

ВЛИЯНИЕ ПОЛЕВОЙ ИОНИЗАЦИИ НА ЕМКОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЭЛЕКТРОДА

*Жарский И. М., Слесаренко О. А., Бокун Г. С.,
Кожух А. В.*

Изучение зависимости дифференциальной емкости от потенциала электрода широко используется для выяснения распределения потенциала на границе раздела, влияния поверхностных состояний, определения концентрации мелких доноров или акцепторов и потенциала плоских зон [1]. Кроме того, по результатам измерений при высоких потенциалах, как показано в [1, 2], можно определять энергетические уровни глубоких дефектов. Однако при высокой концентрации примесей могут стать доминирующими эффекты полевой ионизации глубоких донорных уровней [3]. Таким образом, актуальным становится вопрос об учете взаимного влияния примесей различной природы и явления их полевой ионизации на зависимость дифференциальной емкости от потенциала электрода. В настоящей работе для рассмотрения этой задачи используется модель n -полупроводникового электрода, согласно [1, 2].

При исследовании отдельного влияния примесей разной природы, имеющих различную энергию E_D залегания по отношению ко дну зоны проводимости, целесообразно разделить примесные донорные состояния на два типа: мелкие, ионизируемые полностью или частично за счет тепловых флуктуаций (их энергия $E_D \approx kT$, где k — постоянная Больцмана, T — температура), и глубокие, ионизация которых возможна при приложении внешнего потенциала ($E_D \ll E_{D1}$).

В рамках используемой здесь одноэлектронной модели корреляционные эффекты и взаимодействие примесных центров между собой можно описать, приняв, что для каждого j -типа примеси имеет место «размытие» энергетического уровня в энергетической щели, характеризующее плотностью распределения $D_j(E)$. Далее ограничимся рассмотрением равновероятного распределения в интервале энергий шириной $2\sigma_j$.

$$D_j(E) = \frac{1}{2\sigma_j}, \quad E_{Dj} - \sigma_j \leq E \leq E_{Dj} + \sigma_j; \\ D_j(E) = 0, \quad E < E_{Dj} - \sigma_j; \quad E > E_{Dj} + \sigma_j. \quad (1)$$

В свою очередь вклад j -го типа примесей в локальную плотность заряда определяется слагаемым [1]:

$$\rho_{Dj} = N_{Dj} \int_{E_V}^{E_C} \frac{D_j(E) dE}{1 + \exp\{(E_F - E - \Delta E - e\phi)/kT\}}, \quad (2)$$

где N_{Dj} — интегральная плотность доноров j -го типа; E_C , E_V — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны; ϕ — потенциал электрического поля; e — заряд электрона; E_F — энергия уровня Ферми.

Слагаемое ΔE в (2) соответствует дополнительному по отношению к [1, 2] учету изменения заселенности уровней, обусловленному не только величиной потенциала, но и его градиентом ϕ' .

Основной вклад (по сравнению с эффектом Штарковского расщепления) в ΔE вносит слагаемое, определяющее изменение величины потенциального барьера для электрона по механизму Френкеля — Пула (см. [4]). Ограничиваясь основным членом разложения для ΔE , принимаем [5]

$$\Delta E = \frac{2e\sqrt{e\phi'}}{\sqrt{4\pi\epsilon\epsilon_0}}. \quad (3)$$

После вычисления интеграла в (2) с учетом (1) и (3) получим

$$\rho_{Dj} = N_{Dj} \left(1 + \frac{kT}{2\sigma_j} \ln \left(\frac{1 + x_F x_\phi x_E x_{Dj} x_{\sigma_j}}{1 + x_F x_\phi x_E x_{Dj} x_{\sigma_j}^{-1}} \right) \right), \quad (4)$$

где $x_F = \exp(E_F/kT)$; $x_\phi = \exp(-e\phi/kT)$; $x_E = \exp(-\Delta E/kT)$; $x_{Dj} = \exp(-E_{Dj}/kT)$; $x_\sigma = \exp(-\sigma_j/kT)$.

В соответствии с отмеченным выше, локальная плотность заряда ρ в n -полупроводнике определяется вкладом мелких ($j=1$) и глубоких ($j=2$) доноров, а также электронами зоны проводимости:

$$\rho = \rho_{D1} + \rho_{D2} - N_C x_F x_\phi, \quad (5)$$

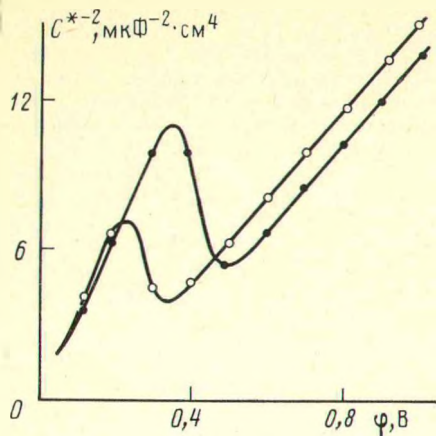


Рис. 1

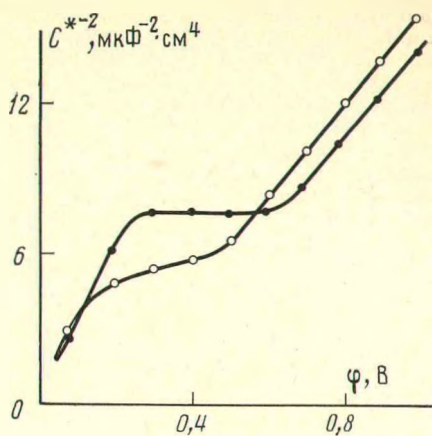


Рис. 2

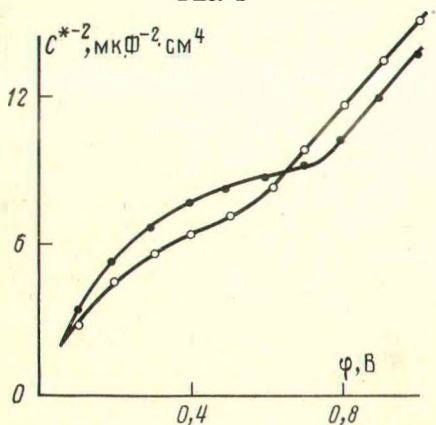


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость обратного квадрата дифференциальной емкости полупроводникового электрода от потенциала для $\sigma_1 = 0,01$; $\sigma_2 = 0,01$. Пояснения, как и для последующих рисунков, даны в тексте

Рис. 2. Зависимость обратного квадрата дифференциальной емкости полупроводникового электрода от потенциала для $\sigma_1 = 0,01$; $\sigma_2 = 0,2$

Рис. 3. Зависимость обратного квадрата дифференциальной емкости полупроводникового электрода от потенциала для $\sigma_1 = 0,03$; $\sigma_2 = 0,3$

где N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

В рассматриваемом случае плоской межфазной границы систему уравнений (4) и (5) замыкаем уравнением Пуассона в виде

$$\varphi'' = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (6)$$

Нетрудно показать, что в нашем случае, хотя ρ зависит не только от φ , но и от φ' , сохраняется выражение для дифференциальной емкости $C(N_{Df} = \text{const})$, приведенное в [1]:

$$C = - \frac{\rho}{\varphi'}. \quad (7)$$

Согласно (7), достаточно ограничиться первым интегралом уравнения (6), переписав это уравнение в виде

$$\frac{1}{2} \frac{d(\varphi')^2}{d\varphi} = \frac{\rho(\varphi, \varphi')}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (8)$$

Решение (8) с учетом (4) и (5) при нулевых начальных условиях определяет интересующую емкость (7) в зависимости от потенциала φ .

Результаты численных расчетов в координатах Мотта — Шоттки представлены на рис. 1–3. По горизонтальной оси отложен потенциал φ в вольтах, по вертикальной оси — C^{*-2} ($C = 1,6 \cdot 10^{-2} C^*$). Расчеты выполнены при следующих исходных параметрах полупроводника: $N_C = 10^{25} \text{ м}^{-3}$; $\epsilon = 10$; $kT = 0,026 \text{ эВ}$; $E_{D1} = -0,05 \text{ эВ}$; $E_{D2} = -0,5 \text{ эВ}$; $N_{D1} = N_{D2} = 0,1 N_C$. Положение уровня Ферми определяется из условия электронейтральности при $\varphi = 0$. Кривые, отмеченные белыми кружочками, построены без учета эффекта Френкеля — Пула; кривые, отмеченные черными кружочками, — с учетом этого эффекта.

На рис. 1 представлены C^{*-2} , φ -зависимости, когда уровни доноров практически локализованы ($\sigma_1 = 0,01 \text{ эВ}$; $\sigma_2 = 0,01 \text{ эВ}$) в энергетической щели. На графиках на-

блюдаются экстремумы в области потенциалов, близких к значениям энергии залегания глубоких уровней. Причем учет эффекта Френкеля – Пула сглаживает немонотонность графика и сдвигает точки экстремума в область более низких потенциалов. Сравнение кривых на рис. 1 и 2 показывает, что влияние полевой ионизации аналогично упирению распределения для глубоких уровней. Дополнительный учет эффекта Френкеля – Пула приводит тогда (см. рис. 2) к монотонной зависимости емкости от потенциала, аналогичной полученной в работе [3]. При дальнейшем росте дисперсии распределения примесных уровней учет эффекта Френкеля – Пула уже не приводит (рис. 3) к качественным изменениям в характере кривых.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мямлин В. А., Плесков Ю. В. Электрохимия полупроводников. М.: Наука, 1965. 337 с.
2. Deen M. H., Stimming U. // J. Electroanal. Chem. 1987. V. 228. P. 135.
3. Слесаренко О. А., Жарский И. М. // Докл. АН БССР. 1988. Т. 32. С. 529.
4. Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. Т. 2. М.: Мир, 1984. 368 с.
5. Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высш. шк., 1977. 448 с.

Белорусский технологический
институт им. С. М. Кирова
Минск

Поступила в редакцию
3.III.1989

УДК 541.183

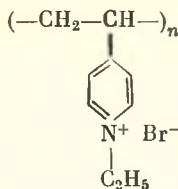
© 1989

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТА ФОНА НА АДСОРБЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПОЛИ-N-ЭТИЛ-4-ВИНИЛПИРИДИНИЙБРОМИДА НА РТУТНОМ ЭЛЕКТРОДЕ ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ

Ермолин В. Б., Герович В. М., Дамаскин Б. Б.

Ранее нами было исследовано адсорбционное поведение катиона метилпиридиния на ртутном электроде [1]; в дальнейшем представляло интерес перейти к изучению адсорбции полимерных веществ на основе пиридиниевого катиона.

В настоящей работе рассматривается влияние фонового электролита на адсорбционное поведение поли-N-этил-4-винилпиридинийбромид (ПЭВП)Br на ртутном электроде. Вещество любезно предоставили нам сотрудники кафедры высокомолекулярных соединений МГУ В. А. Изумрудов и К. Н. Бакеев. Исследовались две фракции этого вещества с степенями полимеризации $n=30-40$ и $160-200$.



Получить электрокапиллярные кривые с помощью традиционного электрометра Гуи не представлялось возможным, так как в данном случае процесс адсорбции идет чрезвычайно медленно и практически не удается достичь установления адсорбционного равновесия. Кроме этого, специфическое взаимодействие (ПЭВП)Br со стеклом приводило к засорению капилляра, после чего делать дальнейшие измерения не удавалось.

Методом отрыва капли с использованием особого «веретенообразного» капилляра [2, 3] с долгим периодом капания (свыше 100 с) были сняты электрокапиллярные кривые в водных растворах $0,1N \text{ Na}_2\text{SO}_4$, KCl и KBr с различными добавками (ПЭВП)Br. В качестве электрода сравнения использовался насыщенный каломельный электрод.

Область изученных потенциалов ограничивалась с анодной стороны потенциалом $E=-0,1$ В, положительнее которого наблюдалась низкая воспроизводимость значений пограничного натяжения σ , а с катодной стороны – потенциалом $E=-1,0$ В, отрицательнее которого происходило восстановление (ПЭВП)⁺.

Как показали измерения, адсорбционное поведение (ПЭВП)Br в указанных пределах n не зависит от степени полимеризации.