

## УПРУГИЕ СВОЙСТВА ТЕЛЛУРИДОВ СВИНЦА—ОЛОВА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдук, А. И. Копыл,  
В. Н. Никифоров, Е. И. Слынько

Образующие непрерывный ряд твердых растворов теллуриды свинца—олова используются для создания полупроводниковых приборов, работающих в качестве источников и приемников инфракрасного излучения, в оптоэлектронике, молекулярной спектроскопии высокого разрешения и т. д. Электрофизические свойства этих соединений изучены к настоящему времени достаточно подробно [1], однако их упругие свойства практически не исследованы. Вместе с тем для конструирования и успешного функционирования устройств, использующих  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , важно подбирать материалы (в частности, подложки), согласующиеся с ними по механическим характеристикам. Так, для определения напряжений несоответствия в гетероструктурах необходима информация об упругих модулях составляющих их компонентов. Эта информация может быть получена из измерений скоростей продольных  $S_l$  и поперечных  $S_t$  акустических волн, распространяющихся вдоль выделенных направлений в кристаллах.

В настоящей работе исследованы температурные зависимости скоростей продольного и поперечного ультразвука, распространявшегося вдоль кристаллографической оси симметрии четвертого порядка [001] в монокристаллах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x=0, 0.15, 0.20, 0.25, 0.35$ ) в интервале температур 4—100 К. Высокая чувствительность теллуридов свинца—олова к тепловому излучению наиболее эффективно может быть использована при низких температурах, что определило температурный интервал измерений.

Измерения проводились с использованием специально разработанной для изучения упругих свойств полупроводников и изоляторов методики, представляющей собой бесконтактный вариант метода составного резонатора [2]. Суть ее заключается в следующем. На обе поверхности плоскопараллельной пластины исследуемого материала напыляются субмикронные металлические пленки. Полученный «сэндвич» охватывается двумя параллельными друг другу катушками индуктивности, одна из которых создает, а другая регистрирует высокочастотное электромагнитное поле на поверхности пластины. В присутствии постоянного магнитного поля  $H_0$  в пленках за счет эффекта прямого преобразования электромагнитных и акустических волн [3] происходит возбуждение ультразвука. Его поляризация зависит от ориентации постоянного и переменного магнитных полей относительно границы металла. В поле  $H_0$ , нормальном к поверхности, генерируются сдвиговые акустические колебания; в тангенциальном поле  $H_0$  возбуждаются волны сжатия. Амплитуда возбуждаемых колебаний максимальна на частотах установления стоячих звуковых волн на толщине пластины  $d$ :  $f_i, i=nS_l, i/2d$ , где  $n=1, 3, \dots$ . Резкое изменение отражательной способности пленок при установлении стоячих упругих колебаний в «сэндвиче» регистрируется стандартными радиотехническими методами [4]. Запись сигнала акустического резонанса поперечного ультразвука в монокристалле  $Pb_{0.80}Sn_{0.20}Te$  при  $T=30$  К представлена на рис. 1. Точность измерения скорости ультразвука этим методом составляет ( $10^{-5}$ — $10^{-6}$ )  $S_l, i$ . Измерения проводились в частотном интервале  $2 \cdot 10^6$ — $2 \cdot 10^6$  Гц в магнитном поле 7 Тл.

Температурные зависимости скоростей продольного  $S_l$  и поперечного  $S_t$  ультразвука в монокристаллах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  представлены на рис. 2, а, б. Эти данные получены из резонансных частот и чувствительны, таким образом, к температурному ходу коэффициента линейного расширения  $\alpha(T)$ .<sup>1</sup> Данные о зависимости  $\alpha$  от  $T$  имеются лишь для бинарных

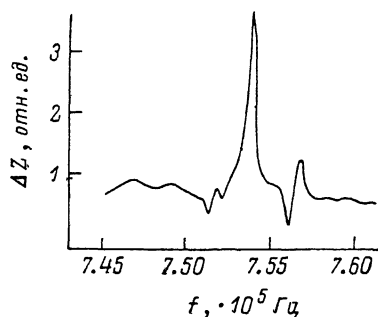


Рис. 1. Акустический резонанс поперечного ультразвука в пластине  $Pb_{0.80}Sn_{0.20}Te$ . Волновой вектор  $q_t \parallel [001]$ .

<sup>1</sup> Толщина пластины при температуре  $T$  вычислялась по формуле

$$d_T = d_{T_0} \left( 1 - \int_T^{T_0} \alpha(T) dT \right),$$

где  $T_0=300$  К.

соединений PbTe и SnTe [5, 6] и отсутствуют для твердых растворов. В связи с этим мы вынуждены были линейно экстраполировать данные по  $\alpha(T)$  для промежуточных составов. Полученные в рамках сделанных предположений значения продольного  $C_{11} = \rho S_l^2$  и попереч-

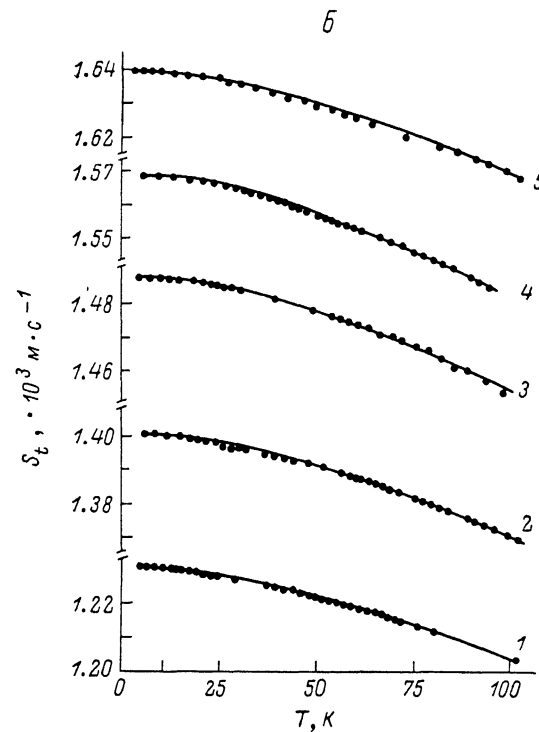
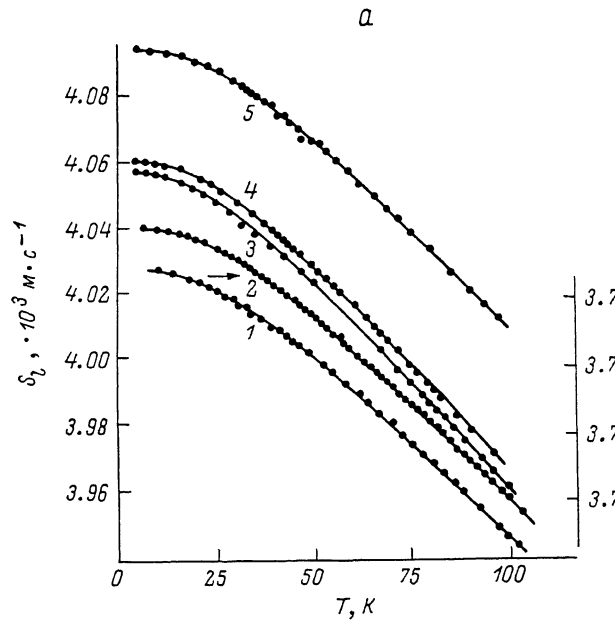


Рис. 2. Температурные зависимости скоростей продольного (а) и поперечного (б) ультразвука в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ .  $q_l \parallel [001]$ ,  $q_t \parallel (001)$ .

$x$ : 1 — 0, 2 — 0.15, 3 — 0.20, 4 — 0.25, 5 — 0.35.  $f = (1+1.2) \cdot 10^6$  (а) и  $(4+8) \cdot 10^6$  Гц (б).

ного  $C_{44} = \rho S_t^2$  ( $10^{10}$ , Н/м<sup>2</sup>) упругих модулей в интервале температур 4—100 К представлены в табл. 1. Температурные зависимости плотностей исследованных материалов  $\rho(T)$  также рассчитывались с учетом температурного хода  $\alpha(T)$ .

Таблица 1

T, K	C <sub>11</sub>					C <sub>44</sub>				
	x = 0	0.15	0.20	0.25	0.35	0	0.15	0.20	0.25	0.35
4	11.76	12.97	12.93	12.81	12.74	1.243	1.559	1.739	1.911	2.044
10	11.75	12.96	12.93	12.80	12.74	1.241	1.557	1.738	1.911	2.044
20	11.74	12.94	12.91	12.77	12.71	1.239	1.554	1.736	1.907	2.041
30	11.70	12.90	12.85	12.73	12.68	1.234	1.549	1.729	1.900	2.035
40	11.65	12.86	12.79	12.67	12.63	1.229	1.543	1.723	1.893	2.027
50	11.59	12.79	12.72	12.61	12.56	1.224	1.537	1.715	1.883	2.018
60	11.53	12.73	12.65	12.54	12.50	1.217	1.530	1.705	1.873	2.010
70	11.46	12.66	12.58	12.46	12.43	1.211	1.521	1.697	1.861	1.999
80	11.40	12.59	12.49	12.38	12.36	1.203	1.512	1.684	1.849	1.989
90	11.33	12.52	12.41	12.30	12.30	1.196	1.501	1.673	1.840	1.980
100	11.26	12.44	12.33	12.23	12.23	1.189	1.491	1.658	1.822	1.970

Расчет напряжений несоответствия в эпитаксиальных гетероструктурах осуществляется с использованием данных о модулях Юнга и коэффициентах Пуассона компонентов структуры [7]. В «приближении изотропной среды» константы Ламэ кубического кристалла записываются как

$$\mu = C_{44}, \quad \lambda = C_{11} - 2C_{44}.$$

При этом модуль Юнга  $E$  определяется выражением

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\mu + \lambda} = \frac{C_{44}(3C_{11} - 4C_{44})}{C_{11} - C_{44}},$$

а коэффициент Пуассона

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\mu + \lambda)} = \frac{C_{11} - 2C_{44}}{2(C_{11} - C_{44})}.$$

Значения величин  $E_x$  ( $10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>) при некоторых температурах в интервале 4—100 К представлены в табл. 2.

Таблица 2

T, K	E				
	x = 0	0.15	0.2	0.25	0.35
4	3.582	4.459	4.947	5.398	5.741
10	3.576	4.458	4.944	5.397	5.741
20	3.571	4.450	4.938	5.386	5.733
30	3.557	4.436	4.918	5.367	5.716
40	3.542	4.419	4.901	5.346	5.693
50	3.527	4.401	4.878	5.318	5.668
60	3.507	4.381	4.849	5.290	5.644
70	3.490	4.355	4.826	5.256	5.614
80	3.467	4.330	4.790	5.222	5.586
90	3.447	4.299	4.758	5.196	5.560
100	3.427	4.270	4.716	5.147	5.532

Коэффициенты Пуассона  $\nu_x$  исследованных твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  практически не изменяются с температурой в интервале 4—100 К и составляют 0.441, 0.432, 0.422, 0.412, 0.404 для  $x=0, 0.15, 0.20, 0.25$  и  $0.35$  соответственно.

### Литература

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. УФН, 1985, т. 145, № 1, с. 51—86.
- [2] Васильев А. Н., Гайдукое Ю. П., Никифоров В. Н. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 11, с. 466—468.
- [3] Васильев А. Н., Гайдукое Ю. П. УФН, 1983, т. 141, № 3, с. 431—467.
- [4] Васильев А. Н., Гайдукое Ю. П., Перов А. П. ПТЭ, 1980, № 6, с. 176—178.

- [5] Новикова С. И., Абрикосов Н. Х. ФТТ, 1963, т. 5, № 7, с. 1913—1919.  
 [6] Smith T. F., Birch J. A., Collins J. G. J. Phys. C, 1976, v. 9, N 24, p. 4375—4382.  
 [7] Тхорик Ю. А., Хазан Л. С. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетерозитаксиальных системах. Киев: Наукова думка, 1983. 304 с.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
 Физический факультет

Поступило в Редакцию  
 18 декабря 1986 г.

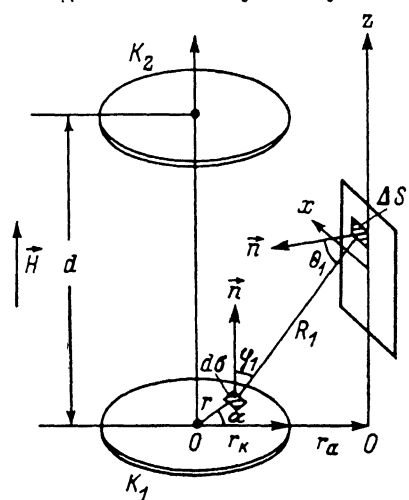
УДК 537.523.74

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПЫЛЕННОГО МЕТАЛЛА ПО ПОВЕРХНОСТИ АНОДА ПРИ КАТОДНОМ РАСПЫЛЕНИИ В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. В. Смирницкая, Е. В. Яхшиева

Теоретически и экспериментально определяются распределение напыленного металла по поверхности анода и коэффициент катодного распыления в разряде с осциллирующими электронами. Расчет проведен с учетом реального распределения потенциала и ионного тока по поверхности катода в горящем разряде для давлений, при которых длина свободного пробега распыляемых частиц больше размеров разрядного промежутка. Считается, что распыление подчиняется закону косинуса. Установлено удовлетворительное согласие экспериментов с расчетами при разряде в разных газах и с разными материалами катодов. Результаты представляют интерес в связи с использованием разряда в магнито-разрядных насосах [1] и для получения тонких пленок.



### 1. Вывод формулы распределения напыленного вещества по поверхности анода

На рис. 1 приведена схема ячейки разряда с осциллирующими электронами с двумя катодами  $K_1$  и  $K_2$  радиуса  $r_k$  и цилиндрическим анодом радиуса  $r_a$ . Выделим на катоде произвольную площадку  $d\sigma$  ( $d\sigma = r dr d\alpha$ ). Число ионов, попадающих на  $d\sigma$  в единицу времени, равно

$$n_i = \frac{j(r)}{e} d\sigma, \quad (1)$$

Рис. 1. Схема разрядной ячейки.

где  $j(r)$  — плотность ионного тока в данной точке катода,  $e$  — заряд электрона.

Число частиц, распыляемых с площадки  $d\sigma$  в единицу времени, равно

$$\frac{j(r)}{e} k d\sigma,$$

где  $k$  — коэффициент катодного распыления. Считая, что угловое распределение вещества, распыляемого с катода, подчиняется закону косинуса, получаем число частиц  $\Delta N$ , попадающих в единицу времени с катода  $K_1$  на единицу произвольной площадки  $\Delta S$ , выделенной на поверхности анода и находящейся от  $d\sigma$  на расстоянии  $R_1$

$$\frac{\Delta N}{\Delta S} = \frac{k}{e} j(r) d\sigma \frac{\cos \varphi_1 \cos \theta_1}{2\pi R_1^2}, \quad (2)$$