

Гигантское магнитосопротивление и кинетические явления в $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ в окрестности фазового перехода

© Ш.М. Алекперова, И.А. Ахмедов, Г.С. Гаджиева, Х.Д. Джалилова

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

E-mail: sh_alekperova@physics.ab.az

(Поступила в Редакцию 29 марта 2006 г.)

Впервые в процессе исследования кинетических явлений и магниторезистивного эффекта в сульфоселениде серебра ($n\text{-Ag}_4\text{SSe}$) в окрестности фазового перехода I рода обнаружено изотропное гигантское отрицательное магнитосопротивление: $-(42\text{--}52)\%$ в магнитном поле $6\text{--}9\text{ kOe}$. Явление переноса и магниторезистивный эффект в $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ исследуются впервые.

PACS: 75.47.De, 75.47.Pq

Нам не удалось обнаружить работы по исследованию кинетических явлений и магниторезистивного эффекта в узкозонных тройных халькогенидах I^B группы и гигантского магнитосопротивления (ГМС) в немагнитных полупроводниках. О наблюдении отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в ряде сильнолегированных полупроводников ($n\text{-InSb}$, $p\text{-InSb}$, $n\text{-GaAs}$, $n\text{-InAs}$, Si, Ge) сообщалось в [1–3]. При 4.2 K и более высоких температурах (77 и 300 K) ОМС имело место в $\text{Ge}(\text{:As})$ [4]. Отмечается, что ОМС наблюдается при таких концентрациях примеси и таких температурах, когда основной вклад в удельное сопротивление вносит проводимость по примесной зоне. Известно не так много материалов, обладающих гигантским магнитосопротивлением (ГМС) при температурах, близких к 300 K .

Цель настоящей работы — изучение влияния напряженности магнитного поля до 9 kOe на кинетические явления и магниторезистивный эффект в $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$. Ширина запрещенной зоны $\alpha\text{-Ag}_4\text{SSe}$, определенная из оптических исследований [5] и из настоящих электрических измерений, оказалась равной 0.28 eV . В интервале температур $290\text{--}413\text{ K}$ и в магнитном поле $0\text{--}9\text{ kOe}$ измерены удельное сопротивление (ρ), коэффициент Холла (R) и магнитосопротивление (МС) $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$. Погрешности измерения МС не превышали $4\text{--}6\%$. Исследованы также зависимости коэффициента Холла (R) и магнитосопротивления ($\Delta\rho/\rho_0$) при разных температурах от напряженности магнитного поля. Самым неожиданным в этих исследованиях оказался эффект ГМС, который впервые обнаружен в немагнитном полупроводнике $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ в окрестности фазового $\alpha \leftrightarrow \beta$ перехода.

Тройное соединение $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ получено как сплавлением отдельных компонентов (Ag — 99.999 , Se — чистоты В-5, S — особой чистоты), так и из эквимольных составов Ag_2S и Ag_2Se . После гомогенизирующего отжига образцы выборочно подвергнуты рентгеновскому микроанализу на металлографическом микроскопе ММР-4. Удельная электропроводность (σ) и коэффициент Холла (R) измерялись компенсационным методом. Образец прямоугольной формы $12 \times 5 \times 3\text{ mm}$ для электрических

измерений вырезался из поликристаллического слитка. Исследования $\sigma(T, K)$, $R(T, K)$ $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ показали явную аномалию в окрестности 348 K , что сделало необходимым снятие термограммы $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ в интервале $290\text{--}1110\text{ K}$. Термограммы сняты на дериватографе венгерской фирмы Паулик–Паулик–Эрдей. На термограмме (рис. 1) наблюдаются две эндотермические остановки: при 348 и 1108 K , соответствующая температуре плавления $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$. Эндотермическая остановка при 348 K указывает на фазовый $\alpha \leftrightarrow \beta$ переход I рода. Резкое изменение $\sigma(T)$ и $R(T)$ и возникновение сингулярной точки именно при 348 K также подтверждают наличие фазового перехода I рода при данной температуре (рис. 2). Характер изменения $\sigma(T)$ и $R(T)$ при $\alpha \leftrightarrow \beta$ переходе связано не только с перестройкой решетки, но

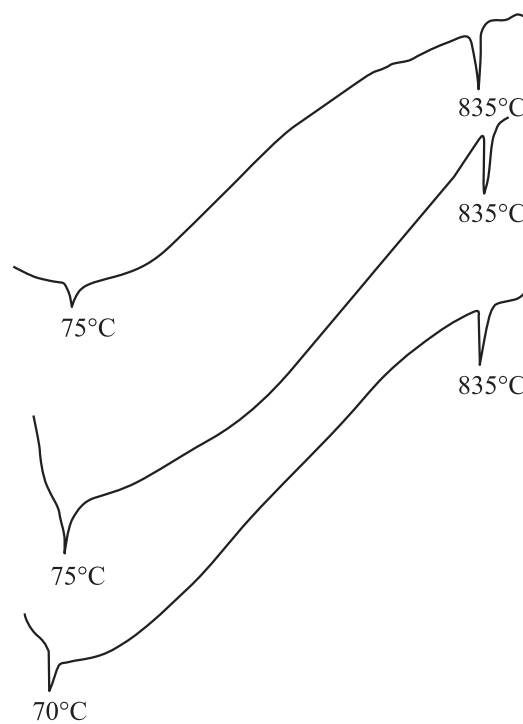


Рис. 1. Термограмма $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$.

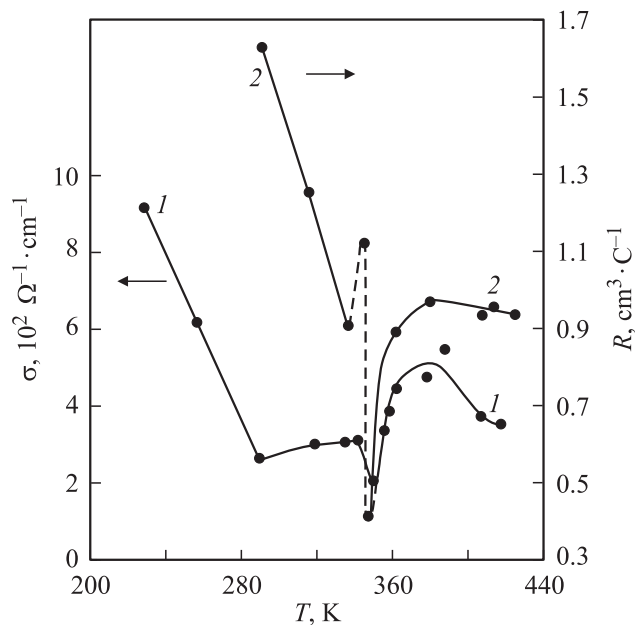


Рис. 2. Зависимость электропроводности σ (1) и коэффициента Холла R (2) от температуры.

и с изменением типа химической связи: если в $\alpha\text{-Ag}_4\text{SSe}$ предполагается связь ковалентно-металлическая, то в $\beta\text{-Ag}_4\text{SSe}$, имеющей более высокую проводимость, — преимущественно ионная. Кроме того, ход зависимости $\sigma(T, K)$, $R(T, K)$ в температурном интервале 340–355 К позволяет утверждать, что переход низкотемпературной α -фазы $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ в высокотемпературную β -фазу происходит не мгновенно, а через промежуточную метастабильную β' -фазу, т.е. в некотором температурном интервале, что наблюдалось ранее в Ag_2Se [6,7]. Это также находит подтверждение в зависимостях удельного сопротивления (рис. 3) и коэффициента Холла (рис. 4) при разных температурах от магнитного поля в диапазоне 0–9 кОе. Электронный тип проводимости $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ сохраняется до и после фазового перехода. Удельное сопротивление α -фазы $n\text{-Ag}_4\text{SSe}$ в интервале 290–338 К (кривые 1–3 на рис. 3) уменьшается с ростом магнитного поля, что говорит об ОМС, свидетельствующем о проявлении эффекта Кондо, выражающегося в том, что фиксация спинов примесных атомов внешним магнитным полем уменьшает (ρ) [8]. Сопротивление $\beta\text{-Ag}_4\text{SSe}$ (температура 378–413 К; кривые 5, 6 на рис. 3) почти постоянно в интервале 0–9 кОе и на порядок меньше, чем удельное сопротивление $\alpha\text{-Ag}_4\text{SSe}$. Известно, что МС состоит из двух компонент: обычной, предполагающей возрастание сопротивления кристалла в магнитном поле, и аномальной компоненты $\Delta\rho < 0$. Это явление базируется на модели дополнительного рассеяния носителей заряда на локализованных спинах электронов частично изолированных примесных атомов [1]. Верхний предел слабого поля существенно отличается для этих двух компонент: аномальная компонента достигает

насыщения, в то время как обычная компонента еще проявляет зависимость от поля. Влияние экранирования ионов свободными электронами препятствует дальнейшему уменьшению сопротивления, хотя с увеличением концентрации носителей вклад рассеяния ионами безусловно увеличивается. Резко отличается характер зависимости $\rho(H)$ для $\alpha\text{-Ag}_4\text{SSe}$ при 348 К (кривая 4 на рис. 3): в диапазоне 0–7 кОе ρ уменьшается от $6.25 \cdot 10^{-3}$ до $4.5 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$, начиная с 7 кОе ρ возрастает и достигает значения, равного ρ при $H = 0$. Ход зависимости $R(T) \sim f(H)$ при всех температурах кроме 348 К почти идентичен (рис. 4). При 348 К (кривая 2 на рис. 4) коэффициент Холла уменьшается от $0.68 \text{ cm}^3/\text{C}$ при 5.3 кОе до $0.44 \text{ cm}^3/\text{C}$ при 8.0 кОе, затем резко растет до $0.55 \text{ cm}^3/\text{C}$ в поле 9.0 кОе. Фактически полевая зависимость зависимости коэффициента Холла при температуре фазового перехода (348 К)

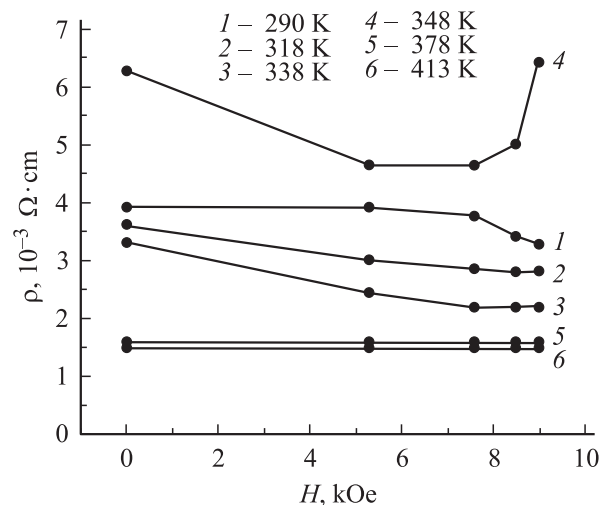


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления ρ от магнитного поля при разных температурах.

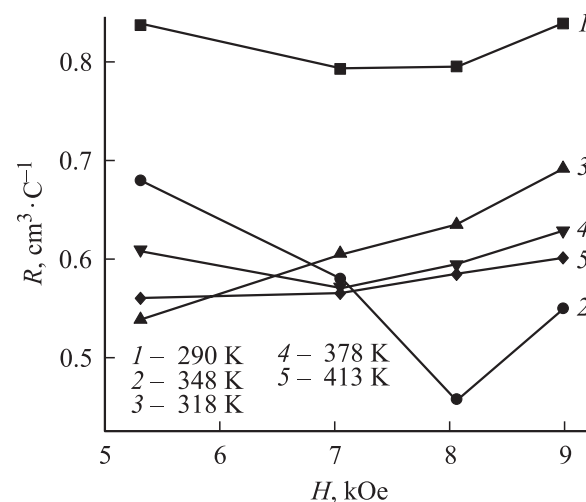


Рис. 4. Зависимость коэффициента Холла от напряженности магнитного поля при разных температурах.

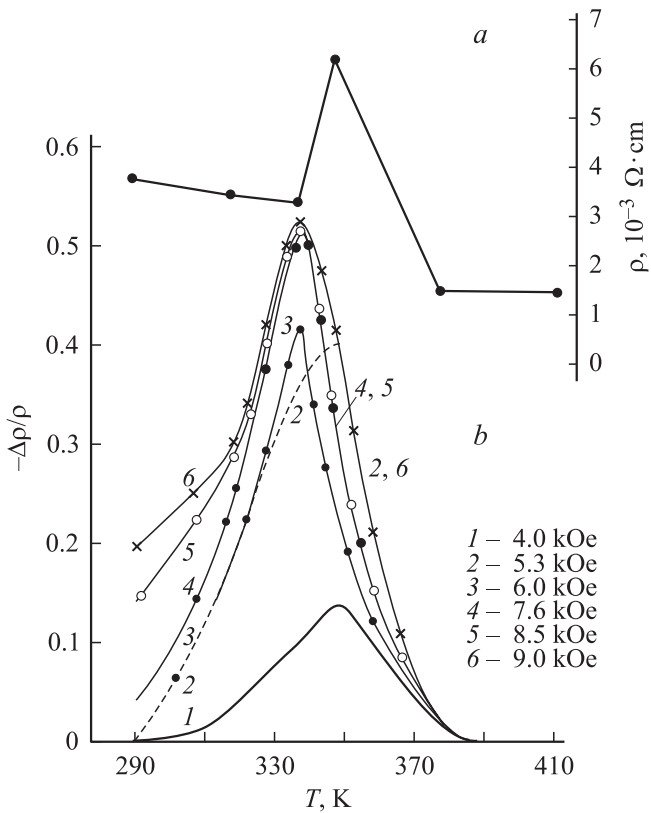


Рис. 5. Зависимости от температуры: *a* — удельного сопротивления ρ при $H = 0$, *b* — ОМС при разных магнитных полях.

повторяет ход зависимости удельного сопротивления (кривая 4 на рис. 3).

Исследование магнитосопротивления было выполнено в полях 0–9 кОе в интервале температур от комнатной до 413 К. Для количественного описания магниторезистивного эффекта взято отношение разности удельного сопротивления во внешнем магнитном поле и без него к сопротивлению во внешнем поле $\Delta\rho/\rho = (\rho_H - \rho_0)/\rho_H$, применяемое обычно в экспериментах по ГМС. Температурные зависимости ρ (при $H = 0$) и МС в различных магнитных полях представлены на рис. 5. Поведение удельного сопротивления и МС характерно для двухфазного состояния. Наблюдается резкий максимум абсолютной величины МС (рис. 5, *b*), достигающий 42, 50, 51 и 52% в магнитных полях 6,0, 7,6, 8,5 и 9,0 кОе соответственно. Пики ГМС *n*-Ag₄SSe в магнитных полях 6,0–9,0 кОе расположены при температуре 338 К. Согласно [9], пик ГМС обычно находится на левой стороне пика сопротивления при $H = 0$ при температуре, где ρ составляет примерно половину своего пикового значения. Пик ρ в отсутствие поля ($H = 0$) (рис. 5, *a*) находится при температуре $T_p = 348$ К, пики ГМС сдвинуты к 338 К. Действительно, половина пикового значения сопротивления $\rho(T)$ оказывается при 338 К (рис. 5, *a*). Это находится в хорошем согласии с основным свойством отрицательного изотропного

ГМС, заключающимся в том, что оно максимально в районе пика (ρ) при $H = 0$. Пики МС в магнитном поле 4,0 и 5,3 кОе (кривые 1, 2 на рис. 5, *b*) совпадают с T_p в отсутствие поля (т.е. величина магнитного поля меньше 6,0 кОе недостаточна для возникновения ГМС). По-видимому, это можно объяснить тем, что электроны поляризуются по спину в сравнительно сильных полях. Ход зависимости МС *n*-Ag₄SSe аналогичен характеру температурной зависимости МС антиферромагнитного полупроводника, где колоссальное (–27%) отрицательное изотропное МС в слабом магнитном поле 8,4 кОе наблюдалось при температуре Кюри [10]. Температура фазового перехода I рода, так же как и температура Кюри, является точкой раздела двух фаз. Поведение удельного сопротивления (ρ) и магнитосопротивления ($-\Delta\rho/\rho$) *n*-Ag₄SSe (рис. 5) характерно для двухфазного проводящего состояния. В приведенной литературе результаты, аналогичные нашим, получены на манганитах при ферро-антиферромагнитном разделении фаз в точке Кюри, т.е. при фазовом переходе второго рода [9–11]. Таким образом, можно утверждать, что в немагнитных полупроводниках, имеющих фазовый переход I рода, возникает гигантское изотропное отрицательное МС аналогично ГМС в магнитных полупроводниках в точке Кюри. Насколько можно судить, наши результаты являются первым экспериментальным наблюдением ГМС в немагнитном полупроводнике.

Список литературы

- [1] В.И. Фистуль. Сильнолегированные полупроводники. Наука, М. (1967). С. 179.
- [2] О.В. Емельяненко, З.Ш. Яновичская. Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Т. 1. Баку (1982). С. 169.
- [3] Т.А. Полянская, И.И. Сайдашев. Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Т. 1. Баку (1982). С. 270.
- [4] М. Мирзабаев, В.М. Тучкевич, Ю.В. Шмарцев. ФТТ 5, 1625 (1963).
- [5] Ш.М. Алекперова, Н.Н. Абдул-заде, И.А. Ахмедов, Г.С. Гаджиева. Изв. НАН Азербайджана 20, 54 (2000).
- [6] Ш.М. Алекперова, Г.С. Гаджиева. Изв. АН СССР. Неорганические материалы 23, 158 (1987).
- [7] Г.А. Эфендиев, И.Р. Нуриев, Ф.Б. Шафизаде. Кристаллография 14, 915 (1969).
- [8] А.А. Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов. Наука, М. (1972).
- [9] Э.А. Нагаев. УФН 166, 833 (1996).
- [10] А.И. Абрамович, А.В. Мичурин. ФТТ 42, 2052 (2000).
- [11] К. Chahara, Т. Ohno, М. Kasai, Y. Kozono. Appl. Phys. Lett. 63, 1290 (1993).