

# Подвижность носителей заряда в двухслойных структурах PbTe/PbS

© О.А. Александрова, Р.Ц. Бондоков, И.В. Саунин, Ю.М. Таиров

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 апреля 1998 г. Принята к печати 14 апреля 1998 г.)

Методом горячей стенки на подложках  $\text{BaF}_2$  выращены эпитаксиальные гетероструктуры  $p\text{-PbTe}/n\text{-PbS}$ . Проанализированы зависимости эффективной подвижности носителей заряда, измеренной с помощью эффекта Холла, от толщины и от температуры в диапазонах  $0.1 \div 2$  мкм и  $100 \div 300$  К соответственно. Обнаружено, что эта подвижность зависит как от толщины образца, так и от толщины составляющих его слоев. Произведен расчет эффективной подвижности в предположении рассеяния носителей заряда на поверхности структуры и на дислокациях, образующихся на гетерогранице.

## Введение

Многослойные структуры типа сверхрешеток и систем с многократными квантовыми ямами на основе халькогенидов свинца изучаются интенсивно в связи с возможностью их применения для практических целей инфракрасной техники [1,2]. Электрофизические свойства таких структур во многом определяются качествами гетерограницы. До настоящего времени анализ экспериментальных результатов, например по эффекту Холла, проводился на многослойных образцах с буферными слоями [12]. Такой способ измерения дает информацию о параметрах структуры в целом, но не позволяет выделить влияние гетерограницы на электрические характеристики. Этому мешают как большое количество слоев, так и само наличие буферного слоя. Очевидно, что, чем больше толщина последнего, тем больше его роль при определении концентрации и подвижности носителей заряда.

Естественными путями решения данной задачи являются во-первых, снижение количества слоев образца до минимума (т.е. до двух) и, во-вторых, отказ от применения буферного слоя. Двухслойные структуры с согласованными параметрами решеток находят применение при создании широкополосных приемников инфракрасного излучения [3]. С целью определения роли гетерограницы как рассеивающего фактора в настоящей работе исследовались двухслойные структуры PbTe/PbS.

## 1. Техника эксперимента

Одиночные пленки PbTe, PbS и гетероструктуры  $p\text{-PbTe}/n\text{-PbS}$  наносились термическим вакуумным напылением по методу "горячей стенки" [4] на свежесколотые подложки  $\text{BaF}_2$ . Скорость роста слоев выбиралась в диапазоне  $1 \div 2$  мкм/ч, как наиболее типичная при выращивании сверхрешеток. Толщина пленок PbTe, PbS изменялась за счет варьирования времени напыления. Температура подложки составляла  $520 \div 570$  К. С одной стороны, такая температура обеспечивала эпитаксиальный рост слоев в направлении [111], с другой стороны, уменьшалась вероятность взаимной диффузии халько-

генов [1]. Концентрация носителей заряда в выращиваемых пленках была постоянной и задавалась путем использования загрузки, состав которой соответствовал конгруэнтно испаряющемуся составу [5].

Контакты для измерения эдс Холла изготавливались из индия. Измерения производились в постоянных электрическом и магнитном полях при двух направлениях тока и двух направлениях магнитного поля. Ток через образец пропусклся параллельно гетерогранице и составлял 0.5 мА. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно гетерогранице, индукция магнитного поля составляла 0.8 Тл. Температурные зависимости снимались в диапазоне температур  $100 \div 300$  К. Измерения проводились как на образцах с равными толщинами слое PbTe и PbS, различающихся общей толщиной, так и на образцах с разным соотношением толщин (разной конфигурацией), при одинаковой общей толщине структуры. Концентрация носителей заряда во всех образцах составляла  $(1 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

## 2. Результаты и их обсуждение

С целью более полного и корректного анализа двухслойных структур предварительно проводилось исследование зависимости подвижности носителей заряда от толщины и от температуры измерения для одиночных пленок PbTe и PbS. При этом такие образцы-свидетели выращивались в тех же технологических режимах, при которых впоследствии осуществлялось формирование гетероструктур. Полученные зависимости показаны на рис. 1. При анализе данных обычно из холловской подвижности, полученной экспериментально, по правилу Маттиссена вычитают вклады в подвижность, обусловленные рассеянием на тепловых колебаниях решетки и на ионизованных примесях. Подобным образом, с учетом вклада поверхностного рассеяния для пленок  $n\text{-PbTe}$ , полученных методом "горячей стенки", авторы [6] получили:  $\mu_r = \mu_d T^{p(d)}$ , где  $p = -(0.8 + 0.286d)$ . Величина  $\mu_r$  связывается с рассеянием на границах зерен, на дислокациях и на неровностях подложки. Для германиевых пленок [7] рассеяние на дислокациях учитывалось с помощью формулы Декстера и Зейтца [8] и для остаточной

подвижности найдено выражение  $1/\mu_r = A \lg(b/d)$ , где  $A$  и  $b$  — параметры, зависящие от условий выращивания и структуры пленки. Если аппроксимировать кривые на рис. 1 в виде полинома 4-й степени

$$\mu = a_0x^4 + a_1x^3 + a_2x^2 + a_3x + a_4,$$

где  $a_0 \div a_4$  — размерные коэффициенты, а  $x$  соответствует по размерности толщине  $d$ , мкм, то справедливы будут следующие эмпирические выражения:

$$\mu_1 = -90.7d^4 + 294.6d^3 - 127.1d^2 + 56.2d + 0.3, \quad 0.1 < d < 2, \quad (1)$$

$$\mu_2 = -0.7d^4 + 6.6d^3 + 18.9d^2 + 15.3d + 2.5, \quad 0.1 < d < 2, \quad (2)$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 соответствуют PbTe и PbS.

Температурную зависимость подвижности можно представить в виде [9]  $\mu = AT^{-p}$ , где  $A$  — постоянная, определяемая параметрами материала, а  $p$  — коэффициент, зависящий от конкретного механизма рассеяния. Значения  $p$  для различных образцов PbTe и PbS представлены в таблице. Они коррелируют со значениями  $p$ , полученными в работе [6].

В принципе для тонких пленок возможно наличие размерных эффектов: по средней длине свободного пробега носителей заряда и по дебаевской длине экранирования. Максимальные значения для обеих длин, рассчитанные по формулам из работ [9,10], составили 40 и 25 нм соответственно. Следовательно, при данных минимальных толщинах теллурида и сульфида свинца (100 нм) в температурном диапазоне 100 ÷ 300 К появление размерных эффектов маловероятно. Известно [11], что для достаточно однородных пленок халькогенидов свинца  $p \cong 2.5$ , что обычно объясняется рассеянием на длинноволновых акустических колебаниях с учетом температурной зависимости эффективной массы. При поверхностном же рассеянии в PbTe  $\mu \sim T^{-0.5}$ . В ряде работ [10] сообщается о рассеянии на дислокациях, на поверхности и на границах зерен для поликристаллических пленок. Так, на пленках теллурида свинца толщиной

Образец	$d$ , мкм	$d_1/d_2$	$p$
PbTe	0.5	—	1.20
"	1.1	—	1.52
"	1.6	—	1.70
PbS	0.5	—	1.31
"	1.1	—	1.58
"	1.6	—	1.81
PbTe/PbS	0.5	1	0.50
"	1.0	1	1.68
"	1.6	1	2.34
"	1.6	0.45	1.25
"	1.6	2.2	1.92

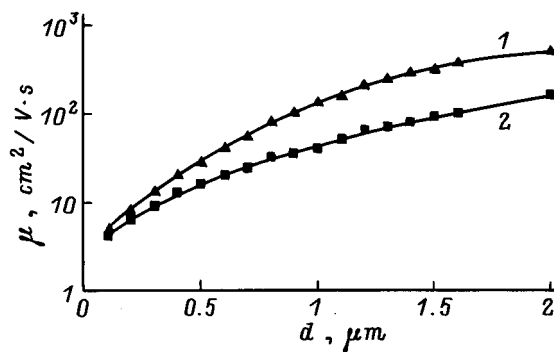


Рис. 1. Зависимость холловской подвижности носителей заряда ( $\mu$ ) от толщины пленок ( $d$ ) для материалов: 1 — PbTe, 2 — PbS.

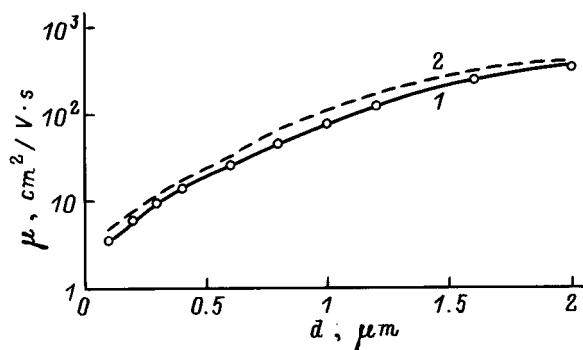
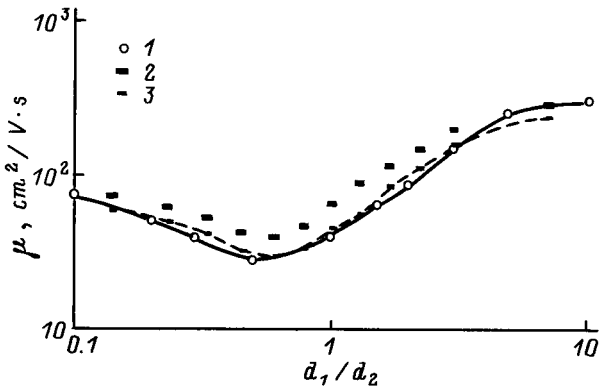


Рис. 2. Эффективная подвижность в гетероструктурах PbTe/PbS в зависимости от толщины ( $d_1 = d_2$ ): 1 — эксперимент, 2 — расчет в представлении гетероструктур в виде образцов со слоистыми неоднородностями (формула (3)).

1 ÷ 2 мкм, выращенных на подложках KCl, наблюдалась зависимость подвижности от температуры с показателем  $p = 0.8$ , что связывалось с рассеянием на дефектах роста. С рассеянием на дислокациях связывают значения  $1.5 < p < 2.0$ . Критическая толщина пленок, после которой образуется сетка дислокаций, рассчитанная по методике [12], составляет 12 нм. Таким образом, можно считать, что для пленок PbTe, PbS толщиной  $1 \leq d_{1,2} \leq 2$  мкм подвижность носителей обусловлена рассеянием на дислокациях несоответствия. При толщинах менее 1 мкм начинает сказываться рассеяние на поверхности и на дефектах роста, так как отсутствует буферный слой.

На рис. 2 (кривая 1) представлена экспериментальная зависимость эффективной подвижности для гетероструктур  $p$ -PbTe/ $n$ -PbS от общей толщины слоев  $d$  ( $d_1 = d_2$ ). В общем случае многослойные гетероструктуры можно рассматривать как образцы со слоистыми неоднородностями, включающими изменения концентрации  $n(z)$  и подвижности  $\mu(z)$  носителей заряда, и, соответственно, проводимостью  $\sigma(z)$ , где  $z$  — направление, перпендикулярное плоскости слоев. В частности, для двухслойных



**Рис. 3.** Эффективная подвижность для структур PbTe/PbS ( $d = d_1 + d_2 = 1.6 \mu\text{м}$ ) в зависимости от отношения  $d_1/d_2$ : 1 — эксперимент, 2 — расчет в представлении гетероструктур в виде образцов со слоистыми неоднородностями (формула (3)), 3 — расчет при рассеянии на дислокациях (формула (7)).

структур выражение для эффективной подвижности носителей заряда ( $\mu^2 B^2 \ll 1$ ) имеет вид [9]

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_1(1 + \beta)^{-1} + \mu_2(1 + \beta^{-1})^{-1}, \quad (3)$$

где  $\beta = \sigma_2 d_2 / \sigma_1 d_1$ . Кривая 2, показанная пунктиром на рис. 2, получена путем подстановки (1) и (2) в равенство (3). Видно, что расчетные значения подвижностей носителей заряда по формуле (3) всегда больше экспериментальных. Отсюда можно предположить, что при рассматриваемых толщинах пленок существуют дополнительные механизмы рассеяния носителей заряда, не связанные с рассеянием внутри слоев.

Экспериментальные точки, отражающие зависимость эффективной подвижности носителей заряда в структурах PbTe/PbS от соотношения толщин, составляющих гетероструктуру слоев ( $d_1/d_2$ ) при постоянной ее общей толщине  $d = 1.6 \mu\text{м}$ , представлены на рис. 3 (кривая 1). Наблюдающийся минимум объясняется различием в скоростях уменьшения подвижности для слоя PbTe и увеличения последней для слоя PbS с уменьшением отношения  $d_1/d_2$ . Кривой 2 на этом рисунке показана зависимость  $\mu_{\text{eff}} = f(d_1/d_2)$ , рассчитанная с использованием выражения (3). Видно, что, так же, как и в предыдущем случае, экспериментальные значения эффективной подвижности меньше, чем расчетные. Полученный результат свидетельствует о появлении и в этом случае дополнительных механизмов рассеяния носителей заряда, природу которых необходимо выяснить.

Изучение характера рассеяния носителей заряда, как и для одиночных пленок, проводилось на основе анализа температурных зависимостей эффективной подвижности носителей заряда в гетероструктурах различной толщины и конфигурации (отношения  $d_1/d_2$ ). Значения коэффициента  $p$  представлены в таблице. Из таблицы видно более сильное изменение  $p$  с увеличением общей

толщины гетероструктуры  $d$ , чем для отдельных пленок PbTe и PbS. Кроме того, наблюдается зависимость коэффициента  $p$  от отношения толщин слоев  $d_1/d_2$ .

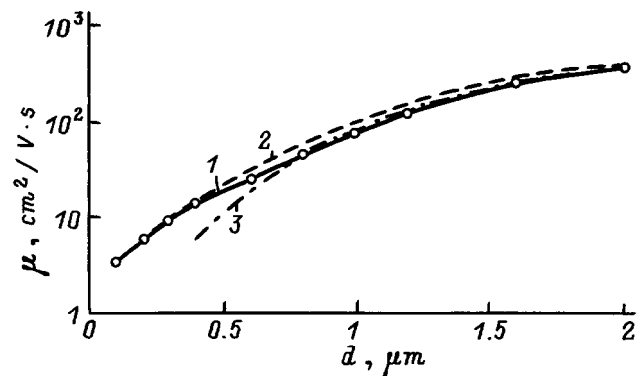
Наличие границы раздела может порождать в основном два фактора, дающие вклад в кинетические коэффициенты. Это, во-первых, образование твердого раствора в результате взаимной диффузии и, как следствие, возникновение неупорядоченности. Однако, как было отмечено выше, при данных температурах роста и в соответствии с данными авторов [1] образование метастабильной фазы PbS<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub> маловероятно. Во-вторых, это образование дислокаций несоответствия в силу разницы периодов решетки теллурида и сульфида свинца: критическая толщина образования сетки дислокаций, определенная экспериментально, составляет 2–3 нм [1].

Для случая  $d_1 = d_2$  необходимо учитывать также рассеяние на поверхности в результате уменьшения общей толщины гетероструктуры. Расчет подвижности носителей заряда в этом случае можно производить с помощью формулы [6,10]

$$\mu_s = \frac{\mu_v}{1 + l/d}, \quad (4)$$

где  $l$  — средняя длина свободного пробега,  $d$  — толщина структуры,  $\mu_v$  — подвижность в объеме пленки. Кривая 2, показанная на рис. 4 штриховой линией, получена с использованием уравнения (4). При этом значение  $l$  принималось равным 50 нм, а в качестве объемной подвижности использовалось значение  $\mu_{\text{eff}}$ , рассчитанное по формуле (3) для  $d = 2 \mu\text{м}$ . Из рисунка видно хорошее совпадение экспериментальной и расчетной кривых вплоть до значений  $d = 0.5 \mu\text{м}$ . Этот факт вместе со значением  $p = 1.2$  для гетероструктуры с общей толщиной 0.5 мкм действительно указывает на возрастающую роль поверхностного рассеяния в результате уменьшения толщины образцов PbTe/PbS в целом.

Дислокации несоответствия можно рассматривать как рассеиватели и как заряженные включения, модулирующие потенциал [9]. К рассеивателям относится дефор-



**Рис. 4.** Эффективная подвижность носителей заряда для структур PbTe/PbS ( $d_1 = d_2$ ): 1 — эксперимент, 2 — расчет для поверхностного рассеяния (формула (4)), 3 — расчет при рассеянии на дислокациях (формула (7)).

мационный потенциал искажения решетки, вызванный дислокациями [8]. Однако дальнейшие исследования показали, что следует рассматривать влияние дислокаций с точки зрения крупномасштабных флуктуаций потенциала. Иными словами, электростатическое поле дислокаций в большей степени способствует уменьшению подвижности, чем деформационный потенциал дислокаций [13,14].

На оси дислокации имеются локализованные уровни, которые захватывают основные носители и образуют включения противоположного типа проводимости. Так, дислокация в кристалле  $n$ -типа ведет себя подобно линейному отрицательному заряду и создает вокруг себя положительный пространственный заряд. Движущиеся к дислокации электроны испытывают с ее стороны отталкивание, приводящее к их рассеянию. Для расчета этого рассеяния каждую отдельную дислокацию можно рассматривать как заряженный цилиндр. Эффективная проводимость в таком случае дается формулой [15]:  $\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_V(1 - \delta)$ , где  $\sigma_V$  — проводимость в объеме материала,  $\delta$  — доля объема, занятого цилиндрами пространственного заряда. Величина  $\sigma_{\text{эфф}}$  в электронном полупроводнике определяется эффективными концентрацией  $n_{\text{эфф}}$  и подвижностью  $\mu_{\text{эфф}}$  носителей заряда. В умеренно неоднородных полупроводниках  $n_{\text{эфф}} \simeq \bar{n}$ , где  $\bar{n}$  — средняя концентрация по объему [9]. Поэтому в общем виде эффективная подвижность будет равна [9,13]

$$\mu_{\text{эфф}} = \mu_V(1 - \delta). \quad (5)$$

Выражение для доли объема, занимаемого цилиндрами пространственного заряда через их радиус  $R$  и поверхностную плотность дислокаций  $N_s$ , имеет вид [15]  $\delta = \pi R^2 N_s$ . Если предположить, что в результате выращивания гетероструктуры PbTe/PbS образовалась сетка дислокаций несоответствия как в одном, так и в другом материале, и в дальнейшем с увеличением толщины обоих слоев плотность дислокаций остается постоянной, то для учета зависимости доли объема, занимаемого дислокациями, от толщины, необходимо найти явный вид функции  $\delta = f(d)$ . Отношение объема, занимаемого цилиндрами к общему объему имеет вид

$$\delta = \frac{N\pi R^2 a}{Sd},$$

где  $N$  — число цилиндров,  $a$  — характерный размер образца,  $S$  — площадь образца,  $d$  — его толщина. Это выражение можно преобразовать к виду

$$\delta = N_l \frac{\pi R^2}{d},$$

где  $N_l$  — линейная плотность дислокаций. Полагая  $N_l \simeq \sqrt{N_s}$ , окончательно имеем

$$\delta \simeq \frac{\pi r^2}{d} \sqrt{N_s}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в равенство (5), получаем зависимость эффективной подвижности носителей заряда от толщины образца при рассеянии на дислокациях

$$\mu_d = \mu_V \left( 1 - \frac{\pi R^2}{d} \sqrt{N_s} \right). \quad (7)$$

Подвижность, рассчитанная по формуле (7), показана на рис. 4 кривой 3 (штрихпунктирная линия). Расчет проводился в предположении, что при  $\delta = 0.01 \ll 1$   $\mu_d \rightarrow \mu_V$ , при этом объемное значение подвижности достигается только при  $d = 26$  мкм. В качестве объемной подвижности  $\mu_V$ , как и в случае поверхностного рассеяния, использовалась величина  $\mu_{\text{эфф}}(d)$ , рассчитанная из равенства (3). Из рисунка видно, что формула (7) дает хорошее согласие с экспериментальными данными, начиная с  $d \geq 0.7$  мкм.

Выражение (7) использовалось и при расчете  $\mu_d$  в случае, когда  $d = 1.6$  мкм, а отношение  $d_1/d_2$  изменяется. В качестве параметра  $d$  при этом выбирались истинные значения толщины пленки PbTe для интервала  $0.5 \leq d_1/d_2 \leq 10$  и PbS для интервала  $0.1 \leq d_1/d_2 \leq 2$ . В области, где эти интервалы перекрываются, были получены одинаковые значения эффективной подвижности  $\mu_d(d_1/d_2)$  как при использовании  $d_1$ , так и при использовании  $d_2$ . Построенная указанным способом зависимость показана на рис. 3, кривая 3. Значения  $\mu_d$  вблизи  $d_1/d_2 = 0.1$  и  $10$  — меньше экспериментальных. Это объясняется тем, что когда толщина одного из участвующих в гетероструктуре слоев становится малой, то для него сильнее сказывается рассеяние на поверхности, которое при этом случае заведомо не учитывается. Однако в большом интервале значений  $d_1/d_2$  наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных с расчетными. Лучшее же соответствие наблюдается в интервале  $0.5 \leq d_1/d_2 \leq 2$ , являющемся наиболее важным для практических задач.

Таким образом, проведено исследование эффективной подвижности носителей заряда в одиночных пленках и в двухслойных гетероструктурах PbTe/PbS различной толщины и конфигурации в диапазоне температур  $100 \div 300$  К. Выполнено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненных при представлении гетероструктур в виде образцов со слоистыми неоднородностями. Установлено хорошее согласие расчетов с экспериментом в предположении о том, что при общей толщине структуры  $d = d_1 + d_2 \leq 0.5$  мкм ( $d_1 = d_2$ ) наблюдается рассеяние на поверхности, а при  $d \geq 0.7$  мкм существенную роль играет рассеяние на дислокациях. Для образцов с разной конфигурацией  $d_1/d_2$  ( $d = 1.6$  мкм) показано, что рассеяние носителей заряда на гетерогранице обусловлено наличием дислокаций несоответствия вплоть до очень маленьких толщин какого-либо из слоев PbTe и PbS.

## Список литературы

- [1] С.С. Борисова, И.Ф. Михайлов, Л.С. Палатник, А.Ю. Сипатов, А.И. Федоренко, Л.П. Шпаковская. Кристаллография, **34**, 716 (1989).
- [2] С.Н. Давиденко, Ф.Ф. Сизов, В.В. Тетеркин. Укр. физ. журн., **38**, 938 (1993).
- [3] Т.А. Гаврикова, В.А. Зыков. ФТП, **31**, 1342 (1997).
- [4] С.Л. Милославов, И.В. Саунин, Д.А. Яськов. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **19**, 55 (1983).
- [5] В.П. Зломанов, А.В. Новоселова. *P–T–x-диаграммы состояния систем металл–халькоген* (М., Наука, 1987).
- [6] P.R. Vaya, J. Majhi, B.S.V. Gopalam, C.D. Dattatreya. Phys. St. Sol. (a), **87**, 341 (1985).
- [7] R.L. Ramey, W.D. McLennan. J. Appl. Phys., **38** 3491 (1967).
- [8] D.L. Dexter, F. Seitz. Phys. Rev., **86**, 964 (1952).
- [9] Е.В. Кучис. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М., Радио и связь, 1990).
- [10] К.Л. Чопра. *Электрические явления в тонких пленках* (М., Мир, 1972).
- [11] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS* (М., Наука, 1968).
- [12] Ю.В. Кочетков, В.Н. Никифоров, О.Н. Васильева, А.М. Гаськов. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, **35**, 68 (1994).
- [13] С.И. Пекар. ФТТ, **8**, 1115 (1966).
- [14] Ю.В. Корнюшин, Л.С. Мима, О.В. Третьяк. ФТП, **15**, 2159 (1981).
- [15] Г. Магаре. *Электроника дефектов в полупроводниках* (М., Мир, 1974).

Редактор Т.А. Полянская

## Carrier mobility of binary-layer structures PbTe/PbS

O.A. Alexandrova, R.Tz. Bondokov, I.V. Saunin,  
Yu. M. Tairov

St.Petersburg State Electrotechnical University,  
197376 St.Petersburg, Russia

**Abstract** The *p*-PbTe/*n*-PbS epitaxial heterostructures were grown on BaF<sub>2</sub> substrates by hot wall epitaxy. Thickness and temperature dependencies of the effective mobility measured by Hall effect were studied from 0.1 to 2 μm and over the range 100–300 K, respectively. It has been found that the mobility depends on sample thickness as well as on that of its components. The effective mobility calculation has been made on the supposition that there is carrier scattering both on the surface and on dislocations that were generated by the interface.

Fax: (812) 234-31-64 (Saunin)

E-mail: root@me.etu.spb.ru (Saunin)