

УДК 538.945

©1995

ТЕРМОЭДС КАДМИЯ ПОД ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ ДО 3.0 GPa В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОННО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

В.Ф.Крайденев, Е.С.Ицкевич, А.Г.Гапотченко

Институт физики высоких давлений им.Л.Ф.Верещагина РАН
Троицк, Московская область
Поступила в Редакцию 28 июня 1994 г.

Исследована зависимость продольной α_{\parallel} и поперечной α_{\perp} термоэдс кадмия в диапазоне температур 4–300 К до давлений 3.0 GPa. В области 1.4–1.6 GPa обнаружена положительная аномалия в α_{\parallel} и α_{\perp} , которая связывается с известным электронно-топологическим переходом (ЭТП) в Cd. Величина аномалии сильно зависит от совершенства образца.

Исследованию поведения термоэдс α при электронно-топологических переходах (ЭТП) Лифшица посвящено достаточно много работ [1–7]. Топология поверхности Ферми (ПФ) изменялась либо в зависимости от концентрации сплавов $\text{Li}_{1-x}\text{Mg}_x$ [1], $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x$ [2] и $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ [3], либо анизотропной деформацией вискерев Bi [4] и сплавов Bi с Sb, легированных Te или Sn [5]. ЭТП, возникающий под гидростатическим давлением, исследовался на ряде металлов с примесями: Re, Ta с примесью Hg [6], In с примесью Hg и Cd [7].

ЭТП в кадмии под давлением изучен наиболее подробно. Прямым методом он был обнаружен по эффекту де Гааза–ван Альфена (ДГВА) [8]. Две сверхнизкие частоты ($\leq 10^5$ Gs), появляющиеся при давлениях $P \geq 1.7\text{--}1.8$ GPa, связаны с образованием новых частей ПФ Cd: с соединением «рукавов» дырочного «монстра» во второй зоне Бриллюэна (ЗБ) и появлением электронной «иглы» в третьей ЗБ. Тем самым ПФ Cd становится подобной ПФ близких ему гексагональных металлов Zn и Mg.

Термоэдс α этих трех гексагональных металлов при атмосферном давлении исследована в широком диапазоне температур 1.1–300 К [9]. Многие особенности термоэдс этих металлов авторы [9] связывают с конкретными частями ПФ. Появление в Cd под давлением новых частей ПФ должно привести к появлению особенностей на кривой $\alpha(T)$, соответствующих определенным максимумам или минимумам термоэдс Zn или Mg, где эти части ПФ присутствуют изначально. Связь формы зависимости $\alpha(P)$ с конкретным изменением ПФ важна для интерпретации данных по термоэдс, полученных в условиях, когда прямые экспериментальные исследования ПФ невозможны.

1. Образцы и процедура измерения

Для исследования термоэдс Cd использовались монокристаллические образцы высокой чистоты ($R_{300\text{K}}/R_{4.2\text{K}} = 20000$). Образец с осью вдоль оси C_6 имел размеры $8.7 \times 1.25 \times 0.15 \text{ mm}$, а с осью параллельной направлению $[11\bar{2}0]$ — $10 \times 0.75 \times 0.45 \text{ mm}$. Камера высокого давления из немагнитных материалов имела внутренний канал диаметром 6 мм. Средой, передающей давление, служила смесь пентан-масло (1:1).

Монтаж и методика измерения в основном описаны в работе [10]. Образец припаивается к медному блоку, изолированному от обтюлятора тонким слоем конденсаторной бумаги. Градиент температуры вдоль образца создается нагревателем на катушке, припаянной к свободному торцу. Температура обоих концов измеряется двумя термопарами ($\text{Cu} + 0.1\% \text{Fe} + 0.017\% \text{Li}$)–Pb, которые припаиваются непосредственно к торцам образца. Холодные спаи термопар через тонкий слой изолятора крепятся к медному блоку, припаянному к обтюлятору.

Измерения проводились в области температур $T = 4.2\text{--}300 \text{ K}$ и давлений до 3.0 GPa. Выделяемая в нагревателе мощность равнялась 2 mW. Перепад температуры на образце — 0.1–0.2 K. Величина измеряемого сигнала термоэдс составляла 2–300 nV. Измерения выше 4.2 K проводились в динамическом режиме при охлаждении камеры от комнатной до азотной температуры в атмосфере-He и при отогреве камеры от 4.2 до 130–140 K. Средняя скорость изменения температуры — 0.4 K/min. Температура камеры фиксировалась по манганиновому термометру, помещенному на корпусе камеры. Давление в камере измерялось манганиновым и оловянным манометрами.

Из-за отсутствия данных по изменению α_{Pb} под давлением в широком интервале температур для вычисления термоэдс Cd при всех T и P мы использовали данные по α_{Pb} , полученные в работе [11] для $P = 0$. Поэтому для всех $T > T_{\text{с,рб}}(P)$ термоэдс Cd, представленная далее на графиках и в расчетах, включает $\delta\alpha_{\text{Pb}}(P)$. Оценка этой величины при комнатных температурах дается в приложении.

2. Экспериментальное наблюдение ЭТП в Cd с помощью термоэдс

1) *Продольная термоэдс α_{\parallel}* . На рис. 1 представлен ряд кривых $\alpha_{\parallel}(T)$ в диапазоне $T = 4.2\text{--}300 \text{ K}$ при давлениях до 2.9 GPa. Приведена и кривая при $P = 0$ из [9]. Общие черты в области малых давлений следующие: $\alpha_{\parallel} < 0$ при $T \leq 200 \text{ K}$, отсутствует положительный всплеск в области гелиевых температур, наблюдается положительная добавочная $\Delta\alpha$ при $T \simeq 30 \text{ K}$, широкий минимум при $T \simeq 150 \text{ K}$, смена знака α_{\parallel} при $T > 250 \text{ K}$ и дальнейший сильный рост α с температурой. Рост P вызывает принципиальное изменение характера кривой: при гелиевых температурах (3–10 K) возникает положительный всплеск α_{\parallel} , характерный для α_{\parallel} цинка; положительная аномалия при $T \simeq 30 \text{ K}$ и минимум при 150 K постепенно выполаживаются и при $P = 2.0 \text{ GPa}$ становятся незаметными.

Возникновение аномального всплеска α_{\parallel} положительного знака под давлением $P > 1.2 \text{ GPa}$ (вставка на рис. 1) при гелиевых температурах мы связываем с ЭТП в Cd, обусловленного смыканием «рукавов»

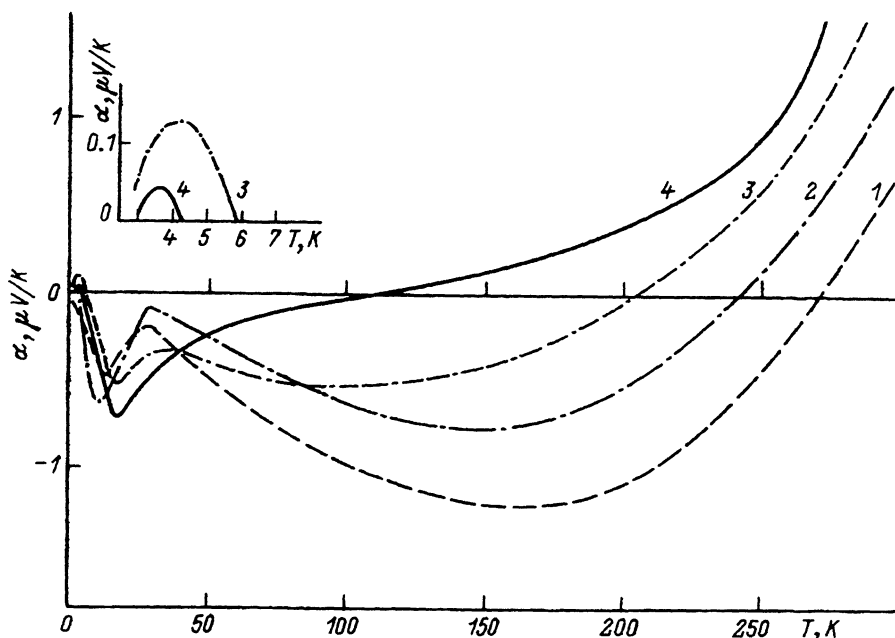


Рис. 1. Зависимость продольной термоэдс α_{\parallel} кадмия от температуры. P (GPa): 1 — 0 [9], 2 — 0.01, 3 — 1.6, 4 — 2.9.

дырочного «монстра» во второй ЗБ. Как известно [8], давление делает ПФ Cd подобной ПФ Zn, у которого имеется область температур $T = 4-15$ K, где $\alpha_{\parallel} > 0$ [9]. На рис. 2 представлена зависимость $\alpha_{\parallel}(P)$ при $T = 5.5$ K (кривая 1). Имеется характерный максимум в области 1.6 GPa, который мы связываем с ЭТП в «монстре», считая, как и в работе [9], что основной вклад в величину α дает фоновое увлечение.

В первых теоретических работах [12,13] рассматривалось поведение вблизи ЭТП лишь диффузионной термоэдс α_d . Термоэдс α_g , обусловленная электрон-фононным увлечением, была рассмотрена в работе [14], авторы которой сделали заключение, что ЭТП не порождает особенности в термоэдс α_g , а может лишь уменьшить отношение особой части измеряемой термоэдс к неособой. В [15] была учтена анизотропия рассеяния и сделан вывод о том, что термоэдс, порожденная фононным «ветром», при ЭТП с образованием перешейка, т.е. с уменьшением связности, порождает особенность вида $a + b/\ln|\epsilon|$, где ϵ — расстояние до перехода по энергии. На рис. 2 наряду с экспериментальными данными представлена кривая, рассчитанная по формуле из работы [15], где параметр энергии ϵ заменен на параметр $P - P_c$. Крутизна у расчетной кривой, однако, намного выше, чем у экспериментальной, особенно вблизи ЭТП.

Надо сказать, что фоновая диффузионная термоэдс α_d зависит как от температуры, так и от давления. Поэтому разделение особой и неособой частей измеряемой α в области ЭТП почти невозможно, что сильно затрудняет сравнение теории и эксперимента относительно формы кривой вблизи ЭТП.

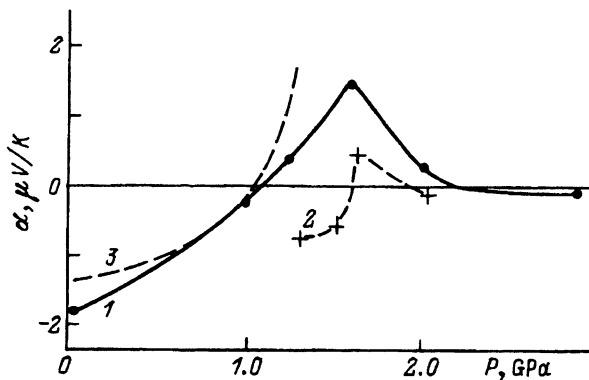


Рис. 2. Зависимость продольной термоэдс α_{\parallel} кадмия от давления при $T = 5.5$ К до деформации образца (1), после деформации образца (2). 3 — расчетная кривая $\alpha = -36 + 0.6/\ln|P - P_c|$, $P_c = 16$ kbar [15].

В работах [1-7,12-15] обсуждается знак аномалии термоэдс $\delta\alpha$ при ЭТП. Почти во всех экспериментальных работах $\delta\alpha > 0$, хотя ЭТП был связан с электронными полостями ПФ и сопровождался либо уменьшением, либо увеличением связности. Теоретически это обосновывается в работе [13], где рассматривается поведение вблизи ЭТП только диффузионной термоэдс. Положительный знак аномалии нашей термоэдс в области ЭТП, который связан с дырочной полостью ПФ, больше свидетельствует о том, что термоэдс носит не диффузионный характер, а обусловлена увлечением носителей фононами.

Любые механизмы, вызывающие дополнительное рассеяние фононов, должны оказывать заметное воздействие на величину аномалии термоэдс вблизи ЭТП при всех T , где α_g играет еще заметную роль в общей α и где невелико температурное размытие. На рис. 2 представлены также опыты на том же образце, но подвергнутом небольшой пластической деформации (кривая 2). Особенность термоэдс в области ЭТП сохранилась, но величина ее значительно уменьшилась. Мы связываем это явление со структурными дефектами, особенно с дислокациями, сильно рассеивающими фононы при низких температурах [16].

Возникающие при пластической деформации образца Cd дислокации и точечные дефекты усиливают рассеяние не только фононов, но и электронов и тем самым влияют на обе компоненты термоэдс α_{\parallel} . Об этом свидетельствуют и данные работы [17], в которой изучалась теплопроводность монокристалла Cd при низких температурах. Небольшая деформация образца уменьшила максимум теплопроводности при $T = 4$ К более чем в два раза.

О том, как меняется характер аномалии $\alpha(P)$ вблизи критического давления перехода P_c при разных температурах, можно судить по рис. 3. У кривых при $T = 4-16$ К, что соответствует отрицательному минимуму α_{\parallel} , аномалия $\delta\alpha > 0$ и имеет вид близкий к симметричному с максимумом при $P = 1.6$ GPa. При $T \approx 32$ К, что соответствует максимуму кривой $\alpha_{\parallel}(T)$, при $P \approx 1.5$ GPa происходит скачок α . При $T = 50-200$ К в области $P = 1.2-1.4$ GPa на кривой $\alpha(P)$ наблюдается лишь излом, который исчезает при $T = 250$ К.

Характер аномалии $\alpha(P)$ в области P_c при определенной температуре T будет определяться характером термоэлектрического тока при этой температуре. Пик термоэдс, обусловленной фононным увлечением, для многих металлов, включая щелочные, благородные, Sn, Pb,

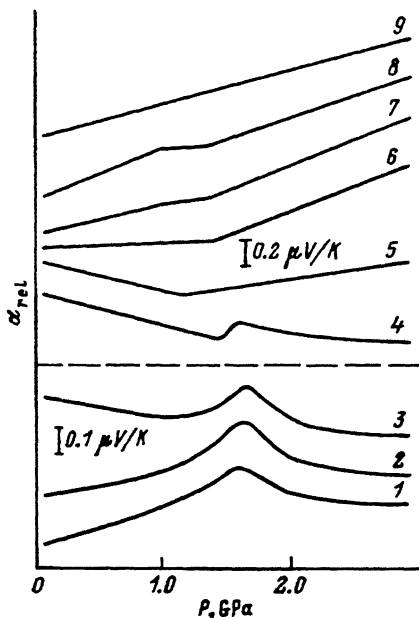


Рис. 3. Относительная зависимость продольной термоэдс α_{\parallel} кадмия от давления при разных температурах.
 T (K): 1 — 5.5, 2 — 12, 3 — 16, 4 — 32, 5 — 50, 6 — 100, 7 — 150, 8 — 200, 9 — 250.

Zn, Mg, Cd, лежит между $\theta_D/10$ и $\theta_D/5$ (θ_D — температура Дебая) [18]. Для Cd ($\theta_D = 188$ K) — это 20–40 K. Поэтому аномалии $\alpha(P)$ на рис. 3 в области ЭТП при $P = 1.5$ – 1.6 GPa мы приписываем току фононного увлечения до кривой, соответствующей $T = 32$ K. При более высоких температурах начинает преобладать диффузионная термоэдс, образуемая носителями обоих знаков из разных частей ПФ.

2) *Поперечная термоэдс α_{\perp}* . На рис. 4 представлены кривые α_{\perp} кадмия при давлениях $P = 0.1$ и 2.0 GPa. Для сравнения приведены и данные при $P = 0$ из работы [9]. Все кривые имеют максимум при $T \approx 25$ K, минимум при $T = 110$ – 120 K и при $T > 15$ K имеют подобный температурный ход. Появление на экспериментальных кривых отрицательных значений α , чего не наблюдается на кривой из работы [9], мы склонны приписать наличию в нашем образце дефектов, в частности дислокаций. Возникая в процессе монтажа и, особенно, под давлением вследствие высокой анизотропии сжимаемости, эти дефекты сильно уменьшают эффект увлечения носителей фононами. Роль отрицательной диффузионной термоэдс, связанной с электронной линзой, при этом возрастает, вызывая при температурах 6–10 K провал α_{\perp} в область отрицательных значений. Однако нерассеянных дефектами фононов оказывается еще достаточно много, чтобы вовлечь в образование термоэдс носители не только дырочных «карманов» первой ЗБ, но и «рукавов монстра». Об этом свидетельствует аномалия α_{\perp} в области ЭТП, максимум которой лежит при $P = 1.4$ GPa (рис. 5).

Как в α_{\parallel} , так и в α_{\perp} при $T = 50$ – 200 K в области $P = 1.2$ GPa наблюдается излом, который мы затрудняемся интерпретировать как указание на какой-либо ЭТП. При $T \geq 250$ K излом этот исчезает.

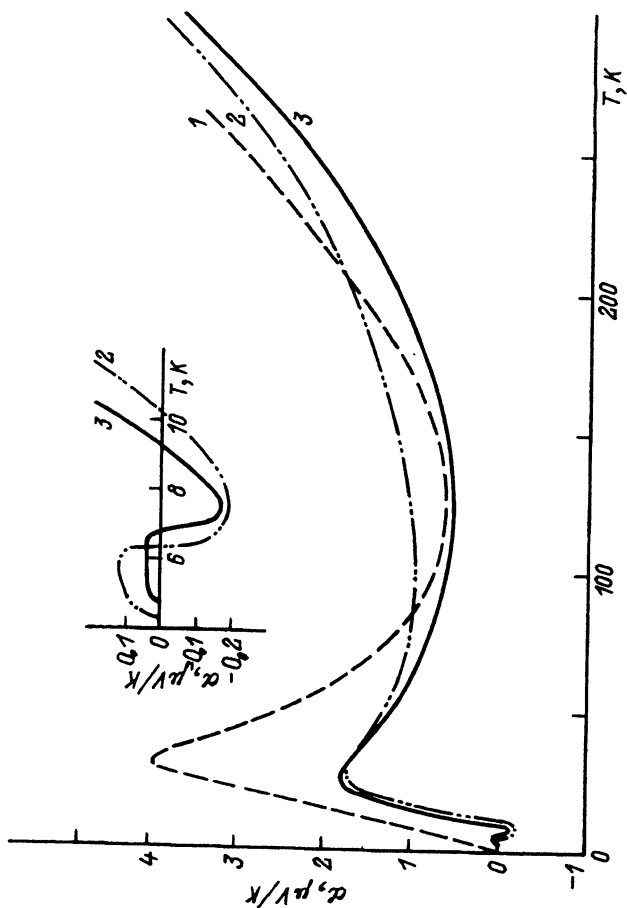


Рис. 4. Зависимость поперечной термоэдс α_1 кадмия от температуры. P (ГПа): 1 — 0 [°], 2 — 2.0, 3 — 0.1.

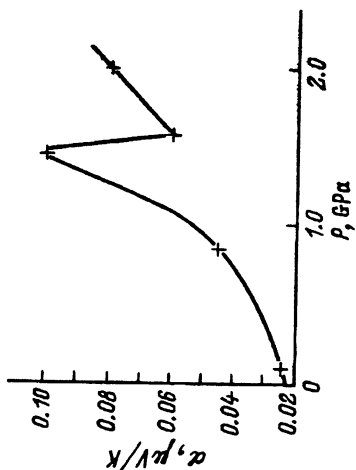


Рис. 5. Зависимость поперечной термоэдс α_1 кадмия от давления при $T = 6$ К.

3. Влияние давления на температурную зависимость α при $T > 20$ К

1) Максимум α в области $T = 30$ К. Максимумы в термоэдс α_{\parallel} и α_{\perp} в области $T = 25-30$ К обычно связывают с дырочными «карманами» в первой ЗБ и эффектом увлечения носителей фононами. Тепловой квазиимпульс фонона при $T = 30$ К сравним с размерами дырочного «кармана»: $D_{\parallel} = 0.505 \text{ \AA}^{-1}$ и $D_{\perp} = 0.3 \text{ \AA}^{-1}$ [9]. Соответственно α_{\parallel} достигает максимума при $T_{m_{\parallel}} = 30$ К, а α_{\perp} при $T_{m_{\perp}} = 24$ К. Температуры всех этих максимумов лежат в области между $\theta_D/10$ и $\theta_D/5$, где для многих металлов наблюдается максимальный вклад эффекта увлечения носителей заряда фононами в термоэдс и теплопроводность. Эти соображения, а также совпадение аномалий по знаку между собой и со знаком дырочной ПФ, корреляция Tm с размерами «кармана» в разных направлениях служат подтверждением гипотезы [9] о природе этого максимума.

Величины максимумов α_{\parallel} и α_{\perp} должны различаться вследствие разного количества дефектов в образцах и разного эффективного сечения ПФ «карманов» для продольного и поперечного фононного «ветра». И в работе [9], и у нас положительная аномалия $\Delta\alpha$ при $T = 24-30$ К намного больше в поперечном направлении, чем в продольном ($\Delta\alpha_{\perp}/\Delta\alpha_{\parallel} = 4$), что обусловлено в первую очередь разной площадью сечений «карманов» ($S_{\perp} > S_{\parallel}$). Увеличение давления, уменьшая объем и площадь сечений «карманов» [8], должно привести и к уменьшению максимумов аномалий.

Для направления, параллельного оси C_6 , имеется особая точка $P_s = 1.5$ ГПа (рис. 6). Для этого давления величина $\Delta\alpha_{\parallel}$ падает со средней скоростью -0.4 ГПа^{-1} , а при $P > P_s$ растет со скоростью $+0.73 \text{ ГПа}^{-1}$. Возможно, что точка P_s связана с ЭТП, так как, согласно рис. 3, в области максимума при $T = 32$ К наблюдается аномалия термоэдс. Значит в образовании термоэдс участвуют увлеченные фононами носители не только «карманов», но и «рукавов монстра». Правда, $\Delta\alpha_{\perp}$ такой особенности не имеет и уменьшается с давлением со средней скоростью $-1.5 \cdot 10^{-2} \text{ ГПа}^{-1}$. Возможно, что разное поведение $\Delta\alpha_{\parallel}$ и $\Delta\alpha_{\perp}$ обусловлено сложностью выделения фоновой части обеих термоэдс.

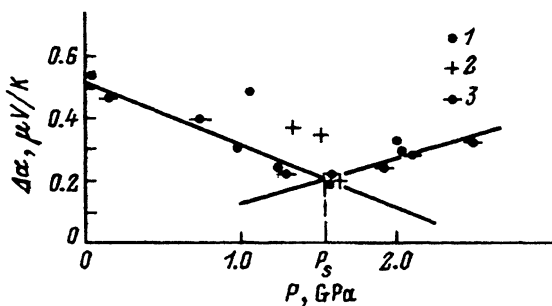


Рис. 6. Зависимость от давления максимума продольной термоэдс кадмия $\Delta\alpha_{\parallel}$ до деформации образца (1), после деформации образца (2) и после температурного отжига под давлением (3).

Увеличение жесткости решетки с ростом давления и сдвиг фононного спектра, а следовательно, и θ_D к большим частотам приводит к смещению температуры максимума термоэдс. Для параллельного направления T_m линейно растет с давлением со скоростью $+6.0 \cdot 10^{-2} \text{ GPa}^{-1}$, а для перпендикулярного направления — со скоростью $+8.2 \cdot 10^{-2} \text{ GPa}^{-1}$.

2). Термоэдс α при $T > 120 \text{ K}$. Из рис. 1 и 4 видно, что по мере приближения к комнатным температурам в обоих направлениях в кристалле Cd начинает преобладать положительная диффузионная термоэдс. Она может быть связана с дырочным «монстром» во второй ЗБ, электронной «линзой» в третьей ЗБ с участием процессов переброса или с обоими вместе. Давление увеличивает эту положительную термоэдс, в результате чего минимум в области температур 120–150 K в обоих направлениях, параллельно и перпендикулярно оси C_6 , поднимается и смещается в сторону меньших температур. С ростом давления α_{\min} изменяется нелинейно для обоих направлений. До 1.2 GPa α_{\min} изменяется довольно слабо и лишь при $P > 1.2 \text{ GPa}$ наблюдается заметный рост. При этом скорости роста α_{\min} для обоих направлений в кристалле очень близки и составляют $+0.6 \text{ GPa}^{-1}$. Это говорит о том, что в этой области температур термоэдс в кристалле для обоих направлений связана с одними и теми же частями ПФ.

Зависимость T_{\min} от давления близка к линейной. Для параллельного направления T_{\min} движется в два раза быстрее, чем для перпендикулярного: -0.25 и -0.13 GPa^{-1} соответственно.

При $T \geq 250 \text{ K}$ термоэдс $\alpha > 0$ и растет с давлением в измеренном нами диапазоне близко к линейной зависимости. Относительная скорость роста для параллельного и перпендикулярного направлений составляет соответственно $+1.5$ и $+0.1 \text{ GPa}^{-1}$. Такая большая разница обусловлена тем, что при $P = 0$ α_{\parallel} на порядок меньше α_{\perp} : 0.19 и $2.1 \mu\text{V/K}$ соответственно. Абсолютные скорости роста α_{\parallel} и α_{\perp} близки: $\partial\alpha_{\parallel}/\partial P = +0.28 \mu\text{V/K} \cdot \text{GPa}$ и $\partial\alpha_{\perp}/\partial P = +0.22 \mu\text{V/K} \cdot \text{GPa}$.

Расчеты, проделанные нами с данными Бриджмена [19], полученными на Cd-проволоке в диапазоне $T = 0-100^\circ \text{C}$ и при давлениях до 1.2 GPa, дали для $T = 0^\circ \text{C}$ значение $\partial\alpha/\partial P = +0.26 \mu\text{V/K} \cdot \text{GPa}$. Это близко к нашим данным, полученным на монокристаллах.

Таким образом в работе получены следующие результаты.

1) Проведены измерения температурной зависимости термоэдс монокристаллов кадмия от 4 до 300 K под гидростатическим давлением до 3.0 GPa.

2) При $P > 1.2 \text{ GPa}$ в температурной зависимости термоэдс $\alpha_{\parallel}(T)$ в диапазоне температур 4–7 K появляется положительная термоэдс, характерная для сомкнутых «рукавов» дырочной ПФ во второй ЗБ, т.е. имеет место ЭТП.

3) На зависимостях от давления $\alpha_{\parallel}(P)$ и $\alpha_{\perp}(P)$ в районе 1.4–1.6 GPa вплоть до 30 K наблюдается аномальный всплеск термоэдс α , характерный для ЭТП с изменением связности ПФ.

4) Термоэдс, испытывающая аномальный всплеск при ЭТП, обусловлена в основном увлечением электронов фононами.

5) Дефекты, в частности дислокации, сильно рассеивающие фононы, значительно ослабляют аномалию α при ЭТП, вплоть до ее исчезновения.

6) В области температур 24–30 К наблюдается положительный максимум α_{\parallel} и α_{\perp} , обусловленный эффектом увлечения фононами носителей дырочных «карманов» первой ЗБ. Для α_{\perp} величина максимума под давлением монотонно падает, а для α_{\parallel} монотонное падение при $P \simeq 1.5$ GPa заменяется ростом. Температуры максимумов с давлением растут, что связывается с влиянием давления на фононный спектр решетки.

7) В области температур 120–150 К α_{\parallel} и α_{\perp} имеют пологий минимум, который с давлением возрастает и смещается в сторону меньших температур.

8) При $P = 2.0$ GPa максимум и минимум α_{\parallel} выполаживаются, а у α_{\perp} сохраняется тенденция к выполаживанию.

9) При $T \geq 250$ К $\alpha_{\parallel} > 0$ и $\alpha_{\perp} > 0$ и монотонно растут с давлением.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Оценка погрешности вычисления α_{Cd} . Ниже температуры сверхпроводящего перехода свинца измеряемая нами термоэдс $\alpha_{ex} = \alpha_{Cd}$, ($\alpha_{Pb} = 0$). При $T > T_c$

$$\alpha_{ex}(P) = \alpha_{Cd-Pb}(P) = \alpha_{Cd}(P) - \alpha_{Pb}(P).$$

Если представить

$$\alpha_{Pb}(P) = \alpha_{Pb}(0) + \delta\alpha_{Pb}(P),$$

то получим

$$\alpha_{Cd}(P) = \alpha_{ex}(P) + \alpha_{Pb}(0) + \delta\alpha_{Pb}(P). \quad (1)$$

Данные для $\alpha_{Pb}(0)$ были взяты из работы [11]. Во всех расчетах и графиках мы полагали $\delta\alpha_{Pb}(P) = 0$ (из-за отсутствия в настоящее время этих данных в широком диапазоне температур). Чтобы оценить величину вносимой нами погрешности в определение α_{Cd} по крайней мере в области комнатных температур, мы оценили $\delta\alpha_{Pb}(P)$ из данных Бриджмена [19]. При $P = 1.2$ GPa погрешность составляла 0.4% при 0° С и 0.3% при 30° С. Линейная экстраполяция данных [19] до 3.0 GPa дала соответственно 1.1 и 0.9%. Поскольку в области $T = 0-100^\circ$ С термоэдс сжатого металла по отношению к несжатому $\delta\alpha_{Pb}(P) > 0$, а $\alpha_{Pb}(0) < 0$, то давление уменьшает $|\alpha_{Pb}|$, и вычисленная нами α_{Cd} при комнатных T меньше истинной на величину $\delta\alpha_{Pb}(P)$.

Работа получила финансовую поддержку Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-14235).

Список литературы

- [1] Егоров В.С., Федоров А.Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 5. С. 1647–1657.
- [2] Варюхин С.В., Егоров В.С. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 11. С. 510–513.
- [3] Великодный А.Н., Заварицкий Н.В., Игнатьева Е.А., Юргенс А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 12. С. 597–599.
- [4] Гайдуков Ю.П., Данилова Н.П., Никифорова Е.В. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 11. С. 522–524.
- [5] Брандт Н.Б., Егоров В.С., Лавренюк М.Ю., Минина Н.Я., Савин А.М. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6. С. 2257–2269.

- [6] Заварицкий Н.В., Макаров В.И., Юргенс А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 4. С. 148–151.
- [7] Заварицкий Н.В., Макаров В.И., Юргенс А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 6. С. 306–309.
- [8] Бudyко С.Л., Вороновский А.Н., Гапотченко А.Г., Ицкевич Е.С. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 778–783.
- [9] Rowe V.A., Schroeder P.A. // J. Phys. Chem. Solids. 1970. V. 31. N 1. P. 1–8.
- [10] Бudyко С.Л., Гапотченко А.Г., Ицкевич Е.С., Крайденев В.Ф. // ПТЭ. 1986. № 5. С. 189–190.
- [11] Roberts R.V. // Phil. Mag. 1977. V. 36. N 1. P. 91–107.
- [12] Вакс В.Г., Трефилов А.В., Фомичев С.В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 4. С. 1614–1621.
- [13] Варламов А.А., Панцулая А.В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 85. № 6. С. 2188–2196.
- [14] Абрикосов А.А., Панцулая А.В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2140–2144.
- [15] Суслов И.М. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 1. С. 26–28.
- [16] Оскотский В.С., Смирнов И.А. // Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Л.: Наука, 1972. 158 с.
- [17] Rosenberg H.M. // Phil. trans. Roy. Soc. (Lond.) A. 1955. V. 247. N 933. P. 441–497.
- [18] Blatt F.J., Schroeder P.A., Foiles C.L., Greig D. // Thermoelectric power of metals. N.Y.–London: Plenum Press, 1976. 264 p.
- [19] Bridgmen P.W. // Proc. Amer. Acad. Arts Sci. 1918. V. 53. P. 269–386.