

КВАНТОВАННЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТЕЛЛУРИДОВ ВИСМУТА И СУРЬМЫ: ОЧЕВИДНОСТЬ НАЛИЧИЯ РЕЗЕРВУАРА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

В.А.Кульбачинский, А.Ю.Каминский, Н.Мияджима⁺, М.Сасаки⁺,
Х.Негиши⁺, М.Иноуэ⁺, Х.Кадомотсу⁺¹⁾

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

⁺ Graduate School of Advanced Sciences of Matter, Hiroshima University
739-8526 Higashi-Hiroshima, Japan

Поступила в редакцию 11 ноября 1999 г.

В полупроводниках Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 наблюдается квантование холловского сопротивления ρ_{xy} в виде плато в зависимости ρ_{xy} от магнитного поля B , минимумам поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} соответствуют начало плато. Причиной квантования ρ_{xy} является наличие резервуара носителей тока, роль которого играет примесная зона с высокой плотностью состояний или другая зона с существенно большей эффективной массой носителей тока.

PACS: 72.20.Mу, 73.40.Lq

1. Квантовый эффект Холла [1,2] до сих пор вызывает огромный интерес исследователей. Для обычной двухмерной системы (2D) он заключается в том, что недиагональная компонента тензора сопротивлений (холловское сопротивление ρ_{xy}) при низких температурах в сильном перпендикулярном магнитном поле квантуется: $\rho_{xy} = h/ie^2$, где $i = 1, 2, 3...$ Другими словами, появляются плато в зависимости ρ_{xy} от магнитного поля B . При этом диагональная компонента (поперечное магнитосопротивление ρ_{xx}) осциллирует таким образом, что минимумы ρ_{xx} соответствуют серединам плато. Наличие локализованных состояний между уровнями Ландау и протяженных состояний в центре каждого уровня объясняет появление плато.

В полупроводниковых сверхрешетках, где степень трехмерности можно регулировать, изготавливая слои различной толщины, наличие дисперсии носителей тока вдоль направления магнитного поля, направленного перпендикулярно слоям, все же не разрушает квантовый эффект Холла, хотя и появляется ряд особенностей [3]. Принципиальную роль в существовании квантового эффекта Холла в трехмерных объектах могут играть поверхностные состояния [4]. Осцилляции холловского коэффициента наблюдаются также в объемном InSb около перехода металл-изолятор [5].

Нами исследовано квантование диагональной ρ_{xx} и недиагональной ρ_{xy} компонент тензора сопротивлений объемных полупроводников Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 и $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ при низких температурах в сильном магнитном поле. Обнаружено появление плато на зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля. Существенной особенностью является совпадение минимумов осцилляций ρ_{xx} с началом плато ρ_{xy} .

2. Теллурид висмута Bi_2Te_3 , так же как и теллурид сурьмы Sb_2Te_3 , принадлежат к полупроводникам с группой симметрии D_{3d}^5 . Выращенные при стехиометрическом составе, оба полупроводника всегда имеют p -тип проводимости с большой

¹⁾ N.Miyajima, M.Sasaki, H.Negishi, M.Inoue, H.Kadomatsu

концентрацией дырок из-за наличия кристаллических заряженных точечных дефектов. Обычно это так называемые антиструктурные дефекты, то есть Bi (или Sb) занимает позицию Te в кристаллической решетке. Запрещенная зона E_g Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 является непрямой и составляет приблизительно $E_g = 0,20$ мэВ (Bi_2Te_3) и $E_g = 0,25$ мэВ (Sb_2Te_3) при комнатной температуре, увеличиваясь до 0,25 мэВ и $\approx 0,26$ мэВ, соответственно, при понижении температуры до 4,2 К [6]. Валентная зона обоих полупроводников многодолинная и состоит из верхней валентной зоны (UVB) и нижней валентной зоны (LVB). Обе валентные зоны шестиэллипсоидные, эллипсоиды имеют анизотропию $S_{max}/S_{min} \approx 3.8$ и наклонены к базисной плоскости на угол $\theta \approx 31.5^\circ$ и $\theta \approx 50^\circ$ в Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 , соответственно. Величина энергетического зазора ΔE_v между зонами составляет около 20 мэВ и 30 мэВ для Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 [7,8]. Схематическая структура потолка валентной зоны Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 приведена на вставке рис.1. Заполнение нижней валентной зоны начинается при концентрации дырок, превышающей критическое значение $p_0 \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Существенным обстоятельством является различие эффективных масс в верхней и нижней валентных зонах: у Bi_2Te_3 в верхней валентной зоне циклотронная масса $m_c^U \approx 0.08m_0$, в то время как в нижней валентной зоне $m_c^L \approx 0.16m_0$ [7,8]. В смешанных кристаллах $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ энергетический спектр при увеличении x плавно изменяется от спектра Bi_2Te_3 к спектру Sb_2Te_3 , что выражается в существенном увеличении эффективных масс в нижней валентной зоне (до $m_c^U \approx m_0$). При легировании теллурида висмута оловом обнаружена также примесная зона [9,10], расположенная над потолком нижней валентной зоны на фоне состояний верхней валентной зоны (вставка на рис.2).

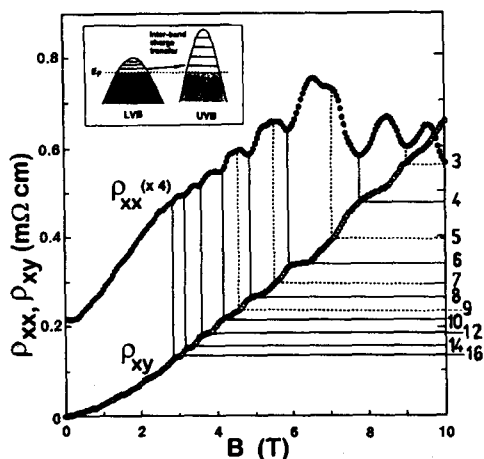


Рис.1. Зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} и поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B у Bi_2Te_3 при $T = 0.3$ К. На вставке: структура валентной зоны Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 . LVB - нижняя валентная зона, UVB - верхняя валентная зона, E_F - уровень Ферми

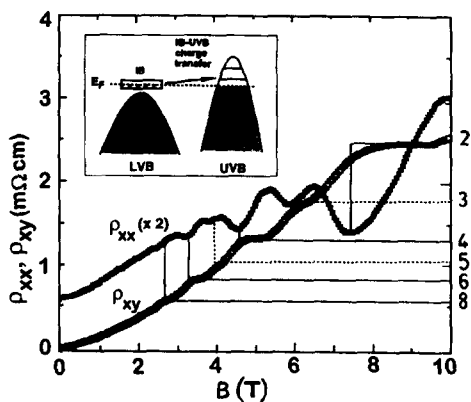


Рис.2. Зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} и поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B у $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$ при $T = 0.3$ К. На вставке: структура валентной зоны у $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$. LVB - нижняя валентная зона, UVB - верхняя валентная зона, IB - примесная зона, E_F - уровень Ферми

В настоящей работе исследовались образцы, выращенные модифицированным методом Бриджмена с характерными размерами $1 \times 0.5 \times 5$ мм с концентрацией дырок $p > p_0$ и холловской подвижностью дырок при гелиевой температуре

$\mu_H \approx 6000 - 7000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (Bi_2Te_3 и $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$) и $\mu_H \approx 650 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (Sb_2Te_3 и смешанные кристаллы $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$). Ток направлялся вдоль оси C_2 , магнитное поле перпендикулярно току в направлении оси C_3 .

3. На рис.1 приведены зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля у Bi_2Te_3 , а на рис.2 у $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$ при $T = 0.3 \text{ К}$. Как видно из рис.1, наблюдается появление плато в зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля B . Минимумы сопротивления ρ_{xx} соответствуют началу плато. Пунктиром отмечены особенности, соответствующие спиновому расщеплению уровней Ландау. Частота осцилляций ρ_{xx} соответствует экстремальному сечению поверхности Ферми верхней дырочной зоны (при $B \parallel C_3$ сечения поверхности Ферми от всех шести эллипсоидов совпадают). Осцилляции сопротивления от нижней валентной зоны у Bi_2Te_3 не наблюдаются, так как подвижность дырок в ней существенно меньше и в приведенном диапазоне магнитных полей квантование спектра еще не проявляется. При повышении температуры до $4,2 \text{ К}$ эффект размывается и плато в зависимости $\rho_{xy}(B)$ полностью исчезают. Более ярко плато выражены у $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$. Это связано с тем, что небольшое добавление олова в Bi_2Te_3 существенно увеличивает подвижность дырок и уменьшает температуру Дингла осцилляций Шубникова-де Гааза [11]. В качестве примера на рис.2 приведены зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для образца $\text{Bi}_{1,995}\text{Sn}_{0,005}\text{Te}_3$. Понижение температуры от 4.2 К до 0.3 К увеличивает ширину плато, уменьшает их наклон, резче проявляются плато, соответствующие спиновому расщеплению уровней Ландау (нечетные номера на рис.2). Существенное повышение температуры, при которой возможно наблюдать плато у $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$ по сравнению с Bi_2Te_3 , является следствием более высокой подвижности дырок верхней валентной зоны в $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$ по сравнению с исходными образцами Bi_2Te_3 .

4. Объяснение появления плато в зависимости $\rho_{xy}(B)$ заключается в том, что в эксперименте можно наблюдать осцилляции $\rho_{xx}(B)$ только от дырок в верхней валентной зоне, а концентрация этих дырок в магнитном поле изменяется. В случае $\text{Bi}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$ уровень Ферми фиксирован в примесной зоне с высокой плотностью состояний. С увеличением магнитного поля, после выхода очередного уровня Ландау (чему соответствует максимум в зависимости $\rho_{xx}(B)$), носители тока перетекают из примесной зоны (IB) на следующий уровень Ландау (число состояний на котором увеличивается пропорционально магнитному полю) в верхней валентной зоне (UVB), как показано на вставке рис.1. Поскольку холловское сопротивление $\rho_{xy}(B) \sim R_H B$, а коэффициент Холла $R_H \sim 1/pe$, то с ростом магнитного поля концентрация дырок p в верхней валентной зоне (которые и определяют эффект Холла) увеличивается пропорционально B , $R_H \sim 1/Be$ и $\rho_{xy}(B) = \text{const}$ до выхода очередного уровня Ландау. Трехмерность энергетического спектра (дисперсия носителей тока вдоль направления магнитного поля) приводит к небольшому наклону плато. Отметим, что плато в зависимости $\rho_{xy}(B)$ наблюдаются при любой ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей образца, при этом частоты осцилляций $\rho_{xx}(B)$ соответствуют шестиэллипсоидной поверхности Ферми.

Используя простую модель, можно рассчитать движение уровней Ландау с номером n_{\pm}^U в магнитном поле. Энергия уровня $E_{\pm}^U = E_F^U - \hbar\omega_c^U (n_{\pm}^U + 1/2) \pm (1/2)g^* \mu_B B$ (g^* - эффективный g -фактор, μ_B - магнетон Бора). Результаты расчета приведены на рис.3 для образца $\text{Bi}_{1,995}\text{Sn}_{0,005}\text{Te}_3$. Энергия каждого уровня изображена сплошной или пунктирной линией для спина вверх и вниз, соответственно. Заштрихованные

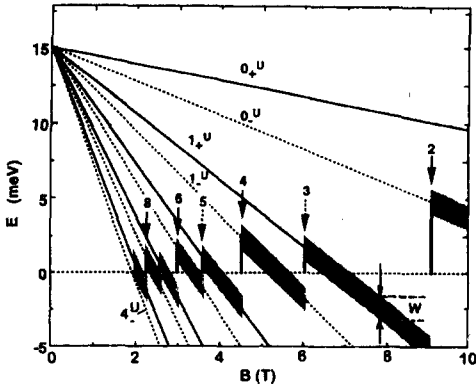


Рис. 3. Расчет движения уровней Ландау со спином вверх (+, сплошная линия) и вниз (-, пунктир) в магнитном поле для $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$

полосы показывают уширение каждого уровня $W = 0.8$ мэВ. Стрелки маркируют появление плато с определенным номером, эти же номера приведены на рис.1, 2. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом. Аналогичный расчет для Bi_2Te_3 также дал хорошее согласие с экспериментом. Отличие от предыдущего случая заключается лишь в том, что резервуаром носителей тока у Bi_2Te_3 служит нижняя валентная зона.

5. Исследование образцов Sb_2Te_3 и смешанных кристаллов $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ с подвижностью дырок, меньшей на порядок по сравнению с Bi_2Te_3 , показало, что у них также наблюдается плато в зависимостях $\rho_{xy}(B)$. Все описанные ранее особенности квантованного холловского сопротивления сохраняются. Однако в связи с низкой подвижностью дырок осцилляции как $\rho_{xx}(B)$, так и $\rho_{xy}(B)$ начинаются в магнитных полях $B > 10$ Тл. В качестве примера на рис.4 приведены зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от B при $T = 4, 2$ К для образца $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ при $B \parallel C_3$.

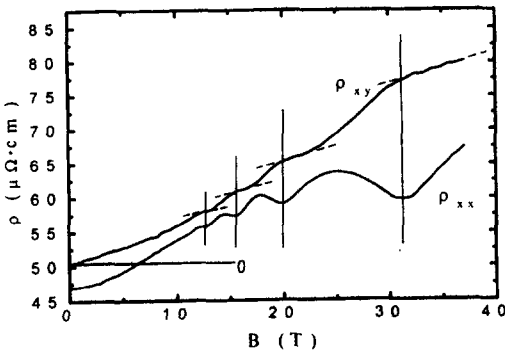


Рис.4. Зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} (отсчитывается от нуля) и поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B у $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ при $T = 4.2$ К

Таким образом, в объемных полупроводниках Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 и $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ со сложным энергетическим спектром наблюдается квантованный эффект Холла, причиной которого является наличие резервуара носителей тока, которым является примесная зона или нижняя валентная зона. Существенной особенностью эффекта является соответствие минимумов $\rho_{xx}(B)$ не середине, а началу плато $\rho_{xy}(B)$.

1. K. von Klitzing, G.Dorda, and M.Pepper, Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980).

2. D.C.Tsui and A.C.Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 550 (1981).
3. H.L.Stormer, J.P.Eisenstein, A.C.Gossard et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 85 (1986).
4. S.Hill, S.Sandhu, J.S.Qualls et al., *Phys. Rev.* **B55**, R4891 (1997).
5. U.Zeitler, A.G.Jansen, P.Wyder, and S.S.Murzin, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 4289 (1994).
6. K.Funagai, Y.Miyahara, H.Ozaki, and V.A.Kulbachinskii, In *Proc. of Intern. Conference on Thermoelectrics*, Chief Ed. T.Caillat, Pasadena, USA, March 1996, p.408.
7. V.A.Kulbachinskii, M.Inoue, S.Sasaki et al., *Phys. Rev.* **B50**, 16921 (1994).
8. V.A.Kulbachinskii, Z.M.Dashevskii, M.Inoue et al., *Phys. Rev.* **B52**, 10915 (1995).
9. В.А.Кульбачинский, Н.Е.Клокова, Я.Хорак и др., *ФТТ* **31**, 205 (1989).
10. V.A.Kulbachinskii, N.V.Brandt, P.A.Cheremnykh et al., *Phys. Stat. Sol. (b)*, **150**, 237 (1989).
11. В.А.Кульбачинский, Н.Е.Клокова, С.Я.Скипидаров и др., *Вестник МГУ, сер. 3, физика, астрономия* **30**, 68 (1989).