

## ПРОЯВЛЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ ХАЛЬКОГЕНИДАХ СВИНЦА ПО ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫМ СВОЙСТВАМ

Ковалев А. Н., Остробородова В. В., Парамонов В. И.,  
Фоломин П. И.

Проведен детальный анализ однородности по гальваномагнитным свойствам монокристаллических халькогенидов свинца PbS, PbSe, PbTe и твердого раствора  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ , полученных различными парофазными методами. Измерены температурные зависимости постоянной Холла и подвижности, эффективные холл-факторы, интегральные и локальные магнито-сопротивления. Наиболее однородными оказались слои, полученные в условиях конгруэнтной сублимации. Слои и монокристаллы, полученные в иных условиях, содержат различные типы неоднородностей, обусловленные неравномерным распределением собственных дефектов вплоть до микровключений избыточных компонентов.

Неравномерное распределение собственных точечных дефектов (СТД) в процессе парофазного выращивания является причиной образования неоднородностей в кристаллах и эпитаксиальных слоях халькогенидов свинца (ХС) и твердых растворов на их основе. Высокая концентрация СТД и ретроградный характер кривых солидуса диаграмм состояния являются причиной образования в них преципитатов на основе избыточных компонентов [1]. Такие преципитаты, имеющие размеры в несколько десятков нанометров, не могут быть обнаружены с помощью рентгеновских методов. Кристаллы ХС часто представляют собой пересыщенные растворы с избытком межузельных атомов металла и значительным количеством микровключений, представляющих собой нейтральные скопления относительно небольшого числа атомов металла — кластеры внедренного типа. Такие кристаллы находятся в предраспадном метастабильном состоянии и могут испытывать деградацию. Лазерный отжиг кристаллов показывает, что в них содержатся области, обогащенные металлом и халькогеном [2]. Преципитаты и микровключения сильно влияют на люминесцентные и фотоэлектрические свойства образцов, являясь центрами безызлучательной рекомбинации.

Цель работы — детальный анализ однородности по гальваномагнитным свойствам нелегированных монокристаллических ХС, полученных в различных условиях выращивания.

### Методы получения и исследования

Были изготовлены образцы с различной и контролируемой однородностью и компенсацией собственных дефектов. Мы имели совершенные слои, полученные методом горячей стенки в условиях конгруэнтной сублимации из материала, предварительно подвергнутого глубокой очистке и в условиях удаления избыточного компонента, приведенного к составу, соответствующему минимальному давлению паров  $P_{\text{мин}}$  при температуре испарения соединения (образцы  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  — 766, 637, PbS — 42, PbSe — 23) [3]. Варьируя температуру испарения, выращивали слои с различной степенью компенсации и различной однородностью (PbTe — 2, 257, 487, 527, 567;  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  — 377; PbS — 49, 52). Кроме того, были выращены монокристаллы методом направленной

кристаллизации из паровой фазы в закрытой ампуле, в которой были нарушены условия конгруэнтной сублимации (PbTe — 1, PbSe — 41).

На полученных образцах выполнен комплекс исследований гальваномангнитных свойств. Мы развили методику [4], где был осуществлен анализ степени однородности особо чистого кремния путем сопоставления изменений с температурой  $T$  в магнитном поле  $B$  интегральных и локальных сопротивлений образцов. В качестве первых использовались определяемые обычным способом  $r_{35}$ ,  $r_{46}$ ,  $r_{ik} \equiv V_{ik}/J_{12}$  (рис. 1); в качестве последних — сопротивления «асимме-

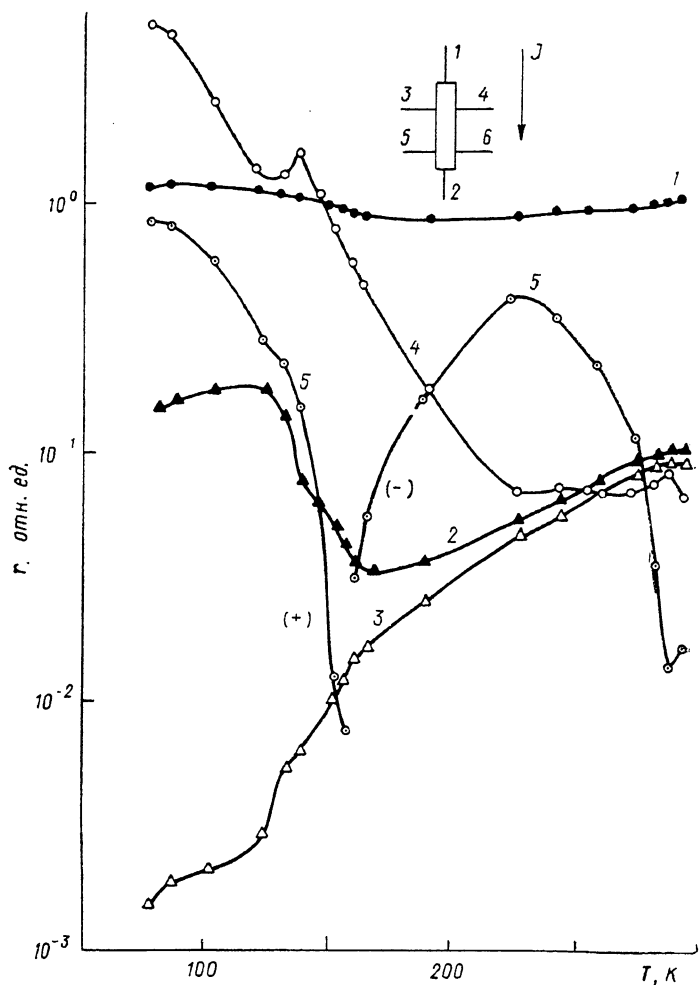


Рис. 1. Относительные изменения с температурой сопротивлений разных участков образца  $p$ -PbTe — 1 при  $J_{12}=100$  мА.

1 —  $r_{12}(T)/r_{12}(300)$ , 2 —  $r_{35}/r_{12}$ , 3 —  $r_{46}/r_{12}$ , 4 —  $r_{36}/r_{35}$ , 5 —  $V_{34}/V_{56}$ . На вставке — стандартная геометрия измерения эффекта Холла.

трии»  $r_{34}$ ,  $r_{56}$ ,  $r_{aij} \equiv V_{aij}/J_{12}$ , где  $V_{aij}$  — побочный потенциал, измеряемый между холловскими контактами. Если  $r_a$  обусловлено только геометрической асимметрией этих контактов, то его температурные и полевые изменения должны быть такими же, как  $r_{ik}$ . Если же в  $r_a$  есть вклад неоднородностей, искривляющих линии тока, то  $r_a(B, T)$  будут отличаться от  $r_{ik}(B, T)$ , и ясно, что именно свойства  $a$ -сечений непосредственно определяют и измеряемые значения постоянной Холла  $R_{ij}$ . Они же контролируют эффективный холл-фактор  $\gamma_0^*$ , экспериментально определяемый отношением  $R(\mu^2 B^2 \ll 1)/R(\mu^2 B^2 \gg 1)$ , а значит, и степень корректности получаемых в области примесной проводимости концентраций  $n = \gamma_0^*/eR$  и холловских подвижностей  $\mu_H = R(B)/\rho_0$  посл-

телей. Высокая чувствительность  $r_a$  к неоднородности обусловлена тем, что в нем может быть сведен к минимуму вклад геометрической асимметрии; поэтому в отличие от интегральных и усредненных  $r_{ik}$  в  $a$ -сечениях могут быть заметными эффекты нескомпенсированных искривлений линий тока, иных концентраций и подвижностей носителей. Использование двух пар потенциальных контактов позволяет сразу оценить однородность образца по длине ( $R_{34}$ ,  $R_{56}$ ), по ширине ( $r_{35}$ ,  $r_{46}$ ) и степень совпадения локальных [ $R(B, T)$ ,  $r_a(B, T)$ ] и интегральных [ $r_{ik}(B, T)$ ] электронных характеристик. Исследования всех параметров при двух полярностях приложенного к образцу напряжения и разных величинах тока  $J^+$ ,  $J^-$  позволяют выявить возможные эффекты контактной или внутренней инжекции и другие аномалии, связанные с микро- и макро-неоднородностями в кристаллах. Наличие областей с иным типом проводимости в высокоомных кристаллах может приводить к образованию много больших по размерам областей пространственного заряда, инжекции и биполярности, т. е. к занижению эффективных подвижностей носителей заряда. Низкоомные включения могут приводить к ложным эффектам завышенных подвижностей, однако лишь при достаточно большой интегральной доле занимаемого объема.

В плане применения методики [4] к соединениям  $A^{IV}B^{VI}$  можно рассчитывать на проявление различных типов неоднородности. Большие концентрации носителей заряда, обусловленные собственными дефектами стехиометрии, не исключают возможности заметного вклада металлических включений. В то же время снижение подвижностей носителей заряда по мере уменьшения концентрации носителей  $n < 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в PbSe и большой разброс  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  в PbTe, PbSnTe при 77 К [5] позволяют считать их причиной компенсационной неоднородности. Если ее источником является «хаотичность» в распределении доноров и акцепторов на атомном уровне, то в кристаллах могут появиться центры дополнительного рассеяния; если неоднородность обусловлена многоатомными, но микроскопическими по отношению к  $a$ -сечениям включениями, то ее влияние на эффективные подвижности может быть связано с микроскопическими искривлениями линий тока, но при наличии однородных участков с высокой подвижностью носителей; и, наконец, если в запрещенной зоне имеются глубокие центры (даже микроскопически неоднородно распределенные по объему), то в компенсированных кристаллах могут наблюдаться макроскопические области разной степени вымораживания.

В настоящей работе мы попытались различить эти типы неоднородности. Очевидно, что «атомная» неоднородность одинаково снижает подвижности в любом сечении кристалла, поэтому изменения  $r_a$ ,  $r_{ik}$  в магнитном поле должны быть одинаковы и в совокупности с  $R(B)$  должны отражать измеряемые подвижности. В случае микроскопических включений указанные зависимости также одинаковы, но соответствуют более высоким  $\mu$ , чем измеряемые  $\mu^*$ . При макроскопической неоднородности  $r_a(B, T)$  должны отличаться от  $r_{ik}(B, T)$  и эти последние в свою очередь также могут быть различны; в то же время все зависимости соответствуют более высоким  $\mu$ , чем измеряемые.

Мы подобрали монокристаллические пленки PbTe,  $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ , PbS и PbSe с широким интервалом концентраций носителей заряда (табл. 1). Высокие подвижности носителей при  $T < 100 \text{ К}$  обеспечивали охват широкого интервала  $\mu B$  с имеющимися в нашем распоряжении магнитными полями  $B \leq 20 \text{ кГс}$ . Специальное внимание было уделено сравнительным измерениям поперечных магнитосопротивлений (МС)

$$\chi_{ik}(B) \equiv [r_{ik}(B) - r_{ik}^0]/r_{ik}^0, \quad \chi_{ij}(B) \equiv [r_{ij}(B) - r_{ij}^0]/r_{ij}^0,$$

а также температурным изменениям отношений  $r_a/r_{ik}$ . Точность измерений разностных параметров обеспечивали многоскальные цифровые приборы.

Исследуемые слои разной толщины  $d$  (табл. 1) имели одинаковую планарную геометрию: длину 10 мм, ширину 0.6 мм, расстояние между потенциальными контактами 3—5, 4—6 около 2 мм. Это позволяло уже при комнатной температуре сравнивать  $r_a/r_{ik}$  в разных образцах, оценивая возможный вклад неоднородности и прослеживая затем изменения этих отношений с температурой. Для сравнения были взяты два объемных образца (PbTe — 1, PbSe — 41) примерно

Т а б л и ц а 1  
П а р а м е т р ы и с с л е д о в а н н ы х о б р а з ц о в

Материал	№ образца	d, мкм	1/eR · 10 <sup>16</sup> , см <sup>-3</sup> ; n	R/ρ <sub>0</sub> , см <sup>2</sup> /В · с			τ <sub>300</sub>	τ <sub>80</sub> /τ <sub>300</sub>
				300 К	80 К	4.2 К		
PbTe	1	4000	105* p	960	—	2.06 · 10 <sup>5</sup>	(Рис. 1)	
	2	18.0	0.82	1640	3.5 · 10 <sup>4</sup>		0.064	0.80
	257	6.74	6.44 p	230	110		0.051	0.34
	487	10.7	11.4	690	1.13 · 10 <sup>4</sup>		0.460	1.22
	527	22.4	1.70	1350	2.1 · 10 <sup>4</sup>		0.061	0.75
	567	20.7	0.5 p	90	100		0.051	1.65
	577	28.2	21.5	1260	2.7 · 10 <sup>4</sup>		0.052	1.02
Pb <sub>0.8</sub> Sn <sub>0.2</sub> Te	377	36.2	20.4	1310	26800	1.15 · 10 <sup>5</sup>	0.052	0.92
	637	29.2	690	1610	7900	4.20 · 10 <sup>4</sup>	0.048	1.29
	766	18.0	195	1935	22800	9.37 · 10 <sup>4</sup>	0.087	1.04
	816	4.5	620	1600	8400	0.030	0.53	
PbSe	23	69.0	98.5	1200	25600	0.052	0.96	
	41	925	25.6	1500	48000	0.160	1.31	
	34	4.4	16.0	1250	32000	0.055	1.01	
PbS	42	17.74	320	590	11300	0.054	1.01	
	49	1.70	250	493	14050	0.051	0.88	
	52	9.80	240	618	13350	0.062	0.99	

*Примечание.* Значения R в магнитном поле 20 кГс, ρ<sub>0</sub> — в отсутствие магнитного поля; τ<sub>300</sub> = (τ<sub>a</sub>/τ<sub>35</sub>) при 300 К; \* В образце 1 при 300 К, в остальных — при 80 К.

с той же планарной геометрией. Измерения R(T) проводили в максимальном магнитном поле B=20 кГс, в интервале 300 ÷ 60 К, а в образце 567 были продолжены до 380 К. В некоторых образцах измерения n, μ\* были проведены при 4.2 К. Зависимости R(B), r(B) исследовались при 300, 80, 63 К, когда температуры в криостате были длительно устойчивы.

### Р е з у л ь т а т ы и о б с у ж д е н и е

Изложение результатов начнем с наиболее неоднородного объемного образца PbTe — 1, выращенного в вакуируемой ампуле при T<sub>рост</sub>=1073 К, ΔT= =6 ÷ 12 К; исходной загрузкой служил PbTe конгруэнтно-сублимирующего состава при T=873 К. Гомогенизирующего отжига кристалла не проводили. На его примере будет видно, с какими эффектами можно встретиться в исследуемых кристаллах и от которых сама по себе большая концентрация носителей не спасает. Макроскопический характер неоднородности образца очевиден по различия температурного хода сопротивлений r<sub>35</sub>, r<sub>46</sub>, одинаковых при комнатной температуре и в совокупности с одинаковыми R<sub>34</sub>, R<sub>56</sub> дающих высокие подвижности дырок (рис. 1). Сильное различие r<sub>a34</sub>, r<sub>a56</sub> и их температурные изменения свидетельствуют о глубоких различиях электронных свойств соответствующих сечений. При 80 К на контактах 3—4, 5—6 эффект Холла становится практически неизмеряем, в том числе и из-за резкого роста обоих r<sub>a</sub>; в потенциалах V<sub>ik</sub> появились явные его следы. Одновременно появилась токовая асимметрия параметров, т. е. разные значения при токах J<sup>+</sup>, J<sup>-</sup>. Примечательно и изменение знака V<sub>a34</sub>(T), свидетельствующее об изменении характера искривления эквивалентных поверхностей с температурой. Магнитосопротивления χ<sub>a</sub>, χ<sub>k</sub> при комнатной температуре малы и нерегулярны; при 80 К они явно выражены, но из-за отсутствия значений R неясно, с какими μ сопоставлять полученные χ(B). При 156 К [т. е. перед сильным расхождением r<sub>ik</sub>(T)] R<sub>34</sub>, R<sub>56</sub> оказались близкими к измеренным при 300 К. Видно, что в этом образце, если не проводить детальных измерений характеристик в разных сечениях, можно получить и сильно завышенные (с r<sub>35</sub>), и сильно заниженные (с r<sub>46</sub>) подвижности.

В дальнейшем рассмотрении будут фигурировать пленочные образцы, в которых подобные эффекты отсутствуют. Это отражено в последнем столбце табл. 1.

характеризующем изменении отношения  $\gamma_1 = r_{a34}/r_{a35}$  с температурой (в дальнейшем, чтобы не загромождать изложения и таблиц, мы будем говорить о  $r_a = r_{34}$  и о  $r_{35}$ , имея в виду близкие значения параметров, получаемых на разных парах контактов). Сами эти отношения при 300 К ( $r_{300}$ ) у большинства пленок близки

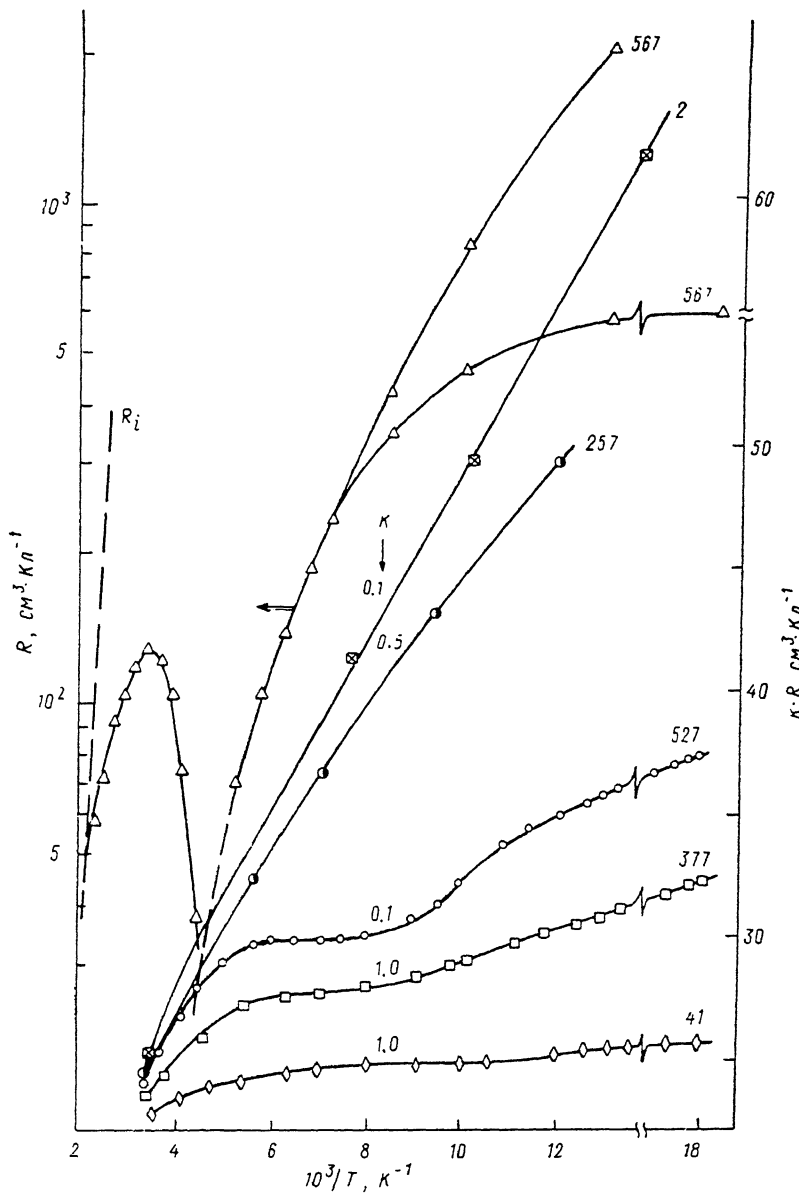


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента Холла для различных образцов халькогенидов свинца.

и достаточно малы, что свидетельствует о незначительной геометрической асимметрии холловских контактов. Исключением является образец 487.

В образцах с концентрациями носителей более  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  эффекты вымораживания практически отсутствовали. Однако с уменьшением  $n$ ,  $p$  наблюдали все более явный рост  $R$  ( $1/T$ ), показанный на рис. 2. В соответствии со степенью этого роста значения  $R$  образца 567 представлены в логарифмическом масштабе, а остальных — в линейном с введением множителя  $k$  у  $R$  для большей компактности графика. Хотя у образца 527 постоянная Холла при комнатной температуре близка к собственной [5], однако и уровень подвижностей, и ход  $R$  в окрест-

ности  $300 > T > 200$  К не могут быть полностью отнесены за счет  $R_i(1/T)$ , и следует предположить наличие по крайней мере двух уровней в запрещенной зоне. О существовании глубоких уровней выше и ниже середины запрещенной зоны свидетельствуют и изменения  $R(T)$  в образцах 2, 257. Спектры фотолюминесценции подтверждают присутствие глубоких уровней в этих образцах [4]. Показанная на рисунке неоднозначность  $R$  в образце 567 при  $T < 125$  К отражает обнаруженную зависимость  $R$  от величины и направления тока через

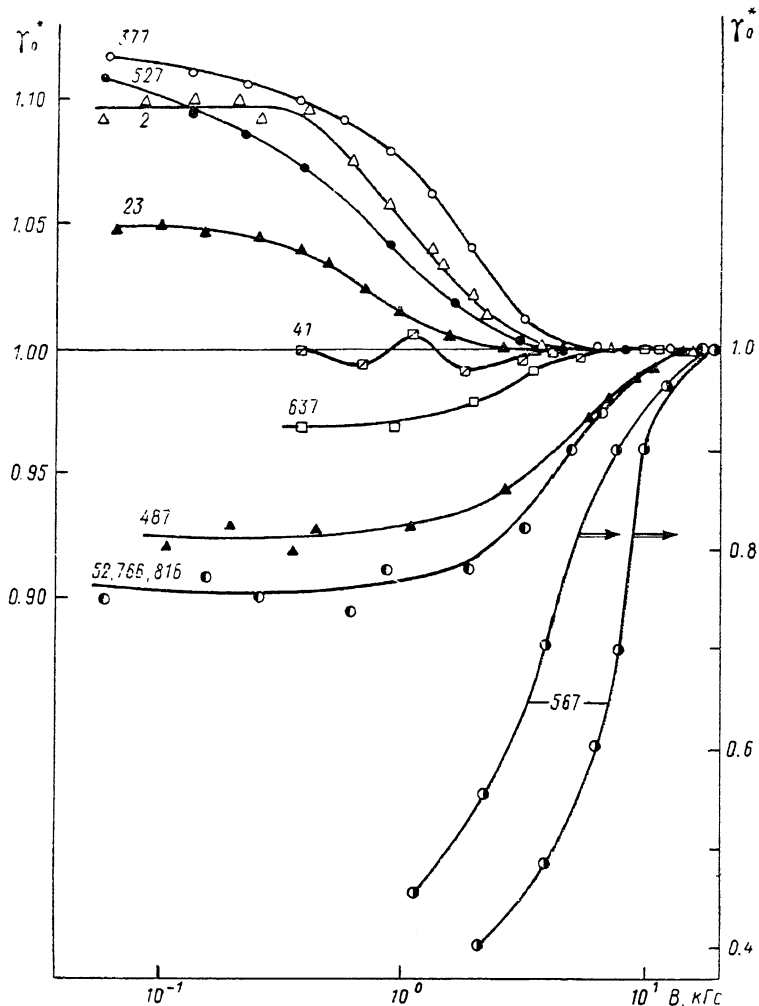


Рис. 3. Относительные изменения холл-фактора  $\gamma_0^*$  в исследованных образцах при 80 К.

образец; на графике приведены минимальное  $R$  при  $J^+=0.3$  мА и максимальное при  $J^-=1.3$  мА. В этом образце явно видны эффекты, ранее наблюдавшиеся в высокоомном кремнии в состояниях биполярной проводимости [4]. Здесь реализуется благоприятная для анализа ситуация: при комнатной температуре постоянная Холла в этом образце собственно биполярна и измеряемая холловская подвижность  $\mu_n^* \leq \mu_n \leq 1700$  см<sup>2</sup>/В·с, в то время как при 80 К может иметь место соотношение  $\mu_p^* \leq \mu_p \leq 2 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с. Истинные  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  (подвижности в однородном полупроводнике) в таких состояниях можно попытаться определить из зависимостей  $\chi(B)$ . В этом же плане следует рассмотреть и образец 487, в котором при комнатной температуре  $\mu_n^*=690$  см<sup>2</sup>/В·с существенно меньше, чем в однородных образцах РbТе, а при 80 К также более чем вдвое ниже максимальных подвижностей. Зависимости  $R(B)$  при комнатной температуре ввиду малых  $\mu B$  не могут дать представление о  $\gamma_0^*$ . Однако именно постоянство  $R(B)$  при 300 К является надежной основой для интерпретации

их при 80 К. Во всех образцах, кроме 567, изменения  $R(B)$  не превышают 10—15 %, давая значения  $\gamma_0^*$  в интервале 0.9—1.1 (рис. 3). В образце 567 изменения  $R(B)$  значительно больше, чем у других образцов, и не имеют к тому же ограничений ни со стороны малых, ни со стороны больших  $B$ . Это подтверждает высказанное выше предположение о биполярности  $\mu_x^*$ , и поэтому значения  $R$  ни при каких  $B$  не могут быть использованы для определения концентрации носителей; можно утверждать на основании малых  $\mu_x^*$ , что  $p \ll 1/eR$ , а дальнейшие уточнения возможны на основе анализа зависимостей  $\chi(B)$ .

В работе [5] проведены исследования МС эпитаксиальных слоев PbTe с концентрациями носителей  $n = (2.5 \div 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в полях  $B \leq 150 \text{ кГс}$ . Полученные результаты позволили авторам сделать заключение о том, что  $\chi(B)$  есть универсальная функция  $\mu B$ , не зависящая от механизма рассеяния в интервале  $T = 300 \div 2 \text{ К}$ . В соответствии с теорией МС [7] в области малых  $B$

$$\chi(B) = M (\mu B)^y, \quad (1)$$

где  $y=2$  в области  $\mu B < 0.1$ , с ростом  $\mu B$  до 1  $y$  уменьшается до  $\sim 1.6$ . В области  $\mu B > 1$   $\chi(B)$ , уже существенно отличаясь от предсказываемого теорией насыщения в ограниченных образцах, сохраняет зависимость (1) с уменьшающимся  $y$  ( $y \sim 1$ ), а затем снова растущим  $y$  ( $y > 1$ ). Как следует из (1), по измерениям  $\chi(B)$  можно определить  $\mu$ , зная  $M$ . Оценка величины  $M$  произведена по измерениям  $\chi(B) = f(\mu B)$  как на наших образцах, полученных в условиях конгруэнтной сублимации, так и на основе анализа литературных данных:  $M(\text{PbTe}, \text{PbSnTe}) = 0.25$ ,  $M(\text{PbS}) = 0.18$ ,  $M(\text{PbSe}) = 0.07$ . Мы полагаем, что эти значения характерны для однородных кристаллов, их различие связано с разной степенью анизотропии свойств материалов.

На рис. 4 и 5 приведены  $\chi_{35}(B)$  и  $\chi_a(B)$  при 60 и 80 К в нескольких образцах с измеренными  $\mu_x^*$ ; при 60 К кривые продолжали  $\chi(B)$  при 80 К в соответствии с ростом подвижности. Штрихпунктирной прямой проведена зависимость, полученная в [8] для PbTe в доступном нам интервале  $\mu B$ , основном с точки зрения обсуждаемых закономерностей. Обращает на себя внимание хорошее соблюдение основного наклона зависимости (1) с  $y$ , близким к 2, но при различных коэффициентах  $M$ . Данные представлены в табл. 2 в виде значений  $y$  и  $M$  отдельно для  $\chi_a$  и  $\chi_{35}$ . Значения  $M$  близки для  $r_a$  и  $r_{35}$ , но различаются для образцов, полученных в различных условиях. Это свидетельствует о наличии микронеоднородностей, изменяющих значения  $\mu$ , и дает основание для определения  $\mu$  из соотношения (1) с подстановкой в него стандартных значений  $M$  для образцов, в которых получены завышенные и заниженные величины  $M$ . Результаты вычи-

Т а б л и ц а 2

Параметры зависимости поперечного магнитосопротивления от  $\mu B$  для сопротивлений  $r_{35}$  и  $r_a$  [ $\mu(\chi)$  — расчет при 80 К]

Материал	Образцы	$y$		$M_{80}$		$\mu(\chi)$	
		$r_{35}$	$r_a$	$r_{35}$	$r_a$	$r_{35}$	$r_a$
PbTe	1	2.0	2.0	—	—	2500	4000
	257	1.7	1.7	—	—	3300	4000
	2	—	1.8	—	0.2	—	30000
	527	1.8	1.8	0.5	0.6	33000	32000
	567	2.0	1.8	—	—	10000	7000
	487	1.6	1.6	0.8	0.8	23600	23600
Pb <sub>0.8</sub> Sn <sub>0.2</sub> Te	377	1.9	1.8	0.5	0.4	34000	32000
	637	1.8	1.9	0.25	0.25	—	—
	766	1.9	1.9	0.25	0.25	—	—
PbSe	34	1.9	1.9	0.07	0.07	—	—
	41	1.9	1.9	0.03	0.03	30000	30000
PbS	42	1.9	1.8	0.25	0.25	14000	14000
	52	1.9	1.9	0.18	0.16	—	—

слений  $\mu$  ( $\chi$ ) приведены в табл. 2. Они явно разделяются на две группы: в образцах 527, 377, у которых при  $T=80$  К  $M_a$  и  $M_{35}$  одинаковы и не слишком отличаются от стандартных величин, поправка на множитель  $(M/0.25)^{1/2}$  дает значения  $\mu$ , близкие к максимальным для данного материала [9, 10]; несколько меньшие, но также достаточно высокие — для образца 487. Иная картина имеет место в образцах 1, 257, 567: подстановка  $M=0.25$  в соотношение (1) дает более низкие и разные для  $r_a$  и  $r_{35}$  значения подвижностей. Это свидетельствует о наличии в них и макроскопических, и атомных неоднородностей. В образце 1 эти

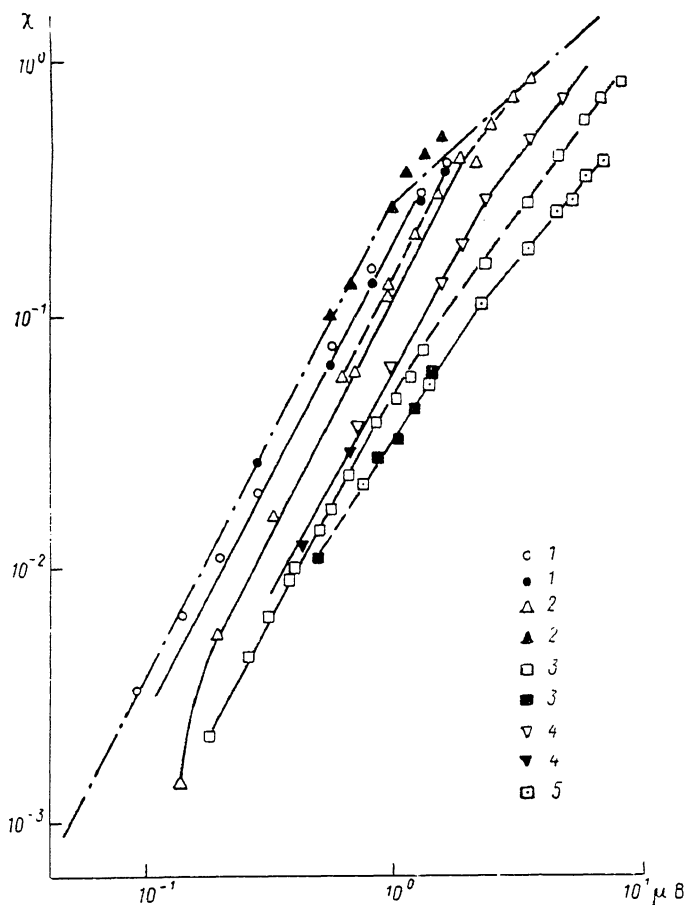


Рис. 4. Зависимость магнитосопротивления  $\chi$  от  $\mu B$  для PbS и PbSe при 80 (сплошные кривые) и 60 К (штриховые).

Светлые точки —  $r_{35}$ , темные —  $r_a$ ; образцы: 52 (1, 1'), 49 (2, 2'), 23 (3, 3'), 34 (4, 4') и 41 (5).

различия  $\mu_{35}$  ( $\chi$ ) и  $\mu$  ( $\chi_a$ ) могут быть обусловлены наблюдавшейся макроскопической неоднородностью по длине и ширине, вероятнее всего, включениями второй фазы или преципитатами, в 567 — атомной компенсационной неоднородностью и выявившимися в случае малых концентраций носителей заряда микро- и макровключениями. В том, что наблюдаемые эффекты обусловлены именно компенсационной неоднородностью, можно убедиться, сравнив этот образец с образцом 637, у которого при 80 К тот же уровень подвижностей, но они соответствуют много большей концентрации носителей заряда. Значения  $M$  в них полностью совпадают со стандартными. Следует предположить также и в PbS 40 и PbSe 41 вклад низкоомных включений, завышающих измеряемые подвижности. Но тогда, введя поправку на значения  $M$ , получим  $\mu$ , заниженные по сравнению с обычно наблюдаемыми в PbSe с подобным уровнем концентрации [9]. Для выяснения этого несоответствия образец 41 был подвергнут воздействию лазерного излучения, которое, согласно [11], способствует распаду микровключений. Дозированное воздействие лазерного излучения с последующим измере-



нием электрофизических свойств подтвердило наличие микроскопических низкоомных включений, наиболее вероятно, скоплений свинца. Значения  $n$  в образце 41 увеличилось до  $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а  $\mu\bar{\chi}$  уменьшилось до  $2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Зависимость  $\chi(B) = f(\mu B)$  сдвигается в область больших  $M$  с тем же значением  $y$ , т. е. приближается к значениям в однородном материале.

Особое внимание обращают на себя наиболее однородные по всем параметрам образцы PbTe 577, PbSnTe 637, 766; PbS 52 и PbSe 34: видно, что  $r_n$  в них

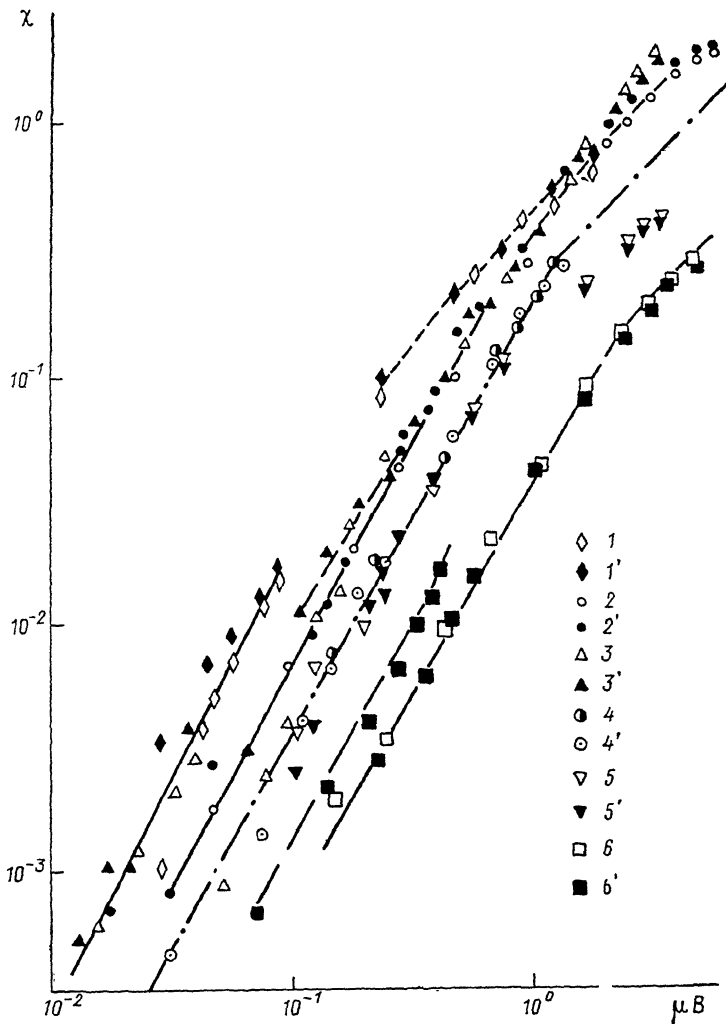


Рис. 5. Зависимость магнитосопротивления  $\chi$  от  $\mu B$  для PbTe и  $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ . Образцы: PbTe — 487 (1, 1'), 527 (2, 2');  $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$  — 377 (3, 3'), 637 (4, 4'), 766 (5, 5'), 816 (6, 6').

обусловлено только геометрической асимметрией, значения  $n$  не изменяются с температурой,  $y$  и  $M$  близки для разных сечений.

Таким образом, из полученных результатов следует: 1) совместный анализ МС  $\chi_a$ ,  $\chi_{35}$  является информативным методом обнаружения и классификации типов неоднородностей, вносящих вклад в измеряемые подвижности в кристаллах и слоях с ослабленным кулоновским рассеянием; 2) компенсационная неоднородность разных типов может вносить существенный вклад в измеряемые подвижности в образцах с концентрациями  $< 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; в образцах с большими концентрациями ( $n > 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) могут наблюдаться макроскопические низкоомные неоднородности, вероятнее всего, металлические включения, завышающие измеряемую холловскую подвижность; 3) слои халькогенидов

свинца, полученные в условиях конгруэнтной сублимации из материала, предварительно подвергнутого глубокой очистке и приведенного к составу, соответствующему  $P_{\text{мвн}}$ , обладают наиболее высокой однородностью.

#### Список литературы

- [1] Калужная Г. А., Киселева К. В. // Тр. ФИ АН СССР. М., 1987. Т. 177. С. 5—84.
- [2] Зломанов В. П., Новоселова А. В.  $P-T-x$  диаграммы состояния систем металл-халькоген. М., 1987. 208 с.
- [3] Ковалев А. Н., Парамонов В. И. / Электротехн. Материалы. 1986. № 4. С. 26—31.
- [4] Остробородова В. В. // Изв. вузов СССР. Физика. 1987. № 6. С. 63—76.
- [5] Dornhaus R., Nimitz G., Schlicht D. Narrow-Gap Semiconductors. 1983.
- [6] Ковалев А. Н., Фоломин П. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1601—1607.
- [7] Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975. 584 с.
- [8] Allgaier R. S., Restorff I. V., Houston B. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 3110—3116.
- [9] Сизов Ф. Ф., Орлецкий В. Б., Радченко М. В. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 9. С. 2117—2122.
- [10] Lopez-Otero A., Haas L. D. // Thin Sol. Films. 1976. V. 32. N 1. P. 35—38.
- [11] Пляцко С. В., Сизов Ф. Ф., Дарчук С. Д. // Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках. Матер. Всес. семинара. Павлодар, 1987. С. 175—178.

Московский институт  
стали и сплавов

Получена 18.04.1989  
Принята к печати 10.07.1989