

©1993

ВЛИЯНИЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ НА МЕХАНИЗМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ В СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ InSe

Н.А.Абдуллаев, А.Д.Сардарлы, Р.А.Сулейманов

Исследовано влияние γ -облучения на температурную зависимость удельного сопротивления и магнитосопротивления слоистого полупроводника InSe в интервале температур 1.3–300 К и магнитных полей до 60 кЭ. Обнаружено существенное изменение характера зависимости $\rho(T)$ и $\Delta R(H)/R$ в результате облучения. Полученные результаты могут быть объяснены на основе модели, рассматривающей InSe как квазидвумерный разупорядоченный кристалл.

В последние годы значительно возрос интерес к исследованиям электронных явлений в слоистых структурах, стимулированный возможностью наблюдения в таких структурах низкоразмерных эффектов.

К кристаллам со слоистой структурой относятся монокристаллы группы A^3B^6 . Уже первые исследования электропроводимости InSe [1], так же как и GaS, GaSe [2–5], выявили существенную анизотропию проводимости этих кристаллов. Величина отношений проводимостей в плоскости слоев и в направлении, перпендикулярном слоям, достигала значений $10^2 - 10^5$ и роста с понижением температуры. Эти данные усилили интерес к этим кристаллам в свете вышеизложенного.

Дальнейшие эксперименты [6] показали, что эффективная масса электронов в InSe в направлении, перпендикулярном слоям $m_{\perp} = 0.08m_e$, оказывается даже меньшей, чем в плоскости слоев $m_{\parallel} = 0.13m_e$. В [7,8] указывается на то, что электронные состояния, формирующие край фундаментального поглощения монокристаллов A^3B^6 , практически трехмерны. Таким образом, в рамках чистого бездефектного кристалла существенная анизотропия проводимости объяснению не поддавалась.

Для объяснения анизотропии проводимости этих кристаллов впервые авторами [9,10] было предположено, что характерные для слоистых кристаллов плоские дефекты стыковки слоев существенно ограничивают подвижность носителей при переносе заряда перпендикулярно слоям, практически не влияя на подвижность в плоскости слоев. В [11] полагалось, что плоские дефекты действуют как ловушки для примесных атомов, концентрируя их вокруг себя, формируя своеобразные электронные аккумуляционные слои. Таким образом, предложенная в [9,10] модель кристалла с плоскими дефектами стыковки слоев позволяла объяснить не только анизотропию проводимости, но и существование двумерного электронного газа в InSe при низких температурах, приводящего к наблюдению

в InSe двумерных осцилляций Шубникова-де Гааза [6,12] и квантового эффекта Холла [13].

Авторы [10,14] предложили для переноса заряда поперек слоев одномерный прыжковый механизм, согласно которому перенос электронов перпендикулярно слоям осуществляется путем одномерных прыжков электронов по локализованным состояниям. Детальные экспериментальные исследования температурных зависимостей удельных сопротивлений монокристаллов InSe в плоскости слоев и перпендикулярном направлении [15] показали, что с достаточно высокой точностью в широком интервале температур для перпендикулярного слоям направления выполняется соотношение Мотта $\rho_{\perp} = \rho_{\perp,0} \exp(T_0/T)^{1/4}$. Это свидетельствует о том, что перенос зарядов поперек слоев определяется главным образом механизмом трехмерных прыжков электронов между локализованными состояниями. Принципиально важным является то, что в том же температурном интервале проводимость в плоскости слоев осуществляется по протяженным состояниям, т.е. имеет место обычная зонная проводимость. Эти данные с учетом значительной анизотропии проводимости в InSe позволили авторам [15] выдвинуть модель кристалла, содержащего наряду с "нормальными" области разупорядочения слоев. Внутри таких областей перенос заряда во всех направлениях осуществляется только по локализованным состояниям. Такая модель объясняет высокую анизотропию проводимостей и выполнение соотношения Мотта для направления, перпендикулярного слоям.

Проведенный выше анализ исследований электропроводимости монокристаллов InSe показывает, насколько велика роль дефектов в понимании механизма переноса зарядов в различных направлениях. Поэтому особый интерес представляют искусственное введение дефектов и изучение их влияния на электропроводность InSe. Одним из методов введения дефектов в кристаллы является их облучение γ -квантами.

В настоящей работе приводятся результаты исследований влияния различных доз облучения γ -квантами на электропроводность монокристаллов InSe в направлениях, параллельном и перпендикулярном плоскости слоев в широкой области температур. Изучено также магнитосопротивление облученных образцов.

1. Методика и результаты эксперимента

Образцы монокристаллов InSe *n*-типа готовились в виде прямоугольных пластин толщинами 0.1–1 мм. Образцы были подвергнуты двум дозам облучения: 12 и 42 Мрад. В качестве источника γ -излучения использовался Co^{60} .

Удельное сопротивление монокристаллов InSe определялось четырехзондовым методом [16], который применим для тонких анизотропных пластин. С обеих сторон пластин припаивались по два индиевых контакта. Омичность контактов контролировалась при различных температурах. Измерения проводились в переменных электрических полях напряженностью 1–10 В/см, частотой 20.5 Гц с использованием селективных методик.

При исследовании магнитосопротивления все четыре контакта (два — токовых, два — потенциальных) наносились на одну плоскость пластины. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом и достигало значений 60 кЭ. Во всех экспериментах магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости пластин, а следовательно, и направлению тока.

Температура при исследованиях менялась в интервале от 300 до 1.3 К.

На рис. 1–3 приведены температурные зависимости удельного сопротивления необлученного и облученного InSe в перпендикулярном (ρ_{\perp}) и параллельном (ρ_{\parallel}) плоскости слоев направлениях в области температур 1.3–300 К. Общим для

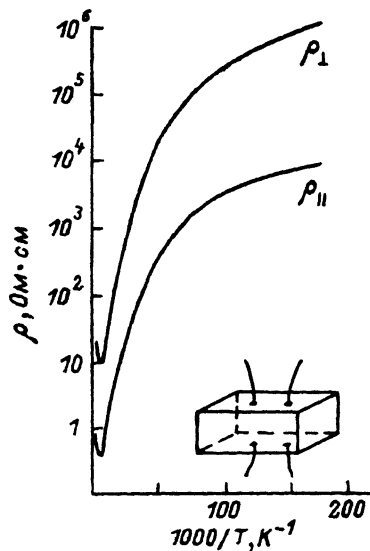


Рис. 1. Температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} необлученных образцов InSe.

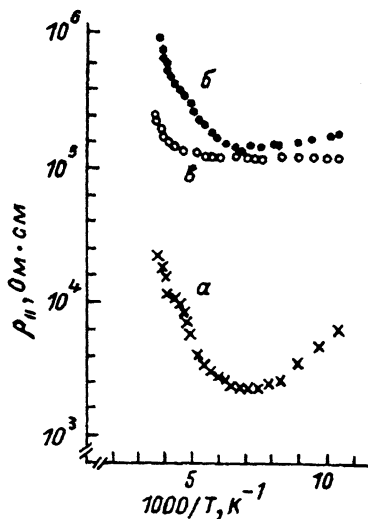


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ_{\parallel} InSe в области температур 300–80 К.

а — необлученный образец; б, в — облученный γ -квантами дозой 12 и 42 Мрад.

всех рисунков является наличие высокой, почти не меняющейся с температурой и облучением, анизотропии удельного сопротивления. Облучение γ -квантами, как видно из рис. 2, 3, существенно меняет как величины, так и характер температурных зависимостей удельных сопротивлений.

На рис. 4 приведены полевые зависимости магнитосопротивления и концентрации холловских носителей в образце, облученном дозой 42 Мрад, при температурах 4.2 и 1.3 К. Для обеих кривых магнитосопротивления характерно первоначальное положительное магнитосопротивление (ПМС), которое по мере увеличения напряженности магнитного поля становится отрицательным (ОМС). С уменьшением температуры изменение знака магнитосопротивления происходит при более слабых полях. Максимальная величина ОМС увеличивается по мере уменьшения температуры.

2. Обсуждение результатов

Анализ температурных зависимостей удельных сопротивлений необлученных кристаллов InSe (рис. 1 и 2, а) для обоих направлений приводит к следующим результатам. В области высоких температур $180 \text{ К} \leq T \leq 300 \text{ К}$ величины удельных сопротивлений в обоих направлениях уменьшаются с понижением температуры согласно зависимости $\rho \sim T^{3/2}$. При этих температурах в кристаллах InSe практически все примеси ионизованы и температурная зависимость удельных сопротивлений обусловлена изменением подвижности носителей заряда вследствие их рассеяния на гомополярных оптических фононах [17,18].

При дальнейшем понижении температуры ($T \leq 150 \text{ К}$) величина ρ_{\parallel} , достигнув минимума, начинает возрастать вследствие уменьшения концентрации свободных носителей при активационном “вымораживании” примесных электронов с энергией активации 10–30 мэВ. При более низких температурах ($T < 50 \text{ К}$) зависимость $\rho_{\parallel}(T)$ обусловлена прыжковой проводимостью по примесным состояниям с энергией активации 1–2 мэВ.

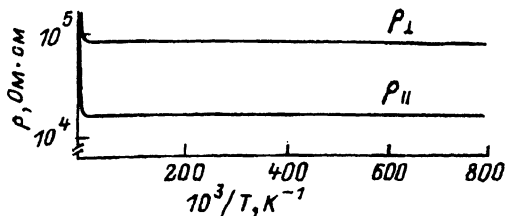


Рис. 3. Температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} InSe, облученного дозой 42 Мрад.

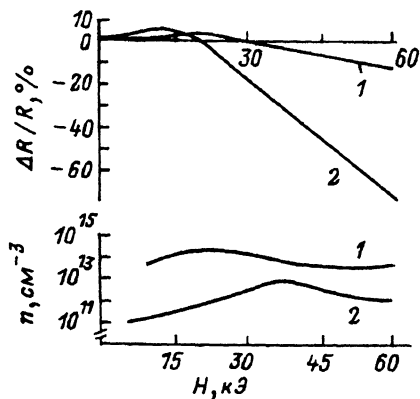


Рис. 4. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta R(H)/R$ и холловской концентрации носителей в InSe, облученном дозой 42 Мрад, при $T = 4.2$ (1) и 1.3 К (2).

Для зависимости $\rho_{\perp}(T)$ в широкой области температур ниже 100 К выполняется соотношение Мотта: $\rho_{\perp} = \rho_{\perp,0} \exp(T_0/T)^{1/4}$ [15]. Это свидетельствует о том, что перенос зарядов поперек слоев определяется главным образом механизмом прыжков электронов по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка.

После облучения происходят следующие изменения в $\rho(T)$.

1) Начальное уменьшение удельных сопротивлений с понижением температуры по закону $\rho \sim T^{3/2}$ меняет свой функциональный вид. Это может быть объяснено тем, что существенными становятся механизмы рассеяния на дефектах и примесях. Одновременно с этим более чем на порядок увеличиваются сами величины удельных сопротивлений ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} (рис. 2).

2) Существенным является тот факт, что с изменением дозы облучения на кривой $\rho_{\parallel}(T)$ постепенно исчезает участок активационной примесной проводимости ($50 \text{ K} < T < 150 \text{ K}$). Из рис. 2 видно, что при дозе облучения 12 Мрад энергия активации существенно уменьшается, а после дозы облучения 42 Мрад активационная область практически исчезает.

В данном случае, по-видимому, реализуется ситуация, при которой подвижность носителей в зоне проводимости вследствие большой дозы облучения и создания большого количества дефектов настолько падает по величине, что доминирующим становится ток носителей, перемещающихся по примесным состояниям. В этом случае должна наблюдаться малая по величине, почти безактивационная проводимость.

Для получения дополнительной информации о механизме переноса носителей в облученных образцах было проведено исследование поперечного магнитосопротивления (рис. 4). Поскольку при получении магнитного поля использовался сверхпроводящий соленоид, магнитосопротивление образцов исследовалось при температурах ниже гелиевых. При температуре 4.2 К, как видно из рис. 4 (кривая 1), магнитосопротивление сначала положительно, а с превышением значений 30 кЭ становится отрицательным, не достигая насыщения (при $H = 60 \text{ кЭ}$ $\Delta R(H)/R \sim -10\%$). Понижение температуры до 1.3 К не изменяет характера полевой зависимости (рис. 4, кривая 2). При этом точка пересечения кривой с осью абсцисс смещается в сторону низких полей, а величина максимального

ОМС, по-прежнему не достигая насыщения, существенно увеличивается (при $H = 60$ кЭ $\Delta R(H)/R \sim -70\%$).

Подчеркнем, что поведение магнитосопротивления в необлученных образцах InSe [19] существенно отличается от описанного выше. В необлученных образцах InSe (рис. 2, [19]) магнитосопротивление является отрицательным при относительно слабых полях, затем растет с ростом поля, оставаясь положительным. Особый интерес представляет тот экспериментальный факт, что столь различное поведение магнитосопротивления наблюдалось и в других слоистых кристаллах в зависимости от качества полученных образцов [20,21]. Так, авторами [21] экспериментально показано, что понижение температуры синтеза, равно как и температуры последующей тепловой обработки образцов в процессе выращивания графитов, приводит к существенному изменению поведения магнитосопротивления, аналогичного описанному выше для необлученных и облученных образцов InSe. В то же время из рентгенографических исследований графитов выявлено, что указанные технологические изменения приводят к увеличению межслоевых расстояний, повышая, таким образом, по мнению авторов [21], степень "двумерности" графитов.

ПМС на начальных участках полевой зависимости магнитосопротивления (рис. 4) обусловлено классическим "лоренцовским" механизмом ($\Delta R(H)/R \sim H^2$). Особо остановимся на факте ОМС. Низкотемпературные исследования выявили поперечное ОМС у большого количества полупроводников, а также в металлических и диэлектрических пленках. Необходимо отметить, что ОМС имеет место либо вследствие увеличения концентрации носителей при приложении магнитного поля, либо вследствие возрастания подвижности носителей. Исследования эффекта Холла, проведенные нами при температурах 1.3 и 4.2 К, показывают (рис. 4), что концентрация свободных носителей с магнитным полем практически не меняется и не может приводить к наблюдаемым значениям ОМС.

В полупроводниках при низких температурах ОМС наблюдается как при проводимости по примесной зоне [22,23], так и в режиме прыжковой проводимости [24,25]. При низких температурах возможно появление ОМС вследствие эффекта подавления магнитным полем квантовых локализационных поправок к проводимости [26]. Не вдаваясь в подробный анализ указанных выше механизмов, приводящих к ОМС, подчеркнем, что в большинстве случаев абсолютная величина ОМС не превышает нескольких процентов.

В работе [27] показано, что существенного роста величины ОМС можно достичь в рамках механизма [26], учитывая квантовые локализационные поправки к проводимости в квазидвумерном, слабо разупорядоченном кристалле. Поскольку исследованные нами слоистые кристаллы InSe являются по своей структуре наиболее близкими к рассмотренной в [27] модели, можно в качестве предположения выдвинуть механизм [26] для объяснения больших ОМС, наблюдающихся в InSe.

Отметим в заключение, что для исчерпывающего объяснения описанных выше фактов необходимы детальный теоретический анализ и дальнейшие экспериментальные исследования. Вместе с тем полученные результаты указывают на существенную роль реальной кристаллической структуры слоистых кристаллов, образовавшейся в результате выбора того или иного режима синтеза, тепловой и радиационной обработки кристаллов на характер проводимости вдоль и поперек слоев.

Список литературы

- [1] Atakishiev S.M., Akhundov G.A. // *Phys. Stat. Sol.* 1969. V. 32. P. K33-K36.
- [2] Fivas R., Mooser E. // *Phys. Rev.* 1967. V. 163. N 3. P. 743-755.
- [3] Tredgold R.H., Clark A.C. // *Sol. St. Com.* 1969. V. 7. N 21. P. 1519-1520.
- [4] Kipperman A.H.M., Reyenenbourg A.I., van der Dries G.A.M. // *Proceedings of the XX International Conference on Semiconductors.* Cambridge, Mass., 1970.
- [5] Angelli V., Manfredotti C., Murri R., Rizzo A., Vasanelli L. // *Nuovo Cimento.* 1978. V. 47B. N 1. P. 101-113.
- [6] Kress-Rogers E., Nicholas R.J., Portal J.C., Chevy A. // *Sol. St. Com.* 1982. V. 44. N 3. P. 379-383.
- [7] Schluter M. // *Nuovo Cimento.* 1973. V. 13B. № 2. P. 313-360.
- [8] Беленький Г.Л., Стопачинский В.Б. // *УФН.* 1983. Т. 140. № 2. С. 233-270.
- [9] Maschke K., Schmid Ph. // *Phys. Rev. B.* 1975. V. 12. N 10. P. 4312-4315.
- [10] Maschke K., Overhof H. // *Phys. Rev. B.* 1977. V. 15. N 4. P. 2058-2061.
- [11] Houdy Ph., Maurice J.L., Besson J.M., Lowal J.Y., Chevy A., Gorohov F. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. N 12. P. 5267-5271.
- [12] Беленький Г.Л., Годжаев М.О., Зверев В.Н. // *Письма в ЖЭТФ.* 1986. Т. 43. № 12. С. 594-597.
- [13] Беленький Г.Л., Выродов Е.А., Зверев В.Н. // *ЖЭТФ.* 1988. Т. 94. № 12. С. 276-282.
- [14] Khater A., Balkanskii M., Julien C., Weber M. // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. N 14. P. 8278-8281.
- [15] Беленький Г.Л., Абдуллаев Н.А., Зверев В.Н., Штейншрайбер В.Я. // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 47. № 10. С. 498-500.
- [16] Schnobel P. // *Zeits. Angew. Phys.* 1967. V. 22. P. 136-140.
- [17] Fivas R.C., Schmid Ph.E. // *Optical and Electrical Properties.* V. 4. / Ed P.A.Lee, D.Reidel. Publishing Company, Holland, 1976.
- [18] Segura A., Porner F., Cantarero A., Krause W., Chevy A. // *Phys. Rev. B.* 1984. V. 29. N 10. P. 5708-5717.
- [19] Брандт Н.Б., Кульбачинский В.А., Ковалюк З.Д., Лашкарев Г.В. // *ФТП.* 1987. Т. 21. № 6. С. 1001-1004.
- [20] Kobayashi N., Muto Y. // *Sol. St. Com.* 1979. V. 30. N 6. P. 337-340.
- [21] Yazawa K. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1969. V. 26. N 6. P. 1407-1419.
- [22] Toyozawa Y. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1962. V. 17. N 6. P. 986-1004.
- [23] Мирзабаев М., Тучкевич В.М., Шмарцев Ю.В. // *ФТТ.* 1963. Т. 5. № 6. С. 1625-1629.
- [24] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Хмельницкий Д.Е. // *Письма в ЖЭТФ.* 1982. Т. 36. № 5. С. 157-160.
- [25] Tremblay F., Pepper M., Ritchie D., Peacock D.C., Frost J.E.F., Jones G.A.C. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. N 11. P. 8059-8061.
- [26] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Хмельницкий Д.Е., Ларкин А.И. // *ЖЭТФ.* 1981. Т. 81. № 2. С. 768-783.
- [27] Нахмедов Э.П., Пригодин В.Н., Фирсов Ю.А. // *Письма в ЖЭТФ.* 1986. Т. 43. № 12. С. 575-578; *ФТТ.* 1987. Т. 29. № 7. С. 2014-2026.

Институт физики
АН Азербайджана

Поступило в Редакцию
6 августа 1992 г.
В окончательной редакции
4 декабря 1992 г.