

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ СОЕДИНЕНИЯ $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ В ТВЕРДОМ И ЖИДКОМ СОСТОЯНИЯХ

Глазов В. М., Фараджов А. И.

Проведены исследования коэффициента Холла  $R_H$ , электропроводности  $\sigma$ , термоэдс  $S$  и магнитной восприимчивости  $\chi$  соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в широком интервале температур в твердом и жидком состояниях.

Полученные результаты интерпретированы на основе теории Мотта. В рамках этой модели выведены соотношения, связывающие  $\sigma$ ,  $S$  и  $\chi$  расплавов в области диффузионного переноса. Показано, что при слабом рассеянии полученные соотношения для указанных свойств переходят к формулам, описывающим металлические расплавы, и подтверждаются экспериментальными данными, полученными в настоящей работе для расплава соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ .

В последние годы нарастает темп исследований механизма переноса заряда в электронных расплавах. Несмотря на относительно большой объем накопленного материала [1-3] и ряд теоретических исследований [4], интерпретация сложных явлений в расплавах остается далеко не ясной.

По богатству физических явлений расплавы не уступают кристаллическим твердым телам, а их практическое значение возрастает с каждым годом. Среди расплавов встречаются как достаточно хорошие металлы, так и типичные полупроводники и изоляторы [1, 2]. Эти свойства, как обычно, определяются в основном структурой энергетического спектра электронов.

В настоящей работе описываются экспериментальные результаты исследования коэффициента Холла  $R_H$ , электропроводности  $\sigma$ , термоэдс  $S$  и магнитной восприимчивости  $\chi$  соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в широком интервале температур как в твердом, так и в жидком состояниях. Исследование этих свойств позволяет получить полезную информацию о характере межатомной связи и особенностях энергетического спектра электронов как в твердом, так и в жидком состояниях. На основе модели Мотта [4] о характере плотности электронных состояний  $N(E)$  в области диффузионного переноса получены выражения для электропроводности, термоэдс и магнитной восприимчивости в расплаве  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ .

Примененная нами методика измерения коэффициента Холла является модификацией компенсационного метода переменного тока и переменного магнитного поля [5, 6]. При оценке ошибки измерения  $R_H(T)$  мы учитывали точность измерения температуры, холловского напряжения, силы электрического тока, напряженности магнитного поля и толщины щели измерительной ячейки. Для исследования коэффициента Холла, электропроводности и термоэдс в соединении  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в твердом и жидком состояниях нами применялись специальные алундовые ячейки, изготовленные методом прецизионного керамического литья [6];  $\sigma(T)$  в соединении  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  измерялось одновременно с  $R_H(T)$  четырехзондовым методом. Погрешность измерения  $R_H(T)$  составляла 6, а  $\sigma(T)$  — 2.5 %. Для исследования  $S(T)$  использовалась специальная алундовая ячейка, изготовленная по методике [7] и имеющая длину рабочего канала 90 мм, что обеспечивало стабильный перепад температур 10—12 град между горячим и холодным концами образца. Значение термоэдс в цепи каждой

термомпары определяются по методике [1] при помощи цифрового микровольтметра В7-21 с погрешностью 2.5 %.

Для экспериментального исследования магнитной восприимчивости мы применяли новую прецизионную методику измерения [8], которая позволяет исследовать  $\chi(T)$  различных веществ в твердом и жидком состояниях как относительными методами Фарадея и Гуи, так и абсолютным методом в широком интервале температур (от комнатной до 2000 К). При этом погрешность измерения относительными методами составляет 3.5, а абсолютным — 6 %.

Измерения проводились относительным методом Фарадея. Эталоном при проведении исследований служил висмут.

В качестве исходных материалов при изготовлении образцов для исследования электрофизических и магнитных свойств соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  мы использовали висмут марки В-000 с содержанием примесей менее  $3 \cdot 10^{-4}$  % и селен марки ЧДА чистотой порядка 99.92 %. Синтез соединения осуществлялся

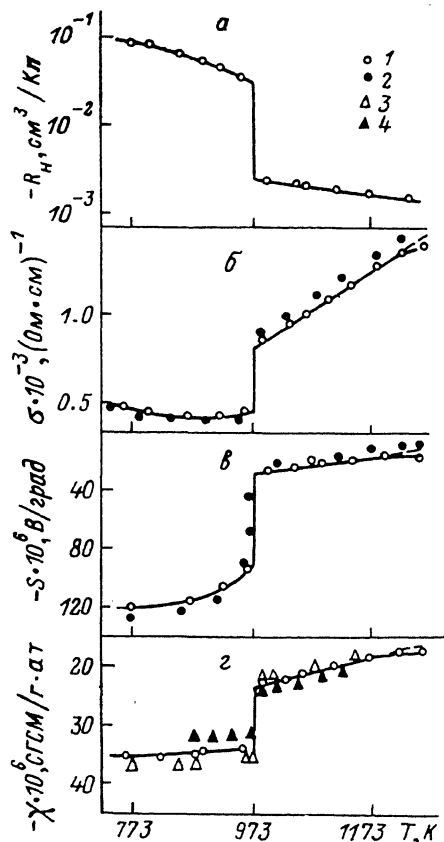


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла (а), электропроводности (б), термоэдс (в) и магнитной восприимчивости (г) соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в твердом и жидком состояниях.

Данные работ: 1 -- наши, 2 -- [2], 3 -- [10], 4 -- [9].

в вакуумированных до  $10^{-3}$  Па кварцевых ампулах при температурах, на 80—100 град превышающих соответствующую температуру плавления, в течение 3—4 ч при периодическом перемешивании расплава путем встряхивания ампулы. После синтеза образцы охлаждались вместе с печью со скоростью 30—40 град/ч. Контроль качества полученных соединений осуществлялся методом металлографического анализа.

На рис. 1 приведена температурная зависимость коэффициента Холла, электропроводности, термоэдс и магнитной восприимчивости соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в твердом и жидком состояниях. Здесь же нанесены результаты ранее выполненных работ [2, 9, 10]. Видно, что полученные нами данные хорошо согласуются с имеющимися литературными.

Из анализа температурной зависимости  $R_H$  в соединении  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  следует, что в твердом состоянии  $R_H$  отрицательна и монотонно уменьшается (по абсолютной величине) по мере приближения к температуре плавления. При плавлении происходит скачкообразное уменьшение  $|R_H|$  в пределах 1 порядка

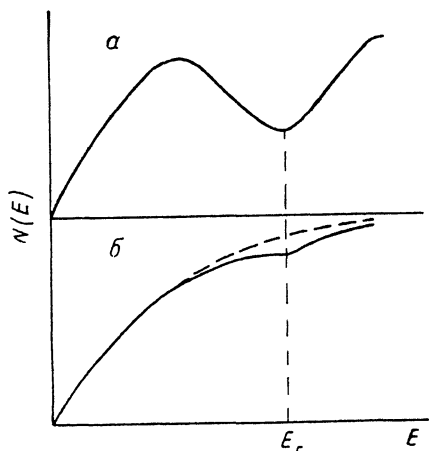


Рис. 2. Схематическая зависимость плотности электронных состояний от энергии по [4, 11].

а -- для расплавов с абсолютными значениями электропроводности в интервале  $3 \cdot 10^2 \leq \sigma \leq 3 \cdot 10^3$   $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ , б -- для расплавов, имеющих  $\sigma > (3+5) \cdot 10^2$   $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ .

(рис. 1, а), а при дальнейшем нагревании расплава постоянная Холла уменьшается, оставаясь отрицательной во всем исследованном интервале температур.

Электропроводность  $\sigma$  (рис. 1, б) в твердом состоянии вначале уменьшается с ростом температуры, а примерно за 50 град до точки плавления наблюдается небольшое ее увеличение с повышением температуры. При плавлении наблюдается скачкообразное увеличение  $\sigma$ , а после плавления с ростом температуры  $\sigma$  интенсивно и практически линейно увеличивается.

Данные исследований термоэдс соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  приведены на рис. 1, в, из которого видно, что в твердом состоянии  $S$  отрицательна, и с ростом температуры наблюдается ее падение. При плавлении происходит скачкообразное уменьшение  $|S|$ , а после плавления она плавно уменьшается, оставаясь отрицательной;  $\chi(T)$  в соединении  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  как в твердой, так и в жидкой фазах отрицательна (рис. 1, г). На рис. 1, г видно, что  $|\chi|$  соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в твердом состоянии уменьшается с ростом температуры. При плавлении наблюдается скачкообразное падение  $|\chi|$ , а при дальнейшем нагревании расплава она уменьшается, оставаясь отрицательной. Уменьшение  $|\chi|$  с ростом температуры можно связать с увеличением парамагнитного вклада в общую магнитную восприимчивость.

Т а б л и ц а 1

Электронные свойства соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  при температуре плавления в твердом и жидком состояниях

$R_H^T \cdot 10^2$ , см <sup>2</sup> /Кл	$R_H^{\text{ж}} \cdot 10^{-2}$ , см <sup>2</sup> /Кл	$\sigma_T \cdot 10^{-3}$ , (Ом/см) <sup>-1</sup>	$\sigma_{\text{ж}} \cdot 10^{-3}$ , (Ом · см) <sup>-1</sup>	$\frac{d\sigma}{dT}$ , (Ом · см · град) <sup>-1</sup>	$S_T \cdot 10^6$ , В/град
-3.2	-0.24	0.45	0.82	2.1	-90

$S_{\text{ж}} \cdot 10^6$ , В/град	$\chi_T \cdot 10^6$ , СГСМ/г · ат	$\chi_{\text{ж}} \cdot 10^6$ , СГСМ/г · ат	$\frac{d\chi}{dT} \cdot 10^8$ , СГСМ/г · ат × ×град	$\mu_H^T$ , см <sup>2</sup> /В · с	$\mu_H^{\text{ж}}$ , см <sup>2</sup> /В · с
-28	-34.2	-23.5	2.0	14.4	1.9

Примечание.  $\mu_H^T = R_H^T \sigma$  — холловская подвижность.

Экспериментально полученные значения электрофизических и магнитных свойств соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  при температуре плавления в твердом и жидком состояниях представлены в табл. 1.

Полученные нами экспериментальные результаты позволяют сделать заключение о полупроводниковой природе твердой фазы соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [характерные для полупроводников абсолютные значения и изменения  $\sigma(T)$ ,  $R_H(T)$ ,  $S(T)$  и  $\chi(T)$ ]. Кроме того, можно отметить определенную корреляцию между  $R_H(T)$ ,  $\sigma(T)$ ,  $S(T)$  и  $\chi(T)$  в твердом и жидком состояниях.

Согласно [4, 11], в расплавах, имеющих значения электропроводности в интервале  $3 \cdot 10^2 \leq \sigma \leq 3 \cdot 10^3$  (Ом · см)<sup>-1</sup>, движение электронов осуществляется с сильным рассеянием (т. е.  $k_F l \sim 1$ , где  $k_F$  — волновой вектор, соответствующий энергии Ферми  $E_F$ ,  $l$  — средняя длина свободного пробега) и в известной степени аналогично диффузионному движению частиц в газе. При этом из-за разупорядочения в атомной структуре вместо зазора запрещенных значений энергии имеет место лишь минимум в функции плотности электронных состояний от энергии (рис. 2, а). Глубина этого минимума может быть различной в зависимости от взаимодействия электронов с атомами неупорядоченной системы и определяется фактором Мотта  $g = N(E_F)/N(E_F)_{\text{св}}$ , где  $N(E_F)$  — истинная плотность состояний на уровне Ферми, а  $N(E_F)_{\text{св}}$  — плотность состояний свободного электронного газа. В условиях  $k_F l \sim 1$  механизм электронного переноса в расплавах описывается движением электронов

по дelokализованным состояниям, и  $N(E)$  может значительно отличаться от  $N(E)_{\text{св}}$ , когда  $l \sim a$ , где  $a$  — среднее межатомное расстояние, при этом  $g > 0.3$ .

Согласно [4], электропроводность расплавов при условии  $k_F l \sim 1$  описывается формулой Кубо—Гринвуда

$$\sigma = - \int \sigma_E \frac{\partial f(E)}{\partial E} dE, \quad (1)$$

где  $f(E)$  — функция распределения Ферми, а  $\sigma_E$  — электропроводность при  $T=0$ , она дается формулой

$$\sigma_E = \frac{2\pi e^2 \hbar^3 \Omega}{m^2} \langle |D_E|_{\text{ср}} \rangle^2 [N(E)]^2,$$

где  $D_E = \int_{\mathbb{E}} \psi_{E'}^* \frac{\partial \psi_E}{\partial x} d^3x$ ,  $\psi_E$  — волновая функция электрона с энергией  $E$ , а  $\Omega$  — объем, который нормирован  $\psi_E$ .

Индекс «ср» означает усреднение по всем состояниям с энергиями  $E$  и  $E'$ , причем  $E=E'$ . Отметим, что в расплавах любая расчетная величина, которую нужно сравнить с экспериментом, должна быть усреднена по всем конфигурациям атомов. Поэтому в расплавах необходимо ввести еще одно структурное усреднение и использовать  $\langle |D_E|_{\text{ср}} \rangle$ .

Термоэдс  $S$  в этом случае, согласно [4], выражается формулой

$$S\sigma = \frac{k}{e} \int \sigma_E \frac{E - E_F}{kT} \frac{\partial f(E)}{\partial E} dE. \quad (2)$$

Трудности расчета  $\sigma$  и  $S$  при помощи (1) и (2) в общем виде связаны с оценкой величины  $\langle |D_E|_{\text{ср}} \rangle$  для неупорядоченной структуры. Можно принять  $\langle |D_E|_{\text{ср}} \rangle^2 = \lambda E$  как разумное предположение, где величина  $\lambda$  зависит, вообще говоря, от температуры и не может быть определена без дальнейшей детализации модели (электронного спектра и структуры). Но этого фактически и не требуется. Ее можно оценить из эксперимента, например, вблизи точки плавления. Если  $N(E)$  имеет вид, показанный на рис. 1, а, то можно предполагать, что ток в расплавах определяется в основном электронами с энергиями вблизи  $E_F$ . В литературе это приближение называется «металлическим» [4]. Тогда подынтегральное выражение (2) можно разложить в ряд Тейлора по малым параметрам  $(E - E_F)/kT$ , как это сделано в [12, 13] при вычислении таких интегралов. После несложных расчетов с учетом  $\partial N(E_F)/\partial E \approx 0$  [так как  $N(E)$  при  $E_F$  имеет минимум] находим

$$\sigma = \frac{2\pi e^2 \hbar^3 \Omega \lambda E_F [N(E_F)]^2}{m^2} \left[ 1 + \frac{(\pi k T)^2}{3} \frac{1}{N(E_F)} \frac{\partial^2 N(E_F)}{\partial E^2} \right], \quad (3)$$

$$S = - \frac{\pi^2 k^2 T}{3e E_F} \left[ 1 + \frac{(\pi k T)^2}{3} \frac{1}{N(E_F)} \frac{\partial^2 N(E_F)}{\partial E^2} \right]^{-1}, \quad (4)$$

Если пренебречь вкладом парамагнетизма Ван-Флека, который для жидкой фазы достаточно неопределенный, то суммарная магнитная восприимчивость электронного расплава, согласно [14], может быть представлена в виде

$$\chi = \chi_d + \alpha(m, r_s) \chi_p, \quad (5)$$

где  $\chi_d$  складывается из диамагнитного вклада ионного остова и связанных электронов в атоме,  $\chi_p$  — паулевский парамагнитный вклад свободных электронов, а  $\alpha(m, r_s)$  — фактор, учитывающий электрон-электронное взаимодействие, который для свободных электронов равен  $2/3$ .

Если аналитический вид  $N(E)$  не известен, то необходимо использовать полную формулу Паули для  $\chi_p$  [15]. При учете  $\partial N(E_F)/\partial E \approx 0$  имеем

$$\chi_p = 2\mu_B^2 N(E_F) \left[ 1 + \frac{(\pi k T)^2}{6} \frac{1}{N(E_F)} \frac{\partial^2 N(E_F)}{\partial E^2} \right]. \quad (6)$$

Используя соотношения (3)—(5), с учетом (6) можно получить взаимосвязь между  $\sigma$ ,  $S$  и  $\chi$ . Сопоставление с экспериментальными данными [2] показывает, что в области диффузионного переноса всегда  $\frac{(\pi kT)^2}{3} \frac{1}{N(E_F)} \frac{\partial^2 N(E_F)}{\partial E^2} < 1$ , тогда (с учетом  $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{1}{2}x$ ) получаем

$$S\sigma = - \frac{2\pi^3 h^3 k^2 e i \Omega [N(E_F)]^2}{3m^2} T, \text{ или } S\sigma = -AT, \quad (7)$$

$$\chi = \chi_d + \frac{2m\alpha(m, r_s) \mu_B^2}{e(2\pi h^3 \gamma \Omega E_F)^{1/2}} \sigma^{1/2}, \text{ или } \chi = \chi_d + B\sigma^{1/2}, \quad (8)$$

$$\chi = \chi_d + \frac{2\pi\alpha(m, r_s) \mu_B^2 k N(E_F)}{3e E_F} \left( \frac{T}{|S|} \right)^{1/2}, \text{ или } \chi = \chi_d + C \left( \frac{T}{|S|} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $A$ ,  $B$  и  $C$  — коэффициенты.

Нетрудно убедиться, что формулы (3)—(5) с учетом (6) при слабом рассеянии, т. е. при  $k_F l \gg 1$ , переходят в формулы, описывающие металлическое состояние расплава. Действительно, согласно [4], для металлических расплавов  $N(E)$  имеет вид, показанный на рис. 2, б. Как видно, при  $E_F$   $N(E)$  имеет «приближенную» точку перегиба. Это означает, что  $\frac{\partial N(E_F)}{\partial E} \approx 0$ ,

$\frac{\partial^2 N(E_F)}{\partial E^2} \geq 0$  и  $\frac{(\pi kT)^2}{3} \frac{1}{N(E_F)} \frac{\partial^2 N(E_F)}{\partial E^2} \ll 1$ . Тогда имеем

$$\sigma = \frac{2\pi e^2 h^3 \gamma \Omega E_F}{m^2} [N(E_F)]^2, \quad (10)$$

$$S = - \frac{\pi^2 k^2 T}{3e E_F}, \quad (11)$$

$$\chi = \chi_d + 2\alpha(m, r_s) \mu_B^2 N(E_F). \quad (12)$$

Формулы (11) и (12) совпадают с формулами для металлического состояния расплава [3, 4]. Можно связать  $\lambda$  со средней длиной свободного пробега электронов  $l$ . В работе [16] вычислено  $[\langle |D_F|_{\text{ср}} \rangle]^2$  при  $k_F l \gg 1$ :  $[\langle |D_F|_{\text{ср}} \rangle]^2 = 2\pi l / 3\Omega$ , тогда  $\lambda = 2\pi l / 3\Omega E_F$  и из (10)  $\sigma = e^2 k_F^3 l / 3\pi^2 \hbar$ , что совпадает с формулой Займана [17], где величина  $l$  связана со структурным фактором и псевдопотенциалом.

Полученные нами корреляционные зависимости (7)—(9) можно проиллюстрировать на основе приведенных выше результатов исследований физических свойств расплава  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  (рис. 1). На рис. 3 показаны корреляционные зави-

Таблица 2

Оценка некоторых параметров соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в жидком состоянии

$A \cdot 10^5$ , А/см · град <sup>2</sup>	$B \cdot 10^7$ , СГСМ × ×(Ом · см) <sup>1/2</sup> /г · ат	$C \cdot 10^9$ , СГСМ · В <sup>1/2</sup> / г · ат · град	$\chi_d^I \cdot 10^6$ , СГСМ/г · ат	$\chi_d^{II} \cdot 10^6$ , СГСМ/г · ат	$\chi_p^I \cdot 10^6$ , СГСМ/г · ат
2.8	5.8	2.7	-39.7	39.2	16.2

$\chi_p^{II} \cdot 10^6$ , СГСМ/г · ат	$\rho_{\text{ж}}$ , г/см <sup>3</sup>	$\frac{d\rho_{\text{ж}}}{dT} \cdot 10^4$ , г/(см <sup>3</sup> · град)	$N(E_F \cdot 10^{-21})$ , (эВ · см <sup>3</sup> ) <sup>-1</sup>	$n \cdot 10^{-23}$ , см <sup>-3</sup>	$g$	$\lambda \cdot 10^{-4}$ , дин <sup>-1</sup>	$E_F$ , эВ
16.7	6.97	9.6	5.5	1.8	0.5	2.4	0.6

Примечание.  $\chi_d^I$  и  $\chi_p^I$  получены из (8), а  $\chi_d^{II}$  и  $\chi_p^{II}$  — из (9). Значения  $\chi_p^I$ ,  $\chi_p^{II}$ ,  $\rho_{\text{ж}}$  взяты при  $T_{\text{пл}}$ .

симости между  $\sigma$ ,  $S$  и  $\chi$  для расплава  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в соответствии с соотношениями (7)–(9). Как видно, соотношения (7)–(9) достаточно хорошо выполняются. Наблюдаемые на рис. 3, а отклонения от линейной зависимости (7) после определенного перегрева связаны, по-видимому, с влиянием температурной зависимости  $\lambda$ . Однако можно полагать, что эта зависимость для расплава  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  незначительна, так как корреляционная зависимость (8), в которую также входит  $\lambda$ , выполняется во всем диапазоне температур (рис. 3, б).

Используя экспериментальные результаты для расплава  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  (рис. 1 и 3), можно оценить некоторые параметры расплавов, входящие в соотношения (3)–(5). Оценка этих параметров позволяет получить полезную информацию об особенностях энергетического спектра электронов в расплавах. При помощи соотношений (3), (4), (6), (7), (9) нами были оценены значения уровня Ферми, плотности электронных состояний фактора Мотта, а также диамагнитный и парамагнитный вклады в общую восприимчивость. При расчетах в соответствии с [3] мы полагали  $\alpha(m, r_s) = 1.5$ . Отметим, что в формулах (6), (8), (9) значение  $\chi$  дается в безразмерных единицах, т. е. используется объемная магнитная восприимчивость. Для перехода от атомной восприимчивости к объемной следует использовать следующие соотношения:

$$\chi_{\text{об}} = \frac{\rho_{\text{ж}}}{A'} \chi, \quad \frac{d\chi_{\text{об}}}{dT} = \frac{\rho_{\text{ж}}}{A'} \left( \frac{\chi}{\rho_{\text{ж}}} \frac{d\rho_{\text{ж}}}{dT} + \frac{d\chi}{dT} \right),$$

где  $\chi$  — атомарная магнитная восприимчивость,  $A'$  — средняя атомная масса, которая для  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  равна 131,  $\rho_{\text{ж}}$  — плотность расплава. Значения  $\rho_{\text{ж}}$  и  $d\rho_{\text{ж}}/dT$

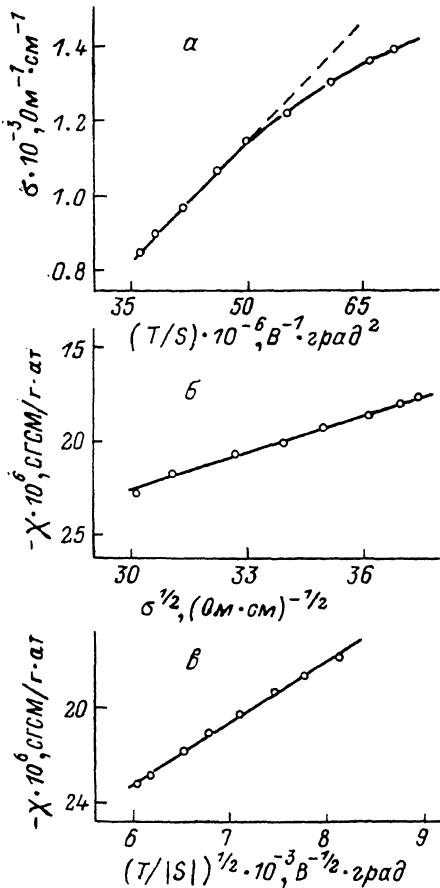


Рис. 3. Корреляционные зависимости между электропроводностью, термоэдс и магнитной восприимчивостью расплава  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ .

Корреляция: а — (7), б — (8), в — (9).

взяты из [2]. Результаты расчетов приведены в табл. 2. Можно отметить хорошее согласие значений  $\chi_{\text{д}}$ , оцененных при помощи соотношений (8) и (9) соответственно.

На основе полученных результатов можно интерпретировать коэффициент Холла и холловскую подвижность. Коэффициент Холла в области диффузионного переноса исследован Фридманом [18]. Согласно [18], коэффициент Холла всегда должен быть отрицателен независимо от того, являются носителями электроны или дырки. Этот результат получен при использовании трехузельного приближения модели Андерсона, в которой случайный потенциал введен, например, в структуру с плотной уаковкой. В простой кубической решетке следует использовать все четыре узла по краям квадрата, и в этом случае ожидается положительный эффект для дырок. Для реальной ситуации, а именно для узлов со случайным расположением в пространстве, трехузельная модель, по-видимому, соответствует действительности. Фридман получил выражения для  $R_{\text{H}}^{\pm}$ :  $R_{\text{H}}^{\pm} = 0.7/neg$ , где  $n$  — концентрация электронов в предположении, что все валентные электроны в расплаве свободны, а для холловской подвижности  $\mu_{\text{H}}^{\pm} = 0.1ea^2g/\hbar$ .

При  $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$  см [2] получим  $R_{\text{H}}^{\pm} \approx 5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>3</sup>/Кл,  $\mu_{\text{H}}^{\pm} \approx 0.1$  см<sup>2</sup>/В·с.

Сопоставление этих значений с экспериментальными данными (табл. 1) показывает, что в случае расплава  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  имеют место достаточные расхождения с формулами Фридмана. Для выяснения причин расхождений необходимы дальнейшие исследования.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Глазов В. М., Чижевская С. Н., Глаголева Н. Н. Жидкие полупроводники. М., 1967. 244 с.
- [2] Регель А. Р., Глазов В. М. Физические свойства электронных расплавов. М., 1980. 296 с.
- [3] Катлер М. Жидкие полупроводники. М., 1980. 256 с.
- [4] Мотт Н., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах, т. 1. М., 1982. 368 с.
- [5] Жузе В. П., Николаев С. Н. — ЖТФ, 1953, т. 23, в. 5, с. 913—923.
- [6] Казанджан Б. И., Матвеев В. М., Селин Ю. И. — Зав. лаб., 1979, т. 45, в. 5, с. 433—435.
- [7] Селин Ю. И. — Автореф. канд. дис. М., 1974.
- [8] Глазов В. М., Кольцов В. Б., Мамедов С. М. — Зав. лаб., 1986, т. 52, в. 5, с. 28—35.
- [9] Кутвицкий В. А. Рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок, ч. I. Новосибирск, 1977. 282 с.
- [10] Uemura O., Satow T. — Phys. St. Sol. (b), 1977, v. 84, N 1, p. 353—360.
- [11] Cohen M. H., Fritzsche H., Ovshinsky S. R. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 1065—1072.
- [12] Бете Г., Зоммерфельд А. Электронная теория металлов. М., 1938. 316 с.
- [13] Цидильковский И. М., Матвеев Г. А., Лончаков А. Т. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 515—524.
- [14] Tatsuya O., Fujio K., Satoru O. — J. Phys. Soc. Japan, 1983, v. 52, N 10, p. 3526—3535.
- [15] Воясовский С. В. Магнетизм. М., 1971. 1032 с.
- [16] Thouless D. J. — Phil. Mag., 1975, v. 32, p. 877—885.
- [17] Ziman J. M. — Phil. Mag., 1961, v. 6, p. 1013—1025.
- [18] Friedman L. — J. Non-Cryst. Sol., 1971, v. 6, N 4, p. 329—345.

Московский институт  
электронной техники

Получена 25.02.1988  
Принята к печати 11.04.1988