

[3] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С., Санин К. В., Саченко А. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1444—1450.

[4] Дюк К. Б. — В кн.: Туннельные явления в твердых телах. М., 1973, с. 36—50.

[5] Манассон В. А., Баранюк В. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1047—1050.

Институт проблем материаловедения
АН УССР
Черновицкое отделение

Получено 15.07.1987
Принято к печати 8.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В $a\text{-Si} : \text{H}$ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ТОКОВ, ОГРАНИЧЕННЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

Греков Е. В., Сухоруков О. Г.

Плотность состояний $g(E)$ в щели подвижности является важной характеристикой аморфного гидрогенизированного кремния ($a\text{-Si} : \text{H}$), определяющей его многие физические свойства. Одним из наиболее прямых методов определения величины $g(E)$ в объеме $a\text{-Si} : \text{H}$ является измерение токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [1-4]. При этом измеряется вольтамперная характеристика (ВАХ) высокоомного слоя (i -слоя) с хорошим инжектирующим контактом. По измеренной ВАХ вычисляется плотность состояний в некотором интервале энергий вблизи равновесного уровня Ферми. В настоящей работе показано, что анализ ВАХ, измеренных при различных температурах, позволяет обнаружить особенности в $g(E)$, расположенные существенно выше уровня Ферми, определить их энергетическое положение и плотность состояний в них.

Рассмотрим структуру $n^+ - i - n^+$, наиболее часто используемую при измерениях ТОПЗ в $a\text{-Si} : \text{H}$. Электроны, инжектируемые в i -слой, захватываются на локализованные состояния в щели подвижности, создавая объемный заряд. В стационарном режиме устанавливается квазиравновесное распределение электронов по энергиям с некоторым квазиуровнем Ферми E_F . При увеличении падения напряжения на i -слое число захваченных электронов возрастает и E_F сдвигается по направлению к зоне проводимости. Пренебрежем изменением положения квазиуровня Ферми по толщине i -слоя [1]. Как будет показано далее, такое приближение является вполне удовлетворительным. Будем полагать также, что плотность локализованных состояний однородна по толщине i -слоя.

Пусть при изменении падения напряжения на i -слое от V_1 до V_2 величина тока изменяется от I_1 до I_2 . При не зависящей от поля подвижности электронов в делокализованных состояниях соответствующее смещение квазиуровня Ферми равно

$$\delta E_F = kT \ln \frac{I_2 V_1}{I_1 V_2}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура. Изменение числа захваченных носителей в единице объема равно

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

где E_v , E_c — края подвижности в валентной зоне и зоне проводимости, f — фермиевская функция распределения. Пусть вблизи E_F $g(E)$ изменяется плавно по сравнению с $f(E)$, а при $E = E_1$, такой, что $E_1 - E_F$ составляет несколько kT , 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 [5], находим

$$\delta N_i = \left\{ g(E_F) + \frac{\pi^2}{6} (kT)^2 g''(E_F) + \frac{7\pi^4}{360} (kT)^4 g^{(4)}(E_F) + \dots + G_1 \exp \frac{E_F - E_1}{kT} \right\} \delta E_F. \quad (3)$$

Второй и третий члены в (3) учитывают захват электронов на состоянии вблизи E_F , а последний член — захват на особенность в $g(E)$ существенно выше E_F . Вид коэффициента G_1 зависит от характера особенности. Легко показать, что если особенность представляет собой пик в плотности состояний при $E = E_1$, то $G_1 = N_1/kT$, где N_1 — число состояний в пике на единицу объема. 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 выше уровня Ферми $g(E)$ растет медленнее, чем $\exp(E/kT)$, без дополнительных особенностей, последний член в (3) отсутствует.

С другой стороны, для контакта резервуарного типа можно положить

$$\delta N_i = k_1 \epsilon \Delta V / 4\pi d^2 \epsilon, \quad (4)$$

где константа $1 < k_1 < 2$, ϵ — диэлектрическая проницаемость, $\Delta V = V_2 - V_1$, d — толщина i -слоя, e — величина заряда электрона. В (4) пренебрегается объемным зарядом носителей в делокализованных состояниях. С помощью (1), (4) по измеренной ВАХ можно рассчитать величину $\delta N_i / \delta E_F$ в некотором интервале энергий, в котором смещается квазиуровень Ферми E_F . 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 $\delta N_i / \delta E_F = g(E_F)$. Отметим, что учет распределения объемного заряда по толщине i -слоя путем решения соответствующего уравнения Пуассона приводит к несущественному различию в определяемой величине $g(E)$, за исключением узкой области энергий ~ 0.01 эВ вблизи равновесного уровня Ферми [4]. Мы рассмотрим температурную зависимость величины $\delta N_i / \delta E_F$, которую анализируем с помощью формулы (3). При малом шаге будем полагать $\delta N_i / \delta E_F$ равной производной dN_i / dE_F .

Воспользуемся результатами измерений ВАХ структур $n^+ - i - n^+$ из a -Si : H, приведенными в работе [2]. Структуры получены разложением сплава в тлеющем разряде. Измерения проведены при различных температурах в интервале 220–400 К. На основании (1), (4) с некоторым шагом по V вдоль изотермических ВАХ получаем зависимости dN_i / 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_F^0 определялось по энергии активации проводимости в омической области. Для рассматриваемого образца $E_c - E_F^0 = 0.60$ эВ [2]. Смещение квазиуровня Ферми E_F определяется суммированием отдельных шагов (1). Затем построены зависимости dN_i / dE_F от T при фиксированных значениях E_F . На рис. 1 изображена такая зависимость при $E_c - E_F = 0.55$ эВ. Виден заметный температурный рост величины dN_i / dE_F .

Температурная зависимость производной dN_i / dE_F может быть связана с возбуждением электронов на состояния вблизи E_F , что описывается вторым и третьим членами в (3), или с захватом на некоторую особенность в плотности состояний выше E_F [последний член в (3)]. Оценим величину первого эффекта. В окрестности E_F^0 $g(E)$ может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией $g(E) = g_0 \exp[(E - E_F^0)/kT_g]$. При этом первые три члена в (3) имеют вид $g(E) \varphi(T)$, где $\varphi(T) = 1 + 1.64(T/T_g)^2 + 1.89(T/T_g)^4$. Характерную температуру T_g оценим из измерений dN_i / dE_F при низких температурах, когда зависящими от T членами в (3) можно пренебречь и $dN_i / dE_F = g(E_F)$. Так, из зависимости dN_i / dE_F от E_F при $T = 240$ К получаем $T_g = 1200$ К, что согласуется с другими данными [6]. При этом температурная зависимость, определяемая $\varphi(T)$, существенно слабее, чем представленная на рис. 1. Так, $\varphi(240 \text{ К}) = 1.07$, $\varphi(400 \text{ К}) = 1.21$. Рассмотрим последний член в (3), пренебрегая вторым и третьим членами.

На рис. 2 представлена зависимость $\lg [dN_i/dE_F - g(E_F)]$ от $1/T$. В качестве $g(E_F)$ в первом приближении принималось значение dN_i/dE_F при $T = 240$ К. При необходимости величину $g(E_F)$ можно уточнить путем итераций, как будет показано далее. Однако практически оказывается достаточно первого приближения. Как следует из рис. 2, температурная зависимость dN_i/dE_F спрямляется в указанных координатах, т. е. хорошо описывается последним членом в (3). Предэкспоненциальный множитель G_1 зависит от T слабо по сравнению с экспонентой. Следовательно, наблюдаемая температурная зависимость dN_i/dE_F определяется захватом электронов на особенность в $g(E)$ выше E_F . По наклону прямой на рис. 2 находим энергию активации $E_1 - E_F = 0.35$ эВ.

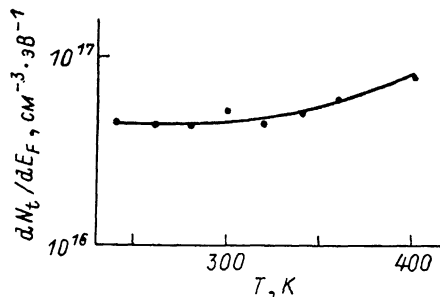


Рис. 1. Температурная зависимость производной плотности захваченных носителей по квазиуровню Ферми dN_i/dE_F при $E_c - E_F = 0.55$ эВ.

Положение равновесного уровня Ферми $E_c - E_F^0 = 0.60$ эВ.

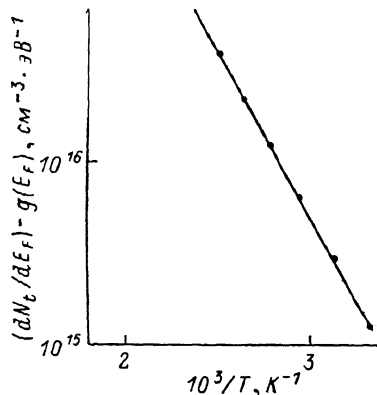


Рис. 2. Зависимость $\lg [dN_i/dE_F - g(E_F)]$ от обратной температуры при $E_c - E_F = 0.55$ эВ.

а по пересечению с осью ординат $1/T = 0$ — множитель $G_1 \approx 9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Зная указанные величины, можно определить $g(E_F)$ в следующем приближении: $g^{(2)}(E_F) = dN_i/dE_F - G_1 \exp[(E_F - E_1)/kT]$ и повторить процедуру построения графика.

Таким образом, на основании анализа ВАХ в режиме ТОПЗ, измеренных при различных температурах, показано наличие в $a\text{-Si} : \text{H}$ особенности в плотности локализованных состояний, находящейся ниже края подвижности на 0.2 эВ. Особенность представляет собой резкий рост плотности состояний до величины $g_1 \approx 9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Резкий рост плотности локализованных состояний в $a\text{-Si} : \text{H}$ при энергии на 0.2 эВ ниже края подвижности наблюдался также в измерениях методом эффекта поля [7]. Следует отметить, что в измерениях ТОПЗ таким же образом будет проявлять себя пик в плотности состояний при той же энергии. Для рассмотренного примера соответствующая плотность состояний в пике $N_1 = g_1 kT \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Den Böer W. — J. Phys., 1981, v. 42 (Suppl. 10), p. C4-451—C4-454.
- [2] Mackenzie K. D., LeComber P. G., Spear W. E. — Phil. Mag. B, 1982, v. 46, N 4, p. 377—389.
- [3] Weisfield R. L. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 11, p. 6401—6416.
- [4] Shimakawa K., Katsuma Y. — J. Appl. Phys., 1986, v. 60, N 4, p. 1417—1421.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, ч. I. М., 1976. 583 с.
- [6] Furukawa S., Kagawa T., Matsumoto N. — Sol. St. Commun., 1982, v. 44, N 6, p. 927—930.
- [7] Ле-Комбер П., Спир У. — В кн.: Аморфные полупроводники / Под ред. М. Бродски. М., 1982, с. 311—354.

Получено 29.06.1987
Принято к печати 9.10.1987