

Концентрация электронов в исследованных образцах не зависит от температуры, и изменение сопротивления с понижением температуры определяется подвижностью. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента Холла R_H от температуры для исследованных образцов. Стрелками указаны температуры перехода в состояние спинового стекла в данном образце. Видно, что, несмотря на малое магнитное поле, которое еще не разрушает состояния спинового стекла, в $Hg_{1-x}Mn_xSe$ эффект Холла нечувствителен к переходу образцов в состояние спинового стекла в отличие от $Hg_{1-x}Mn_xTe$, что обусловлено скорее всего отсутствием компенсации и высокой концентрацией электронов с большой энергией Ферми по сравнению с $Hg_{1-x}Mn_xTe$, исследованными в [3, 4].

На рис. 2 приведены зависимости сопротивления от температуры у исследованных образцов. Если у образца № 1 сопротивление практически не изменяется при понижении температуры, то у образцов № 2, 3 начинается рост сопротивления, причем чем выше концентрация марганца, тем больше изменение сопротивления и его рост начинается при более высокой температуре. Для заключения о преимущественном механизме релаксации проведем простейшую оценку количества ионизированных примесей по формуле Конуэлла—Вайскопфа для времени релаксации

$$\tau = \frac{(2m^*)^{1/2} e^2 E^{3/2}}{N_i \pi z^2 e^4 \ln [1 + (\epsilon E / z e^2 N_i^{1/2})^2]},$$

где m^* — эффективная масса, e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость. Определив τ из холловской подвижности, для количества ионов примеси N_i получим значение $\approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что неплохо согласуется с данными о значении концентрации ионов марганца.

Анализируя полученные данные и учитывая диапазон температур, а также то, что R_H не зависит от магнитного поля при сверхнизких температурах до $B=6$ Тл, можно сделать вывод, что в $Hg_{1-x}Mn_xSe$ основное рассеяние носителей заряда происходит в основном на ионизированных примесях с вкладом рассеяния на локализованных магнитных моментах при большом содержании марганца.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Брандт Н. Б., Исмаилов Ж. Т., Кульбачинский В. А., Чудинов С. М., Гавалешко Н. П., Марьянчук П. Д. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 2. С. 215—217.
- [2] Zicic O., Stojic M., Stosic B. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 88. N 2. P. K191—K196.
- [3] Брандт Н. Б., Цидильковский И. М., Мошалков В. В., Поникаров Б. Б., Скрбек Л., Талденков А. И., Чудинов С. М. // ФТП. 1983. Т. 17. № 1. С. 18—23.
- [4] Брандт Н. Б., Мошалков В. В., Орлов А. О., Скрбек Л., Цидильковский И. М., Чудинов С. М. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1059—1074.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
28 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
14 февраля 1990 г.

УДК 537.312.62 : 539.893 : 546.66

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭДС УЬ ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ СЖАТИИ ДО 11 ГПа

А. О. Сабуров, Н. Н. Степанов, А. П. Швецов

Под действием всестороннего сжатия при температуре 300 К иттербий претерпевает ряд фазовых переходов: металл—полупроводник, из ГЦК— в ОЦК-фазу и из ОЦК- в ГПУ-фазу при давлениях ≈ 1.2 , ≈ 4 и ~ 35 ГПа

соответственно [1]. Согласно [2], структурное превращение ГЦК \rightarrow ОЦК сопровождается переходом ионов Yb в состояние с переменной валентностью (ПВ) ν , причем $2+ < \nu < 3+$. Электронный спектр систем с ПВ характеризуется наличием резкой структуры — f -резонанса — на уровне химического потенциала μ [3]. Отсюда следует, что ОЦК-фаза Yb должна обладать аномальными кинетическими свойствами по сравнению с обычными трехвалентными редкоземельными металлами (РЗМ). Однако низкотемпературные измерения электросопротивления (R) Yb под давлением $P \geq 4$ ГПа [4] не обнаружили каких-либо особенностей, обусловленных ПВ РЗ-ионов, на изобарах $R(T)$. На основании результатов проведенных измерений в [4] был сделан вывод об отсутствии валентного перехода в Yb при всестороннем сжатии. В связи с этим представляет интерес проведение экспериментов по изучению барических зависимостей тех физических характеристик Yb, которые чувствительны к изменению под давлением электронной плотности состояний на уровне μ .

В [5-9] показано, что исследование особенностей поведения термоэдс (S) РЗ-элементов и их соединений под действием всестороннего сжатия представляет собой сравнительно простой, косвенный, и тем не менее достаточно надежный метод регистрации фазовых переходов РЗ-ионов в состоянии с ПВ и изучения общих закономерностей эволюции под давлением этого состояния.

В настоящей работе методом термоэдс проводились исследования Yb, Pr, Tm и Lu под давлением до 11 ГПа при 300 К. Всестороннее сжатие создавалось в аппарате высокого давления «тороид» [10]. Средой, передающей давление на испытуемый образец, служил гексагональный нитрид бора. Давление в аппарате определялось резистивным методом по фазовым переходам в реперных материалах [11]. Образцы Yb, Pr, Tm и Lu с характерными размерами $4 \times 1.5 \times 1$ мм вырезались из поликристаллических слитков чистотой не менее 99.5 % и размещались в центре камеры сжатия аппарата «тороид». Вдоль направления максимального размера исследуемого образца двумя нихромовыми нагревателями, расположенными вблизи его торцов, попеременно создавались противоположно направленные температурные градиенты; температуры торцов измерялись медь-константановыми термопарами. Термоэлектрический сигнал снимался с медных ветвей термопар. Результаты измерений S усреднялись по двум направлениям ∇T . Точность измерения термоэдс составляла ± 0.1 мкВ/К, давление определялось с погрешностью ± 0.1 ГПа.

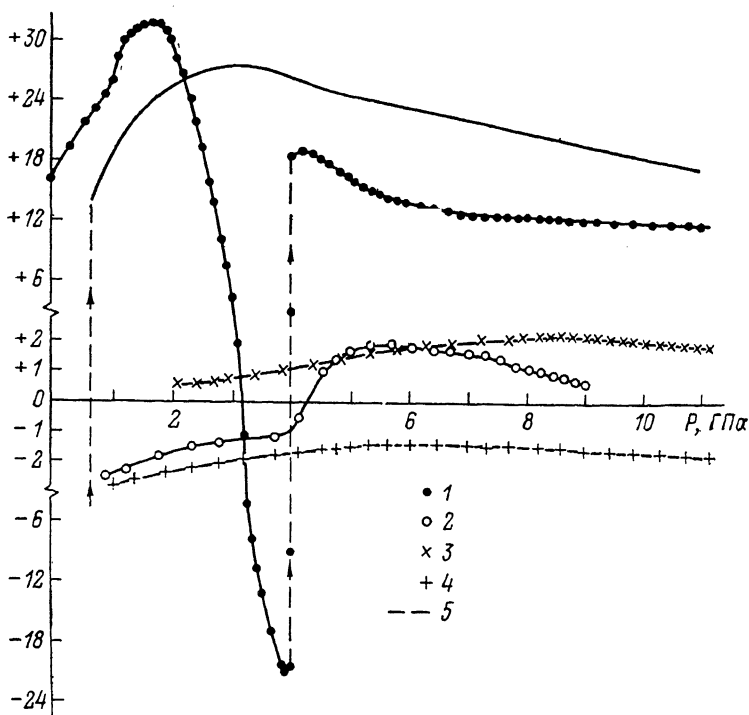
Поликристаллы Tm и Lu использовались в настоящей работе в качестве реперов, поскольку, согласно [1], в исследованной барической области ($P \leq 11$ ГПа) эти металлы не испытывают фазовых переходов. На образцах Pr проводились эксперименты по отработке методики измерения S в условиях литостатического сжатия.

Результаты проведенных исследований представлены на рисунке. Рассмотрим барическую зависимость S Pr. В диапазоне P до 9 ГПа она хорошо согласуется с зависимостью $S(P)$ Pr, полученной в условиях гидростатики [12]. На кривой $S(P)$ четко прослеживаются аномалии, связанные со структурными превращениями дв. ГПУ \rightarrow ГЦК при ≈ 4 ГПа и ГЦК \rightarrow иск. ГЦК при ≈ 7.5 ГПа [1]. Поскольку указанные фазовые переходы не сопровождаются изменением валентности ионов Pr, то S в исследованной области P не превышает характерных для нормальных металлов значений $|S_{Pr}| \leq 2$ мкВ/К. Совпадение результатов измерений S в жидкой и твердой средах свидетельствует о достоверности получаемых в условиях литостатического сжатия экспериментальных данных.

Барические зависимости термоэдс Tm и Lu в диапазоне P до 11 ГПа представляют собой плавные немонотонные кривые, расположенные соответственно в областях положительных и отрицательных значений S . Зависимость $S(P)$ Tm возрастает под давлением до ≈ 8.2 ГПа и принимает в максимуме значение $S_{\max} \approx +2.2$ мкВ/К. В интервале давлений $8.2 \leq P \leq 11$ ГПа $S(P)$ Tm убывает с барическим коэффициентом $\partial S / \partial P \approx -0.1$ мкВ/К \cdot ГПа. S Lu незначительно возрастает под давлением

до ≈ 6 ГПа, достигая в максимуме величины ≈ -1.7 мкВ/К, и далее начинает падать с $\partial S/\partial P \approx -0.1$ мкВ/К·ГПа.

Барическая зависимость S Yb резко отличается по характеру поведения от таковых, полученных для Pr, Tm и Lu. S Yb при нормальных условиях ($P=0.1$ МПа, $T=300$ К) имеет величину $\approx +16$ мкВ/К. Под давлением термоэдс резко возрастает, достигая при $P \approx 1.1$ ГПа значений $\approx +27$ мкВ/К. В области $P \sim 1.1$ ГПа на кривой $S(P)$ наблюдается излом, обусловленный происходящим в Yb фазовым переходом металл-полупроводник [13]. С увеличением давления S Yb продолжает возрастать, проходит через максимум ($S_{\max} \approx +32$ мкВ/К) при $P \approx 1.8$ ГПа и начинает



Барические зависимости дифференциальных термоэдс Yb (1), Pr (2), Tm (3) и Lu (4) при 300 К (5 — SmS [7]).

быстро убывать. Под давлением $P \approx 3.2$ ГПа происходит смена знака S , а при $P \approx 3.9$ ГПа $S(P)$ достигает минимума $S_{\min} \approx -21$ мкВ/К. Подробный анализ такого поведения S полупроводниковой фазы Yb был проведен в [14] в рамках простой двухзонной модели электропереноса [15].

Фазовый переход Yb из ГЦК- в ОЦК-фазу сопровождается резким скачком S до $\approx +18.5$ мкВ/К. В ОЦК-фазе кривая $S(P)$ проходит через максимум ($S_{\max} \approx +19$ мкВ/К) при $P \approx 4.2$ ГПа и начинает убывать с ростом P . Одновременно под давлением убывает по абсолютной величине и барический коэффициент термоэдс. При $P \approx 7$ ГПа $\partial S/\partial P$ принимает значение ≈ -0.3 мкВ/К·ГПа и далее остается постоянным вплоть до $P=11$ ГПа. Подобное изменение S и $\partial S/\partial P$ экспериментально наблюдалось ранее в ПВ-фазе SmS [7], зависимость $S(P)$ которой приведена для сравнения на рисунке.

Термоэдс ОЦК-фазы Yb в области $P=4 \div 11$ ГПа почти на порядок превосходит S реперов — Pr, Tm и Lu. Этот факт свидетельствует о наличии высокой плотности электронных состояний на уровне μ в ОЦК-модификации Yb, что является дополнительным (к данным работы [2]) аргументом в пользу возникновения ПВ ионов Yb при $P \geq 4$ ГПа. Линейная экстраполяция зависимости $S(P)$ Yb к значениям S обычных РЗ-металлов ($\pm 2 \div 4$ мкВ/К при 300 К [16]) дает для давления перехода ионов Yb в трехвалентное состояние величину $P \sim 35$ ГПа. Именно при этом дав-

лении, согласно [2, 17], в иттербии происходят одновременно структурный и электронный фазовые переходы, в результате которых ионы Yb приобретают целочисленную валентность $3+$.

В заключение авторы хотели бы обратить внимание на следующее обстоятельство. Температурные зависимости R ОЦК-фазы Yb аналогичны таковым, наблюдаемым в сильно сжатых ($P > 10$ ГПа) SmS и SmB₆ [18, 19]. Возможное объяснение этого факта заключается в том, что в ОЦК-модификации Yb реализуется безщелевое состояние ПВ.

Список литературы

- [1] Тонков Е. Ю. Фазовые превращения соединений при высоком давлении / Под ред. Е. Г. Понятовского. М., 1988. Т. 11. 360 с.
- [2] Syassen K., Wortmann G., Feldhaus J., Frank K. H., Kaindl G. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 8. P. 4745—4748.
- [3] Хомский Д. И. // УФН. 1979. Т. 129. № 3. С. 443—485.
- [4] Katzman H., Mydosh J. A. // Z. Physik. 1972. V. 256. N 4. P. 380—386.
- [5] Ramani G., Singh A. K. // Sol. St. Comm. 1979. V. 29. N 8. P. 583—584.
- [6] Jaccard D., Sierro J. // Valence Instabilities. Amsterdam; N. Y.; Oxford, 1982. P. 409—413.
- [7] Сидоров В. А., Смирнов И. А., Степанов Н. Н., Хвостанцев Л. Г., Циок О. Б., Голубков А. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 3232—3235.
- [8] Сидоров В. А., Степанов Н. Н., Хвостанцев Л. Г., Циок О. Б., Голубков А. В., Оскотский В. С., Смирнов И. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2616—2621.
- [9] Щенников В. В., Степанов Н. Н., Смирнов И. А., Голубков А. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3105—3110.
- [10] Khvostantsev L. G., Vereshchagin L. F., Novikov A. P. // High Temp.—High Press. 1977. V. 9. N 6. P. 637—639.
- [11] Onodera A. // High Temp.—High Press. 1987. V. 19. N 6. P. 579—609.
- [12] Николаев Н. А., Хвостанцев Л. Г. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 1. С. 358—363.
- [13] Souers P. C., Jura G. // Science. 1963. V. 140. N 3566. P. 481—483.
- [14] Ramesh T. G., Shubha V., Ramaseshan S. // J. Phys. F. 1977. V. 7. N 6. P. 981—990.
- [15] McWhan D. B., Rice T. M., Schmidt P. H. // Phys. Rev. 1969. V. 177. N 3. P. 1063—1074.
- [16] Born H. J., Legwold S., Spedding F. H. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 12. P. 2543—2549.
- [17] Grosshans W. A., Holtzapfel W. B. // J. Magn. Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 295—296.
- [18] Holtzberg F., Wittig J. // Sol. St. Comm. 1981. V. 40. N 4. P. 315—319.
- [19] Beil J., Maple M. B., Wittig J., Fisk Z., DeLong L. E. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 12. P. 7397—7400.

Ленинградский филиал
Института машиноведения
им. А. А. Благонравова
АН СССР

Поступило в Редакцию
15 февраля 1990 г.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАНГАНИТОВ СО СТРУКТУРОЙ ПИРОХЛОРА

Г. С. Кринчик, Е. А. Ганьшина, А. Ю. Трифонов

При исследовании магнитооптических свойств манганитов [1, 2] было установлено, что магнитооптические эффекты в них связаны с переходами в октакомплексах, содержащих ионы Mn^{3+} и Mn^{4+} . Кроме того, было обнаружено сильное влияние ионов Bi^{3+} на магнитооптическую активность этих соединений. Поэтому представляло интерес изучить магнитооптические свойства манганитов, содержащих только ионы Mn^{4+} в октакомплексе, и проследить за влиянием на их магнитооптические свойства различных редкоземельных и диамагнитных ионов.