

ОСОБЕННОСТИ В ПЛОТНОСТИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ОРГАНИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ ФТАЛОЦИАНИНА МЕДИ

© 2016 г. А.К. МАМЕДОВ

Азербайджанский технический университет, г. Баку
e-mail: mamedov_az50@mail.ru

Спектр локализованных состояний в запрещенной зоне аморфных материалов проходит через множество пиков. Их определение связано с большими трудностями. Одним из наиболее прямых методов определения величины плотности состояний в высокоомных полупроводниках является измерение токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [1]. При этом измеряется вольтамперная характеристика высокоомного слоя с хорошим инжектирующим контактом. По измеренной ВАХ вычисляется плотность локализованных состояний в некотором интервале энергий вблизи равновесного уровня Ферми. В работе [2] показано, что анализ ВАХ, измеренных при различных температурах, позволяет обнаружить особенности в плотности состояний, расположенные существенно выше уровня Ферми, определить их энергетическое положение и плотность состояний в них.

Цель настоящей работы – изучение особенности в плотности состояний в объеме пленки фталоцианина меди, определение их энергетического положения и плотности состояний в них.

Рассмотрим структуру металл - пленка фталоцианина меди - металл с омическими контактами. Дырки, инжектируемые во фталоцианин, захватываются на локализованные состояния в запрещенной зоне, создавая объемный заряд. В стационарном режиме устанавливается квазиравновесное распределение $g(E)$ носителей по энергиям с некоторым квазиуровнем Ферми E_F . При увеличении падения напряжения на слое фталоцианина меди число захваченных носителей N_t возрастает и E_F сдвигается по направлению к валентной зоне (энергия дырки в запрещенной зоне отсчитывается сверху вниз). Пренебрежем изменением положения квазиуровня Ферми по толщине слоя фталоцианина меди. Будем полагать также, что плотность состояний однородна по толщине слоя фталоцианина.

Пусть при изменении падения напряжения на слое фталоцианина от U_1 до U_2 величина тока изменяется от I_1 до I_2 . При этом соответствующее смещение квазиуровня Ферми E_F равно [1]

$$\delta E_F = kT \cdot \ln \left(I_2 U_1 / I_1 U_2 \right), \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура.

В работе [2] показано, что при условии плавного изменения $g(E)$ вблизи E_F , и наличия особенности в $g(E)$ при $E=E_1$ ($E_1 - E_F$ составляет несколько kT), резкой по сравнению с $\exp(E/kT)$, изменение числа захваченных носителей в единице объема равно

$$\delta N_t = \{g(E_F) + g(E_F) \cdot \varphi(T) + G_1 \cdot \exp[(E_F - E_1)/kT]\} \delta E_F, \quad (2)$$

где $g(E_F) \cdot \varphi(T)$ - член, учитывающий захват носителей на состояния вблизи E_F ; G_1 - коэффициент, зависящий от характера особенности.

Последний член в (2) учитывает захват носителей на особенность ниже E_F . Если особенность является резким по сравнению с $\exp(E/kT)$ увеличением $g(E)$ при энергии E_1 с последующим слабым изменением (ступенька в $g(E)$), то G_1 равно плотности состояний на единицу энергии в ступеньке. В случае, когда ниже уровня Ферми $g(E)$ растет медленнее, чем $\exp(E/kT)$, без дополнительных особенностей, последний член в (2) отсутствует.

С другой стороны, для контакта резервуарного типа можно положить [1]

$$\delta N_t = k_1 \epsilon \epsilon_0 \Delta U / 4\pi d^2 q, \quad (3)$$

где $1 < k_1 < 2$; $\Delta U = U_2 - U_1$; q - заряд электрона; ϵ - диэлектрическая проницаемость материала; ϵ_0 - диэлектрическая постоянная; d - толщина пленки фталоцианина меди.

С помощью (1) и (3) по измеренной ВАХ можно рассчитать величину $\delta N_t / \delta E_F$ в некотором интервале энергий, в котором смещается квазиуровень Ферми E_F . Рассмотрим температурную зависимость величины $\delta N_t / \delta E_F$, которую проанализируем с помощью формулы (2). При малом шаге будем полагать $\delta N_t / \delta E_F$ равной производной dN_t / dE_F .

Воспользуемся результатами измерений ВАХ структуры медь - пленка фталоцианина меди - медь с омическими контактами, приведенными в [3]. Слой фталоцианина меди наносился термической возгонкой в вакууме 10^{-5} Тор. Измерения проведены при различных температурах в интервале 210-430 К. На основании (1) и (3) с некоторым шагом U вдоль изотермических ВАХ получаем зависимости dN_t / dE_F от E_F при разных T . При вычислениях константа k_1 полагалась равной среднему значению $k_1 = 1,5$. Положение равновесного уровня Ферми E_{F0} определялось по энергии активации проводимости в омической области. Для рассматриваемого образца $E_v - E_{F0} = 0,56$ эВ. Смещение квазиуровня Ферми E_F определяется суммированием отдельных шагов (1). Затем построены зависимости dN_t / dE_F от T при фиксированных значениях E_F . На рис. 1 изображена такая зависимость при $E_v - E_F = 0,49$ эВ. Виден заметный температурный рост величины dN_t / dE_F .

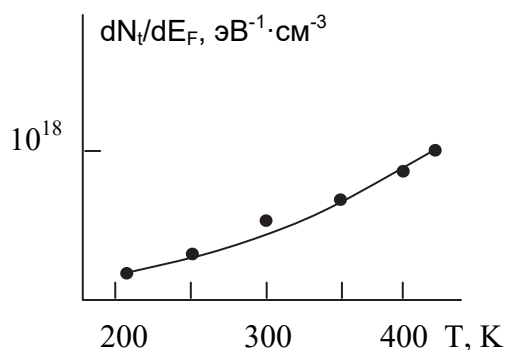


Рис. 1. Температурная зависимость производной плотности захваченных носителей по квазиуровню Ферми dN_t / dE_F при $E_v - E_F = 0,49$ эВ.

Температурная зависимость производной dN_t / dE_F может быть связана с возбуждением носителей на состояния вблизи E_F , что описывается вторым членом в (2), или с захватом на некоторую особенность в плотности состояний ниже E_F . Оценка величины первого эффекта при условии аппроксимации $g(E)$ в окрестности E_{F0} экспоненциальной функцией дает [2]

$$\varphi(T) = 1,64(T/T_c)^2 + 1,89(T/T_c)^4, \quad (4)$$

где T_c - характеристическая температура распределения.

Температуру распределения T_c оценим из измерений dN_t / dE_F при низких температурах, когда зависящими от T членами в (2) можно пренебречь и считать

$$dN_t / dE_F \cong g(E_F).$$

Так, из зависимости dN_t/dE_F от E_F при $T=210$ К получаем $T_c=645$ К, что хорошо согласуется с данными работы [4]. При этом температурная зависимость, определяемая $\varphi(T)$, существенно слабее, чем представленная на рис. 2. Так, $\varphi(210 \text{ К}) = 0,17$, а $\varphi(430 \text{ К}) = 0,96$.

Рассмотрим температурную зависимость производной dN_t/dE_F , связанную с последним членом в (2). На рис. 2 представлена зависимость $\lg[dN_t/dE_F - g(E_F)]$ от $1/T$. В качестве $g(E_F)$ принималось значение dN_t/dE_F при $T = 210$ К. Как следует из рис. 2, температурная зависимость dN_t/dE_F спрямляется в указанных координатах, т.е. хорошо описывается последним членом в (2). Предэкспоненциальный множитель G_1 зависит от T слабо по сравнению с экспонентой. Следовательно, наблюдаемая температурная зависимость dN_t/dE_F определяется захватом носителей на особенность в $g(E)$ ниже E_F . По наклону прямой на рис. 2 находим энергию активации $E_1 - E_F = 0,15$ эВ, а по пересечению с осью ординат $1/T = 0$ - множитель $G_1 = 3,2 \cdot 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, на основании анализа ВАХ в режиме ТОПЗ, измеренных при различных температурах, показано наличие в пленке фталоцианина меди особенности в плотности локализованных состояний, находящейся выше потолка валентной зоны на 0,34 эВ. Особенность представляет собой резкий рост плотности состояний до величины $g_1 = 3,2 \cdot 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что в измерениях ТОПЗ таким же образом будет проявлять себя пик в плотности состояний. При этом соответствующая плотность состояний в пике определяется из соотношения $N_1 = g_1 k T$ и равна $N_1 = 0,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

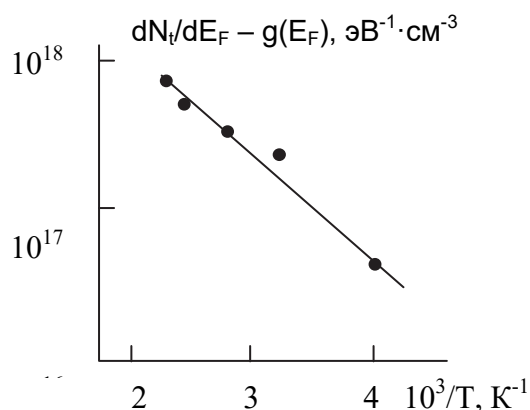


Рис. 2. Зависимость $\lg[dN_t/dE_F - g(E_F)]$ от обратной температуры при $E_v - E_F = 0,49$ эВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Den Boer W. Determination of midgap density of states in α -Si : H using space-charge-limited current measurements. // Journal de Physique. – 1981, v. 42, p. C4-451-C4-454.
2. Греков Е.В., Сухоруков О.Г. Определение плотности локализованных состояний в α -Si: H из измерений токов, ограниченных пространственным зарядом. // Физика и техника полупроводников. – 1988, т. 22, вып. 4, с. 735-737.
3. Sussman A. Space-charge-limited currents in copper phthalocyanine thin films. // Journal of Applied Physics. – 1967, v. 38, № 7, p. 2738-2748.
4. Абеле И.Х., Дуцманис Д.З., Музиканте И.Я. Изучение локальных центров захвата носителей заряда ванадила фталоцианина в слоях Ленгмюра-Блоджетт. // Известия АН Латв. ССР. Серия физических и технических наук. – 1989, № 4, с. 15-21.