

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ ($x=0\div 1$)

Наджафов Б.А.

*Институт радиационных проблем Национальной академии наук Азербайджана, Баку,
e-mail: bnajafov@rambler.ru*

Рассмотрены оптические свойства, также определено количество водорода содержащегося в пленках $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-Ge:H}$. Найдено, что свойства пленки сильно зависят от состава и уровня гидрогенизации. Количество атомов водорода в пленках варьировали путем изменения составов газовой смеси и измеряли ИК поглощение для пленок $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-Ge:H}$. Также определены ширина запрещенной зоны E_0 для указанных пленок.

Ключевые слова: тонкие пленки, аморфный кремний, эффективность, оптические свойства, нанокристаллические, определение количество водорода

OPTICAL PROPERTIES OF THIN FILMS $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ ($x=0\div 1$)

Najafov B.A.

*Institute of Radiation Problems Azerbaijan Nationale Academy of Science, Baku,
e-mail: bnajafov@rambler.ru*

The optical properties also determined the amount of hydrogen contained in the films $a\text{-Si:H}$ and $a\text{-Ge:H}$. It was found that the film properties greatly depend on the composition and the level of hydrogenation. The amount of hydrogen atoms in the films was varied by changing the gas mixture composition and its absorption were measured for the films $a\text{-Si:H}$ and $a\text{-Ge:H}$. Also, it determines the width of the forbidden zone E_0 for these films.

Keywords: thin film amorphous silicon, the efficiency of the optical properties of nanocrystalline, determining the amount of hydrogen

Пленки Si и их сплавы характеризуются различными структурными фазами. Наиболее интересными из них являются кристаллические зерна, находящиеся в аморфной матрице. Такие сплавы изготавливаются различными методами и при различных технологических режимах. Для пленок аморфного гидрированного кремния $a\text{-Si:H}$, сформированных методом циклического осаждения с отжигом в водородной плазме, эффект Стаэблера-Вронского выражен слабо [1]. Авторы [2] также отмечают фактическое отсутствие эффекта Стаэблера-Вронского в наноструктурных пленках $a\text{-Si:H}$. Кристаллизация пленок кремния $a\text{-Si:H}$ осуществляется различными методами: длительным отжигом в вакууме при 600°C , быстрой термической обработкой [3], лазерным отжигом [4] и ионной имплантацией [5]. Подвижность носителей заряда и эффективность легирования в таких пленках выше, чем в $a\text{-Si:H}$, а коэффициент оптического поглощения выше, чем в кристаллическом кремнии. Пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$, $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ являются эффективным и дешевым материалом при изготовлении солнечных элементов и других электронных приборов [6, 7]. В связи с этим получение названных пленок и изменение их типа проводимости являются актуальными задачами. В работе [8] показано, что с изменением температуры подложки рост нанокристаллов увеличивается. Обнаружено, что с уве-

личением концентрации PH_3 уменьшается средний размер зерен (d) и доля кристаллических частиц объема (V_c). При легировании бором, с увеличением концентрации B_2H_6 , значение (d) не меняется, а V_c уменьшается. Пассивирующие свойства водорода в $a\text{-Ge:H}$ хуже, чем в $a\text{-Si:H}$, поэтому в целом фотоэффективность пленок $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$, несколько ниже, чем в $a\text{-Si:H}$ [10, 11].

Атомы водорода играют огромную и важную роль в структуре пленки. Цель данной работы – является определение количества водорода в пленке и измерение ее оптические свойства $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ ($x=0\div 1$).

Экспериментальная часть

Тонкие пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ ($x=0\div 1$) получены методом плазмохимического осаждения с использованием газовых смесей H_2+SiH_4 , $\text{He}+\text{GeH}_4$ в различных пропорциях. Подробно о получении пленок показано в работе [12, 13]. Плазму создавали ВЧ полем за счет преимущественно индуктивной связи. Толщина пленок составляла $0,1\div 1,0$ мкм. Измерялись коэффициент поглощения (α), преломление (n), отражения (R), пропускания (T), ширина запрещенной зоны (E_0) для каждого образца, с использованием модели Тауца [14]. Оптическое поглощение исследовали при комнатной температуре по методике [15, 16] на спектрометре ИКС-21.

Определение количества водорода

Концентрация водорода в пленках $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$, ($x=0\div 1$) определяется с помощью метода Бродского и др. [15, 16]:

$$N = \frac{AN_A}{(\Gamma/\xi)} \int \frac{\alpha(\omega)}{\omega} d\omega, \quad (1)$$

где N – число Авогадро и (Γ/ξ) интегральная сила гидрода с единицей измерения $\text{см}^2/\text{моль}$, $(\Gamma/\xi)=3,5$. Если ширину поглощения обозначить через $\Delta\omega$ и центр частоты ω_0 , то при $\Delta\omega/\omega_0 \leq 0,1$, после аппроксимации с погрешностью $\pm 2\%$, уравнение (1) можно записать в следующем виде:

$$N = \frac{AN_A}{(\Gamma/\xi)\omega_0} \int \frac{\alpha(\omega)}{\omega} d\omega, \quad (2)$$

где $A = \frac{(1+2\varepsilon)^2}{9\varepsilon^2} \varepsilon^{\frac{1}{2}}$; ε – диэлектрическая постоянная. для Si $\varepsilon=12$; Ge $\varepsilon=16$.

Если в уравнении (2) прединтегральное выражение обозначим через A_S и $J_S = \int \alpha(\omega) d\omega$ – интегральное поглощение моды растяжения для каждой пленки, тогда при определении концентрации водорода (N_H) получаем общее выражение в сокращенном виде:

$$N_H = A_S J_S, \quad (3)$$

Коэффициент A_S – для пленок $a\text{-Si:H}$, составляет в области моды растяжения $1,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Коэффициент поглощения (α) для указанных частот (2100 см^{-1}) составляет $8 \cdot 10^{-1} \div 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ при этом $N_H = 7 \cdot 10^{21} \div 2,1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Для пленок $a\text{-Ge:H}$ $A_S = 1,7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Ясно, что уравнение (3), так же характеризует колебательную моду растяжения связи в пленках $a\text{-Si:H}$, $a\text{-Ge:H}$ и $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$. Оценки относительного связывания водорода для гидрированного аморфного $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$:

$$P = \left\{ \frac{N_{\text{Si-H}}}{N_{\text{Ge-H}}} \right\} \frac{x}{1-x}, \quad (4)$$

где $N_{\text{Si-H}}$ и $N_{\text{Ge-H}}$ – концентрация водорода в $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-Ge:H}$ (в см^3). Уравнение (3) можно переписать для моды качания (wagging mode) пленок $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-Ge:H}$. Таким образом значение $N_{\text{Si-H}}$ и $N_{\text{Ge-H}}$ определяются из уравнения (3) для моды качания в следующем виде

$$N_H = A_W J_W, \quad (5)$$

где $J_W = \int \frac{\alpha(\omega)}{\omega} d\omega$ – интегральное

поглощение моды качания для пленок $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-Ge:H}$. для указанных пленок $A_w = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и $A_w = 1,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Зная $N_{\text{Ge-H}}$ (где, для пленок $a\text{-Ge:H}$, $A_w = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и $\alpha = 5 \cdot 10^1 \text{ см}^{-1}$), рассчитаем концентрацию водорода N_H в пленке $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ по выражению:

$$N_H = N_{\text{Ge-H}}^{\text{wag}} \left\{ \frac{\int_{\text{streets}} \left(\frac{\alpha_1(\omega)}{\omega} \right) d\omega}{\int_{\text{streets}} \left(\frac{\alpha_2(\omega)}{\omega} \right) d\omega} \right\}, \quad (6)$$

где $N_{\text{Ge-H}}^{\text{wag}}$ – число связей, определенное по модам качания в чистом $a\text{-Ge:H}$, значение которого, рассчитано по уравнению (5). Второй сомножитель в выражении для N_H (интегральное соотношение максимумов ИК поглощения) является колебательной модой растяжения в образце и в чистом $a\text{-Ge:H}$. Для вычисления интегрального соотношения использовали максимум, отвечающий колебательной моде растяжения Ge-H (2000 см^{-1}) в пленке $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$.

Из приведенных данных можно оценить силу осциллятора в пленке $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ по соотношению

$$\Gamma = J_S / J_W,$$

где

$$J_S \approx J_S^{\text{Ge}} + J_S^{\text{Si}},$$

$$J_W \approx J_W^{\text{Ge}} + J_W^{\text{Si}}.$$

Величины J_S^{Ge} , J_S^{Si} , J_W^{Ge} , J_W^{Si} – являются

интегральными поглощениями моды растяжения и моды качания, соответственно. Силы осциллятора $\Gamma = 0,51$ (для $x=0$) и $\Gamma = 0,13$ (для $x=1$). Максимальное значение $P = 4,16$ для $x=0,40$. Таблица показывает характеристические параметры аморфных пленок. На рис. 1 показано распределение водорода по толщине пленки d : определенные 1 – методом протонов отдачи, 2 – методом ИК спектра поглощения. Видно, что распределение водорода достаточно равномерное. Отметим, что величины N_H , определенные методом отдачи протонов (МОП) и ИК спектроскопии совпадают с точностью 2–3 ат. %.

Характеристические параметры аморфных пленок $\alpha\text{-Si}_{0,60}\text{Ge}_{0,40}\text{:H}$

№ пленки	P_{H_2} мТорр	E_0 эВ	P	H at %	$N_{\text{Si:H}}$ см ⁻³	$N_{\text{Ge:H}}$ см ⁻³	N_{H} см ⁻³	$I_S^{(\text{Si})}$	$I_S^{(\text{Ge})}$	$I_W^{(\text{Ge})}, I_W^{(\text{Si})}$	I_S/I_W
1	0,6	1,32	1,85	1,3	$6,2 \cdot 10^{21}$	$2,2 \cdot 10^{21}$	$3,1 \cdot 10^{20}$	$7,2 \cdot 10^1$	$6,3 \cdot 10^1$	$6,0 \cdot 10^2$	0,13
2	1,2	1,36	2,29	5,1	$9,4 \cdot 10^{21}$	$2,7 \cdot 10^{21}$	$4,0 \cdot 10^{21}$	$8,6 \cdot 10^1$	$7,5 \cdot 10^1$	$5,2 \cdot 10^2$	0,18
3	1,8	1,41	2,59	8,7	$1,3 \cdot 10^{22}$	$3,3 \cdot 10^{21}$	$5,1 \cdot 10^{21}$	$9,4 \cdot 10^1$	$8,3 \cdot 10^1$	$4,0 \cdot 10^2$	0,26
4	2,4	1,44	3,38	14,7	$2,1 \cdot 10^{22}$	$4,1 \cdot 10^{21}$	$6,2 \cdot 10^{21}$	$1,0 \cdot 10^2$	$9,0 \cdot 10^1$	$3,0 \cdot 10^2$	0,38
5	3,0	1,52	4,16	23,7	$2,9 \cdot 10^{22}$	$4,6 \cdot 10^{21}$	$9,7 \cdot 10^{21}$	$1,1 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^2$	$2,7 \cdot 10^2$	0,51

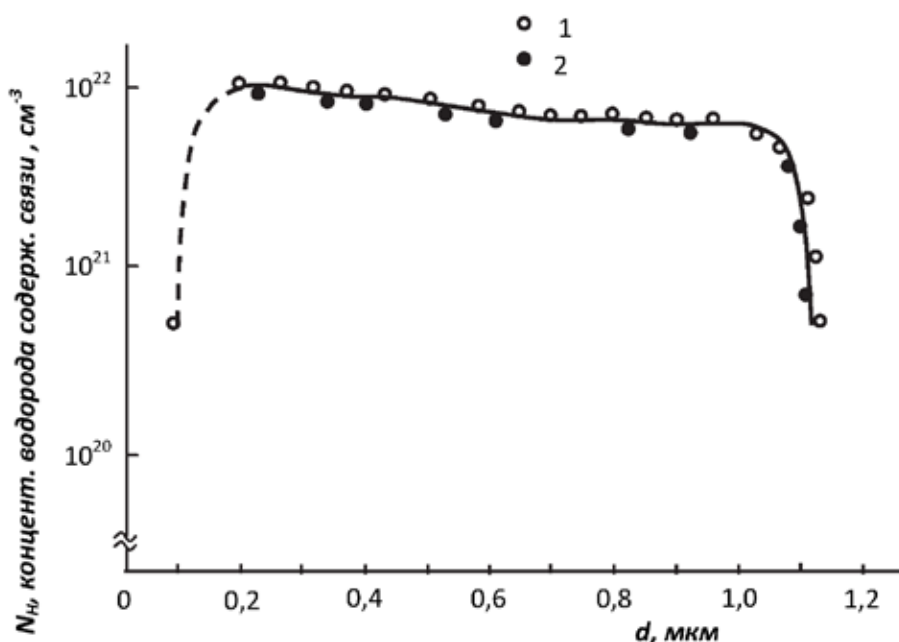


Рис. 1. Распределение водорода по толщине пленки d определенное: 1 – методом протонов отдачи; 2 – методом ИК-спектра поглощения

Концентрация водорода (N_{H}), определенная методом эффузии, коррелируется с концентрацией водорода, вычисленной с использованием интегрированной силы I_w при частоте моды качания 600 см^{-1} (рис. 2).

Определение ширины запрещенной зоны

Большинство полупроводниковых материалов по электрическим свойствам, ближе к металлам, чем к диэлектрикам. Поэтому плотность тока металлов характеризуется в виде $j = \sigma E$.

Используя [17] с квантомеханической точки зрения, движение электронов в атоме можно представить следующим соотношением

$$\frac{1}{2} \sigma |E_0|^2 = \sum_{if} E_{fi} W_{if}, \quad (7)$$

где $E_{fi} = (E_f - E_i)$ – энергия перехода i - f . Учитывая вероятность перехода W_{if} , так же как и между атомными уровнями (T), вычисляется с помощью гамильтониана взаимодействия электромагнитной волны и электрона [17]:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi e^2}{m^2 \omega} \sum_{if} |p_{ji}^\alpha|^2 \delta(E_{fi} - \hbar\omega), \quad (8)$$

Приняв, что $|p_{ji}^\alpha|_{\text{аморф}}^2 \approx |p_{ji}^\alpha|_{\text{кристалл}}^2$, p_{ji}^α – матричный элемент, для аморфных и кристаллических полупроводниковых материалов, соответственно, для которых выполняется условие

$$E_i(k) = E_f(k) = \hbar\omega.$$

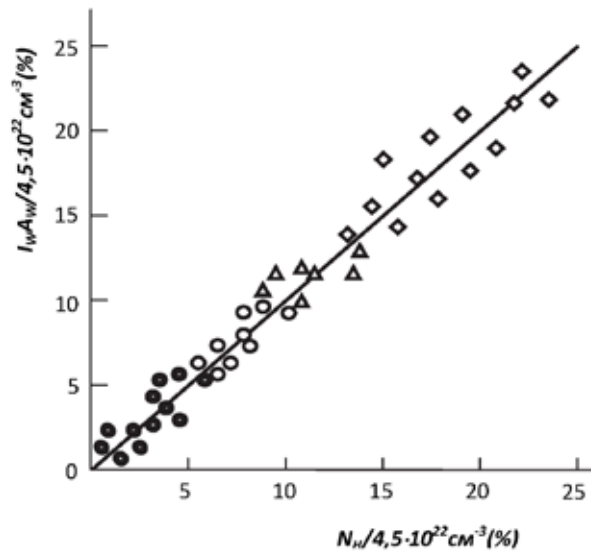


Рис. 2. Корреляционные зависимости концентраций водорода, определенные методом эффузии для пленок $a\text{-Si}_{0,60}\text{Ge}_{0,40}\text{:H}$:

- – пленки, полученные при давлении водорода $P_{\text{H}_2} = 0,6$ мТорр;
- – пленки, полученные при давлении водорода $P_{\text{H}_2} = 1,2$ мТорр;
- △ – пленки, полученные при давлении водорода $P_{\text{H}_2} = 1,8$ мТорр;
- ◇ – пленки, полученные при давлении водорода $P_{\text{H}_2} = 3,0$ мТорр

Наконец, учитывая плотности состояний в зоне проводимости E_c и используя литературные данные [18] для удельной электропроводности находим следующее выражение:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi e^2}{m^2 \omega} \sum_{if} |p_{ji}^\alpha|^2 g(E) [\rho(E_i) - \rho(E_f)] \delta(E_{fi} - \hbar\omega), \quad (9)$$

и

$$g(E) = 4\pi \left(\frac{m_n}{2\pi^2 \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E_c^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

здесь, соответственно, вместо m_n можно написать m_p . Коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$, с электропроводностью $\sigma(\omega)$ и с действительным показателем преломления $n(\omega)$, связан соотношением:

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{c \varepsilon_0} \cdot \frac{\sigma(\omega)}{n(\omega)}, \quad (11)$$

здесь показатель преломления $n(\omega)$, слабо изменяется с частотой по сравнению с $k_0(\omega)$, поэтому можно принять, что $\alpha(\omega) \sim \sigma(\omega)$.

Используя уравнения (8) и (10), получим спектральную зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ для прямых разрешенных переходов между простейшими зонами [19]:

$$\alpha(\omega) = \frac{2e^2 (2m_*)^{\frac{1}{2}}}{m^2 c \hbar^2 n} |p_{if}^\alpha|^2 \frac{(\hbar\omega - E_0)^{\frac{1}{2}}}{\hbar\omega}. \quad (12)$$

Формулу (12) можно переписать в виде:

$$\alpha_1(\omega) = A_1 \frac{(\hbar\omega - E_0)^{\frac{1}{2}}}{\hbar\omega}, \quad (13)$$

где $A_1 = \frac{2e^2 (2m_*)^{\frac{1}{2}}}{m^2 c \hbar^2 n} |p_{if}^\alpha|^2 = \text{const}(\omega)$.

Здесь m_* – приведенная масса носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно.

Рассмотрим вид края оптического поглощения, для аморфных полупроводников. выражение для проводимости $\sigma(\omega)$, для аморфных пленок имеет вид [20]:

$$\sigma(\omega) = \frac{2\pi e^2 \hbar^2 \Omega}{m^2} \int \frac{N(E)N(E + \hbar\omega)|D|^2}{\hbar\omega} dE, \quad (14)$$

где Ω – объем образца и D – матричный элемент оператора производной $\frac{\partial}{\partial x}$. для соответствующего соотношения, получаем, что матричный элемент D для переходов между состояниями разных зон и для переходов между нелокализованными состояниями, имеет следующий вид:

$$D = \pi \left(\frac{a}{\Omega} \right)^{\frac{1}{2}},$$

a – среднее значение межатомного расстояния. Величина D для локализованных волновых функций, компенсируется величиной нормировочного множителя [20]. Поэтому для межзонных переходов имеем:

$$\alpha(\omega) = \frac{8\pi^4 e^2 \hbar^2 a}{n_0 c m^2} \int \frac{N_V(E)N_C(E + \hbar\omega)}{\hbar\omega} dE, \quad (15)$$

где интеграл показывает энергию между валентной зоной и зоной проводимости. В уравнении (15)

$$\frac{8\pi^4 e^2 \hbar^2 a}{n_0 c m^2} = C_0 = \text{const.}$$

Пусть плотность состояний вблизи зоны проводимости и вблизи валентной зоны, представляется в виде

$$\begin{aligned} N_C(E) &= C_1(E - E_A)^s; \quad 0 \leq s \leq 1, \\ N_V(E) &= C_2(E_B - E)^p; \quad 0 \leq p \leq 1, \\ N_C(E) &= (E + \hbar\omega) = C_1(E + \hbar\omega - E_A)^s. \end{aligned} \quad (16)$$

На основании выше указанных соотношений, уравнение (15) можно написать в следующем виде:

$$\alpha(\omega) = C_0 \int \frac{C_2(E_B - E)^p C_1(E + \hbar\omega - E_A)^s}{\hbar\omega} dE. \quad (17)$$

Отсюда получаем, что:

$$\alpha(\omega) = \frac{C_0 C_1 C_2}{\hbar\omega} \int (E_B - E)^p (E + \hbar\omega - E_A)^s dE. \quad (18)$$

Введем обозначение: $E_0 = E_A - E_B$, получим:

$$\begin{aligned} (E_A - \hbar\omega) - E &= (E_0 - \hbar\omega)y \\ E &= (E_A - \hbar\omega) - (E_0 - \hbar\omega)y, \end{aligned}$$

или

$$\begin{cases} E = (E_A - \hbar\omega) + (\hbar\omega - E_0)y, \\ dE = (\hbar\omega - E_0)dy. \end{cases}$$

Если подставить полученные значения в уравнение (15), то получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned}
 E_B - E &= E_B - E_A + \\
 &+ \hbar\omega - (\hbar\omega - E_0)y = \\
 &= (\hbar\omega - E_0) - (\hbar\omega - E_0)y = \\
 &= (\hbar\omega - E_0)(1 - y) \\
 \text{и} \quad E + \hbar\omega - E_A &= \\
 &= (E_A - \hbar\omega) + (\hbar\omega - E_0)y + \\
 &+ (\hbar\omega - E_A) = (\hbar\omega - E_0)y
 \end{aligned} \tag{19}$$

На основе уравнения (19) можно написать:

$$\alpha(\omega) = \frac{C_0 C_1 C_2}{\hbar\omega} \int (\hbar\omega - E_0)^p (1 - y)^p (\hbar\omega - E_0)^s (\hbar\omega - E_0) dy$$

или

$$\alpha(\omega) = \frac{C_0 C_1 C_2}{\hbar\omega} \int (1 - y)^p y^s (\hbar\omega - E_0)^{s+p+1} dy. \tag{20}$$

Следовательно $C_0 C_1 C_2 = \text{const}$, поэтому:

$$\alpha(\omega) = \text{const} \int (1 - y)^p y^s \frac{(\hbar\omega - E_0)^{s+p+1}}{\hbar\omega} dy. \tag{21}$$

Для простоты можно написать:

$$\alpha(\omega) = C_0 C_1 C_2 F(p, s) \frac{(\hbar\omega - E_0)^{s+p+1}}{\hbar\omega}. \tag{22}$$

Если $p=s=1/2$, тогда:

$$\alpha(\omega) = C_0 C_1 C_2 F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) \frac{(\hbar\omega - E_0)^2}{\hbar\omega}; \tag{23}$$

здесь

$$C_0 C_1 C_2 F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) = \text{const}.$$

Поэтому получаем, что

$$\alpha(\omega) = \frac{\text{const}(\hbar\omega - E_0)^2}{\hbar\omega}. \tag{24}$$

Полученные результаты совпадают с литературными данными [21].

Значит, для аморфных, нанокристаллических пленок, ширину запрещенной зоны можно определить с помощью уравнения (24). Отметим, что параметр E_0 , в большинстве пленок, характеризует ширину запрещенной зоны.

Заключение

Методом плазмохимического осаждения с использованием газовых смесей $\text{H}_2 + \text{SiH}_4$; $\text{H}_2 + \text{GeH}_4$ в различных пропорциях получены тонкие пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ ($x=0\div 1$). Показано, что коэффициент погло-

щения для видимого света и ширина запрещенной зоны увеличивается с увеличением содержания кремния.

Определена сила осциллятора данных плёнок, об этом представлена формула в тексте.

Результаты, полученные в данной работе, дают возможность определить коэффициент поглощения (α), ширину запрещенной зоны (E_0), коэффициент пропускания света (T), коэффициент отражения (R), коэффициент преломления (n) для пленок сплавов $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$. Полученные результаты можно использовать для всех видов тонких пленок и в основном для нанокристаллов.

Данные параметры можно также определить с помощью спектрометров ИКС-21, ИКС-14А, ИКС-22, ИКС-29, Фурье-ИК, Varian 640 JR, в области энергий $0,03 \div 3,0$ эВ и более.

Список литературы

1. Афанасьев В.П., Гудовских А.С., Неведомский В.Н., и др. Влияние термообработки на структуру и свойства пленок a-Si:H, полученных методом циклического осаждения // ФТП. – 2002. – Т.36. – С.238–243.
2. Голикова О.А., Казанин М.М., Кудоярова В.Х. Эффект Стаэблера-Вронского в зависимости от положения уровня Ферми и структуры нелегированного аморфного гидрированного кремния // ФТП. – 1998. – Т.32. – С.484–489.
3. Мездрагина М.М., Абрамов А.В., Масина Г.М. и др. Влияние отжига в атмосфере атомарного водорода на свойства пленок аморфного гидрированного кремния и параметры p-i-n структур на их основе // ФТП. – 1998. – Т.32. №5. – С.620–637.
4. Голикова О.А., Бабаходжаев У.С. Кристаллизация пленок аморфного гидрированного кремния, осажденных при различных условиях // ФТП. – 2002. – Т.36. – С.1259–1262.
5. Голикова О.А., Кузнецов А.Н., Кудоярова В.Х., Казанин М.М. Особенности структуры пленок аморфного гидрированного кремния, осажденных методом разложения силана на постоянном токе в магнитном поле // ФТП. – 1997. – т.31. – С.816–819.
6. Физика гидрогенизированного аморфного кремния / Под ред. Джоуна Пулоса Дж, Льюковски Дж. – М.: Мир, 1988. – С. 447.
7. Наджафов Б.А. Аморфные и микрокристаллические полупроводники // Сб. тр. Международной конф. – СПб: Изд-во политехн. ун-та, 2006.
8. Colder H., Rizk R., Morales M, Marik P., Vicens J., VicKridge J. Влияние температуры подложки на рост нанокристаллического карбида кремния при реактивном магнетронном распылении // J.Appl. Phys. 2005. v. 98. №2. с. 44–49.
9. King R.R., Zaw D.C., Edmontson K.M., Fetzer C.M., Kinzey G.S., Yoon H., Sherif R.A., Kazam N.H. Метаморфные многопереходные солнечные элементы GaInP/GaInAs/Ge с эффективностью 40% // Appl. Phys. Lett. 2007.v.90. №18. p.231–239.
10. Аморфные полупроводники и приборы на их основе / Под ред. И. Хамакавы. – М.: Металлургия, 1986. – С. 374.
11. Наджафов Б.А., Исаков Г.И., Фигаров В.Р. Оптические свойства гидрогенизированных аморфных пленок твердого раствора a-Si_{0,85}Ge_{0,15}:H // Прикладная физика. – 2004. – №4. – С.107–114.
12. Наджафов Б.А. Получения пленок аморфного гидрогенизированного карбида-кремния a-Si_{1-x}Gex:H (x=0÷1) для фотоэлектрических преобразователей // JSJAE Solar Energy. – 2007. – №11. – С. 177–179.
13. Наджафов Б.А., Исаков Г.И. Получение и легирование аморфных пленок на основе Si и Ge // ISIAEE Solar Energy. – 2005. – №4(24). – p.79–82.
14. Tays J., Grigorovici Retal. Optical properties and electronic structure of amorphous germanium // J.Non-Cryst.Sol. 1966. v.15. №1. p.627–630.
15. Brodsky M.N., Cardona M., Cuomo J.J. Infrared and Raman Spectra of the Silicon Hydrogen Bonds in Amorphous Silicon Prepared by Glow discharge and sputtering // phys. Rev. B. 1977. v.16. №8. p. 3556–3581.
16. Наджафов Б.А., Исаков Г.И. Оптические свойства аморфных пленок твердого раствора a-Si_{1-x}Gex:H с различной концентрацией водорода // ЖПИС. – 2005. – Т.72. №3. – С.371–376.
17. Tsu R., Howard W.E., Esaki Z. Optical and electrical properties and band structure of GeTe and SnTe. Phys. Rev. 15 August 1968, v. 172, №3, p. 779–788.
18. Connel G.A., Lewis A. Comment on the evidence for sharp and gradual optical absorption edges in amorphous germanium // J. Phys. Stat. Sol. (b) 60, 291, (1973).
19. Archer R.J. Optical constant of germanium 3600Å to 7000Å // J. Physical Review. April-15 1958, Volume 110, №2, p. 354–358.
20. Tauc J. // The optical properties of solid (ed F. Abeles), 1970, p. 277, North-Holland, Amsterdam.
21. Amorphous semiconductors. Edited by M.H. Brodsky Springer – Verlag Berlin Heidelberg New-York, 1979, p. 419.