

ПРИРОДА АНИЗОТРОПИИ ПРОВОДИМОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В СЛОИСТОМ СЕЛЕНИДЕ ИНДИЯ

Г.Л.Беленький, Н.А.Абдуллаев, В.Н.Зверев,
В.Я.Штейншрайбер

Показано, что существует температурная область, в которой поперечная слоям проводимость в InSe обусловлена прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка, а проводимость вдоль слоев осуществляется по протяженным состояниям зоны проводимости. Обсуждается модель, способная объяснить такую необычную ситуацию.

Теория прыжковой проводимости однородных кристаллов не допускает существенной анизотропии проводимости ¹. Большое значение анизотропии проводимости было достигнуто в пластически деформированных образцах Ge ², когда в двух взаимноперпендикулярных направлениях проводимость определялась, с одной стороны законом Мотта, с другой — примесной зоной, обусловленной "собираением" примесей на дислокации. В связи со сказанным представлялось интересным выяснить природу низкотемпературной анизотропии проводимости слоистых полупроводников группы A^3B^6 , величина которой $\sigma_{\parallel} / \sigma_{\perp} \approx 10^2 - 10^5$ не может быть объяснена в рамках имеющихся представлений о зонной структуре этих кристаллов ³ (здесь и далее значки \parallel и \perp указаны относительно плоскости слоя).

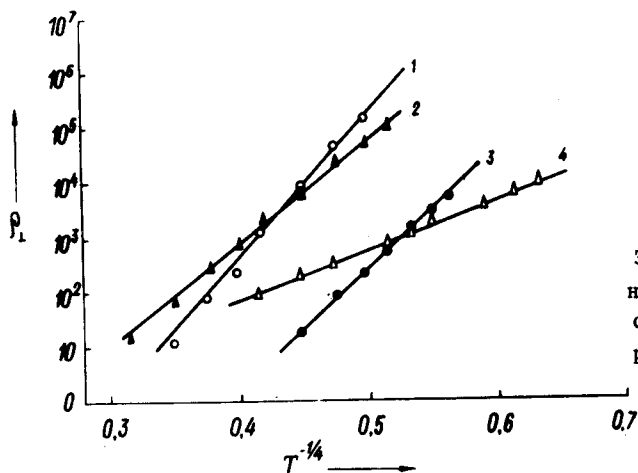
Для решения вопроса о природе анизотропии проводимости слоистых кристаллов необходимо располагать данными о низкотемпературном ходе зависимостей $\rho_{\parallel}(T)$ и $\rho_{\perp}(T)$. Такие данные для кристаллов группы A^3B^6 отсутствуют из-за сложности проведения указанных экспериментов, связанных с высоким омическим сопротивлением слоистых полупроводников и, что главное, необходимостью использовать специальные методы для изучения температурных зависимостей $\rho_{\parallel}(T)$, $\rho_{\perp}(T)$ в случае сильной, меняющейся с температурой, анизотропией образца. В настоящей работе, для измерения удельного сопротивления ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} образцов селенида индия была использована четырехзондовая методика ⁴. Полученные результаты обрабатывались согласно ⁴ в рамках допущения о точечности потенциальных электродов и бесконечности образца в плоскости \perp оси c . Экспериментальные возможности позволяли проводить измерения в интервале температур 10 – 300 К, значения сопротивлений $R < < 10^6$ Ом измерялись с точностью не хуже 10%. Зависимости $\rho_{\perp}(T)$ и $\rho_{\parallel}(T)$ проявляли высокотемпературную особенность, которая была обнаружена ранее и обусловлена сменой механизма рассеяния от фононного (на гомополярных оптических фонах) к примесному ⁵ и проявлением температурной зависимости концентрации электронов подобно тому, как это имеет место в p -Ge ⁶. Зависимость $\rho_{\parallel}(T)$ для всех исследованных образцов содержала высокотемпературный (обычно 150 – 20 К) экспоненциальный участок $\rho_{\parallel} = \rho_{110} \exp(\epsilon_1/kT)$, а при более низких температурах претерпевала насыщение. Величина ϵ_1 для разных образцов отличалась и лежала в пределах 10–30 мэВ, что совпадает с данными ⁵.

Особый интерес представляло изучение вида зависимости $\rho_{\perp}(T)$. Для абсолютного большинства исследованных кристаллов InSe, эта зависимость в достаточно широком температурном интервале описывается известным выражением Мотта:

$$\rho_{\perp} = \rho_{10} \exp(T_0/T)^{1/4}, \quad T_0 = \beta/kg(\mu)a^3,$$

здесь β – число, зависящее от размерности задачи, k – постоянная Больцмана, $g(\mu)$ – плотность локализованных состояний на уровне Ферми (ϵ_F), а a – радиус состояний с энергией близкой к ϵ_F ¹. Рисунок демонстрирует выполнение закона Мотта для образцов из различных технологических партий. Проведенный методом наименьших квадратов анализ экспериментальных данных всех образцов показал, что наименьшее среднеквадратичное отклоне-

ние (Δ) от прямой $\rho_{\perp} = \rho_{\perp 0} \exp(T_0/T)^x$ ($x = 1/2; 1/3; 1/4$) достигается при $x = 1/4$. Например, для образца № 9 (см. рисунок) оказалось $\Delta_{1/4} = 0,066$, $\Delta_{1/3} = 0,090$, $\Delta_{1/2} = 0,136$. Таким образом, существует температурный интервал, внутри которого перенос зарядов поперек слоев селенида индия осуществляется путем перескоков электронов между локализованными состояниями, энергия которых расположена в сужающейся с понижением температуры полосе энергий вблизи уровня Ферми, лежащего в области локализованных состояний. Область температур, в которой такой механизм поперечной слоям проводимости превалирует, различается в разных образцах. Кристаллы селенида индия, подвергнутые термическому отжигу, обладающие меньшей анизотропией сопротивления, обычно демонстрируют моттовскую проводимость в низкотемпературной области при $T \leq 50$ К (см. рисунок, образцы 1 и 2).



Зависимости $\lg \rho_{\perp} = f(T^{-1/4})$ для различных образцов InSe: 1, 2 – неотожженные образцы № 3 и 9; 3, 4 – отожженные образцы № 1 и 2

Принципиальным для понимания природы анизотропии проводимости в слоистых кристаллах является то необычное обстоятельство, что прыжковая проводимость поперек слоев кристалла InSe осуществляется при той же температуре, при которой вдоль слоев (σ_{\parallel}) имеет место обычная зонная проводимость. Следует утверждать, что полученные в настоящей работе данные, как и наличие сильной анизотропии проводимости слоистых полупроводников в целом, не могут быть объяснены в рамках представлений об однородном образце. В качестве возможной модели, способной объяснить экспериментальные данные, рассмотрим слоистый кристалл, содержащий области разупорядочения слоев. Внутри таких областей, во всех направлениях, перенос заряда осуществляется только по локализованным состояниям. Каждая такая область имеет конечный размер d вдоль оси c , распространяется по всей площади образца вдоль его слоев и ответственна за величину ρ_{\perp} и ее температурную зависимость. В то же время величина σ_{\parallel} определяется существованием областей с упорядоченным расположением слоев в плоскости оси c от контакта к контакту. Перенос заряда на этих участках осуществляется по протяженным (зонным) состояниям. В рамках такой модели приведенные выше экспериментальные результаты позволяют оценить величину d . Максимальная длина прыжка R_c при самых низких температурах T_{\min} , при которых еще выполняется закон Мотта, может быть оценена из простых соображений¹: $R_c/a = (3/8)(T_0/T)^{1/4}$. Выбирая для оценок в качестве радиуса состояния величину боровского радиуса экситона в InSe — 50 Å и принимая $\beta = 21$, можно вычислить значение плотности локализованных состояний $g(\mu)$ и величину R_c в InSe. Для типичных образцов эти данные приведены в таблице. Для того, чтобы области неупорядочения могли бы быть ответственны за моттовскую проводимость, должно выполняться условие $d \geq (4 \div 5)R_c$. Принимая во внимание данные таблицы следует считать справедливым неравенство $d \geq 1500 - 3000$ Å. Суще-

вание указанных неоднородностей не может влиять на результаты электрических измерений, если размеры электродов превышают десятки микрон.

№№ образцов	T_0 , К	g (μ) $\text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	$T_{\text{мин}}$, К	R_c , А
1	$6,7 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^{17}$	10	532
2	$2,1 \cdot 10^5$	$8,1 \cdot 10^{18}$	6	258
3	$1,9 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^{17}$	16	615
9	$3,6 \cdot 10^6$	$5,3 \cdot 10^{17}$	16	409

Полученные в настоящей работе результаты противоречат высказанным в ⁷ теоретическим соображениям о возможности одномерной локализации в трехмерном кристалле на примере слоистого полупроводника, поскольку в этом случае должна иметь место зависимость $\rho_{\perp} = \rho_{10} \exp(T_0/T)^{1/2}$, что экспериментально не наблюдается.

Авторы благодарят А.Л.Эфроса, советы которого определили направление данной работы, и А.Р.Гаджиева и И.С.Шлимака за полезное обсуждение.

Литература

1. Шкловский Б.М., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979.
2. Кляцкин И.В., Кожух М.Л., Рыбкин С.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 268.
3. Бельский Г.Л., Стопачинский В.Б. УФН, 1983, 140, 233.
4. Schnobel P. Zeits. Angew. Phys., 1967, 22, 136.
5. De Blasi C., Micocci G., Rizzo A., Tepore A. Phys. Rev. B, 1983, 27, 198.
6. Мотт Н., Туз У. УФН, 1963, 79, 691.
7. Maschke K., Overhof H. Phys. Rev. B., 1977, 15, 2058.

Институт физики
Академии наук Азербайджанской ССР

Поступила в редакцию
11 февраля 1988 г.