

**ХОЛЛ-ФАКТОР СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В n-Bi_{0.88}Sb_{0.12},
ЛЕГИРОВАННОМ ТЕЛЛУРОМ**

С.А.АЛИЕВ, И.Х.МАМЕДОВ*, Б.А.ТАИРОВ

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида 33
Национальная Академия Авиации*
AZ 1057, Баку, Бина*

Проведено исследование коэффициента Холла образцов n-Bi_{0.88}Sb_{0.12}, легированных Те в количестве 0,01, 0,1 и 0,2ат% с концентрациями соответственно $n_1=4,4 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$, $n_2=3,7 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$ и $n_3=5,2 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$. В исследованных образцах обнаружено аномальное возрастание коэффициента Холла R с температурой, начиная с 90К, 140К, и 155К. В образце с $n_1=4,4 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$ в зависимости R(T) наблюдается также и максимум при T=240К. Учитывая непараболичность зоны проводимости, в рамках однозонной и двухзонной модели были сделаны вычисления для Холл-фактора A_T и R. Удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными для n_2 и n_3 достигается в случае изменения ϵ_{gl} по закону $\epsilon_{gl}=(-15.7+2.66 \cdot 10^{-3}T+2.123 \cdot 10^{-4}T^2) \text{меВ}$. В образце с концентрацией n_1 зависимость R(T) описывается и с учетом тяжелых дырок.

ВВЕДЕНИЕ

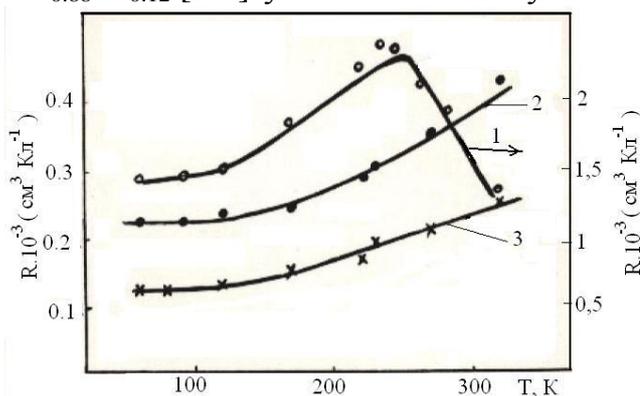
Одним из особенностей электрических свойств полупроводников с вырожденным одним типом носителей заряда является наличие на температурной зависимости коэффициента Холла R(T) максимума или его возрастание с T. Данная особенность соответствующим образом отражается и на других кинетических коэффициентах [1-11]. Однако, несмотря на такой температурный ход R(T), физические причины, обуславливающие данное явление, могут быть совершенно разными. Они могут быть обусловлены проводимостью по примесной зоне, расположенной в зоне проводимости [1-2], наличием квазилокальных примесных зон в запрещенной зоне [3], снятием вырождения электронного газа в случае рассеяния на ионизированных примесях, влиянием зоны тяжелых носителей заряда, расположенной выше зоны проводимости (или валентной зоны) [4-5] и др. Данная работа посвящена выявлению природы возрастания R(T) и прохождения его через максимум в сильнолегированных сплавах n-Bi_{0.88}Sb_{0.12}.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения коэффициента Холла R(T) проводились на трех образцах n-Bi_{0.88}Sb_{0.12}, легированных теллуrom, с концентрациями электронов $n_1=4,4 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$, $n_2=3,7 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$ и $n_3=5,2 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$. Как видно из Рис.1, R(T) увеличивается, начиная с T=140К и 155К для образцов с n_2 и n_3 , а в образце с n_1 увеличение начинается с T=90К и при T=240К R(T) проходит через максимум.

Для объяснения экспериментальных данных необходимо остановиться на одной из приведенных выше моделей. С этой целью следует более подробно обсудить каждую из них. В [1,2] показано, что в кристаллах GaAs и InP с $n \sim 10^{17} \text{см}^{-3}$ вследствие наличия проводимости по примесной зоне, расположенной в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости, на температурной зависимости R(T) при T<100К наблюдается возрастание коэффициента Холла и прохождение его через максимум, в то время как в образцах с $n \geq 10^{18} \text{см}^{-3}$ R от температуры не зависит, т.е. с наступлением вырождения электронного газа аномалия исчезает (примесная зона почти сливается с дном зоны проводимости). В этом случае прохождение R(T) через максимум описывается следующим образом: донорные

уровни, расположенные на расстоянии ΔE от дна зоны проводимости, ведут себя как ловушки собственных электронов и в интервале температур, когда идет процесс улавливания собственных электронов уровень Ферми входит в эту зону и осуществляется проводимость по примесной зоне, при этом происходит уменьшение концентрации (возрастание R). После насыщения примесных уровней с дальнейшим повышением температуры ($kT \geq \Delta E$) начинается генерация электронов с примесной зоны и R начинает уменьшаться, т.е. проходит через максимум. В случае проявления проводимости по примесной зоне наблюдается и гигантское отрицательное магнитосопротивление, особенно на зависимости $\rho_{\perp}(T)$. При высоких концентрациях примесей ΔE уменьшается за счет расширения примесной зоны, которая приближается к зоне проводимости и сливается с нею. Анализ полученных данных по $R(T)$ и другим кинетическим коэффициентам для $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ [5-7] указывает на отсутствие отрицательного магнитосопротивления и других аномалий, связанных с этим процессом. Кроме этого в таком узкозонном полупроводнике как $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ вероятность образования подобной примесной зоны мала.



других аномалий, связанных с этим процессом. Кроме этого в таком узкозонном полупроводнике как $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ вероятность образования подобной примесной зоны мала.

Рис.1.

Температурная зависимость коэффициента Холла R . 1- $n=4,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 2- $3,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, 3- $5,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Сплошные линии расчетные.

В случае наличия квазилокальных уровней, расположенных в зоне проводимости, они, начиная с температуры, обеспечивающей условие $kT \geq \Delta E$, также играют роль ловушек для электронов проводимости. При этом R растет с T , а при более высоких температурах, когда kT достигает значений, достаточных для их ионизации, концентрация вновь растет и R уменьшается. Характерной особенностью квазилокальных состояний в зоне проводимости является то, что при их совпадении с уровнем Ферми E_F концентрация стабилизируется (E_F фиксируется), т.е. дальнейшее введение примесей или повышение T не приводит к росту концентрации свободных электронов. Такое явление наблюдалось в PbTe , легированном атомами In [3]. Однако в нашем случае, по мере введения примесей, концентрация электронов изменяется пропорционально концентрации введенных примесей Te (от $4,47 \cdot 10^{18}$ до $5,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), не имея при этом даже тенденции к стабилизации. Следовательно, для $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ эта модель также не пригодна.

В работах [4,5] максимум по $R(T)$ объяснен наличием в зоне проводимости зоны тяжелых электронов или тяжелых дырок в валентной зоне, расположенных на высоте ΔE от дна и потолка основных зон. В этом случае роль вышележащей зоны в проводимости проявляется при достаточно высоких концентрациях электронов, когда уровень Ферми проходит близко ко дну этих зон, и осуществляется переход легких носителей заряда в зону тяжелых, что приводит к уменьшению их концентрации (росту R). При дальнейшем повышении температуры уровень Ферми E_F входит в тяжелую зону, происходит выравнивание в обеих зонах, и в некотором интервале T стабилизируются химпотенциал η и n , соответственно и R . Только с наступлением области собственной проводимости R падает. Если собственная область наступает при не очень высокой T , то кривая $R(T)$ имеет острый максимум. Казалось бы из приведенных качественных описаний существующих моделей наиболее подходящей для сильнолегированного $n\text{-Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ является последняя. По аналогии с [5] было сделано предположение, что в зоне проводимости

Bi_{0.88}Sb_{0.12} существует зона тяжелых электронов L_{T.э.} и наблюдаемый ход R(T), в таком случае, связан с движением η и изменением расстояния между зоной проводимости легких и тяжелых электронов ε_{gL}. Чтобы достичь согласия расчетных кривых с экспериментальными данными подбирались всевозможные значения ΔE, ε_{gL} и их температурные зависимости. Однако достичь какого-либо согласия (хотя бы качественного) так и не удалось.

Было обращено внимание на узкую ширину запрещенной зоны ε_{gL} (Рис.1) и ее температурную зависимость. Известно, что степень непараболичности обратно пропорциональна энергетическому расстоянию между зоной проводимости L_s и зоной легких дырок L_a. Поэтому было рассмотрено влияние сильной непараболичности зоны проводимости на коэффициент Холла.

Известно, что в полупроводниках с одним типом носителей заряда в слабом магнитном поле имеет место зависимость

$$R = \frac{A_r}{en}, \quad (1)$$

где $A_r = \langle \tau_m^2 \rangle / (\tau_m)^2$ - Холл-фактор, τ-время релаксации носителей заряда.

Как видно, изменение R при n=const может происходить за счет изменения A_r(T). В случае неквадратичного закона дисперсии в рамках однозонной модели A_r выражается как

$$A_r(\eta^*, \beta) = I_{3/2}^0 + I_{2r+1/2,4}^0 / (I_{r+1,2}^0)^2. \quad (2)$$

Видно, что A_r сильно зависит от степени непараболичности β = κT/ε_g и параметра рассеяния γ.

Результаты расчета для образцов с n=3,7·10¹⁹см⁻³ и n=5,2·10¹⁹см⁻³ представлены на Рис.2. Как видно, с увеличением T (по мере снятия вырождения электронного газа) при всех видах механизма рассеяния A_r, начиная с температур T=140K и 155K, соответственно для указанных концентраций электронов начинает расти, причем наиболее резкая зависимость наблюдается при рассеянии электронов на акустических фоновых. Анализ представленных кривых показывает, что при постоянной температуре с ростом n, независимо от механизма рассеяния A_r уменьшается. В сильнолегированных образцах и низких температурах A_r→1. Также видно, что начало роста A_r(T) с повышением n смещается в сторону высоких температур. Полученные значения A_r дают основание считать, что наблюдаемые особенности R(T) связаны с сильной непараболичностью зоны проводимости Bi_{0.88}Sb_{0.12}. Безусловно, на количественные значения A_r оказывает существенное влияние и температурная зависимость ε_{gL}.

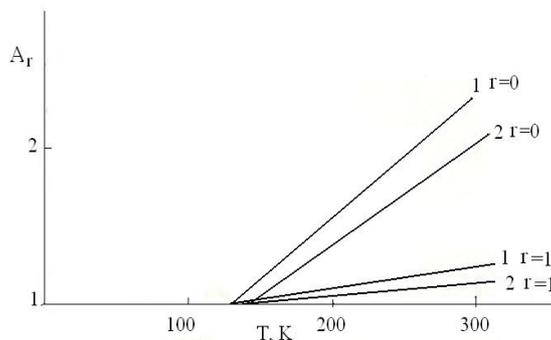


Рис.2.

Температурная зависимость Холл-фактора для Bi_{0.88}Sb_{0.12}. 1- n=3,7·10¹⁹см⁻³, 2- n=5,2·10¹⁹см⁻³.

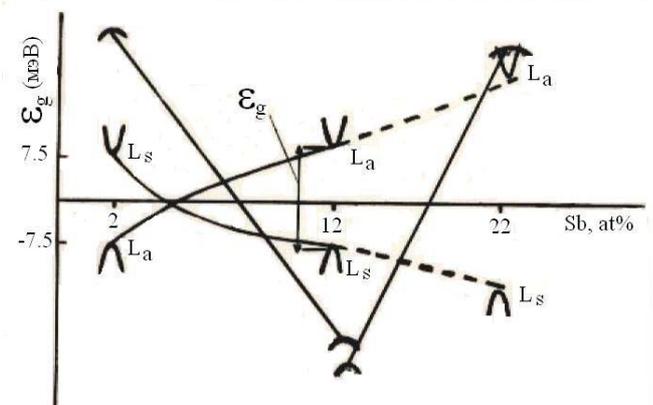


Рис.3.

Зонная диаграмма системы Bi_{0.88}Sb_{0.12} при T→0.

На Рис.3 представлена зонная диаграмма сплавов Bi-Sb при $T=0$. Как видно, термы L_s и L_a взаимно инверсны. Дно зоны проводимости в точке L у Bi образовано термом L_s , а потолок валентной зоны-термом L_a , тогда как у Sb расположение термов обратное. В соответствии с этим в сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ при некотором $x=x_0$ наблюдается переход в бесщелевое состояние (в точке L зоны Бриллюэна). При увеличении x до 0.04 терм L_s монотонно поднимается вверх, а L_a - опускается вниз, при этом энергетическая щель уменьшается до $\varepsilon_{gl}=0$, а затем происходит инверсия термов и при дальнейшем возрастании содержания сурьмы термы удаляются друг от друга. Безусловно, на зонную диаграмму должна оказать некоторое влияние и температура. Данный вопрос в литературе обсужден недостаточно, видимо, из-за ее небольшой величины. Однако в бесщелевом и узкозонном состояниях она может оказать существенное влияние на гальваномагнитные эффекты. Поэтому при расчетах $R(T)$ было использовано и влияние температурной зависимости ε_{gl} по закону

$$\varepsilon_{gl} = -15.7 + 2.66 \cdot 10^{-3} T + 2.123 \cdot 10^{-4} T^2. \quad (3)$$

Подставляя полученные данные $A_r(T)$ в (1), рассчитали $R(T)$. Оказалось, что для образцов с $n=3,7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n=5,2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ согласие экспериментальных данных с расчетными достигается во всем интервале T , а для образца с $n=4,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ только до $\sim 120 \text{ K}$. Поэтому на анализе данных о температурной зависимости коэффициента Холла образца с $n=4,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ следует остановиться особо, поскольку идентичные расчеты для него привели к сильному расхождению с экспериментом, а именно расчетная кривая проходит намного выше экспериментальных данных. Такое расхождение может быть обусловлено либо уменьшением концентрации электронов, связанным со смешанным механизмом рассеяния, либо наступлением смешанной проводимости. В пользу последнего говорят два фактора: во-первых, видно, что $R(T)$ при $T=240 \text{ K}$ проходит через острый максимум, во-вторых, концентрация собственных дырок в указанной области температур для $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$ действительно одного порядка с n . Поэтому для образца с $n=4,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ рассмотрено и влияние на проводимость валентной зоны. Согласно двухзонной модели

$$R = \frac{R_h^2 \sigma_h^2 (1 + \sigma_e^2 R_e^2 B^2) + R_e^2 \sigma_e^2 (1 + \sigma_h^2 R_h^2 B^2)}{(\sigma_h + \sigma_e)^2 + (\sigma_h \sigma_e)^2 (R_h + R_e)^2}, \quad (4)$$

Собственная концентрация вычислялась согласно закону действующих масс

$$n = 4.84 \times 10^{18} (m_n^* m_p)^{3/4} T^{3/2} e^{-\varepsilon_g/2kT}. \quad (5)$$

Результаты расчета представлены на Рис.1 в виде сплошной кривой. Хорошее согласие достигается при значениях зонных параметров, использованных в предыдущих расчетах. Таким образом, в сильнолегированном сплаве $n Bi_{0.88}Sb_{0.12}$ ($n=4,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) возрастание коэффициента Холла с температурой и прохождение $R(T)$ через максимум связано с участием в проводимости и тяжелых дырок.

1. S.A.Aliyev, F.P.Kesamanly, T.S.Lagunova, D.N.Nasledov, *Phys.Stat.Sol.*, **17** (1966) 105.
2. У.У.Емельяненко, Т.С.Лагунова, Д.Н.Наследов, Г.Н.Талалькин, *ФТП*, **7** (1965) 1315.
3. В.И.Кайданов, С.А.Немов, Ю.И.Равич, *ФТП*, **26** №2 (1992) 201.
4. А.А.Андреев, В.Н.Радионон, *ФТП*, **1** №1 (1967) 183.
5. С.А.Алиев, Д.А.Багиров, С.А.Зейналов, *Неорг. Матер.*, **24** (1988) 1212.
6. С.С.Алиев, А.А.Мовсун-заде, С.С.Рагимов, *ФТП*, **31** (1997) 559.
7. S.Aliyev, A. Movsumzadeh, B.Tairov, *Turkish J. of Physics*, **23** (1999) 977.
8. А.Н. Вейс, *ФТП*, **36** №2 (2002) 183.

9. S.Aliyev, A. Movsumzadeh, S.Ragimov, E. Sulfigarov, *14th European conf. on thermo-Phys. Prop. Lyon, France. Conf.book*, (1996) 23.
10. G.R.Cronin, E.J.Mortvon, O.Wilson *J.Electrochem. Soc.* **110** (1963) 582.
11. Б.А.Таиров, *Известия АН Азерб. ССР*, **8** №2 (1987) 93.

TELLUR ATOMLARI İLƏ AŞQARLANMIŞ n-Bi_{0,88}Sb_{0,12} MADDƏSİNDƏ SƏRBƏT YÜK DAŞIYICILARIN HOLL FAKTORU

S.A.ƏLİYEV, İ.X.MƏMMƏDOV, B.A.TAHIROV

0,01, 0,1 və 0,2at% Te atomları ilə leqirlənmiş və uyğun olaraq $n_1=4,4 \times 10^{18} \text{sm}^{-3}$, $n_2=3,7 \times 10^{19} \text{sm}^{-3}$ və $n_3=5,2 \times 10^{19} \text{sm}^{-3}$ konsentrasiyalı n-Bi_{0,88}Sb_{0,12}, nümunələrində Holl əmsalı (R(T)) tədqiq olunmuşdur. 90K, 140K və 155K temperaturlardan başlayaraq Holl əmsalının temperatur asılılığında anomal artım müşahidə olunmuşdur. $n_1=4,4 \times 10^{18} \text{sm}^{-3}$ konsentrasiyalı nümunədə T=240K-də R(T) asılılığı eləcə də maksimumdan keçir. Keçirici zonanın qeyri parabolikliyi nəzərə alınaraq bir və ikizonalı model əsasında Holl faktoru A_r və Holl əmsalı hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, n_2 və n_3 konsentrasiyalı nümunələr üçün ϵ_g -nin $\epsilon_{gl}=-15.7+2.66 \cdot 10^{-3}T+2.123 \cdot 10^{-4}T^2$ qanunu ilə dəyişməsi nəzərə alındıqda, hesablanmış və eksperimental qiymətlər yaxşı uzlaşır. n_1 konsentrasiyalı nümunə üçün R(T) asılılığı həmçinin ağır deşiklər də nəzərə alınmaqla izah olunur.

HOLL FACTOR OF FREE CHARGE CARRIERS IN n-Bi_{0,88}Sb_{0,12} DOPED BY Te ATOMS

S.A.ALIYEV, I.KH.MAMEDOV, B.A.TAHIROV

The studies have been conducted with the Hall coefficient of n-Bi_{0,88}Sb_{0,12} specimens doped by Te in the amount of 0.01, 0.1 and 0.2at% with $n_1=4,4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $n_2=3,7 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ and $n_3=5,2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ concentrations, respectively. In being studied specimens, it has been revealed an anomalous increase of the Hall coefficient with temperature from 90K, 140K and 155K. In the specimen with $n=4,4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, in the R(T) dependence it is also observed a maximum at T=240K. Taking into consideration the conduction band non-parabolicity, in the frame of one-band and two-band models the calculations were performed for the A_r Hall-factor and R. A satisfactory agreement of the calculations with experimental data for n_2 and n_3 is achieved in the case of changing ϵ_g from the $\epsilon_{gl}=-15.7+2.66 \cdot 10^{-3}T+2.123 \cdot 10^{-4}T^2$ law. In a specimen with n_1 concentration, the R(T) dependence is also describes with allowance made for heavy holes.

Редактор: Дж.Абдинов