

# Дисперсия показателя преломления эпитаксиальных слоев твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ( $0 \leq x \leq 1$ ) ниже края поглощения

© Д.А. Пашкеев<sup>¶</sup>, Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, Д.А. Ставровский\*, И.И. Засавицкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

\* Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

(Получена 19 января 2011 г. Принята к печати 26 января 2011 г.)

По спектрам пропускания эпитаксиальных слоев твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) изучалась дисперсия показателя преломления в спектральном диапазоне от 650 до  $8000 \text{ см}^{-1}$  (ниже края поглощения). В зависимости от состава были построены величина показателя преломления и положение края поглощения при двух температурах — 80 и 295 К. Расчет значений показателя преломления проводился исходя из классического волнового представления о распространении электромагнитного излучения. Измеренные дисперсионные зависимости описывались эмпирическим выражением Селмейера 2-го порядка. Из проведенного анализа пропускания слоев следует, что в твердом растворе  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  при  $x < 0.5$  ширина запрещенной зоны увеличивается с ростом температуры, а при  $x > 0.5$  уменьшается.

## 1. Введение

Халькогениды свинца и тройные твердые растворы на их основе используются при разработке источников и приемников излучения в средней инфракрасной (ИК) области спектра. Они характеризуются малой шириной запрещенной зоны ( $E_g$ ), высоким значением показателя преломления ( $N$ ) и относительно низким коэффициентом поглощения ( $\alpha$ ) для энергий фотонов, меньших ширины запрещенной зоны [1]. Используя магнитные примеси (например, Mn или Eu), можно резко увеличить  $E_g$  и уменьшать значение  $N$ . Так, для тройного твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) ширина запрещенной зоны изменяется от  $\sim 0.2 \text{ эВ}$  (PbTe) до  $\sim 2 \text{ эВ}$  (EuTe), а показатель преломления — от  $\sim 6$  (PbTe) до  $\sim 2$  (EuTe) [2]. Изучение дисперсии показателя преломления и коэффициента поглощения эпитаксиальных слоев данного материала представляет практический интерес для анализа и разработки различных оптоэлектронных устройств, например, лазеров с вертикальным выводом излучения (vertical cavity surface emitting laser, VCSEL) [3].

Измерение оптических констант при энергиях вблизи и меньше ширины запрещенной зоны полупроводника часто проводится по спектрам пропускания и отражения слоев. При анализе полученных спектров можно воспользоваться двумя подходами. В первом случае показатель преломления и коэффициент поглощения материала определяются независимо друг от друга и описываются эмпирическими выражениями [4]. Во втором случае учитывается внутренняя связь между двумя этими константами, например, посредством соотношения Крамерса–Кронига [5]. Этот способ в отличие от первого не только описывает материал, но и позволяет учесть его электронную структуру, однако он требует больших вычислительных затрат и определенных математических приемов, что является отдельной задачей.

Используя феноменологический подход, определить значение  $N$  можно только для фотонов с энергией меньше  $E_g$ . Расчет проводится либо в точках расположения максимумов и минимумов пропускания, возникающих из-за многолучевой интерференции падающего излучения в слое [6], либо в каждой точке спектра путем подгонки расчетного значения пропускания под измеренное, например, методом матрицы переноса [7]. Значение  $\alpha$  определяется из анализа обоих спектров. Полученные зависимости описываются эмпирическими выражениями, например, для дисперсии показателя преломления могут использоваться выражения Коши или Селмейера [8]. В результате такой подход хоть и является феноменологическим, но позволяет получить выражения, описывающие  $N$  и  $\alpha$  в удобной форме для их дальнейшего использования при анализе более сложных многослойных структур.

В данной работе по спектрам пропускания эпитаксиальных слоев твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) определялась дисперсия показателя преломления в спектральном диапазоне волновых чисел от  $k = 650$  до  $8000 \text{ см}^{-1}$  (ниже края поглощения слоя  $k_{\text{edge}}$ ). Построены зависимости  $N(x)$  и  $k_{\text{edge}}(x)$  при двух температурах — 80 и 295 К. Для расчета значений  $N$  использовался феноменологический подход, а измеренные значения описывались выражением Селмейера. Из спектров пропускания слоев во всем диапазоне составов следует, что в твердом растворе  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  при  $x \approx 0.5$  имеет место инверсия знака коэффициента изменения ширины запрещенной зоны с температурой.

## 2. Методика и техника эксперимента

Эпитаксиальные слои твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках  $\text{BaF}_2$  (111) толщиной от 0.5 до 1 мм. Чистота шихты, закладываемой в испарительные ячейки, составляла: PbTe и Te — 99.9999%,

<sup>¶</sup> E-mail: pashkeev@sci.lebedev.ru

**Таблица 1.** Характеристики эпитаксиальных слоев твердого раствора  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) на подложках  $BaF_2$ 

$x$	$d$ , мкм	$k_{edge}, \text{см}^{-1}$		$N(\lambda = 5 \text{ мкм})$		$N(\lambda = 10 \text{ мкм})$	
		80 К	295 К	80 К	295 К	80 К	295 К
0	3.19	1861	2622	—	5.84	6.01	5.67
0.017	1.67	2432	3169	5.81	5.54	5.60	5.40
0.031	2.65	2855	3456	5.51	5.25	5.30	5.10
0.045	2.45	3297	3816	5.17	5.03	4.98	4.87
0.059	2.24	3632	4160	4.96	4.8	4.87	4.72
0.08	6.41	4017	4458	4.82	4.66	4.71	4.57
0.11	2.61	4521	4986	4.74	4.46	4.60	4.4
0.32	2.80	7737	7945	4.03	3.93	3.93	3.83
0.50	4.30	—	—	3.45	3.5	3.37	3.41
0.60	3.95	—	—	3.19	3.23	3.09	3.13
1	2.34	18018	17762	2.24	2.25	2.21	2.22

$Eu$  — 99.9% [9]. Характеристики образцов представлены в табл. 1, в которой указано содержание  $Eu$  в твердом растворе  $x$ , толщина эпитаксиального слоя  $d$ , волновое число края поглощения спектра пропускания  $k_{edge}$ , определенное по уровню пропускания 10%, и значение показателя преломления материала  $N$  при длинах волн излучения  $\lambda = 5$  и 10 мкм. Область длин волн в окрестности 5 мкм является рабочей для VCSEL-лазеров, разрабатываемых на основе данного материала, а длина волны 10 мкм может быть использована для получения асимптотического длинноволнового значения показателя преломления  $N_\infty$  в изучаемых слоях. Толщина слоев была более 1.5 мкм, что является достаточным для зарастания дефектов и полной релаксации напряжений, возникающих из-за различия постоянной решетки.

Толщина и состав эпитаксиальных слоев измерялись с помощью растрового электронного микроскопа Supra 50 VP с системой рентгеновского микроанализатора с энергетической дисперсией INCA Energy. Точность измерения толщины слоев составляла 0.05 мкм, а среднее отклонение от значения состава составляло 0.005.

Спектры пропускания эпитаксиальных слоев твердого раствора  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) измерялись при двух температурах  $T = 80$  и 295 К. Измерения в спектральном диапазоне от 650 до 8000  $\text{см}^{-1}$  проводились на фурье-спектрометре типа Vektor 22 (фирмы Bruker) с разрешением 2  $\text{см}^{-1}$ , а в диапазоне выше 11 000  $\text{см}^{-1}$  на спектрофотометре Specord M40 с разрешением 4  $\text{см}^{-1}$ . Излучение падало на образцы нормально со стороны эпитаксиального слоя. При комнатной температуре образцы помещались в кюветное отделение прибора в специальном держателе с диафрагмой, а при низкой температуре образцы крепились на хладопроводе азотного криостата. Для записи спектров сравнения вместо образца устанавливалась подложка из  $BaF_2$ .

При анализе спектров необходимо учитывать [4,5] отражение от границы раздела подложка–воздух, поглощение в подложке, многолучевую интерференцию, возникающую внутри эпитаксиального слоя, и поглощение

в нем. Рассеянием излучения в слое можно пренебречь благодаря однородности материала, получаемого эпитаксиальным методом. Влияние отражения от подложки учтено при записи опорного спектра, поэтому границу  $BaF_2$  — воздух при анализе рассматривать не будем. Поглощение в  $BaF_2$  существенно лишь в диапазоне волновых чисел  $k < 650 \text{ см}^{-1}$ . Из-за относительно низких концентраций носителей заряда в эпитаксиальных слоях при  $x < 0.1$  поглощение в них незначительно для энергий фотонов меньше  $E_g$  (изучаемая область). Как показали холловские измерения, для составов с  $x > 0.1$  материал становится диэлектрическим.

За счет многократного отражения внутри слоя на обеих границах, с воздухом и  $BaF_2$ , образующиеся волны накладываются друг на друга. Возникающая многолучевая интерференция проявляется в спектре пропускания в виде последовательности максимумов и минимумов, положение которых определяется оптической толщиной слоя. Толщина изучаемых слоев была порядка длины волны в материале, поэтому интерференция может быть хорошо разрешена в спектре пропускания и интерференционные пики на нем сильно выражены.

Дисперсия показателя преломления определялась как путем сравнения экспериментальных и расчетных спектров, так и путем анализа положения максимумов в измеренных спектрах. Для расчета спектров пропускания использовался метод матрицы переноса [7]. В модели предполагалось, что поглощение в слое пренебрежимо мало, и это позволило ограничиться расчетом только действительной части показателя преломления. Для контроля получаемых значений показатель преломления определялся в точках расположения максимумов спектра пропускания исходя из условий интерференции.

При определении значений  $N$  в экстремальных точках спектра использовалось приближение плоской гармонической волны. Положение экстремумов определяется разностью фаз между двумя интерферирующими пучками. Это условие записывается следующим образом:

$$2Nd = m\lambda, \quad (1)$$

где  $N$  — показатель преломления материала,  $d$  — толщина эпитаксиального слоя,  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме,  $m$  — порядок интерференции. В уравнении (1) учтено, что излучение падает на образец нормально. Измерив  $\lambda$  в максимуме спектра пропускания и толщину слоя и определив порядок  $m$ , можно рассчитать значение  $N$  в выбранной точке спектра.

Для того чтобы определить  $m$ , был выбран следующий способ, используемый в работе [10]. С уменьшением частоты падающего излучения (вдали от края поглощения) изменение  $N$  уменьшается и  $N$  доходит почти до постоянного асимптотического значения  $N_\infty$ . Тогда разница между показателями преломления, которые соответствуют двум крайним максимумам в низкоэнергетической части спектра, будет минимальна и их отношение приблизительно равным 1. Для каждого из этих максимумов

можно записать равенство (1)

$$\begin{cases} 2N_m d = m \lambda_m, \\ 2N_{m+1} d = (m+1) \lambda_{m+1}, \end{cases} \quad (2)$$

где  $N_i$  — значение показателя преломления в  $i$ -м максимуме,  $\lambda_i$  — измеренная длина волны  $i$ -го максимума,  $m$  — порядок первого максимума. Поделив первое уравнение на второе в выражении (2) и введя обозначение  $B = (N_m/N_{m+1})(\lambda_{m+1}/\lambda_m) \approx \lambda_{m+1}/\lambda_m$ , где учтено, что отношение  $N_m/N_{m+1} \rightarrow 1$  при малых энергиях фотонов, можно получить выражение для порядка  $m$ :

$$m = \frac{B}{1-B}. \quad (3)$$

Ошибка, возникающая при вычислении  $m$ , зависит от точности измерения положения максимума, которая составляет несколько  $\text{см}^{-1}$ , и от сделанного приближения для  $N$ . Точность приближения увеличивается с ростом толщины эпитаксиальной пленки (соседние максимумы сближаются) и с увеличением  $x$  (край поглощения сдвигается в сторону больших значений волнового числа). Рассчитанные таким образом  $m$  в среднем отличались от целого числа на 0.1, и погрешность не превышала 10%, что дает хороший способ определения порядков интерференции и дискретного набора точек дисперсионной кривой.

Второй подход к анализу экспериментальных спектров, а именно сравнение их с расчетными спектрами, позволяет не только получить значения  $N$  в отдельных точках, но и определить аналитическое выражение для дисперсии показателя преломления, необходимое в дальнейшем для моделирования пропускания многослойных структур. В методе матрицы переноса устанавливается соотношение между падающей ( $E_i$ ), отраженной ( $E_r$ ) и прошедшей ( $E_t$ ) волнами посредством матрицы рассеяния  $S$ :

$$\begin{pmatrix} E_i \\ E_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_t \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $S_{ij}$  — элементы матрицы  $S$ .

Матрица рассеяния представляет собой суперпозицию матриц, описывающих изменение амплитуды и фазы падающей волны на каждой границе в структуре, где меняется оптическая плотность. При проведении анализа пропускания образца достаточно рассмотреть прохождение излучения из воздуха с  $N(k) = 1$  через эпитаксиальный слой с определяемой зависимостью  $N(k)$  в подложку из  $\text{BaF}_2$ , для которого дисперсия  $N$  описывается выражением Селмейера 3-го порядка [11]. Зная толщину и показатель преломления материала, можно рассчитать элементы матрицы рассеяния и по ним определить коэффициенты пропускания и отражения эпитаксиального слоя. Значения пропускания ( $A$ ) и отражения ( $R$ ) выражаются следующими формулами:

$$A = \frac{\text{Re}(N_t)}{\text{Re}(N_i)} \left| \frac{1}{S_{11}} \right|^2, \quad R = \left| \frac{S_{21}}{S_{11}} \right|, \quad (5)$$

где  $N_i$  и  $N_t$  — показатели преломления материалов, расположенных до и после образца.

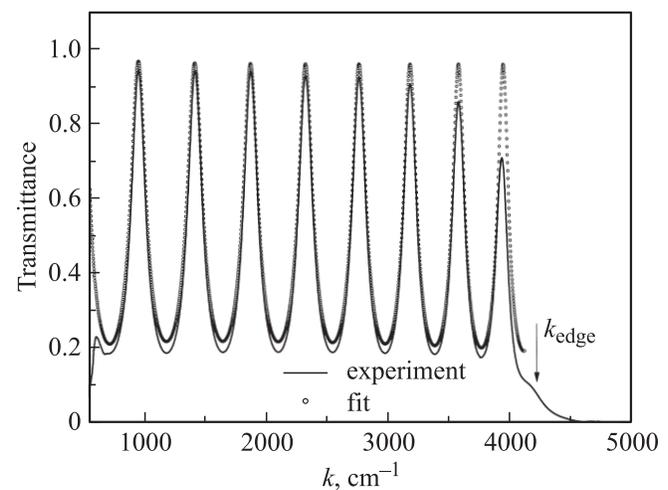
Подгоняя расчетное значение пропускания к измененному, можно получить выражение для дисперсии показателя преломления. В наших расчетах использовалась эмпирическая модель осцилляторов [8]. Она рассматривает взаимодействие оптического излучения с заряженными частицами вещества, ведущими себя как механические осцилляторы определенной частоты. Эта частота является подгоночным параметром и не несет в себе никакой физической природы. Одним из известных представлений для диэлектрических материалов является эмпирическое выражение Селмейера, имеющее в общем случае вид

$$N^2(\lambda) = f_0 + \sum_i \frac{f_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \quad (6)$$

где  $i$  — номер осциллятора,  $f_i$  — сила его резонансного поглощения,  $\lambda_i$  — длина волны поглощения. Для полупроводниковых материалов часто используют соотношение Селмейера 2-го порядка ( $i = 2$ ), что в нашем случае оказалось достаточным для описания дисперсии показателя преломления эпитаксиальных слоев твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) в средней ИК области спектра при энергиях ниже края поглощения.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Были измерены спектры пропускания эпитаксиальных слоев  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ). В качестве примера на рис. 1 показан спектр пропускания слоя  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $x = 0.059$ ) при 295 К. Сплошной линией изображен измеренный спектр, а точками — расчетный, полученный методом матрицы переноса. В спектре видна ярко выраженная последовательность интерференционных максимумов и минимумов. Геометрическая толщина данного образца составляла  $d = 2.24$  мкм. Его



**Рис. 1.** Спектры пропускания эпитаксиального слоя твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $x = 5.9\%$ ) при  $T = 295$  К: сплошная линия — эксперимент, точки — расчет методом матрицы переноса.

**Таблица 2.** Значения подгоночных коэффициентов в эмпирическом выражении Селмейера в приближении двух осцилляторов

$x, \%$	$f_0$		$f_1$		$\lambda_1$		$f_2$		$\lambda_2$	
	80 K	295 K	80 K	295 K	80 K	295 K	80 K	295 K	80 K	295 K
0	26.2	31.35	9.6	1.75	10.4	10.6	3.0	29.0	500	2500
1.7	27.65	25.8	4.3	3.9	7.95	5.6	17.7	18.0	2000	2500
3.1	24.8	23.15	4.2	3.7	6.5	4.65	10.0	9.0	1900	2300
4.5	22.0	21.65	3.9	3.15	5.0	4.13	8.0	12.0	2000	3000
5.9	21.42	19.05	2.65	3.55	4.73	3.2	10.0	8.0	2000	2000
8	19.81	16.9	3.02	4.40	3.65	2.45	17.0	5.0	3500	2000
11.1	18.74	15.1	3.40	4.45	2.85	2.01	9.0	5.0	2000	1700
32	8.35	9.51	8.8	6.85	0.61	0.66	1.5	3.6	2000	2000
50	4.11	5.73	7.3	6.0	0.34	0.42	2.0	3.0	2000	2000
60	5.32	2.7	4.3	7.2	0.35	0.24	2.55	2.6	2000	2000
100	2.414	2.503	2.6	2.57	0.1	0.125	4.9	25	4500	20000

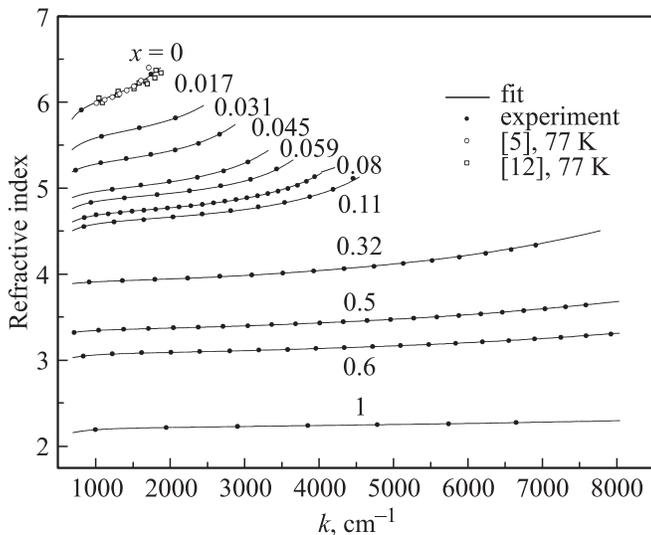
оптическая толщина в рассматриваемом спектральном диапазоне составляла от одной до половины длины волны излучения. Граница области пропускания при больших значениях волнового числа ( $k_{\text{edge}} = 4160 \text{ см}^{-1}$ ) определяется шириной запрещенной зоны, а при малых значениях — краем поглощения в  $\text{BaF}_2$ .

Как можно видеть из рисунка, расчетный спектр хорошо согласуется с экспериментальным. При этом амплитуда пропускания расчетного спектра несколько выше, чем измеренного, и достигает наибольшего значения  $A \approx 0.98$  для расчетного и  $A \approx 0.95$  для измеренного в области малых частот, а положения экстремумов совпадают в пределах точности определения волнового числа и толщины слоя.

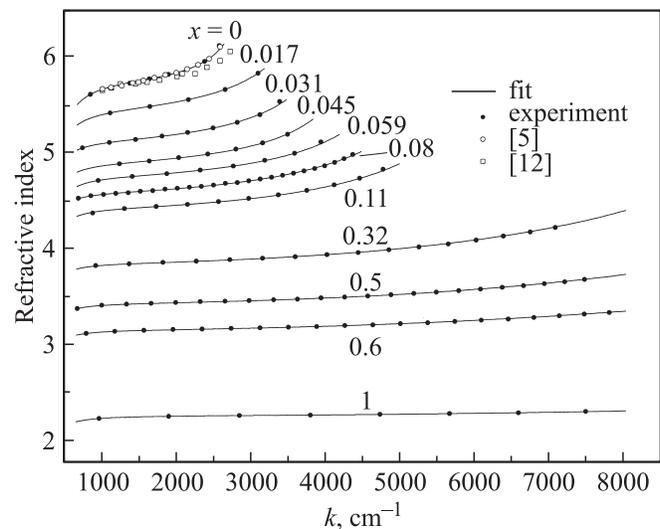
На рис. 2 и 3 представлены дисперсионные кривые показателя преломления эпитаксиальных слоев твер-

дого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) при температурах 80 и 295 К. Сплошной линией показаны кривые, полученные методом подгонки, для которых значения коэффициентов Селмейера указаны в табл. 2. Точками на рисунках для сравнения и контроля показаны значения  $N$ , рассчитанные по максимумам измеренного спектра пропускания.

Покажем для примера, каким образом проводился расчет. Зная положение двух крайних максимумов со стороны малых значений волнового числа (область наименьшего изменения  $N$  с изменением энергии падающих фотонов), по формуле (3) можно приблизительно рассчитать порядок интерференции. Для спектра на рис. 1 положение максимумов равно  $945$  и  $1410 \text{ см}^{-1}$ , тогда порядок интерференции для первого из них равен  $m = 2$  (значение, полученное по формуле (3),  $m = 2.03$ ), а



**Рис. 2.** Дисперсия показателя преломления твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) ниже края поглощения при  $T = 80 \text{ К}$ . Точки — расчет по экстремумам спектра пропускания, сплошная линия — аппроксимация уравнением Селмейера с коэффициентами из табл. 2.

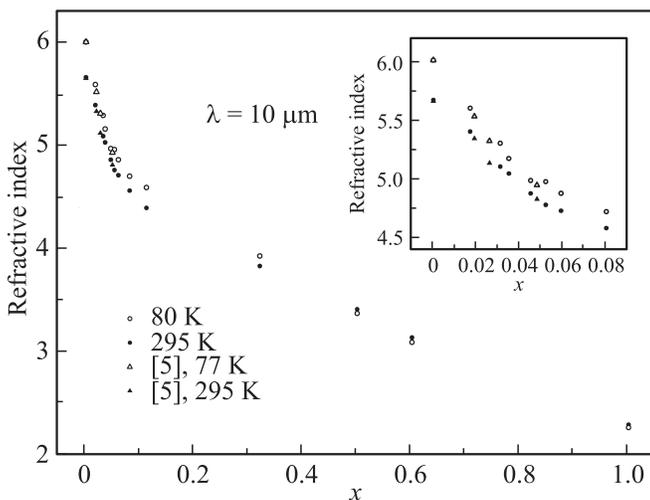


**Рис. 3.** Дисперсия показателя преломления твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) ниже края поглощения при  $T = 295 \text{ К}$ . Точки — расчет по экстремумам спектра пропускания, сплошная линия — аппроксимация уравнением Селмейера с коэффициентами из табл. 2.

следующего  $m = 3$ . Подставляя в выражение (2) для каждого максимума соответствующее значение длины волны, интерференционный порядок и толщину слоя, получаем набор значений  $N$ , описывающий дисперсионную кривую.

Как видно из рисунков, подгоночные значения по формуле Селмейера совпадают с рассчитанными значениями по максимумам спектра пропускания. С увеличением энергии фотона показатель преломления и его скорость изменения монотонно возрастают, достигая своего максимума при энергии, равной  $E_g$  твердого раствора. С увеличением содержания Eu в твердом растворе  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  значение  $N$  уменьшается и кривые становятся более пологими. Такое поведение показателя преломления обусловлено изменением положения края поглощения с изменением состава твердого раствора. Для больших  $x$  край сдвигается в сторону больших значений волнового числа, поэтому дисперсия показателя преломления достигает асимптотического значения  $N_\infty$  уже в рассматриваемом спектральном диапазоне.

Для PbTe на рис. 2 и 3 для сравнения показаны значения показателя преломления, полученные при температурах 77 и 295 К в работах [5] и [12]. Данные с хорошей точностью совпадают друг с другом. Напрямую сравнить  $N$  трехкомпонентного раствора ( $0 < x < 1$ ) сложно по двум причинам. Во-первых, нет возможности абсолютно точно получить материал определенного состава и, во-вторых, в литературе удалось найти измерения только для  $x < 0.1$  [5,6]. Однако в общем можно отметить, что по форме и характеру изменения дисперсионных кривых для различных  $x$  измеренные зависимости совпадают для всех работ. Они имеют относительно быстрый спад  $N$  вблизи края поглощения и асимптотически спадают в области меньших значений волнового вектора до  $N_\infty$ .



**Рис. 4.** Зависимость показателя преломления твердого раствора  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) от состава для  $\lambda = 10$  мкм при температурах 80 и 295 К. На вставке — область до  $x = 0.1$ .

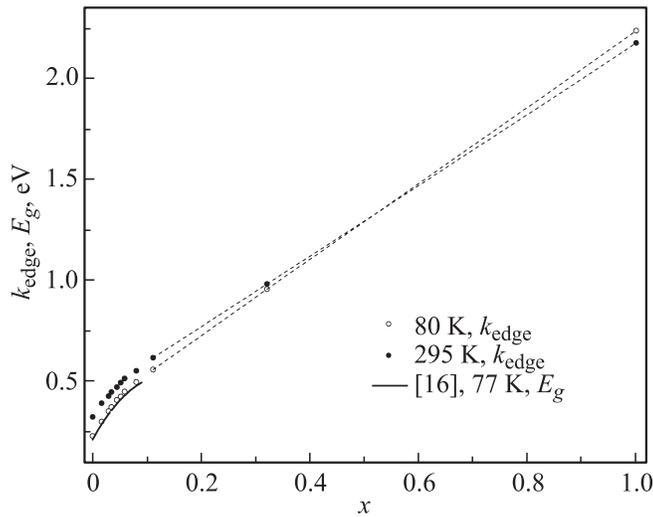
Для более детального анализа изменения  $N$  с составом удобно построить зависимость  $N(x)$  на определенной длине волны. На рис. 4 показана зависимость показателя преломления твердого раствора  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) от состава на длине волны  $\lambda = 10$  мкм при температурах 80 и 295 К. Приведены значения, полученные в данной работе, а также в работе [5] при температурах 77 и 295 К. Как видно, для составов с  $x < 0.1$  (см. вставку) все значения в пределах погрешности укладываются на одну кривую. Такое же соответствие было получено для других длин волн.

Следует отметить результаты измерения  $N$  для EuTe. Этот материал быстро окисляется на воздухе, и поэтому на поверхности образуется диэлектрический слой из окислов европия, изменяющий оптическую толщину образца, что влияет на расчет значения  $N$  (чем больше толщина слоя, тем меньше  $N$  при прочих равных условиях). В различных источниках приводимые значения показателя преломления немного варьируются. Так, в ранней работе [13] он равняется  $N = 2.43$  при  $\lambda = 5$  мкм и  $T = 295$  К. В работе [14] ввиду малости изменения  $N(EuTe)$  в средней ИК области спектра, вдали от края поглощения, его принимают за константу, равную 2.3 при  $T = 295$  К. В более поздней работе тех же авторов он был немного подкорректирован в меньшую сторону:  $N = 2.29$  [15]. В данной работе было получено значение  $N = 2.25$  для  $\lambda = 5$  мкм и  $N = 2.22$  для  $\lambda = 10$  мкм при  $T = 295$  К.

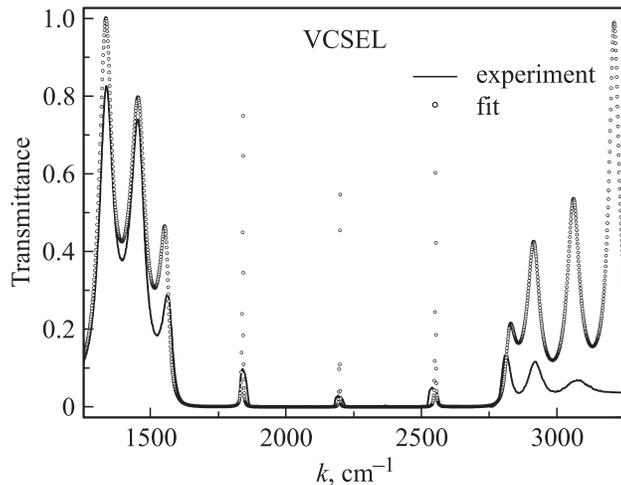
Значение  $N$  нелинейно убывает с ростом  $x$  и в области  $x \approx 0.1$ , где  $N \approx 4.5$ , скорость изменения показателя преломления резко уменьшается. С повышением температуры  $N(PbTe)$  уменьшается, а  $N(EuTe)$  увеличивается, поэтому кривые, описывающие показатель преломления тройного раствора на их основе для 80 и 295 К, имеют точку пересечения в области  $x \approx 0.5$ . Такое поведение  $N$  согласуется с изменением  $E_g$  твердого раствора в зависимости от состава.

Величину  $E_g$  с хорошей точностью можно соотнести с  $k_{edge}$ , который определялся на уровне пропускания материала в 10%. На рис. 5 показана зависимость значения  $k_{edge}$  твердого раствора  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) от  $x$  для двух температур — 80 и 295 К. Сплошной линией показана зависимость  $E_g(x)$  для  $0 \leq x < 0.1$ , определенная в работе [16] по спектрам фотолуминесценции при 77 К. Как видно из рисунка, кривая  $E_g(x)$  лежит чуть ниже кривой  $k_{edge}(x)$  и они совпадают по форме. Для эпитаксиального слоя EuTe нами было получено значение  $k_{edge} = 2.2$  эВ при 295 К, 2.24 эВ при 80 К и значение  $dk_{edge}/dT = -0.19$  мэВ/К. В работе [17] было получено значение  $k_{edge} = 2.25$  эВ при  $T = 1.7$  К. Значение  $E_g$ , измеренное также оптическим методом в ранней работе [18], равняется 2.0 эВ при  $T = 295$  К, а  $dE_g/dT = -0.18$  мэВ/К.

Известно, что изменение  $N$  обратно пропорционально изменению  $E_g$  материала (в нашем случае  $k_{edge}$ ). С увеличением состава тройного раствора ширина запрещенной зоны нелинейно увеличивается и, так же как для  $N$ ,



**Рис. 5.** Зависимость края поглощения  $k_{\text{edge}}$  твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) от состава при температурах 80 и 295 К (точки) и ширина запрещенной зоны  $E_g$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) из работы [16] (сплошная линия).



**Рис. 6.** Спектры пропускания VCSEL-структуры при  $T = 295$  К: сплошная линия — эксперимент, точки — расчет методом матрицы переноса.

ее скорость изменения в области  $x = 0.1$  уменьшается, что видно из рисунка. Для  $\text{PbTe}$  с увеличением температуры  $E_g$  увеличивается, а для  $\text{EuTe}$  уменьшается. Поэтому кривые  $k_{\text{edge}}(x)$ , так же как и кривые  $N(x)$ , измеренные при разных температурах, имеют точку пересечения. Для наглядности последние три точки для больших значений  $x$  на рис. 5 соединены штриховыми линиями. Таким образом можно приблизительно определить положение точки пересечения кривых, измеренных при 80 и 295 К. По оценкам получается, что она лежит в области  $x \approx 0.5$ .

Полученные значения  $N$  и  $E_g$  были использованы при расчете спектров пропускания лазеров с вертикальным выводом излучения (VCSEL) для средней ИК области

спектра. Лазер состоял из двух трехпериодных брэгговских зеркал [3] и активной области между ними толщиной порядка половины длины волны излучения в материале. Такая структура представляет собой микро-резонатор Фабри–Перо, и ее спектр пропускания имеет область высокого отражения (стоп-зона) с некоторым набором резонансов пропускания в ней. Оптические толщины слоев в брэгговских зеркалах выбирались таким образом, чтобы центр стоп-зоны совпадал с длиной волны излучения лазера (целевая длина волны) при заданной рабочей температуре. Высокий оптический контраст в зеркалах получается при использовании гетеропары  $\text{EuTe}/\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $x \leq 0.1$ ).

На рис. 6 показан спектр пропускания одной из лазерных структур. Структура представляет собой последовательно выращенные на подложке  $\text{BaF}_2$  слои:  $\text{Pb}_{0.935}\text{Eu}_{0.065}\text{Te}/\text{EuTe}/\text{Pb}_{0.937}\text{Eu}_{0.063}\text{Te}/\text{EuTe}/\text{Pb}_{0.939}\text{Eu}_{0.061}\text{Te}/\text{EuTe}/\text{Pb}_{0.99}\text{Eu}_{0.01}\text{Te}/\text{EuTe}/\text{Pb}_{0.939}\text{Eu}_{0.061}\text{Te}/\text{EuTe}/\text{Pb}_{0.936}\text{Eu}_{0.064}\text{Te}/\text{EuTe}/\text{Pb}_{0.94}\text{Eu}_{0.06}\text{Te}/$  с толщинами 210/515/230/515/223/530/2035/500/242/515/242/565/262 нм, полужирным шрифтом отмечена активная область. Состав тройных соединений приведен по технологическим данным, а толщины слоев измерены на электронном микроскопе и незначительно (на  $\sim 10$  нм) откорректированы при подгонке расчетного спектра пропускания к экспериментальному.

Сплошной линией на рисунке показан измеренный спектр пропускания лазерной структуры, а точками — расчетный спектр, полученный методом матрицы переноса с учетом измеренных значений толщин слоев и значений показателя преломления  $N(x)$ . В спектре видна область стоп-зоны от  $\sim 1580$  до  $\sim 2790$   $\text{cm}^{-1}$ , в которой отражение достигает  $R \approx 99.99\%$ , и три резонанса пропускания. Число резонансов зависит от толщины активной области, в данном случае она приблизительно равна 2 длинам волн излучения в материале.

Как видно из рис. 6, расчетный и измеренный спектры хорошо согласуются друг с другом. Некоторые несоответствия можно устранить путем более точной подгонки толщин слоев. Однако следует отметить разницу в ширинах резонансов измеренного и расчетного спектров (до 2 раз), что объясняется поглощением в слое и качеством поверхности зеркал для данного образца.

#### 4. Заключение

Измерены спектры пропускания эпитаксиальных слоев твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) в спектральном диапазоне от 650 до 8000  $\text{cm}^{-1}$ . Анализ этих спектров позволил определить дисперсию показателя преломления и положение края поглощения в зависимости от состава (от  $x$ ) при двух температурах — 80 и 295 К. На основе этих данных получено, что в твердом растворе  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  для составов с  $x < 0.5$  ширина запрещенной зоны увеличивается с ростом температуры, а для  $x > 0.5$  уменьшается.

Путем сравнения расчетных и экспериментальных спектров определены аналитические зависимости дисперсии показателя преломления для образцов различного состава. На основе полученных зависимостей рассчитаны спектры пропускания лазерных структур (VCSEL). Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом.

Авторы выражают благодарность А.С. Аверюшкину за помощь при проведении измерений на слоях EuTe.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 09-02-91345-ННИО\_а и программы президиума РАН № 21 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

## Список литературы

- [1] R. Dornhaus, G. Nimtz, B. Schlicht. *Narrow-Gap Semiconductors* [Springer Tracts in Mod. Phys. Ser., **98** 1983].
- [2] D.L. Partin. IEEE J. Quant. Electron., **QE-24**, 1716 (1988).
- [3] W. Heiss, T. Schwarzl, J. Roither, G. Springholz, M. Aigle, H. Pascher, K. Biermann, K. Reimann. *Progr. Quant. Electron.*, **25**, 193 (2001).
- [4] J.D. Klein, A. Yen, S.F. Cogan. *J. Appl. Phys.*, **68**, 1825 (1990).
- [5] Shu Yuan, H. Krenn, G. Springholz, G. Bauer. *Phys. Rev. B*, **47**, 7213 (1993).
- [6] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge, University Press, 2009) p. 64.
- [7] A. Garard, J.M. Burch. *Introduction to Matrix Method in Optics* (London, John Wiley&Sons, 1994) p. 26
- [8] J. Piprek. *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation* (San Diego, California, Academic Press, 2003) p. 91.
- [9] Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, В.П. Мартовицкий, А.В. Кнотко, И.И. Засавицкий. *Неорг. матер.*, **46**, 1183 (2010).
- [10] Z. Feit, R. Woods, D. Kostyk, R. Papez, Y.A. Mantz, M. Cummings, A.W. Mantz. *Appl. Optics*, **32**, 966 (1993).
- [11] M. Bass. *Handbook of Optics*, 3rd ed. (N.Y., McGraw-Hill, 2009) v. 4.
- [12] J.N. Zemel, J.D. Jensen, R.B. Schoolar. *Phys. Rev.* **140**, 330 A (1965).
- [13] P. Wachter. *Phys. Kondens. Materie*, **8**, 80 (1968).
- [14] T. Schwarzl, W. Heib, G. Springholz. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1246 (1999).
- [15] E.W. Baumgartner, T. Schwarzl, G. Springholz, W. Heiss. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 051 110 (2006).
- [16] Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, F. Felder, И.И. Засавицкий. *ФТП*, **44**, 891 (2010).
- [17] W. Heiss, R. Kirchsclager, G. Springholz, Z. Chen, M. Debnath, Y. Oka. *Phys. Rev. B*, **70**, 035 209 (2004).
- [18] G. Gunterodt, B. Wachter, D.M. Imboden. *Phys. Kondens. Materie*, **12**, 292 (1971).

Редактор Л.В. Шаронова

## Dispersion of refractive index of $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ( $0 \leq x \leq 1$ ) solid solution epitaxial layers below the fundamental gap

D.A. Pashkeev, Yu.G. Selivanov, E.G. Chizhevskii, D.B. Stavrovskii\*, I.I. Zasavitskiy

P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

\* A.M. Prokhorov General Physics Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

**Abstract** Dispersion of refractive index of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) solid solution was studied on the basis of transmittance spectra in the wavenumber range between 650 and 8000  $\text{cm}^{-1}$  (below the fundamental gap). The Eu content dependence of refractive index and position of absorption edge have been plotted at two temperatures — 80 and 295 K. Using classical interpretation of electromagnetic wave propagation, refractive index was calculated. The second order empirical Selmeier expression has been used to express measured dispersion dependence. According to the analysis of transmittance of the layers, for  $x < 0.5$  the  $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$  solid solution energy gap increases with temperature increase, and for  $x > 0.5$  it decreases with temperature increase.