

# Энергетический спектр носителей заряда в $\text{Ag}_2\text{Te}$

© С.А. Алиев, З.Ф. Агаев<sup>†</sup>, Р.И. Селим-заде

Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,  
AZ-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 2 февраля 2008 г. Принята к печати 5 марта 2008 г.)

Проведено исследование проводимости  $\sigma(T)$  и постоянной Холла  $R(B, T)$  в  $\text{Ag}_2\text{Te}$  с избытком 0.1% Те. На зависимостях  $R(B)$  при различных температурах обнаружена смена знака  $R$  с  $(-)$  на  $(+)$ . На температурных зависимостях  $R$  в интервале 1–3 кГс обнаружены два экстремума, минимум  $\sim 60$  и максимум при  $T \approx 80$  К, а при  $B \geq 5$  кГс двойная смена знака  $R$  с  $(-)$  на  $(+)$  и с  $(+)$  на  $(-)$ . Температуры инверсии знака  $R$  зависят от значения магнитного поля. При  $B = 15$  кГс инверсия знака  $R$  с  $(-)$  на  $(+)$  происходит при  $\approx 38$ , а с  $(+)$  на  $(-)$  при  $\approx 70$  К. Обнаружено, что примерно в области смены знака  $R(T)$  концентрация  $n(T)$  и электропроводность проходят через минимум. Установлено, что минимумы  $n(T)$  и  $\sigma(T)$ , экстремумы на  $R(T)$  и инверсия знака  $R(T)$  с  $(-)$  на  $(+)$ , а также завышенная температурная зависимость  $n \propto T^4$  обусловлены локализацией электронов проводимости на акцепторных уровнях, входящих в зону проводимости  $\text{Ag}_2\text{Te}$ . Определены значения параметров электронов ( $n, \mu_n$ ) и дырок ( $p, \mu_p$ ) в точках смены знака  $R(T)$  с  $(-)$  на  $(+)$  и с  $(+)$  на  $(-)$ .

PACS: 61.50.Ks, 64.70.Kb, 65.40.-b

## 1. Введение

В работах [1–3] обсуждены некоторые особенности электрических и термоэлектрических свойств  $p\text{-Ag}_2\text{Te}$  с избытком Те порядка 0.7 ат%. Из этих особенностей вызвали интерес прохождения электропроводности  $\sigma(T)$  через минимум при  $\sim 65$  К, максимум при 200 К, слабая зависимость  $R(T)$  в интервале 200–300 К, а также прохождения  $\alpha(T)$  через максимум при  $\sim 100$  и 270 К. Экспериментальные данные интерпретированы в рамках двухзонной модели. Определены концентрации и подвижности электронов и дырок, показано, что  $\text{Ag}_2\text{Te}$  обладает очень узкой шириной запрещенной зоны  $\varepsilon_g \approx 0.03$  эВ и указанные аномалии связаны с малым значением  $\varepsilon_g$  и ее температурной зависимостью  $\varepsilon_g(T) = (0.03 - 7 \cdot 10^{-5})$  эВ. В рассмотренном образце концентрации при низких температурах (4.2 К) соответствовали  $n = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , т.е.  $c = n/p \approx 0.002$ . Для выявления более конкретных сведений об энергетическом спектре носителей заряда необходимо было исследовать образцы с большими значениями отношений  $n/p$  и по возможности при более сильных магнитных полях. Поэтому в данной работе исследован образец  $n\text{-Ag}_2\text{Te}$  с  $n = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , отношение  $n/p$  достигает значений  $c \approx 0.012$ , что в 6 раз больше, чем в образце с 0.7 ат% Те.

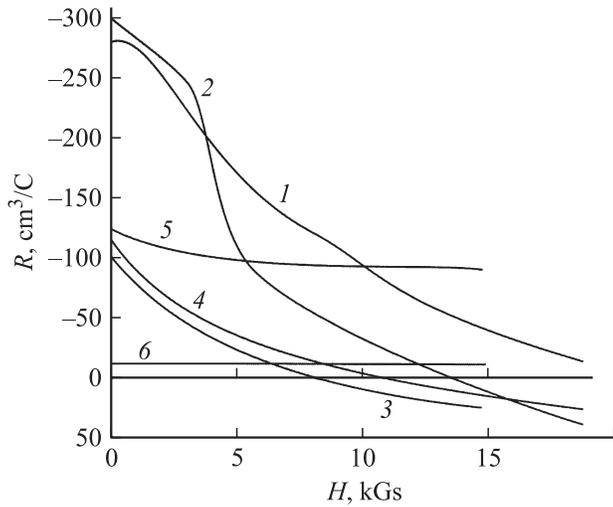
## 2. Эксперимент

Измерение  $R(B, T)$  и  $\sigma(T)$  проводилось на постоянном токе в интервале 2–300 К в магнитных полях, достигающих при гелиевых и водородных температурах 20 кГс, а при азотных 30 кГс. Интервал температур 2–4.2 К достигался откачкой насыщенных паров

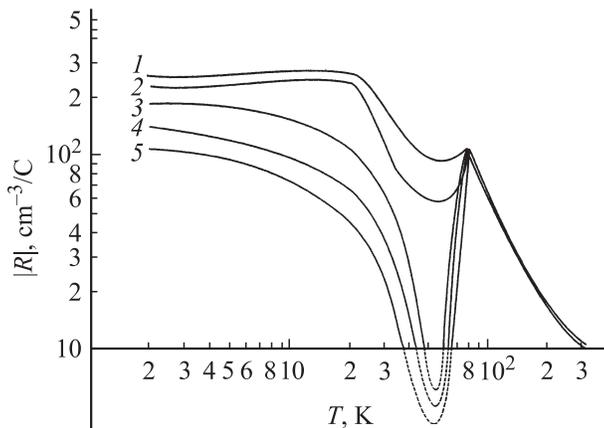
гелия. Температура в области 2–65 К регистрировалась с помощью термометров сопротивления. Интервал 65–77 К достигался откачкой насыщенных паров азота; измерения проводились дифференциальной медь-константановой термопарой. Для обеспечения изотермичности условий эксперимента объем с образцом наполнялся теплообменным газом — гелием. Стабильность тока через образец поддерживалась с высокой точностью источником постоянного тока (режим стабилизации тока). Поскольку  $\text{Ag}_2\text{Te}$  является низкоомным кристаллом, стабильность тока при сильных магнитных полях не нарушалась. Полученные данные воспроизводились с высокой точностью. Исследованный образец  $\text{Ag}_2\text{Te}$  содержит избыток атомов Те ( $\sim 0.1$  ат%), создающих в нем акцепторные примеси.

На рис. 1 представлены зависимости  $R(B)$  при различных температурах. Как видно из рисунка, при 4.2 К  $R_{B=0}$  во всем диапазоне магнитных полей  $R$  имеет отрицательный знак. С повышением температуры (до 70 К) происходит смена знака  $R(B)$  с  $(-)$  на  $(+)$ . На рис. 2 представлены температурные зависимости  $R(T)$  при различных значениях индукции магнитного поля. Видно, что  $R$  в слабых полях ( $\mu B \ll 1$ ) при температурах 2–5 К имеет постоянное значение, при  $\sim 20$  К проходит через небольшой максимум, далее резко уменьшается при температурах до 300 К. С возрастанием магнитного поля (1 и 3 кГс) на зависимостях  $R(T)$  наблюдаются два экстремума — минимум при  $\sim 60$  и максимум при 80 К, начиная с  $B = 5$  кГс кривые  $R(T)$  подвергаются двойной инверсии, при  $\sim 38$ –48 К с  $(-)$  на  $(+)$ , а при  $\sim 60$ –70 К с  $(+)$  на  $(-)$ , затем  $R(T)$ , достигая максимума  $\sim 80$  К, уменьшается при повышении температуры до 300 К. Температура смены знака  $R(T)$  зависит от значения магнитного поля ( $B$ ), с возрастанием значения  $B$  температура смены знака с  $(-)$  на  $(+)$  смещается в сторону низких  $T$ , а температура инверсии с  $(+)$  на  $(-)$  в

<sup>†</sup> E-mail: agayevz@rambler.ru



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента Холла от индукции магнитного поля в  $\text{Ag}_2\text{Te}$  при различных температурах, К: 1 — 4.2, 2 — 20, 3 — 63, 4 — 67, 5 — 77, 6 — 300.



**Рис. 2.** Температурная зависимость коэффициента Холла в  $\text{Ag}_2\text{Te}$  при различных значениях индукции магнитного поля, кГс: 1 — 1, 2 — 3, 3 — 5, 4 — 8, 5 — 10.

сторону высоких  $T$ , т.е. с возрастанием значения  $B$  расширяется область перехода.

Из представленных данных следует, что в исследованном образце  $\text{Ag}_2\text{Te}$  проводимость имеет смешанный характер. Поэтому для количественного анализа результатов необходимо определить все четыре параметра носителей заряда:  $n(T)$ ,  $p(T)$ ,  $\mu_n(T)$  и  $\mu_p(T)$ . С этой целью была использована методика, предложенная в работе [4] и апробированная в [4,5], которая сводится к решению четырех уравнений: выражения для электропроводности  $\sigma$ , коэффициента Холла при слабом поле  $R_{B \rightarrow 0}$  и в сильных полях  $R_\infty$ , а также для точки инверсии  $R_B = B_0$ . Из результатов расчета привлекает внимание температурная зависимость  $n(T)$ , которая при  $T \approx 63$  К проходит через минимум, затем сильно растет с температурой  $n \propto T^4$ .

### 3. Обсуждение результатов

Многие из перечисленных аномалий электрических свойств  $\text{Ag}_2\text{Te}$  обнаруживались в узкощелевых ( $\text{InSb}$ ,  $\text{InAs}$ ,  $\text{CdHgTe}$ ) и бесщелевых полупроводниках ( $\text{HgSe}$ ,  $\text{HgTe}$ ,  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ,  $\text{Zn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Se}$ ). Наиболее яркими из них считаются прохождение  $n(T)$  и  $\sigma(T)$  через минимум, двойная инверсия знака  $R(T)$  и сильная температурная зависимость  $n \propto T^k$ .

Для объяснения этих аномалий выдвигались различные модели, основывающиеся на особенностях зонной структуры этих кристаллов.

В работе [6] для объяснения имеющихся в  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  аномалий предложена модель, заключающаяся в том, что при низких температурах, в зависимости от значений  $T$  и  $x$ , в них энергия активации акцепторных примесей может оказаться больше ширины запрещенной зоны и они входят в зону проводимости. Считается, что образцы компенсированы и  $N_A < N_D$ . Поскольку при очень низких температурах все доноры ионизованы, концентрация электронов не изменяется до некоторой критической  $T_k$ . Дальнейшее возрастание температуры приводит к термической активации электронов, которые, достигая акцепторных уровней, локализуются на них, что и приводит к уменьшению  $n(T)$ .

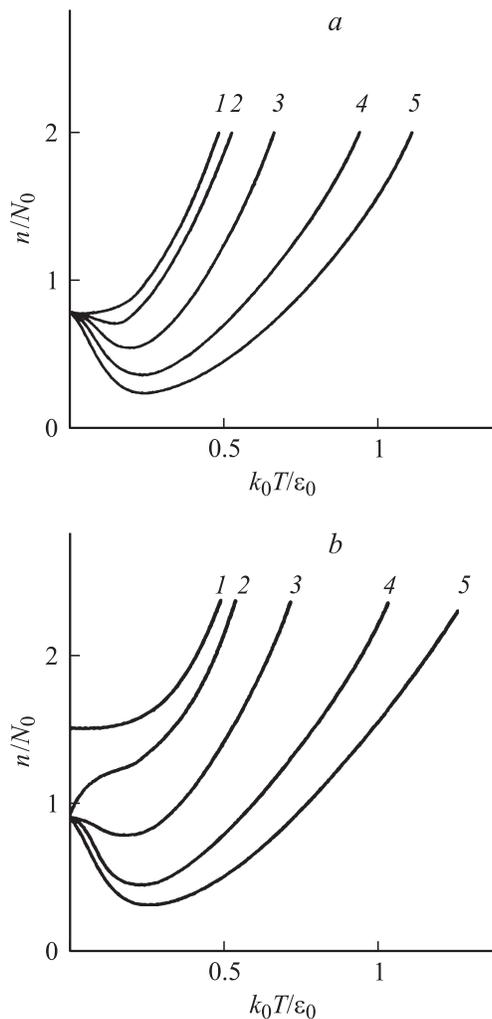
В данной ситуации могут иметь место несколько вариантов, требующих строгого решения, определяющих примесные состояния в узкощелевых и бесщелевых полупроводниках в целом. Эти задачи решены в работах [7–12].

В частности, показано, что в таких полупроводниках, поскольку  $m_p \gg m_n$ , резких донорных уровней не существует, а имеются квазидискретные акцепторные уровни, попадающим на непрерывный спектр зоны проводимости. Величина энергии квазидискретных акцепторных уровней  $\epsilon_0$  зависит от расстояния между зоной проводимости и зоной легких дырок. С уменьшением  $\epsilon_e$  ( $x \rightarrow x_0 = 0.16$  для КРТ)  $\epsilon$  растет. В работе [11] рассмотрен явный вид уравнения нейтральности в простом параболическом случае, но при  $m_p \gg m_n$  и при сильном вырождении электронов проводимости. В этом случае для приведенного уровня Ферми  $\eta = \frac{\xi F}{k_0 T}$  получено уравнение.

$$\left(\sqrt[3]{\pi/4}\right)(\partial_p/\partial_n)^{3/2} \exp(-\eta) - \eta^{3/2} = (\epsilon_0/kT)^{3/2} \times \left\{ (N_A/N_0) [1 + 4 \exp(\epsilon_0/k_0 T - \eta)] - N_A/N_0 \right\}, \quad (1)$$

где  $N_0 = (2m_n \epsilon_0)^{3/2} / 3\pi^2 \eta^3$  есть такая концентрация, при которой уровень Ферми совпадает с энергией акцепторного уровня, т.е. когда  $n = N_0$  и  $\xi F = \epsilon_0$ .

На рис. 3 представлены температурные зависимости концентрации рассчитанных в [11] по формуле (1) для кристаллов КРТ в безразмерных единицах  $n/N_0$  и  $k_0 T / \epsilon_0$  для значений  $m_p/m_n = 18$ . Видно, что характер зависимости  $n(T)$  определяется количеством донорных и акцепторных примесей. Рассмотрены все возможные случаи.



**Рис. 3.** Теоретические зависимости [10] концентрации свободных электронов  $n$  от температуры  $T$  для концентрации доноров: а)  $N_D/N_A = 0.8$  и б)  $N_D/N_A = 1.6$  при различных концентрациях акцепторов  $N_A/N_0$ : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 10, 4 — 50, 5 — 100.

При  $N_D < N_0$ , если  $N_A = 0$ , зависимость  $n(T)$  соответствует кривой 1 на рис. 3, т.е. имеем обычный случай, пока все доноры ионизованы —  $n(T) = \text{const}$ , затем происходит ионизация электронов на акцепторных уровнях, расположенных в зоне проводимости, и  $n(T)$  растет.

Наиболее распространенный случай реализуется в узкощелевом и бесщелевом состояниях, когда акцепторы  $N_A \neq 0$ , но  $N_D < N_0$  и  $\xi_F = \epsilon_0$ . В этом случае при очень низких температурах  $N_A$  не в состоянии менять концентрацию электронов ( $\xi_F < \epsilon_0$ ) и изменение концентрации электронов не происходит. Но с повышением температуры энергия электронов, освободившихся из донорных уровней, становится достаточной для достижения акцепторных уровней, начинается процесс локализации этих электронов, что и приводит к уменьшению  $n$ . Дальнейшее возрастание температуры обуславливает переход

электронов из валентной зоны в зону проводимости, который приводит к сильному возрастанию  $n(T)$ , т.е. зависимость  $n(T)$  должна проходить через минимум (кривые 2–5, рис. 3, а).

В случае, когда  $N_D > N_0$  и  $N_A \neq 0$ , частичная компенсация происходит начиная от самых низких температур до значений  $N_A = N_D - N_0 = \Delta N$ , и концентрация электронов уменьшается до определенного значения,  $n = N_0$ , т.е. и в этом случае  $n(T)$  проходит через минимум.

Исходя из рассмотренных моделей энергетического спектра носителей заряда в узкощелевых и БП и из представленных экспериментальных данных можно заключить, что в исследованном образце  $\text{Ag}_2\text{Te}$  реализуется случай  $N_D < N_0$ ,  $N_A \neq 0$ , акцепторы в нем расположены в зоне проводимости,  $N_D/N_0 \approx 0.8$  и  $N_A/N_0 = 1$  (как кривая 2 рис. 3, а). Прохождение  $n(T)$  и  $\sigma(T)$  через минимумы, а также экстремумы на  $R(T)$  обусловлено процессом локализации электронов на акцепторных уровнях. Но следует заметить, что в  $\text{Ag}_2\text{Te}$  можно получить образцы и с большими значениями  $N_D/N_0 > 1$  и  $N_A/N_0 > 1$ , тогда компенсация электронов начинается при более низких температурах. Полученные данные дают основание полагать, что в  $\text{Ag}_2\text{Te}$   $\epsilon_g$  еще меньше, а ее температурная зависимость значительно резче, чем это получено в [3]. Поэтому акцепторные примеси теллура при  $T \geq 50$  К вполне могут входить в зону проводимости.

Количественное представление одноэлектронной зонной схемы  $\text{Ag}_2\text{Te}$  затруднено тем, что до сих пор отсутствует теоретический расчет ее зонной структуры. Однако экспериментальные результаты позволяют представить ее по аналогии с БП типа  $\text{CdHgTe}$ . Если принять, что в области температур  $T > 500$  К  $\text{Ag}_2\text{Te}$  становится БП, то схему зонной структуры и примесных состояний в нем можно представить как на рис. 4 и оценить энергию акцепторных уровней в пределе  $m_e \rightarrow 0$  и конечной эффективной массы дырок  $m_h$  по формуле [7]:

$$\epsilon_A = \frac{2}{9} \frac{m_h e^4}{\chi^2 \eta^2}. \quad (2)$$

Расчеты для  $\text{Ag}_2\text{Te}$  при  $\chi = 20$  дают значение  $\epsilon_a = 8.5$  мэВ.

В монографии [13] подробно анализирована температурная зависимость  $n(T)$ , где показано, что в узкощелевых полупроводниках типа  $\text{HgTe}$ ,  $\text{HgSe}$  и твердых растворах на их основе уровень химического потенциала определяется из уравнения

$$m_n^{3/2} \cdot I_{3/2}^0(\eta, \beta) = m_p^{3/2} \cdot F_{3/2}(-\eta), \quad (3)$$

где  $m_n$  — эффективная масса на дне зоны проводимости,  $\beta = k_0 T / \epsilon_g$ . Численное решение (2) показало, что за счет параметра непараболичности  $\beta$  показатель степени в законе  $n \propto T^\kappa$  равняется  $\kappa = 3/2$ . Это особенно заметно в бесщелевом состоянии ( $\epsilon_g = 0$ ), для которого

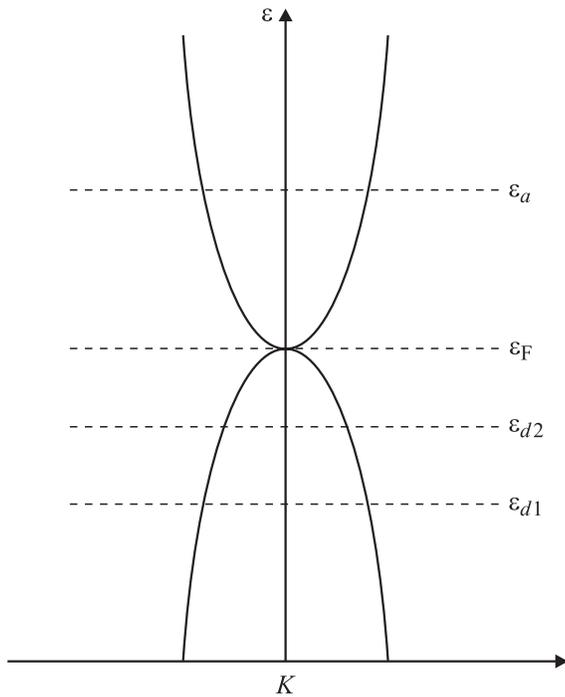


Рис. 4. Зонные структуры  $\text{Ag}_2\text{Te}$ .

уравнение нейтральности имеет вид

$$[(k_0T)^{3/2}/S^3] F_3(\eta) = (2m_p)^{3/2} F_{3/2}(-\eta), \quad (4)$$

где  $S = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{p}{\eta}$  или  $\varepsilon_g = 2m_n \cdot S^2$ .

При сильном вырождении электронного газа и отсутствии вырождения дырок для приведенного уровня Ферми получено

$$\eta = \ln \left[ (3\sqrt{\pi}/4) (2m_p S^2 / k_0T)^{3/2} \right], \quad (5)$$

а для  $n(T)$

$$n = \frac{(k_0T)^3}{3\pi^2 \eta^3 S^3} \ln^3 \left[ \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left( \frac{2m_p S^2}{k_0T} \right)^{3/2} \right]. \quad (6)$$

Из (5) видно, что зависимость  $n(T)$  чуть слабее, чем  $n \propto T^3$ , но намного сильнее, чем  $n \propto T^{3/2}$ . Однако полученная для  $\text{Ag}_2\text{Te}$  зависимость  $n \propto T^4$  (рис. 5) значительно сильнее, чем  $n \propto T^3$ . Полагаем, что такая сильная зависимость  $n(T)$  также обусловлена процессом локализации электронов на акцепторных уровнях. Прохождение  $n(T)$  через минимум в области двойной инверсии знака  $R(T)$  приводит к дополнительному возрастанию степени в зависимости  $n \propto T^k$ .

Такое редкое явление, как двойная инверсия знака  $R(T)$ , также было обнаружено в  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  [6,14–17]. Для объяснения природы данного явления авторы придерживаются двух различных точек зрения. В работе [15] авторы, подвергая образцы травлению и термической обработке, добились исчезновения аномалий. Поэтому

заклучили, что все это связано с поверхностным слоем, обладающим  $n$ -типом проводимости. В работе [16] неоднородные области с  $n$ - и  $p$ -типом проводимости относят ко всему объему полупроводника.

Имеются работы, в которых сложное поведение  $R$  от  $T$  и от магнитного поля объясняют особенностями зонной структуры и энергетического спектра носителей заряда.

Для объяснения подобных аномалий в [16,17] идея модели [6] была дополнена тем, что акцепторные примеси в кристаллах КРТ образуют акцепторную зону, перекрывающуюся с зоной проводимости вблизи ее дна. Считают, что акцепторными центрами могут служить вакансии ртути или кадмия, а также дефекты на их основе. Предполагается, что при больших концентрациях дефектов квазилокальные уровни могут образовать зону, в которой происходит дырочная проводимость, составляющая значительную долю общей проводимости. В то же время в зоне проводимости имеется необходимое количество высокоподвижных электронов. Авторы без количественных расчетов предполагают, что в такой ситуации возможна и двойная инверсия знака  $R(T)$ .

В работах [18,19] для объяснения двойного изменения знака  $R(T)$  в  $p$ -КРТ привлекается трехзонная модель. В них также предполагается, что в отсутствие магнитного поля щель между зоной проводимости и валентной зоной равна нулю. Акцепторные уровни расположены в зоне проводимости, а донорные уровни полностью ионизованы  $n_i < N_D < N_A$ . При включении магнитного поля между валентной зоной и зоной проводимости открывается щель и в полях  $B = B_c$  акцепторный уровень выходит из запрещенной зоны, зонная картина приобретает вид обычного полупроводника  $\varepsilon > 0$ . Но акцепторные уровни образуют зону, по которой перенос заряда происходит тяжелыми электронами, определяющими  $R$  при  $B > B_c$ . Таким образом, в общей проводимости

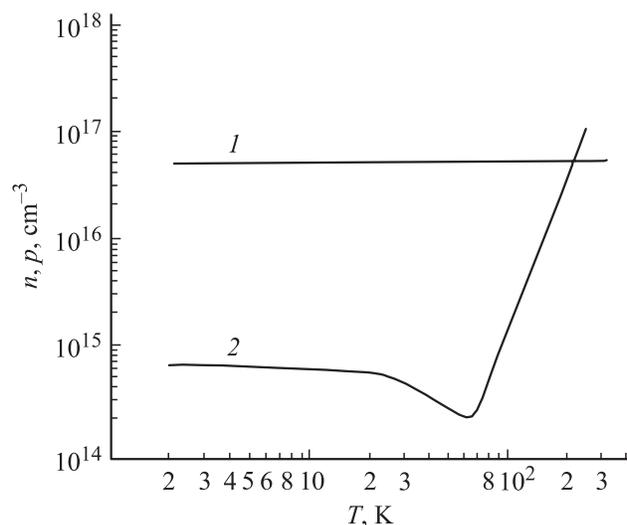


Рис. 5. Зависимость концентраций от температуры в  $\text{Ag}_2\text{Te}$ : 1 — дырок, 2 — электронов.

мости участвуют легкие электроны с  $(n_1, u_1)$ , тяжелые электроны с  $(n_2, u_2)$ , а также дырки валентной зоны с  $(p, u_p)$ .

Наши исследования показали, что в  $\text{Ag}_2\text{Te}$  травление и термическая обработка на указанные аномалии существенного влияния не оказывают. Поэтому мы придерживаемся второго объяснения, особенно энергетического спектра моделей, рассмотренных в [4–10].

Как отмечалось выше, используя данные  $\sigma(T)$ ,  $R_{B \rightarrow 0}$ ,  $R_{B \rightarrow \infty}$  и  $R(B)$ , в точках инверсии знака  $R(B)$  для исследованного  $\text{Ag}_2\text{Te}$  рассчитаны температурные зависимости параметров электронов  $n(T)$ ,  $\mu_n(T)$  и дырок  $p(T)$ ,  $\mu_p(T)$ . На основании этих данных показано, что инверсия знака  $R(T)$  с  $(-)$  на  $(+)$  при 15 кГс происходит в сочетании значений:  $n \approx 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $\mu_n = 11\,000$ ;  $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $\mu_p = 600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  при  $T \approx 38 \text{ К}$ ; и при значениях  $n \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $\mu_n = 10\,600$ ,  $p = 5.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $\mu_p = 610 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , с  $(+)$  на  $(-)$  при  $T \approx 68 \text{ К}$ .

Как видно, изменения параметров носителей заряда происходят в основном за счет электронов. Из этих данных также следует, что основная аномалия в этом случае заключается в смене знака  $R(T)$  с  $(-)$  на  $(+)$ , обусловленная уменьшением  $n(T)$ , т.е. процессом локализации электронов на акцепторных примесных уровнях. Смена знака  $R(T)$  с  $(+)$  на  $(-)$  должна происходить, поскольку возрастание  $n$  с температурой неизбежно.

## Список литературы

- [1] S.A. Aliev, F.F. Aliev, A.J. Demirel, F.Z. Guseinov. Turkish J. Phys., **23**(6), 989 (1999).
- [2] С.А. Алиев. *Размытие фазовых переходов в полупроводниках и высокотемпературных сверхпроводниках* (Баку, Элм, 2007).
- [3] S. Aliev, Z. Agayev. Abhandlungen Wissenschaftlichn Gesellschaft Jüdischen Geveinde Berlin (Berlin, 2003) Band 3. P. 275.
- [4] I.M. Tsidilkovskii, M. Giriat, T.G. Kharus, E.A. Neifeld. Phys. Status Solidi B, **64**(2), 717 (1974).
- [5] С.А. Алиев, Р.И. Селим-заде, Т.Г. Гаджиев. Изв. вузов. Физика, **28** (17), 128 (1986).
- [6] С.Т. Elliott, I.L. Spain. Sol. St. Comunun., **8**, 24 (1970).
- [7] Б.Л. Гельмонт, М.И. Дьяконов. ЖЭТФ, **62** (2), 713 (1972).
- [8] A. Manger, J. Friedee. Phys. Rev., **12**, 2412 (1975).
- [9] М.А. Мехтиев. Изв. АН АзССР. Сер. физ.-мат. наук, **4**, 412 (1975).
- [10] Б.Л. Гельмонт. ФТП, **9**, 1912 (1975).
- [11] B.L. Gelmont, M.I. Dyakonov, V.I. Ivanov-Omskii, B.T. Kolomiets, V.K. Ogorodnikov, K.R. Smekalova. Proc. 11th Int. Conf. Phys. Semicond. (Warszawa), **2**, 931 (1972).
- [12] O. Ontsuki, R. Veda, K. Shindohaza, Y. Veda, S. Narit. Jap. J. Appl. Phys., **10**, 1476 (1972).
- [13] Б.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).
- [14] W. Scatt, R. Hagez. J. Appl. Phys., **42** (2), 803 (1972).
- [15] В.И. Иванов-Омский, Б.К. Иванов, В.К. Огородников, К.Н. Сmealова. Всес. симп. (Львов, 1975) ч. 2, с. 47.

- [16] Л.А. Бовина, Ю.И. Савченко, В.И. Стафеев. ФТП, **9**, 2034 (1975).
- [17] Л.А. Бовина, В.Н. Пономаренко, В.И. Стафеев. ФТП, **12**(11), 2267 (1978).
- [18] В.Г. Аранов, Б.Б. Поникарев, И.М. Цидильковский, Н.Г. Шелушина. ФТП, **13** (10), 1532 (1979).
- [19] В.Г. Аранов, Б.Б. Поникарев, И.М. Цидильковский, Н.Г. Шелушина. ФТП, **13** (10), 684 (1979).

Редактор Л.В. Беляков

## Energy spectrum of the charge carriers in $\text{Ag}_2\text{Te}$

S.A. Aliyev, Z.F. Agayev, R.I. Selimzadeh

Institute of Physics of the National Academy of Science of Azerbaijan, AZ-1143 Baku, Azerbaijan

**Abstract** The research of conductivity  $\sigma(T)$ , Hall constant  $R(B, T)$  in  $\text{Ag}_2\text{Te}$  with excess 0.1% Te have been carried out. From temperature dependences of  $R(B)$  at various temperatures it is revealed change of  $R(B)$  sign from  $(-)$  to  $(+)$ . From temperature dependences of  $R$  in the 1–3 kGs range two extrema, a minimum at  $\approx 60 \text{ K}$  and maximum at  $T \approx 80 \text{ K}$ , and at  $B \geq 5 \text{ kGs}$  double change of  $R(T)$  sign from  $(-)$  to  $(+)$  and from  $(+)$  to  $(-)$  have been found. Temperatures of inversion of the  $R(T)$  sign depend on the value of magnetic field. At  $B = 15 \text{ kGs}$  inversion of the  $R(T)$  sign from  $(-)$  to  $(+)$  occurs at  $\approx 38 \text{ K}$ , and from  $(+)$  to  $(-)$  at  $\approx 70 \text{ K}$ . It is found that approximately in the field of sign change of the  $R$  concentration  $n(T)$  and electrical conductivity pass through a minimum. It is established that minima of  $n(T)$  and  $\sigma(T)$ , extrema on  $R(T)$  and inversion of the  $R(T)$  sign from  $(-)$  to  $(+)$ , as well as the overestimated temperature dependence  $n \propto T^4$  are caused by localization of conductivity electrons on acceptor levels which are included in the conductivity band of the  $\text{Ag}_2\text{Te}$ . Values of parameters for electrons ( $n, \mu_n$ ) and holes ( $p, \mu_p$ ) in points of change of the  $R(T)$  sign from  $(-)$  to  $(+)$  and from  $(+)$  to  $(-)$  have been determined.