

ния концентрации кислорода на поверхности нанокристалла [17]. Обратный адсорбционный процесс может занять несколько минут после возвращения к атмосферному давлению, что может объяснить лишь частичное восстановление исходной интенсивности ФЛ за время проведения эксперимента.

Если предложенная модель справедлива, мы не можем ожидать влияния давления на скорость рекомбинации. Для того, что бы проверить это допущение, были проведены дополнительные измерения спада ФЛ при атмосферном давлении и в вакууме, но заметных изменений в значениях характеристик времени спада с понижением давления обнаружено не было. Это означает, что основной механизм рекомбинации не изменяется. Таким образом, эффект зависимости интенсивности ФЛ от давления связан с добавлением/удалением безызлучательных рекомбинационных центров, без влияния на процесс прямой излучательной рекомбинации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа спектров поглощения, стационарной ФЛ и кинетики ФЛ двух типов образцов с нанокристаллами следует, что интенсивный пик люминесценции вблизи пика поглощения, обусловлен рекомбинацией электрона, локализованного в нанокристалле, и дырки, захваченной на мелком акцепторном состоянии.

Наблюдаемый рост интенсивности ФЛ в образцах с нанокристаллами *CdS* и *CdSe* при понижении давления может быть объяснен десорбцией молекул атмосферных газов (кислорода). Этот эффект является обратимым и может быть использован для создания газовых датчиков. Для этой цели более предпочтительными являются образцы с плотноупакованными нанокристаллами.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. L. Spanhel, M. Haase, H. Weller and A. Henglein, J. Am. Chem. Soc., 109, 5649. - 1987.

УДК 535.337

Тарасюк Н.П., Гладыщук А.А.

МЕТОД РАСЧЕТА ЭКСИТОННЫХ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Широкомасштабные исследования оптических спектров экситонов в полупроводниковых кристаллах вызваны в первую очередь потребностями бурно развивавшейся оптической и квантовой электроники.

В исследовании полупроводников особое место занимает анализ спектров отражения, позволяющий изучить энергетическую структуру полупроводниковых кристаллов. Наибольшее распространение получил метод подгонки вычисляемых по формулам Френеля [1] кривых экситонного отражения к экспериментальным спектрам. Из сравнения расчетных и экспериментальных спектров можно оценить все основные параметры свободных экситонов: параметр затухания Γ , фоновую диэлектрическую проницаемость ϵ_0 , резонансную энергию экситонного осциллятора, поляризуемость $4\pi\alpha$ и другие параметры [2–6].

В настоящей работе проведен анализ спектров отражения нанокристаллов *GaN* и *CuInSe₂* в области свободных экс-

2. N. Chestnoy, T.D. Harris, R. Hull and L.E. Brus, J. Phys. Chem., 90, 3393. - 1986.
3. M. O'Neil, J. Marohn and G. McLendon, J. Phys. Chem., 94, 4356. - 1990.
4. M.G. Bawendi, P.J. Carrol, W. Wilson and L. Brus, J. Chem. Phys., 96, 946. - 1992.
5. T. Dannhauser, M. O'Neil, K. Johansson, D. Whitten and G. McLendon, J. Phys. Chem., 90, 6074. - 1986.
6. R.R. Chandler and J.L. Coffey, J. Phys. Chem., 95, 4. - 1991.
7. C.B. Murray, D.J. Norris and M.G. Bawendi, J. Am. Chem. Soc., 115, 8706. - 1993.
8. D.J.S. Birch and R.E. Imhof., in Topics in Fluorescence Spectroscopy, Vol.1., Ed. J.R. Lakowicz, Plenum Press, New York, 1991, p. 1.
9. W. Chen, Z.G. Wang, Z.J. Lin and L.Y. Lin, Solid State Comm., 101, 371. - 1997.
10. Al. L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Nirmal, D. J. Norris and M. Bawendi, Phys. Rev. B, 54, 4843. - 1996.
11. M. Chamarro, M. Dib, V. Voliotis, A. Filoramo, P. Roussignol, T. Gacoin, J. P. Boilot, C. Delerue, G. Allan and M. Lannoo, Phys. Rev. B, 57, 3729. - 1998.
12. V. Klimov, P. Haring Bolivar and H. Kurz, Phys. Rev. B., 53, 1463. - 1996.
13. C.R. Kagan, C.B. Murray, M. Nirmal and M.G. Bawendi, Phys. Rev. Lett. 76, 1517. - 1996.
14. P. Lefebvre, H. Methieu, J. Allegre, T. Richard, A. Combettes-Roos, M. Pauthe and W. Granier, Semicond. Sci. Technol., 12, 958. - 1997.
15. G. Heine and K. Wandel, Phys. Stat. Sol. (a), 19, 415. - 1973.
16. S.R. Morrison, Sensors and Actuators, 11, 283. - 1987.
17. R. Schubert and K.W. Boer, J. Phys. Chem. Solids, 32, 77. - 1971.

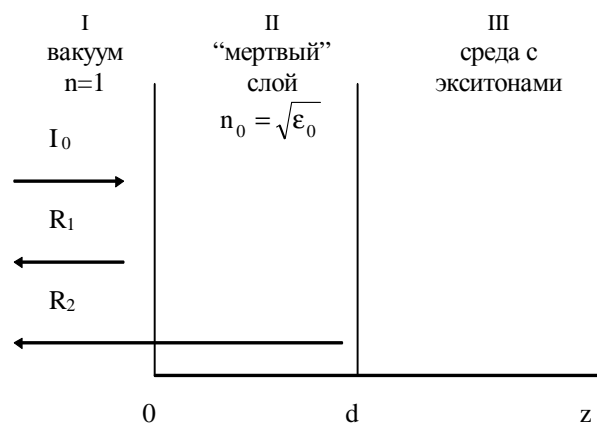


Рисунок 1. Модель переходного экситонного слоя, содержащая однородный "мертвый" слой с коэффициентом преломления n_0 и толщиной d

Тарасюк Николай Петрович. Ассистент каф. физики Брестского государственного технического университета. Гладыщук Анатолий Антонович. К. ф.-м. н., доцент, зав. каф. физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская 267.

тонов в рамках модели “мертвого” слоя [2].

У поверхности полупроводника существует область, где экситонное состояние сильно возмущено. Такую область естественно назвать переходным экситонным слоем (ПЭС). Ту часть ПЭС, где экситоны практически полностью подавлены, можно назвать безэкситонным или “мертвым” слоем у

1. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

В одноосцилляторной модели коэффициент отражения будет иметь вид [1]

$$R(\omega) = |\tilde{r}(\omega)|^2, \quad (1)$$

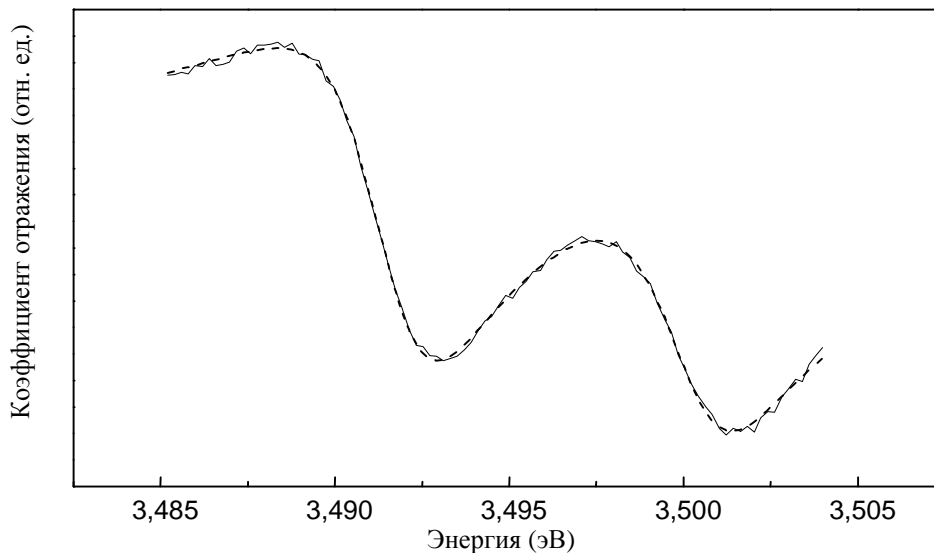


Рисунок 2. Экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный (штриховая) контуры полосы экситонного отражения *GaN* при $T=8\text{ K}$ для *A*- и *B*-экситонов

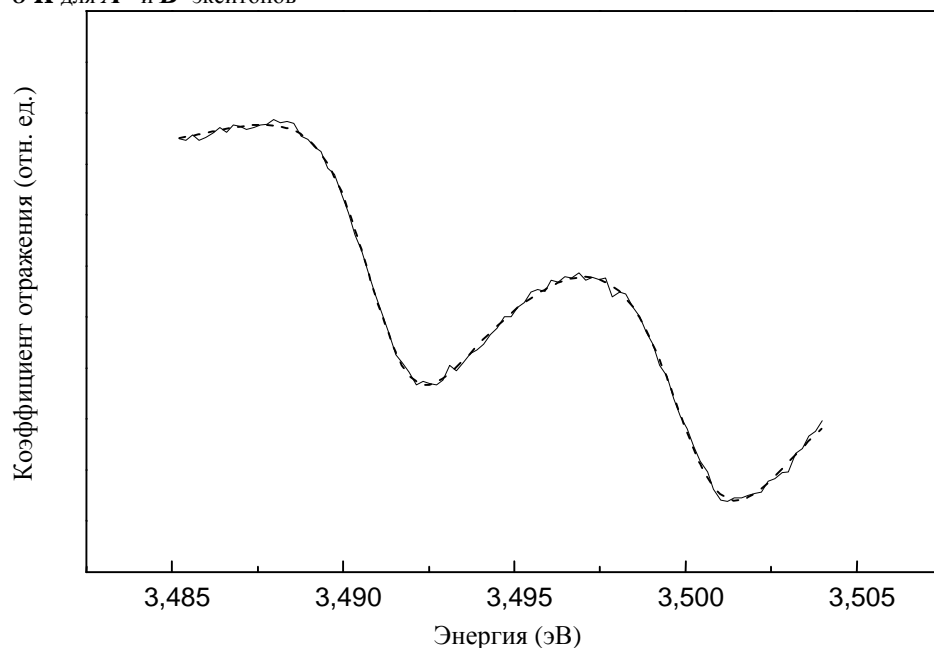


Рисунок 3. Экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный (штриховая) контуры полосы экситонного отражения *GaN* при $T=20\text{ K}$ для *A*- и *B*-экситонов

поверхности [3,4]. Одним из наиболее распространенных теоретических описаний свойств кристалла является модель однородного “мертвого” слоя, предложенная Хопфилдом и Томасом [2]. Принимается, что “мертвый” слой однороден по толщине и, помимо параметра d , характеризуется вещественным показателем преломления, равным, например, фоновому $n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$ (рис. 1, область II). Объем кристалла (рис. 1, область III) характеризуется комплексным показателем преломления $\tilde{n}(\omega)$.

где

$$\tilde{r}(\omega) = \frac{r_{12} + \tilde{r}_{23}(\omega)e^{2i\beta}}{1 + r_{12}\tilde{r}_{23}(\omega)e^{2i\beta}}, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda}n_0d. \quad (2)$$

Для случая нормального падения света коэффициенты r_{12} и $\tilde{r}_{23}(\omega)$, связанные с отражением соответственно на границах I и II, II и III, будут иметь вид

Параметры, определенные из сравнения расчетных и измеренных спектров отражения в области свободных *A*- и *B*-экситонов

GaN при *T=8 K* и *T=20 K*

	<i>T = 8 K</i>	<i>T = 20 K</i>
Резонансные энергии	$E_A=3.4908 \text{ eV}$ $E_B=3.4996 \text{ eV}$	$E_A=3.4906 \text{ eV}$ $E_B=3.4995 \text{ eV}$
Параметры затухания	$\Gamma_A=4.44 \text{ meV}$ $\Gamma_B=4.66 \text{ meV}$	$\Gamma_A=4.49 \text{ meV}$ $\Gamma_B=5.08 \text{ meV}$
Толщина мертвого слоя	$d=7.83 \text{ nm}$	$d=8.46 \text{ nm}$
Поляризуемости	$4\pi\alpha_A=0.0041$ $4\pi\alpha_B=0.0026$	$4\pi\alpha_A=0.0034$ $4\pi\alpha_B=0.0032$

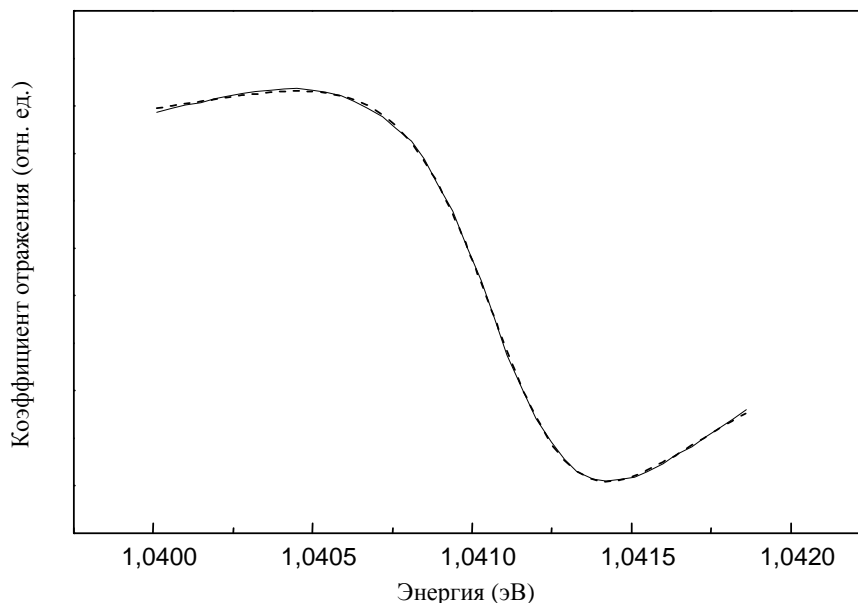


Рисунок 4. Экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный (штриховая) контуры полосы экситонного отражения *CuInSe₂* при *T=4.2 K* для *A*-экситона

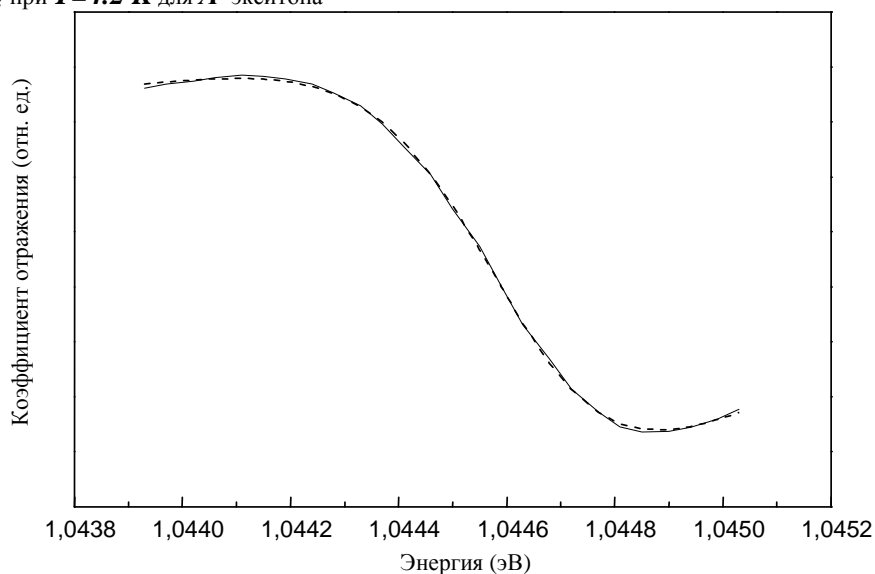


Рисунок 5. Экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный (штриховая) контуры полосы экситонного отражения *CuInSe₂* при *T=4.2 K* для *B*-экситона

$$r_{12} = \frac{n - n_0}{n + n_0}, \quad \tilde{r}_{23}(\omega) = \frac{n_0 - \tilde{n}(\omega)}{n_0 + \tilde{n}(\omega)}. \quad (3)$$

Диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon}(\omega)$ имеет вид [5]

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_0 + \frac{4\pi\alpha_0\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \quad (4)$$

модель (рис. 3 и 4). Оцененные параметры приведены в таблицах 1 и 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проанализированы спектры отражения нанокристаллов *GaN* и *CuInSe₂* с помощью одно- и двухосцилляторной моделей с учетом “мертвого” слоя. Из сравнения экспериментальных и расчетных контуров спектров отражения определены значения энергии экситонного

и

$$\tilde{n}(\omega) = \sqrt{\tilde{\epsilon}(\omega)}. \quad (5)$$

В двухосцилляторной модели [6] коэффициент отражения вычисляется по формуле (1) путем замены в формуле (5) $\tilde{\epsilon}(\omega)$ на

Таблица 2

Параметры, определенные из сравнения расчетных и измеренных спектров отражения в области свободных *A*- и *B*-экситонов

CuInSe₂ при *T=4.2 K*

	<i>A</i> -экситон	<i>B</i> -экситон
Резонансная энергия	<i>E=1.04104 eV</i>	<i>E=1.04455 eV</i>
Параметр затухания	<i>Γ=0.91 meV</i>	<i>Γ=0.74 meV</i>
Толщина мертвого слоя	<i>d=7.83 nm</i>	<i>d=8.46 nm</i>
Поляризуемость	<i>4πα=0.0033</i>	<i>4πα=0.0027</i>

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_0 + \frac{4\pi\alpha_{0A}\omega_{0A}^2}{\omega_{0A}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_A} + \frac{4\pi\alpha_{0B}\omega_{0B}^2}{\omega_{0B}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_B}, \quad (6)$$

где индексы *A* и *B* относятся соответственно к *A*- и *B*-экситонам.

2. ФИТИНГ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для фитинга использовалась целевая функция вида

$$F = \sum_{i=1}^N \left(R_{теор_i} - R_{эсп_i} \right)^2, \quad (7)$$

где *N* – число экспериментальных точек, *R_{теор_i}* и *R_{эсп_i}* – теоретические и экспериментальные значения коэффициента отражения [6].

Для минимизации функции *F* использовался метод квадратичной интерполяции–экстраполяции [7].

Ниже приведены экспериментальные (сплошная кривая) и рассчитанные (штриховая кривая) контуры полосы экситонного отражения *GaN* и *CuInSe₂*, а также параметры, полученные из фитинга. Для *GaN* применялась двухосцилляторная модель (рис. 2), а для *CuInSe₂* – одноосцилляторная

резонанса, параметра затухания, толщины “мертвого” слоя и поляризуемости.

Авторы благодарят канд. физ.–мат. наук Ю. П. Раковича и А. В. Мудрого за предоставленные спектры отражения *GaN* и *CuInSe₂*.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Москва. -1970.
2. J. J. Hopfield, D. Thomas. Theoretical and Experimental Effects of Spatial Dispersion on the optical Properties of Crystals/ Phys. Rev., 32. – 1963. - 563–572.
3. Экситоны. Под ред. Э. И. Рашба, Москва. - 1985.
4. В. А. Киселев, Б. В. Новиков, А. Е. Чередниченко. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Ленинград. - 1987.
5. Ю. П. Ракович. Экситонное отражение монокристаллов *ZnSe* с учетом влияния поверхностного электрического поля/ ЖПС. 1999. Т. 66. - №3.
6. Yu. Rakovich, N.P. Tarasjuk, A.A. Gladyschuk, E.V. Lucenko, G.P. Yablonskii, M. Heuken, K. Heime. Computer modeling the Excitonic Reflection and Photoluminescence Spectra of GaN Epitaxial Layers. International Conference on Neural Networks and Artificial Intelligence, Brest, 1999, pp. 204–209.
7. Ю.П. Боглаев. Вычислительная математика и программирование, Москва. – 1990.

УДК 536.413

Кушнер Т.Л.

ВЫРАЩИВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ И СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ *CuIn₃Se₅*

ВВЕДЕНИЕ

Развитие полупроводниковой электроники и микроэлектроники непосредственно связано с поиском и исследованием новых материалов, позволяющих расширить и дополнить спектр свойств уже освоенных материалов. В последнее время все возрастающее внимание привлекают сложные полупроводниковые соединения со структурой халькопирита. К

ним относятся соединения *A¹B³C⁶*, где *A¹*- *Cu, Ag; B³*- *Al, Ga, In; C⁶*- *S, Se, Te*, которые являются электрохимическими аналогами соединений *A²B⁶*. Это перспективные материалы для оптоэлектроники, нелинейной оптики, светоизлучающей техники и солнечной энергетики. На основе таких соединений могут быть реализованы светоизлучающие инжекционные приборы, фотодетекторы видимого и инфра-

Кушнер Т.Л. Ассистент каф. физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская 267.