

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИДРОГЕНИЗИРОВАННЫХ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК $a\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}_x$

Б.А.НАДЖАФОВ

Институт Радиационных проблем НАН Азербайджана

Исследованы гидрогенизированные аморфные пленки твердого раствора $\text{Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}_x$ ($x=1.9; 3.7; 8.1; 13.2; 21$ ат.%) толщиной 1 мкм, которые были получены в атмосфере с различными парциальными давлениями водорода методом плазмохимического осаждения. Изучена электропроводность пленок в температурной области $80\text{K} \leq T \leq 350\text{K}$. При 100 К определены радиусы локализованных волновых функций электронов (α^{-1}), длина прыжка (R), энергия активации прыжка (E). При температуре 300 К рассчитаны подвижности электронов μ_F и μ_C на уровнях Ферми \mathcal{E}_F и зоны проводимости \mathcal{E}_C соответственно, а также энергия активации проводимости электронов $\Delta\mathcal{E}$ при высоких температурах ($T \geq 250\text{K}$).

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время интенсивно изучаются аморфные гидрогенизированные плёнки твердых растворов $a\text{-Si}_{1-x}\text{H}_x$, $a\text{-Si}_{1-x}\text{N}_x\text{:H}$, $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, $a\text{-Ge}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, $a\text{-Si}_{1-x}\text{O}_x\text{:H}$, а также $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$. В полупроводниковой электронике к гидрогенизированным аморфным твёрдым растворам - $a\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}$ проявляется больший интерес, чем названным другим аморфным материалам [1].

Гидрогенизированные аморфные плёнки $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ по сравнению с $a\text{-Si}\text{:H}$ имеют меньшую ширину запрещенной зоны, а следовательно, и лучшие оптоэлектронные свойства в длинноволновой области видимого спектра, а также являются термодинамически более стабильными и радиационно-стойкими [2, 3]. Это позволяет использовать их для создания солнечных элементов [4-6]. Среди материалов $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ составы с $x \leq 0,20$ считаются наиболее стабильными для создания солнечных элементов. Поэтому исследованный в данной работе состав $a\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}_x$ представляет интерес для приборного использования в фотоэлементах. Изучению электрических свойств гидрогенизированных аморфных плёнок $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ посвящен ряд работ [1-6].

Известно, что аморфные пленки $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ без гидрогенизации обладают довольно высокой плотностью состояний в запрещенной зоне [7].

Чтобы уменьшить количество этих состояний, в плёнки добавляют водород или получение плёнок осуществляют в водородной среде. Введение в процессе осаждения в плёнки $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ водорода также позволяет управлять шириной запрещенной зоны этого материала.

Изучение концентрации связей H-Si и H-Ge методами ЭПР [1,8] и ИК поглощения [9] показывают, что атом H в связи H-Ge не является эффективным пассиватором свободной связи атома германия. Другими словами, пассивирующие свойства водорода в a-Ge гораздо хуже, чем в a-Si, поэтому в целом фотоэффективность пленок $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ оказалась несколько ниже, чем пленок a-Si:H. Определяющую роль в пассивации свободных связей атомов германия играют связи H-Si. В связи с этим интерес представляют результаты исследований ослабления эффекта Штайблера-Вронского с ростом концентрации Ge (для $x \leq 0.20$) в плёнках [1].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Плёнки $a\text{-Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}\text{:H}_x$ были получены методом плазмохимического осаждения (в Институте радиационных проблем НАН Азербайджана) с толщиной плёнок 1 мкм, при температуре подложки $T_S=150^\circ\text{C}$. Скорость осаждения материала на подложку была $\sim 3 \text{ \AA/s}$, а расстояние между мишенью и подложкой - $L \sim 25 \text{ см}$. Нарастивание пленок производилось примерно в течение одного часа. Напряженность электрического поля при измерениях не превышала 10^4 В/см . Измерение температуры производилось с помощью хромель-алюмелевой термопары. Коэффициент поглощения (α) в изученном интервале энергии фотонов достигал значения $7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ [8]. Величина энергетического зазора $\mathcal{E}_C - \mathcal{E}_V$ изменялась в интервале 1,52 – 1,72 эВ, что связано с уменьшением плотности локализованных состояний в щели подвижности. Толщина пленок $a\text{-Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}\text{:H}_x$ (где $x=1.9, 3.7, 8.1, 13.2, 21 \text{ ат. \%}$) определялась оптическим методом в условиях возникновения интерференционных явлений [5,8]. Концентрация водорода в пленках вычислялась методом эффузии и с помощью спектров поглощения [5, 8, 9] и составляла от 1,9 до 21 ат. %. Осаждение материала на подложку производилось в атмосфере водорода при различных давлениях. На основе проведенных исследований определен оптимальный режим осаждения и гидрогенизации материала. Процесс осаждения производился в водородной плазменной среде, которая была получена с помощью магнетрона и высокочастотного поля (ВЧ).

Мишенью служили пластинки кристаллического сплава $\text{Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}$ с диаметром 60-63 мм. Аморфность пленок $a\text{-Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}\text{:H}_x$ контролировалась электронографическими методами.

Измерение температурной зависимости электропроводности $\sigma(T)$ в изученном интервале температур показывает, что $\sigma(T)$ имеет две области. Высокотемпературный участок проводимости $\sigma(T)$ выше $T \geq 250\text{K}$

(рис.1) и описывается формулой:

$$\sigma_T = \sigma_0 \exp(-\Delta\varepsilon / kT), \quad (1)$$

где σ_0 - предэкспоненциальный фактор, который изменяется в пределах $8,9 \cdot 10^2 - 5,6 \cdot 10^1 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и определяется по наклону кривой.

С изменением концентрации водорода наклон кривых зависимостей $\lg \sigma$ от $1/T$ уменьшается (рис.1); $\Delta\varepsilon$ для электронов имеет вид $\Delta\varepsilon = \varepsilon_c - \varepsilon_F$ и переход осуществляется зонной проводимостью. В зависимости от x $\Delta\varepsilon = 0,62 \div 0,87 \text{ эВ}$. Низкотемпературный участок ($T \leq 250 \text{ K}$) проводимости определяется прыжковым характером, локализованным состоянием в зазоре подвижности, о чем свидетельствует линейная зависимость $\lg(\sigma T^{1/2})$ от $T^{-1/4}$ (рис.2). Изменение электропроводности с содержанием водорода в пленке на высокотемпературном участке обусловлено уменьшением плотности состояния у потолка валентной зоны и переход осуществляется между уровнями ε_c и ε_F . На низкотемпературном участке это может быть следствием уменьшения как подвижности носителей заряда в локализованных состояниях, так и плотности состояния вблизи уровня Ферми (ε_F). Как обсуждалось выше, при температуре $T \leq 250 \text{ K}$ наблюдается переменная энергия активации, подчиняющаяся закону Мотта [10]. При использовании формулы Мотта для низкотемпературных областей, кривые соответствуют следующим соотношениям:

$$\sigma = \frac{\sigma_1}{T^{1/2}} \exp[-(T_0 / T)^{1/4}], \quad (2)$$

где $\sigma_1 = e^2 a^2 \gamma_\phi N(\varepsilon_F)$, (3)

и $T_0 = (\lambda \alpha^3) / (kN(\varepsilon_F))$ (4)

Здесь e - заряд электрона, a – межатомное расстояние (типичное значение равняется 2 \AA), γ_ϕ -фононная частота ($\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$) при температуре Дебая, α -параметр затухания волновой функции электронов в локализованном состоянии, λ - безразмерная постоянная ($\sim 18,1$), $N(\varepsilon_F)$ – распределение состояний вблизи уровня Ферми. Параметр $N(\varepsilon_F)$ определяется при условии, когда заменяя межатомное расстояние a в уравнении (2) и (3) средней длиной R , мы имеем следующую формулу [8-10]:

$$\sigma_1 T^{1/2} = A [N(\varepsilon_F) / \alpha]^{1/2}, \quad (5)$$

где $A = 3e^2 \gamma_\phi / (8\pi k)^{1/2}$

Отметим, что параметр R определяется с помощью уравнения (8) по теории Мотта [11].

σ_1 - проводимость пленки при $1/T \rightarrow 0$, и для определения её использовалась экстраполяция зависимости $\lg [\sigma(T)T^{1/2}]$ от $T^{-1/4}$ в точке пересечения T_0 . $N(\varepsilon_F)$ определяется из совместного решения уравнений (4) и (5),

$$N(\varepsilon_F) = (1,996 \times 10^{48} / \gamma_p^3) x [(\sigma_1 T^{1/2})^3 T^{1/2}_0] \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1} \quad (6)$$

$$\alpha = (21,22 \times 10^{13} / \gamma_p) [(\sigma_1 T^{1/2})^3 T^{1/2}_0] \text{ см}^{-1} \quad (7)$$

Радиус локализованных волновых функций электронов (α^{-1}) вычисляется с помощью уравнения (7). Для $x=1,9-21$, ат. % его значение составляет $7-10,3 \text{ \AA}^0$, а плотность состояний вблизи уровня Ферми равняется $N(\varepsilon_F) = 10^{20} - 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Отметим, что для аморфных пленок германия (Ge) радиус локализованных волновых функций электронов составляет $\alpha^{-1} = 3 \text{ \AA}^0$, а плотность состояний на уровне Ферми $N(\varepsilon_F) = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, и соответственно, получено, что $\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}^0$, $N(\varepsilon_F) = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Полученные данные доказывают, что при уменьшении радиуса локализации плотность состояний увеличивается. В работе [13] при исследовании зависимости темновой проводимости на переменном токе в пленках, изготовленных осаждением в тлеющем разряде для кремния и германия получены противоположные параметры для α^{-1} , $N(\varepsilon_F)$. Ими также показано, что с изменением температуры подложки и скорости осаждения величина плотности состояний $N(\varepsilon_F)$ изменяется в пределах $10^{21} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Для кремния в работе [14], соответственно получено, что $\alpha^{-1} = 10 \text{ \AA}^0$, $N(\varepsilon_F) = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, $\alpha^{-1} = 15 \text{ \AA}^0$ и $N(\varepsilon_F) = 10^{25} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ [7].

На основании выше отмеченного и используя данные [8, 11, 12] в пленках $\text{a-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}:\text{H}$, можно оценить длину прыжка (R) электронов, а также подвижности электронов вблизи уровня Ферми и зоны проводимости (μ_F, μ_c). При температуре 100 К длина прыжка (R) определяется по следующей формуле [8, 9]:

$$R = \left[\frac{9}{8} \pi \alpha N(\varepsilon_F) kT \right]^{\frac{1}{4}} \quad (8)$$

Соответственно для энергии прыжка находим

$$E = \frac{2}{3} \alpha R kT = \left(\frac{T_0}{1} \right) T^{\frac{3}{4}} \quad (9)$$

Из (8) и (9) в зависимости от x при температуре 100 К, $R = 51,73 \div 141,7 \text{ \AA}$ и $E = (0,031 \div 0,072) T^{\frac{3}{4}} \text{ эВ}$.

Известно, что [13] проводимость $\sigma(T)$ пленок, определяется формулой:

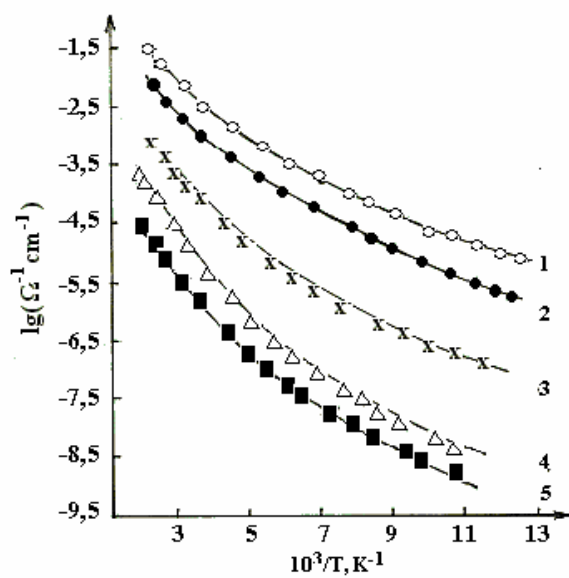


Рис. 1

Рис. 1. Температурные зависимости темновой проводимости $\sigma(T)$ от $1/T$ для аморфных пленок $a\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}_x$, ат. %: 1 – 1.9; 2 – 3.7; 3 – 8.1; 4 – 13.2; 5 – 21.

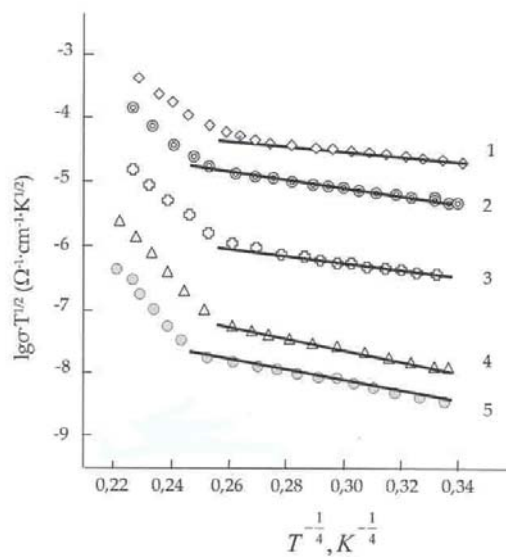


Рис. 2. Температурные зависимости темновой проводимости $\lg[\sigma(T)T^{\frac{1}{2}}]$ от $T^{-\frac{1}{4}}$ для аморфных пленок $a\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}_x$, ат. %: 1 – 1.9; 2 – 3.7; 3 – 8.1; 4 – 13.2; 5 – 21.

$$\sigma = \mu_C N(\varepsilon_C) e k T \exp\left\{-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right\} \quad (10)$$

Величина σ определяется из зависимости $\sigma(T)$ от $1/T$ (рис.1)

$N(\varepsilon_C)$ - плотность состояний у края подвижности в интервале kT , которая в нашем случае составляла $10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ [13]. Тогда подвижность на уровнях ε_C можно определить из уравнения (10) в следующем виде:

$$\mu_C = \frac{\sigma}{e N(\varepsilon_C) k T} \exp\left\{-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right\} \quad (11)$$

Аналогично можно найти подвижность на уровнях Ферми, при $\varepsilon_C = \varepsilon_F$, $\sigma = \sigma_0$, где σ_0 определяется с помощью уравнения (1). Тогда получим, что

$$\mu_F = \frac{\sigma_0}{e N(\varepsilon_F) k T} \quad (12)$$

В зависимости от x указанные параметры изменяются в пределах

$$\mu_F = (5,38 \cdot 10^{-4} \div 1,42 \cdot 10^{-2}) \text{ см}^2 / \text{В}^{-1} \text{ с}^{-1},$$

$$\mu_C = (2 \div 3) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 / \text{В}^{-1} \text{ с}^{-1}$$

Следует отметить, также то, что полученные различными способами пленки $\mathbf{a-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$ могут отличаться друг от друга, что и наблюдалось в наших экспериментах [11, 12]

ВЫВОДЫ

Таким образом, можно констатировать, что варьируя концентрацию водорода в пленке $\mathbf{a-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}$, в достаточно широких пределах, можно изменять электрические свойства пленок.

При введении водорода в пленки, происходит залечивание оборванных связей, что приводит к уменьшению плотности локализованных состояний в запрещенной зоне.

Выше температуры $T \geq 250\text{K}$ энергия активации электропроводности в зависимости от концентрации водорода составляет $\Delta\varepsilon = (0,62 - 0,87) \text{ эВ}$. Ниже температуры $T \leq 250\text{K}$ проводимость имеет прыжковый характер.

Полученные результаты представляют интерес для создания солнечных элементов и инфракрасных приемников излучения на основе $\mathbf{a-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$.

LİTERATURA

1. R.E.J. Schropp, M.Zeman. Amorphous and microcrystalline silicon solar cells: modeling, materials and device technology. Kluwer Academic Publishers, Boston-Bordrecht-London, 1998, p.207.
2. B.A.Najafov. Physics of Electronic Materials. International Conference Proceedings Kaluga, Russia, October 1-4, p.137 (2002)
3. B.A.Najafov. Eurasia Conference on Nuclear Science and its Application. Izmir-Turkey. p.519 (2000)
4. P.Rosales-Quintero, A.Torres-Jacome, R.Murphy-Artcada and M.Landa-Vazquez. Semiconductor Science and Technology., 19, № 3 p.366-372 (2004)
5. B.A.Najafov. Ukr.Journal of Phys., **45**,1221 (2000)
6. A.A.Sherchenkov. Semiconductores., 37,7,763 (2003)
7. M.Ya.Bakirov, B.A.Najafov, V.S.Mamedov, R.S.Madatov. Phys.St.Sol.(a), **114**, 45 (1989)
8. B.A.Najafov, M.Ya.Bakirov, V.S.Mamedov. Phys.St.Sol.(a), **123**, 67 (1991)
9. Б.А.Наджафов. Сборник трудов 3-й Международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники». Санкт-Петербург 2002, с.38-39
10. A.Lewis. Phys.Rev.Letters., 29, 23, 1555 (1972).
11. N.F.Mott. Phil.Mag., **19**, 835 (1969).
12. Б.А.Наджафов. ФТП, **34**, 11, 1383 (2000)
13. Н.Мотт, Э.Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир. 1982) т.2, с.658 [Пер. с англ.: N.F.Mott, E.A.Davis. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2-nd ed (Clarendon, Oxford, 1979)] .
14. M.Z.Knotek. Solid State Commun. **17**, 1431 (1975)

HİDROGENLƏŞMİŞ NAZİK TƏBƏQƏLİ a-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H_x ELEKTRİK XASSƏSİ

B.A.NƏCƏFOV

ANNOTASIYA

Plazma kimyəvi metodla alınmış hidrogenin müxtəlif parsial təzyiqlərində qalınlığı 1 mkm olan Si_{0,80}Ge_{0,20}:H_x (x=1,9; 3,7;8,1; 13,2; 21 at.%) hidrogenləşmiş nazik təbəqəli bərk məhlulun elektrik xassəsinə baxılmışdır. 80 K ≤ T ≤ 350 K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyi öyrənilmişdir. 100 K temperaturda elektronun dalğa funksiyasının radiusu (λ⁻¹), tullanma məsafəsi (R), tullanma enerjisi (E) ölçülmüşdür. 300 K temperaturda elektronun yüüklüyü μ_F və μ_C uyğun olaraq keçirici ε_e və Fermi səviyyəsində ε_F, həmçinin elektronun aktivasiya enerjisi Δε T ≥ 250 K temperaturda öyrənilmişdir.

**ELECTRICAL PROPERTIES OF HYDROGENATED AMORPHOUS FILMS
OF THE $\alpha - Si_{0,80}Ge_{0,20} : H_x$**

B.A.NAJAFOV

ABSTRACT

Amorphous films of $\alpha - Si_{0,80}Ge_{0,20} : H_x$ solid solution with thickness of $1 \mu m$ were obtained in the atmosphere with different partial pressures of hydrogen by the method of plasmochemical precipitation. Electrical conduction measurements were carried out in the range of $80 \leq T \leq 350 K$. The dark conduction of the films was investigated at temperature 80 K and the radius of localized wave functions of electrons (α^{-1}), length of the jump (R), energy of the activation of the jump (E), the mobility of electrons on the ε_F and ε_c levels, and also the energy of activation of the electron conduction (ΔE), at high temperature ($T \geq 250 K$) were calculated.