

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НЕКОЛЛИНЕАРНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ CsNiCl_3

*И.А.Зализняк, В.И.Марченко, С.В.Петров,
Л.А.Прозорова, А.В.Чубуков*

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование спектра АФМР при опр-
кидывании подрешеток в неколлинеарном антиферромагнетике CsNiCl_3 .

Согласно данным нейтронографии ¹ и исследованию ЯМР ² CsNiCl_3 при температуре ниже 4,4 К является неколлинеарным антиферромагнетиком. Магнитная структура определяется шестью одинаковыми по величине подрешетками ($\text{Ni} : \text{S} = 1$). Спины соседних по гексагональной плоскости атомов лежат в определенной плоскости в спиновом пространстве и ориентированы приблизительно под углом 120° друг к другу, спины же соседей вдоль оси симметрии z отличаются лишь знаком. Плоскость, в которой лежат спины в отсутствии магнитного поля, перпендикулярна базисной плоскости кристалла x, y . Поэтому в точной магнитной симметрии состояния нет гексагональных элементов. В этих условиях близость углов между подрешетками к 120° указывает на то, что структура сформирована обменными силами и релятивистские эффекты малы.

Для выяснения обменной симметрии ³, удобно повернуть спиновое пространство так, чтобы подрешетки лежали в гексагональной плоскости (рис. 1). Из рисунка ясно, что симметрия плотности частиц при пренебрежении релятивистскими эффектами совпадает с кристаллической группой парамагнитной фазы D_{6h}^4 . Обменная симметрия структуры задается антиферромагнитными векторами $l_1 \perp l_2$, $l_1 = l_2 = 1$, преобразующимися при кристаллических преобразованиях как пара функций $\cos(2\pi z/c)\cos(4\pi x/3a)$, $\cos(2\pi z/c)\sin(4\pi x/3a)$.

Энергия анизотропии $\sim (v/c)^2$ при такой обменной симметрии сводится к одному инварианту $l_{1z}^2 + l_{2z}^2$. Введя единичный вектор $\mathbf{n} = [l_1 \cdot l_2]$, запишем энергию анизотропии в виде $\beta n_z^2/2$. В CsNiCl_3 $\beta > 0$. Для объяснения спектра АФМР в исследованном в настоящей работе диапазоне частот достаточно учесть лишь этот главный член.

В силу обменной симметрии структуры тензор восприимчивости задается двумя компонентами $\chi(\parallel \mathbf{n})$ и $\chi(\perp \mathbf{n})$. Если $\chi_{\parallel} > \chi_{\perp}$, то во внешнем поле $H = H_0 \parallel z$, $H_0^2 = \beta/(\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})$ должно произойти опрокидывание подрешеток в состояние $\mathbf{n} \parallel z$. Для спектра АФМР при $H \parallel z$ находим (см., ^{3, 4})

$$H < H_0: \frac{\nu_1}{\gamma} = (\eta H_0^2 + H^2)^{1/2}, \quad \nu_2 = \nu_3 = 0;$$

$$H > H_0: \frac{\nu_{1,2}}{\gamma} = \left\{ \left(\frac{1+\eta}{2} H \right)^2 - \eta H_0^2 \right\}^{1/2} \pm \frac{1-\eta}{2} H, \quad \nu_3 = 0,$$

где $\eta = (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})/\chi_{\perp}$ (см. ^{3, 4}). Нулевые частоты обусловлены вырожденным характером энергии анизотропии $\sim (v/c)^2$, причем $\nu_3 = 0$ и при произвольной ориентации поля. Во внешнем поле, направленном под углом φ к оси z , частоты АФМР определяются уравнением

$$\left(\frac{\nu}{\gamma} \right)^4 - \left(\frac{\nu}{\gamma} \right)^2 \{ H^2 + \eta^2 H^2 \cos^2(\theta - \varphi) - \eta H_0^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \} + \eta \{ H_0^2 \cos^2 \theta - H^2 \cos^2(\theta - \varphi) \} \{ \eta H_0^2 \cos 2\theta - \eta H^2 \cos^2(\theta - \varphi) - H^2 \sin^2(\theta - \varphi) \} = 0,$$

здесь θ — угол отклонения вектора \mathbf{n} от оси z :

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{H^2 \sin 2\varphi}{H^2 \cos 2\varphi - H_0^2}$$

Исследованные монокристаллы CsNiCl_3 были выращены методом Бриджмена. Кристаллы были прозрачны, темно-красного цвета, хорошо скалывались по бинарной плоскости. Образцы имели форму параллелепипедов с линейными размерами ~ 1 мм.

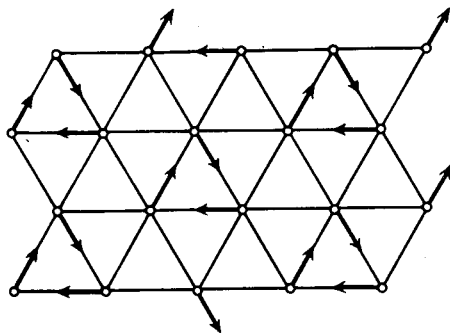


Рис. 1

Измерения резонансного поглощения проводились на спектрометре прямого усиления в диапазоне частот 20 — 80 ГГц, в полях до 35 кЭ, при температурах $1,8 \div 46$ К и различных ориентациях кристалла. Образец помещался либо в короткозамкнутый волновод, либо в цилиндрический резонатор. Внешнее магнитное поле калибровалось по сигналу ЭПР от ДФПГ, расположенного вблизи образца.

В парамагнитной фазе наблюдается одна линия $\nu = \gamma H$. При $T = 5,1$ К $\gamma = 3,0$ ГГц/кЭ, что совпадает с результатами работы ⁵. Ширина линии $\Delta H \sim 1$ кЭ.

В упорядоченной фазе исследовалась зависимость спектра АФМР от направления внешнего поля. На рис. 2 представлены результаты, полученные при $T = 1,8$ К ($a - \varphi \lesssim 1^\circ$, $b - \varphi \approx 10^\circ$, $c - \varphi \approx 90^\circ$). В полях до опрокидывания (при $\varphi \approx 0$) линия широкая $\Delta H \sim 4$ кЭ, после опрокидывания $\Delta H \sim 0,8$ кЭ. Основные изменения спектра при увеличении угла φ

происходят при малых $\varphi \lesssim 15^\circ$. При повышении температуры до 2,8 К, резонансные линии сильно уширяются и уменьшаются по амплитуде, частота АФМР при $H = 0$ понижается на 10 ГГц. Теоретические кривые построены при $\varphi = 1^\circ$ (а), 10° (б) и 90° (в); $\gamma = 3$ ГГц/кЭ, $H_0 = 19$ кЭ, $\eta = 0,8$, что удовлетворительно согласуется с результатами измерения χ_{\parallel} , χ_{\perp} и H_0 ⁶.

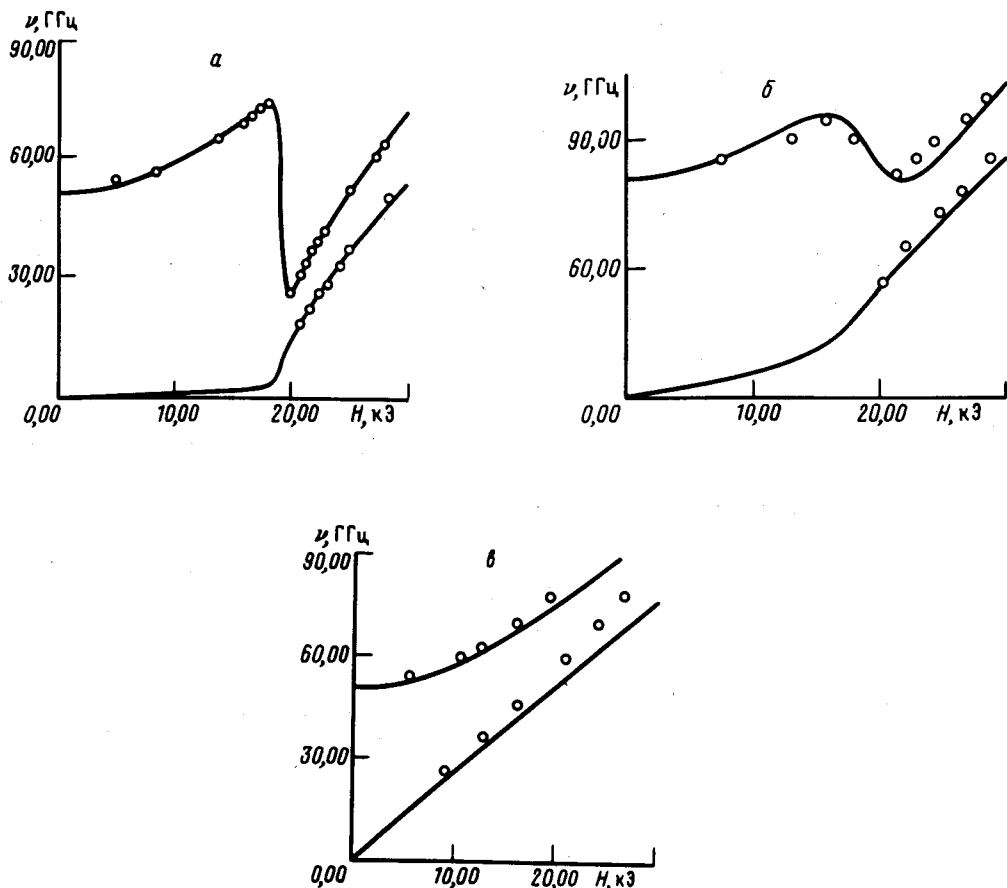


Рис. 2

Отметим, что согласно микроскопическому расчету в модели Гейзенберга при учете взаимодействия ближайших соседей вдоль $z - J$ и в базисной плоскости $- J'$, близость η к единице при $T = 0$ обусловлена малостью $J' \ll J$.

Литература

1. Minkiewicz V.J., Cox D.E., Shirane G. Solid St. Com., 1970, 8, 1001.
2. Clark R.H., Moulton W.G. Phys. Rev., 1972, B5, 788.
3. Андреев А.Ф., Марченко В.И. УФН, 1980, 130, 39.
4. Прокурова Л.А., Марченко В.И., Красняк Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 522.
5. Achiwa N. J. Phys.Soc. Jap., 1969, 27, 561.
6. Johnson P.B., Rayne J.A., Friedberg S.A. J. Appl. Phys., 1979, 50, 1853.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 января 1988 г.