

Обращает на себя внимание неланжевенковский ход температурной зависимости ϵ_{33} . Отклонение от зависимости $\epsilon \sim T^{-1}$, по-видимому, связано с тем, что при $T > T_c = 265$ К число дипольных возбуждений продолжает возрастать с температурой. Действительно, в ряду LaF_3 , CeF_3 , PrF_3 уменьшение электропроводности и рост энергии активации (300 К) [3] приводят к уменьшению числа термически активированных дипольных возбуждений и соответствующему уменьшению $\Delta\epsilon_{33}$. В результате в монокристалле PrF_3 при 300 К экспериментальное значение $\Delta\epsilon_{33} = 42$ (рис. 2; $f = 1$ кГц).

Таким образом, заниженные значения экспериментально измеренной диэлектрической проницаемости в сравнении с расчетным обусловлены конечным значением электропроводности, рост которой с температурой приводит к отклонению зависимости $\Delta\epsilon_{33}(T)$ от ланжевенковского типа $\epsilon \sim T^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Chadwick A. V., Hope D. S., Jaroszkiewicz G., Strange J. H. // *Fast Ion Transport in Solids*. Ed. P. Vashita, J. N. Mundy, G. K. Shenoy. N. Y., North-Holland, 1979. P. 683—686.
- [2] Муринов И. В., Глушов О. В., Амелин Ю. В. // *ЖПХ*. 1980. Т. 53. № 7. С. 1474—1478.
- [3] Алиев А. Э., Ферштат Л. Н., Хабибуллаев П. К. // *Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук*. 1983. № 3. С. 75—78.
- [4] Хабибуллаев П. К., Ферштат Л. Н., Алиев А. Э. // *ДАН СССР*. 1985. Т. 281, № 2. С. 320—323.
- [5] Лидоренко Н. С., Зильберваг В. Е., Нагаев Э. Л. // *ЖЭТФ*. 1979. Т. 78. № 1. С. 180—188.
- [6] Урбанавичюс В. В., Шнейдер В. Е., Григас И. П., Давидович Р. Л. // *ЖЭТФ*. 1982. Т. 83. № 1. С. 275—283.
- [7] Абрамович А. А., Акрамов А. Ш., Алиев А. Э., Ферштат Л. Н. // *ФТТ*. 1987. Т. 29. № 8. С. 2479—2483.
- [8] *Физика кристаллических диэлектриков* / Под ред. И. С. Желудева, М., 1986. 462 с.
- [9] Rhandour A., Reau J. M., Matar S. F. et al. // *Mat. Res. Bull.* 1985. V. 20. N 11. P. 1309—1327.
- [10] Дмитриук М. В., Каминский А. А. // *ЖЭТФ*. 1967. Т. 53. № 3. С. 874—881.

Отдел теплофизики АН УзССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
8 сентября 1988 г.

УДК 537.611.43

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ПРОЯВЛЕНИЕ АСИММЕТРИИ СПИН-ФОНОННОЙ СВЯЗИ В МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

М. М. Шакирзянов

Эксперименты, проведенные в последнее время [1, 2], подтвердили выводы теории магнитного резонанса (МР) и спин-решеточной релаксации, развитой в работах [3, 4] с учетом асимметричности формы линии спин-фононной связи (СФС) относительно центра линии МР. Эффекты, обусловленные асимметричностью, особенно сильны в парамагнетиках с неоднородно-уширенной линией МР, являющейся совокупностью спиновых пакетов, связанных между собой эффективной кросс-релаксацией [4]. В этом случае состояние спин-системы характеризуется обычно спиновыми температурами квазиравновесных подсистем высокочастотной и низкочастотной энергетических резервуаров (НЧР), а ее поведение описывается, как при однородном уширении, уравнениями типа Провоторова [5]. Однако в отличие от случая однородного уширения в таких системах на-

ряду с квадратичной частотной зависимостью вероятности прямых процессов, дающих основной вклад в спин-решеточную релаксацию при низких температурах, причиной резкой асимметрии и узости линии СФС может послужить быстрорелаксирующий центр, резонансным образом связанный с одним или несколькими спиновыми пакетами [4]. В связи с этим представляется актуальным исследование многоуровневых спин-систем, в которых неоднородно-уширенные линии МР хорошо разрешены. Дело в том, что скорость релаксации каждого из описывающих квази равновесное состояние спин-системы параметров, в том числе и температуры единого для всех линий НЧР, является при однофононном механизме суммой скоростей отдельных линий, входящих с определенным весом [8]. И если асимметричность обусловлена быстрорелаксирующей на определенной частоте примесью, то наиболее реальна ситуация, когда резко асимметрична и узка лишь одна из линий СФС, а скорость релаксации подсистем определяется скоростью релаксации этой линии.

Все особенности влияния асимметричности линии СФС, очевидно, можно получить, рассмотрев спин-систему ($S=3/2$), имеющую в сильном постоянном магнитном поле и в аксиально-симметричном градиенте электрического поля кристалла три линии МР [7, 8]. Изучаемая система характеризуется на временах больше времени эффективной кросс-релаксации тремя разностями заселенностей

$$n_1 = n_{1/2} - n_{3/2}, \quad n_0 = n_{-1/2} - n_{1/2}, \quad n_{-1} = n_{-3/2} - n_{-1/2}$$

и температурой α единого для всех линий МР низкочастотного резервуара [6-8]. Пусть акустическое поле частоты ω_1 с вероятностью W возбуждает резонансные переходы между состояниями $m_z=3/2$ и $m_z=-1/2$. Следуя работам [4-8], можно получить систему кинетических уравнений, которые при однофононном механизме релаксации и в высокотемпературном приближении имеют вид

$$\begin{aligned} -\frac{dn_i}{d\tau} &= \eta(i) \frac{W}{W_0} K + \mu_i K_i - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \mu_j K_j \delta_{|i| \pm 1, j}, \quad \eta(i) = i + \delta_{i, 0}, \\ -\frac{dU}{d\tau} &= 2\Delta \frac{W}{W_0} K + \sum_j \mu_j (\Delta_{j1} (n_j - n^0) + \Delta_{j2} (U - U^0)), \quad \tau = tW_0, \quad i, j = 0, \pm 1, \\ K &= n_1 + n_0 + \Delta U, \quad K_i = n_i - n^0 + \Delta_{i1} U, \quad U = 1/4\hbar\omega_0\alpha, \quad n^0 = -1/4\hbar\omega_0\beta_0, \\ \Delta &= \omega_d^{-1}(\omega_d - \omega_{3/2, -1/2}), \quad \mu_j = \left(1 - \frac{1}{4}|j|\right) \frac{W_j}{W_0}, \quad \omega_{3/2, -1/2} = 2\omega_0 + \omega_Q. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\delta_{m,n}$ — символ Кронекера; n^0 — равновесная разность заселенностей, полученная в пренебрежении квадрупольной частотой ω_Q по сравнению с зеемановой ($\omega_0 \gg \omega_Q \gg \omega_d$); ω_1 — частота НЧР [5]. Выражения для скоростей релаксации отдельных линий МР W_j , первого Δ_{j1} и второго Δ_{j2} моментов линий СФС (в единицах ω_d^{-1}) имеют вид [4, 6]

$$\begin{aligned} W_j &= \int W_j(\omega) d\omega, \quad \Delta_{j1} = \frac{1}{W_j} \int W_j(\omega) \left(\frac{\omega - \Omega_j}{\omega_d}\right) d\omega, \\ \Delta_{j2} &= \frac{1}{W_j} \int W_j(\omega) \left(\frac{\omega - \Omega_j}{\omega_d}\right)^2 d\omega, \quad \Omega_j = \omega_0 + j\omega_Q, \end{aligned}$$

где $W_j(\omega)$ — линия СФС, Ω_j — центр тяжести линии МР j -го перехода. Решение системы уравнений в стационарном режиме в самом общем случае можно записать в виде

$$\begin{aligned} n_i &= n^0 \left\{ 1 - \Delta_{i1} U_1 - (\delta_{i, i} + \delta_{i, i^{(1)}}) \frac{4W}{W_0 Z} \right\}, \quad U_1 = -\frac{\mu_1}{L} (\Delta - \Delta_{11} - \Delta_{01}) \frac{4W}{W_0 Z}, \\ Z &= \mu_1 + \left\{ 1 + \mu_1 + \frac{\mu_1}{L} (\Delta - \Delta_{11} - \Delta_{01})^2 \right\} \frac{2W}{W_0}, \quad L = \sum_j \mu_j (\Delta_{j2} - \Delta_{j1}^2), \quad U = n^0 U_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Отсюда видно, что асимметричность линий СФС ($\Delta_{j1} \neq 0$) обуславливает существенное отличие n_j по сравнению с обычной ситуацией (линии СФС симметричны, $\Delta_{j1}=0$) и эффекты, связанные с асимметричностью, определяются температурой НЧР. Если асимметричность обусловлена быстрой релаксирующим центром, то можно предположить, что скорость релаксации НЧР ($\tau_{\bar{a}}^{-1} = W_0 \sum_j \mu_j \Delta_{j2}$) определяется вкладом именно этой линии и вклады остальных линий пренебрежимо малы. Например, при $\Delta_{11} = \Delta_{01} = 0$, $\Delta_{-11} \neq 0$ скорость релаксации НЧР и функция L (см. (2)) приближенно равны

$$\tau_{\bar{a}}^{-1} = W_0 \sum_j \mu_j \Delta_{j2} \approx W_0 \mu_{-1} \Delta_{-12}, \quad \sum_j \mu_j (\Delta_{j2} - \Delta_{j1}^2) \approx \mu_{-1} (\Delta_{-12} - \Delta_{-11}^2).$$

Предполагая, что линия $W_{-1}(\omega)$ достаточно узка ($\Delta_{-11}^2 \ll \Delta_{-12}$) [4], имеем $L \ll 1$. Тогда, поскольку $W/W_0 Z \ll 1$, при сильном насыщении вблизи точного резонанса ($W/W_0 \gg 1$, $\Delta \neq 0$) из выражений (2) следует

$$n_1 \approx n^0, \quad n_0 \approx n^0, \quad n_{-1} \approx n^0 (\Delta + 2\Delta_{-11})/\Delta, \quad U_1 \approx -2/\Delta.$$

Соответственно при $\Delta_{\pm 1} = 0$, $\Delta_{01} \neq 0$ и аналогичных условиях

$$n_1 \approx n^0, \quad n_0 \approx n^0 (\Delta + \Delta_{01})/(\Delta - \Delta_{01}), \quad n_{-1} = n^0, \quad U_1 \approx -2(\Delta - \Delta_{01}),$$

при $\Delta_{11} \neq 0$, $\Delta_{01} = \Delta_{-11} = 0$ получаем:

$$n_1 \approx n^0 (\Delta + \Delta_{11})/(\Delta - \Delta_{11}), \quad n_0 \approx n^0, \quad n_{-1} = n^0, \quad U_1 \approx -2/(\Delta - \Delta_{11}).$$

Отсюда следует, что, подбирая расстройку частоты поля Δ , например, в первом случае $\Delta \sim \Delta_{-11}$, можно добиться в стационарном режиме полной инверсии заселенностей пары уровней с узкой и асимметричной линией СФС. Заметим, что, когда знаменатели равны нулю ($\Delta = \Delta_{01}$, $\Delta = \Delta_{11}$), нужно обращаться к выражениям (2). В этом случае поведение системы аналогично поведению спин-системы с симметричными линиями СФС, когда насыщение происходит в точном резонансе [4, 8].

Таким образом, если спектр МР состоит из нескольких хорошо разделенных линий, а линия одного из переходов $W_j(\omega)$ резко асимметрична и достаточно узка, то независимо от того, который из переходов возбуждается переменным полем, соответствующая данному переходу зееманова температура β_j ($\beta_j \propto n_j$) определяется точно так же, как и зеемановская температура в спин-системе с эквидистантным спектром [4]. Это является, очевидно, следствием единого низкочастотного резервуара в многоуровневой системе, сильной неравновесности которого можно достичь, насыщая переменным полем с частотой, близкой частоте точного резонанса, любой из переходов. Необходимо отметить, что если все линии СФС одинаково асимметричны ($\Delta_{j1} = \Delta_1$, $\Delta_{j2} = \Delta_2$) и достаточно узки $\Delta_1^2 \ll \Delta_2$, то в условиях сильного насыщения

$$L = \sum_j \mu_j (\Delta_2 - \Delta_1^2) \ll 1, \quad n_j \approx n^0 \Delta_j / (\Delta - 2\Delta_1).$$

Следовательно, при определенных Δ возможна инверсия всех линий МР в стационарном режиме, причем, что важно, с $n_j \sim -n^0$.

Как показывают проведенные расчеты, близкие по характеру результаты получаются при возбуждении резонансных переходов переменным СВЧ полем.

Л и т е р а т у р а

- [1] Хасанов А. Х. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 5. С. 1321—1326.
- [2] Авагян Э. В., Ацаркин В. А., Демидов В. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 77—82.
- [3] Buishvili L. L., Zviadadze M. D. // Phys. Lett. 1967. V. 24A. N 12. P. 661—662; Physica. 1971. V. 59. N 2. P. 697—706.
- [4] Родак М. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 4 (10), С. 1345—1350.

[5] Родак М. П. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 2 (8). С. 832—841.

[6] Родак М. П. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 8. С. 2522—2523.

[7] Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М., 1972. 342 с.

[8] Шакирзянов М. М. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 507—510.

Казанский физико-технический институт
КФ АН СССР
Казань

Поступило в Редакцию
29 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
12 сентября 1988 г.

УДК 538.69 : 539.124

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ЭПР ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ НЕСОРАЗМЕРНОЙ МОДУЛЯЦИИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РАСТВОРАХ ($\text{Rb}_{1-x}\text{K}_x$) $_2\text{ZnCl}_4$: Mn^{2+}

Т. М. Бочкова, М. П. Трубицын

Влияние дефектов кристаллической структуры на свойства несоизоморфных фаз (НФ) изучалось в ряде работ [1-3]. Наиболее исследованный вопрос, который связан с введением изоморфной примеси, включает два аспекта [4]: случайное изменение примесными ионами констант взаимодействия между атомами и индуцирование поля, нарушающего периодичности мультисолитонной решетки. К настоящему моменту получен ряд экспериментальных результатов, подтверждающих взаимодействие ионов примеси с модуляционной волной в мультисолитонном режиме. Однако особенности плосковолновой модуляции в примесных кристаллах исследованы недостаточно.

В данной работе представлены результаты ЭПР изучения ряда кристаллических растворов ($\text{Rb}_{1-x}\text{K}_x$) $_2\text{ZnCl}_4$: Mn^{2+} ($x=0, 0.01, 0.04, 0.1$), выращенных вытягиванием из расплава по методу Чохральского. Кристаллы Rb_2ZnCl_4 и K_2ZnCl_4 являются представителями большого числа изоморфных соединений A_2BX_4 , претерпевающих при температуре T_i фазовый переход (ФП) из параэлектрической фазы (ПФ) в несоизоморфную и далее, при температуре T_c , из НФ в соразмерную сегнетоэлектрическую (СФ). Кристаллическая структура в ПФ описывается пространственной группой $R\bar{3}m$, структура в СФ характеризуется утроением элементарной ячейки вдоль оси a и соответствует группе $P2_1cn$.

Спектры ЭПР изучались на спектрометре X-диапазона РЭ-1301 с использованием стандартной температурной приставки, позволяющей охлаждать и нагревать образец в парах азота. Точность стабилизации температуры составляла ± 0.1 К.

Были исследованы температурные зависимости резонансных полей низкополевой группы сверхтонких линий, соответствующей электронному переходу $\Delta M_S = 3/2 \leftrightarrow 5/2$ при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Сверхтонкий секстет, отвечающий этому переходу в ПФ, ниже T_i уширяется и расщепляется в характерное для плосковолновой модуляции квазинепрерывное распределение резонансных полей, ограниченное двумя крайними сингулярностями. Необычной особенностью является асимметрия сингулярного спектра. В выбранной ориентации положение сингулярностей описывается квадратичным законом связи с параметром порядка $u = A \cos \varphi(z)$ [5]

$$H = H_0 + \frac{1}{2} H_2 \cos^2 \varphi(z). \quad (1)$$

Согласно симметрии, высокополевая сингулярность соответствует значению фазы $\varphi = \pm \pi/2$, а низкополевая $\varphi = 0, \pi$. Роль нелокальных