

# МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ЛЕГИРОВАННЫХ ОЛОВОМ ПЛЕНОК ОКСИДА ИНДИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Лысоченко С.В., Ищук Л.В., Жарких Ю.С., Третьяк О.В.

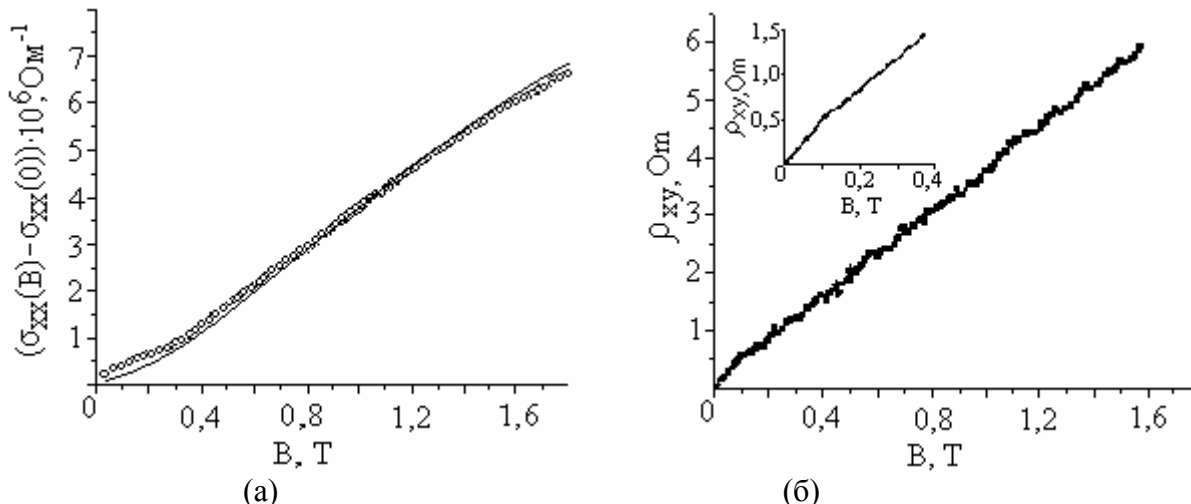
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
радиофизический факультет  
Украина, Киев – 01033, Владимирская 64.

*Вступление.* В работе представлены результаты гальваномагнитных исследований переноса двумерных (2D) электронов в тонких пленках сильнолегированного оловом  $\text{In}_2\text{O}_3$  (ИТО от indium-tin oxide) при температуре жидкого гелия. В таких пленках с металлическим характером проводимости и слабой неупорядоченностью возможно изучение квантовых и спинзависимых эффектов, имеющих фундаментальное значение для теории проводимости. Наряду с этим, пленки ИТО находят широкое применение в технике, в том числе полупроводниковых преобразователях солнечной энергии, благодаря уникальной комбинации их свойств – большой электропроводности и прозрачности в видимой области спектра.

*Экспериментальные образцы.* Пленки ИТО, предназначенные для измерений ЭДС Холла, наносились на стеклянные подложки методом магнетронного распыления. Концентрация примеси олова составляла 11%. Толщина пленок  $d \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см. Особенности кристаллической структуры пленок и технология их изготовления более подробно описана в [1].

*Температурная зависимость проводимости.* Исследуемые пленки обладали слабой зависимостью проводимости от температуры в интервале  $T=(4,2-300)\text{K}$ , характерной для проводимости вырожденного газа электронов. Учитывая достаточно большую глубину залегания примесного уровня олова  $\sim(0,02-0,04)\text{eV}$  и их высокую концентрацию, можно было считать, что зона проводимости перекрывалась с уширенными уровнями примеси. Расчетное положение уровня Ферми в зоне проводимости составляло  $0,18\text{eV}$ .

*Аномальное магнитосопротивление (АМС).* При  $T=4,2\text{K}$  в исследованных пленках ИТО было впервые обнаружено отрицательное магнитосопротивление обеих компонент тензора поверхностного сопротивления  $\rho_{ik}$ .



На рис. (а) показана экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная линия) кривые зависимости величины продольной магнитопроводимости  $\sigma_{xx}(B) - \sigma_{xx}(0)$  от поля  $B$ . Величина классического магнитосопротивления была пренебрежимо малой. Экспериментальные

значения АМС продольной компоненты сравнивались с теорией квантовых поправок к проводимости, в которой учитывается квантовая интерференция электронных волн [2,3]. Расчет проводился по формулам работы [2] для невзаимодействующих 2D электронов. Подгоночным параметром теории являлось время релаксации фазы волновой функции  $\tau_\phi$ , величина которого составила  $2 \cdot 10^{-9}$  с. На рис. (б) представлена магнитополевая зависимость холловского магнитосопротивления  $\rho_{xy}(B)$  (на вставке в увеличенном виде). График зависимости  $\rho_{xy}(B)$  изменяет свой начальный наклон и не является прямой линией, что должно было бы иметь место в исследованной области изменений  $B$  ( $\mu B \ll 1$ ). При  $B \sim 0,1$  Т наклон зависимости  $\rho_{xy}(B)$  имеет точку перегиба, а прямая  $\rho_{xy}(B)$  в области полей  $B \approx (0,1-1,6)$  Т не имеет продолжения в точку с координатами  $x, y = 0$ . Величина холловского АМС рассчитывалась по формуле  $\rho_{xy}(B) - \rho_{xy}(0)$ , где  $\rho_{xy}(0) = B/e\Gamma_0$ , а  $\Gamma_0$  концентрация, определенная по наклону  $\rho_{xy}(B)$  при  $B \rightarrow 0$ . Относительное значение холловской компоненты АМС в несколько раз превышало соответствующую величину продольной компоненты АМС, что противоречит выводам работ [2,3].

*Холловская подвижность и концентрация электронов.* Расчитанные по формулам для классического эффекта Холла холловские подвижность  $\mu_h(B) \approx (8-10)10^{-4} \text{Т}^{-1}$  и концентрация  $\Gamma(B) \approx (1,4-1,7)10^{14} \text{см}^{-2}$  зависели от магнитного поля (условие  $\mu B \ll 1$  выполнялось для всех значений  $B$ ) и плавно изменялись в указанных пределах при увеличении  $B$  от 0,02 Т до 1,6 Т. Оценка теоретического значения подвижности в борновском приближении, при условии сильного вырождения 2D газа электронов  $\mu_t = \varepsilon^2 \hbar \Gamma / \pi e^4 (m^*)^2 N \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{Т}^{-1}$ , где  $N$  концентрация заряженных центров [4]. С возрастанием индукции  $B$  значение  $\mu_h$  приближалось к  $\mu_t$ . Качественно соотношение между  $\mu_h > \mu_t$  свидетельствовало о доминировании рассеяния электронов на заряженных центрах, так как в противоположном случае, для соответствия расчета и эксперимента необходим был бы учет дополнительных механизмов рассеяния.

Количественное расхождение между  $\mu_h$  и  $\mu_t$ , а также отмеченное выше несоответствие обнаруженного холловского АМС теории, можно объяснить той ролью, которую играет квантовая интерференция в исследованных пленках ИТО. Оценив время релаксации по импульсу  $\tau_p = \mu_h m^* / e \approx 2 \cdot 10^{-15}$  с можно определить отношение  $\tau_\phi / \tau_p \approx 10^6$ . Такое соотношение между  $\tau_p$  и  $\tau_\phi$  свидетельствует о сильном доминировании упругих взаимодействий (рассеяние на кулоновских центрах) над неупругими. Вследствие этого становится возможной когерентная интерференция с участием нескольких центров рассеяния, приводящая к увеличению степени локализации. В этом случае холловские и  $\mu_h$  и  $\Gamma$  могут отличаться от реальных существующих в образце, а интерпретация холловских данных затруднена [5]. Подтверждением этому может служить зависимость  $\mu_h(B)$ . С возрастанием индукции  $B$  степень локализации электронов уменьшается и экспериментальное значение  $\mu_h$  приближается к расчетному  $\mu_t$ .

- [1] В.Н.Добровольский, Л.В. Ищук, Г.К.Нинидзе. Неорганические материалы. 8, 1321, (1989).  
 [2] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ. 81, 768, (1981).  
 [3] А.Г. Грошев, С.Г. Новокшенов. ФТТ. 42, 1322, (2000).  
 [4] Ю.С. Жарких, С.В. Лысоченко. Письма в ЖЭТФ. 35, 204, (1982).  
 [5] Л.Н. Абесонова, В.Н. Добровольский, Ю.С. Жарких, О.С. Фролов, А.Я. Шик. ФТП. 10, 395, (1976).