

ДВУМЕРНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В InSe ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Ковалюк З. Д., Лашкарев Г. В.

Исследованы гальваномагнитные свойства β -политипа InSe в области температур 1.7—300 К. Обнаружено отрицательное магнитосопротивление, объясняющееся теорией квантовых поправок к проводимости в двумерном случае. Исследован переход (при понижении температуры ниже 10 К) от слабой двумерной локализации к двумерному квантованию энергетического спектра электронов.

1. Как известно, наличие беспорядка в полупроводниках приводит к слабой локализации электронов, в результате чего электрическое сопротивление возрастает при понижении температуры [1]. Магнитное поле подавляет локализацию, что приводит к появлению отрицательного магнитосопротивления в области низких температур. В системе невзаимодействующих электронов эффект делокализации проявляется уже в области классически слабых магнитных полей, когда $\omega\tau \ll 1$. Здесь $\omega = eH/m^*c$ — циклотронная частота, m^* — эффективная масса электрона, τ — время релаксации электрона по импульсу. Для квантования энергетического спектра необходимо выполнение обратного соотношения. Поскольку, однако, в неупорядоченных системах, в которых осуществляется слабая локализация, τ обычно мало, наблюдение эффектов, связанных с квантованием энергетического спектра, или требует очень высоких магнитных полей, или принципиально невозможно вследствие того, что пороговое значение магнитного поля оказывается больше полей, при которых система переходит в ультраквантовую область. Поэтому до сих пор, насколько нам известно, переход от слабой локализации к квантованию не наблюдался. Для наблюдения такого перехода необходимо, чтобы в исследуемом веществе величина τ была, с одной стороны, достаточно мала, чтобы обеспечить локализацию, а с другой — позволила бы перейти к квантованному спектру в полях, меньших ультраквантового предела. Для этого при эффективной массе $m^* \simeq 0.1 m_0$ в полях до $\simeq 10$ Т необходимо, чтобы величина τ была $\simeq 10^{-13}$ с. Заметим, что обычно в системах со слабой локализацией τ составляет $10^{-14} \div 10^{-15}$ с.

2. В качестве объекта исследования был выбран полупроводник InSe, относящийся к классу слоистых соединений $A^{III}B^{VI}$, имеющих резко анизотропные свойства. Химическая связь в InSe смешанного типа: внутри каждого слоя связь между атомами ковалентная, межслоевая связь ван-дер-ваальсова [2]. Существует несколько модификаций InSe. В настоящей работе исследовался β -политип InSe. β -InSe имеет гексагональную решетку с чередованием атомов внутри каждого слоя в последовательности Se—In—In—Se. По рентгенографическим данным, параметры решетки $a = 4.04$ и $c = 16.94$ Å.

Монокристаллы β -политипа InSe (пространственная группа симметрии D_{6h}^4) выращивались методом Бриджмена. Образцы размерами $12 \times 2 \times 0.8$ мм вырезались из слитка алмазной пилой. Измерялась электропроводность перпендикулярно кристаллографической оси C полупроводника (ось C перпендикулярна слоям). Контакты делались по методике, опубликованной в [3]. Всего в работе исследовано 5 образцов с начальным темновым удельным сопротивлением $\rho = 60 \div 80$ Ом·см. Образцы обладали электронной проводимостью во всей области температур. С понижением температуры от комнатной до $\simeq 100$ К сопротивле-

ние незначительно уменьшалось, а далее имело «полупроводниковый» ход. На рис. 1 приведена зависимость удельного сопротивления ρ одного из образцов в логарифмическом масштабе от обратной температуры. В низкотемпературной области у всех исследованных образцов отчетливо выделяется два активацион-

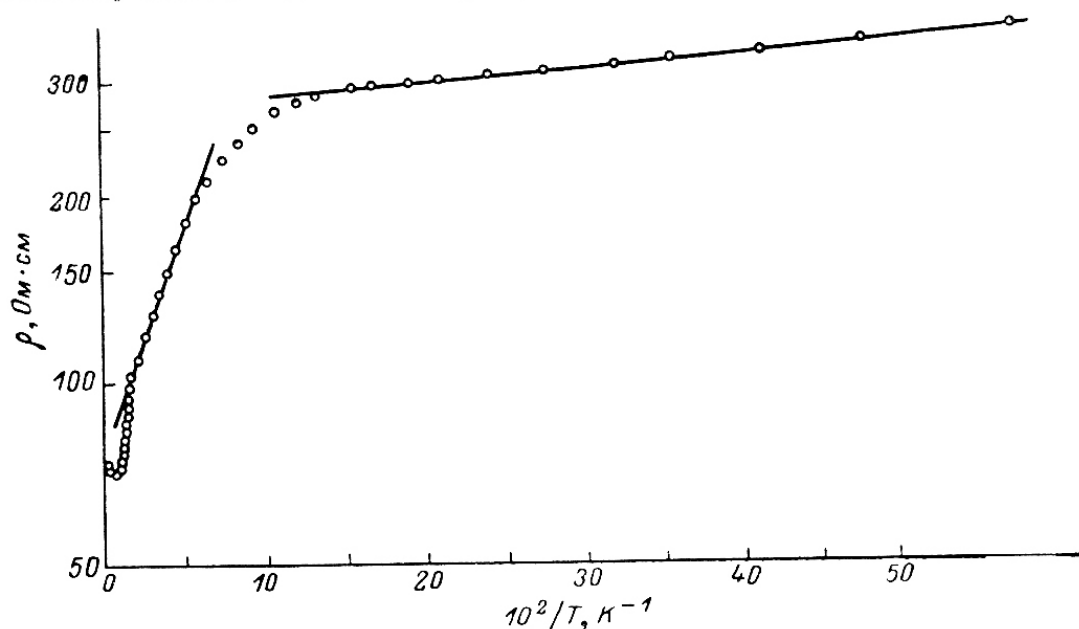


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ от обратной температуры.

ных участка: первый с энергией активации $\epsilon_a^I = 20 \div 25$ мэВ в интервале температур $70 \div 20$ К и второй с $\epsilon_a^{II} = 1 \div 3$ мэВ в интервале температур $5 \div 1.7$ К.

3. Большое положительное поперечное магнитосопротивление, наблюдающееся в InSe при температуре $30 \div 50$ К, с понижением температуры уменьшается, при определенной температуре (для каждого образца в интервале $8 \div 15$ К) практически полностью отсутствует и далее переходит в отрицательное, которое растет по абсолютной величине с понижением температуры до $4 \div 6$ К. При дальнейшем уменьшении температуры после начального отрицательного с увеличением магнитного поля появляются положительное магнитосопротивление и отчетливо выраженные осцил-

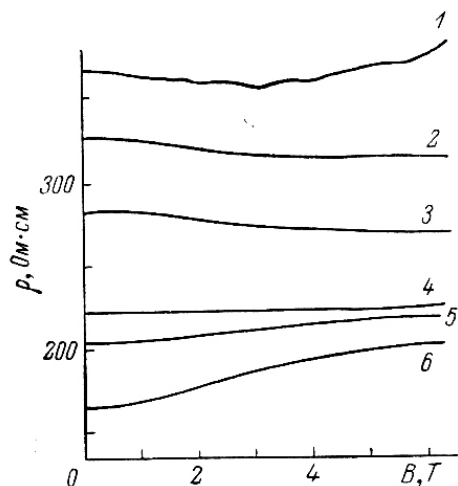


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления ρ от индукции магнитного поля B при разных температурах.

T , К: 1 — 1.8, 2 — 4.2, 3 — 6.5, 4 — 12.4, 5 — 15, 6 — 24.

ляции Шубникова—де-Гааза, которые наблюдались у всех образцов (рис. 2).

Отрицательное магнитосопротивление обладает следующими особенностями: 1) квадратично зависит от магнитного поля в слабых полях до $B \approx 0.5$ Т при $T = 4.2$ К для поперечного магнитосопротивления и $B \approx 0.8$ Т для продольного; 2) с понижением T область квадратичной зависимости уменьшается; 3) начиная с $B \approx 1.5$ Т сопротивление зависит от магнитного поля логарифмически вплоть до полей $B = 8$ Т; 4) при понижении температуры ниже 4 К наблюдается отклонение от логарифмической зависимости. Особенности магнитосопротивления при $T \leq 10$ К полностью описываются теорией квантовых поправок к проводимости в двумерном случае [1], по которой магнитосопротивление должно быть квадратичным в слабых полях и логарифмическим в сильных. Область квадра-

тичной зависимости должна расширяться с ростом температуры, что и наблюдается в эксперименте. Изменение наклона логарифмической зависимости относительного изменения сопротивления от магнитного поля с понижением температуры означает, что в данном случае необходимо учитывать не только слабую двумерную локализацию, но и взаимодействие носителей [1]. Чем ниже температура, тем в меньших магнитных полях появляется положительный вклад в магнитосопротивление и осцилляции Шубникова—де-Гааза.

4. Зависимость осциллирующей части магнитосопротивления от величины $1/B \cos \theta$, где θ — угол между направлением магнитного поля и осью C образца (т. е. от обратной величины компоненты магнитного поля, перпендикулярной слоям), приведена на рис. 3 (монотонная часть скомпенсирована). То, что кван-

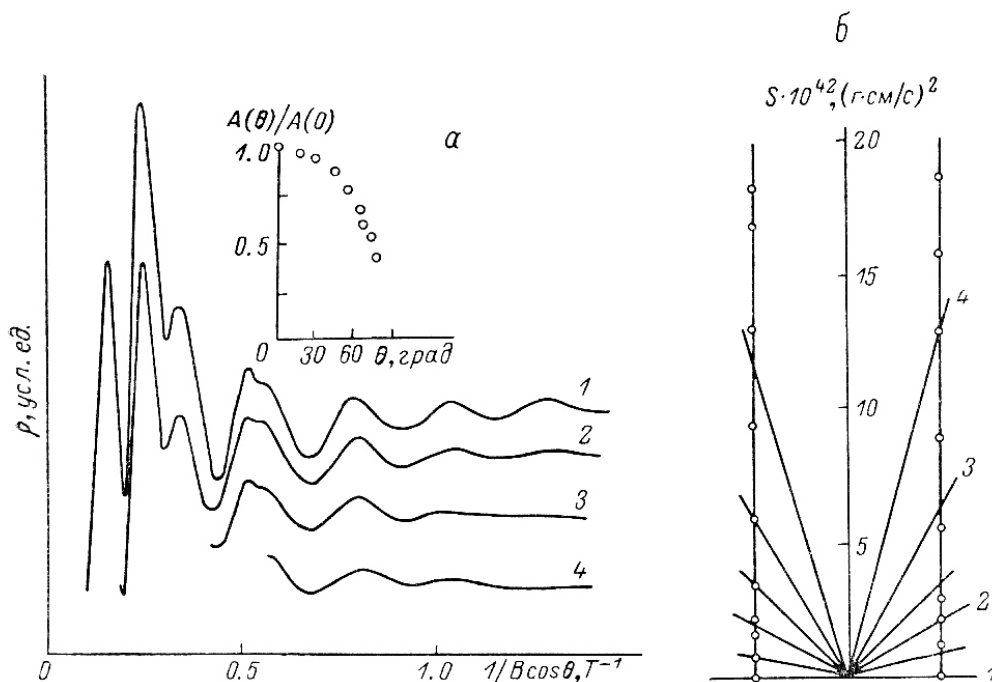


Рис. 3. Осциллирующая часть магнитосопротивления InSe в зависимости от обратной величины компоненты магнитного поля, параллельной оси C монокристалла $B \cos \theta$ при различных углах.

θ , град: 1 — 0, 2 — 54, 3 — 71, 4 — 77; α — зависимость относительного изменения амплитуды осцилляционного пика в поле $B=1.26$ Т от θ ; б — поверхность Ферми в полярных координатах; θ , град: 1 — 0, 2 — 30, 3 — 60, 4 — 75.

тование зависит только от этой компоненты магнитного поля, указывает на двумерную электронную проводимость InSe при низких температурах (угловая зависимость частоты осцилляций соответствует цилиндрической поверхности Ферми; рис. 3, б). Концентрация носителей составляет $\approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. По температурным и полевым зависимостям амплитуд осцилляций были рассчитаны также циклотронная масса носителей $m^* = (0.14 \pm 0.02) m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) и температура Дингла $T_D = (1 \pm 0.1) \text{ К}$. Величина массы совпадает с данными циклотронного резонанса [4]. Амплитуда осцилляций уменьшается с увеличением угла θ . На рис. 3, а приведена зависимость относительного изменения амплитуды осцилляционного пика, наблюдавшегося в поле $B=1.26$ Т от угла θ . Уменьшение амплитуды осцилляций Шубникова—де-Гааза скорее всего связано с особенностями энергетического спектра носителей, т. е. с тем, что поверхность Ферми представляет собой цилиндр. Этот эффект для двумерной системы рассчитан в работе [5].

Наличие монохроматических осцилляций позволило наблюдать в больших магнитных полях спиновое расщепление уровней (рис. 3). То, что это именно спиновое расщепление, подтверждается измерениями в магнитном поле, отклоненном от оси C на различные углы θ . Из экспериментальных данных следует, что отношение γ спинового расщепления к орбитальному составляет ≈ 0.32

Так как $\gamma = gm^*/2m_0$, величина g -фактора двумерных электронов в InSe $g \simeq 4.6$. Такие значения g -фактора характерны и для других двумерных систем, например GaAs—GaAlAs [6], где $g=5$. Увеличение g -фактора в двумерном электронном газе в структурах GaAs—GaAlAs связывается с усилением обменного взаимодействия электронов, что, по всей видимости, характерно и для двумерных электронов в InSe.

Л и т е р а т у р а

- [1] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. Об аномальном магнитосопротивлении в полупроводниках. — ЖЭТФ, 1980, т. 81, в. 8, с. 768—783.
- [2] McCann J. B., Murray R. B. — J. Phys. C, 1977, v. 10, N 8, p. 1211—1216.
- [3] Демчина Л. А., Ковалюк З. Д., Минтянский И. В. Изготовление омических контактов к слоистым монокристаллам типа $A^{III}B^{VI}$. — ПТЭ, 1980, № 2, с. 219—220.
- [4] Kress-Rogers E., Hopper G. F., Nicholas R. J., Hayes W., Portal J. C., Chevy A. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1983, v. 16, N 11, p. 4285—4295.
- [5] Брандт Н. Б., Давыдов В. Н., Кульбачинский В. А., Никитина О. М. Амплитудные особенности эффекта Шубникова—де-Гааза у соединений внедрения в графит акцепторного типа. — ФНТ, 1986, т. 12, в. 12, с. 1281—1284.
- [6] Englert Th., Tsui D. C., Gossard A. C., Uihlein Ch. — Surf. Sci., 1982, v. 113, N 1-3, p. 295—300.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получена 8.10.1986
Принята к печати 20.10.1986