

точно совпадают с формулой (13). Таким образом, представленный в данной работе лучевой метод правильно описывает затухание мод в четырех- и пятислойных волноводах, обладая при этом существенными преимуществами – простотой и наглядностью.

В заключение отметим, что полученные формулы применимы и для расчета усиления света в тонкопленочных лазерах, в частности на полупроводниковых гетероструктурах.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А д а м с М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [2] К r e s s e l Н., В u t l e r J.K. Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs. N.Y.: Academic Press. 1977.
- [3] В з я т ы ш е в В.Ф. Диэлектрические волноводы. М. Сов. радио, 1970. 216 с.
- [4] Г о н ч а р е н к о А.М., К а р п е н к о В.А. Основы теории оптических волноводов. Минск: Наука и техника, 1983. 237 с.
- [5] Б е л а н о в А.С. // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 2. С. 398-412.
- [6] У н г е р Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
- [7] Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [8] Ф е д о с е е в В.Г., А д а м с о н П.В. // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 5. С. 993-1005.

Институт физики АН ЭССР,  
Тарту

Поступило в Редакцию  
6 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 14

26 июля 1989 г.

07

### ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АМОРФНОГО АЛМАЗОПОДОБНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО УГЛЕРОДА

А.А. Б а б а е в, М.Ш. А б д у л в а г а б о в

Интерес к аморфным гидрогенизированным полупроводникам в последние годы возрастает в связи с их широким использованием в электронике.

Исследования энергетического распределения локализованных состояний в запрещенной зоне и природы структурных дефектов методом фотолюминесценции (ФЛ) в пленках  $a\text{-Si:H}$ ,  $a\text{-SiC:H}$ ,  $a\text{-SiN:H}$ ,  $a\text{-Ge:H}$  показали, что излучательные переходы между локализованными состояниями, обусловленные дефектами структуры, являются в основном туннельными.

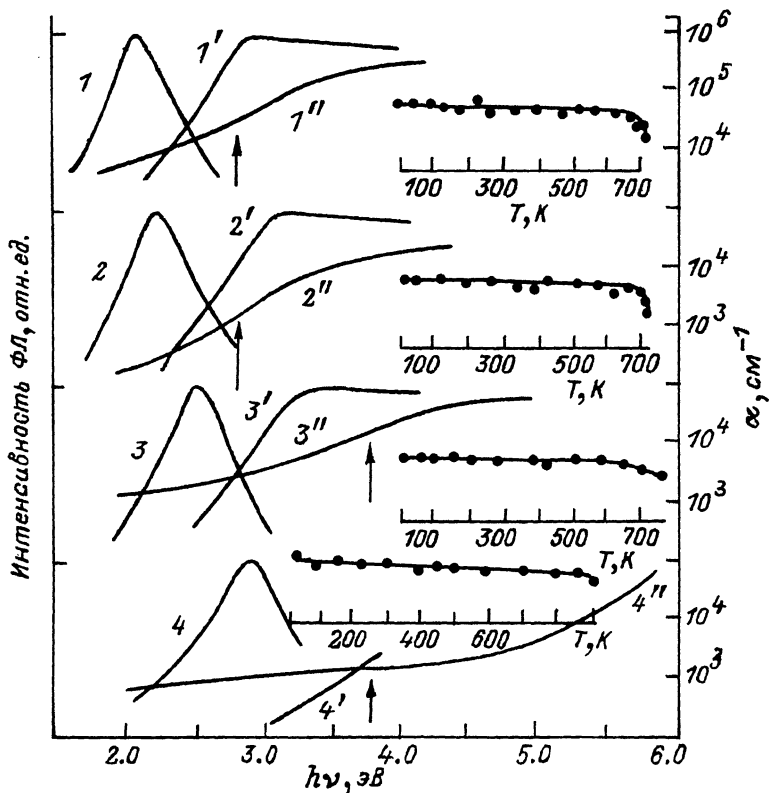


Рис. 1. Спектры ФЛ (1-4), спектры возбуждения (1<sup>1</sup>-4<sup>1</sup>) и край поглощения (1<sup>11</sup>-4<sup>11</sup>) для пленок  $\alpha$ -C:H, осадженных на кварцевые подложки;  $T = 293$  К. Толщина пленок - 1 - 1 мкм, 2 - 0.2 мкм, 3 - 0.4 мкм, 4 - 0.2 мкм. На вставках температурная зависимость интенсивности ФЛ. Стрелками отмечены энергии квантов возбуждающего света.

Особый интерес представляют пленки  $\alpha$ -C:H, полученные плазмохимическим осаждением при разложении газовых смесей в плазме ВЧ - разряда, поскольку этот метод является преимущественным для выращивания пленок  $\alpha$ -Si:H и изготовления приборов на их основе. Неравновесные процессы в  $\alpha$ -C:H слабо изучены.

В настоящей работе проводятся результаты исследования ФЛ в температурном интервале 5.2-900 К пленок  $\alpha$ -C:H, полученных разложением смеси 10%  $CH_4$  + 90%  $Ar$  в плазме тлеющего разряда емкостного типа. Пленки были получены при различных условиях осаждения (соотношения  $E/\rho$ , где  $E$  - напряженность электрического поля между электродами,  $\rho$  - давление газовой смеси в камере) на кварцевые и кремнистые подложки при  $T_s = 220$  °C ( $T_s$  - температура подложки).

Полученные пленки имели толщину 0,2–1 мкм. Пленки характеризовались проводимостью  $10^{14}$ – $10^{17}$  Ом $\cdot$ см $^{-1}$  при  $T = 293$  К. Край поглощения, ФЛ и спектры возбуждения люминесценции (СВЛ) исследовались с помощью ксеноновой лампы ДКСЛ–1000, КГМ–250, СВЛ записывались в максимуме спектрального распределения люминесценции.

Спектр ФЛ представляет собой широкую полосу, полуширина и положение максимума которой меняется в пределах  $\Delta = 0,8$ – $0,61$  эВ и  $h\nu = 2,05$ – $2,9$  эВ соответственно в зависимости от условий осаждения пленки (см. рис. 1). Подобные смещения спектра ФЛ в интервале  $h\nu = 2,2$ – $2,5$  эВ наблюдали авторы [1] на пленках а – С:Н, полученных при различных температурах газовой смеси. Из рис. 1 видно, что с увеличением энергии возбуждения интенсивность ФЛ растет до определенного максимального значения. Увеличение энергии возбуждения выше максимума СВЛ приводит к незначительному уменьшению интенсивности в максимуме спектрального распределения ФЛ, что может свидетельствовать о том, что квантовая эффективность ФЛ в этой области практически постоянна. Квантовая эффективность в полученных пленках соответствует  $\eta = 10$ – $15\%$ . Отметим, что фотопроводимость в области энергии излучения не обнаружена.

Энергетические изменения края поглощения сопровождаются соответственно смещением спектра ФЛ и СВЛ. Край поглощения  $\alpha(h\nu)$  исследуемых а – С:Н хорошо ложится на зависимость Тауца. Ширина запрещенной зоны, определяемая при коэффициенте оптического поглощения  $\alpha = 10^4$  см $^{-1}$ , меняется от 3 до 4,5 и более эВ в зависимости от условия осаждения пленки.

Большая протяженность Урбаховского края позволяет предположить, что а – С:Н является системой с перекрывающимися хвостами удовлетворяющей модели Коэна–Фритче–Овшинского [2]. Отметим, что низкоэнергетический край СВЛ коррелирует с Урбаховским краем поглощения. Аналогичная корреляция наблюдается и на других материалах (а – Si:H, а – SiC:H и халькогенидных стеклообразных полупроводниках). В а – С:Н привлекает внимание перекрытие высокоэнергетического спектра ФЛ с низкоэнергетическим краем СВЛ и Урбаховским краем поглощения.

Исследования ФЛ в широком температурном интервале 4,2–900 К показали, что форма спектра, полуширина и положение максимума а – С:Н не меняется. Интенсивность ФЛ в максимуме спектрального распределения ФЛ слабо зависит от температуры. В области высоких температур ( $T > 420$  °С) наблюдается уменьшение интенсивности ФЛ (пленки 1, 2 см. рис. 1). Подобное гашение ФЛ с температурой наблюдали авторы [3, 4] при  $T > 80$  °С и  $T > 350$  °С. Отметим, что в пленках, максимум ФЛ которых  $h\nu = 2,9$  эВ, интенсивность излучения не зависит от температуры в диапазоне 4,2–900К. Уменьшение интенсивности ФЛ с температурой связано с термической диффузией водорода. Содержание водорода в пленках, максимум ФЛ которых соответствует  $h\nu = 2,05$ – $2,2$  эВ, определенное по ИК–спектрам составляло 25–30%, а для остальных

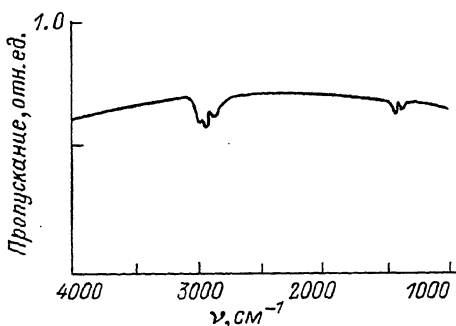


Рис. 2. ИК-спектры пропускания а -  $C:H$  осажденный на кристаллический кремний. Толщина пленки  $d = 0,4$  мкм.

пленок 10–15%. ИК спектр а -  $C:H$  осажденный на кремниевую подложку представлен на рис. 2. Отчетливо видно три моды валентных колебаний -  $CH_2$  ( $2920\text{ см}^{-1}$ ),  $-CH_3$  ( $2860\text{ см}^{-1}$  и  $2850\text{ см}^{-1}$ ), что хорошо согласуется с данными работы [4]. В области деформационных колебаний наблюдаются полосы  $1450\text{ см}^{-1}$  ( $-CH_2$ ) и  $1370\text{ см}^{-1}$  ( $-CH_3$ ), соответствующие углероду с тетраэдрической конфигурации ( $sp^3$ ).

Отметим, что такие особенности а -  $C:H$ , как длительное затухание ФЛ в процессе стационарного возбуждения, эффект фотопроsvетления обнаруженные авторами [3] нами не наблюдались.

Таким образом, могут быть получены пленки, имеющие довольно совершенную структуру ближнего порядка, характеризующиеся большой шириной запрещенной зоны, водород в которых содержится в конфигурациях, устойчивых до 900 К. Высокая квантовая эффективность, слабая температурная зависимость интенсивности ФЛ, энергетическое положение ФЛ свидетельствуют о наличии в полученных а -  $C:H$  кулоновски сильно связанных электронно-дырочных пар. Вероятно, что структурные дефекты типа недокоординированных атомов углерода отрицательно и положительно заряженных являются центрами для локализации электронно-дырочной пары перед актом рекомбинационного излучения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] W a t a n a b e J., J n o u e M. // Japanese Journal of Applied Physics. 1983. V.22, N 3. P. L176–L178.
- [2] М о т т Н., Д э в и с Э. Электронные процессы в некристаллических полупроводниках. М.: Мир, 1982, т. 1. 278 с.
- [3] В а с и л ь е в В.А., В о л к о в А.С., М у с а б е к о в Е., Г е р у к о в Е.И. // Письма в ЖТФ. 1988. В. 18. С. 1675–1679.

- [4] W a t a n a b e J., O k u m u r a T. // Japanese Journal of Applied Physics. 1986. V. 25. N 12. P. 1851-1854.

Институт физики АН СССР,  
Дагестанский филиал

Поступило в Редакцию  
24 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 14

26 июля 1989 г.

06.3; 07; 11

### ВЛИЯНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ОТЖИГА НА СВОЙСТВА ПЛЕНОК $(Y, Lu, Pr, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ С РОМБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В.П. К л и н, М.В. Л о г у н о в,  
Б.П. Н а м, В.В. Р а н д о ш к и н,  
Ю.Н. С а ж и н, А.Г. С о л о в ь е в,  
В.И. Ч а н и, А.Я. Ч е р в о н е н к и с

Перспективными материалами для магнитооптических управляемых транспарантов (МОУТ) являются монокристаллические пленки феррит-граната (МПФГ) состава  $(Y, Lu, Pr, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  с ориентацией (210), выращенные на подложках из  $(Gd, Ca)_3(Zr, Mg, Ga)_5O_{12}$  [1]. Информационные ячейки МОУТ можно создать с помощью локального диффузионного отжига в присутствии восстанавливающего агента [2-4].

В настоящей работе изучено влияние диффузионного отжига в присутствии кремния на свойства вышеуказанных пленок. Типичные параметры МПФГ толщиной  $h = 7.8$  мкм до и после отжига приведены в таблице. Отжиг приводит к снижению намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  примерно в 2 раза, при этом период полосовых доменов  $P_0$  возрастает примерно в 3 раза. Удельное фарадеевское вращение  $\theta_F$  увеличивается на 10%, что коррелирует с повышением содержания железа в октаэдрической (а-) подрешетке структуры граната. Отжиг приводит к „просветлению“ пленок в видимом диапазоне, а в ближнем инфракрасном диапазоне коэффициент оптического поглощения несколько возрастает (см. таблицу).

В процессе диффузионного отжига имеет место миграция катионов между подрешетками граната в направлении увеличения доли более равновесных ионов [5, 6] для каждой подрешетки. В частности, миграция ионов  $Fe^{3+}$  и  $Ga^{3+}$  полностью связана с их перемещением между окта- (а-) и тетраэдрической (d-) подрешетками, причем (поскольку радиус  $Fe^{3+}$  больше, чем у  $Ga^{3+}$ ) их перераспределение идет в направлении увеличения доли  $Fe^{3+}$  в а- и  $Ga^{3+}$  в d- подрешетках соответственно.