

НОВЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НАПРЯЖЕННЫХ НАНОСЛОЕВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{IV}B^{VI}$

А.М.Пашаев¹, О.И.Даварашвили², М.И.Енукашвили², З.Г.Ахвледiani^{2,3},
Л.П.Бычкова², М.А.Дзаганя^{2,4}, В.П.Зломанов⁵

¹ *Национальная Академия Авиации Азербайджана, Баку*

² *Тбилисский Государственный Университет им.Ив.Джавахишвили*

³ *Институт Физики им.Э.Андроникашвили, Тбилиси*

⁴ *Институт Физической и Органической химии им.П.Меликишвили, Тбилиси*

⁵ *Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова*

Предыдущие исследования показали, что при разных подвижностях носителей заряда (но постоянных в каждом случае по спектру) меняется характер распределения результирующего поглощения $\alpha - \alpha_{св.н.}$ в длинноволновой области исследуемого спектра. В настоящей работе впервые предлагается новый анализ, когда вместо подвижности рассматривается изменение времени рассеяния по спектру (с энергией) и соответственно обновление показателя степени p в выражении для поглощения свободными носителями ($\alpha_{св.н.} \sim \lambda^{-p}$). Такой подход позволит лучше выявить особенности в спектральном распределении $\alpha - \alpha_{св.н.}$. В работе также проведен важный анализ влияния деформации на оптические параметры, в первую очередь, на показатель преломления и коэффициенты отражения.

Исследования в материаловедении весьма продвинули наши знания о природе: фундаментальные свойства материалов зависят не только от их химической формулы – состава, но и от незначительного изменения расстояния между составляющими их атомами. С привлечением обоих подходов (изменение состава и смещение атомов) появляются материалы для наукоемких направлений, в частности, электроники, приборостроения и фармакологии, определяющих, в целом, прогресс общества.

С развитием нанотехнологий и получением напряженных слоев, особенно в условиях растяжения, просматриваются возможности гибко и плавно управлять свойствами материалов, в частности, полупроводниковых, и осуществить инновационные приборные решения. Иллюстрацией этого является, по-видимому, исследование напряженных нанослоев полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ [1-3]. Исходя из узкой ширины запрещенной зоны и ее прямозонного характера эти полупроводники находят применение в новых типах ИК фотоприемников, отличающихся высокой чувствительностью и быстродействием и лазерах, генерирующих при комнатной температуре и с высокой перестройкой частоты излучения [4,5]. Ввиду необходимости детального анализа оптических параметров напряженных нанослоев в настоящей работе по сравнению с предыдущими [6,7] показатель преломления, коэффициенты отражения и поглощения анализируются с учетом деформации в слоях.

Анализ оптических параметров напряженных нанослоев проведен на примере слоя PbSe, выращенного на подложке KCl методом молекулярной эпитаксии с «горячей стенкой». Для конкретного слоя PbSe толщиной 70нм и при параметрах решетки монокристалла $a_{PbSe} = 6,126 \text{ \AA}$, напряженного слоя $a_{PbSe} = 6,175 \text{ \AA}$ остаточная деформация $\epsilon = (a_{сл.} - a_{п.})/a_{п.} = 0,008$.

Определенные значения оптических параметров напряженных нанослоев подставляются в уравнение для определения поглощения в рамках модели интерферометра Фабри-Перо:

$$T(r_1 r_2)^2 y^2 - [(1-r_1^2)(1-r_2^2) + 2Tr_1 r_2 - 4Tr_1 r_2 \sin^2(2\pi N'd/\lambda)] y + T = 0 \quad (1)$$

здесь $\alpha = -\ln y/d$, r_1 и r_2 коэффициенты отражения на границе слой - воздух и слой – подложка и определяются через показатель преломления $N'_{сл.}$ $r_1 = (N'_{сл.} - N_{в.}) / (N'_{сл.} + N_{в.})$, $r_2 = (N'_{сл.} - N_{п.}) / (N'_{сл.} + N_{п.})$.

Чтобы найти значения r_1 и r_2 при деформации необходимо знать показатель преломления напряженного слоя, который определяется из соотношения:

$$dN/d\epsilon = dN/dE \cdot dE/d\epsilon \quad (2)$$

Из дисперсной зависимости показателя преломления $dN/dE = 5,5\varepsilon B^{-1}$ [8]. Учитывая среднее возрастание ширины запрещенной зоны слоя PbSe при деформации $\varepsilon = 0,008$ на $0,175\varepsilon B$, то $dE/d\varepsilon \approx 22\varepsilon B$. Тогда $dN/d\varepsilon = 121$ и $dN = +1$.

В таблице 1 приводятся значения показателя преломления N' , а также r_1 и r_2 , $1-r_1^2$, $1-r_2^2$, $r_1 r_2$ с учетом деформации. Эти величины используются, как указывалось, при нахождении коэффициента поглощения. Сравнивая значения r_1 и r_2 при учете деформации и без него, видно, что при длине волны, например, $4,65\mu\text{м}$ r_1 в случае деформации растет на $0,065$, r_2 – на $0,082$. При длине волны $2,56\mu\text{м}$ r_1 растет на $0,040$, r_2 – на $0,052$.

Таблица 1. Оптические параметры напряженного нанослоя PbSe с учетом деформации

λ , мкм	$N'(\text{PbSe}) = N(\text{PbSe}) + 1$	$N(\text{KCl})$	r_1	r_2	$1-r_1^2$	$1-r_2^2$	$r_1 r_2$	$(1-r_1 r_2)^2$
6,452	4,350	1,469	0,626	0,495	0,608	0,755	0,310	0,476
5,882	4,550	1,469	0,640	0,512	0,591	0,738	0,327	0,452
5,405	4,850	1,469	0,658	0,535	0,567	0,714	0,352	0,420
5,000	5,200	1,470	0,677	0,559	0,541	0,687	0,379	0,386
4,651	5,500	1,470	0,692	0,578	0,521	0,666	0,400	0,360
4,348	5,550	1,470	0,695	0,581	0,517	0,662	0,404	0,356
4,082	5,650	1,470	0,699	0,587	0,511	0,655	0,410	0,348
4,000	5,710	1,471	0,702	0,590	0,507	0,651	0,414	0,343
3,922	5,760	1,471	0,704	0,593	0,504	0,648	0,418	0,339
3,846	5,810	1,471	0,706	0,596	0,501	0,645	0,421	0,335
3,774	5,870	1,471	0,709	0,599	0,497	0,641	0,425	0,331
3,704	5,930	1,471	0,711	0,602	0,494	0,637	0,429	0,327
3,636	5,990	1,471	0,714	0,606	0,490	0,633	0,432	0,322
3,448	6,100	1,472	0,718	0,611	0,484	0,626	0,439	0,315
3,279	6,185	1,472	0,722	0,615	0,479	0,621	0,444	0,309
3,125	6,250	1,473	0,724	0,619	0,476	0,617	0,448	0,305
2,985	6,280	1,473	0,725	0,620	0,474	0,616	0,450	0,303
2,857	6,330	1,474	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,740	6,330	1,474	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,721	6,330	1,474	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,703	6,330	1,475	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,685	6,330	1,475	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,667	6,330	1,475	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,632	6,330	1,475	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,597	6,330	1,475	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300
2,564	6,330	1,475	0,727	0,622	0,471	0,613	0,452	0,300

В таблице 2 приводятся рассчитанные по (1) значения коэффициентов поглощения α по спектру, а также коэффициентов поглощения свободными носителями $\alpha_{\text{св.н.}}$ и разности $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$. Минимальные и положительные значения $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$ получены при подвижностях в интервале $4-8\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Заметим, что при концентрации носителей заряда $\sim 1 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}$ максимальное значение $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}} = 2219\text{см}^{-1}$ соответствует длине волны $\lambda = 4,35\mu\text{м}$.

Для сравнения при концентрации носителей заряда $5 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$ эта разность составляла 1214см^{-1} при длине волны $\lambda = 3,92\mu\text{м}$ [9]. Приведенные значения максимумов $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$ могут корректироваться при небольшом изменении подвижности в указанном диапазоне, в данном случае при некотором возрастании над значением $6,5\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Но границы варьирования не очень велики, т.к. в диапазоне $3-2,6\mu\text{м}$ $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$ может стать отрицательной. Минимизация $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$ более четко осуществляется варьированием времени рассеяния τ ($\mu = e\tau/m$). При

поглощении фотона электроном меняется его волновой вектор и избыточная энергия передается решетке – характер рассеяния носителей заряда и коэффициент поглощения зависят от времени рассеяния, которое в свою очередь зависит от энергии.

Таблица 2. Данные по коэффициентам поглощения (общего и результирующего) и показателю степени p по спектру для нанослоя PbSe

λ , мкм	$h\nu$, эВ	$N'(PbSe)=$ $N(PbSe)+1$	$N(KCl)$	T	α , $см^{-1}$	$\alpha_{св.н.},$ $см^{-1}$	$\alpha^*=\alpha- \alpha_{св.н.},$ $см^{-1}$	$\alpha^{*2}=(\alpha- \alpha_{св.н.})^2,$ $см^{-2}$	p
6,452	0,192	4,35	1,469	0,215	133059	133006	53	2,88E+03	2,000
5,882	0,211	4,55	1,469	0,210	129242	128970	272	7,42E+04	2,112
5,405	0,229	4,85	1,469	0,205	122035	121486	549	3,02E+05	2,221
5,000	0,248	5,2	1,470	0,200	112135	111032	1103	1,22E+06	2,315
4,651	0,267	5,5	1,470	0,195	102091	100447	1644	2,70E+06	2,396
4,348	0,285	5,55	1,470	0,195	96405	94186	2219	4,93 E+06	2,468
4,082	0,304	5,66	1,470	0,195	88030	86861	1169	1,37E+06	2,534
4,000	0,310	5,71	1,471	0,195	83584	81659	1925	3,70E+06	2,534
3,922	0,316	5,76	1,471	0,194	80330	78476	1854	3,44E+06	2,548
3,846	0,322	5,81	1,471	0,194	76211	74244	1967	3,87E+06	2,550
3,774	0,329	5,87	1,471	0,193	72662	71505	1157	1,34E+06	2,566
3,704	0,335	5,93	1,471	0,190	69286	68356	931	8,66E+05	2,576
3,636	0,341	5,99	1,471	0,188	66088	65217	872	7,60E+05	2,584
3,448	0,360	6,1	1,472	0,181	58328	57370	958	9,8E+05	2,606
3,279	0,378	6,19	1,472	0,174	51867	51047	820	6,72E+05	2,629
3,125	0,397	6,25	1,473	0,168	46428	45759	669	4,48E+05	2,654
2,985	0,415	6,28	1,473	0,162	42073	41490	583	3,40E+05	2,680
2,857	0,434	6,33	1,474	0,156	38233	37576	657	4,32E+05	2,705
2,740	0,453	6,33	1,474	0,152	35159	34504	655	4,28E+05	2,733
2,721	0,456	6,33	1,474	0,152	34673	34002	671	4,50E+05	2,737
2,703	0,459	6,33	1,475	0,151	34198	33544	654	4,28E+05	2,742
2,685	0,462	6,33	1,475	0,151	33731	33093	638	4,08E+05	2,747
2,667	0,465	6,33	1,475	0,150	33275	32618	657	4,31E+05	2,751
2,632	0,471	6,33	1,475	0,147	35736	31695	4041	1,63E+07	2,759
2,597	0,477	6,33	1,475	0,145	36582	30895	5686	3,23E+07	2,770
2,564	0,484	6,33	1,475	0,143	37317	30435	6883	4,74E+07	2,792

Как видно из соотношений для $\alpha_{св.н.}=ne^2/c\epsilon_0Nm^*\omega^2 \cdot 1/\tau=B \cdot n\lambda^2/Nm^* \cdot 1/\tau$ (3) (выполняется для полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ при $\omega\tau^2 \gg 1$) при изменении τ по спектру будет заметно изменяться $\alpha_{св.н.}$. Когда время рассеяния τ растет с энергией показатель степени p становится выше двух, в обратном случае – он уменьшается.

Из таблицы 2 видно, что показатель p уменьшается с ростом длины волны – это означает, что осуществляется переход от рассеяния на оптических фононах к рассеянию на акустических фононах. При высокой концентрации носителей показатель степени p при рассеянии на акустических фононах приближается к двум. Т.е. время рассеяния при высоких длинах волн уменьшается, а при малых длинах возрастает – носители заряда при большей энергии дольше перемещаются без рассеяния.

При приближении к длине волны ~ 40 мкм энергия светового кванта совпадает с тепловой – время рассеяния уменьшается. При этом механизм рассеяния будет изменяться на другой (например, от рассеяния на акустических фононах будет смещаться к рассеянию на дефектах решетки).

Отметим, что анализ спектров проводится с длины волны $\lambda < 6,5 \mu\text{м}$. Это связано с двумя причинами: при подвижности $< 10 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ величина $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$ становится отрицательной в диапазоне 9-6,5 мкм. С другой стороны, при концентрации носителей заряда $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ пик резонансного плазменного поглощения соответствует при 300К-13 мкм, а спадающий хвост большого пика может простирается в сторону коротких длин волн. Надо полагать, что из различных колебательных мод в плазме – объемных, поверхностных и двумерных наиболее коротковолновой является объемная. Поэтому при указанной концентрации носителей анализ оптического поглощения и у других авторов осуществляется при $\lambda < 7 \mu\text{м}$ [10]. Заметим, что при длине волны 6,5 мкм пропускание T взято равным 0,215, исходя из того, что при значениях T ниже 0,215 разность $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$ при подвижности $< 10 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ положительна, но принимает весьма высокое значение за краем поглощения. При $T > 0,215$ разность $\alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$ становится отрицательной при подвижности $< 10 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [11].

В таблице 3 приводятся рассчитанные значения $(\alpha - \alpha_{\text{св.н.}})^2$, $[(\alpha - \alpha_{\text{св.н.}})/\gamma]^2$ и $[(\alpha - \alpha_{\text{св.н.}})/\gamma \cdot h\nu]^2$ по спектру.

Таблица 3. Данные по коэффициентам общего и результирующего поглощения и квадратам произведения результирующего поглощения на энергию фотона

λ , мкм	$h\nu$, эВ	T	α , см^{-1}	$\alpha^* = \alpha - \alpha_{\text{св.н.}}$, см^{-1}	$\alpha^{*2} = (\alpha - \alpha_{\text{св.н.}})^2$, см^{-2}	$1/\gamma$	$(\dot{\alpha})^2 = (\alpha^* \cdot 1/\gamma)^2$, см^{-2}	$(\dot{\alpha} \cdot h\nu)^2$, $\text{см}^{-2} \text{эВ}^2$
6,452	0,192	0,215	133059	53	2,88E+03	63,546	1,09E+02	1,09E+02
5,882	0,211	0,210	129242	272	7,42E+04	47,930	3,33E+03	3,33E+03
5,405	0,229	0,205	122035	549	3,02E+05	36,212	1,37E+04	1,37E+04
5,000	0,248	0,200	112135	1103	1,22E+06	27,420	7,52E+04	7,52E+04
4,651	0,267	0,195	102091	1644	2,70E+06	20,824	1,98E+05	1,98E+05
4,348	0,285	0,195	96405	2219	4,93 E+06	15,874	3,96E+05	3,96E+05
4,082	0,304	0,195	88030	1169	1,37E+06	12,160	4,18E+05	4,18 E+05
4,000	0,310	0,195	83584	1925	3,70E+06	11,141	3,89E+05	3,89E+05
3,922	0,316	0,194	80330	1854	3,44E+06	10,215	3,67E+05	3,67E+05
3,846	0,322	0,194	76211	1967	3,87E+06	9,374	2,02E+05	2,02E+05
3,774	0,329	0,193	72662	1157	1,34E+06	8,609	1,44E+05	1,44E+05
3,704	0,335	0,190	69286	931	8,66E+05	7,914	1,08E+05	1,08E+05
3,636	0,341	0,188	66088	872	7,60E+05	7,283	1,09E+05	1,09E+05
3,448	0,360	0,181	58328	958	9,18E+05	5,714	1,43E+05	1,23E+05
3,279	0,378	0,174	51867	820	6,72E+05	4,537	1,06E+05	1,06E+05
3,125	0,397	0,168	46428	669	4,48E+05	3,654	7,33E+04	7,33E+04
2,985	0,415	0,162	42073	583	3,40E+05	2,991	6,77E+04	6,77E+04
2,857	0,434	0,156	38233	657	4,32E+05	2,494	7,86E+04	7,86E+04
2,740	0,453	0,152	35159	655	4,28E+05	2,121	9,18E+04	9,18E+04
2,721	0,456	0,152	34673	671	4,50E+05	2,069	9,13E+04	9,13E+04
2,703	0,459	0,151	34198	654	4,28E+05	2,019	9,10E+04	9,10E+04
2,685	0,462	0,151	33731	638	4,08E+05	1,971	1,64E+06	3,51E+05
2,667	0,465	0,150	33275	657	4,31E+05	1,926	1,54E+06	3,33E+05
2,632	0,471	0,147	35736	4041	1,63E+07	1,841	5,37E+07	1,19E+07
2,597	0,477	0,145	36582	5686	3,23E+07	1,764	9,48E+07	2,16E+07
2,564	0,484	0,143	37317	6883	4,74E+07	1,695	1,38E+08	3,12E+07

Показательно, $(\alpha - \alpha_{\text{св.н.}})^2$ принимает максимальное значение при $\lambda = 4,348 \mu\text{м}$. Колебания подвижности (времени рассеяния) в небольших пределах практически не меняют спектрального положения этого максимума, но несколько изменяют его высоту. С другой стороны, колебания

подвижности в пределах даже десятков $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ не влияют существенно на характер роста поглощения при малых длинах волн.

На рис.1 приводится зависимость коэффициента поглощения по спектру, определенному из уравнения пропускания (1). Несмотря на спадающую зависимость λ^p (уменьшение p с возрастанием длины волны) при длинах волн 6,5-4,5 мкм коэффициент поглощения существенно превышает его значение при длинах волн $<4,5$ мкм. В работе [12] показано, что коэффициент $1/\gamma$, учитывающий вырождение и соответственно коэффициент поглощения при энергии, определенный из $h\nu - E_g = (1-m_c/m_v)E_F$ приблизительно в два раза возрастает по сравнению с коэффициентом поглощения в вырожденном случае.

При концентрации носителей заряда $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ положение уровня Ферми при 300К $E_F = 0$.

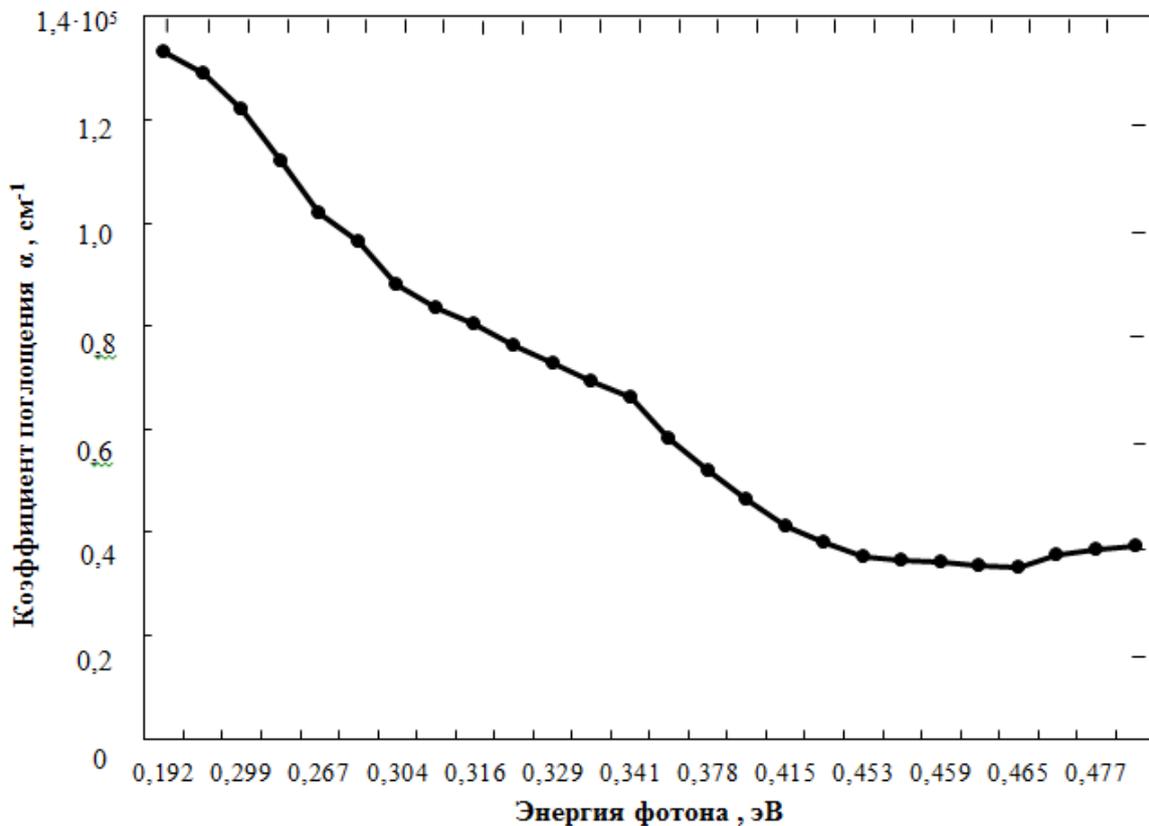


Рис.1. Зависимость коэффициента поглощения α напряженного нанослоя PbSe от энергии фотона

На рис.2а,б представлена спектральная зависимость $(\alpha - \alpha_{\text{св.н.}})$ и $(\alpha - \alpha_{\text{св.н.}})^2$ от энергии фотона. При энергии 0,285эВ максимум поглощения явно выражен. В то же время при высоких энергиях спрямление квадратов коэффициентов поглощения приводит к энергии 0,462-0,465эВ.

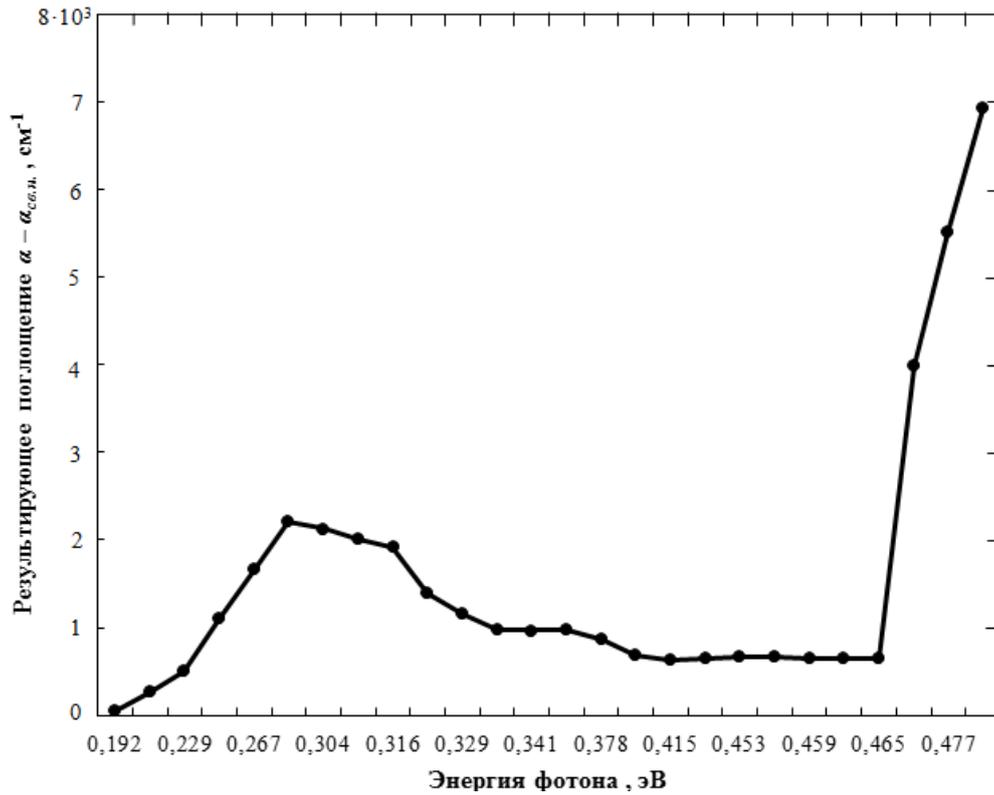


Рис.2а Зависимость результирующего поглощения $\alpha - \alpha_{св.н.}$ от энергии фотона

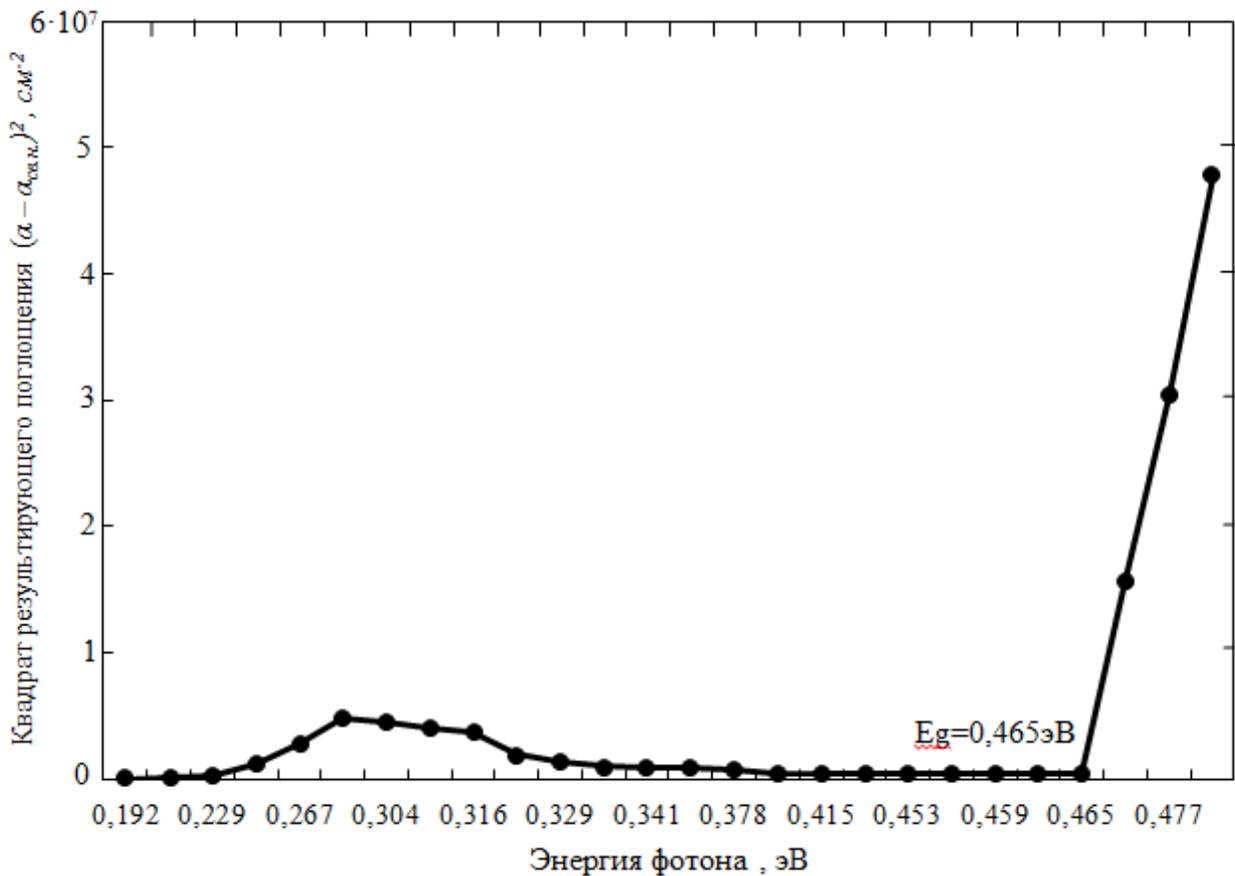


Рис. 2б. Зависимость квадрата результирующего поглощения $(\alpha - \alpha_{св.н.})^2$ от энергии фотона

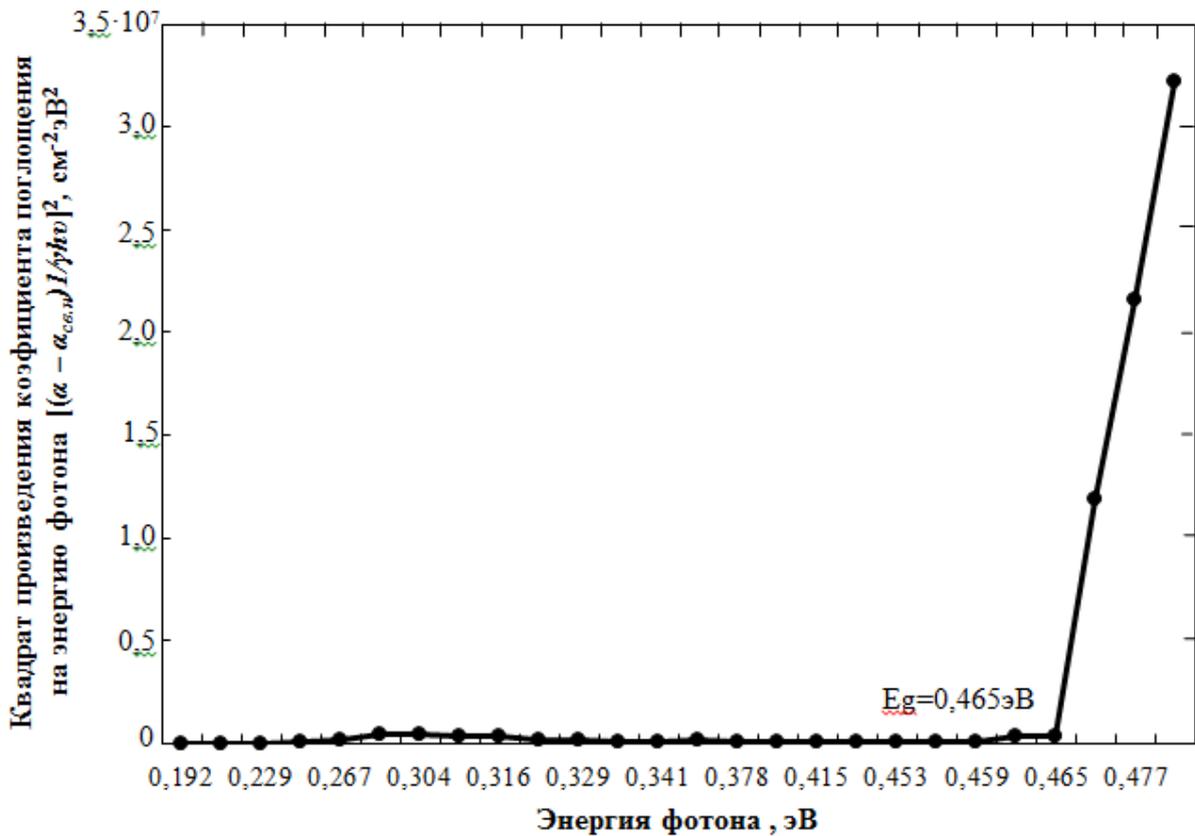


Рис. 3. Зависимость квадрата произведения результирующего поглощения $[(\alpha - \alpha_{св.н})/\gamma]^2$ на энергию фотона от энергии фотона

На рис.3 представлена зависимость $[(\alpha - \alpha_{св.н}) / \gamma \cdot h\nu]^2 = f(h\nu)$ – максимум и в этом случае соответствует 0,285эВ, а спрямление произведения квадратов коэффициентов поглощения на энергию фотона приводит к ширине запрещенной зоны 0,465эВ. При $E_F=0$ одинаковые значения E_g на рис.2 и 3 вполне согласованы. При деформации растяжения $\epsilon = 0,008$ ширина запрещенной зоны напряженного нанослоя возрастает на 0.180эВ по сравнению с ненапряженным слоем PbSe ($E_g=0,286$ эВ). Ранее возрастание ширины запрещенной зоны напряженных нанослоев PbSe в условиях их растяжения наблюдалось в работах [13-15].

Отметим, что спектр поглощения при длинных волнах характеризуется максимумом, высота которого несколько колеблется при варьировании подвижности, точнее времени рассеяния. Ранее мы обнаружили такой максимум при концентрации носителей заряда в слое - $5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. По-видимому, здесь проявляется дополнительное поглощение, связанное с возникновением нового уровня в зоне проводимости и с переходом носителей заряда со дна зоны проводимости на этот уровень [16].

Появление такого уровня в напряженном слое связывается с обнаружением тетрагональной фазы на фоне кубической решетки. Интересно, что возникновение нового уровня в зоне проводимости в напряженном монокристалле GaAs наблюдалось ранее в работе [17].

При определении спектральной зависимости коэффициента поглощения свободными носителями целесообразно рассмотреть не влияние подвижности носителей, а связанного с ней времени рассеяния, которое может меняться по исследуемому спектру. Подвижность носителей связана с усредненным по спектру значением времени рассеяния. Впервые показано, именно с рассмотрением времени рассеяния наблюдается спадающий ход по спектру показателя степени p в λ^p для напряженного нанослоя. В дальнейшем и для других модельных значений коэффициентов поглощения свободными носителями будет проанализирован отличающийся характер изменения показателя степени p с энергией

(по спектру) и полнее обнаружены особенности в длинноволновой области рассматриваемого спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При анализе оптических параметров напряженных нанослоев PbSe сделан акцент на влиянии деформации на показатель преломления, коэффициенты отражения на границе слой–воздух и слой–подложка. При поглощении свободными носителями рассматривается влияние подвижности – точнее более чувствительного для анализа характера спектра - времени рассеяния. Впервые выявлено, что при зависимости времени рассеяния от энергии показатель степени в λ^p уменьшается по спектру – меняется и характер рассеяния – переходит от рассеяния на оптических фонах к рассеянию на акустических фонах. Даже при некотором варьировании времени рассеяния обнаруживается невысокий результирующий максимум поглощения $\alpha - \alpha_{св.н.}$ при длинных волнах (дополнительное поглощение), который ассоциируется с переходами носителей заряда на новый уровень, возникновение которого связано с появлением тетрагональной фазы в напряженных слоях. Анализ показывает, что изменение подвижностей и времени рассеяния в широких пределах не влияет на характер спрямления квадратов коэффициентов поглощения и определение ширины запрещенной зоны.

ლიტერატურა – REFERENCES – ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, З.Г.Ахвледиани, Л.П.Бычкова, Р.Г.Гуляев, М.А.Дзаганя, В.П.Зломанов. Напряженные полупроводниковые слои на диэлектрических подложках (на примере материалов $A^{IV}B^{VI}$). Препринт, МНЛ-ТГУ, Тбилиси, 2016, 22с.
2. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, З.Г.Ахвледиани, Л.П.Бычкова, Р.Г.Гуляев, М.А.Дзаганя, В.П.Зломанов. Исследование напряженных нанослоев полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ на диэлектрических подложках. Известия НАН Грузии, 2017, 4, 3, 1, 57-69.
3. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, З.Г.Ахвледиани, Л.П.Бычкова, Р.Г.Гуляев, М.А.Дзаганя, В.П.Зломанов. Сверхкритические слои селенида свинца при «отрицательных» давлениях. Известия НАН Грузии, 2017, 43, 2, 179-188.
4. Пашаев Ариф Мир Джалалович, Даварашвили Омар Ильич, Алиев Вугар Амирович, Енукашвили Меги Ильинична, Зломанов Владимир Павлович. «Закономерная связь между одновременной стабилизацией уровня Ферми и преобразованием упругих свойств в узкозонных полупроводниках IV-VI с их трансформацией в диэлектрическое состояние». Научное открытие, диплом №340. Сборник кратких описаний научных открытий, научных гипотез. Международная Академия и Ассоциация авторов научных открытий, Москва, 2008.
5. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, Л.П.Бычкова, М.А.Дзаганя, В.П.Зломанов. О пороговом токе и мощности излучения ИК лазеров на основе многокомпонентных твердых растворов соединений $A^{IV}B^{VI}$. Известия НАН Грузии, 2015, 41, 4, 358-360.
6. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, Z.G.Akhvlediani, M.I.Enukashvili, R.G.Gulyaev, V.P.Zlomanov. The Structure of Thin Epitaxial Layers of Lead Selenide. Journal of Materials Science and Engineering, 2013, A3(2), 116-121.
7. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, Z.G.Akhvlediani, M.I.Enukashvili, L.P.Bychkova, M.A.Dzagania. Study of the Forbidden Gap Width of Strained Epitaxial Lead Selenide Layers by Optical Transmission. Journal of Materials Science and Engineering, 2012, B2(2), 142-150.
8. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, L.P.Bychkova, V.P.Zlomanov. Study of the Optical Characteristics of Epitaxial $PbS_{1-y}Se_y$ Layers. Global Journal of Engineering Science and Research Management (GJESRM), 2016, 3(2), 46-53.
9. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, L.P.Bychkova, M.A.Dzagania, V.P.Zlomanov. Investigation of Strained Lead Selenide Nanolayers. Global Journal of Engineering Science and Research Management (GJESRM), 2016, 3(6), 56-64.
10. Ю.В.Мальцев, Е.Д.Ненсберг, А.В.Петров, С.А.Семилетов, Ю.И.Уханов. Электрические и оптические исследования PbS. ФТТ, 1966, 8, 7, 2154-2162.
11. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, З.Г.Ахвледиани, Л.П.Бычкова, М.А.Дзаганя, В.П.Зломанов. Специфика спектров оптического пропускания и поглощения нанослоев полупроводников IV-VI. Известия НАН Грузии, 2015, 41, 3, 204-209.
12. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, З.Г.Ахвледиани, Л.П.Бычкова, М.А.Дзаганя, В.П.Зломанов. Моделирование спектров оптического поглощения напряженных эпитаксиальных слоев селенида свинца. Известия НАН Грузии, 2015, 45, 1-2, 69-76.
13. Arif M.Pashaev, Omar I.Davarashvili, Megi I.Enukashvili, Zaira G.Akhvlediani, Revaz G.Gulyaev, Vladimir P.Zlomanov. New Opportunities in Lead Selenide Nanolayers. Advanced Materials Research, 2013, 815, 473-477.

14. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, R.G.Gulyaev, M.A.Dzagania, V.P.Zlomanov . Modification of the Properties of Lead Selenide Layers at Their Nanothickness . Nano Studies , 2017 , 7 , 233-240 .
15. A.M.Pashaev, O.I.Davarashvili, M.I.Enukashvili, Z.G.Akhvlediani, R.G.Gulyaev, V.P.Zlomanov. Stretching Strain – Effective “Negative” Pressure in Lead Selenide Nanolayers. International Journal of Engineering and Innovative Technology (IJET), 2014, 3, 11, 318-323.
16. А.М.Пашаев, О.И.Даварашвили, М.И.Енукашвили, З.Г.Ахвледяни, Л.П.Бычкова, М.А.Дзаганя, В.П.Зломанов. Дополнительное поглощение в оптических спектрах эпитаксиальных слоев селенида свинца. Известия НАН Грузии, 2014, 40, 4, 285-292.
17. I.Balslev. Optical Absorption due to Inter-Conduction - Minimum Transitions in Gallium Arsenide. Physical Review, 1968 , 173, 3 , 762-766 .

NEW ANALYSIS OF OPTICAL PARAMETERS OF THE STRAINED NANOLAYERS OF IV-VI SEMICONDUCTORS

A. M. Pashaev¹, O. I. Davarashvili², M. I. Enukashvili², Z.G. Akhvlediani^{2,3},
L. P. Bychkova², M. A. Dzagania^{2,4} and V. P. Zlomanov⁵

¹ National Aviation Academy, Baku, Azerbaijan

² Iv. Javakishvili Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia

³ E. Andronikashvili Institute of Physics, Tbilisi, Georgia

⁴ P. Melikishvili Institute of Physical and Organic Chemistry, Tbilisi, Georgia

⁵ M.Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

SUMMARY

Previous investigations showed that character of the distribution of the resulting absorption $\alpha - \alpha_{fr.c.}$ at long wave of the research spectrum changes in the every case at different mobilities of current carriers. In the present work is suggested for the first time new analysis when instead of mobility is considered scattering time over the spectrum and correspondingly change of the degree of index in the formula for absorption by current carriers ($\alpha_{fr.c.} \sim \lambda^p$). This analysis promotes revealing peculiarities in the $\alpha - \alpha_{fr.c.}$ spectrum. It is considered also influence of the deformation on optical parameters, at the first turn, index of refraction and reflection coefficient.

A^{IV}B^{VI} ნახევარგამტარების დაძაბული ნანოფენების ოპტიკური პარამეტრების ახალი ანალიზი

არიფ ფაშაევი¹, ომარ დავარაშვილი², მეგი ენუკაშვილი², ზაირა ახვლედიანი^{2,3}, ლარისა ბიჩკოვა², მაია მაგანია^{2,4}, ვლადიმერ ზლომანოვი⁵

¹ აზერბაიჯანის ავიაციის ეროვნული აკადემია, ბაქო.

² ივ.ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი.

³ ე.ანდრონიკაშვილის სახელობის ფიზიკის ინსტიტუტი, თბილისი

⁴ კ.მელიქიშვილის სახელობის ფიზიკური და ორგანული ქიმიის ინსტიტუტი, თბილისი

⁵ მ.ლომონოსოვის სახელობის მოსკოვის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

რეზიუმე

ადრე შესრულებულმა გამოკვლევებმა გვიჩვენა, რომ დენის გამტართა სხვა და სხვა ძვრადობის პირობებში (ძვრადობა მუდმივია სპექტრალური არეს ცვალებადობისას) იცვლება შთანთქმის კოეფიციენტების რეზულტირებული მნიშვნელობის $\alpha - \alpha_{თ.გ.}$ განაწილება ტალღების დიდი სიგრძეებისას. ამ გამოკვლევით წარმოდგენილია პირველად ახალი ანალიზი, როდესაც ძვრადობის მაგივრად ხდება განხილვა გაფანტვის დროის (ენერჯის მიხედვით) და სათანადოთ განახლებულია ხარისხის მაჩვენებელი p გამტართა შთანთქმის ფორმულაში ($\alpha_{თ.გ.} \sim \lambda^p$). ასეთი მიდგომა საშუალებას იძლევა უკეთესად გამოძღვანდეს $\alpha - \alpha_{თ.გ.}$ სპექტრალური განაწილების თავისებურებანი. ამ სამუშაოში აგრეთვე გაანალიზირებულია დეფორმაციის გავლენა ოპტიკურ პარამეტრებზე, კერძოდ გარდატეხის მაჩვენებელზე და არეკვლის კოეფიციენტებზე.