## Поверхностные поляритоны в многослойных структурах GaAs/CdTe/PbTe

 $H. H. Новикова^{+1}$ ,  $B. A. Яковлев^{+}$ ,  $И. В. Кучеренко^{*}$ ,  $\Gamma. Карчевски^{\times 2}$ ,  $C. Чуснутдинов^{\times 2}$ 

+Институт Спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

\*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

X Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02668 Warsaw, Poland

Поступила в редакцию 29 августа 2018 г.

Измерены инфракрасные спектры отражения и нарушенного полного внутреннего отражения тонких пленок PbTe, осажденных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложку GaAs/CdTe. С помощью дисперсионного анализа определены для каждого из слоев параметры: высокочастотная диэлектрическая проницаемость, частоты поперечных оптических фононов и их силы осцилляторов, плазменные частоты и частоты соударений плазмы. В спектрах нарушенного полного внутреннего отражения, полученных с использованием кремниевой и алмазной призм, наблюдались поверхностные фононные, плазмон-фононные поляритоны. Построены кривые дисперсии поверхностных поляритонов.

DOI: 10.1134/S0370274X18190074

1. Введение. Недавно было доказано, что при достаточно высокой концентрации олова твердые растворы типа IV-VI, такие как  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  и  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ , становятся топологическими изоляторами [1, 2]. Важно отметить, что конус Дирака на поверхности этих соединений возникает в тех сплавах, в которых энергетический спектр в объеме пленки в L-точке зоны Бриллюэна инвертирован: волновые функции электронов зоны проводимости имеют симметрию  $L_6^+$ , а дырки валентной зоны –  $L_6^-$ . Это открытие вызвало возобновление интереса к этой группе материалов. Однако, в течение многих лет интерес к узкозонным полупроводникам типа IV-VI (PbTe, PbSe, PbS) и тройным сплавам на их основе был, главным образом, связан с созданием таких приборов, как генераторы термоэлектричества [3, 4], инфракрасные (ИК) источники света, включая лазеры [5,6], и детекторы [7,8]. Полупроводники IV-VI успешно используют для создания ИК детекторов, так как в отличие от узкозонных полупроводников II-VI и III-V валентная зона этих полупроводников не вырождена, поэтому безызлучательная Оже-рекомбинация значительно меньше, чем в полупроводниках II-VI и III-V [9].

Зонная структура солей свинца имеет другие уникальные свойства, такие как узкая и прямая запрещенная зона с экстремумами, локализованными в четырех эквивалентных точках зоны Бриллюэна, зона проводимости и валентная зона симметричны, эффективные массы электронов и дырок малы и близки по величине.

В данной работе мы исследуем оптическими методами инфракрасное отражение при угле падения света близком к нормальному и нарушенное полное внутреннее отражение (НПВО) [10] пленок РbТе высокого качества, выращенных методом молекулярной лучевой эпитаксии на гибридных подложках GaAs/CdTe(100). Постоянные решеток CdTe и PbTe близки по величине: 6.48 и 6.50 A, соответственно. Концентрация носителей в пленках PbTe составляла  $10^{16} \, cm^{-3}$  при 300 K.

Как нами будет показано, в такой структуре возникают поверхностные поляритоны [11], информация о которых, насколько нам известно, отсутствует.

В нашей работе [12], выполненной на пленках GaAs/ZnTe/PbSnSe, были теоретически рассчитаны интерфейсные моды, возникающие между слоями исследуемой структуры. Для экспериментального исследования поверхностных поляритонов в структурах GaAs/CdTe/PbTe был использован метод НПВО.

2. Образцы и методика измерений. Были исследованы два вида структур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В первом случае (образцы 092 и 096) на подложку GaAs(100) был осажден буферный слой CdTe толщиной порядка 800 и 600 нм соответственно. Поверх буферного слоя эпи-

<sup>1)</sup> e-mail: novik@isan.troitsk.ru

<sup>&</sup>lt;sup>2)</sup>G. Karczewski, S. Chusnutdinow.

таксиально осаждалась пленка PbTe толщиной около 80 нм. Буферный слой подбирался таким образом, чтобы постоянные решеток пленки и буферного слоя были согласованы. Во втором случае на гибридной подложке GaAs/CdTe выращивалась сверхрешетка CdTe/PbTe с 25 периодами. Толщина слоев PbTe составляла примерно 7 нм (образец 023) [13].

Измерения ИК спектров отражения проводились на фурье-спектрометре фирмы "Bruker" IFS66v при комнатной температуре в широком спектральном диапазоне от 30 до  $5000\,\mathrm{cm^{-1}}$  при падении излучения близком к нормальному. Спектральное разрешение составляло  $4\,\mathrm{cm^{-1}}$ . Спектры поверхностных поляритонов в дальней ИК области  $(25-550\,\mathrm{cm^{-1}})$  с разрешением  $4\,\mathrm{cm^{-1}}$  в p-поляризованном свете измерялись в геометрии Отто [10] с использованием кремниевой призмы с изменением угла падения света от 20 до  $45^{\circ}$  и алмазной призмы с углом падения  $45^{\circ}$ . Спектры НПВО были измерены для всех трех образцов.

Поверхностные поляритоны (ПП) – электромагнитные возбуждения, распространяющиеся вдоль границы двух полубесконечных сред, имеющих разные знаки действительных частей диэлектрических проницаемостей и экспоненциально затухающие при удалении от границы. Если сред больше (слоистая структура), то  $\varepsilon < 0$  должно быть хотя бы у одной из сред. Отрицательная  $\mathrm{Re}\ \varepsilon$  может быть либо между частотами поперечного (TO) и продольного (LO) фонона – область "остаточных лучей" (Reststrahlen), либо при наличии свободных носителей ниже плазменной частоты. Это фононный и плазмонный ПП, соответственно. При этом, поскольку ПП чувствует все слои, его нельзя отнести к какому-то слою исследуемой структуры. Это возбуждение всей структуры.

Призма НПВО, установленная с некоторым зазором над образцом, позволяет согласовать волновые вектора ПП и возбуждающего их света, и тем самым, обеспечить резонансное поглощение света  $\Pi\Pi$ . На границе раздела призма-зазор возникает экспоненциально затухающая при удалении от границы волна. При поднесении образца к призме волна, вышедшая из призмы, начинает взаимодействовать с образцом и перекачивается на поверхность образца (в поверхностную волну). При этом коэффициент отражения уменьшается за счет возбуждения поверхностного поляритона, и в спектре отражения появляется провал, соответствующий его частоте. Положение этого провала зависит от угла падения света, т.е. от волнового вектора. При нанесении тонкой пленки на подложку и приближении ее к призме уже присутствуют две границы, что приводит к изменению уравнения дисперсии, кривые дисперсии сдвигаются, положение пика поверхностного поляритона смещается и возможно даже его расщепление. Можно сказать, что поле ПП концентрируется непосредственно у границы раздела и экспоненциально убывает с расстоянием от нее (ближнее поле). Таким образом, ПП очень чувствительны к характеристикам поверхности и тонким пленкам на ней [11, 14, 15].

Следует отметить, что оптимальная толщина зазора между призмой и поверхностью образца должна быть порядка длины волны ПП. Спектры НПВО, как известно, очень чувствительны к толщине зазора между образцом и призмой, поскольку призма возмущает поле ПП. Для корректного измерения частоты и полуширины полосы поглощения ПП при разных углах падения света в призме подбиралась такая величина зазора, чтобы интенсивность измеряемой полосы была на уровне нескольких процентов. В этом случае возмущение ПП призмой невелико. Воздушный зазор между призмой и образцом изменялся от нескольких микрон до десятков микрон с помощью лавсановых прокладок. Частотно-угловая зависимость ПП определяет его дисперсию. Дисперсия ПП хорошо описывается теоретически, если известны диэлектрические проницаемости и пленок, и подложки, а также толщины пленок. Из угловой зависимости спектров отражения в режиме НПВО построены кривые дисперсии поверхностных поляритонов.

3. Результаты и их обсуждение. Спектры ИК отражения образцов 092, 096 и 023 приведены на рис. 1–3 при 300 К в диапазоне частот от 30 до  $400 \, \mathrm{cm}^{-1}$ . На спектрах видны три полосы, связанные

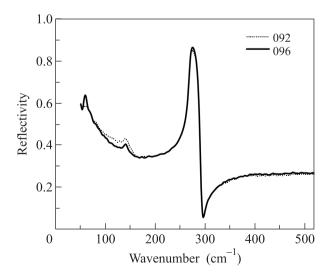


Рис.1. ИК спектры отражения образцов 092, 096 при нормальном падении

Образец	Слои	d,	$\varepsilon_{\infty}$	$\nu_{\mathrm{TO1}},$	$S_{\text{TO1}}$ ,	$\gamma_{\mathrm{TO1}},$	$\nu_{\mathrm{TO2}},$	$\nu_{ au}$ ,	$\nu_p/\sqrt{\varepsilon_\infty},$ $_{\rm CM}^{-1}$
		HM		$cm^{-1}$	$_{\rm CM}^{-1}$	$cm^{-1}$	$_{\rm CM}^{-1}$	$_{\rm CM}^{-1}$	$_{\mathrm{CM}}^{-1}$
096	PbTe	83	40	36.5	1000	18.5	56.5	1500	31.6
	CdTe	630	8.24	138	77	8	-	50	69
	Объем	$\infty$	10.1	269.4	391	2.6	-	400	117
	GaAs								
092	PbTe	86	40	37.7	1125	30	59.6	400	16
	CdTe	730	8.24	138	87	8.0	-	57	76
	Объем	$\infty$	10.29	269.5	387	2.55	-	323	128
	GaAs								
023	CdTe	23.4	6.81	141.2	246	6.4	-	-	-
	PbTe	6.7	42.15	28.3	628	10	47.2	377	142
	Буферный слой	4320	6.78	141.8	230.8	6.8	-	-	-
	Объем	$\infty$	10.14	267.5	363	2.5	_	_	-
	GaAs								

**Таблица 1.** Параметры пленки РbTe, подложки GaAs и буферного слоя CdTe ( $\nu_{TO}$ ,  $S_{TO}$ ,  $\gamma$ ,  $\nu_p$ ,  $\nu_{\tau}$ )

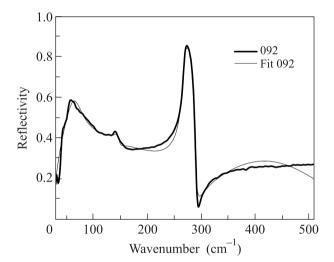


Рис. 2. ИК спектры отражения образца 092 (эксперимент и расчет) при  $300\,\mathrm{K}$ 

с поперечными колебаниями оптических фононов: GaAs (269 см<sup>-1</sup>), CdTe (138 см<sup>-1</sup>), PbTe (37 см<sup>-1</sup>). Толщина пленок PbTe составляет примерно 80 нм в образцах 092 и 096, суммарная толщина слоев PbTe сверхрешетки CdTe/PbTe в образце 023 составляет 180 нм (табл. 1). Несмотря на большую разницу в толщинах подложки, буферного слоя и пленки низкочастотная полоса PbTe видна в спектрах отражения. Мы полагаем, что это связано с большой силой осциллятора TO фонона PbTe (табл. 1).

Из спектров отражения с помощью дисперсионного анализа получены параметры оптических фононов. Для этого экспериментальный спектр сравнивался с расчетом, использующим формулы Френеля для отражения от многослойной структуры. Частотная зависимость диэлектрической проницаемо-

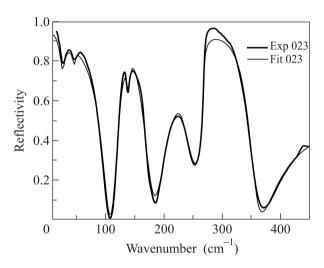


Рис. 3. Спектры ИК отражения образца 023 (эксперимент и расчет) при  $300\,\mathrm{K}$ 

сти каждого слоя была представлена в виде суммы высокочастотной диэлектрической постоянной  $\varepsilon_{\infty}$ , лорентцевских осцилляторов и вклада свободных носителей (формула Друде).

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_{\infty} (1 - \nu_p^2 / (\nu^2 + i\nu\nu_{\tau})) +$$

$$+ \Sigma (S_i^2 / (\nu_{\text{TO}i}^2 - \nu^2 - i\nu\gamma_i)). \tag{1}$$

Здесь  $\nu_{{\rm TO}i}$  — частота i-го поперечного фонона,  $S_i$  и  $\gamma_i$  — его сила осциллятора и затухание, соответственно,  $\nu_p=(4\pi ne^2/m^*)^{1/2}$  — плазменная частота свободных носителей,  $\nu_{\tau}$  — частота соударений свободных носителей. Эти параметры подбирались таким образом, чтобы получалось наилучшее согласие с экспериментом. Для этого использовалась программа SCOUT [16,17]. Изменяя подгоночные параметры, мы стремились минимизировать разницу

между экспериментальным и расчетным спектрами. В табл. 1 приведены параметры оптических фононов, сил их осцилляторов и затухание поперечной моды для трех образцов многослойных структур (092, 096, 023), вычисленные вышеуказанным способом. В пленках РьТе (образцы 092 и 096) и сверхрешетке (образец 023) наблюдаются две частоты оптических фононов:  $TO_1 (29-37 \,\mathrm{cm}^{-1})$  и  $TO_2$  $(47-55\,\mathrm{cm}^{-1})$  (табл. 1). На рисунке 3 хорошо видно расщепление низкочастотной полосы (образец 023). Частоту ТО1 мы связываем с частотой ТО фонона пленки PbTe, с решеткой типа NaCl, имеющей большую силу осциллятора (заметим, что частота ТО фонона в эпитаксиальных пленках PbTe  $\nu_{\rm TO} = 32\,{\rm cm}^{-1}$ [18]), в то время как частоту ТО2 можно отнести к структурно-деформированному переходному слою на границе слоев CdTe/PbTe [19]. Деформация связана с тем, что CdTe имеет структуру цинковой обманки, а РьТе – каменной соли. Заметим, что образцы 096 и 092 имели концентрацию носителей  $\approx 10^{16} \, \mathrm{cm}^{-3}$ при 300 К, в то время как для образца 023 рассчитанная концентрация носителей была на два порядка больше  $(8.5 \cdot 10^{17} \,\mathrm{cm}^{-3} \,[13])$ . В этом образце возникает плазмон - LO фононное взаимодействие, так как частоты  $\nu_p/(\varepsilon_\infty)^{1/2} = 142\,\mathrm{cm}^{-1}$  и  $\nu_\mathrm{LO} = 119\,\mathrm{cm}^{-1}$ близки по величине, в то время как подобное взаимодействие не наблюдается для образцов с низкой концентрацией носителей.

Проведены измерения спектров НПВО (ATR) с алмазной и кремниевой призмами в области от 25 до  $550\,\mathrm{cm}^{-1}$  с различными толщинами зазоров между призмой и образцом для двух видов структур (рис. 4, 5). В спектрах НПВО в образцах 092 и 096

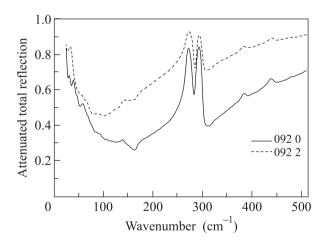


Рис. 4. Спектры НПВО образца 092 с различными толщинами воздушных зазоров (0 и 2 прокладки по 6 мкм) для алмазной призмы при угле падения  $45^{\circ}$ 

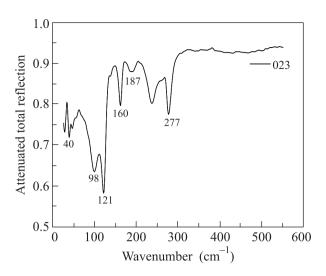


Рис. 5. Спектр НПВО многослойного образца 023 для алмазной призмы при угле падения  $45^{\circ}$ 

отчетливо видны минимумы на частотах 282, 163, 53,  $34\,{\rm cm}^{-1}$ . Минимумы при  $282\,{\rm u}\,160\,{\rm cm}^{-1}$  мы связываем с поверхностными фононными поляритонами GaAs и CdTe, минимумы при 34 и 53 cm<sup>-1</sup> относятся к поверхностным фононным поляритонам пленки PbTe и переходного слоя CdTe/PbTe, соответственно. В то же время в образце 023 (рис. 5) отчетливо наблюдаются 6 минимумов на частотах 277, 187, 160, 121, 98,  $40\,{\rm cm}^{-1}$ . Минимум при  $277\,{\rm cm}^{-1}$  мы связываем с поверхностным фононным поляритоном GaAs, минимумы 40 и  $187 \,\mathrm{cm}^{-1}$  обусловлены плазмон – LO фононным взаимодействием с ветвями  $\nu_-$  и  $\nu_+$  и могут быть интерпретированы как плазмон-фононные поляритоны. Фононный поляритон на частоте  $160\,{\rm cm}^{-1}$ обусловлен отрицательным  $\varepsilon$  в слое CdTe. Минимумы  $121, 98 \,\mathrm{cm}^{-1}$  мы интерпретируем как фононные поверхностные поляритоны в слоях PbTe и переходных слоях PbTe/CdTe.

Кривые дисперсии ПП были рассчитаны по формулам, приведенным в [20]. На рисунке 6 представлены рассчитанные кривые дисперсии ПП для трехслойной структуры GaAs/CdTe/PbTe. По оси абсцисс отложен безразмерный волновой вектор, зависящий от угла падения излучения  $\theta$ и  $\varepsilon$  материала, из которого изготовлена призма  $(\kappa_x = (\varepsilon_{\mathrm{prism}})^{1/2} \cdot \sin \theta)$ . Кружки и квадраты – экспериментальные точки, полученные из НПВО спектров с использованием кремниевой и алмазной призм, для углов падения света 20, 22, 24,  $45^{\circ}$ . ПП около  $300\,\mathrm{cm}^{-1}$  обусловлен отрицательной диэлектрической проницаемостью GaAs, но модифицирован пленками CdTe и PbTe. ПП при 150 см<sup>-1</sup> обусловлен отрицательной диэлектрической про-

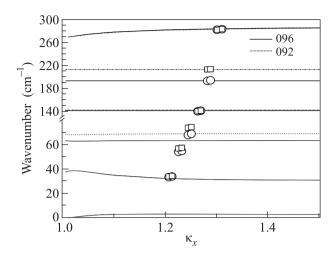


Рис. 6. Расчетные кривые дисперсии поверхностных поляритонов для образцов 092 и 096. Кружки (092) и квадраты (096) — экспериментальные точки, полученные с использованием кремниевой и алмазной призм, для углов падения 20, 22, 24,  $45^{\circ}$ 

ницаемостью СdTe, ПП в интервале 34–74 см<sup>-1</sup> связаны с фононами пленки PbTe и переходным слоем CdTe/PbTe. Из рисунка 6 видно, что экспериментальные частоты ПП лежат довольно близко к соответствующим кривым дисперсии.

4. Заключение. Таким образом, в настоящей работе впервые в многослойной структуре GaAs/CdTe/PbTe экспериментально наблюдались поверхностные фононные и плазмон-фононные поляритоны. Рассчитаны кривые дисперсии поверхностных поляритонов. Частоты поверхностных фононных поляритонов удовлетворительно согласуются с расчетными данными.

Это исследование было частично поддержано Национальным Научным Центром (Польша). Грант # UMO-2017/25/B/ST3/02966.

- Y. Tanaka, T. Sato, K. Nakayama, S. Souma, T. Takahashi, Z. Ren, M. Novak, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. B 87, 155105 (2013).
- P. Dziawa, B. J. Kowalski, K. Dybko, R. Buczko,
   A. Szczerbakow, M. Szot, E. Lusakowska,
   T. Balasubramanian, B. M. Wojek, M. H. Berntsen,

- O. Tjernberg, and T. Story, Nat. Mater. **11**, 1023 (2012).
- J. W. Doak and C. Wolverton, Phys. Rev. B 86, 144202 (2012).
- 4. P. D. Borges, J. E. Petersen, L. Scolfaro, H. W. L. Alves, and T. H. Myers, J. Solid State Chem. 227, 123 (2015).
- 5. Z. Feit, M. McDonald, R. J. Woods, V. Archambault, and P. Mak, Appl. Phys. Lett. 68, 738 (1996).
- A. Hochreiner, T. Schwarzl, M. Eibelhuber, W. Heiss,
   G. Springholz, V. Kolkovsky, G. Karczewski, and
   T. Wojtowicz, Appl. Phys. Lett. 98, 021106 (2011).
- V. Kasiyan, Z. Dashevsky, C. M. Schwarz, M. Shatkhin, E. Flitsiyan, L. Chernyak, and D. Khokhlov, J. Appl. Phys. 112, 086101 (2012).
- 8. S. Chusnutdinow, M. Szot, T. Wojtowicz, and G. Karczewski, AIP Adv. 7, 035111 (2017).
- P. C. Findlay, C. R. Pidgeon, R. Kotitschke,
   A. Hollingworth, B. N. Murdin, C. J. G. M. Langerak,
   A. F. G. van der Meer, C. M. Ciesla, J. Oswald,
   A. Homer, G. Springholz, and G. Bauer, Phys. Rev. B
   12908 (1998).
- 10. A. Otto, Zs. Phys. 216, 398 (1968).
- Surface Polaritons. Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces, ed. by V. M. Agranovich and D. L. Mills, North-Holland Publ., Amsterdam (1982), v. 1, part 1, p. 11.
- 12. Н. Н. Новикова, В. А. Яковлев, И. В. Кучеренко, В. С. Виноградов, Ю. А. Алещенко, А. В. Муратов, G. Karczewski, S. Chusnutdinow, ФТП **52**, 38 (2018).
- Н. Н. Новикова, В. А. Яковлев, И. В. Кучеренко, G. Karczewski, Ю. А. Алещенко, А. В. Муратов, Т. Н. Заварицкая, Н. Н. Мельник, ФТП 49, 658 (2015).
- 14. В. М. Агранович, УФН 115, 199 (1975).
- 15. E. A. Vinogradov, Phys. Rep. 217, 159 (1992).
- 16. W. Thei $\beta$ , The SCOUT through CAOS, Manual of the Windows application SCOUT.
- 17. W. Thei $\beta$ , Surf. Sci. Rep. **29**, 91 (1997).
- P. M. Amirtharaj, B. L. Bean, and S. Perkowitz, J. Opt. Soc. Am. 67, 939 (1977).
- Sh. Jin, Ch Cai, G. Bi, B. Zhang, H. Wu, and Y. Zhang, Phys. Rev. B 87, 235315 (2013).
- 20. Г. Н. Жижин, М. А. Москалева, Е. В. Шомина, В. А. Яковлев, *Поверхностные поляритоны*, Наука, М. (1985), гл. 3, с. 70.