

в парафазе в течение 5 ч. Кроме того, нами проводились исследования для образцов, отожженных в течение 2 ч, и для свежензготовленных. Во всех трех случаях значения  $n_i(\lambda, T)$  и  $\Delta n_i(\lambda, T)$  практически не различаются, за исключением области низкотемпературного фазового перехода. Как видно из рисунка, у отожженных в течение 2 ч образцов гистерезис расширен на 0.7 К, а величина скачка  $\Delta n_i$  уменьшена на  $0.8 \cdot 10^{-5}$  по сравнению с образцом, отожженным в течение 5 ч. В случае предварительно неотожженных образцов при переходе из сегнетофазы в низкотемпературную фазу скачка  $\Delta n_i$  не наблюдается, а появляется S-подобная аномалия, охватывающая область 143—147 К. При переходе из низкотемпературной фазы в сегнетофазу эта аномалия размывается и значения  $\Delta n_i$  в сегнетофазе с нагреванием и охлаждением уже не совпадают.

Значительные гистерезисные явления и размытие аномалий ряда физических свойств в  $K_2ZnCl_4$  при переходе из несоизмерной в сегнетофазу ( $T_{c1} = 403$  К) объясняются присутствием в соразмерной СЭ фазе остаточных фазовых солитонов вследствие их закрепления на дефектах. В [2] на основании ЯКР исследований, например, показано, что метастабильная плотность солитонов, связанных примесями или дискретной решеткой, может существовать до 300 К, т. е. ниже  $T_{c1}$  на 100 К.

Неотожженные кристаллы  $K_2ZnCl_4$ , как известно [2], обогащены дефектами из-за наличия в них кристаллизационной воды, и это, естественно, ведет к росту плотности остаточных фазовых солитонов в сегнетофазе. Поэтому можно предположить, что в исходных образцах определенная плотность солитонов существует вплоть до 145 К, что и приводит к размытию аномалии при НТФП и большому гистерезису в сторону сегнетофазы.

Таким образом, можно сказать, что имеющиеся в литературе разногласия по температуре и характеру НТФП связаны скорее всего с предысторией образца (способ выращивания, дефектность, отжиг).

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Quilichini M., Mathieu J. P., Le Postollec H. // J. Physique. 1983. V. 43. N 5. P. 787—793.
- [2] Milia F., Kind R., Slak J. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 11. P. 6662—6668.
- [3] Sekine T., Takayama M., Uchinokura K., Matsura E. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 11. P. 3903—3917.
- [4] Флеров И. Н., Кот Л. А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 8. С. 2422—2425.
- [5] Шувалов Л. А., Гриднев С. А., Прасолов Б. И., Санников Д. Г. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 1. С. 272—274.
- [6] Нарасимхамурти Т. Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов. М., 1984. 624 с.

Львовский государственный университет  
им. Ив. Франко  
Львов

Поступило в Редакцию  
2 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
7 августа 1989 г.

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ( $C_2H_5NH_3$ )<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub> В ОКРЕСТНОСТИ ТРИКРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

А. Н. Богданов, А. В. Журавлев, А. И. Пузыля

1. В легкоосных антиферромагнетиках, помещенных в магнитное поле  $H$ , параллельное оси легкого намагничивания (ЛО), обычно наблюдается фазовый переход II рода (ФШП) из антиферромагнитной (АФ) в парамагнитную (ПМ) фазу (см., например, [1, 2]). Однако в [3] было показано,

что в ромбическом антиферромагнетике  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  в отличие от всех известных легкоосных антиферромагнетиков с ростом  $H \parallel \text{ЛЮ}$  изменяется род ФП АФ—ПМ, т. е. на фазовой диаграмме этого антиферромагнетика имеется линия фазового перехода I рода (ФП) из АФ в ПФ фазу, отделенная от линии ФПП трикритической точкой ( $T_{tr}$ ,  $H_{tr}$ ). Согласно [3],  $T_{tr} = 0.998 T_N$ ,  $H_{tr} = 45 \pm 10$  Э (температура Нееля  $T_N = 10.2$  К [4]).

Позднее в работе [5] было подтверждено существование трикритической точки на  $H-T$  диаграмме  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ . Но полученные в [5] численные значения параметров ( $T_{tr} = 0.996 T_N$ ,  $H_{tr} = 90$  Э) значительно отличаются от результатов [3]. Это обстоятельство побудило нас провести тщательное исследование магнитных свойств  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  в окрестности трикритической точки.

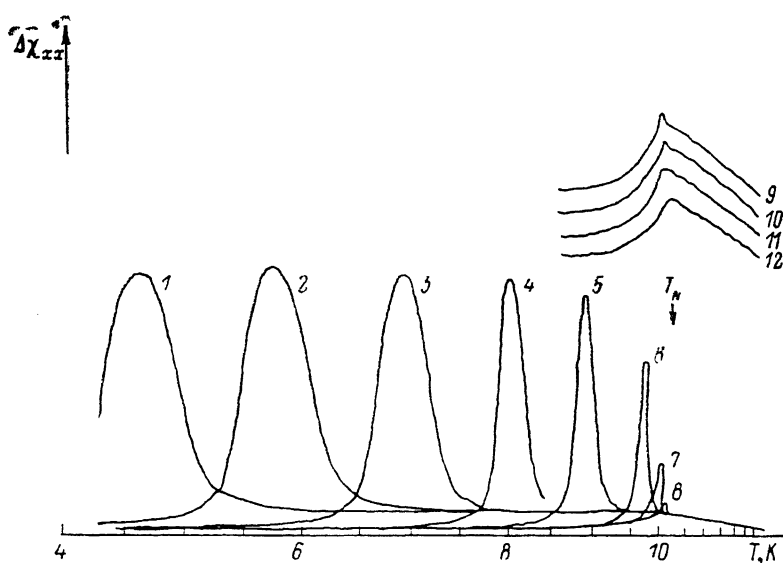


Рис. 1. Температурные зависимости относительной магнитной восприимчивости  $\Delta\chi_{xx}$  для ряда фиксированных значений магнитного поля.

$H$ , Э: 1 — 295, 2 — 273, 3 — 250, 4 — 223, 5 — 202, 6 — 169, 7 — 161, 8 — 150, 9 — 127, 10 — 96, 11 — 25, 12 — 0.

2. Согласно современным представлениям [3, 6-8], наличие ФП в ПМ фазу является следствием определенных соотношений между константами легкоосной анизотропии  $B$ , междоузельного  $\lambda$  и внутримолекулярного  $\delta$  обменных взаимодействий. В [3, 7, 8] определен критерий существования ФП АФ—ПМ (в частности, в  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$   $\lambda \ll \delta$  и этот критерий определяется неравенством  $B > 2\lambda/9$ ), построена диаграмма легкоосного антиферромагнетика с ФП в ПМ фазу.

Исследование области ФП АФ—ПМ в  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  затруднено тем обстоятельством, что этот переход имеет место в узком диапазоне температур  $\Delta T = T_N - T^* = 0.15$  К ( $(T^*, H^*)$  — точка окончания ливий: ФП из АФ в спин-флон фазу (СФ), перехода АФ—ПМ, а также ФП из СФ в ПМ), кроме того, во всей области ФП в ПМ фазу скачок намагниченности чрезвычайно мал (оценки см. в [8]). Для идентификации линии ФП в работе использованы особенности в температурных и полевых зависимостях компонент тензора дифференциальной магнитной восприимчивости  $\chi$ , связанные с образованием в области ФП термодинамически устойчивой доменной структуры — промежуточного состояния (ПС) [9] (см. также [10]). В эллипсоидальном образце во всей области существования ПС при изменении внешнего поля [9, 10]

$$\chi_{xx}^{(ПС)} = 1/4\pi N_{xx}, \quad (1)$$

$N_{xx}$  — размагничивающий фактор вдоль направления скачка намагниченности ( $Ox$ ) (для исследуемых ФП это направление совпадает с ЛЮ).

С другой стороны, в однородном состоянии антиферромагнетика  $\chi_{ij}$  значительно меньше ( $\approx 1/\lambda$ ).

Неоднородные состояния в окрестности трикритической точки обладают рядом особенностей: с приближением к трикритической точке ширина ПС и область ФП в поле, отклоняемом от ЛО к средней оси, монотонно уменьшаются до нуля [8], а доменная структура становится нерегулярной [11]. Поэтому даже в области существования регулярной доменной структуры из-за неконтролируемых неоднородностей внешних параметров, а также размагничивающих полей условие образования ПС ( $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_x$  — поле ФП) может выполняться не во всем объеме магнетика. В этом случае области с регулярной доменной структурой будут соседствовать с областями, находящимися в однородном состоянии. Для таких неоднородных состояний усредненная по объему образца величина  $\chi_{xx}$  равна

$$\langle \chi_{xx} \rangle = \frac{1}{V} \int \chi_{xx}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = (1 - \xi) \frac{1}{4\pi N_{xx}} + \xi \chi_{xx}^{(nc)}(T), \quad (2)$$

$\xi$  — объемная доля магнетика, находящегося в однородном состоянии. Очевидно, что в центре ПС  $\xi$  минимально, а  $\langle \chi_{xx} \rangle$  максимально ( $\chi_{xx}^{\max}$ ).

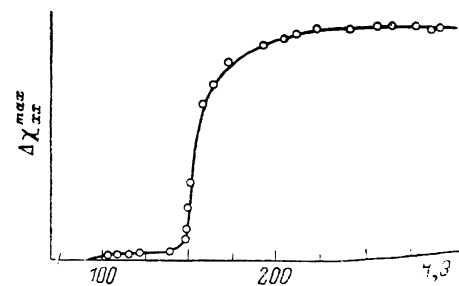


Рис. 2. Полевая зависимость  $\chi_{xx}^{\max}$ .

Если неоднородность  $\mathbf{H}^{(i)}$  существенно меньше ширины ПС и угловых размеров области ФП, то  $\xi$  отличается от нуля только вблизи границ ПС, а в центре ПС  $\xi=0$  и  $\chi_{xx}^{\max} = \chi_{xx}^{(nc)}$ . Если же неоднородность  $\mathbf{H}^{(i)}$  сравнима или больше ширины ПС и области ФП, то  $\xi$  имеет значительную величину даже в центре ПС, так что  $\chi_{xx}^{\max} < \chi_{xx}^{(nc)}$ . Ясно, что последняя ситуация будет реализоваться в окрестности  $T_{tr}$ .

Описанные выше особенности магнитных свойств в окрестности ФП предъявляют достаточно жесткие требования к качеству и форме образца (эллипсоидальность, строгая ориентация магнитных осей вдоль главных осей эллипсоида и т. п.). Задача осложняется тем, что монокристаллы  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  кристаллизуются в виде пластины с ЛО в плоскости роста, а также имеют низкую механическую прочность. Для экспериментальных исследований были подготовлены два образца: сфера диаметром 3.1 мм, эллипсоид вращения с осями 1.7 и 5 мм. Качество изготовления образцов и ориентации контролировалось по измерению  $\chi_{ij}(H)$  в низкотемпературной области (4.2 К) [12].

На рис. 1 приведены температурные зависимости относительной восприимчивости ( $\Delta\chi_{xx}$ ) для ряда фиксированных значений  $\mathbf{H} \parallel \text{ЛО}$ . На рис. 2 показана полевая зависимость  $\Delta\chi_{xx}^{\max}$ . Из рис. 1 видно, что неоднородность  $\mathbf{H}^{(i)}$  сказывается (на границах ПС) уже в низкотемпературной области. С другой стороны, слабая зависимость  $\chi_{xx}^{\max}$  (рис. 2) от температуры до 9 К показывает, что в этом интервале температур в центре ПС  $\xi=0$ , а  $\chi_{xx}^{\max} \approx \chi_{xx}^{(nc)}$ . Уменьшение  $\chi_{xx}^{\max}$  становится заметным при  $T > 9$  К. Параметры точки ( $T^*$ ,  $H^*$ ) определялись по схеме, описанной в [4, 8]. Существенно, что пик восприимчивости  $\chi_{xx}(T)$  наблюдался и при  $H < H^*$ . Этот факт доказывает существование ФП АФ—ПМ. С другой стороны, уменьшение  $\chi_{xx}^{\max}$  с ростом температуры в области  $T < T^*$  означает, что неоднородность  $\mathbf{H}^{(i)}$  играет существенную роль уже в области ПС из АФ и СФ доменов. Отметим также, что изменение характера функциональной зависимости  $\chi_{xx}^{\max}(H)$  имеет место при  $H=H^*$ ,  $T=T^*$ .

Линейная аппроксимация  $\chi_{xx}^{\max}$  в нуль на участке  $T > T^*$  дает следующие значения для параметров трикритической точки:  $T_{tr} = 0.997 T^*$ ,  $H_{tr} = 80 \pm 5$  Э.

В заключение отметим, что в работах [3, 5] использовались кристаллы  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  без предварительной обработки (тонкие пластины). В этом случае  $N_{xx} \approx 0$  и область ПС  $\Delta H_{ic} \sim N_{xx}$  всегда близка к нулю, а неоднородности  $H^{(i)}$  из-за неэллипсоидальности образца существенно больше, чем в исследуемых в данной работе. Поэтому в [3, 5] особенности в полевых и температурных зависимостях  $\chi_{xx}$ , связанные с образованием ПС, практически неразличимы на фоне изменений восприимчивости однородных фаз.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Blazey K. W., Rohrer H., Webster R. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 7. P. 2287—2303.
- [2] Александрова К. С., Федосеева Н. В., Слевакова Н. П. // Магнитные фазовые переходы в галондных кристаллах. Новосибирск, 1983. 194 с.
- [3] Богданов А. Н., Журавлев А. В., Телепа В. Т. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 2. С. 291—292.
- [4] de Jongh L. J., van Amstel W. D., Miedema A. P. // Physica. 1972. V. 58. N 2. P. 277—304.
- [5] Long J. R., Haines D. N., Drumheller J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 8. P. 3031—3033.
- [6] Tuthill G. F. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 9. P. 2483—2492.
- [7] Bogdanov A. N., Zhuravlev A. V., Telepa V. T. // Phys. St. Sol. 1984. V. 83. N 6. P. 135—140.
- [8] Богданов А. Н., Журавлев А. В., Телепа В. Т. // ФНТ. 1984. Т. 10. № 6. С. 635—645.
- [9] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 634—737.
- [10] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 47—92.
- [11] Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 6. С. 2178—2185.
- [12] Богданов А. Н., Журавлев А. В. // Препринт ДонФТИ. 1989. 50 с.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
21 августа 1989 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, № 4, 1990

## НАБЛЮДЕНИЕ МЕЖПРИМЕСНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОУПРУГОСТИ В КРИСТАЛЛЕ АИГ

*А. В. Герус, С. Н. Петров*

Среди различных акустооптических (АО) явлений особый интерес представляет исследование резонансного поведения фотоупругих констант в твердых телах. Изучение резонансной фотоупругости позволяет получать информацию о внутренних свойствах и физических параметрах материалов. В настоящей работе исследуется резонанс фотоупругости, связанный с межпримесными переходами в кристалле алюмоиттриевого граната (АИГ). Теоретическому исследованию такого рода резонансов был посвящен ряд работ [1—3]. Экспериментальных же работ по примесной резонансной фотоупругости к настоящему моменту не было опубликовано вообще.

Будем рассматривать случай взаимодействия света с извне введенной звуковой волной в случае, когда частота света соответствует переходу между двумя какими-либо состояниями атомов в кристалле. Выражение для тензора диэлектрической проницаемости вещества, полученное в [4], имеет вид