

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ВЩЕЛИ ПОДВИЖНОСТИ a-Si:H.

У. Бобоходжаев, А. Набиев, М. Усманов, А. Ботиржонов
Наманганский государственный университет, Узбекистан.

Аннотация: На основе анализа температурной зависимости фотоВАХ мишени видикона на основе a-Si:H получены данные особенности плотности локализованных состояний $g(E)$ в щели подвижности.

Ключевые слова: Аморфной гидрогенизированный кремний, фотопроводимость, плотности состояний, скорость генерации, среднее время жизни, щель подвижности.

Рассмотрим структуру мишени видикона на основе a-Si:H. В [4] было показано, что при выполнении ряда условий фотоВАХ мишени видикона определяются механизмом ТОПЗ, при котором фототок и напряжение связаны соотношением $I_{pn}=U_m$ ($m \geq 2$). Этими условиям являются: малость темнового тока по сравнению с фототоком, выполнение неравенства $\alpha d \gg 1$ (α – коэффициент поглощения d – толщина образца), выполнение неравенства $\mu\tau E \ll d$ (μ, τ – подвижность и время жизни носителей заряда, E – электрический). Тогда при освещении образца коротковолновым светом поглощения происходит при поверхностном i – слое и при приложении к слою ИТО положительного потенциала можно наблюдать фототок в режиме ТОПЗ. Дырки инжектируемые в i – слой, захватываются на локализованных состояниях в щели подвижности, создавая объемный заряд. В стационарном режиме устанавливается квазиравновесно распределение дырок по энергиям с некоторым квазиуровнем Ферми E_F . При увеличении падающего потенциала на i – слой число захваченных дырок возрастает и E_F сдвигается по направлению к валентной зоне. Пренебрежем изменением положения квазиуровня Ферми по толщине i – слой из-за неоднородного освещения. При освещении светом с длиной волны $\lambda=444$ нм и плотности потока фотонов $\Phi=10^{14}$ см⁻² с⁻¹ темновой ток на порядке ниже, чем фототок. Таким образом ТОПЗ были обусловлены неравновесными носителями, создаваемыми светом на приповерхностном слое a-Si:H. Именно эти неравновесные носители обеспечивают изменения квазиуровня Ферми.

Пусть при изменении падения на i – слое V_1 до V_2 – величина фототока изменяется от J_1 до J_2 тогда смещения квазиуровня

Ферми равно
$$\delta E_F = kTLn \frac{J_2 V_1}{J_1 V_2} \quad (1)$$

где k -постоянная Больцмана. T - температура.

При этом изменения концентрации захваченных дырок.

$$\delta N_t = \int_{E_v}^{E_f} g(E) \{f(E_f + \delta E_f, E) - f(E_f, E)\} dE \quad (2)$$

где E_v -край подвижности в валентной зоне. $f(E)$ -фермиевская функция распределения.

Как известно [5] вблизи E_f $g(E)$ изменяется плавно по сравнению с $f(E)$, а в примикающей части хвосты валентной зоне существует особенность, в $g(E)$, резкая по сравнению с $\exp(E/kT)$. Запишем $g(E)$ в виде суммы $g(E) = g_0(E) + g_1(E)$, где $g_0(E)$ -плавная функция, а $g_1(E)$ описывает особенность. Подставляя в (2) $\int g_0(E) f(E) dE$ в виде ряда [6], находим.

$$\delta N_t = \left\{ g(E_f) + \frac{\pi^2}{6} (kT) g''(E_f) + \frac{7\pi^4}{360} (kT)^4 g^{(4)}(E_f) + G \exp \frac{E_f - E_t}{kT} \right\} \delta E_f \quad (3)$$

где E_c - энергетическое положение захватывающих дырок.

Второй и третий члены в (3) учитывают захват дырок на состояния вблизи E_f , а последний член-захват на особенность в $g(E)$ который существенно ниже E_f . Вид коэффициента G зависит от характера особенности, потому что $G = N_t/kT$, где N_t - число состояний в пике на единицу объема. С другой стороны,

$$\delta N_t = \frac{k \cdot \varepsilon \cdot \Delta V}{4\pi d^2} \quad (4)$$

где константа $1 < k < 2$, и она зависит от типа контакта и качества i - слоя. ε - диэлектрическая проницаемость $\Delta V = |V_1 - V_2|$ -толщина i -слоя, e - величина заряда электрона. Из-за малости темнового тока в (4) пренебрегается объемным зарядом носителей в делокализованных состояниях. С помощью (1), (4) по измеренной фотоВАХ можно рассчитать величину $\delta N_t / \delta E_f$ в некотором интервале энергий, в котором смешается квазиуровень Ферми. В работах [1,2] плотность локализованных состояний $g(E)$ в a -Si:H определялась на основании формул (1)-(4) без членов, зависящих от T в (3). При этом полагалось $\frac{\delta N_t}{\delta E_f} = g(E_f^*)$

а начальное положение E_f определяется из следующего выражения

$$j = e\mu_v \frac{\nu}{d} N_v \exp\left(-\frac{E_f^*}{kT}\right) \quad (5)$$

Как следует [3], величине $g_1(E)$ расположен в области вблизи 0,6 эВ от E_v . По этому пренебрежем первый, второй и далее члены в (3). Тогда мы получим $\frac{\delta N_t}{\delta E_f} = G \exp \frac{E_t - E}{kT}$ (6) как видно величина $\frac{\delta N_t}{\delta E_f}$ зависит от температуры. В

настоящей работе мы рассмотрим температурную зависимость величины $\frac{\delta N_t}{\delta E_f}$.

При малой шаге будем полагать $\frac{\delta N_t}{\delta E_f} = g(E_f^*)$ как в работе [5]. Воспользуемся

результатами измерений фотоВАХ мишени видикона на основе a-Si:H. Структуры получены в тлеющем разряде [4].

Измерения проведены при различных температурах в интервале 220-310 К (рис.1).

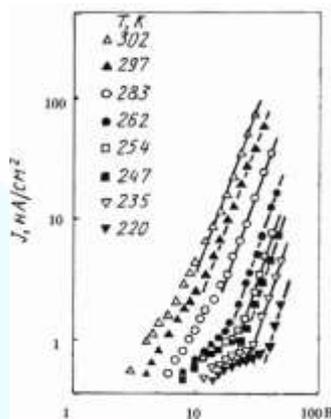


Рис.1 ФотоВАХ мишени снятая при восьми различных температурах. $\Phi = 1,4 \cdot 10^{12} \frac{\text{фотон}}{\text{с} \cdot \text{см}^2}$

Положение равновесного уровня Ферми E_F определялось по энергии активации темновой проводимости. Для рассматриваемого образца $\Delta E = 0,9$ эВ [4], означает E_F расположен на середине щели подвижности, так как ширина щели подвижности равно 1,8-1,9 эВ. А значения E_F^* , вычисленный из (5) заметно меньше чем E_F . Это подтверждает наши предположения. На рис.2 представлена зависимость $g(E_F^*)$ от $1/T$. Если предэкспоненциальный множитель G слабо зависит от T по сравнению с экспонентой, тогда находим по наклону прямой энергии активации $E_F^* - E_F$ а по пересечению с осью ординат $1/T=0$, множитель G .

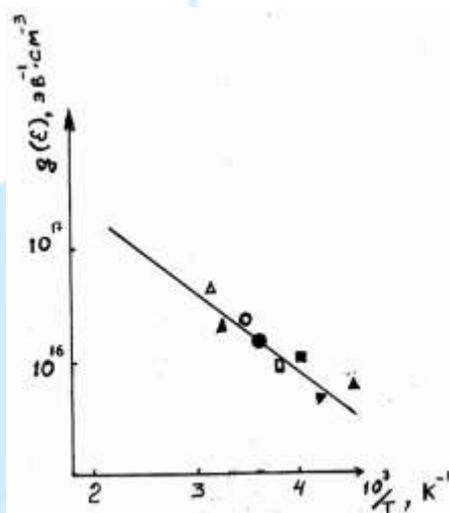


Рис.2 Зависимость $g(E)$ от обратной температуры.

Таким образом, на основании анализ фотоВАХ в режиме ТОПЗ, измеренных при различных температурах, показано наличие в a-Si:H особенности в

плотности состояний, то есть пик плотности состояний, находящейся выше валентной зоны на 0,3-0,35 эВ. Особенность представляет собой резкий рост плотности состояний до величины $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$. Это подтверждает полученные ранее данные о рентгеновских эмиссионных спектрах $\alpha\text{-Si:H}$, качественно отражающих ход $g(E)$ в рассматриваемой части E_g .

Литература:

1. О.А. Голикова, Р.Г.Икрамов, М.М. Казанин ФТП **26** , 71 (1992).
2. О.А. Голикова, Р.Г.Икрамов, М.М. Казанин, М.М.Мездрогина ФТП **27** , 465 (1993).
3. О.А. Голикова, У.С. Бобоходжаев, М.М. Казанин, М.М.Мездрогина ФТП **25** , 102 (1991).
4. S.Zaynabidinov, U.Bobokhodzhaev, A.Nabiyev, N.Sharibayev. International Journal of Scientific and Technology Research ISSN 2277-8616, 2020, Vol.9, №1, pp. 2589-2593.
5. Е.В. Греков, О.Г. Сухоруков ФТП **22** , 735 (1988)