

**ФИЗИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $PbTe/BaF_2$,
ПОЛУЧЕННОГО В НЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ.**

ТОЛБАЕВА Гулмира Кадыркуловна,
Старший преподаватель кафедры естественно-научных дисциплин Международного
университета Кыргызстана, rusaaid@mail.ru

ПЛЯЦКО Сергей Владимирович,
Старший научный сотрудник, Института физики полупроводников, НАН Украина, г. Киев,
090353psv@i.ua,

КУЛУМБЕТОВ Жаныбек Эшенкулович,
Менеджер по развитию, Юнисон групп, jkulumbetov64@gmail.com

ОСМОНАЛИЕВА Айнагуль Абдрахмановна,
Старший преподаватель кафедры физики КНУ, osmonalieva 080265@gmail.com

**PHYSICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF $PbTe/BaF_2$,
OBTAINED IN NONEQUILIBRIUM CONDITIONS**

**Plyatsko S.V., Kulumbetov J.E.,
Osmonalieva A.A., Tolbaeva G.K.**

**ТЕН САЛМАКСЫЗ АБАЛДА ӨСТҮРҮЛГӨН $PbTe/BaF_2$ ФИЗИКАЛЫК
ЖАНА ФОТОЭЛЕКТРИКАЛЫК КАСИЕТТЕРИ.**

**Plyatsko S.V., Kulumbetov J.E.,
Osmonalieva A.A., Tolbaeva G.K.**

***Аннотациясы:** $PbTe/BaF_2$ жука пленкасы модулданган ИК лазердик нурдануу аркылуу тен салмаксыз абалда алынган. Структуралык касиеттери рентгеноструктуралык жана сканирлөөчү туннельдик микроскопия менен изилденген. Бул изилдөөдө тен салмаксыз абалда жука тилкелер (111) BaF_2 подложкасында өстүрүлгөн жана ал кесекчелерден турат ($d \leq 2500 \text{C}^\circ$) анын кристаллдык багытталышы (001). Электрофизикалык жана фотоэлектрикалык касиеттери жука пленкалардын технологиялык өсүү шарттарынан көз каранды жана зерналардын ортосундагы чек аранын абалы менен аныкталат.*

***Негизги сөздөр.** модулданган лазердик нурдануу, бош ток алып жүрүүчүлөрдүн концентрациясы, кубаттуулуктун тыгыздыгы, подложканын температурасы, туннельдик микроскопия, фотоэлектрикалык касиеттер.*

***Аннотация:** Пленки $PbTe/BaF_2$ выращены в неравновесных условиях методом модулированной лазерным излучением эпитаксии. Структурные свойства слоев исследовались рентгеноструктурными методами и сканирующей туннельной микроскопией. На основе этих исследований установлено, что пленки, полученные в неравновесных условиях на подложках (111) BaF_2 , являются зернистыми ($d \leq 2500 \text{C}^\circ$) с ориентацией (001). Электрофизические и фотоэлектрические свойства пленок зависят от технологических условий роста и определяются состояниями на межзеренных границах.*

***Ключевые слова:** эпитаксия модулированным лазерным излучением, подвижность, тонкопленочные слои, плотность мощности, температура подложки, сканирующая туннельная микроскопия, фотоэлектрические свойства*

Annotation: Layers $PbTe/BaF_2$ were grown in nonequilibrium conditions by a modulated laser irradiation epitaxy technique. Crystal structures of the films were studied by X-ray and scanning tunneling microscopy. It is found on the basis of structural investigation that the layers grown in nonequilibrium conditions on (111) BaF_2 substrate have a polycrystalline structure ($d \leq 2500 \text{ \AA}$) with (001) orientation. Electrophysical and photoelectrical properties of the films depend on technological parameters and electron states at grain boundaries.

Key words: modulated of laser IR irrigation of epitaxy, thin solid films, power density, temperature substrate, scanning tunneling microscopy, photoelectrical properties

Получению и исследованию слоев полупроводниковых соединений A^4B^6 большое количество работ. Преобладающая часть их относится к изучению электрофизических и фотоэлектрических свойств пленок $PbSnTe$, выращенных на подложках BaF_2 и $NaCl$ (KCl), которые наиболее близки по своему коэффициенту термического расширения и постоянной решетки к твердым растворам $PbSnTe$. Свойства выращенных слоев практически ничем не отличаются от свойств объемных монокристаллов. В настоящее время получили развитие новые методы выращивания – лазерно-молекулярная и электронно-лучевая эпитаксия, которые в применении к соединениям A^4B^6 показали возможность получения слоев существенно отличающихся по своим свойствам от пленок и объемных монокристаллов, выращенных традиционными методами [1-5].

В данной работе проведены комплексные исследования электрофизических, фотоэлектрических, структурных свойств пленок $PbTe/BaF_2$, выращенных методом модулированного осаждения лазерным испарением источника-мишени в широком интервале температур подложки и плотностей мощности лазерного излучения. В отличие от лазерно-молекулярной лучевой эпитаксии [6,7], где испарение полупроводниковой мишени производится импульсным излучением большой плотности ($W > 10^6 \text{ Вт/см}^2$) с энергией кванта $h\omega \geq E_g$ нами использовался ИК-лазер ($h\omega < E_g$) с модулированным излучением и плотностью мощности на мишени $W \leq 105 \text{ Вт/см}^2$

Установка модулированной лазерным излучением (испарением) эпитаксии (МЛИЭ), кроме ИК-лазера, содержит оптическую систему ввода и фокусировки излучения, механическую систему модуляции, вакуумную камеру, устройство сканирования излучения (вращение

источника совмещено с его поступательным движением), а также устройство нагрева и контроля температуры подложек. Осаждение слоев проводилось модулированным ИК-излучением ($h\nu = 0.118 \text{ эВ}$), которое вводилось через фокусирующую оптическую систему в вакуумную камеру при остаточном давлении паров $p = (1-2) \cdot 10^{-6} \text{ Торр}$ и плотности мощности на мишени $W = (10^4 - 10^5) \text{ Вт/см}^2$. Длительность импульса составляла $\tau = (3-6) \cdot 10^{-3} \text{ с}$, частота повторения 12-25 Гц. Температура подложки T_s изменялась от 20 до 400°C. Скорость напыления зависела от плотности мощности излучения, длительности импульса и расстояния между подложками и мишенью-источником.

Применение модулированного или импульсного ЛИ для испарения материала мишени-источника необходимо для обеспечения локализации подводимой энергии в зоне лазерного пятна без существенного отвода тепла кристаллом за время действия импульса. Это становится возможным, если полупроводниковый источник обладает низкой теплопроводностью и высоким давлением паров. Кроме того, важное значение имеет и величина энергии диссоциации материала источника, в случае если таковым является бинарное или более сложное соединение. При диссоциации соединения происходит наполнение в зоне действия излучения жидкой фазы металлической компоненты, которая имеет более низкое значение давления паров, с последующим выносом ее эрозионным факелом в область конденсации, т.е. на подложки. Одним из немногих полупроводниковых соединений, которые удовлетворяют таким требованиям, являются узкощелевые полупроводники группы A^4B^6 и их растворы.

Основным механизмом поглощения излучения ($h\omega > E_g$) мишенью-источником является поглощение на свободных носителях. В зави-

симости от концентрации носителей в монокристаллической мишени ($P^{PbTe} = 10^{18}-10^{19} \text{см}^3$) коэффициент поглощения α может достигать значений $\alpha = (10^2-10^3) \text{см}^{-1}$. При таких значениях коэффициента поглощения $\alpha^{-1} \ll (Dt)^{1/2}$ (где, $D = K/c\rho$ - коэффициент температуропроводности, K – теплопроводность, c – теплоемкость, ρ - плотность вещества, t -время), температура поверхности образца будет равна

$$T = T_0 + 2P^*0(\pi Dt)^{1/2} / \pi K \quad (1)$$

где T_0 – температура полупроводникового кристалла до воздействия ЛИ, $P^*_0 = (1-R)P_0$, R – коэффициент отражения, P_0 – плотность мощности падающего лазерного излучения. Оценки показывают (используя параметры K , c , ρ , R для PbTe [8]), что температура в зоне воздействия ЛИ на мишени-источнике в процессе напыления может достигать $T \approx 2520 \text{ К}$. Давление паров распыляемого PbTe при такой температуре в 10^6 раз превышает равновесное значение. Это говорит о том, что процессы роста пленок PbTe при использовании для испарения мишени-источника ЛИ происходят в экстремально неравновесных условиях. Такие условия выращивания, с учетом того, что поверхностная энергия конденсируемого материала значительно меньше поверхностной энергии подложки BaF_2 , должны способствовать уменьшению критических зародышей, а пленка будет представлять собой плотно упакованную непрерывную мелкозернистую

структуру. Важным фактором является также и то, что благодаря высоким скоростям роста ($v = (2-28) \text{Å}^0 / \text{импульс}$), эквивалентный по условиям чистоты «эффективный» вакуум на 5-6 порядков выше остаточного давления в вакуумной системе [9]. Это практически полностью исключает возможность взаимодействия паровой фазы с остаточной атмосферой кислорода и, тем самым, окисливания конденсата в процессе роста.

Для получения слоев в качестве мишени-источника был использован, выращенный методом Чохральского монокристаллический PbTe стехиометрического состава с концентрацией свободных дырок $P = (3-5) 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Рентгеноструктурные исследования, выращенных пленок PbTe/BaF₂ показали, что при таких условиях роста они имеют преимущественную ориентацию (001), со степенью разориентации субзерен, которая определяется как температурой роста, так и плотностью мощности ЛИ на мишени.

Полуширины кривых качания слоев находятся в пределах нескольких градусов (рис.1). Распределение углов разориентации субзерен по поверхности подложки изменяется незначительно. Применяя методику анализа полуширин КДО [11] были рассчитаны средние размеры областей когерентного рассеяния, которые находятся в пределах $100-1000 \text{Å}^0$. При этом учтено влияние микродеформаций на результаты определения размеров зерен, а также другие причины такие как наличие

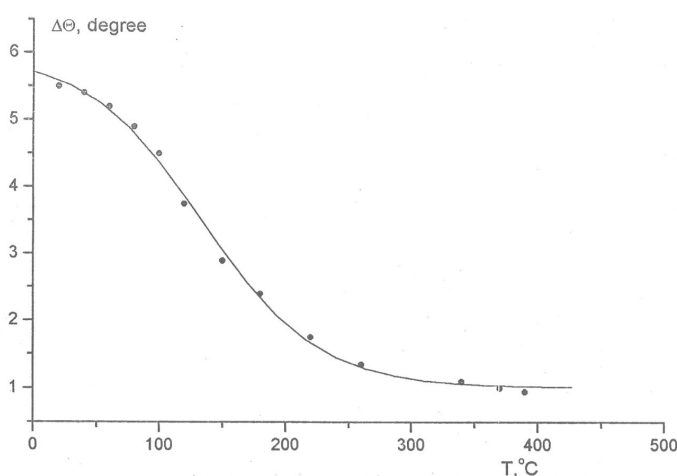


Рис1. Зависимость кривой дифракционного отражения от температуры подложки

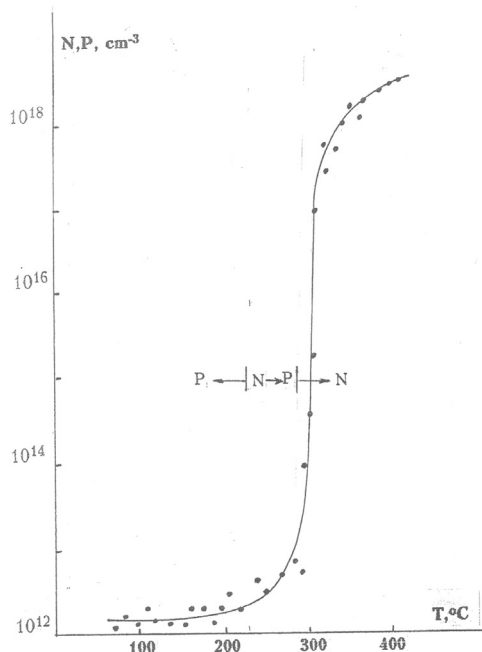


Рис 2. Зависимость концентрации носителей тока ($T=77\text{K}$) в пленках PbTe/BaF_2 от температуры подложки при плотности мощности лазерного излучения на мишени-источнике $W=8.5 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$

малоугловых границ, однородного изгиба кристаллитов.

$$R = A/\Delta v \quad (2)$$

где A – параметр учитывающий дифракционный и инструментальные факторы рассеяния.

Из рисунка видно, что наибольшая полуширина коэффициента дифракционного отражения наблюдается экспериментально при низких температурах роста и при этом практически не зависит от параметров ЛИ. С повышением температуры подложки полуширина КДО значительно сужается, но размер кристаллитов при этом остается в тех же пределах. Это говорит о том, что повышение температуры роста способствует упорядочению зерен в процессе конденсации.

На рис. 2 представлена зависимость концентрации носителей тока в пленках PbTe/BaF_2 , выращенных при постоянной плотности мощности лазерного излучения (ЛИ) $W=8.5 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$ от температуры подложки BaF_2 . Изменение плотности мощности ЛИ в пределах $10^4 \leq W \leq 10^5 \text{ Вт/см}^2$ не приводило к существенным изменениям электрофизических свойств пленок в интервале $100^\circ \leq T_s \leq 400^\circ \text{C}$.

Как видно из рис. 2 в области низких температур роста $100^\circ \leq T_s \leq 260^\circ \text{C}$ пленки обладают дырочным типом проводимости, а в интервале температур $260^\circ \leq T_s \leq 380^\circ \text{C}$ тип проводимости изменяется на электронный.

Такая зависимость $P, N(T_s)$ для соединений группы A^4B^6 является необычной. Во-первых, наиболее совершенные пленки, выращенные традиционными термическими методами, имеют концентрацию носителей тока не ниже $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Во-вторых, дырочный тип проводимости возможно получить только при использовании дополнительного источника халькогена, вакансии которого являются донорами в соединениях A^4B^6 . В третьих, получение электронного типа проводимости с концентрацией носителей тока выше $N_{77} = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ возможно только при дополнительном легировании донорными примесями. Таким образом, зависимость $P, N(T_s)$ не связана диаграммой состояния, а вызвана особенностями роста пленок PbTe в экстремальных неравновесных условиях на подложках $(111) \text{BaF}_2$.

Детальные исследования зависимостей коэффициента Холла от температуры для образцов, полученных при различных температурах подложки T_s , представлены на рис.3.

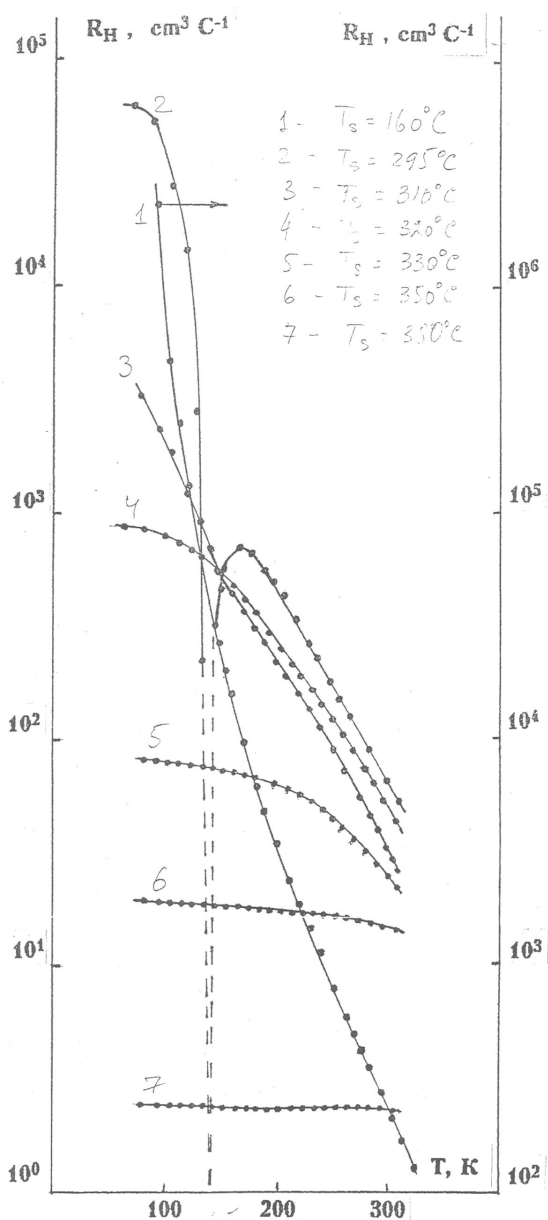


Рис. 3 Температурные зависимости коэффициента Холла R_H пленок PbTe/BaF₂, выращенных при различных температурах подложки $W=8.5 \cdot 10^4$ Вт/см², T_s , °C: 1-160, 2-295, 3-310, 4-320, 5-330, 6-350, 7-380.

Для температур подложки $330^\circ \leq T_s \leq 380^\circ \text{C}$ зависимости $R_H(T)$ практически ничем не отличаются от $R_H(T)$ для пленок с такими же концентрациями электронов, но выращенных другими методами. При более низких температурах подложки зависимость $R_H(T)$ является активационной. Кроме того, в довольно широкой области температур $260^\circ \leq T_s \leq 300^\circ \text{C}$, выращенные пленки характеризуются аномальной $n \rightarrow p$ низкотемпературной инверсией типа проводимости, причем, температура инверсии

$T_{inv} \approx 140^\circ \text{K}$ практически не зависит от температуры роста T_s .

Для объяснения полученных результатов было проведено исследование морфологии поверхности пленок PbTe/BaF₂ методом сканирующей туннельной микроскопии. Полученные пленки разделялись скалыванием на две части. Одна из частей покрывалась тонким слоем золота ($h=30\text{Å}$), что является необходимым для исследования только геометрического рельефа поверхности, поскольку пленка Au создает поверхность равного потенциала. Вторая часть пленки исследовалась непосредственно после выращивания без предварительного напыления металлического слоя. В некоторых случаях указанные операции проводились последовательно на одной и той же пленке. Эти две операции необходимы для того, чтобы разделить вклады геометрического и потенциального рельефа пленки и тем самым получить информацию о кристаллической структуре и механизме роста при различных технологических условиях.

Четкое STM изображение пленки PbTe/BaF₂ наблюдалось при следующих условиях эксперимента:

а) постоянный ток туннелирования

$$J = 5.6 \text{ nA};$$

б) напряжение смещения $1,5 \leq V_b \leq 3\text{V}$ (плюс находится на игле)

Для структуры Au-PbTe-BaF₂ напряжения смещения $V_b=50\text{mV}$ при сохранении остальных условий эксперимента STM изображения PbTe/BaF₂ показано на рис. 4. Видно, что изображение имеет сложный характер и состоит из чередующихся пиков и впадин, которые имеют ширину $100 \leq b \leq 350\text{Å}$.

STM изображение Au-PbTe-BaF₂ имеет гладкий рельеф рис.5 и подобен изображению поверхности Au-BaF₂ представляет собой электронную структуру поверхности пленки PbTe. Такая сложная картина потенциального рельефа, исходя из эксперимента, может быть обусловлена только наличием чередующихся обогащенных и обедненных зарядом областей.

Для того, чтобы оценить размеры этих областей было проведено исследование в режиме Cross section (рис. 6). Размер областей оказался

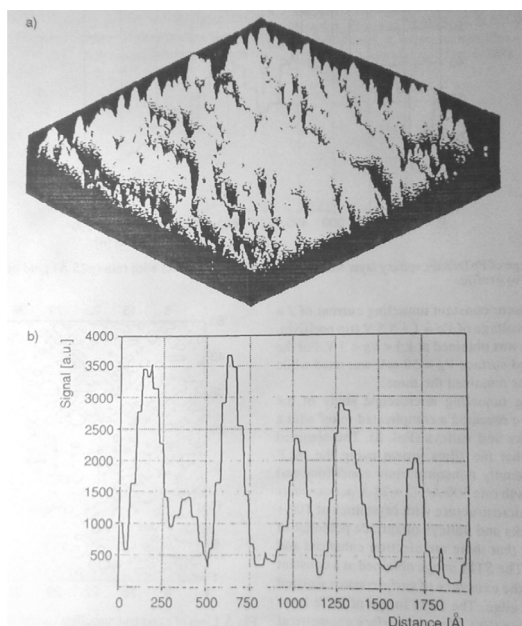


Рис. 4. а) STM изображения PbTe/BaF₂ ; б) его профиль

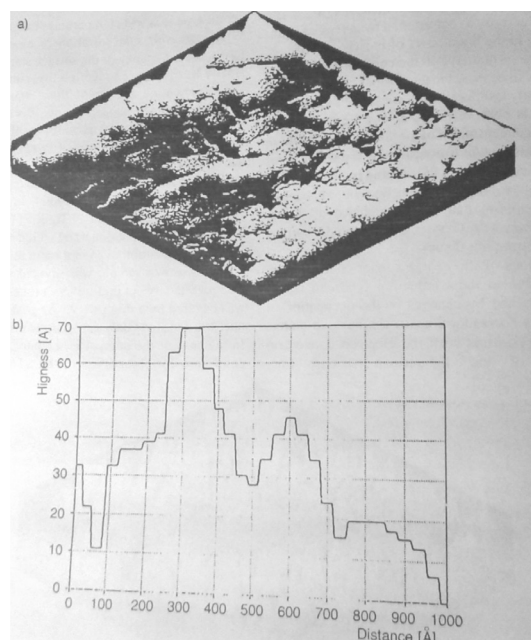


Рис. 5. а) STM изображение потенциального рельефа структуры Au-PbTe/BaF₂ ; б) его профиль

порядка 100-300Å°. Возникновение такого рода областей может быть обусловлено образованием мелкодисперсной кристаллической структуры, обладающей одной ориентацией кристаллитов и развернутых друг относительно друга в пространстве [10].

Анализ полученных изображений показал, что сложная электронная структура поверхности пленки обусловлена ее поликристаллическостью с размером кристаллитов $d \leq 250 \text{ \AA}$. Полученные результаты подтверждается также рентгеноструктурными исследованиями.

Для кристаллитов таких размеров края зон проводимости и валентной зоны не могут при удалении от поверхности дойти до тех положений относительно уровня Ферми, которые они должны были занимать в глубине массивного образца с таким же уровнем легирования. Поэтому искривление зон происходит на небольшую величину. Распределение потенциала и концентрации носителей заряда в пленке будет почти однородным, а слабый потенциальный рельеф будет проявляться только в области низких температур, когда $\Delta U \approx kT$.

Высокоомное состояние пленок ($T=77\text{K}$) PbTe/BaF₂ ($P, N=10^{11}-10^{12}$) см⁻³, в то время как в монокристаллических пленках PbTe/KCl (KBr), полученных в одном цикле, концентрация носителей находится на уровне $10^{16}-10^{17}$ см⁻³,

можно объяснить образованием межзеренных состояний в запрещенной зоне, которые в зависимости от условий получения могут проявлять как акцепторный, так и донорный характер. В зависимости от уровня легирования N и размера кристаллитов dI возможны ситуации когда плотность поверхностных состояний $N_s \geq dIN$ или $N_s \geq dIN$. В первом случае зерно оказывается полностью лишенным носителей заряда, межзеренные состояния частично заняты, что соответствует возникновению высокоомного состояния (рис.2) в области дырочного проводимости. Второй случай может быть реализован при увеличении концентрации электронов в кристаллите при неизменных N_s и dI или при уменьшении N_s , что приведет к инверсии типа проводимости и низкоомному состоянию в электронной области проводимости.

Экспериментально было установлено, что в высокоомном p- и n- состоянии зависимости $\sigma(1/T)$ и $P, N(1/T)$ характеризуется тремя рис.6 активационными участками E_1, E_2, E_3 , а $\mu(1/T)$ активационный характер имеет только в области низких температурах подложки $T_s \leq 210^\circ\text{C}$, в которых наблюдаются только два активационных участка E_1 и E_3 рис.7. И в первом и во втором случае активационный рост подвижности происходит до $T=(110-120)\text{K}$. С повышением температуры получения эта область смещается

до 250К. Наклон при этом уменьшается и при $T_s \geq 380^\circ\text{C}$ $\mu(T)$ имеет зависимость характерную для теллурида свинца.

Энергия активации проводимости и концентрации носителей в высокоомном состоянии, в области где подвижность экспоненциально растет с температурой, n- и для p- типа проводимости ($T_s \geq 210\text{K}$) практически не отличаются – $E_{1\sigma} \approx -1.7 \cdot 10^{-2}\text{эВ}$, $E_{1p,n} \approx -1.0 \cdot 10^{-2}\text{эВ}$, $E_{1\mu} \approx E_{1\sigma} - E_{1p,n}$, как следовало ожидать для образцов с потенциальным рельефом. В пленках, выращенных при $T_s = 150^\circ\text{C}$, величина энергии активации несколько выше

$E_{1\sigma} \approx -2.8 \cdot 10^{-2}\text{эВ}$, $E_{1p,n} \approx -5.2 \cdot 10^{-2}\text{эВ}$, $E_{1\mu} \approx -1,3 \cdot 10^{-2}\text{эВ}$ и кроме того

$$E_{1\mu} \approx E_{1\sigma} - E_{1p}$$

В области же более высоких температур в зависимостях $\sigma(1/T)$ и $P, N(1/T)$ для слоев, выращенных при $T_s \geq 210\text{K}$ проявляется два наклона

$E_{2\sigma} = E_{2p,n} = (0.11-0.12)\text{эВ}$ и $E_{3\sigma} = E_{3p,n} = E_g^{\text{PbTe}}$, а при более низких температурах роста присутствует только $E_{3\sigma} = E_{3p,n} \approx 0.24\text{эВ} \geq E_g^{\text{PbTe}} = 0.19\text{эВ}$.

В образцах n-типа проводимости при увеличении температуры подложки наблюдается смещение E_2 к с-зоне. Активационный участок соответствующий E_1 при этом исчезает.

Исследование фотопроводимости PbTe/VaF₂ проводилось в широкой области температур ($77 \leq T \leq 300\text{K}$). В отличие от монокристаллов и монокристаллических пленок, полученных термическими методами, исследуемые слои обладали высокой фоточувствительностью в интервале температур ($77 \leq T \leq 200\text{K}$). Спектральная зависимость фотопроводимости соответствует таковой для PbTe с незначительными колебаниями в величине $\lambda_{гр}$, обусловленными интерференционными явлениями.

Кинетика фотопроводимости представлена на рис. 8 Обращает на себя внимание наличие медленного нарастания и спада фотопроводимости, а также остаточная проводимость, которая существует до $T \leq 110\text{K}$. Образцы при этом освещались излучением светодиода АЛ103В с максимумом излучения в области $\lambda \approx 1\text{мкм}$ ($h\omega < E_g$). Аналогичная зависимость проводимости от освещения наблюдалась и

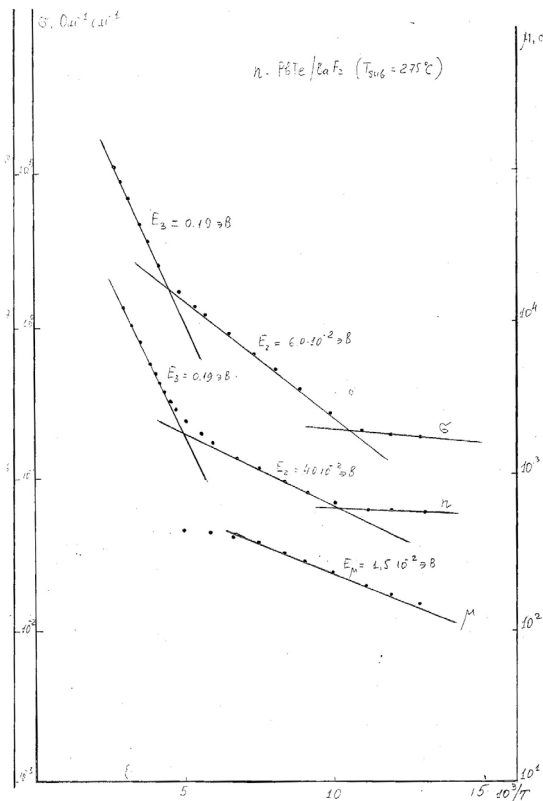


Рис 6. Зависимость σ, ρ, μ от обратной температуры для n-PbTe/VaF₂

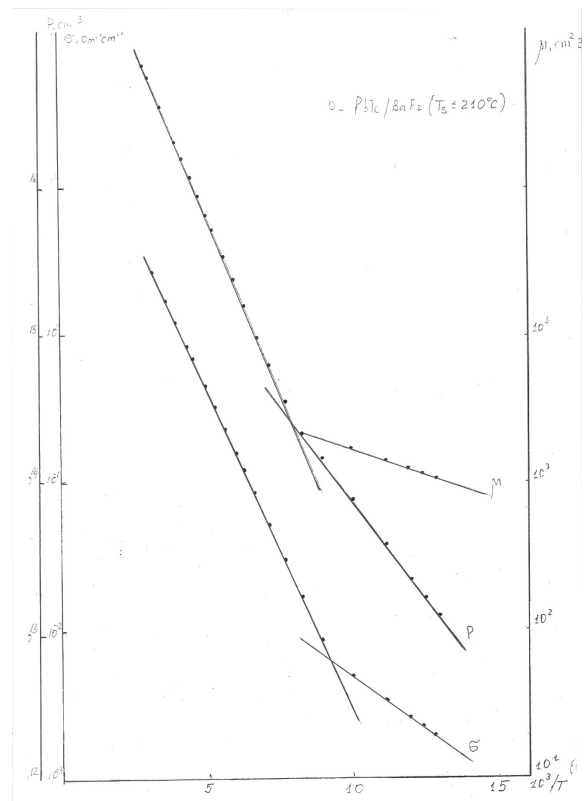


Рис 7. Зависимость ρ, σ, μ от обратной температуры для n-PbTe/VaF₂ ($T_s \leq 210^\circ\text{C}$)

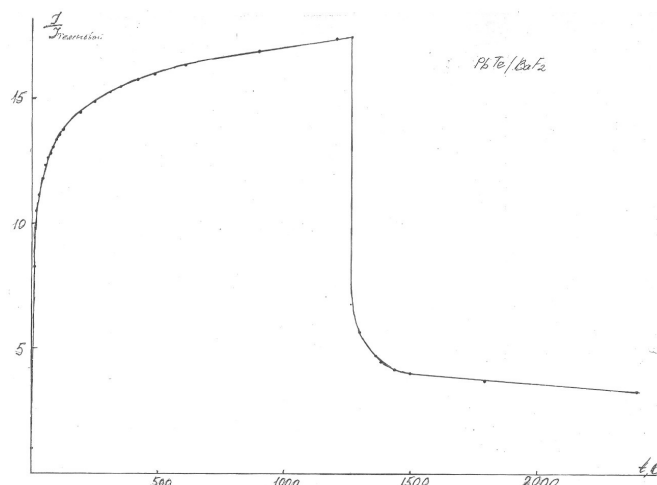


Рис. 8 Кинетика фотопроводимости высокоомного PbTe/BaF2 (T=77K)

при использовании белого света. Последующая подсветка с уровня остаточной проводимости приводит к росту σ_{\max} и $\sigma_{\text{ост}}$

Детальные исследования зависимости $\Delta\sigma = \sigma_{\max} - \sigma_d$ от интенсивности излучения проведены при азотной температуре в темноте, т.е. с фоном соответствующим $T=77\text{K}$. Экспериментальные результаты зависимости $\Delta i (U=\text{const})$ от интенсивности излучения представлены для двух образцов (рис.9). Видно, что в двойном логарифмическом масштабе существует два линейных участка, которые можно описать зависимостью $\Delta i \approx J^\alpha$. Зависимости являются сверхлинейными ($\alpha > 1$), что возможно в том случае, когда в рекомбинации принимает участие преимущественно лишь один класс рекомбинационных центров, т.е. практически весь рекомбинационный поток проходит через вторые центры при некотором значении интенсивности J_k

Температура полного опустошения мелких ловушек в высокоомных образцах ($T=110\text{K}$) соответствует температуре исчезновения долговременных релаксаций и «замороженной» фотопроводимости в условиях равновесного фонового излучения при $T=77\text{K}$ (которые также проявляются в этих слоях в области температур $T \leq 110\text{K}$). Поэтому низкотемпературный активационный участок $N(T)$ и $\sigma(T)$, по-видимому, можно связать с возникновением ковариантной модуляции с- и v- зон кристаллитов пленок PbTe/BaF₂.

Об этом также свидетельствует кинетика релаксации фотопроводимости, которая является весьма чувствительной к фоновой засветке. Повышение уровня фона приводило к существенному уменьшению времени релаксации фотопроводимости, при фоновом излучении, соответствующему комнатной температуре, достигает $\tau \approx 1 \cdot 10^{-6}$ сек для ТЕА СО₂ – возбуждения и $2 \cdot 10^{-5}$ сек для возбуждения лазером GaAs (длительность импульса в обоих случаях $\tau_{\text{имп}} = 200$ нсек независимо от типа проводимости слоев.

Концентрация носителей тока и тип проводимости слоев с такой кристаллической структурой должны определяться плотностью межзеренных состояний и степенью заполнения, т.е. концентрацией носителей тока в зерне.

Как показали результаты, плотность состояний на межзеренных границах существенным образом зависит от температуры роста и в области

$T_s = 150^\circ\text{C}$ при высоких значениях плотности мощности на мишени-источнике $W = 1 \cdot 10^5$ Вт/см² (концентрация электронов в пленках PbTe/KCl(KBr) при таких условиях роста достигает $n = 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, что дает основание полагать ее такой же в кристаллитах) слои PbTe/BaF₂ являются дырочными ($p = 10^{10} - 10^{12}$) см⁻³, т.е. плотность межзеренных состояний не может быть ниже $N_{s1,2} \geq 10^{13}$ см⁻². С повышением температуры роста плотность состояний зна-

чительно уменьшается, чему свидетельствует инверсия типа проводимости пленок уже при концентрации электронов в зернах

$$n \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \text{ т.е. } 10^{10} \leq N_{s_{1,2}} \leq 10^{11} \text{ см}^{-2}.$$

Такая зависимость $N_{s_{1,2}}(Ts)$ и $E_{1,2}(Ts)$, как показывает рентгеноструктурные исследования, может быть связана со значительным уменьшением разориентации зерен при повышении температуры роста.

Необходимо также отметить, что аналогичные результаты были получены при использовании в качестве подложек полупроводниковых монокристаллов, а также аморфных материалов, которые характеризуются большим значением свободной поверхностной энергии чем PbTe.

Таким образом, в работе показано, что применение для выращивания PbTeBaF₂ метода МЛИЭ позволяет получить слои PbTe со свойствами, которые определяются особенностями кристаллической структуры, представляющей собой поликристалл с размером кристаллитов $d \approx 250 \text{ \AA}$, кристаллографическая ориентация которого 001 не чувствительна к ориентации подложки, а степень разориентации, энергетическое положение и плотность межзеренных состояний зависит от технологических условий выращивания.

Литература

1. М.Н.Мaksimov, L.V.Vasilev, Iu.G.Besedin, T.Dyakov. Deep levels and persistent photoconductivity effects in undoped p-type PbTe films. *Infrared Phys.* 1991, v.31, N2, pp. 199-205
2. M. Baleva, E. Meteeva. The PbSe metastable phase: I. The growth mechanism. *J. Phys.: Condens Matter*, 1993 v 5, pp 7959-7970
3. M. Baleva, E. Meteeva. The PbSe metastable phase: II. The energy gap of the CsCl-type phase of PbSe and PbSe doped with Cd. *J. Phys.: Condens Matter*, 1993, v.5, pp. 7971-7978
4. M.Baleva, L. Bozukov, E.Nzukeeva. Crystall structure of PbTe films grown on KCl substrates by laser-assisted deposition. *Semicon. Sci.Technol.*, 1993, v.5, pp. 1208-1216
5. М.Н.Мaksimov, L.V.Vassilev. PbTe laser prepared by electron-beam evaporation. *J.Materials Sci.Lett.* 1990, v.9, pp.1465-1467
6. K.L.Saenger. Pulsed laser deposition. PartI. A review of process characteristics and capabilities. *Processing of Advanced Materials.* 1993, v.2, pp.1-24
7. K.L.Saenger. Pulsed laser deposition. PartI. A review of process characteristics and capabilities. *Processing of Advanced Materials.* 1993, v.3, pp.63-82
8. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник под ред. А.В.Новоселова, М.: Наука, 1979
9. Б.К.Котлярчук, Л.Г.Мансуров, Г.И.Пляцко, Д.И.Попович, В.Н.Савицкий, УФЖ, 1982,27, 1066
10. Kulumbetov J. E., Liptuga A. I., Piotrowski N., Plyatsko S. V. // III Seminarium, Powieshnnia i Struktury Cienkowarstwona, Spala, Polska, 1995, p. P60
11. Я.С.Уманский.Рентгенография металлов. М.Металлургия,1967, с.235