

PACS numbers: 42.70.Qs, 72.40.+w, 72.80.-r, 73.50.Pz, 73.61.-r, 79.60.Jv, 85.35.Be

Влияние размеров поверхностной наноструктуры на фотопроводимость аморфных пленок селена

П. О. Кочкин, В. В. Клименко

*Днепропетровский национальный университет,
ул. Научная, 9,
49000 Днепропетровск, Украина*

В работе приведены исследования фотопроводимости в спектральном интервале 0,35–1,5 мкм тонких (~ 0,2 мкм) пленок Se, As₂S₃, As₂Se₃, Sb₂S₃ с островковым слоем ртути. На основе проведенных измерений кинетики фотопроводимости и ее температурной зависимости были определены параметры потенциальной функции островков ртути — высота барьера, энергия связи и ширина потенциальной ямы. Получено удовлетворительное согласие между шириной ямы и средним размером наноструктуры.

В роботі наведено дослідження фотопровідності в спектральному інтервалі 0,35–1,5 мкм тонких (~ 0,2 мкм) плівок Se, As₂S₃, As₂Se₃, Sb₂S₃ з острівцевим шаром живосрібла. На основі виконаних міряннь кінетики фотопровідності та її температурної залежності визначено параметри потенціальної функції острівців живосрібла: висота бар'єра, енергія зв'язку та ширина потенціальної ями. Одержано задовільну згоду між шириною ями та середнім розміром наноструктури.

Results of photoconductivity investigation of Se, As₂S₃, As₂Se₃, Sb₂S₃ thin films deposited on island-like Hg layer within the 0.35–1.5 micron waveband are presented. On the basis of photoconductivity kinetics and its temperature dependence measurements, potential-function parameters, such as barrier height, binding energy, and potential well width, of Hg islands are determined. Satisfactory correlation between well width and average size of nanostructure is obtained.

Ключевые слова: фотопроводимость в спектральном интервале 0,35–1,5 мкм, тонкие пленки Se, As₂S₃, As₂Se₃, Sb₂S₃.

(Получено 23 ноября 2007 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Аморфные пленки селена, активированные ртутью, обладают уникальными фотоэлектрическими свойствами (аномальной фотопроводимостью) — спектральной памятью неравновесных значений проводимости, концентрации и подвижности носителей заряда, термоэдс, контактной разности потенциалов [1]. Объяснение этих свойств было дано М. И. Корсунским на основе выдвинутой им в 1963 году гипотезы о существовании в исследованных пленках особого класса примесных центров — долгих ловушек (удерживающих центров). Такие центры представляют собой макроскопические образования, состоящие из сотен тысяч атомов, а с энергетической точки зрения — потенциальную яму, окруженную кулоновским барьером. Характер фотопроводимости (аномальная, остаточная положительная или отрицательная) определяется параметрами потенциальной функции этих центров [2]. Исследование свойств поверхностной фотопроводимости полупроводников с островковым металлическим слоем может позволить определить основные параметры потенциальной функции макроскопических центров захвата носителей заряда.

2. ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

Измерения спектральных характеристик и кинетики фотопроводимости были выполнены на пленках Hg-Se, Hg-As₂S₃, Hg-As₂Se₃, Hg-Sb₂S₃. На стеклянную подложку сначала наносился островковый слой ртути. Энергия активации электропроводности в пленках островкового типа определяется размером островков и расстоянием между ними [3]. В нашем случае эта энергия была в пределах от 0,03 эВ до 0,12 эВ, что отвечало изменению размера островков от 140 Å до 35 Å. На островковый слой ртути методом термического испарения в вакууме наносилась пленка полупроводника толщиной 0,2 мкм. Контактные площадки получались напылением Pd.

Фотопроводимость в исследованных системах имеет сложный характер: наряду с аномальной компонентой фотопроводимости наблюдается нормальная (зависящая от интенсивности света) компонента, которая характеризуется медленными релаксациями после прекращения фотовозбуждения. Количественное соотношение между этими компонентами фотопроводимости изменяется с изменением размеров островковой пленки ртути.

На рисунке 1 приведены спектральные характеристики темного стационарного значения проводимости, устанавливающегося после прекращения освещения для исследованных структур, которые имели одинаковый островковый слой ртути (полученный в одном технологическом цикле). Спектральные распределения похожи по

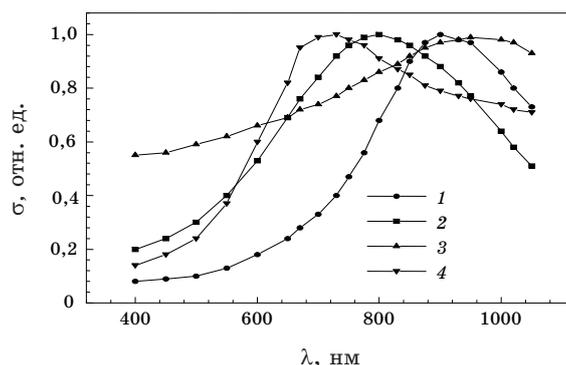


Рис. 1. Спектральные характеристики фотопроводимости для структур: Hg–Se (1); Hg–As₂S₃ (2); Hg–As₂Se₃ (3); Hg–Sb₂S₃ (4).

характеру — проводимость растет с длиной волны, достигая максимума в ближней ИК области спектра (вне области собственного поглощения), но цветовая чувствительность (отношение темновых проводимостей после освещения красным и синим светом) для разных структур разная. Изменение среднего размера островковой структуры не влияет на характер спектральных распределений аномальной фотопроводимости, но изменяет величину цветовой чувствительности. Измерения кинетики фотопроводимости позволили определить спектральную зависимость времени релаксации (τ_a) аномальной фотопроводимости.

На рисунке 2 изображены эти зависимости, которые получены в одинаковых условиях для исследованных структур (поскольку $\tau_a \sim L^{-1}$, зависимости приведены к одинаковому числу квантов падающего света). Измерения, проведенные для разных толщин островкового слоя ртути, показали, что величина времени релаксации аномальной фотопроводимости растет с увеличением толщины (размером островковой структуры). На рисунке 3 изображены зависимости времени релаксации (τ_a) от энергии активации проводимости островкового слоя ртути (ΔE) (для энергии фотонов $\epsilon = 2,5$ эВ) в полулогарифмическом масштабе. Время релаксации во всех исследованных структурах уменьшается с ростом ΔE . Если считать, что механизм переноса заряда в пленке обусловлен процессами туннелирования, то энергия активации проводимости обратно пропорциональна среднему размеру островковой структуры ($\Delta E \sim 1/R$) [3]. Похожие результаты получены и для других значений энергии фотонов.

Исследования кинетики затяжных релаксаций после прекращения освещения (остаточная фотопроводимость) показали, что время восстановления темнового значения проводимости также уменьшается с ростом ΔE .

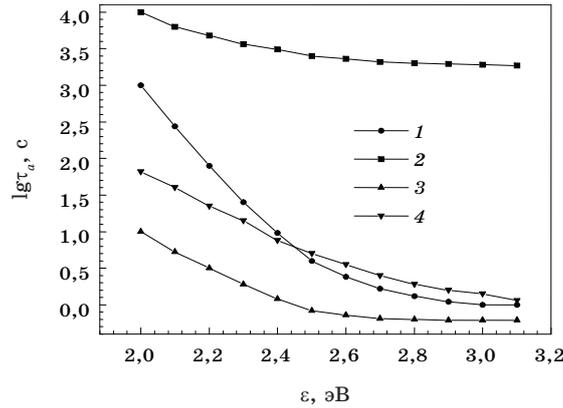


Рис. 2. Спектральные зависимости времени релаксации фотопроводимости для структур: Hg-Se (1); Hg-As₂Se₃ (2); Hg-As₂S₃ (3) и Hg-Sb₂S₃ (4).

Если предположение о том, что островковый слой ртути выступает в роли макроскопических центров захвата и удержания неравновесных носителей справедливо, то с энергетической точки зрения такой макроскопический центр представляет собой потенциальную яму радиуса R , с коллективным кулоновским барьером высотой U и энергией основного состояния носителя в центре $\mu = U - E_{\text{св}}$ ($E_{\text{св}}$ — энергия связи).

В этом случае время релаксации аномальной фотопроводимости

$$(\tau_a)^{-1} \sim \alpha \Delta t D(\epsilon) v(E_i),$$

где $v(E_i) = v/2R$ — частота колебаний электрона в потенциальной яме на уровне E_i , α — микроскопический коэффициент поглощения фотона центром захвата, обратно пропорциональный ϵ^3 (ϵ — энергия фотона); μ — энергия основного состояния; Δt — время жизни носителя в возбужденном состоянии, обратно пропорциональное ϵ , v — скорость носителя, пропорциональная $(U_0 - \mu - \epsilon)^{0.5}$. Следовательно,

$$(\tau_a)^{-1} \sim (U_0 - \mu - \epsilon)^{0.5} D(\epsilon) / R \epsilon^4,$$

а проницаемость $D(E)$ определяется выражением

$$D(E) = \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2mU_0}}{\hbar} R \left[\sqrt{\frac{U_0}{E}} \arctg \sqrt{\frac{U_0 - E}{E}} - \sqrt{\frac{U_0 - E}{U_0}} \right] \right\}.$$

Поэтому $\tau_a \sim R \exp(aR)$ (a — константа, которая связана с высотой барьера корневой зависимостью).

В рамках этой модели время релаксации (τ_r) темновой проводимости

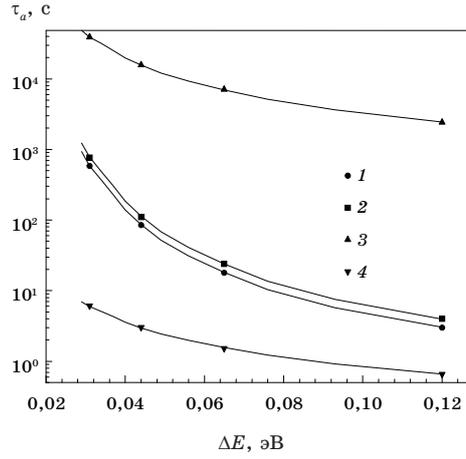


Рис. 3. Зависимость времени релаксации фотопроводимости от энергии активации проводимости островкового слоя ртути (номера кривых соответствуют номерам на рис. 2).

мости обратно пропорционально вероятности спонтанного выхода:

$$W(T) = \int_0^{E_{-\infty}} W(E)f(E, T)g(E)dE ,$$

где $f(E, T)$ — функция распределения электронов по энергиям в потенциальной яме; $g(E)$ — плотность состояний; $W(E)$ — вероятность вылета электрона из центра на уровне E_i в единицу времени:

$$W(E_i) = v(E_i)D(E_i) .$$

Поскольку основной вклад спонтанного выброса приходится на часть электронов, расположенных значительно выше уровня Ферми, то при расчете вероятности можно функцию распределения Ферми заменить функцией Больцмана. Функцию $g(E_i)$ можно взять в виде функции плотности состояния для свободного электронного газа:

$$g(E_i) = \frac{32\pi^2}{3h^3} \sqrt{2m^3} R^3 \sqrt{E_i} .$$

Тогда вероятность спонтанного выброса равна:

$$W(T) = \frac{32\pi^2 m R^2}{3h^3} \int_0^{E_{-\infty}} \exp \left\{ \left[\ln D + \frac{\mu - E_i}{kT} \right] \right\} \sqrt{E_i (E_i - U^0)} dE .$$

Следовательно, $\tau_T \sim (1/R^2)\exp(bR)$ и для не слишком малых R ($R > 1$ нм) экспоненциально растет с увеличением R .

3. ВЫВОДЫ

Полученные экспериментальные результаты позволяют определить ширину потенциальной ямы макроскопического центра (островка ртути). Значения R , вычисленные из спектральных зависимостей времени релаксации проводимости на свету (τ_a) и в темноте (τ_t), из активационной зависимости проводимости (ΔE), а также из микроскопических измерений для всех исследованных структур хорошо согласуются.

Результаты, приведенные выше, позволяют сделать вывод о том, что характер фотопроводимости в исследованных структурах определяется наличием островкового слоя ртути, который выступает в роли макроскопических центров захвата носителей заряда.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Корсунский, *Аномальная фотопроводимость и спектральная память в полупроводниковых системах* (Москва: Наука: 1979).
2. М. И. Корсунский, В. В. Клименко, *ФТТ*, **15**, № 3: 710 (1973).
3. С. А. Neugebauer and M. В. Webb, *J. Appl. Phys.*, **33**: 74 (1962).