

## ТЕРМОЭДС ТЕЛЛУРИДА РТУТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Городилов Н. А., Доманская Л. И., Нейфельд Э. А.,  
Шелушнина Н. Г.

В образцах чистого теллурида ртути при  $5 \leq T \leq 30$  К наблюдалась термоэдс увлечения электронов фононами в квантующих магнитных полях. Сделана оценка эффективной константы деформационного потенциала для зоны  $\Gamma_6$ :  $E_0 = 1 \div 2$  эВ.

Проведены измерения поперечной  $\alpha_{xx}$  и продольной  $\alpha_{zz}$  компонент термоэдс на чистых образцах HgTe при  $5 \leq T \leq 30$  К в магнитных полях  $H$  до 45 кЭ. Параметры исследованных образцов представлены в таблице.

№ образца	$n \cdot 10^{-15}$ , см <sup>-3</sup>	$\mu_F$ , мЭВ	$\frac{\mu_n \cdot 10^{-3}}{\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}}$
1	1.6	1.6	8.0
2	2.1	2.0	4.0

Образец 1 по своим параметрам относится к наиболее чистым образцам HgTe (см. [1, 2]). Анализ температурных зависимостей концентрации ( $n$ ) и подвижности ( $\mu_n$ ) электронов показывает, что в образце 1 в диапазоне 1.5—50 К проводимость осуществляется в основном собственными электронами. Оценка концентрации акцепторов из тех же данных для этого образца дает  $N_A < 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

Образец 2 является также достаточно чистым, хотя имеет слегка большее значение концентрации электронов и примерно в 2 раза меньшее значение подвижности. По оценкам такого же рода для этого образца  $N_A < 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

На рис. 1, 2 представлены зависимости  $\alpha_{xx}(H)$  при различных температурах для образцов 1, 2. Видно, что при  $T < 15$  К кривые  $|\alpha_{xx}(H)|$  имеют максимум в области  $H_{\max} = (10 \div 20)$  кЭ, при этом значения  $|\alpha_{xx}|$  достигают величины  $\sim 10^3 \div 10^4$  мкВ/К. При  $T \geq 20$  К термоэдс  $|\alpha_{xx}|$  монотонно растет с ростом магнитного поля. Величина  $\alpha_{zz}$  для этих образцов при  $T \geq 15$  К слабо зависит от  $H$  и  $T$  и равна  $\approx -80$  мкВ/К.

На рис. 3 представлены температурные зависимости  $\alpha_{xx}$  в фиксированных магнитных полях для образца 1, а также для сравнения приведены данные по термоэдс  $\alpha_{xx}$  для  $n$ -InSb в поле 30 кЭ [3]. Видно, что для HgTe при  $H > 20$  кЭ зависимости  $|\alpha_{xx}(T)|$  имеют максимум при  $T \approx 15$  К. Для этой области полей при  $T \geq 20$  К  $\alpha_{xx}(T) \sim T^m$ , где  $m \approx -4.5$  (рис. 4).

Большие значения поперечной термоэдс ( $\sim 10^3 \div 10^4$  мкВ/К), характерная температурная зависимость  $\alpha_{xx} \sim T^{-4.5}$ , а также малость  $\alpha_{zz}$  по сравнению с  $\alpha_{xx}$  свидетельствуют о том, что в чистых образцах HgTe мы наблюдаем эффект увлечения электронов фононами в квантующих магнитных полях. Предположение о том, что большие значения  $\alpha_{xx}(H)$  в квантующем поле обусловлены эффектом увлечения, было сделано в [4]. Однако из-за отсутствия измерений при  $T > 14$  К в этой работе механизм рассеяния фононов в HgTe остался невыясненным.

Для невырожденного электронного газа в квантовом пределе при рассеянии длинноволновых фононов на продольных тепловых фононах (механизм Херринга) поперечная термоэдс увлечения имеет вид [5, 6]

$$\alpha_{xx} = \frac{k/e}{(2\pi)^{3/2} a} \left[ \ln\left(\frac{1}{\gamma}\right) - 0.57 \right] \frac{\hbar\omega_n}{kT} \left(\frac{m_n s^2}{kT}\right)^{3/2} \left(\frac{E_0}{kT}\right)^2, \quad (1)$$

где  $a \simeq 1$ ,  $\gamma = \frac{1}{8} \frac{m_n s^2}{kT} \frac{\hbar\omega_n}{kT}$ ,  $m_n$  — эффективная масса электронов,  $s$  — скорость звука,  $\omega_n = eH/m_n c$ ,  $E_0$  — константа деформационного потенциала. Продольная компонента термоэдс увлечения  $\alpha_{zz}$  при рассеянии фононов на фононах, по Херрингу, в квантовом пределе не зависит от  $H$  [3], и величину  $\alpha_{zz}$  можно считать оценкой диффузионной части термоэдс.

Условие достижения квантового предела, когда ниже уровня Ферми остается лишь один уровень Ландау, для электронов в HgTe имеет вид (см., например, [7]):  $\epsilon_F = \epsilon_b(0) - \epsilon_a(0)$ , т. е.

$$\epsilon_F = (3\gamma - \kappa) \hbar\omega_0. \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon_a(0)$ ,  $\epsilon_b(0)$  — уровни Ландау серий  $a$  и  $b$  с квантовым числом  $n=0$ ;

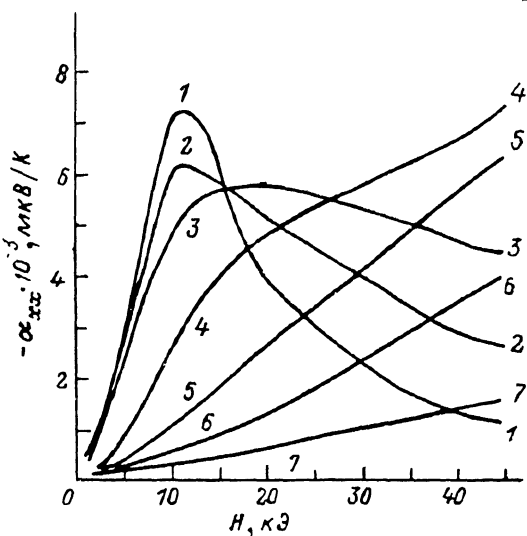


Рис. 1. Зависимость поперечной термоэдс от магнитного поля для образца 1.  $T$ , К: 1 — 5, 2 — 8, 3 — 10, 4 — 15, 5 — 20, 6 — 24, 7 — 28.

$\gamma$  и  $\kappa$  — параметры Латтинджера;  $\omega_0$  — циклотронная частота свободного электрона. С дальнейшим ростом  $H$  уровень Ферми приближается к дну зоны проводимости и в некотором поле  $H_c$  выходит в открываемую магнитным полем щель  $\delta(H)$ , где

$$\delta(H) = (\gamma_1 - \gamma) \hbar\omega_0, \quad (3)$$

$\gamma_1$  — еще один параметр Латтинджера.

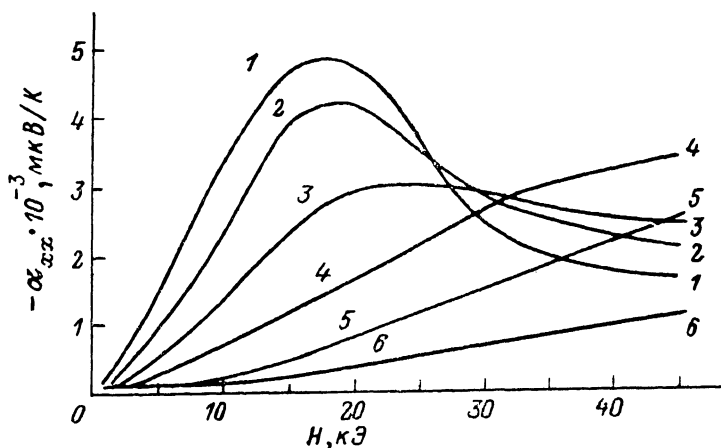


Рис. 2. Зависимость поперечной термоэдс от магнитного поля для образца 2.  $T$ , К: 1 — 8, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 20, 5 — 25, 6 — 30.

Используя значения параметров Латтинджера из [8], находим, что для образца 1 квантовый предел достигается при 4.2 К в полях  $H > 5$  кЭ, при 20 К в полях  $H > 20$  кЭ, при 30 К в полях  $H > 25$  кЭ. Из решения уравнения ней-

тральности для собственного полупроводника в магнитном поле (см. [7]) следует, что в образце 1 выход уровня Ферми из зоны проводимости должен происходить при 4.2 К в поле  $H_c=20$  кЭ, при 20 К в поле  $H_c=45$  кЭ, при 30 К в поле  $H_c=72$  кЭ.

Согласно [9], рассеяние фононов, по Херрингу, является существенным, если частота длинноволнового фонона

$$\omega > \omega_2, \quad (4)$$

где  $\omega_2 = 10 \frac{kT}{\hbar} \left( \frac{kT}{Ms^2} \right)^{1/2} \left( \frac{T}{\Theta} \right)^{1/2}$ ,  $M$  — масса элементарной ячейки,  $\Theta$  — температура Дебая. В квантовом пределе характерная частота фонона, принимающего участие в увлечении электронов, имеет порядок величины  $\omega = sq_H$ , где  $q_H = (eH/\hbar c)^{1/2}$ .

Тогда для HgTe ( $M=5.48 \cdot 10^{-22}$  г,  $\Theta=143$  К [10]) в поле 45 кЭ при 20 К  $\omega/\omega_2=3$ , при 30 К  $\omega/\omega_2=1.3$ .

Таким образом, для исследованного образца 1 в поле  $H=45$  кЭ при  $T \approx 20$  К условия применимости выражения (1) (квантовый предел, невырожденность

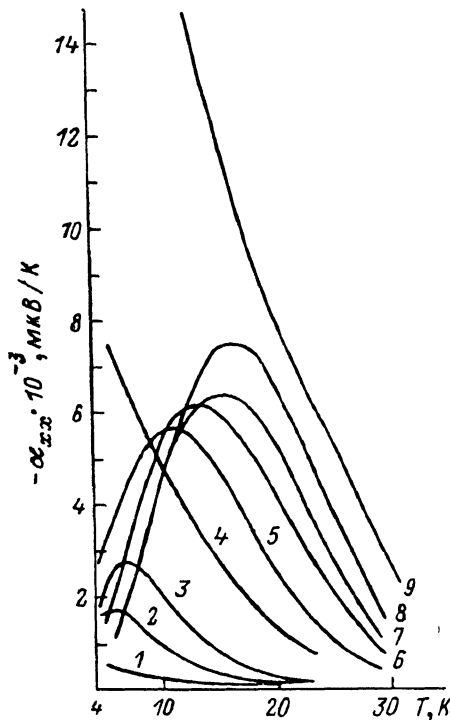


Рис. 3. Зависимость поперечной термоэдс от температуры для образца 1.

$H_c$ , кЭ: 1 — 1, 2 — 3, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 30, 7 — 40, 8 — 45, 9 — зависимость  $\alpha_{xx}(T)$  для образца n-InSb при 30 кЭ [4].

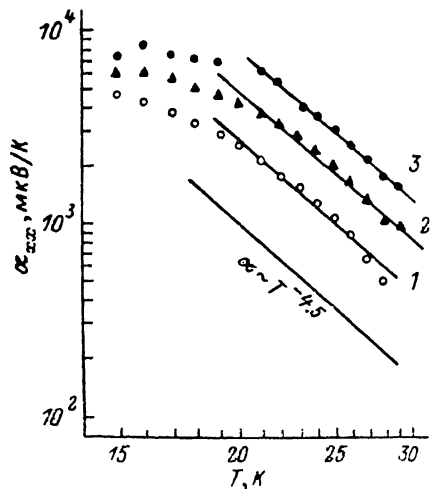


Рис. 4. Зависимость поперечной термоэдс от температуры для образца 1 при  $T > 15$  К и  $H > 20$  кЭ.

$H_c$ , кЭ: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 45.

электронного газа, механизм рассеяния Херринга) можно считать выполненными, хотя второе условие выполнено лишь «на пределе» ( $\epsilon_F \approx 0$ ). Зависимость  $\alpha_{xx}(H)$  при 20 К соответствует (1): в интервале 10–45 кЭ  $\alpha_{xx} \sim H$ . Сопоставляя экспериментальное значение  $\alpha_{xx}$  с выражением (1), можно оценить эффективную константу деформационного потенциала. При  $H=45$  кЭ и  $T=20$  К получаем  $E_0 = 1.9$  эВ. Используя численные расчеты интегралов, входящих в выражения для  $\alpha_{xx}$  (см. [6]), находим, что ошибка в расчетном значении  $\alpha_{xx}$  от применения формулы (1) при  $\epsilon_F=0$  составляет  $\sim 20\%$  (для значения  $E_0 \sim 10\%$ ).

При  $T=28$  К в поле 45 кЭ  $\epsilon_F=1.8$  мэВ, т. е.  $\epsilon_F \approx kT$ , и вырождение электронного газа промежуточное. Для оценки  $E_0$  в этом случае мы используем формулы для  $\alpha_{xx}$  как для невырожденного (1), так и для сильно вырожденного ( $\epsilon_F \gg kT$ ) газа электронов [6]. В первом случае находим  $E_0=2.2$  эВ (оценка сверху), во втором —  $E_0=0.96$  эВ (оценка снизу). Таким образом, из сопоставления экспериментальных данных для  $\alpha_{xx}$  с теоретическими выражениями для термоэдс увлечения в квантовом пределе получаем оценку константы деформационного потенциала в HgTe:  $E_0=(1 \div 2)$  эВ.

Оценку величины  $E_0$  можно провести также из других экспериментов. Эффективная константа  $E_0$  для зоны  $\Gamma_8$ , входящая в выражение для термоэ-увлечения, связана с константами  $a$ ,  $b$  и  $d$  Бира и Пикуса следующим образом [11]:

$$E_0^2 = \frac{2 + \beta}{6\beta} \left[ a^2 + \beta \left( b^2 + \frac{1}{2} d^2 \right) \right], \quad (5)$$

где  $\beta = c_6/c_1$ ,  $a c_6 = \frac{1}{5} (3c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44})$ ,  $c_i = \frac{1}{5} (c_{11} - c_{12} + 3c_{44})$  — сферически усредненные упругие коэффициенты. Используя значения констант  $a$ ,  $b$  и  $d$  из [12] и значения  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{44}$  для HgTe из [10], находим  $E_0 = 2.4$  эВ в хорошем согласии с нашей оценкой.

Определение величины  $E_0$  из значений подвижности  $\mu_n$  в HgTe невозможно, так как, по оценкам [12], подвижность электронов в чистых образцах при  $T > 20$  К определяется рассеянием на оптических фононах, а роль акустических фононов несущественна.

Рассмотрим поведение  $\alpha_{xx}$  при низких температурах  $T < 10 \div 15$  К. Из рис. 3 видно, что при  $T \geq 15$  К зависимости  $\alpha_{xx}(T)$  в InSb и HgTe аналогичны. Однако для более низких температур в InSb продолжается рост  $|\alpha_{xx}(T)|$  при понижении  $T$ , в то время как в HgTe для достаточно больших полей  $H \geq 20$  кЭ величина  $|\alpha_{xx}(T)|$  при понижении  $T$  падает. Различие в поведении  $\alpha_{xx}(T)$  связано с тем, что исследованный образец InSb является образцом  $n$ -типа, а образец 1 HgTe — образцом с собственной проводимостью. В полях  $H \geq 20$  кЭ между зоной проводимости и валентной зоной HgTe имеется щель  $\delta(H)$ . При понижении температуры происходит вымораживание как электронов, так и дырок и проводимость начинает определяться каким-либо шунтирующим каналом (поверхностью, примесной проводимостью и т. п.). Резкое уменьшение концентрации электронов из-за вымораживания и приводит к падению  $|\alpha_{xx}(T)|$  при понижении  $T$ .

Более детально поведение  $\alpha_{xx}(T, H)$  можно понять, используя выражение

$$\alpha_{xx}(T, H) = \alpha_1(T, H) \left[ 1 - \frac{\sigma_2}{\sigma_1(T, H)} - (\mu_2 H)^2 \frac{n_2}{n_1(T, H)} \right], \quad (6)$$

справедливое вблизи максимума величины  $|\alpha_{xx}|$  как функции  $T$  или  $H$  (см. Приложение). В (6) индекс 1 относится к электронной проводимости, а индекс 2 — к остаточному (шунтирующему) механизму проводимости. Как видно из (6), достаточно быстрое убывание  $n_1(T)$  (а следовательно, и  $\sigma_1(T)$ ) при понижении температуры должно привести к падению полной величины  $|\alpha_{xx}(T)|$ , что мы и наблюдаем на опыте. При этом, как и должно быть, для больших полей (больших  $\delta(H)$ ) падение  $\alpha_{xx}(T)$  начинается при больших температурах (рис. 3).

В InSb при  $T \leq 15$  К основным механизмом рассеяния длинноволновых фононов становится рассеяние их на границах образца [4]. Можно полагать, что это справедливо и для исследованных нами образцов HgTe, и рост  $\alpha_{xx}(H)$  при  $H < 10$  кЭ для  $T \leq 15$  К (рис. 1, 2) обусловлен эффектом увлечения при рассеянии фононов на границах образца. Оценки, однако, показывают, что при  $H = 5 \div 10$  кЭ наблюдаемые значения  $\alpha_{xx}$  примерно в 3 раза меньше, а зависимость  $\alpha_{xx}(H)$  значительно слабее ( $\alpha_{xx} \sim H^{1.25}$ ), чем дает теория для квантового предела ( $\alpha_{xx} \sim H^2$ ). Это, по-видимому, связано с тем, что в полях  $H < H_{\max}$  условие квантового предела выполняется плохо. Так, по оценкам, для образца 1 при 10 К квантовый предел должен достигаться лишь в полях  $H \geq 8$  кЭ.

Наблюдать термоэдс электронов в собственном HgTe при  $T < 10 \div 15$  К и  $H \geq 10$  кЭ не удастся, так как с ростом  $H$  происходит быстрое уменьшение электронного вклада в термоэдс как из-за вымораживания электронов (уменьшение  $n_1(H)$  и  $\sigma_1(H)$  в (6)), так и из-за их лоренцевского закручивания (рост  $\sim H^2$  третьего члена в квадратных скобках в (6)). По мере убывания с  $H$  электронного вклада термоэдс стремится к своему предельному значению  $\alpha_2$ , обусловленному посторонними механизмами проводимости. Хотя количественные оценки при  $T < 10 \div 15$  К затруднены, несомненно, что немонотонная зависимость  $\alpha_{xx}(H)$  связана с эффектом увлечения в квантующих магнитных полях (рост  $|\alpha_{xx}(H)|$  при  $H < H_{\max}$ ) и процессами вымораживания и лоренцевского закручивания электронов (падение  $|\alpha_{xx}(H)|$  при  $H > H_{\max}$ ).

Таким образом, в чистых образцах теллурида ртути с  $N_A \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T \leq 30 \text{ К}$  удается наблюдать термоэдс увлечения электронов фононами в квантующих магнитных полях. Наибольшие значения  $|\alpha_{xx}| = 7.5 \cdot 10^3 \text{ мкВ/К}$  достигаются в наиболее чистом образце. Можно утверждать, что при  $T > 20 \text{ К}$  и  $H > 20 \text{ кЭ}$  рассеяние фононов определяется механизмом Херринга, и сопоставление экспериментальных данных с теорией позволяет оценить константу деформационного потенциала  $\text{HgTe}$ :  $E_0 = 1 \div 2 \text{ эВ}$ . Наблюдение эффекта увлечения свидетельствует о том, что исследованные кристаллы  $\text{HgTe}$  действительно являются чистыми и совершенными.

## Приложение

При наличии двух типов носителей тока приближенное выражение для поперечной термоэдс в магнитном поле имеет вид

$$\alpha_{xx} = \frac{(\alpha_1 \sigma_1 + \alpha_2 \sigma_2) (\sigma_1 + \sigma_2) + e^2 \mu_1^2 \mu_2^2 H^2 (n_1 + n_2) (\alpha_1 n_1 + \alpha_2 n_2)}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + e^2 \mu_1^2 H^2 (n_1 + n_2)^2 \mu_2^2}, \quad (\text{П. 1})$$

где  $\alpha_i$ ,  $\sigma_i$ ,  $n_i$  и  $\mu_i$  — соответственно термоэдс, проводимость, концентрация и подвижность  $i$ -го типа носителей. Выражение (П. 1) получено при использовании приближения  $\tau(\epsilon) = \text{const}$  для безразмерного параметра  $\omega\tau$ , входящего в точное выражение для  $\alpha_{xx}$ . Формула (П. 1) записана для двух типов носителей одного знака:  $e_1 = e_2 = e$ .

Пусть при  $H=0$  величины проводимости и термоэдс полностью определяются первым типом носителей ( $\sigma = \sigma_1$ ,  $\alpha_{xx} = \alpha_1$ ). С ростом магнитного поля концентрация  $n_1$  и проводимость  $\sigma_1$  резко убывают (эффект вымораживания), и при не зависящих или слабо зависящих от  $H$  величинах  $\alpha_2$  и  $\sigma_2$  роль второго типа носителей возрастает. В той области полей, где параметры  $\alpha_2/\alpha_1$ ,  $n_2/n_1$  и  $\sigma_2/\sigma_1$  еще достаточно малы (при этом малость  $\sigma_2/\sigma_1$  есть следствие малости  $n_2/n_1$ , так как обычно  $\mu_1 \gg \mu_2$ ), влияние второго сорта носителей можно учесть, разлагая (П. 1) по этим параметрам. Оставляя лишь основные поправочные члены, из (П. 1) получаем выражение (6).

## Список литературы

- [1] Galazka R. R. // Phys. Lett. 1970. V. 32A. N 2. P. 101—102. Сологуб В. В., Иванов-Омский В. И., Муждаба В. М., Шалыт С. С. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 6. С. 1738—1740.
- [2] Szlenk K. // Phys. St. Sol. (b). 1979. V. 95. N 2. P. 445—452.
- [3] Puri S. M., Geballe T. H. // Semicond. a. Semimet. 1966. V. 1. P. 203—264.
- [4] Городилов Н. А., Доманская Л. И., Нейфельд Э. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1382—1387.
- [5] Гуревич Л. Э., Недлин Г. М. // ФТТ. 1964. Т. 3. В. 9. С. 2779—2790.
- [6] Халфин В. Б. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 3. С. 306—313.
- [7] Tsidilkovski I. M., Harus G. I., Shelushinina N. G. // Adv. Phys. 1985. V. 34. N 1. P. 43—174.
- [8] Uchida S., Yoshizaki R., Tanaka S. // Proc. Int. Conf. Phys. Semimet. Narrow Gap Semicond. Nice, 1973. P. 81—83.
- [9] Гуревич Л. Э., Шкловский Б. И. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 2. С. 526—534.
- [10] Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средин В. Г. // Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М., 1982. С. 208.
- [11] Wiley J. D. // Semicond. a. Semimet. 1975. V. 10. P. 91—174.
- [12] Dubowski J. J., Dietl T., Szymanska W., Galazka R. R. // J. Phys. Chem. Sol. 1981. V. 42. N 5. P. 351—362.