

# ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ОПРОКИДЫВАНИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ПОДРЕШЕТОК И ТЕМПЕРАТУРУ НЕЕЛЯ

## В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

*B.F.Баръяхтар, А.А.Галкин, В.Т.Телепа*

Исследовано влияние давления на фазовую диаграмму дигидрата меди. Показано, что в этом кристалле выполняется закон соответственных состояний. Изучено влияние высокого гидростатического давления на температуру Нееля и на опрокидывание магнитных моментов подрешеток.

В антиферромагнетиках (АФМ), находящихся во внешнем магнитном поле, может происходить опрокидывание магнитных моментов подрешеток (ОММ). Впервые ОММ наблюдалось в дигидрате хлорида меди [1]. При изучении резонансных свойств АФМ  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  при высоких гидростатических давлениях была обнаружена сильная зависимость полей опрокидывания  $H_n$  от всестороннего сжатия образца [2].

Представляется весьма актуальным изучить ОММ под действием высокого гидростатического давления и проследить за изменением температуры Нееля  $T_N$  и поля  $H_n$ , построив фазовую диаграмму для данного монокристалла. В работе выбран метод ЯМР [1, 3]. Применен спектрометр, используемый в подобных исследованиях [4]. Высокое гидростатическое давление создавалось в автономной камере порядка 10 кбар и температурном интервале 1,6 ± 5,4 К. Измерение давления производи-

виден сигнал от доменных границ [4]. По максимуму интенсивности и определялось  $H_n$ . Оба метода дали хорошее совпадение результатов. Точность измерений составляет  $\pm 1 \text{ э}$ . Тройная точка  $H_3$  определялась по исчезновению сигнала от доменных границ.

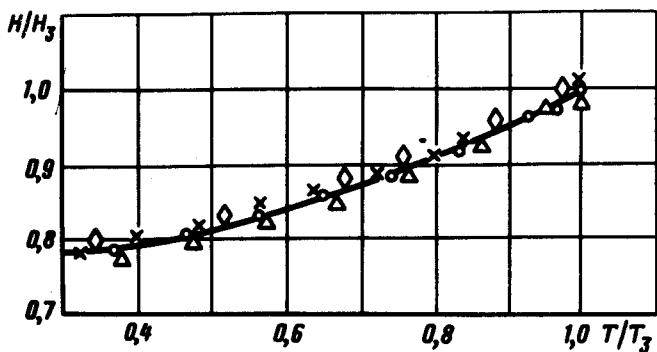


Рис. 3. Диаграмма соответственных состояний:  $x - 5,3 \text{ кбар}$ ,  $o - 2 \text{ кбар}$ ,  $\Delta - P = 0$ ,  $\diamond - 10 \text{ кбар}$

На рис. 3 представлена зависимость  $H_n/H_3 = f(T/T_3)$ . Эта зависимость квадратичная, а сама кривая свидетельствует о законе соответственных состояний для антиферромагнетиков, т. е.  $H_n/H_3$  является функцией отношения  $T/T_3$ , где  $T_3$  – температура тройной точки на фазовой диаграмме  $HT$ . Величина давления не влияет на форму представленной кривой.

Благодаря магнитострикции внешнее гидростатическое давление приводит к переопределению обменного интеграла и констант анизотропии. Эти перенормировки можно произвести, исходя из следующего выражения энергии магнитострикции.

$$H_m = \lambda_{ik,pq}^{(1)} l_i l_k u_{pq} + \lambda_{ik,pq}^{(2)} m_i m_k u_{pq} , \quad (1)$$

где  $\lambda^{(1)}$  и  $\lambda^{(2)}$  константы обменной магнитострикции, соответствующие векторам  $l$  и  $m$ , индексы  $i, p, k, q$  служат для обозначения проекций этих векторов на оси  $x, y, z$ .

Учет симметрии приводит к тому, что отличными от нуля являются лишь компоненты  $\lambda_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta \leq 3$ ) и  $\lambda_{44}, \lambda_{55}, \lambda_{66}$  ( $\alpha$  и  $\beta$  – индексы Фойхта).

Не останавливаясь на вычислениях приведем выражение для обменного интеграла под давлением.

$$I(P) = I_0 + [\lambda^{(1)} - \lambda^{(2)}] \frac{\kappa P}{S^2} , \quad (2)$$

где  $\kappa$  – суммарная сжимаемость,  $P$  – давление,  $S$  – спин, равный  $1/2$ .  $I$  – обменный интеграл ( $I = \sum_i I(R_i)$ ) и  $\lambda^{(1)} \equiv \lambda_{ii,pp}^{(1)}$ .

Перенормировка констант анизотропии  $K$  приводит к

$$K(P) = K + \kappa P (\lambda_{22} - \lambda^{(1)}) . \quad (3)$$

Замечая, что поле перехода  $H_n$  и поле  $H_3$  пропорциональны  $\sqrt{2/K}$ , а величина  $T_3 = b/I$  ( $b$  – постоянный коэффициент), уравнение для  $H_n(P, T)$  представим в виде

$$H_n(P, T) = H_n(P, 0) \left[ 1 + \frac{2}{3S^3} \left( \frac{T}{I(P)} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Тогда отношение поля перехода к полю тройной точки будет иметь вид

$$\frac{H_n(P, T)}{H_3(P)} = \frac{1}{a} \left[ 1 + b^2 \frac{2}{3S^3} \left( \frac{T}{T_3} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где  $a$  – постоянный коэффициент, входящий в формулу  $H_3 = a\sqrt{2/K}$ . Формула (5) и отражает закон соответственных состояний.

Между температурами  $T_3$  и  $T_N$  (рис. 2) при всех давлениях выполняется соотношение  $T_3/T_N = 0,95$ .

Из кривой рис. 3 и формулы (5) находим, что  $a = 1,3$ ;  $b = 0,23$ . Величина обменного интеграла в этом случае равна  $I_o = (T_3/b)_{P=0} = 17,8\text{K}$ . Значение обменного интеграла  $I_o$  можно найти, используя значение обменного поля  $H_e = 1,2 \cdot 10^5 \text{ э} [5]$ .

Учитывая, что  $2S/I_o = 2\mu_o H_e$ , где  $\mu_o$  – магнетон Бора, получим  $I_o = 17,6\text{K}$ . Эти величины для  $I_o$  хорошо совпадают между собой.

По величине  $I_o$  можно посчитать  $T_N$ , используя различные варианты теорий.

	ТМП	ВТР	КР	ТР	ЭКС
$T_N \text{ K}$	8,9	4,45	3,91	3,02	4,33

где ТМП – теория молекулярного поля [6]; ВТР – высокотемпературное разложение [7]; КР – келленовское расщепление функции Грина [8]; ТР – тябликсовское расщепление функций Грина [7]; ЭКС – экспериментальные данные [3].

Из таблицы видно, что наилучшее согласие с экспериментом дает высокотемпературное разложение.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что высокое гидростатическое давление оказывает сильное влияние: а) на величину поля  $H_n$ , при котором происходит опрокидывание магнитных моментов подрешеток в  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ; б) смещает температуру Нееля в более высокую область; в) линейно изменяет величину обменного интеграла.

В антиферромагнитном монокристалле  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  выполняется закон соответственных состояний.

Авторы пользуются случаем поблагодарить Е.П.Стефановского, В.Л.Соболева и Д.А.Яблонского за обсуждение результатов работы.

Донецкий  
физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
21 октября 1975 г.

## Литература

- [ 1 ] N. J. Pouli s , L. E. Hardeman. Physica , 18, 201, 315, 1952; J. Van den Handel , A. M. Lijsman, N. J. Pouli s . Physica , 18, 862, 1952.
  - [ 2 ] А.А.Галкин, С.Н.Ковнер, П.И.Поляков. ДАН СССР , 208, 811, 1973; В.А.Попов, В.С.Кулешов. ФТТ , 16, 612, 1974.
  - [ 3 ] N. J. Pouli s , L. E. Hardeman. Physica , 18, 429, 1952.
  - [ 4 ] В.Г.Баръяхтар, А.А.Галкин, В.Т.Телепа. ФНТ , 1, 483, 1975.
  - [ 5 ] R. J. Joenk. Phys. Rev. , 126, 568, 1962; J. C. A. Van der Sluijs , B. A. Zweers , D. De Klerk. Phys. Lett. , 24A, 637, 1967.
  - [ 6 ] Дж. Смарт. Эффективное поле в теории магнетизма. М., изд. Мир, 1968.
  - [ 7 ] С.В.Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма. М., изд. Наука, 1965.
  - [ 8 ] F. B. Anderson, H. B. Callen. Phys. Rev. , 136, 1068, 1964.
-