

АНОМАЛЬНЫЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $Pb_{1-x}Sn_xTe$ С ПРИМЕСЬЮ In ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Б.А.Волков, И.Д.Воронова, Е.В.Клышевич, А.П.Чеботарев

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

117924, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 июня 1992 г.

После переработки 3 сентября 1992 г.

В узкозонном полупроводниковом соединении $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ обнаружены квантовые осцилляции коэффициента Холла при 77 К и знакопеременное магнитосопротивление (МС) при 4,2 К, которые объясняются особыми свойствами поверхностного слоя объемного полупроводника.

Из экспериментальных работ ^{1,2} известно, что поверхность узкозонных полупроводников $Pb_{1-x}Sn_xTe$, PbS_xSe_{1-x} , $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Cd_xHg_{1-x}Te$ имеет особые свойства, отличные от свойств объема. В настоящей работе мы провели исследования свойств поверхностного слоя в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ при низких (гелиевой и азотной) температурах. Измерялись эффект Холла и МС в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с примесью In ($C_{In} = 0,5$ ат.%, $x = 0,22; 0,25; 0,3$) при температуре жидкого азота и при гелиевой температуре в темновых условиях в зависимости от величины и направления магнитного поля. Эксперименты проводились в магнитных полях от 40 до 9000 Э. Использовалась обычная геометрия при измерении удельного сопротивления и эффекта Холла. Направление магнитного поля было всегда перпендикулярно направлению тока через образец. Измерения проводились по точкам с шагом в 2 Э при двух направлениях поля и тока через образец. Образцы имели размеры $1 \times 1, 5 \times 5$ мм³.

Наиболее ярким результатом измерения эффекта Холла при $T = 77$ К было обнаружение осцилляций коэффициента Холла, периодичных по $(1/H)^k$, где $k \sim 1$, в слабых магнитных полях (рис.1). Осцилляции коэффициента Холла наблюдались на всех исследованных образцах, их амплитуда составляла $1,8 \div 6,5\%$ от неосциллирующей части величины R_x . Ошибка измерений R_x была равна 1,3%. Самая большая амплитуда осцилляций была у образцов с составом $x = 0,3$. Мы считаем, что данные осцилляции являются магнитофонными осцилляциями коэффициента Холла – рассеянием электронов на продольных оптических фононах ³. Исходя из периода колебаний по обратному полю, зная частоту продольного оптического фонона ω_{LO} ⁴, мы оценили эффективную массу носителей тока, участвующих в резонансе. Она оказалась чрезвычайно малой и равной $m^* = 10^{-4}m_0$, что совпадает с величиной эффективной массы, полученной в работе ⁵ при гелиевой температуре. Лашкарев, Дмитриев и др. в ⁵ наблюдали осцилляции коэффициента Холла в $Pb_{0,82}Sn_{0,18}Te$ при 4,2 К в очень малых (начиная с 10 Э) магнитных полях, что объяснялось этими авторами сложной формой изоэнергетической поверхности объемного спектра, которая приводит к появлению групп носителей тока, расположенных в "карманах" и имеющих малую $m^* = 10^{-4}m_0$ эффективную массу. Однако современные модели зонной структуры $A^{IV}B^{VI}$ исключают наличие каких-либо "карманов" у поверхности Ферми ⁶. Мы предполагаем, что проявление в эксперименте столь малых эффективных масс связано с

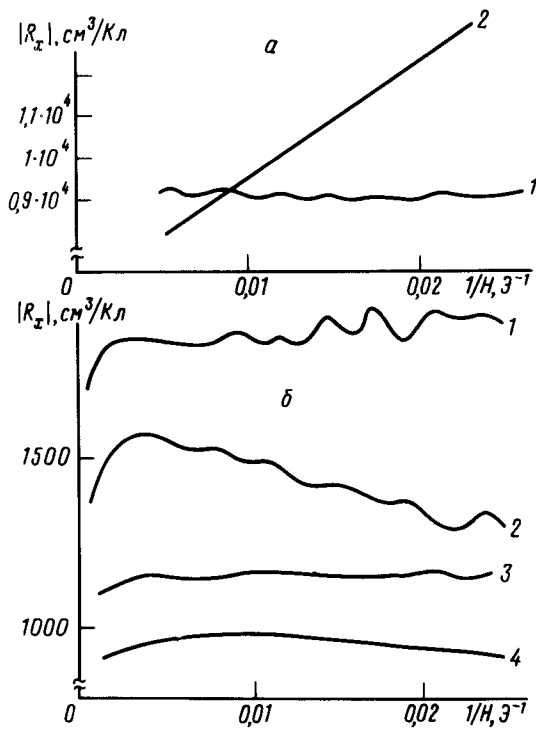


Рис.1

Рис.1. Зависимость коэффициента Холла от обратного магнитного поля при разном состоянии поверхности образца (*a*) и при разных углах наклона H к поверхности образца, свободной от контактов (*b*): *a*: 1 – полированная поверхность, 2 – шлифованная поверхность; *b*: 1 – $\alpha = 0^\circ$; 2 – $\alpha = 30^\circ$; 3 – $\alpha = 45^\circ$; 4 – $\alpha = 60^\circ$

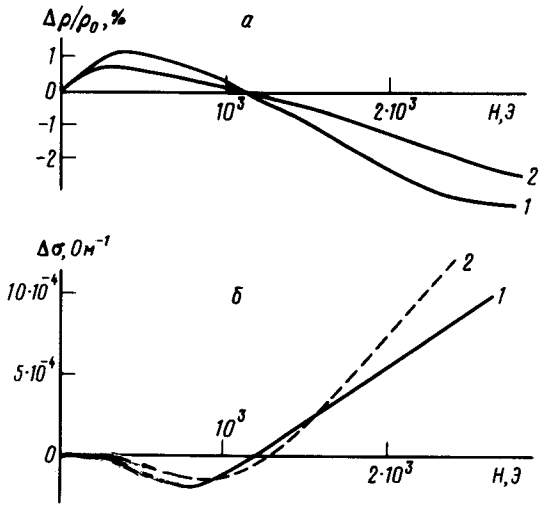


Рис.2

Рис.2. Знакопеременное МС (*a*) и магнитопроводимость (*b*) в зависимости от магнитного поля: *a*: 1 – H перпендикулярно поверхности образца, 2 – $\alpha = 45^\circ$; *b*: 1 – экспериментальная кривая, 2 – расчетная магнитопроводимость

искажением зонной структуры на поверхности, где может достигаться даже бесщелевое состояние.

При изменении качества поверхности с помощью грубой шлифовки ($T = 77\text{ K}$) неосциллирующая часть коэффициента Холла резко уменьшается с увеличением магнитного поля, осцилляции коэффициента Холла полностью исчезают. Шлифовка поверхности означает увеличение числа различных по размеру механических нарушений решетки. Эти нарушения могут ограничивать размеры орбит свободных электронов, что приводит к неоднородному уширению резонансных уровней. Последующая обработка образца в полирующем травителе восстанавливает осцилляции коэффициента Холла (рис.1*a*).

На рис.1*b* представлены результаты измерения коэффициента Холла при $T = 77\text{ K}$, которые получены при изменении угла наклона между вектором магнитного поля и поверхностью образца, свободной от контактов. За $\alpha = 0^\circ$ принято положение, когда H перпендикулярно этой поверхности образца. Угол изменялся в пределах $(0^\circ \div 60^\circ) \mp 5^\circ$. Как видно из рисунка, период осцилляций $\delta(1/H)$ изменяется пропорционально $\cos \alpha$: $(\delta(1/H))_\alpha \approx \delta(1/H)_{\alpha=0} \cos \alpha$. Амплитуда осцилляций уменьшается при увеличении α и при $\alpha = 45^\circ$ колебания уже не наблюдаются. Такое поведение $R_x = f(1/H)$ говорит в пользу

существования двумерного электронного газа в поверхностном слое образца.

В пользу двумерного характера электронной проводимости говорят и результаты измерения МС при $T = 4, 2$ К, представленные на рис.2. Видно, что реализуется знакопеременное МС: МС увеличивается с магнитным полем, проходя через максимум, затем уменьшается и становится отрицательным. При изменении угла между направлением магнитного поля и нормалью к основной поверхности образца кривые $\Delta\rho/\rho_0 = f(H)$ сдвигаются в сторону больших магнитных полей, мало меняясь по форме (как и в холловских осцилляциях при $T = 77$ К). Обнаруженное знакопеременное МС аналогично наблюдавшемуся в работах ^{7,8}, где изучались гетероструктуры InGaAs/InP и p -InSb/ i -GaAs, в которых проводимость осуществлялась квазидвумерным электронным газом. Для количественного объяснения эффектов использовалась теория квантовых поправок к проводимости, учитывающая слабую локализацию электронов со спин-орбитальным взаимодействием.

Основываясь на гипотезе о существовании в нашем материале двумерного электронного газа и используя теорию слабой локализации с учетом спин-орбитального взаимодействия, мы рассчитали теоретическую магнитопроводимость по формулам, приведенным в ⁹:

$$\frac{\Delta\sigma(H)}{G_0} = \frac{3}{2}f(x_L^*) - \frac{1}{2}f(x_L), \quad (1)$$

где $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar)$, $f(x) = \ln x + \psi(\frac{1}{2} + \frac{1}{x})$, ψ - дигамма функция, остальные обозначения приведены в работе ⁹. Из уравнения (1) мы получили систему двух уравнений для τ_φ и τ_{so} (где τ_φ - время сбоя фазы волновой функции, τ_{so} - время спин-орбитального взаимодействия) с параметром D - коэффициентом диффузии (или, соответственно, подвижностью μ). Эти уравнения получаются при подстановке в уравнение (1) экспериментальных значений H , при которых $\Delta\sigma(H) = 0$ ($H \neq 0$) и $\partial\sigma/\partial H = 0$ (точка перегиба). Из диапазона $\mu = 10^3 \div 10^7$ см²/В·с система имела решение для $\mu = 10^4$ и 10^5 см²/В·с. Для $\mu = 10^5$ см²/В·с значение $\tau_\varphi = 7,9 \cdot 10^{-13}$ с, а $\tau_{so} = 4,0 \cdot 10^{-13}$ с. Для $\mu = 10^4$ см²/В·с: $\tau_\varphi = 4,6 \cdot 10^{-12}$ с, а $\tau_{so} = 2,5 \cdot 10^{-12}$ с. Для случая $\mu = 10^5$ см²/В·с с полученными значениями τ_φ и τ_{so} построена теоретическая зависимость $\Delta\sigma = f(H)$, показанная на рис.2б. Как видно из рисунка, теоретическая кривая близка к экспериментальной в слабых полях, а выше $H \sim 1500$ Э наблюдается отклонение теории от эксперимента, что, вероятно, связано с подавлением слабой локализации достаточно сильным магнитным полем. Подобное подавление локализации подразумевается и в теории ¹⁰.

Остается объяснить существование носителей с массой $m^* = 10^{-4}m_0$, обнаруженных при азотной температуре. Условием наблюдения каких-либо квантовых осцилляций кинетических коэффициентов в слабых магнитных полях является узость прямой щели $E_g = 2\Delta$. Согласно результатам настоящей работы подобная узкая щель образуется на поверхности исследуемых нами веществ. Мыслимы две микроскопические причины появления такого узкощелевого двумерного спектра. Первая состоит в том, что вблизи поверхности (из-за локального изменения химического состава или деформации) ширина запрещенной зоны резко уменьшается или даже меняет знак (инверсия зон). В результате на поверхности возникают связанные таммовские состояния. В ¹¹ было показано, что в случае инверсии зон на границе возникает вообще безмассовый спектр вейлевского типа. В работе ¹² путем прямого микроскопи-

ческого расчета было показано, что появление вейлевских состояний следует ожидать скорее в полупроводниках с инвертированным в объеме трехмерным спектром ($x > 0,33$), а не в тех, которые исследуются здесь.

Поэтому возникает необходимость предложить другую картину образования двумерного спектра с малой щелью, где учитывается, что реальная поверхность полупроводника заряжена и зоны вблизи нее сильно искривлены. Тогда в этой потенциальной яме возникает двумерный электронный газ. Важной особенностью узкощелевых полупроводников является то обстоятельство, что из-за узости щели эти состояния, из-за туннельного эффекта, легко "просачиваются" через искривленную щель в объем и поэтому сильно гибридизуются с объемной дырочной зоной. Характерная глубина просачивания $\kappa^{-1} = \hbar\nu/\Delta$, где $\nu \sim 10^8$ см/с – параметр объемного спектра $E(k)$ полупроводника

$$E(k) = \pm\sqrt{\Delta^2 + \hbar^2\nu^2k^2}, \quad (2)$$

и $\hbar k$ – квазиимпульс. В результате щель ($2\Delta^*$), которую "видят" двумерные электроны оказывается много меньшей объемной (2Δ). По мере роста величины искривления у поверхности уровень двумерных электронов "наезжает" на потолок объемной валентной зоны, но из-за гибридизации отталкивается от объемных состояний и не может попасть внутрь спектра валентной зоны. Таким образом реализуется практически бесщелевое состояние (рис.3).

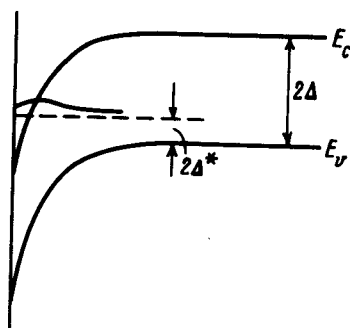


Рис.3. Изменение энергетической щели на поверхности

Основное отличие возникающего в этой картине состояния от вейлевского состоит в том, что последнее не вырождено по спину. Поэтому в отличие от картины искривления зон в вейлевском случае переверот спина из-за спин-орбитального взаимодействия сильно затруднен. Это позволяет надеяться различить описанные здесь две картины возникновения поверхностных состояний, изучая квантовые поправки к кинетическим эффектам.

В заключение приведем вид спектра двумерных электронов в магнитном поле. В обычном случае узкой щели этот спектр имеет вид

$$E_n = \pm\sqrt{\Delta^{*2} + \left(\frac{\hbar\nu}{L_H}\right)^2 2n}, \quad (3)$$

где $L_H^{-2} = eH/\hbar c$, L_H – магнитная длина, H – напряженность магнитного поля, а $n = (0, 1, \dots)$ – номер уровня Ландау. При наличии туннельного просачивания двумерных электронных состояний через искривленную у поверхности щель 2Δ их спектр в магнитном поле сохраняет структуру (3), в которой под Δ^* надо

подразумевать расстояние от уровня поверхностных электронов до потолка валентной зоны в объеме, а скорость ν в (3) надо заменить на эффективную $\nu^* = t\nu$, $t < 1$ – туннельная экспонента с характерным масштабом затухания κ .

-
1. Н.Н.Берченко, А.Е.Евстигнеев, В.Ю.Ерохов, А.В.Матвеев, Зарубежная электронная техника **3**, 8 (1981).
 2. S.Buchner, T.S.Sun, W.A.Beck, et al., J.Vac. Sci. Technol. **16**, 1171 (1979).
 3. В.Л.Гуревич, Ю.А.Фирсов, ЖЭТФ **40**, 199 (1961).
 4. S.Shimomura and K.Murase, Sol. St. Comm. **54**, 99, (1985).
 5. Г.В.Лашкарев, А.И.Дмитриев, М.В.Радченко, К.Д.Товстюк, Письма в ЖЭТФ **24**, 339, (1976).
 6. Б.А.Волков, О.А.Панкратов, А.В.Сазонов, ЖЭТФ **85**, 1395 (1983).
 7. Ж.И.Алферов, А.Т.Гореленок, В.В.Мамутин и др., ФТП **18**, 1999 (1984).
 8. Д.А.Кичигин, А.О.Миронов, С.В.Чистяков, Физика низких температур **11**, 606 (1985).
 9. Т.А.Полянская, Ю.В.Шмарцев, ФТП **23**, 3 (1989).
 10. S.Nikami, A.I.Larkin, and Y.Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
 11. Б.А.Волков, О.А.Панкратов, Письма в ЖЭТФ **42**, 145 (1985).
 12. С.Н.Молотков, В.В.Татарский, Поверхность **9**, 65 (1987).