

## Особенности формирования основного состояния в $\text{PrV}_6$

© П.А. Алексеев, К. Flachbart\*, S. Gabani\*, В.Н. Лазуков, Р. Priputen\*, М. Reiffers\*, J. Sebek\*\*, E. Santava\*\*, А.В. Духненко\*\*\*, В.Б. Филиппов\*\*\*, Н.Ю. Шицевалова\*\*\*

Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
Москва, Россия

\* Центр физики низких температур,

Кошице, Словакия

\*\* Институт физики, Прага, Чехия

\*\*\* Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины,  
Киев, Украина

E-mail: lvn@issph.kiae.ru

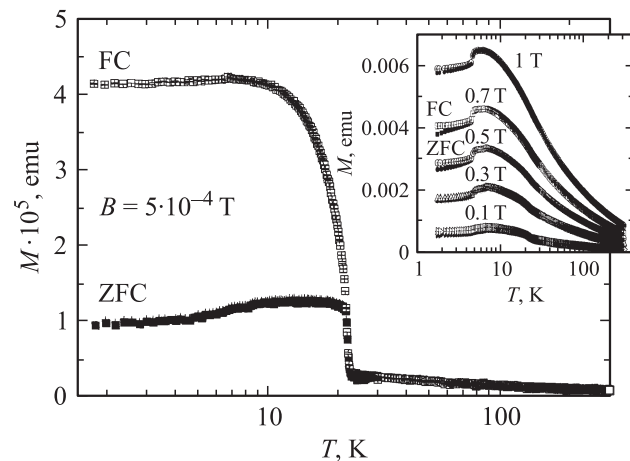
Проведены измерения температурных зависимостей теплопроводности и намагниченности монокристалла  $\text{PrV}_6$  в магнитных полях 0–14 Т. Анализ полученных данных показал, что наряду с известными магнитными фазовыми переходами при  $T \sim 7$  и  $\sim 4$  К при температурах ниже 20 К в  $\text{PrV}_6$  появляется спонтанная намагниченность с относительно небольшим магнитным моментом, возникающая в результате снятия вырождения основного состояния, по-видимому за счет динамических структурных искажений.

Редкоземельный гексоборид  $\text{PrV}_6$  кристаллизуется в кубическую структуру типа CsCl. При низких температурах эта система претерпевает последовательно два магнитных фазовых перехода. При температуре  $T_{N1} \sim 7$  К происходит переход от парамагнитной фазы к несоответствующему кристаллической решетке антиферромагнитному порядку, а при  $T_{N2} \sim 4$  К возникает соразмерная антиферромагнитная фаза [1]. Из измерения теплоемкости [2] значение энтропии при  $T = 7$  К оказалось несколько ниже величины  $R \ln 3$ , которая должна была бы быть для триплетного основного состояния в этой системе [3]. Этот факт был интерпретирован как указание на наличие некоторых ближних магнитных корреляций при температурах выше магнитных фазовых переходов. Ранее подобное предположение было высказано на основе измерений скорости спин-решеточной релаксации [4] и теплопроводности [5]. В измерениях спектров неупругого магнитного рассеяния нейтронов было обнаружено, что температурная зависимость ширины квазиупругого рассеяния отклоняется от линейной (закон Корринги) ниже  $T = 80$  К [6]. Такое поведение было интерпретировано как проявление снятия вырождения с основного триплета  $\Gamma_5$ . Предполагалось, что это либо воздействие на основное состояние внутреннего магнитного поля, возникшее вследствие ближних магнитных корреляций, либо результат понижения симметрии за счет тетрагональных искажений кубической симметрии. Для более детального изучения механизма расщепления основного состояния  $\Gamma_5$  в  $\text{PrV}_6$  при низких температурах были проведены измерения намагниченности и теплопроводности в магнитных полях 0–14 Т.

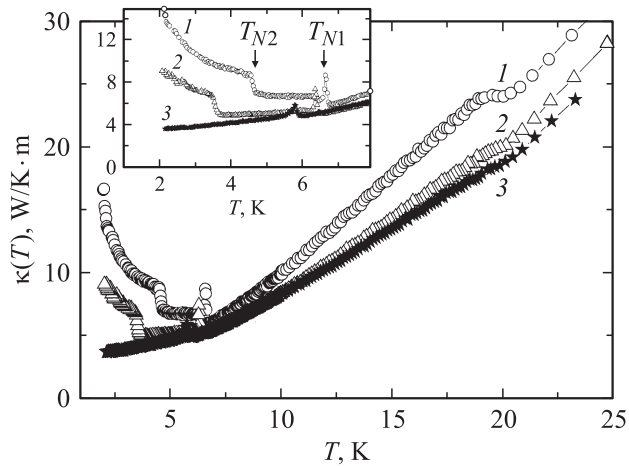
Монокристалл  $\text{PrV}_6$  был приготовлен методом зонной плавки. Образец представлял собой параллелепипед с длинной стороной вдоль направления [110]. Измерение теплопроводности  $k(T)$  и намагниченности  $M(T)$  проводилось вдоль направления [110] в интервале температур 2–30 К и магнитных полях до 14 Т. Магнитное поле было сориентировано параллельно направлению [110].

Температурные зависимости намагниченности  $M(T)$  и теплопроводности  $k(T)$  представлены на рис. 1 и 2 соответственно. В поле  $B = 5 \cdot 10^{-4}$  Т при температурах ниже 20 К возникает спонтанная намагниченность с небольшим магнитным моментом, который слабо меняется вплоть до самых низких температур. При температурах магнитных фазовых переходов ( $T_{N1}$  и  $T_{N2}$ ) в малых полях наблюдается незначительное уменьшение намагниченности, а в измерениях в магнитных полях в интервале 0.3–0.7 Т изменение намагниченности оказывается заметно больше.

Температурные зависимости намагниченности оказываются существенно различными для измерений при охлаждении образца в магнитном поле и без него при  $T < 20$  К. При возрастании величины магнитного поля до  $\sim 0.5$  Т спонтанная намагниченность при  $T < 20$  К исчезает, а изменения в температурной зависимости намагниченности для измерений при охлаждении об-



**Рис. 1.** Температурная зависимость намагниченности в магнитных полях  $B = 0.0005$ –1 Т. Светлые и темные символы — результаты измерений на образце, охлаждаемом в магнитном поле (FC) и без него (ZFC) соответственно.



**Рис. 2.** Температурная зависимость теплопроводности в различных магнитных полях.  $B, T$ : 1 — 0, 2 — 8, 3 — 14.

разца в магнитном поле и без него („гистерезис“) наблюдаются ниже  $T \sim 5$  К. Кроме того, при  $T \sim 5$  К наблюдается скачок намагниченности. При значениях поля более 1 Т „гистерезис“ исчезает.

На рис. 2 представлены температурные зависимости теплопроводности  $k(T)$  для  $\text{PrB}_6$  в полях до 14 Т. Величины  $k(T)$ , полученные при измерении в нулевом магнитном поле, аналогичны результатам работы [5]. Однако, как можно видеть на рис. 2, при  $T_{N1}$  присутствует заметный пик, в то время как в [5] наблюдалось лишь незначительное изменение  $k(T)$ . В интервале температур между фазовыми переходами значения  $k(T)$  остаются постоянными, а при  $T < T_{N2}$  наблюдается заметное увеличение  $k(T)$ . Кроме наблюдаемых в теплопроводности особенностей вблизи  $T_{N1}$  и  $T_{N2}$  при  $T \sim 20$  К появляется широкий пик. При измерениях в магнитном поле особенность, связанная с  $T_{N2}$ , сдвигается в область низких температур и исчезает по мере увеличения магнитного поля. При этом амплитуда пика при  $T_{N1}$  уменьшается, а его положение незначительно смещается. В то же время особенность при  $T \sim 20$  К подавляется магнитным полем без изменения температуры максимума.

Появление спонтанной намагниченности подтверждает предположение о наличии магнитных корреляций при температурах выше магнитных фазовых переходов ( $T > T_{N1}$ ) [2,4,5]. Некоторое уменьшение намагниченности ниже точки фазового перехода  $T < T_{N1}$  согласуется с ранее полученными данными об установлении антиферромагнитного порядка. В то же время следует обратить внимание на появление „гистерезиса“ в температурной зависимости намагниченности при  $B < 1$  Т, что обычно характерно для спин-стекольного состояния.

Другой особенностью полученных данных о температурной зависимости теплопроводности (рис. 2) является различное влияние величины магнитного поля на температуры переходов. Для перехода при  $T_{N2}$  увеличение

поля приводит к существенному уменьшению температуры перехода и его подавлению, а температура  $T_{N1}$  незначительно смещается в сторону меньших значений и переход также подавляется. Что касается температуры формирования магнитных корреляций при  $T \sim 20$  К, то она, по-видимому, не изменяется под воздействием поля. Различные полевые зависимости температур особенностей, связанные с фазовыми переходами, по-видимому, отражают различную природу этих фазовых переходов.

Одно из возможных объяснений наблюдаемых эффектов может быть дано на основе эффекта Яна–Теллера [7]. При температурах ниже  $T \sim 20$  К возникает динамический эффект Яна–Теллера за счет так называемого электрон-колебательного взаимодействия. Он может приводить к динамическим тетрагональным локальным искажениям. Такие искажения сопровождаются формированием локальных областей с ненулевой намагниченностью. При дальнейшем понижении температуры эти области могут трансформироваться в спин-стекольное состояние. Поскольку природа этого перехода в своей основе не связана со спиновым обменным взаимодействием, влияние внешнего магнитного поля на температуру перехода невелико. Переход при  $T_{N1}$  может быть обусловлен установлением статических, периодических по решетке искажений (статический эффект Яна–Теллера, связанный с квадрупольным взаимодействием редкоземельных ионов), которые формируют антиферромагнитный порядок, несоизмеримый с кристаллической решеткой [1]. Это взаимодействие, уже связанное с взаимодействием между спинами, приводит к появлению относительно слабой зависимости температуры перехода от величины магнитного поля. При  $T_{N2}$  непосредственно за счет обменного взаимодействия возникает антиферромагнитный (АФМ) порядок с периодом, соразмерным с кристаллической решеткой. При величинах магнитного поля более 10 Т этот чисто АФМ-переход полностью подавляется. Разные механизмы формирования коррелированных состояний и приводят к различной полевой зависимости температур фазовых переходов при 20, 7 и 4 К.

На основании изложенных выше соображений можно объяснить и отклонение температурной зависимости ширины квазиупругого пика от линейного закона при низких температурах в спектрах неупругого рассеяния нейтронов, обнаруженное в работе [6]. Тетрагональные искажения симметрии кристаллической решетки при температурах ниже  $\sim 20$  К, обусловленные динамическим эффектом Яна–Теллера, должны приводить к снятию вырождения и расщеплению триплетного основного состояния на дублет и синглет. Оценки показывают, что отклонение отношения  $a/c$  всего на несколько процентов от единицы приводит к расщеплению на  $\sim 0.5$  meV. Появившееся из-за наличия корреляций между локальными моментами внутреннее среднее магнитное поле должно дополнительно расщеплять триплет ниже  $T \sim 20$  К, но, по-видимому, этот эффект незначителен из-за небольшой величины поля. Так как вырождение в результате тетрагональных искажений снимается не

полностью, возникают предпосылки для магнитного фазового перехода при дальнейшем понижении температуры.

В заключение сформулируем основные результаты работы. Измерены намагниченность и теплопроводность в магнитных полях до 14 Т для PrV<sub>6</sub>. Наряду с наблюдением известных ранее магнитных фазовых переходов при  $T \sim 7$  и  $\sim 4$  К экспериментально обнаружено появление спонтанной намагниченности с относительно небольшим магнитным моментом при температурах ниже 20 К. В температурной зависимости теплопроводности наблюдается широкий пик при  $T \sim 20$  К. Характер влияния магнитного поля на температурные зависимости намагниченности и теплопроводности позволил сделать предположение о немагнитной природе формирования особенностей при  $T \sim 20$  К и связать их с локальными динамическими структурными искажениями за счет эффекта Яна–Теллера.

## Список литературы

- [1] C.M. McCarthy, C.W. Tompson, R.J. Graves. *Solid State Commun.* **36**, 861 (1980).
- [2] S. Kobayashi, M. Sera, M. Hiroi, T. Nishizaki, N. Kobayashi, S. Kunii. *J. Phys. Soc. Jpn.* **70**, 1721 (2001).
- [3] M. Loewenhaupt, M. Prager. *Z. Phys. B: Cond. Matter* **62**, 195 (1986).
- [4] S. Takagi, S. Itabashi, S. Kunii, T. Kasuya, *J. Magn. Mater.* **52**, 267 (1985).
- [5] M. Sera, S. Kobayashi, M. Hiroi, N. Kobayashi, S. Kunii. *Phys. Rev. B* **54**, R 5207 (1996).
- [6] V.N. Lazukov, E.V. Nefedova, N.N. Tiden, K. Siemensmeyer, A. Buchsteiner, P.A. Alekseev, N.Yu. Shitsevalova. *J. Alloys. Comp.* **442**, 180 (2007).
- [7] К.И. Кугель, Д.И. Хомский. *УФН* **136**, 621 (1982).