

В заключение отметим, что увеличение квантового выхода GaAs (Cs, O)-фотоэммитера за счет эффекта Шоттки имеет большое практическое значение в фотоэлектронных приборах с параллельным переносом изображения и в фотоэлектронных пушках, где напряженности электрического поля достигают  $10^5 - 10^6$  V/cm.

Авторы благодарят своих коллег за изготовление фотодиодов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 93-02-15177).

### Список литературы

- [1] Альперович В.Л., Паулиш А.Г., Терехов А.С. Письма в ЖЭТФ, **55**, 5, 289 (1992).
- [2] Alperovich V.L., Paulish A.G., Terekhov A.S. Phys. Rev. **B50**, 8, 5480 (1994).
- [3] Spectroscopy of nonequilibrium electrons and phonons / Ed. C.V.Shank and B.P.Zakharchenya. North-Holland (1992). 253 p.
- [4] Schottky W. Naturwissenschaften, **26**, 12, 843 (1938).
- [5] Howorth J.R., Harmer A.L., Trawny E.W. Appl. Phys. Lett. **23**, 3, 123 (1973).
- [6] Kohn E.S. IEEE Trans. Electron Devices **ED-20**, 3, 321 (1973).
- [7] Мусатов А.Л., Коротких В.Л. ФТТ **20**, 3, 734 (1978).
- [8] Edoecumbe J.P., Aebi V.W., Davis G.A. In: Electron Tubes and Image Intensifiers. SPIE (1992). V. 1655. P. 204-210.
- [9] Терехов А.С., Орлов Д.А. Письма в ЖЭТФ **12**, 12, 827 (1994).

*Физика твердого тела, том 38, № 1, 1996*  
*Solid State Physics, vol. 38, N 1, 1996*

## АНОМАЛИИ ФОТОАКУСТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В СИСТЕМЕ CdS/Y-ЦЕОЛИТ

© *И.В.Блонский, М.С.Бродин, В.А.Тгорик,  
Г.М.Тельбиз, А.Г.Филин*

Институт физики академии наук Украины,  
252028 Киев, Украина  
(Поступило в Редакцию 15 мая 1995 г.)

Микрокристаллы CdS, капсулированные в цеолитную матрицу, рассматриваются как перспективные модели квазинульмерных сред. Проведенные ранее их исследования <sup>[1,2]</sup> в основном были ориентированы на обнаружение «фиолетового» сдвига фундаментального края поглощения, объясняемого с позиций перенормировки структуры электронных зон вследствие квантово-размерного эффекта <sup>[3]</sup>. В настоящей работе впервые приводятся результаты, свидетельствующие и об особенностях энергопреобразующих процессов, протекающих с участием электронных возбуждений в системе пространственно разнесенных микрокристаллов CdS в цеолите Y. Исследовался фотоакустический (ФА) отклик с газомикрофонной и пьезоэлектрической регистрацией сигнала образцов системы CdS/Y-цеолит с концентрацией CdS в Y-цеолите  $p = 2.76\%$ , при которой, согласно <sup>[2]</sup>, микрокристаллы CdS существуют в цеолитной матрице в виде перколяционных кластеров. В спектрах фотолюминесценции таких образцов наряду с традиционной

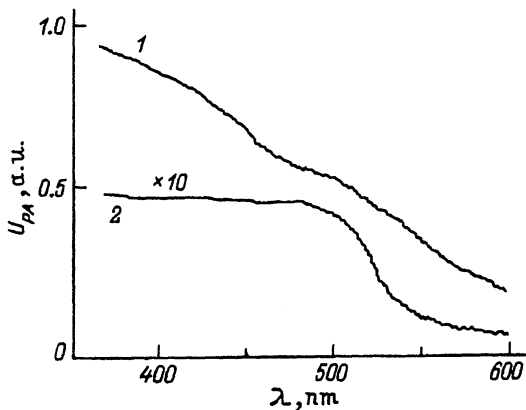


Рис. 1. Спектральное распределение амплитуды ФА-отклика исследуемых (1) и тестовых (2) образцов CdS при  $T = 300$  К.

$U_{PA}$  — амплитуда ФА-отклика,  $\lambda$  — длина волны возбуждающего излучения.

для монокристаллов CdS полосой с максимумом 520 nm при комнатной температуре нами также наблюдалась и более коротковолновая полоса с максимумом 440 nm, спектральное положение которой следует объяснять с позиций проявления квантово-размерного эффекта [3]. Условия приготовления таких образцов и используемые нами экспериментальные средства описаны в работах [4] и [5] соответственно.

На рис. 1 изображены зависимости амплитуды ФА-отклика  $U_{PA}$  от длины волны возбуждающего излучения  $\lambda$  при газомикрофонной регистрации сигнала исследуемых (1) и тестовых (2) образцов. В качестве последних использовались монокристаллические пластинки CdS таких же размеров, как и исследуемые образцы CdS/Y-цеолит:  $5 \times 5 \times 0.5$  mm. Оптическое возбуждение осуществлялось излучением ксеноновой лампы ДКсШ-500, прошедшим через светосильный дифракционный монохроматор и промодулированным по интенсивности с частотой  $f = 75$  Hz. Обе спектральные характеристики нормированы относительно зависимости  $U_{PA}(\lambda)$  для тонкого слоя сажи. Отметим качественное и количественное расхождение зависимостей 1 и 2. Причину этого можно объяснить, основываясь на выводах теории ФА-эффекта с газомикрофонной регистрацией сигнала [6], развитой применительно к полупроводникам авторами работы [7] и учитывающей различие структурных форм образцов CdS/Y-цеолит и монокристаллических пластинок CdS. Согласно [6,7],  $U_{PA}$  описывает эффективность преобразования энергии поглощенного излучения в тепловую энергию решетки. При этом, когда длина тепловой волны  $L_T = D/(\pi f)^{1/2}$  ( $D$  — коэффициент температуропроводности) меньше характерной длины  $L_\alpha = 1/\alpha$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения света) и толщины  $d$  исследуемого образца, зависимость  $U_{PA}(\lambda)$  отражает фундаментальную характеристику  $\alpha(\lambda)$ . Когда же  $L_T > L_\alpha$ , то реализуется режим теплового насыщения и корреляция между  $U_{PA}(\lambda)$  и  $\alpha(\lambda)$  нарушается. С учетом используемых значений параметров  $f$  и  $D$  легко показать, что в условиях нашего эксперимента корреляция между  $U_{PA}(\lambda)$  и  $\alpha(\lambda)$  возможна только в области  $\alpha < 10^3 \text{ cm}^{-1}$ . Таким обра-

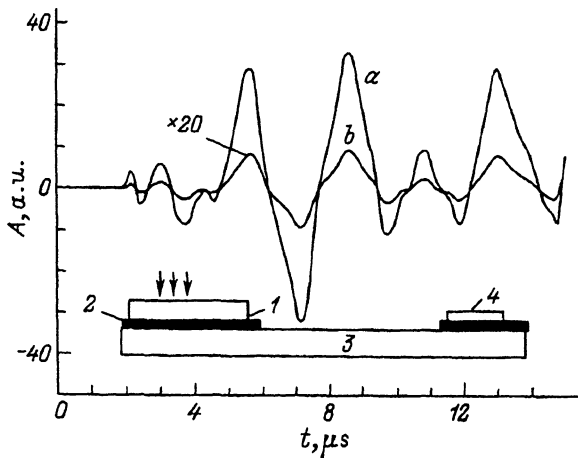


Рис. 2. Импульсный ФА-отклик исследуемых (а) и тестовых (б) образцов CdS, возбуждаемых наносекундными лазерными импульсами в область собственного поглощения.

$A$  — амплитуда,  $t$  — время. На вставке изображена ячейка регистрации импульсного ФА-отклика: 1 — исследуемый образец, 2 — акустическая связка, 3 — сапфировый звукопровод, 4 — пьезопреобразователь.

зом, зависимость  $U_{PA}(\lambda)$  для монокристаллических образцов воспроизводит зависимость  $\alpha(\lambda)$  в области урбаховского края собственного поглощения, положение которого при комнатной температуре соответствует 520 nm. При более коротких длинах волн, где  $\alpha(\lambda) > 10^3 \text{ cm}^{-1}$ , выполняется  $L_\alpha < L_T$ , т.е. реализуется режим теплового насыщения, который на зависимости  $U(\lambda)$  соответствует области плато.

Непрерывное возрастание величины  $U_{PA}$  при уменьшении  $\lambda$  в образцах CdS/Y-цеолит (зависимость 1) следует объяснять с учетом «фиолетового сдвига» фундаментального края поглощения для перколяционных кластеров CdS вследствие проявления в последних квантоворазмерного эффекта. Однако при этом требует объяснения и тот факт, что величина  $U_{PA}(\lambda)$  от образцов CdS/Y-цеолит более чем в 20 раз превосходит отклик от монокристаллической пластины CdS. Среди наиболее вероятных причин этого выделим резкое возрастание в таких материалах поверхностной безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей тока. Согласно [8], эффективность  $W$  такого процесса можно описать зависимостью

$$W = AN \exp(-2r/R), \quad (1)$$

где  $A$  — функция, определяющая участие фононной подсистемы,  $N$  — концентрация центров безызлучательной рекомбинации,  $r$  — расстояние между электроном и центром безызлучательной рекомбинации,  $R$  — область локализации волновой функции рекомбинирующего носителя заряда.

Логично ожидать, что в случае перколяционных кластеров CdS, в которых величина  $R$  ограничивается размером  $d$  перколяционного кластера, а также в связи с высоким отношением числа поверхностных атомов к числу объемных (при диаметре кластера 100 nm поверхностные атомы составляют  $\sim 1\%$ ) вклад в локальный нагрев от поверхностной рекомбинации носителей тока является доминирующим и определяет различие значений  $U_{PA}$  исследуемых и тестовых образцов.

Однако еще более неожиданным оказался факт более высокой эффективности преобразования энергии поглощенного излучения в звуковую энергию решетки в рыхлых по структуре образцах системы

CdS/Y-цеолит по сравнению с механически прочными монокристаллическими пластинками CdS. Последнее видно из сравнения приведенных на рис. 2 осциллограмм импульсного ФА-отклика, зарегистрированного пьезоэлектрическим методом при возбуждении образцов короткими (8 ns) мощными ( $10 \text{ kW/cm}^2$ ) импульсами лазера на парах азота ( $\lambda = 337.1 \text{ nm}$ ). Двухполярность моноимпульса при этом объясняется распространением в образце волны сжатия-растяжения, а многократно повторяющийся акустический «звон» — переотражением акустических волн на пути их следования от образца через сапфировый звукопровод к пьезодатчику [9]. Примечательно, что фотогенерация звука в CdS/Y-цеолите оказывается более эффективной не только при возбуждении образцов в область собственного поглощения ( $\lambda = 337.1 \text{ nm}$ ), но и в область прозрачности (580–650 nm) (в последнем случае возбуждение осуществлялось излучением перестраиваемого по  $\lambda$  импульсного лазера оригинальной конструкции на 6-аминофеналеноне в полиуретанакрилате). Различие состоит в том, что в первом случае отношение амплитуд импульсного ФА-отклика  $U_{PA}(\text{CdS/Y-zeol})/U_{PA}(\text{CdS})$  равно 50, а во втором — примерно 10. Это свидетельствует о том, что по крайней мере два основных механизма причастны к проявлению особенностей фотогенерации звука в таких пространственно неоднородных средах. Несомненно, что в случае возбуждения образцов в область собственного поглощения доминирует термоупругий механизм. Своеобразие его проявления в структурах, подобных рассматриваемой нами системе CdS/Y-цеолит, теоретически проанализировано в [10].

Регистрация звука при возбуждении образцов CdS/Y-цеолит в область прозрачности свидетельствует об актуальности проявления наряду с термоупругим и других механизмов. Для их анализа целесообразно обратиться к выражению для силового поля в среде, облучаемой переменным световым потоком [11]. Учитывая специфику исследуемых образцов CdS/Y-цеолит (множество границ раздела фаз и значительные различия в величинах их диэлектрических проницаемостей), можно ожидать, что при их возбуждении в область прозрачности преобладающим механизмом фотогенерации звука окажется механизм, связанный с градиентом диэлектрической проницаемости, частичный вклад которого в суммарное силовое поле равен  $-\text{grad}(\epsilon)E^2/(8\pi)$  ( $E$  — напряженность электромагнитного поля,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость). Качественно подобная картина наблюдалась нами и на пористом кремнии, что согласуется с высказанным предположением о природе механизма фотогенерации звука в системе термоизолированных кристаллов полупроводников. Эти результаты, а также численное сравнение эффективностей различных механизмов фотогенерации звука требуют рассмотрения в отдельной работе.

Работа выполнена при поддержке Европейского научного фонда INTAS № 94/324.

#### Список литературы

- [1] Wong Y., Herron N. J. Phys. Chem. **91**, 1, 257 (1987).
- [2] Wong Y., Herron N. J. Phys. Chem. **98**, 10, 4988 (1988).
- [3] Эфрос Ал.Л., Эфрос А.Л. ФТП **16**, 8, 1209 (1982).

- [4] Telbiz G.M., Gunko V.M., Tamulajtis G. *React. Kinet. Catal. Lett.* **50**, 1-2, 215 (1993).  
 [5] Blonskij I.V., Grytz V.G., Tkhorok V.A. *SPIE Proc.* **2113**, 1001 (1994).  
 [6] Rosencwaig A., Gersho A. *J. Appl. Phys.* **47**, 1, 64 (1976).  
 [7] Сабликов В.А., Сандомирский В.Б. *ФТП* **17**, 1, 81 (1983).  
 [8] Suemoto T., Tanaka K., Nakajima A. *Tech. Rep. ISSP. Ser. A. March*, 2803 (1994).  
 [9] Жаров В.П., Летохов В.С. *Лазерная оптико-акустическая спектроскопия*. М. (1984). 320 с.  
 [10] Томчук П.М. *УФЖ* **38**, 8, 1174 (1993).  
 [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. М. (1982). 620 с.

*Физика твердого тела, том 38, № 1, 1996*  
*Solid State Physics, vol. 38, N 1, 1996*

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОДУЛИРОВАННЫХ Fe/Mo-ПЛЕНОК

© Л.А.Чеботкевич, Ю.Л.Гаврилюк, С.В.Кузнецова, В.Г.Лифшиц

Дальневосточный государственный университет,  
 690600 Владивосток, Россия  
 (Поступило в Редакцию 6 марта 1995 г.  
 В окончательной редакции 16 июня 1995 г.)

Магнитомягкие многослойные магнитные структуры с ферромагнитными и немагнитными прослойками с высокой намагниченностью на основе Co и Fe перспективны для изготовления магнитных интегральных головок [1]. На свойства осажденных пленок оказывают большое влияние структура, химический состав слоев и ширина межфазных границ. Поэтому важно исследовать взаимосвязь между составом многослойных пленок, структурой межфазных границ и макроскопическими магнитными свойствами (намагниченностью, коэрцитивной силой и магнитной анизотропией).

В настоящей работе проведены исследования состава многослойных Fe/Mo-пленок по толщине для разных толщин ферромагнитных и парамагнитных слоев. Определено влияние толщин ферромагнитных и немагнитных слоев на эффективную намагниченность и магнитную анизотропию.

Пленки Fe/Mo получали распылением составной мишени через маску, препятствующую смешиванию атомных потоков Fe и Mo, в атмосфере инертного газа Ar при парциальном давлении  $7 \cdot 10^{-4}$  Торр. Стекло-подложки закреплялись на вращающейся карусели. Изменение толщины слоев осуществлялось изменением скорости вращения карусели с подложками и площади открытой мишени. Толщину напыляемых слоев контролировали по времени напыления. Для калибровки толщин использовали метод рентгеновской интерференции.

Структуру пленок исследовали методами просвечивающей электронной микроскопии и электронной микродифракции. Состав композиционно-модулированных структур исследовался методом оже-электронной спектроскопии (ОЭС), послойного оже-анализа и методом характеристических потерь энергии электронами (ХПЭ). Глубина травления ионами  $Ag^+$  ( $E_{Ag^+} = 4 \text{ keV}$ ) определялась по времени травления.