m_y \} e_6 + 4 \{ \lambda_{55} l_x l_z + \tilde{\lambda}_{55} m_x m_y \} e_5 + \\ & + 4 \{ \lambda_{44} l_y l_z + \tilde{\lambda}_{44} m_y m_z \} e_4, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $e_n$  — элемент тензора деформации кристалла;  $\lambda_{mn}, \tilde{\lambda}_{mn}$  — параметры магнитоупругости в представлении Фойгта ( $xx=1, yy=2, zz=3, yz=4$ ,

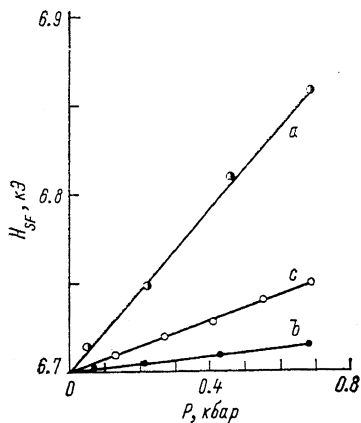


Рис. 1. Зависимость поля спин-флп перехода от величины одноосного сжатия кристаллической решетки дигидрата хлорида меди вдоль осей  $a, b, c$  при  $T = 1.75$  К.

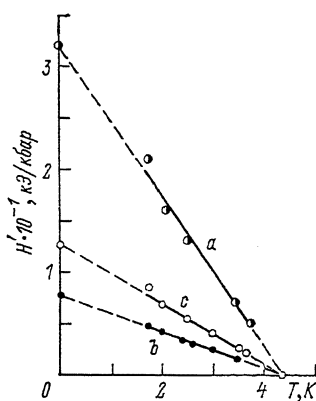


Рис. 2. Температурная зависимость  $H' = dH_{\text{SF}}/dP$  для осей  $a, b, c$  кристаллической решетки антиферромагнитного монокристалла дигидрата хлорида меди.

$xz=5, xy=6$ ), взятые в системе координат, оси которой совпадают с тремя взаимно ортогональными кристаллографическими осями второго порядка кристалла  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  ( $x, y, z$  соответствует  $b, c, a$ ).

При наложении на кристалл осевого давления  $P$  элемент тензора деформации можно представить в виде

$$e_{\alpha\beta} = -P \sum_{\gamma\delta} S_{\alpha\beta\gamma\delta} n_\gamma n_\delta, \quad (3)$$

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$  принимают значения  $x, y, z$ ;  $P$  — осевое давление;  $n_\gamma, n_\delta$  — направляющие косинусы оси давления. Тензор податливости  $S_{\alpha\beta\gamma\delta}$  для кристалла  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  симметрии  $D_{2h}^2$  в представлении Фойгта имеет вид

$$S_{mn} = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & & & \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & & & \\ T_{13} & S_{23} & S_{33} & & & \\ & & & S_{14} & & \\ & & & & S_{55} & \\ & & & & & S_{66} \end{vmatrix} \quad (4)$$

При направлении осевого давления вдоль осей симметрии второго порядка, совпадающих с осями  $x, y, z$  системы координат, элементы  $e_{xy}, e_{yz}, e_{xz}$  тензора деформации равны нулю. При этом магнитоупругое взаимодействие (2) имеет ту же форму, что и гамильтониан (1): поэтому влияние осевого давления можно описывать зависимостью от  $P$  параметров гамильтониана (1).

Исследование зависимости поля спин-флор перехода  $H_{SF}$  от величины осевого давления проведено в интервале температур магнитоупорядоченного состояния. При всех температурах зависимость  $H_{SF}$  от давления носит линейный характер для всех трех осей сжатия кристалла. В качестве примера на рис. 1 приведена зависимость поля спин-флор перехода при температуре  $T=1.75$  К.

Возрастание величины поля спин-флор перехода наблюдается при сжатии вдоль всех трех осей. Наиболее сильное изменение величины  $H_{SF}$  происходит при сжатии кристалла вдоль оси легкого намагничивания **a**.

Температурная зависимость коэффициентов  $H' = dH_{SF}/dP$  для всех трех направлений осевого давления приведена на рис. 2. Наблюдается сильная температурная зависимость параметров, которая в исследованном интервале температур носит линейный характер.

Линейный характер температурной зависимости коэффициентов  $dH_{SF}/dP$  позволяет линейной экстраполяцией к значению  $T=0$  получить значения этих коэффициентов при нулевой температуре. Численные значения  $dH_{SF}/dP$  при  $T=0$  равны  $dH_{SF}/dP_{\parallel a} = 0.3$ ,  $dH_{SF}/dP_{\parallel c} = 0.2$ ,  $dH_{SF}/dP_{\parallel b} = 0.15$  кЭ/кбар.

Согласно расчетам, проведенным в работе [7], поле спин-флор перехода определяется соотношением  $H_{SF} = \sqrt{H_f (b_2 - b_1)}$ .  $H_f = A + a_1 - b_2$  представляет собой поле спин-флор перехода.

Если учесть, что изменения величины поля спин-флор перехода, вызванные влиянием осевого давления, по порядку величины значительно меньше величины  $H_{SF}$ , то

$$\frac{dH_{SF}}{dP} = \frac{H_f}{2H_{SF}} \left\{ \frac{d(b_2 - b_1)}{dP} + \left( \frac{H_{SF}}{H_f} \right)^2 \frac{dH_f}{dP} \right\}. \quad (5)$$

Согласно работе [8], для кристалла  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  при температуре  $T=0$  поле  $H_f = 157$  кЭ, а поле  $H_{SF} = 6.55$  кЭ. Коэффициент  $(H_{SF}/H_f)^2$  по порядку величины мал и составляет  $10^{-3}$ , поэтому вкладом изменения поля спин-флор перехода  $H_f$  в изменение поля спин-флор перехода можно пренебречь. В этом приближении изменение  $H_{SF}$ , обусловленное осевым давлением, определяется изменением  $b_2 - b_1$ , величины которых равны  $d(b_2 - b_1)/dP_{\parallel a} = 25$ ,  $d(b_2 - b_1)/dP_{\parallel c} = 17$ ,  $d(b_2 - b_1)/dP_{\parallel b} = 13$  Э/кбар.

Согласно соотношениям (2)–(4), изменение  $b_2 - b_1$ , вызванное осевым давлением для трех использованных направлений, может быть представлено в форме

$$\begin{aligned} d(b_2 - b_1)/dP_{\parallel b} &= (\lambda_{11} - \lambda_{21}) S_{11} + (\lambda_{12} - \lambda_{22}) S_{12} + (\lambda_{13} - \lambda_{23}) S_{13}, \\ d(b_2 - b_1)/dP_{\parallel c} &= (\lambda_{11} - \lambda_{21}) S_{12} + (\lambda_{12} - \lambda_{22}) S_{22} + (\lambda_{13} - \lambda_{23}) S_{23}, \\ d(b_2 - b_1)/dP_{\parallel a} &= (\lambda_{11} - \lambda_{21}) S_{13} + (\lambda_{12} - \lambda_{22}) S_{23} + (\lambda_{13} - \lambda_{23}) S_{33}. \end{aligned} \quad (6)$$

Используя полученные значения  $d(b_2 - b_1)/dP$  и численные значения элементов тензора податливости, приведенные в работе [7], решая систему уравнений относительно неизвестных комбинаций элементов тензора магнитоупругости, получили  $\lambda_{11} - \lambda_{21} = 9.4$ ,  $\lambda_{12} - \lambda_{22} = 13.4$ ,  $\lambda_{13} - \lambda_{23} = 11.5$  кЭ.

Таким образом, в настоящей работе получены температурные зависимости скорости изменения поля спин-флор перехода от давления вдоль кристаллографических направлений **a**, **b**, **c** кристалла  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , рассчитаны элементы тензора магнитоупругости.

## Список литературы

- [1] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [2] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 6. С. 2233—2241.
- [3] Барьяхтар В. Г., Галкин А. А., Телера В. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. № 11. С. 552—556.
- [4] Барьяхтар В. Г., Галкин А. А., Иванова С. В., Каменев В. И., Поляков П. И. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 5. С. 1517—1522.
- [5] Галушко В. А., Иванова С. В., Пашкевич Ю. Г., Телера В. Т. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 1. С. 893—900.
- [6] Лукин С. Н., Цинцадзе Г. А. // ПТЭ. 1980. № 1. С. 166—167.
- [7] Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л., Телера В. Т. // Преприят АН УССР ДонФТИ № 1. Донецк, 1984. 72 с.
- [8] Галкин А. А., Ветчинов А. В., Данышин Н. К., Попов В. А. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 10. С. 1314—1324.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР

Поступило в Редакцию  
23 января 1991 г.