

P14-82-458

# В.Л.Аксенов, Е.А.Горемычкин, Т.Фрауенхайм

# ШИРИНЫ ЛИНИЙ МАГНИТНЫХ ЭКСИТОНОВ В КУБИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ ФАЗЫ ЛАВЕСА **PrAi<sub>2</sub>**, **PrNi<sub>2</sub>**

Направлено в журнал "Физика металлов и металловедение"

1982

#### введение

При изучении эффектов кристаллического поля в интерметаллических соединениях редкоземельных элементов важную информацию дает метод неупругого рассеяния нейтронов<sup>(1,2)</sup>. Спектр рассеянных нейтронов позволяет определить энергию магнитных возбуждений /обусловленных переходами между уровнями 4f -электронов в кристаллическом поле/ по положениям пиков и вероятности переходов по их интенсивности. В последнее время наблюдается большой интерес к исследованию зависимости ширин пиков /ширин линий магнитных возбуждений/ от температуры и волнового вектора, что позволяет делать заключения о природе взаимодействий в системе <sup>/5-7/</sup>.

В настоящей работе рассмотрена температурная зависимость ширин линий локализованных магнитных возбуждений /магнитных экситонов/ в соединениях  $PrAl_2$  и  $PtNi_2$ . Эти соединения относятся к ряду соединений  $PrX_2$ , где X может быть Mg, Al, Co, Ni, Rh, Ru, Ir, Pt, имеющим структуру кубической фазы Лавеса /C15/ с редкоземельными ионами в узлах кубической симметрии. Из этого ряда соединений все, кроме  $PrNi_2$ , претерпевают магнитный фазовый переход в интервале температур 4,2-40 K<sup>/3/</sup>.  $PrNi_2$  является парамагнетиком Ван Флека со смещанным электронно-ядерным магнитным переходом при T = 0.25 K<sup>/3/</sup>. Для понимания свойств этого соединения представляет интерес сравнить его с другими представителями ряда, наиболее изученным из которых является  $PrAl_2$ . В следующем разделе приведены результаты экспериментов, а затем обсуждается их возможная интерпретация.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов на поликристаллическом образце PrNi<sub>2</sub> проводились на спектрометре по методу времени пролета в обратной геометрии на импульсном реакторе на быстрых нейтронах ИБР-30 при температурах 10, 80 и 300 К. На <u>рис.1</u> показан вид спектра рассеянных нейтронов при 10 К. Два широких пика соответствуют рассеянных нейтронов при 10 К. Два широких пика соответствуют рассеянию на возбуждениях в результате переходов между уровнями 4f -электронов в кристаллическом поле. Для описания кристаллического электрического поля /КЭП/ использовалась феноменологическая модель с гамильтонианом следующего вида<sup>/4/</sup>:

$$H = B_4^{\circ} (O_4^{\circ} + 5O_4^{\circ}) + B_6^{\circ} (O_6^{\circ} - 21O_6^{\circ}), \qquad /1/$$

 $B_4^{\circ}$  и  $B_6^{\circ}$  - параметры кристаллического поля,  $O_\ell^m$  - эквивалентные операторы Стивенсона.



۴

Рис.1. Спектр неупругого рассеяния нейтронов на PrNi<sub>2</sub> при температуре T = 10 К: сплошная линия – расчетный спектр; пунктирная – вклад в рассеяние отдельных переходов между уровнями КЭП; N – номер канала временного анализатора;  $\epsilon$  – передача энергии /мэВ/; I – интенсивность в произвольных единицах.

Анализ экспериментальных данных дает следующие значения параметров кристаллического поля и схему уровней основного мультиплета <sup>3</sup> Н<sub>4</sub> иона Pr<sup>3+</sup> в кристаллическом поле:

$$B_4^\circ = 24,8$$
 мэB;  $B_6^\circ = -66,2\cdot10^{-6}$  мэB;  
 $\Gamma_3/0,00$  мэB/ -  $\Gamma_5/2,56$  мэB/ -  $\Gamma_4/6,50$  мэB/ -  $\Gamma_1/15,59$  мэB/.

Ширина пиков при 10 К  $\gamma_{nm}/10$  К/ = /6,0+0,5/ мэВ, при 80 К  $\gamma_{nm}$  /80 К/ = /6,0+1,5/ мэВ.

<sup>IIIII</sup> PrAl<sub>2</sub> при T<sub>c</sub> = 33 К претерпевает фазовый переход в ферромагнитное состояние. Исследование с помощью рассеяния нейтронов на поликристалле PrAl<sub>2</sub> было проведено в работе<sup>/8/</sup> при температурах 7,7; 20; 30 и 50 К, однако ширины пиков не обсуждались. Здесь мы воспользуемся результатами этих экспериментов, обработка которых была проведена в работе одного из авторов<sup>/9/</sup> Параметры кристаллического поля в PrAl<sub>2</sub>:  $B_4^\circ$  = -3,72·10<sup>-3</sup> мэB;  $B_6^\circ$  = = -5,29·10<sup>-5</sup> мэB. Схема уровней в парафазе следующая:  $\Gamma_3 / 0,00$  мэB/ -  $\Gamma_4 / 2,36$  мэB/ -  $\Gamma_1 / 5,67$  мэB/ -  $\Gamma_5 / 13,70$  мэB/. В феррофазе при почти полной намагниченности / T ≤ 25 К/ вырождение снимается и имеется следующая схема уровней:

$$\Gamma_{3}^{1}/0,0$$
 мэВ/-  $\Gamma_{3}^{2}/5,1$  мэВ/-  $\Gamma_{4}^{1}/6,4$  мэВ/-  $\Gamma_{4}^{2}/7,6$  мэВ/-  $\Gamma_{4}^{3}/8,7$  мэВ/.  
1 2 3 4 номер  
уровня

При T<25 К в схеме этих пяти низколежащих уровней существует только три перехода с основного  $\Gamma_3^1$ -состояния:  $\Gamma_3^1 rianglerightarrow \Gamma_3^1 rianglerightarrow \Gamma_3^1$ 

Ширина пиков в феррофазе имеет величину  $\gamma_{nm}/20$  К/ = = /1,80±0,25/ мэВ, однако в парафазе она значительно увеличивается:  $\gamma_{nm}/50$  К/ = /5,00±0,60/ мэВ, то есть становится по величине примерно такой же, как и в PrNi 2. Обычно при низких температурах /10÷80 К/ в интерметаллических соединениях редкоземельных элементов наблюдаются ширины пиков 1,5÷3,0 мэВ <sup>/6,7</sup>. В рассматриваемых двух соединениях в парафазе пики являются более широки-

FURE OLD TOUR

3

ми. В то же время фазовый переход в ферромагнитное состояние в  $PrAl_2$  сопровождается резким уменьшением ширины пиков. Возникают два вопроса: во-первых, в чем причина необычно широких пиков в парафазе и, во-вторых, почему ширина пиков резко меняется при переходе в феррофазу в  $PrAl_2$ .

#### ШИРИНЫ ЛИНИЙ МАГНИТНЫХ ЭКСИТОНОВ

При рассеянии нейтронов на поликристалле в условиях рассматриваемых экспериментов спектр рассеянных нейтронов получается усредненным по векторам передачи импульса. Поэтому при обсуждении ширин пиков прежде всего необходимо учесть дисперсию магнитных возбуждений, обусловленную эффективным обменным взаимодействием редкоземельных ионов.Экспериментальное наблюдение дисперсии в монокристалле  $PrAl_2$  <sup>/10/</sup> и оценка величины дисперсии для  $PrNi_2$ в приближении хаотических фаз показывают, что максимальный ее вклад в ширину пиков составляет ~ 0,5 мэВ.

Обменное взаимодействие приводит к взаимодействию магнитных экситонов и, следовательно, их затуханию, что также дает вклад в ширину линий. Однако в металлических соединениях более важными в этом смысле являются возбуждения электрон-дырочных пар за счет взаимодействия электронов проводимости с 4f-электронами  $^{/5/}$ гамильтониан которого в локальном приближении имеет вид

$$\mathbf{H}_{\mathbf{s}-\mathbf{f}} = -\frac{2}{\mathbf{i}} \mathbf{I}_{\mathbf{s}-\mathbf{f}} \vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{i}} \vec{\sigma}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{j}_{\mathbf{i}} \vec{\mathbf{j}}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{j}_{\mathbf{i}} \mathbf{j}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{j}_{\mathbf{i}} \mathbf{j}_{\mathbf{i}} \mathbf{j}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{j}_{\mathbf{i}} \mathbf{$$

В /2/  $\vec{\sigma}_i$  - спиновая плотность электронов проводимости вокруг редкоземельного иона с полным моментом количества движения  $\vec{J}_i$  на узле i. Рассмотрим более подробно вклад этого механизма в ширины линий. Пользуясь стандартной процедурой  $^{/5,11/}$ , одноион-ный гамильтониан системы редкоземельных ионов представим в виде

$$H_0 = \sum_n \omega_n K_{nn} , \qquad /3/$$

где  $K_{mn}$  =|m><n| - базисные операторы. Одноионные собственные значения энергии  $\omega_n$  и соответствующие волновые функции определяются в результате диагонализации одноионного одночастичного гамильтониана, включающего кубическое кристаллическое поле H $_{\rm KII}$ и молекулярное магнитное поле H $_{\rm M}$ , при известных параметрах кри-сталлического и молекулярного полей. Разлагая локальные спиновые

операторы относительно базиса операторов  $K_{mn}$ :  $\hat{A} = \sum_{mn} \hat{A}_{mn} K_{mn}$ , получаем гамильтониан взаимодействия:

$$H_{s-f} = -\sum_{i} I_{s-f} \sum_{m,n} \langle m | J_i | n \rangle K_{mn}^{(i)} \vec{\sigma}_i .$$
 (4/

Для электронов проводимости используем приближение свободных электронов:

$$H_{s} = \sum_{ka} \epsilon_{\bar{k}} a^{+}_{\bar{k}a} a_{\bar{k}a} , \qquad (5)$$

где  $a_{\bar{k}\alpha}^{+}$ ,  $a_{\bar{k}\alpha}^{-}$  - операторы рождения и уничтожения электронов, которые определяют спин в /2/, /5/ следующим образом:

$$\vec{\sigma}_{i} = \frac{\sum}{\mathbf{k} \mathbf{q}} \vec{\sigma}_{\alpha\beta}^{i} \mathbf{a}^{\dagger} \mathbf{k} + \mathbf{\bar{q}}_{\alpha} \mathbf{a}^{\dagger} \mathbf{k}_{\beta} \cdot$$

۶

Гамильтониан модели представляет собой сумму выражений /3/-/5/: H = H<sub>0</sub> + H<sub>s</sub> + H<sub>s-f</sub> . Дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов

$$\frac{d^2 \sigma}{d \Omega d \omega} \sim \operatorname{Im} G(q, \omega + i \epsilon), \qquad (6/$$

где G(q,  $\omega$ ) = << J<sub>q</sub><sup>+</sup> |J<sub>-q</sub> >>  $\omega$  - фурье-образ двухвременной функции Грина локализованных f -электронов. В базисе операторов K<sub>mn</sub>

$$\mathbf{G}(\mathbf{q},\omega) = \sum_{\mathbf{mn},\mathbf{m'n'}} \mathbf{G}_{\mathbf{mnm'n'}}(\mathbf{q},\omega) = \sum_{\mathbf{mn},\mathbf{m'n'}} \langle \mathbf{J}_{\mathbf{mn}}^{+} \mathbf{K}_{\mathbf{mn}} | \mathbf{J}_{\mathbf{m'n'}}^{-} \mathbf{K}_{\mathbf{m'n'}} \rangle_{\mathbf{q},\omega} \quad . \quad /7/$$

Функцию Грина  $G_{mn,m'n'}(\omega)$  вычислим, используя технику дифференцирования по двум временам в методе уравнений движения для двухвременных функций Грина<sup>/11/</sup>. Используя гамильтониан /3/-/5/ и коммутационные соотношения для базисных операторов в виде

$$[K_{mn}, K_{m'n'}] = K_{mn'} \delta_{nm'} - K_{m'n} \delta_{mn'},$$

получаем уравнение для функции /7/:

$$G_{mn,m'n'}(\omega) = \frac{J_{mn}^{\dagger} J_{nm}^{-}(f_{m} - f_{n}) \delta_{m'n} \delta_{n'm}}{\omega - \omega_{nm}} + \frac{I_{s-f}^{2} J_{nm}^{\dagger} J_{m'n'}^{-}}{(\omega - \omega_{nm})(-\omega - \omega_{n'm'})} \sum_{\alpha,\beta=+,-,z} \{J_{n'm}^{\alpha} J_{nm'}^{\beta} (F_{n'm}^{\alpha\beta} + F_{nm'}^{\alpha\beta}) + \frac{1}{2} \{J_{n'm}^{\alpha} J_{nm'}^{\beta} (F_{n'm}^{\alpha\beta} + F_{nm'}^{\alpha\beta}) + \frac{1}{2} \{J_{n'm}^{\alpha} J_{m'}^{\beta} (F_{n'm}^{\alpha\beta} + F_{nm'}^{\alpha\beta}) + \frac{1}{2} \}$$

где введена функция Грина:

$$\mathbf{F}_{mn}^{\alpha\beta}(\omega) = \langle \mathbf{K}_{mn} \sigma^{\alpha} | \sigma^{\beta} \mathbf{K}_{nm} \rangle_{\omega} , \qquad (9/$$

 $f_n = \exp\left(-\omega_n \ / T\right) / \ \sum\limits_n \ \exp\left(-\omega_n \ / T\right)$  – числа заполнения одноионных состояний.

Ограничимся в уравнении /8/ учетом квадратичных по взаимодействию  $I_{s-f}$  членов. Тогда основной вклад будут давать симметричные функции Грина  $G_{mn,nm}$ , поскольку при m'≠n, n'≠m в уравнении /8/ неоднородный член отсутствует и  $G_{mn,m,n'} \sim I_{s-f}^2$ . Уравнение /8/ для симметричной функции Грина можно представить в виде уравнения Дайсона /см. /11/ /:

$$\mathbf{G}_{\mathrm{mn,nm}} (\omega) = \mathbf{G}_{\mathrm{mn,nm}}^{\circ} (\omega) + \mathbf{G}_{\mathrm{mn,nm}}^{\circ} (\omega) \mathbf{M}_{\mathrm{mn}} (\omega) \mathbf{G}_{\mathrm{mn,nm}} (\omega), \qquad /10/$$

где массовый оператор

$$M_{mn}(\omega) = \frac{I_{s \cdot f \alpha \beta}^{2} \sum_{\alpha \beta} \{2 J_{mn}^{\alpha} J_{nn}^{\beta} F_{mn}^{\alpha \beta}(\omega) + \sum_{t} [J_{nt}^{\alpha} J_{tn}^{\beta} F_{mt}^{\alpha \beta} + J_{tm}^{\alpha} J_{tm}^{\beta} F_{tn}^{\alpha \beta}(\omega)]\}}{J_{mn}^{+} J_{nm}^{-} (f_{m} - f_{n})^{2}} / 11/$$

определяется функцией Грина /9/, вычисленной в нулевом порядке по  $I_{s}$ , то есть для гамильтониана  $H=H_0+H_s$ .

$$\mathbf{F}_{mn}^{\alpha\beta} = \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} \frac{\mathbf{f}_{m} \mathbf{P}_{\mathbf{k}} (1 - \mathbf{P}_{\mathbf{k}} + \mathbf{q}) - \mathbf{f}_{n} \mathbf{P}_{\mathbf{k}} + \mathbf{q}^{*} (1 - \mathbf{P}_{\mathbf{k}})}{\omega - \omega_{nm} - \epsilon_{\mathbf{k}} + \mathbf{q}^{*} + \epsilon_{\mathbf{k}}}$$
/12/

где Р  $_{\mathbf{L}}$ - Функция распределения Ферми. В предположении о свободных электронах проводимости мнимая часть выражения /12/ имеет вид

$$Im F_{mn} = \pi f_n N^2(0)(\omega - \omega_{mn}) \frac{1 - \exp(-\omega/T)}{1 - \exp((\omega_{mn} - \omega)/T)},$$
 /13/

где N(0) - плотность состояний на уровне Ферми.

в /iū/ введены также матричные элементы нулевой функции грина:

$$G_{mn,nm}^{\circ} = \frac{J_{mn}^{+} J_{nm}^{-} (f_{m} - f_{n})}{\omega - \omega_{nm}}$$
 (14/

Используя выражения /6/, /7/, /10/, получаем сечение рассеяния:

$$\frac{\mathrm{d}^{2}\sigma}{\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}\omega} = \sum_{\mathrm{mn}} \frac{J_{\mathrm{mn}}^{+} J_{\mathrm{nm}}(\mathbf{f}_{\mathrm{m}} - \mathbf{f}_{\mathrm{n}})\gamma\,\mathrm{mn}}{\left[\omega - (\omega_{\mathrm{nm}} + \Delta_{\mathrm{nm}})\right]^{2} - \gamma_{\mathrm{mn}}^{2}}, \qquad (15)$$

где  $\Delta_{nm} = J_{mn}^{+} J_{nm}^{-} (f_m - f_n) \operatorname{Re} M_{mn}$  - энергетический сдвиг, который в первом приближении можно включить в энергию перехода между уровнями кристаллического поля:

$$\omega_{nm} \rightarrow \widetilde{\omega}_{nm} = \omega_{nm} + \Delta_{nm};$$

$$\gamma_{mn} = J_{mn}^{+} J_{nm}^{-\epsilon} (f_{m} - f_{n}) \operatorname{Im} M_{mn} (\omega + i\epsilon)$$

$$/16/$$

определяет ширину линий магнитных экситонов и, как видно, зависит от взаимодействия 4f -электронов с электронами проводимости и заселенности уровней.

Обсудим теперь на основе выражения /16/ экспериментальные результаты для  $PrAl_2$  и  $PrNi_2$ .

A.  $PrAl_2$ 

Рассмотрим ферромагнитную фазу. Используя /16/ и /11/-/13/, получаем

$$y(J_{14}^{+}) = \pi [I_{s-f} N(0)]^{2} \times (1.99 \cdot \delta_{4,1} + 14.11 \cdot \delta_{4,2} + 11.7 \cdot \delta_{4,3} + 17.22 \text{ T}),$$
  

$$y(J_{13}^{-}) = \pi [I_{s-f} N(0)]^{2} \times (0.53 \cdot \delta_{3,1} + 16.1 \cdot \delta_{3,2} + 16.81 \cdot \delta_{5,3} + 15.96 \cdot \text{T}), /17/2$$
  

$$y(J_{15}^{z}) = \pi [I_{s-f} N(0)]^{2} \times (0.15 \cdot \delta_{5,1} + 16.8 \cdot \delta_{5,3} + 11.7 \cdot \delta_{5,4} + 15.05 \cdot \text{T}).$$

Величина I<sub>в-1</sub> N(0)=0,06,по данным работы<sup>/12/</sup>, где она определялась для изоструктурного соединения (LaCe)Al<sub>2</sub>. Подставляя в /17/ энергии уровней КЭП, получаем при  $T \leq 25$  К

$$y(J_{14}^{+}) = \gamma(J_{13}^{-}) \approx 0.98 + 0.24 \cdot T,$$

$$\gamma(J_{15}^{z}) \approx 0.87 + 0.24 \cdot T,$$
/18/

где  $T[M \ni B] = T[K] / 11,605.$ 

В парамагнитной фазе расстояние между вырожденным дублетом  $\Gamma_3$  и триплетом  $\Gamma_4$  резко уменьшается. Причем это расстояние – порядка тепловой энергии электронов в парафазе, поэтому все уровни дублетного и триплетного состояний заселены примерно одинаково. Энергии переходов между состояниями  $\delta$  одинаковы, одинаковы и их ширины. Так, для переходов  $J_{\Gamma_3}^+ - \Gamma_4$  и  $J_{\Gamma_3}^- - \Gamma_4 - \delta_{4,1} = \delta_{3,2} =$ = 2,36 мэв и  $\gamma(J_{\Gamma_3}^+ - \Gamma_4) = \gamma(J_{\Gamma_3}^- - \Gamma_4)$ . Тогда согласно /15/, /16/  $\gamma(J_{\Gamma_3}^+ - \Gamma_4) = \gamma(J_{\Gamma_3}^- - \Gamma_4) = \gamma(J_{14}^+) + \gamma(J_{13}^+).$ 

В результате получаем

$$\gamma(J_{\Gamma_{3}}^{+}-\Gamma_{4}) = \gamma(J_{\Gamma_{3}}^{-}-\Gamma_{4}) = 2\pi [I_{s-f} N(0)]^{2} [0.75 \cdot T + 18.65 \cdot \delta \times /19] \times \frac{1+1.25 \exp(-\delta/T)}{1-\exp(-\delta/T)} ].$$

Аналогично для перехода  $\Gamma_3$  –  $\Gamma_5$ 

$$\gamma(J_{\Gamma_{3}}^{+}-\Gamma_{5}) = \gamma(J_{\Gamma_{3}}^{-}-\Gamma_{5}) = 2\pi[I_{s-f} N(0)]^{2}[20,7 \cdot T + 15,14 \cdot \delta \times /20/$$

$$\times \frac{1+1,25 \exp(-\delta/T)}{1-\exp(-\delta/T)}].$$

6

7

Рис.2. Зависимость ширины линии магнитных возбуждений в PrAl<sub>2</sub> от температуры /сплошная линия/, точки экспериментальные эначения ширин у в миллиэлектронвольтах.



На <u>рис.2</u> приведена температурная зависимость ширины линий, вычисленная по формулам /18/-/20/, в сравнении с экспериментальными данными ( $\gamma(J_{\Gamma_{2}-\Gamma_{4}}^{+}) \simeq \gamma(J_{\Gamma_{2}-\Gamma_{5}}^{+})$ ).

# Б. <u>PrNi</u>2

Используя выражения для ширины линий /20/, /19/, получаем  $y(J_{\Gamma_3}^+-\Gamma_5) \approx y(J_{\Gamma_3}^+-\Gamma_4) \approx 1,6$  мэВ при T = 10 K, /21/  $y(J_{\Gamma_3}^+-\Gamma_5) \approx y(J_{\Gamma_3}^+-\Gamma_4) \approx 8,2$  мэВ при T = 80 K.

При выводе /21/ мы использовали оценку для  $I_{s\,-f}\,\,N(0)\!=\!0,\!07$ , полученную из анализа данных по измерению термо-ЭДС.

Рассмотрим еще один механизм уширения линий, обусловленный магнитовибрационным взаимодействием. Используем гамильтониан вида<sup>/11/</sup>:

$$H_{f-ph} = W_1 \sum_{\vec{q}_j} A_{\vec{q}_j} V_1(\vec{J}_i, \vec{q}_j) e^{i\vec{q}\vec{R}_i}, /22/$$

где  $A_{qj} = \frac{1}{2} (b_{qj}^{*} + b_{-qj}^{+}), b_{-qj}^{+}, b_{qj}^{*}$  - операторы рождения и уничтожения фононов;  $V_1$  - квадрупольный оператор типа  $J_i^x J_i^z + J_i^z J_i^x$ /для направления 001/ и  $W_1$  - параметр магнитовибрационного взаимодействия, который для  $P(Al_2)$  равен  $W_1 = 0,1$  мэВ<sup>/11</sup>. В базисе операторов  $K_{mn}$  гамильтониан /22/ имеет вид

$$H_{f-ph} = W_{1} \sum_{\vec{q}\,i} A_{\vec{q}\,j} \sum_{mn} \langle m | V_{1}(J_{i},qj) | n \rangle K_{mn}^{(i)} e^{i\vec{q}\cdot\vec{R}_{i}} .$$
 /23/

Фононы будем учитывать в гармоническом приближении. Вычисляя функцию Грина /6/ для спин-фононной системы аналогично предыдущему случаю /детали см. в работе<sup>/11/</sup>/, получаем в дебаевском приближении для фононного спектра PrAl<sub>2</sub> величины ширин линий:

$$y'(J_{13}^{-}) = y'(J_{14}^{+}) / T = 20 \text{ K/} = 2,4 \text{ мкэB},$$
  
 $\gamma_{\Gamma_3} - \Gamma_4 / T = 50 \text{ K/} = 3,6 \text{ мкэB}.$  /24/

## ОБСУЖДЕНИЕ

Сравним теоретические оценки с данными эксперимента. Как видно из рис.2, в  $PrAl_2$  аномальное уширение линий магнитных экситонов в парафазе качественно хорошо объясняется механизмом взаимодействия f -электронов с электронами проводимости или, другими словами, механизмом распада магнитных экситонов на возбуждения электрон-дырка в море свободных электронов. Скачок в ширине линий при переходе из феррофазы в парафазу возникает в результате полного изменения схемы уровней 4f -электронов и изменения заселенности этих уровней. Ширины линий магнитных экситонов определяются величиной расщепления  $\delta$ , которая резко меняется при фазовом переходе.

В случае  $PtNi_2$  рассчитанная ширина линий у линейно уменьшается при понижении температуры. В области температур выше 30 К у качественно согласуется с экспериментальными данными. Однако при низких температурах такого согласия нет:  $y_{\text{теор.}}/10$  К/=1,6 мэВ,  $y_{\text{эксп.}}/10$  К/= 6,0 мэВ. Это говорит о том, что в низкотемпературной области механизм s -f обмена не является ответственным за уширение линий. В настоящее время не ясно, чем вызвано столь сильное затухание магнитных экситонов в низкотемпературной области. Возможно, это связано с влиянием d -электронов никеля. Однако характер их поведения в  $PrNi_2$  еще недостаточно изучен, чтобы делать какие-либо заключения. Другой возможной причиной этого эффекта является проявление релаксационных эффектов, наблюдаемых <sup>/3/</sup> при низкотемпературном смешанном олектронно ядерном магнитном переходе. Для выяснения этого вопроса требуются более детальные исследования в области низких температур.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Андреефф А. и др. ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.2, с.277.
- Fulde E. In: Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths (Eds. K.A.Gschneider and Eyring L.). North-Holland Publishing Company, 1978, p.287.
- Greidanus F.J.A.M. Abstracts IV Int.Conf. on Crystal Field and Structural Effects in f-Electron Systems. Wroclaw, 1981, p.22; Greidanus F.J.A.M. et al. Physica B+C, 1982, vol.112, p.92.
- 4. Hutchings M.T. Solid State Physics, 1964, 16, p.227.
- Becker K.W., Fulde P., Keller J. Z.Phys.B, 1977, vol.28, p.9; Becker K.W., Fulde P. In: Crystal Field in Metals and Alloys. Plenum Press, N.Y., 1977, p.284.
- 6. Gross W. et al. Z.Phys.B, 1980, vol.37, p.123.
- Loewenhaupt M. In: Crystalline Electric Field and Structural Effects in f-Electron Systems. Plenum Press, N.Y., 1980, p.589-605.

- 8. Hennig K. et al. Sol.St.Comm., 1979, vol.21, p.297.
- Frauenheim T., Matz W., Feller G. Sol.St.Comm., 1979, vol.29, p.805.
- 10. Purwins H.-G. et al. AIP Conf. Proc., 1976, No.29, p.259.
- 11. Aksenov V.L. et al. 'J.Phys.F: Metal Phys., 1981, vol.11, p.905.
- Loewenhaupt M., Steglich F. In: Crystal Field Effects in Metal and Alloys. (Ed. A.Furrer). Plenum Press, N.Y., 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел 16 июня 1982 года. Аксенов В.Л. и др. P14-82-458 Ширины линий магнитных экситонов в кубических соединениях фазы Лавеса PrAl<sub>2</sub>, PrNi<sub>2</sub>

На основе данных по неупругому рассеянию нейтронов рассмотрена температурная зависимость ширин линий локализованных магнитных экситонов в редкоземельных интерметаллидах PrAl<sub>2</sub> и PrNi<sub>2</sub> с помощью модели **s**-f обмена.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института лдерных исследований. Дубна 1982

Aksenov V.L. et al. P14-82-458 Magnetic Exciton Line Widths in Cubic Compounds of Laves Phase PrAl<sub>2</sub>, PrNi<sub>2</sub>

On the base of experimental data on neutron inelastic scattering a temperature dependence of line widths of localized magnetic excitations in rare Earth's intermetallics  $PrAl_2$ and  $PrNi_2$  by means of s-f exchange model is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.