

Следовательно, и в кристаллах CsI—Na, как и в кристаллах KCl, KBr, активированных рутепоподобными ионами, происходит преимущественная локализация электронных возбуждений вблизи активатора в местах с нарушенной периодичностью кристаллической решетки.

### Список литературы

- [1] Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Дяченко С. В., Нагли Л. Е., Пирогов Ф. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1904—1907.
- [2] Dyachenko S. V., Nagli L. E., Pirogov F. V. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 105. N 1. P. 87—95.
- [3] Горшков В. Г., Епифанов А. С., Маненков А. А., Панов А. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 4 (10). С. 1423—1435.
- [4] Chen C. H., McCann M. P., Wang J. C. // Sol. St. Comm. 1987. V. 61. N 9. P. 559—563.
- [5] Lin P., Smith W. L., Lotem H., Bechtel J. H., Bloembergen N., Adhav R. S. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 2. P. 4620—4632.
- [6] Lamatsch H., Rossel J., Saurer E. // Phys. St. Sol. (b). 1971. V. 48. N 1. P. 311—318.
- [7] Falco L., Iida T., von der Weid P., Aegerter M. A., Nakaoka Y. // J. Phys. C. 1980. V. 13. N 6. P. 993—1007.
- [8] Панова А. Н., Ширая Н. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1967. Т. 31. № 55. С. 859—863.
- [9] Kayal A. H., Mori Y., Jaccard C., Rossel J. // Sol. St. Comm. 1980. V. 35. N 6. P. 457—461.
- [10] Kayal A. H., Mori Y., Rossel J. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 110. N 1. P. 115—122.

Институт физики АН ЛатвССР  
Саласпилс

Поступило в Редакцию  
24 апреля 1989 г.

УДК 539.143.43

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ

Л. Л. Бушвили, Н. П. Гиоргадзе

В работах [1, 2] было показано, что в магнитоупорядоченных материалах при сверхнизких ( $\sim 10^{-4}$ — $10^{-6}$  К) температурах и в условиях компенсации статического сверхтонкого магнитного поля внешним может иметь место фазовый переход ядерной спин-системы в магнитоупорядоченное состояние. При этом действующее на ядерные спины суммарное статическое магнитное поле предполагалось однородным.

Вместе с тем хорошо известно, что в реальных условиях статическое сверхтонкое поле на ядрах часто бывает неоднородным, что приводит, в частности, к неоднородному уширению линии ЯМР [3]. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть влияние неоднородности статического сверхтонкого поля на фазовый переход в системе ядерных спинов с сул-накамуровским взаимодействием.

Будем исходить из следующего гамильтониана ядерной спин-системы [2]:

$$\mathcal{H} = -\hbar\gamma \sum_i \delta H_i I_i^z - (\hbar/2) \sum_{i \neq j} U_{ij} (I_i^x I_j^x + I_i^y I_j^y). \quad (1)$$

Здесь  $\delta H_i = H_i^{(ст)} - H_0$  — суммарное статическое магнитное поле, действующее на ядерные спины;  $H_i^{(ст)} = (A_i S / \gamma)$  — статическая часть сверхтонкого поля;  $H_0$  — однородное внешнее магнитное поле,

$$\hbar U_{ij} = \frac{\hbar A^2 S}{N} \sum_k \frac{1}{\omega_k} \exp [ik (R_i - R_j)]$$

— энергия сул-накамуровского взаимодействия между парой ядерных спинов;  $A_i$ ,  $A$  — продольная и поперечные константы сверхтонкого взаимодействия соответственно (продольная константа предполагается зависящей от узла);  $\omega_k = \omega_0 + \omega_E (ak)^2$  — частота магнона;  $\omega_0$  — щель в спектре магнонов;  $\omega_E$  — параметр обменного взаимодействия;  $a$  — параметр решетки.

В дальнейшем в целях упрощения будем считать, что  $U_{ij} = v$ , которую из условия  $\sum_{ij} U_{ij} = N^2 v$  выберем равной  $U_{SN}/N$  ( $U_{SN} = A^2 S/\omega_0$ ). Ввиду большого радиуса сул-накамуровского взаимодействия мы полагаем, что такое модельное представление, фактически равносильное принятому в работах [1, 2], не окажет качественного влияния на характер фазового перехода в системе ядерных спинов.

Перенумеруем далее различные возможные значения статического поля  $\delta H_i$  индексом  $\mu$ , а спины, подверженные воздействию значения поля  $\mu$ , — индексом  $i_\mu$ . С учетом всего вышесказанного гамильтониан (1) можно тогда представить в виде

$$\mathcal{H} = -\hbar\gamma \sum_{\mu} \delta H_{\mu} \sum_{i_{\mu}} I_{i_{\mu}}^z - \frac{\hbar v}{2} \sum_{\mu\nu} \sum_{i_{\mu} j_{\nu}} (I_{i_{\mu}}^x I_{j_{\nu}}^x + I_{i_{\mu}}^y I_{j_{\nu}}^y). \quad (1a)$$

Отсюда для средней энергии ядерной спин-системы в приближении молекулярного поля будем иметь

$$\langle \mathcal{H} \rangle = -\hbar\gamma N \sum_{\mu} g_{\mu} (H_{z\mu}^{(M)} \langle I_{\mu}^z \rangle + H_{x\mu}^{(M)} \langle I_{\mu}^x \rangle), \quad (2)$$

где молекулярное поле Вейса  $H^{(M)}$  задается компонентами

$$H_{z\mu}^{(M)} = \frac{\Delta}{\hbar\gamma}, \quad H_{x\mu}^{(M)} = \frac{\epsilon_{\mu}}{\hbar\gamma}, \quad \epsilon_{\mu} = \hbar\gamma \delta H_{\mu}, \quad \Delta = \hbar U_{SN} \sum_{\nu} g_{\nu} \langle I_{\nu}^z \rangle,$$

$g_{\mu}$  — статистический вес  $\mu$ -го спинового пакета и система координат выбрана таким образом, что  $\langle I_{\mu}^y \rangle = 0$ .

Структура молекулярного поля полностью аналогична получающейся в методе спиновой аналогии теории сверхпроводимости [4, 5]. Поэтому можем сразу же заключить, что в условиях неоднородного уширения ядерная спин-система с сул-накамуровским взаимодействием, помимо коллинеарной фазы  $\Delta = 0$ , допускает существование «угловой» неколлинеарной фазы, параметр порядка которой  $\Delta$  определяется интегральным уравнением, совпадающим с уравнением БКШ для щели сверхпроводящего состояния

$$1 = \hbar U_{SN} \sum_{\nu} g_{\nu} \frac{I_{\nu}^z}{\sqrt{\epsilon_{\nu}^2 + \Delta^2}}. \quad (3)$$

Здесь направление молекулярного поля  $\zeta$  задается углом

$$\operatorname{tg} \theta_{\mu} = H_{x\mu}^{(M)} / H_{z\mu}^{(M)} = \frac{\langle I_{\mu}^x \rangle}{\langle I_{\mu}^z \rangle} = \Delta / \epsilon_{\mu}.$$

а  $\langle I_{\mu}^z \rangle$  в случае  $I = 1/2$  рассмотрением которого ограничимся, дается выражением  $\langle I_{\mu}^z \rangle = (1/2) \operatorname{th} (\sqrt{\epsilon_{\mu}^2 + \Delta^2} / 2k_B T)$ .

Переходя теперь от дискретного описания к непрерывному посредством замены

$$\sum_{\nu} g_{\nu} \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon g(\epsilon)$$

и полагая, что ядерные спины равномерно распределены в полосе разброса статического сверхтонкого поля (а следовательно, и поля компенсации), т. е. что

$$g(\varepsilon) = \begin{cases} 1/2(\Delta\varepsilon), & |\varepsilon| \leq (\Delta\varepsilon), \\ 0, & |\varepsilon| > (\Delta\varepsilon), \end{cases}$$

будем иметь<sup>1</sup>

$$1 = \frac{1}{2} \left( \frac{\hbar U_{SN}}{2(\Delta\varepsilon)} \right) \int_{-(\Delta\varepsilon)}^{+(\Delta\varepsilon)} d\varepsilon \frac{\text{th}(\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}/2k_B T)}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}}, \quad (4)$$

откуда, используя известные результаты теории БКШ, найдем выражения для щели в спектре элементарных возбуждений  $\Delta(T=0)$ , спектра элементарных возбуждений  $\delta(\varepsilon)$  и температуры фазового перехода  $T_c$

$$\Delta(0) = \frac{\hbar(\Delta\nu)}{\text{sh}(2(\Delta\nu)/U_{SN})} \approx 2\hbar(\Delta\nu) \exp\left(-\frac{2\Delta\nu}{U_{SN}}\right), \quad (5)$$

$$\delta(\varepsilon) = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}, \quad (6)$$

$$T_c \approx 1.14 \frac{\hbar(\Delta\nu)}{k_B} \exp\left(-\frac{2(\Delta\nu)}{U_{SN}}\right), \quad (7)$$

где  $(\Delta\nu) = ((\Delta\varepsilon)/\hbar)$  — ширина неоднородно-уширенной линии ЯМР. При этом  $(\Delta(0)/k_B T_c) \approx 1.75$ .

Используя вытекающую из приведенных в работе [2] численных данных оценку  $U_{SN} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$  и полагая  $(\Delta\nu) \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$ , в случае ферромагнетика получаем  $T_c \sim 10^{-6} \text{ К}$ , т. е. критическую температуру того же порядка, что и в случае однородно-уширенной линии ЯМР [2]. По соображениям, изложенным в работе [2], можно ожидать, что в антиферромагнетиках температура фазового перехода окажется на 1—2 порядка выше.

#### Список литературы

- [1] Цифринович В. И., Игнатченко В. А. // ЖЭТФ. 1986. т. 91. № 3 (9). С. 968—974.
- [2] Сафонов В. Л. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 263—270.
- [3] Туров Е. А., Петров М. П. ЯМР в ферро- и антиферромагнетиках. М., 1969. 260 с.
- [4] Anderson P. W. // Phys. Rev. 1958. V. 112. N 6. P. 1900—1916.
- [5] Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел: Пер. с англ. М., 1967. 491 с.

Институт физики АН ГССР  
Тбилиси

Поступило в Редакцию  
3 мая 1989 г.

УДК 538.911

Физика твердого тела, том 31, в. 12, [1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

## О СМЕЩЕНИЯХ АТОМОВ В КРИСТАЛЛЕ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ТЕТРАЭДРИЧЕСКОЙ ФАЗЫ

А. А. Вайполин

У твердых растворов замещения со структурой типа сфалерита, например между соединениями  $A^3B^5$ , не обнаруживается тенденции к упорядочению. Поэтому для них естественной представляется модель структуры типа «беспорядочной сетки», когда вследствие различия длин связей замещающих друг друга атомов и статистического их чередования атомы смещены из идеальных позиций «средней» решетки и смещения случайны

<sup>1</sup> Предполагается, что центральное значение поля компенсации  $\delta H_0 = 0$ .