

УДК 621.315.592

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В PbSe

В. В. Остробородова, Ф. Терра (АРЕ)

(кафедра физики полупроводников)

В монокристаллах PbSe, ориентированных по сколам вдоль направлений $\langle 100 \rangle$, при $T=60$ К и токе $100 \div 200$ мА в магнитном поле $B=10-12$ кГс, параллельном направлению тока, наблюдается спад интегральных и локальных сопротивлений в $10 \div \div 100$ раз.

При обсуждении гальваномагнитных свойств халькогенидов свинца [1, 2] отмечается влияние неоднородности на подвижности носителей μ и магнетосопротивления $MC \equiv (r_B - r_0)/r_0 = M^*(\mu B)^Y$ в области $\mu B > 1$. При этом обычно считается, что неоднородности снижают μ , и потому для сопоставления с теорией используются их максимальные значения. Однако, как показано в [3], наличие металлических включений может и завышать измеряемые μ^* . В этом плане значительный интерес представляют монокристаллы PbSe, в которых при более высоких, чем в PbTe, подвижностях электронов μ_n^* имеют место существенно более низкие MC. И хотя последние связываются с меньшей анизотропией энергетических зон [1], большой разброс поперечных (\perp) и продольных (\parallel) MC и значений Y [4] требует, на наш взгляд, более детального исследования роли неоднородности в параметрах PbSe.

В настоящей работе мы провели сравнительные измерения полевых и ориентационных зависимостей холловских параметров и MC объемных монокристаллов и эпитаксиальных пленок PbTe, PbS, PbSe и их твердых растворов (см. таблицу). При этом для проверки степени однородности образцов применялась разработанная в [5] методика, т. е. сопоставлялись MC интегральных r_{ik} и локальных r_{ij} сопротивлений. Первые измерялись обычным способом (потенциальные контакты 3-5, 4-6 на рис. 1), а вторые — из побочных потенциалов между холловскими контактами 3-4, 5-6. В однородных образцах r_{ij} отражает геометрическую асимметрию холловских контактов, и MC_{ik} , MC_{ij} должны быть одинаковы; при наличии высокоомных [5] или низкоомных включений чувствительность к ним r_{ij} значительно больше, чем r_{ik} , и соответствующие MC становятся различными. В большинстве наших образцов реализовалось $r_{i10}/r_{ik0} \equiv \eta \leq 0,05$; при $l_{ik} \leq 0,2$ см ($\leq 0,3$ длины образца) l_{ij} не превышало 100 мкм, соответствуя определению «локальности» r_{i10} . Изменение η с температурой отражает степень макроскопической однородности образцов с точки зрения температурной «вымораживаемости»; в большинстве образцов, отобранных в ходе исследований, $\eta(80 \text{ К})/\eta(300 \text{ К})$ не превышало $0,9 \div 1,1$. В образцах PbSe, PbSnSe значения η для разных пар контактов могли сильно различаться. При 80 К в образце № 9 PbSnSe (см. таблицу) $r_{580} = 0$, поэтому в таблице отсутствуют соответствующие данные для r_{B11}/r_0 . При 60 К $r_{56B11} \approx 0$.

Угловые изменения сопротивления r_B в магнитном поле исследовались при вертикальном и горизонтальном положениях образцов в криостате. В первом случае угол α между направлениями тока $\vec{J}_{12} \equiv \vec{J}$ и \mathbf{B} оставался постоянным и равным 90° , а угол β между \mathbf{B} и

Параметры исследованных пленок (№ 1—5) и объемных монокристаллов (№ 6—11) при 80 и 60 К (соответственно две строки).
Значения M_{\perp} , $r_{\text{В||}}/r_0$ в некоторых образцах приведены для двух пар потенциальных контактов.

Ориентация тока \vec{I} во всех пленках $\langle 112 \rangle$, в объемных образцах указана под символом

Номер образца	Материал	d , мкм (№ 1—5), мк (№ 6—11)	$\mu \cdot 10^{-17}$, см ⁻²	$\mu_{\text{H}} \cdot 10^{-14}$, см ² В·с	θ , °	M_{\perp} , М* \perp		$\gamma_{\perp} \cdot 10^4$	$r_{\text{В }}/r_0$	
						35 (46)	34 (56)		35 (46)	34 (56)
1	PbTe	18	0,1	35	1,1	0,2	0,2	—	—	—
2	Pb _{0,98} Sn _{0,02} Te	28	69	8	0,97	0,3	0,3	0,7	1,14	3,8
3	PbS	1	67	13	0,97	0,3	0,4	0,6	1,16	1,3
4	PbS _{0,16} Se _{0,15}	19	25	13	0,97	0,18	0,16	—	—	—
5	PbSe	69	24	17	1,0	0,16	0,15	27	1,05	1,07
6	PbSe $\langle 100 \rangle$	0,9	16	6	0,92	0,08	—	28	1,16	1,21
7	PbSe	0,9	15	11	—	—	—	—	—	—
8	PbSe	0,54	10	26	1,05	0,05	0,06	2	0,67	0,53
9	Pb _{0,98} Sn _{0,02} Se $\langle 100 \rangle$	1,6	9	47	1,03	0,06	0,03	2	(0,54)	(0,68)
10	Pb _{0,98} Sn _{0,02} Se $\langle 110 \rangle$	1,6	2,4	31	1,02	0,044	—	—	0,007	0,04
11	PbS _{0,05} Te _{0,95}	1,2	2,2	89	1,02	(0,040)	—	—	(0,004)	(0,1)
			38	19	0,95	0,02	—	0,3	1,02	1,01
			36	36	0,96	0,02	—	0,8	1,02	0,97
			22	32	0,95	0,016	—	2,8	1,02	1,17
			21	62	0,90	0,015	—	2,0	1,02	0,62
			15,5	24	0,90	0,03	—	(1,06)	(0,65)	(1,08)
			15,5	40	0,90	0,016	—	1,7	0,65	0,02
			16	33	0,90	—	—	1,6	(0,65)	—
			15,5	58	0,90	—	—	—	0,25	0,01
			3,0	16	1,05	0,1	0,6	4	(0,30)	(0,00)
			2,8	21	1,02	0,5	0,5	3,5	0,97	0,42
								1	(0,92)	(0,91)
								16	0,86	0,24
								15	(0,80)	(0,68)
								—	1,25	—
								—	1,30	—

плоскостью контактов менялся от 0 до 360°, включая поперечно-нормальную (ПН) и поперечно-плоскостную (ПП) геометрии; во втором случае угол α менялся в тех же пределах и включал ПН ($\alpha=90^\circ$) и продольную (ПР, $\alpha=180^\circ$) геометрии.

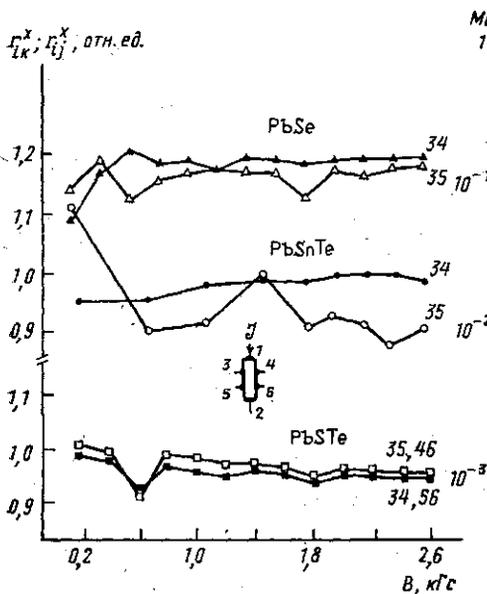


Рис. 1

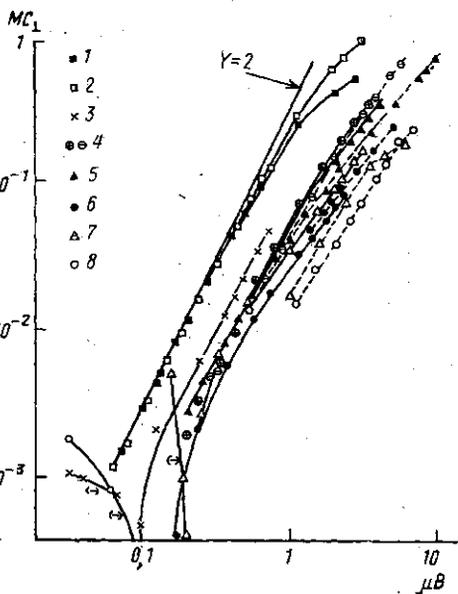


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости холловских составляющих сопротивлений различных участков образцов (номера у кривых соответствуют схеме контактов) от магнитного поля при 80 К (ток $\mathcal{I}_{12}=50\div 100$ мА); для PbSbTe даны средние из измеренных между двумя парами потенциальных контактов

Рис. 2. Поперечные магнетосопротивления в геометрии ПН при 80 К (сплошные линии) и 60 К (штриховые) образцов № 2 (1 — 3-5, 2 — 3-4); № 4 (3 — 3-5); PbSe (3-5): № 5 (4), № 6 (5) и № 8 (6); PbSnSe (3-5): № 9 (7) и № 10 (8). Минусом отмечены отрицательные участки МС

Углы α , β менялись через 15—30°, а вблизи особых точек — через 5—7°; в каждом положении использовались два направления магнитного поля, что означало удвоение числа измерений и одновременный охват углов $\alpha(\beta)+180^\circ$. В качестве реперных углов отсчета использовались углы прохождения через нуль обычных холловских потенциалов $\alpha(\beta)=180$ и 360° . Кроме того, в обоих положениях образцов определялись «сопротивления магнитной асимметрии» $r_{ik}^x \equiv V_{ik}^x / (\mathcal{I}B)$ [Ом/кГс] — точно таким же способом, как и обычные холловские сопротивления $r_{ij}^x \equiv V_{ij}^x / (\mathcal{I}B)$, и являющиеся индикаторами наличия нескомпенсированных искривлений линий тока $\vec{\mathcal{I}}$ внутри образца. Прямыми измерениями в макроскопически неоднородных пленках установлено, что изменения r_{ik}^x , r_{ij}^x с T , B , α , β одинаковы, т. е. r_{ik}^x имеет холловскую природу. В представляемых образцах при 80 К в ПН-геометрии максимальные $\gamma_{\perp} = r_{ik}^x / r_{ij}^x \approx 0,28$ (см. таблицу).

Исследованные пленки были выращены на подложках из ВаF₂ с ориентацией $\langle 111 \rangle$. Среди объемных образцов PbSe были и специаль-

но не ориентированные, и ориентированный в направлении $\langle 100 \rangle$. Образцы PbSnSe были вырезаны из одной шайбы.

Основные исследования проведены при 80 и 60 К, когда в полях $B \leq 15$ кГс достигались значения $\mu B > 1$. Использовалась цифровая аппаратура в цепях магнита (а при малых полях — соленоида), тока образца и измеряемых напряжений. Перед каждым измерением $r(B)$ и $r_B(\alpha, \beta)$ фиксировались r_0 ; это повышало точность измерений малых МС ($> 10^{-3}$) и позволяло оценивать вклад даже слабых изменений или колебаний температуры. Приведенные в таблице концентрации носителей, эффективные холл-факторы $\theta_x = R_0/R_\infty$ и холловские подвижности $\mu_n = R_\infty/\rho_0$ (значки «0» и « ∞ » относятся соответственно к областям $\mu_n^2 B^2 \ll 1$ и $\mu_n^2 B^2 \gg 1$) усреднены по двум парам потенциальных контактов с точностью не хуже 10%. Параметры M_\perp определялись экстраполяцией зависимости МС $\sim B^2$ до значений, соответствующих $\mu B = 1$ в ПН-геометрии; в тех случаях, когда области с $Y = 2$ не было вообще (рис. 2), значения M_\perp^* определялись непосредственно на пересечении кривой МС $_\perp(\mu B)$ с вертикалью $\mu B = 1$. Значения холл-факторов в разных образцах показывают, что приведенные концентрации носителей заряда $n = 1/qR$ и μ_n достаточно достоверны.

При очень малых γ_\perp самостоятельное значение приобретает вопрос о нижнем пороге явного проявления холловской природы r_{ik}^x . На рис. 1 показаны зависимости r_{ik}^x , r_{ij}^x от B при 80 К в образцах с различными γ_\perp в интервале малых B (в соленоиде), наиболее критичном с точки зрения различий $r(B^+, B^-)$; как видно, даже при весьма малых γ_\perp (PbSnTe) общность изменения обеих величин не вызывает сомнений. Лишь у образца № 7 с $\gamma_\perp = 0,003$ изменения $r_{ik}^x(B)$ становятся беспорядочными.

На рис. 2 приведены МС $_\perp$ различных образцов. Вид кривых и значения M_\perp для пленок PbSnTe, PbSe не отличаются от таковых для PbTe, включая и литературные данные [4, 6]. Обращает внимание одинаковость наклонов Y и близость параметров M_\perp для МС $_{ij}$. При слабых изменениях $\eta(T)$ и малых γ_\perp это свидетельствует о достаточной однородности образцов, содержащих теллур в качестве В-компонента.

Иная картина наблюдается в образцах с селеном. Их МС $_\perp$ значительно более низкие и сильно различаются между собой. Участков с $Y = 2$ практически нет. В области малых B все кривые имеют явно выраженные отрицательные или нулевые МС; регулярных МС $_{ij}$ вообще нет. Именно эти аномалии стимулировали наши дальнейшие исследования угловых зависимостей сопротивлений. Используемые при этом значения $B = 10 \div 12$ кГс с приведенными в таблице μ_n позволяют определить μB .

Отметим сразу, что в геометрии ПН-ПП, когда при всех β линии тока \vec{I} отклоняются магнитным полем от своего «интегрально-продольного» направления, мы не получили данных, принципиально отличающихся от литературных [4]. Поэтому далее мы сосредоточим внимание на угловых изменениях сопротивлений в геометрии ПН-ПР.

На рис. 3, а показаны зависимости холловских составляющих r_{ik}^x , r_{ij}^x от α при 80 К в ориентированных вдоль $\langle 100 \rangle$ образцах № 6 и 9, а на рис. 3, б — в пленках и специально не ориентированных образцах № 7, 8. Видно, что в пленках изменения обоих сопротивлений одинаковы; в образцах же № 7, 8 на $i-k$ -кривых появляются участки монотонности, и в целом они сдвигаются относительно $i-j$ -зависимостей (в точках $\alpha = 180^\circ, 360^\circ$ $r_{ik}^x \neq 0$). Значительно резче оба этих эффекта

проявляются в хорошо ориентированных образцах, где участки немотонности превращаются в острые максимумы, а сдвиг «фаз» становится более явным; следует добавить, что потенциалы V_{35}^x , V_{46}^x на противоположных гранях образцов при этом имеют разные знаки, т. е. явно выражены направленности интегральных искривлений тока \vec{J} . Само смещение фаз может быть результатом неэквипотенциальности

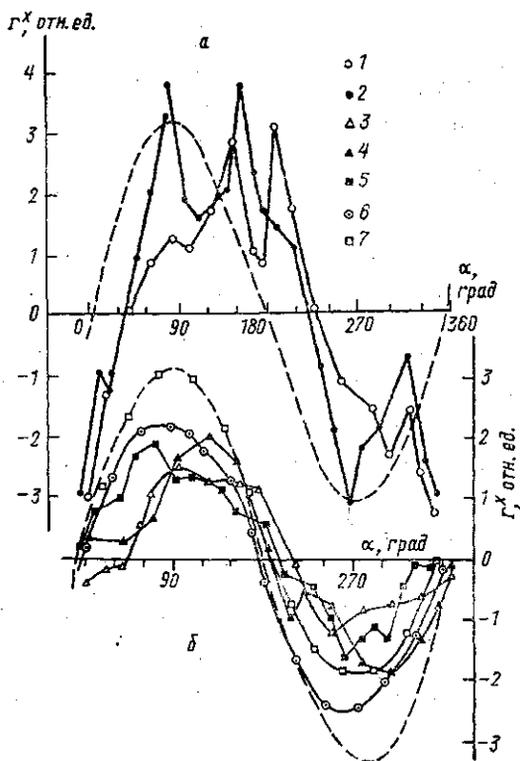


Рис. 3

Рис. 3. Угловые изменения холловских составляющих сопротивлений r_{xy}^x при 80 К (а) в ориентированных образцах № 6 (1) и № 9 (2), (б) в специально не ориентированных образцах № 7 (3), № 8 (4), № 11 (5) и в ориентированных (111) пленках: № 4 (6) и № 2 (7). Штриховые кривые — общие для всех образцов изменения r_{ij}^x (а). Геометрия ПН-ПР

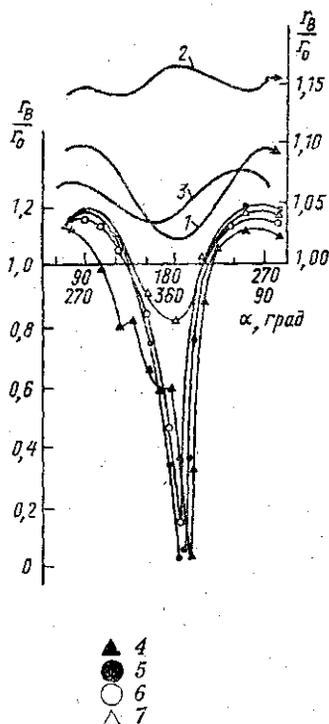


Рис. 4

Рис. 4. Угловые изменения различных сопротивлений образцов при 60 К: № 7, 8 (1), № 4 (2) и № 2 (3) (контакты 3—5); № 6 (4 — 3—4, 5 — 3—5 и 6 — 4—6) и № 10 (7 — 3—5). Геометрия ПН-ПР, $V=12$ кГс

$i-k$ контактов в направлении толщины образцов — эффект, которого нет в пленках из-за малости d . В этих же образцах при 80 К и особенно при 60 К обнаруживаются широкие области отрицательных MC_{ik} , MC_{ij} , приобретающие вблизи $\alpha=180^\circ$ гигантские масштабы. Так, интегральные сопротивления r_{ik} , r_{ij} в образце № 6 уменьшаются в $10 \div 100$ раз! Аналогичный эффект имеет место в образце № 9; в образце № 10, ориентированном в направлении $\langle 110 \rangle$, эффект отрицательного MC_{ij} также имеет место, однако выражен значительно слабее.

Совокупность данных, полученных на двух последних образцах, с учетом других образцов PbSe позволяет сделать заключение, что для занижения MC_{\perp} (эффект 1) ориентация тока относительно основных кристаллографических осей не играет роли, а для отрицательных MC_{\parallel} (эффект 2) она имеет первостепенное значение.

Наиболее вероятной причиной обоих эффектов может быть избыточная «примесь» (например, свинца), имеющая явно выраженную тенденцию располагаться вдоль направлений $\langle 100 \rangle$. Тогда эффект 1 будет иметь место во всех образцах с подобными включениями, а эффект 2 — только в образцах, хорошо ориентированных вдоль $\langle 100 \rangle$. Из рис. 4 и таблицы видно, что следы эффекта 2 есть и в образцах № 7, 8 ($i-j$ -контакты), но в интегральных сопротивлениях нет явно выраженного отрицательного MC_{\parallel} , очевидно, из-за отсутствия сплошных линий тока вдоль направлений $\langle 100 \rangle$.

По крайней мере два принципиальных вопроса возникают в связи с обнаруженными эффектами: 1) являются ли они спецификой PbSe и 2) почему именно в продольной геометрии эффект отрицательного MC максимален? Почему он наблюдается только в магнитном поле?

Для ответа на первый вопрос нужны более подробные исследования на объемных образцах других материалов $A^{IV}B^{VI}$. В связи с наблюдаемым резким спадом интенсивности эффекта 2 в направлении $\langle 110 \rangle$ можно полагать, что в пленках с ориентацией $\langle 111 \rangle$ и током вдоль $\langle 112 \rangle$ этого эффекта не будет; в исследованных же нами объемных образцах PbTe и содержащих Te тройных соединениях мы не наблюдали заниженных M_{\perp} , M_{\perp}^* — менее 0,2, а в PbS — менее 0,15; то же можно сказать и о литературных данных [4, 6].

Ответ на второй вопрос требует более глубоких теоретических исследований, поскольку на основе существующих представлений эффект 2 не поддается объяснению. Формально мы видим, что не замыкающиеся в отсутствие магнитного поля $V \parallel \vec{E}$ нити тока вдоль металлических включений замыкаются при наложении магнитного поля. Это приводит к очень сильному снижению интегрального сопротивления ориентированного образца. Не исключено, что «разрыв» нитей обусловлен рассеянием, а их «замыкание» — уменьшением этого рассеяния магнитным полем. Кажется, однако, несомненным, что угловые зависимости r_{ik} , r_{ij} в ПН-ПР-геометрии дают сведения о наличии в образцах металлических включений и их распределении.

Авторы выражают глубокую благодарность А. Н. Ковалеву, А. И. Лебедеву за предоставление образцов, И. А. Случинской — за помощь в подготовке экспериментов, Н. И. Суховой — за помощь в подготовке рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbS, PbSe, PbTe. М., 1968. [2] Dornhaus P., Nimitz C., Schlicht B. Narrow Gap Semiconductors. Berlin: Springer Verlag, 1983. [3] Wolfe C. M., Stillman G. E. // J. Appl. Phys. 1971. 18. P. 205. [4] Allgaier R. S. // Phys. Rev. 1958. 112, N 3. P. 828. [5] Остроборова В. В. // Изв. вузов. Физика. 1987. № 6. С. 63. [6] Allgaier R. S. // J. Appl. Phys. 1982. 53, N 4. P. 3110.

Поступила в редакцию
29.06.88