

УДК 621.315.592

**О ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ХАРАКТЕРЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В  $Ag_2Te$  ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ****С.А. АЛИЕВ, Ф.Ф. АЛИЕВ, З.С. ГАСАНОВ***Институт Физики АН Азербайджана,**Баку-143, пр. Г. Джавида 33**(Поступило 03.05.89)*

Исследована теплопроводность и термомагнитные эффекты в  $Ag_2Te$  при низких температурах. Показано, что в термомагнитных эффектах рассеяние электронов при температурах выше 10 К носит неупругий характер. Показано, что фононная теплопроводность  $\chi_P$  для всех образцов при 10 К достигает своего максимального значения. В интервале температур 20-80 К зависимость  $\chi_P(T)$  для стехиометрического образца дается в виде  $\chi_P \approx T^{-n}$  ( $n = 1, 2$ ).

Исследование теплопроводности ( $\chi$ )  $Ag_2Te$  проведено в нескольких работах [1-3]. В этих работах изучена, в основном, электронная доля теплопроводности ( $\chi_2$ ) в интервале температур 80÷600 К. Обнаружено, что в области 80÷250 К число Лоренца значительно меньше зоммерфельдовского. Показано, что рассеяние электронов в указанном интервале температур носит неупругий характер, что обусловлено, в основном, межэлектронным взаимодействием. Исследование теплопроводности при низких температурах позволяет выявить механизмы рассеяния фотонов и изучить природу и количество дефектов.

В данной публикации исследованы теплопроводность и термомагнитные эффекты в  $Ag_2Te$  стехиометрического состава и состава с избытком  $Te$  и  $Ag$  в интервале 3÷100 К. Как известно, избыток серебра в  $Ag_2Te$  приводит к возрастанию концентрации электронов, а избыток теллура - к возрастанию концентрации дырок.

Образцы  $Ag_2Te$  были получены по единой технологии из компонентов с чистотой  $Te$  - 99,995 и  $Ag$  - 99,99; избыток  $Te$  и  $Ag$  до 1 ат. % приводил к образованию дефектов с концентрацией  $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Теплопроводность измерялась в криостате, описанном в [4], методом стационарного продольного потока тепла. Датчиками служили угольные термометры сопротивления и медь-константановые термопары. Образцы для исследований вырезались в форме прямоугольных

параллелепипедов с сечением  $2 \times 3 \text{ мм}^2$ . Расстояние между термометрами - 10-15 мм. Погрешность измерений  $\chi$  не превышала  $\pm(5-7)\%$ .

Для анализа полученных результатов необходимо выделить электронную и фононную составляющие теплопроводности. В образцах с избытком  $Te$  в исследованном интервале температур электронная доля теплопроводности ничтожна, а в образцах с избытком  $Ag$  она составляет значительную часть. Выделение  $\chi_e$  должно производиться либо экспериментально подавлением ее в магнитном поле, либо вычислением согласно соотношению Видемана-Франца. Как упоминалось, при  $T \geq 80 \text{ К}$ ,  $\chi_e$  в  $Ag_2Te$  выделялась в магнитном поле [1]. В данном случае экспериментальные условия для этого не выполнялись, поэтому  $\chi_e$  вынуждены были рассчитать. Для этого необходимо было иметь сведения о числе Лоренца ( $L$ ) при  $T < 80 \text{ К}$ . В [2] подробно описаны способы экспериментального определения  $L$  и показано, что  $L$  можно определить по полевым зависимостям термомагнитных эффектов и по величине  $\frac{UH}{C}$ , соответствующей максимуму в зависимостях  $\epsilon_y = f\left(\frac{UH}{C}\right)$ ,  $\Delta\alpha = f\left(\frac{UH}{C}\right)$  и  $-SH = f\left(\frac{UH}{C}\right)$  (в случае упругого рассеяния максимуму  $SH$  и  $\epsilon_y$  соответствуют  $\frac{UH}{C} = 1$ , а в случае наличия неупругости  $\frac{UH}{C} > 1$  и  $L = \frac{I_0}{UH/C}$ ), а также с помощью определенных соотношений между различными термомагнитными эффектами [1, 2].

С этой целью были исследованы полевые зависимости и магнито-термоэде поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена (Н-Э). Измерения проводились в адиабатических условиях. Полученные результаты интерпретированы в рамках теории, справедливой для вырожденного электронного газа, учитывающей и неупругое взаимодействие:

$$\epsilon_y^{sv} = \frac{\Delta\alpha_{sv}}{e/k} \frac{\frac{UH}{C} \frac{L}{I_0}}{1 + \left(\frac{UH}{C}\right)^2 \left(\frac{L}{I_0}\right)^2} + \frac{\alpha_0}{e/k} \frac{\frac{UH}{C} \frac{L}{I_0}}{1 + \frac{\chi_\phi}{L_0 \sigma T} \left[ 1 + \left(\frac{UH}{C} \frac{L}{I_0}\right)^2 \right] \frac{L}{I_0}} \quad (1)$$

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_m \frac{\left(\frac{UH}{C}\right)^2 \left(\frac{L}{L_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{UH}{C}\right)^2 \left(\frac{L}{L_0}\right)^2} \quad (2)$$

где:  $\varepsilon_y = \frac{k}{e} H Q_1$ ,  $Q_1$  - коэффициент (Н-Э),  $H$  - интенсивность магнитного поля,  $U$  - подвижность носителей заряда,  $L_0$  - зоммерфельдовское и  $L$  - экспериментальные значения числа Лоренца,  $\chi_f$  - фононная доля теплопроводности,  $\sigma$  - электропроводность,  $\Delta\alpha_m$  - магнитотермоэдс при классически сильном магнитном поле.

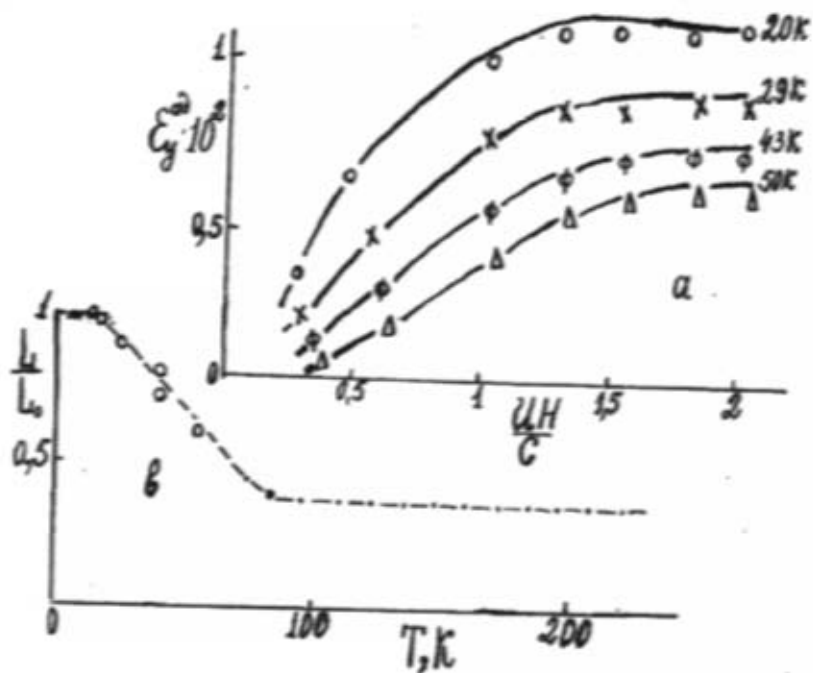


Рис. 1. Полевые зависимости  $\varepsilon_y^{ad}$  (а) и температурная зависимость

$$\frac{L}{L_0} \quad (б) \text{ в } Ag_2Te.$$

На рис. 1(а) представлены полевые зависимости  $\varepsilon_y^{as}$  при различных температурах в сопоставлении с расчетными по формуле (1). Как видно, оптимальное согласие расчета с экспериментом достигается при определенных значениях  $L$ . Полученные результаты  $\frac{L}{L_0}$  представлены на рис. 1(б) в сопоставлении с данными работы [2].

Полевые зависимости  $\Delta\alpha$  вместе с расчетными по формуле (2) представлены на рис. 2. В расчетах значение  $L$  бралось из рис. 1(б).

Из рис. 1, 2 видно, что неупругость характера рассеяния электронов в  $Ag_2Te$  проявляется во всех указанных эффектах и при температурах выше 30 К.

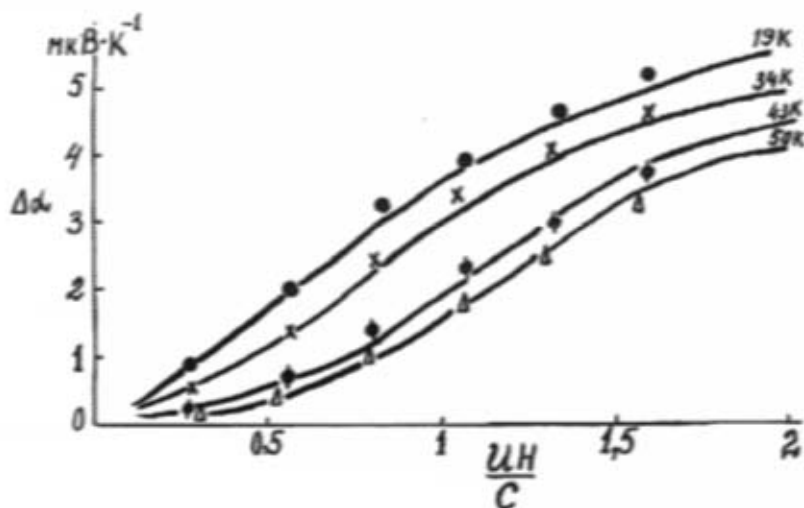


Рис. 2. Полевые зависимости  $\Delta\alpha$  в  $Ag_2Te$ .

Видно, что в  $Ag_2Te$ , как и во многих узкозонных полупроводниках [5-7], степень неупругости с понижением температуры уменьшается и при  $T < 20$  К, когда рассеяние электронов происходит, в основном, на ионизированных примесях, межэлектронное взаимодействие носит чисто упругий характер. Эти результаты подтверждены данными:  $\Delta\alpha$

$$\text{и } Q, \quad \frac{L}{L_0} = \frac{\Delta\alpha}{HQ_1^{ms} (UH/C)} \quad \text{и} \quad \frac{L}{L_0} = \frac{Q_1^{ms}}{R\sigma\Delta\alpha_m}$$

Исходя из данных о  $L$ , электронная составляющая теплопроводности определялась из соотношения  $\chi_s = L\sigma T$ , а фоннная как  $\chi_\phi = \chi_{\infty} - \chi_s$ .

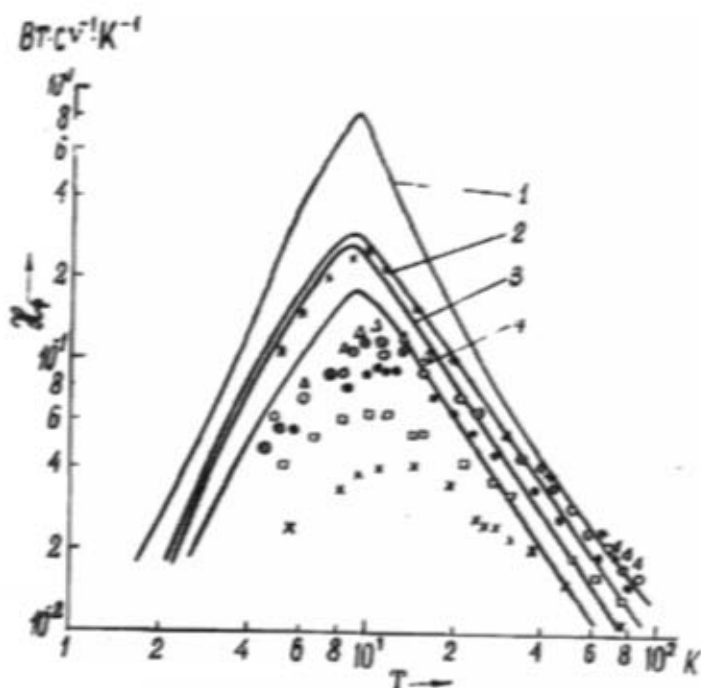


Рис. 3. Температурная зависимость  $\chi_{\phi}$  в  $Ag_2Te$  - стехиометрический  $Ag_2Te$ , с добавкой  $\Delta$  - 0,1,  $\Theta$  - 0,25;  $O$  - 0,75;  $\square$  - 1,25;  $X$  - 1,5 ат.%  $Te$  и  $\bullet$  - 0,25 ат.%  $Ag$ ;  
 1 - стехиометрический  $Ag_2Te$  при  $A = 6,64 \cdot 10^2 C^{-1} K^{-4}$ ;  
 2 - 0,1 ат.%  $Te$  при  $A = 6,64 \cdot 10^2 C^{-1} K^{-4}$ ;  
 3 - 0,1 ат.%  $Te$  при  $A = 9,96 \cdot 10^2 C^{-1} K^{-4}$ ;  
 4 - 0,25 ат.%  $Te$  при  $A = 6,64 \cdot 10^2 C^{-1} K^{-4}$ .

На рис. 3 представлены температурные зависимости  $\chi_{\phi}$ . Как видно, для всех образцов  $\chi_{\phi}$  проходит через максимум  $\approx 10K$ ; в области 20-80 К зависимость  $\chi_{\phi}(T)$  для стехиометрического состава имеет вид  $\chi_{\phi} \approx T^{-1,2}$ ; избыток  $Te$  и  $Ag$  уменьшает значение и показатель в степени  $\chi_{\phi} \approx T^{-n}$ . Прохождение  $\chi_{\phi}(T)$  через максимум, как известно, обусловлено рассеянием фононов на границе кристалла, а относительно слабая температурная зависимость в области (20-80 К) и уменьшение показателя степени  $n$  по мере отклонения  $Ag_2Te$  от стехиометрии связаны с наличием в  $Ag_2Te$  собственных дефектов и возрастанием их концентраций при наличии избытка атомов  $Te$  и  $Ag$ .

Для подтверждения такого качественного вывода и количественной оценки концентраций дефектов, необходимо полученные результаты сопоставлять с существующими теоретическими моделями теплопроводности в твердых телах. В данном случае избыточные атомы *Te* и *Ag* могут рассматриваться, как точечные дефекты релеевского типа. Согласно теории Каллавея [8], учитывающей рассеяние фононов на границах, на точечных дефектах и на фононах (процессами переброса и нормальными процессами), температурная зависимость теплопроводности вычисляется в дебаевской модели фононного спектра в приближении времени релаксации следующей формулой:

$$\chi_{\theta} = GT^3 \left\{ \frac{\int_0^{\theta} \tau_c x^4 dx}{sh^2(x/2)} + \frac{\left[ \int_0^{\theta} \frac{\tau_c}{\tau_N} \frac{x^4 dx}{sh^2(x/2)} \right]^2}{\int_0^{\theta} \frac{\tau_c}{\tau_N \tau_R} \frac{x^4 dx}{sh^2(x/2)}} \right\} = GT^3 \left( I_1 + \frac{I_2^2}{I_3} \right) \quad (3)$$

где  $G = \hbar/2(2\pi)^2 v (k/\hbar)^{-4}$ ,  $v$  - средняя скорость,  $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$ ,  $\omega$  - частота фононов,  $\tau_c^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}$ ,  $\tau_R$  и  $\tau_N$  - времена релаксации резистивных и нормальных процессов,  $\tau_R^{-1} = \tau_{pp}^{-1} + \tau_b^{-1} + \tau_{pd}^{-1}$ ,  $\tau_{pp}$ ,  $\tau_b$  и  $\tau_{pd}$  - времена релаксации фонон-фононных процессов переброса, граничного и фонон-дефектного рассеяния, соответственно. Приняты следующие зависимости обратных времен релаксации от  $X$  и  $T$  [9].

$$\tau_{pp}^{-1} = AX^2 T^4 e^{-\Theta/aT} ; \tau_b^{-1} = v/L$$

$$\tau_{pd}^{-1} = BX^4 T^4 ; \tau_N^{-1} = CX^3 T^4 ,$$

где  $L = 0,2$  см - эффективный размер кристалла. Параметры  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $a$  и  $\Theta$  определялись численно по методу наименьших квадратов путем сравнения выражения (3) с экспериментальными кривыми  $\chi_{\theta}(T)$  [10]. При нарушении стехиометрии в  $Ag_2Te$  изменения

флуктуаций плотности  $\frac{\Delta\delta}{\delta}$  незначительны, поэтому рассеяние на то-

чечных дефектах вызывается только изменением массы  $\frac{\Delta M}{M}$ .

В этом приближении [8]:

$$\tau_{pd}^{-1} = \frac{V_0}{n} N \left( \frac{\Delta M}{M} \right)^2 \frac{\omega^4}{2\pi v^3} = \frac{V_0}{n} N \left( \frac{\Delta M}{M} \right)^2 \left( \frac{k}{\hbar} \right)^4 \frac{1}{4\pi v^3} x^4 T^4$$

где  $V_0$  - объем элементарной ячейки,  $n$  - число атомов в элементарной ячейке,  $M$  - средняя масса атомов кристалла,  $N$  - атомная концентрация примесей. Параметр  $B$  равняется:

$$B = \frac{V_0}{n} \left( \frac{k}{\hbar} \right)^4 \frac{N}{4\pi v^3} \left( \frac{\Delta M}{M} \right)^2$$

Входящие в (3) подгоночные параметры ( $A, C$ ) брались из работы [11], определенные для  $L; F$ ,  $a=11,53$ ,  $n=1,25$  из работы [12], вычисленные методом наименьших квадратов.

Расчетные данные по  $\chi_p(T)$  представлены на рис. 3 в виде сплошных линий в сопоставлении с экспериментальными данными. Как видно, кривая температурной зависимости теплопроводности наиболее стехиометрического состава  $Ag_2Te$  проходит ниже расчетной кривой. Причина этого состоит в том, что в самом теллуриде серебра содержится значительное количество собственных дефектов. Как видно из рисунка, эти данные хорошо укладываются на кривую, рассчитанную для  $Ag_2Te$  с концентрацией примесей  $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Далее видно, что с ростом содержания  $Te$  или  $Ag$  расчетные кривые  $\chi_p(T)$  выше экспериментальных, причем расхождение возрастает по мере увеличения избытка  $Te$  или  $Ag$ .

Этот результат можно интерпретировать в рамках теории Калловей [8], согласно которой в химически чистом и изотопически однородном кристалле при низких температурах (выше области граничного рассеяния)  $\chi_p(T)$  должна иметь зависимость вида  $\chi_p \approx T^{-2}$ , а значительное рассеяние на точечных дефектах приводит к зависимости  $\chi_p \approx T^{-1,5}$ . Здесь точечные дефекты имеют избытки  $Ag$  и  $Te$  или изотопы  $Te$  (природный теллур имеет не менее семи изотопов).

Экспериментальные кривые при  $T < 10 \text{ К}$  не параллельны рассчитанным, т.е. с ростом температуры возрастает вероятность рассеяния, причем такое отклонение в образцах с избытком  $Te$ , намного больше, чем с избытком  $Ag$ . Это видимо связано с рассеянием фононов на носителях заряда. Поэтому на образцах с  $p$ -типом проводимости этот вид рассеяния наиболее эффективен.

### Литература

1. Алиев С.А., Суянов У.Х., Алиев М.И. ФТП, 1972, т. 6, в. 14, 777-779.

2. Əliyev S.A., Suxonov U.X., Aраслы Д.Г., Əliyev M.И. ФТП, 1973, т. 7, в. 6, 1086-1091.

3. Абдуллаев Г.Б., Əliyev S.A., Əliyev M.И., Aраслы Д.Г., Вердиева Н.А., Гусейнов Р.З. Препринт ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1974, № 30, 23.

4. Əliyev S.A., Aраслы Д.Г., Агаев З.Ф., Исмаилов Ш.С., Зульфугаров Э.И. Изв. АН Аз. ССР, физ.-тех. и мат. наук, № 6, 1982, 67-71.

5. Əliyev S.A., Коренблит Л.Л. и Шальт С.С. ФТТ 8, 3, 705, 1966.

6. Шальт С.С., Муждаба В.М. и Голецкая А.Д. ФТТ, 1968, 10, 1277.

7. Рамазанзаде М.Г., Əliyev S.A., Вердиева Н.А., Агаев А.М. Изв. ВУЗов "Физика", 1981, 10, 27-31.

8. Gallaway J. Phys. Rev. 1959, 113, № 4, 1046-1051.

9. Verman R., Brack S.C.F. Proc. Soc., 1965, 2898, № 1416, p. 46-65.

10. Гультияев П.В. и Петров А.В. ФТТ, 1959, т. 1, 3, 367-371.

11. Оскотский В.С., Смирнов И.А. Наука, 1972, 160.

12. Васильев Л.Н., Джаббаров И., Оскотский В.С., Парфеньева Л.С., Попов В.В., Смирнов И.А. ФТТ, 1984, т. 26, 9, 2710 - 2713.

S.A. Əliyev, F.F. Əliyev, Z.S. Həsənov

### AŞAĞI TEMPERATURLARDA $Ag_2Te$ - DƏ İSTİLİKKEÇİRMƏ VƏ ELEKTRONLARIN SƏPİLMƏ XARAKTERİ HAQQINDA

Məqalədə aşağı temperaturlarda  $Ag_2Te$  - nin termomaqnit effekləri və istilikkeçiriciliyi haqqında məlumat verilmişdir.  $Ag_2Te$ -də 10 K-dən yuxarıda bütün termomaqnit effektlərində elektronların səpilməsinin qeyri-elastik olduğu müəyyən olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, fonon istilikkeçirməsi  $\chi_\phi$  bütün nümunələr üçün 10 K-də maksimumdan keçir 20-80 K intervalında  $\chi_\phi(T)$  asılılığı stexiometrik nümunə üçün  $\chi_\phi \approx T^{-n}$  ( $n=1,2$ ) şəklindədir,  $Te$  və  $Ag$  artıqlığı  $\chi_\phi$ -nin qiymətini və  $\chi_\phi \approx T^{-n}$  asılılığında  $n$ -tərtib göstəricisini azaldır.

S.A. Aliev, F.F. Aliev, Z.S. Hasanov

### ON THE THERMAL CONDUCTIVITY AND THE CHARACTER OF ELECTRON SCATTERING IN $Ag_2Te$ AT LOW TEMPERATURES

The thermomagnetic effects and the thermal conductivity in  $Ag_2Te$  had been investigated at low temperatures. It is established that unelastic character of electron scatter in  $Ag_2Te$  has been displayed above 10 K in all thermomagnetic effects. It is shown the phonon part of thermal conductivity,  $\chi_{ph}$ , in all samples passes through maximum at  $\approx 10$  K, and in the 20-80 K region the dependence



$\chi_{ph}(T)$  in stoichiometric composition has the  $\chi_{ph} \approx T^{-1,2}$  form, the  $Te$  and  $Ag$  surpluses decrease the  $\chi_{ph}$  magnitude and the index of power in  $\chi_{ph} \approx T^{-n}$ .