

## ОСОБЕННОСТИ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В ДИОДАХ ШОТТКИ

Андриевский В. Ф., Иванюкович В. А., Карась В. И.,  
Ломако В. М.

На примере технологического и радиационного дефектов  $EL2$  и  $E5$  в арсениде галлия показано, что при использовании метода нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней высота барьера Шоттки  $\varphi_B$  существенно влияет на определение величины энергии активации термоэмиссии электронов и концентрации глубоких центров. Показано, что истинные значения концентрации дефектов и положение их энергетического уровня  $E_i$  могут быть получены лишь при условии, что  $\varphi_B > E_i$ .

Нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (НЕСГУ) позволяет определять параметры, характеризующие рекомбинационные свойства дефектов: их концентрацию, энергетическое положение ловушки и сечение эмиссии носителей. Однако, несмотря на достаточно высокую точность метода, получаемые с его помощью разными авторами значения энергетического положения ловушек, расположенных вблизи середины запрещенной зоны, в частности ловушки  $EL2$  в арсениде галлия, различаются довольно значительно, а разброс результатов превышает возможные ошибки измерений.

Известно, что технологический дефект  $EL2$  присутствует в монокристаллах GaAs, а также в пленках, выращенных методом газофазной эпитаксии. По данным разных авторов, энергия активации эмиссии электронов с этого центра колеблется от 0.72 до 0.86 эВ, а его концентрация достигает значений  $\sim 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Такой разброс в полученных значениях энергии активации, а также противоречивые результаты исследований зависимости концентрации центра от условий проведения газофазной эпитаксии дали основание ряду авторов утверждать, что под  $EL2$  скрывается семейство дефектов, структура которых зависит от технологических условий роста материала [1-3].

Однако в дальнейшем было замечено, что для центра  $EL2$  измеренные методом НЕСГУ значения концентрации и энергии активации эмиссии электронов зависят от высоты энергетического барьера на границе металл—полупроводник. Такой вывод был сделан после исследования барьеров Шоттки, изготовленных напылением Au и Al на специально обработанные в различных условиях поверхности GaAs [4, 5].

Чтобы убедиться в том, что концентрация дефектов  $EL2$  и энергия активации эмиссии электронов в них не зависят от химической обработки поверхности GaAs, нами исследовались барьеры Шоттки, изготовленные в одинаковых условиях напылением Ti—Au на эпитаксиальные слои  $n$ -GaAs с концентрацией свободных электронов  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В одной из исследуемых партий образцов контактная разность потенциалов, определенная из емкостных измерений при 300 К, после термообработки при  $T > 430 \text{ К}$  увеличивалась от 0.53 до 0.83 В, свидетельствуя об изменении высоты барьера Шоттки. Так как на результаты расчетов высоты барьера Шоттки из емкостных измерений влияют профиль распределения примесей и поле в области пространственного заряда (ОПЗ), то высота барьера Шоттки  $\varphi_B$  определялась из исследований температур-

ной зависимости плотности тока насыщения  $j_s$ . Вольт-амперные характеристики исследованных диодов Шоттки (рис. 1) описывались выражением

$$j = j_s (\exp(qU/mkT) - 1), \quad (1)$$

где

$$j_s = A^* T^2 \exp(-\varphi_B/kT). \quad (2)$$

Здесь  $A^*$  — постоянная Ричардсона. Показатель идеальности  $m$  находился в пределах от 1.00 до 1.04. Из зависимости  $\ln(j_s T^{-2})$  от  $1/T$  определялась высота барьера Шоттки  $\varphi_B$  на границе раздела металл—полупроводник. Установлено, что величина  $\varphi_B$  при термообработке увеличивалась от 0.66 до 0.85 эВ, т. е. действительное изменение высоты барьера было меньше, чем это следовало из емкостных измерений. При этом положение пика  $EL2$  в спектре НЕСГУ смещалось по оси температур почти на 30 К, а его амплитуда возрастала более чем в 25 раз (рис. 2). По положению максимумов пиков, записанных при разных значениях скорости эмиссии, определены величины энергии активации термоэмиссии электронов с центра  $EL2$  до и после проведения термических отжигов. Получены значения 0.67 и 0.82 эВ соответственно. На рис. 3 показаны графики

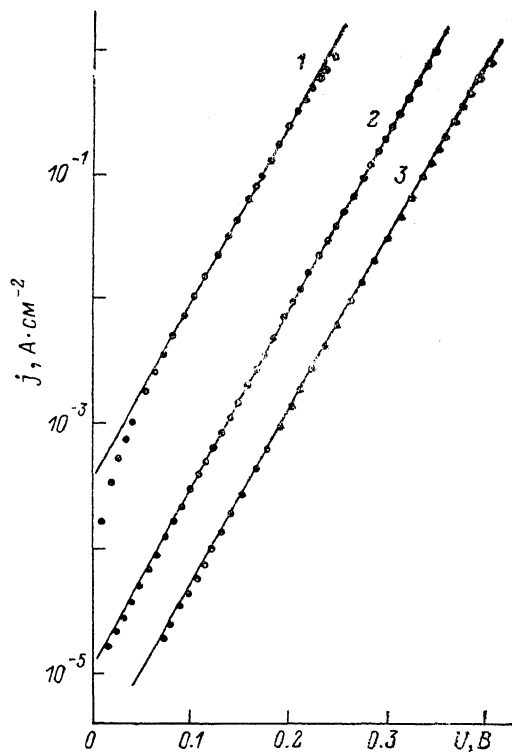


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диода Шоттки, полученные при высоте энергетического барьера 0.66 (1), 0.81 (2) и 0.85 эВ (3).

Измерения проведены при температуре 350 К.

Аррениуса для центра  $EL2$ , построенные по результатам измерений при разных высотах барьеров Шоттки. Наблюдение за изменением спектров НЕСГУ при проведении изотермических отжигов, в процессе которых увеличивалась высота барьера Шоттки, показало, что положение максимума пика  $EL2$  и его амплитуда зависят от высоты энергетического барьера на границе металл—полупроводник и не всегда определяют скорость эмиссии электронов и концентрацию центров.

Чтобы выяснить, имеет ли подобный эффект место при измерении параметров иных центров, вносящих уровни вблизи середины запрещенной зоны, или является следствием специфических свойств  $EL2$ , были проведены измерения параметров радиационного центра  $E5$ , образованного при облучении исследуемых структур  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . В процессе облучения высота барьера Шоттки увеличивалась, что обусловлено радиационно-активированным изменением свойств поверхности  $\text{GaAs}$ , так как отжиг контрольных образцов при температуре облучения (320 К), а также их нагрев до 420 К в процессе записи спектров не приводили к изменению высоты барьера. Доза облучения была выбрана такой, что амплитуда пика  $E5$  значительно превышала амплитуду пика  $EL2$ . Поэтому определение энергии активации эмиссии электронов с центра  $E5$  не представляло труда и она составила 0.75 эВ. Увеличение высоты барьера облученных структур после термообработки при  $T > 430$  К приводило к значительному росту амплитуды пика  $EL2$ , который в итоге маскировал сигнал эмиссии с центра  $E5$ . Поэтому для выделения пика  $E5$  сначала проводилась термическая стабилизация высоты барьера, а затем частичный отжиг

дефекта  $E5$  при температуре 500 К. Вычитая центры НЕСГУ, записанные на структурах с высотой барьера 0.85 эВ и содержащие пики  $E5$  разных амплитуд, удалось определить положения максимумов этих пиков при разных скоростях эмиссии и рассчитать значение энергии активации эмиссии электронов с центра  $E5$ , которое составило 0.85 эВ. Графики Аррениуса для центра  $E5$ , полученные при высоте барьера 0.67 и 0.85 эВ, изображены на рис. 3.

Таким образом, различие приводимых в литературе значений энергии активации эмиссии электронов с центра  $EL2$ , полученных методом НЕСГУ, скорее всего не связано с технологическими условиями роста материала, а обусловлено различной высотой барьеров Шоттки, которая, как правило, в работах не приводится. Зависимость амплитуды пика от высоты барьера может быть

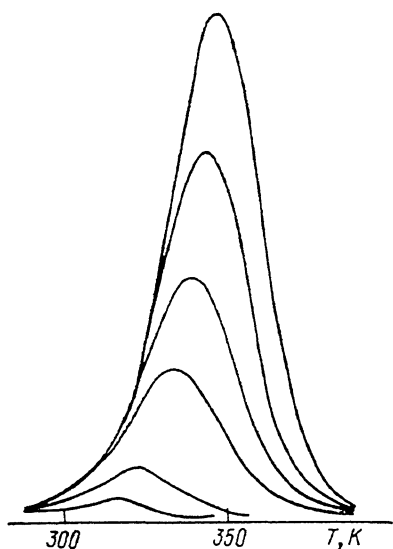


Рис. 2. Спектры НЕСГУ центра  $EL2$ , записанные на диоде Шоттки при разных значениях высоты барьера (от 0.66 до 0.85 эВ).

Скорость эмиссии:  $10.8 \text{ с}^{-1}$ .

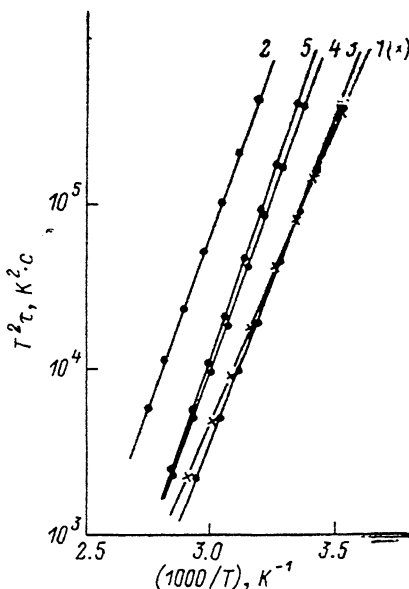


Рис. 3. Графики Аррениуса для центров  $EL2$  (1, 2) и  $E5$  (3—5), построенные по результатам измерений на диодах с разной высотой барьера Шоттки.

эВ, эВ: 1 — 0.65; 2, 4 — 0.85; 3 — 0.75; 5 — данные получены на другой структуре ( $E_a = 0.88$  эВ) [6].

причиной противоречивых сведений о влиянии условий роста эпитаксиальных пленок на концентрацию центров  $EL2$ . По этой же причине могут различаться приводимые в литературе параметры и других центров, вносящих уровни вблизи середины запрещенной зоны, например радиационных центров  $E4$ ,  $E5$ ,  $P2$  и  $P3$  в арсениде галлия.

Зависимость измеренных методом НЕСГУ параметров центров от высоты энергетического барьера  $\phi_B$  на границе металл—полупроводник может быть объяснена влиянием обратного тока насыщения барьера Шоттки [4]. Если в ОПЗ обратно смещенного барьера Шоттки концентрация электронов  $n = j_s / qv$ , обусловленная обратным током насыщения  $j_s = A * T^2 \exp(-\phi_B / kT)$ , сравнима с концентрацией электронов  $n_{1t}$  в зоне проводимости при совпадении уровня Ферми с уровнем  $E_t$  центра, то она влияет на степень заполнения электронами центра  $f_t = n_t / N_t$ . Здесь  $N_t$  — полная концентрация ловушек,  $n_t$  — концентрация захваченных ими электронов,  $v$  — скорость дрейфа. Если не учитывать скорости эмиссии и захвата дырок, то

$$\frac{\partial f_t}{\partial t} = -e_n f_t + \gamma_n n (1 - f_t) = -(e_n + \gamma_n n) f_t + \gamma_n n, \quad (3)$$

где  $e_n$  и  $\gamma_n n$  — соответственно скорости эмиссии и захвата электронов для рассматриваемого центра. Решение этого уравнения имеет вид

$$f_i = \left( f_{i0} - \frac{\gamma_n n}{e_i} \right) \exp(-e_i t) + \frac{\gamma_n n}{e_i}, \quad (4)$$

где  $f_{i0}$  — функция заполнения центра к моменту начала релаксации. Из (4) следует, что при  $n \cong n_{1i}$  наблюдаемая скорость релаксации локализованного на центре заряда  $e_i$  будет больше скорости эмиссии электронов  $e_n$ :

$$e_i = e_n + \gamma_n n = \gamma_n (n_{1i} + n) = \sigma_n v_n (n_{1i} + n), \quad (5)$$

где  $v_n = (3 kT/m_n^*)^{1/2}$  — тепловая скорость электронов, а  $\sigma_n$  — сечение, характеризующее процессы эмиссии (захвата) электронов центром. Так как измерения в методе НЕСГУ проводятся при обратных смещениях, когда поле в ОПЗ обычно превышает  $10^4$  В/см, то дрейфовая скорость электронов в ОПЗ  $v$  будет близка к скорости насыщения  $v_s$ . Поэтому концентрация электронов  $n$  очень слабо зависит от координаты в значительной части ОПЗ и близка к концентрации  $n_s$  на границе барьера Шоттки:

$$n(x) \cong n_s = N_c \exp(-\varphi_B/kT). \quad (6)$$

Это означает, что квазиуровень Ферми для электронов в ОПЗ расположен практически параллельно уровню ловушки на участке от границы раздела металл—полупроводник до точки, где его значение совпадает со значением в нейтральной области.

Учитывая, что  $n_{1i} = N_c \exp(-E_i/kT)$ , для наблюдаемой скорости релаксации локализованного на центрах заряда электронов получим

$$e_i = \sigma_n v_n N_c [\exp(-E_i/kT) + \exp(-\varphi_B/kT)]. \quad (7)$$

Из этого выражения следует, что если  $\varphi_B > E_i + 3kT$ , то определяемое методом НЕСГУ значение скорости изменения заряда на центрах совпадает со скоростью эмиссии электронов, т. е.  $e_i = e_n$ , что позволяет получить значения энергии активации термоэмиссии  $E_i$  и сечения эмиссии основных носителей  $\sigma_n$ . Если же  $\varphi_B < E_i$ , то измеряемое значение энергии активации будет меньше  $E_i$  и при  $\varphi_B < E_i - 3kT$  стремится к величине  $\varphi_B$ , а амплитуда соответствующего пика в спектре НЕСГУ уменьшается вплоть до полного исчезновения. При этом, как следует из (7), измеренное сечение эмиссии будет также совпадать с истинным, а максимальное отклонение измеренного значения сечения эмиссии  $\sigma^*$  от истинного достигается при  $\varphi_B = E_i$ , при этом  $\sigma^* = 2\sigma_n$ . Эти выводы подтверждаются и экспериментально. Так, на исходных структурах при  $\varphi_B = 0.66$  эВ измеренное значение энергии активации эмиссии с центра  $EL2$  равно 0.67 эВ, т. е. высоте барьера Шоттки, а полученные при разных высотах барьеров Шоттки значения сечений эмиссии электронов составляли для центров  $EL2$  от  $1 \cdot 10^{-14}$  до  $2.5 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup> и для центров  $E5$  от  $4 \cdot 10^{-12}$  до  $6.7 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>, несмотря на то что амплитуда пика  $EL2$  возрастала в 25 раз при увеличении  $\varphi_B$  от 0.66 до 0.85 эВ.

Поскольку при увеличении высоты барьера в исследуемых структурах от 0.82 до 0.85 эВ энергия активации термоэмиссии электронов с центра  $EL2$  не менялась, следовательно, полученные методом НЕСГУ при таких значениях  $\varphi_B$  параметры центра близки к истинным. В то же время анализ экспериментальных результатов показал, что для определения параметров центра  $E5$  такой высоты барьера Шоттки недостаточно, так как при  $\varphi_B = 0.85$  эВ получено такое же значение энергии активации термоэмиссии. Это указывает на то, что  $E_i \geq \varphi_B$ . Полученное ранее на других структурах [6] значение энергии активации эмиссии с  $E5$ , равное 0.88 эВ (рис. 3), подтверждает, что энергетический уровень этой ловушки действительно расположен глубже.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при определении параметров глубоких ловушек в диодах Шоттки методом НЕСГУ необходимо контролировать высоту энергетического барьера на границе металл—полупроводник. Истинные значения концентрации дефектов и положение их энергетического уровня могут быть получены лишь при  $\varphi_B > E_i$ . Этим можно объяснить различия в приводимых значениях энергий активации эмиссии электронов с центров  $EL2$ ,  $E5$  и, возможно,  $E4$ ,  $P2$  и  $P3$  в арсениде галлия.

Список литературы

- [1] Лаврентьева Л. Г., Вилсова М. Д. // Изв. вузов СССР. Физика. 1986. № 5. С. 3—13.
- [2] Yahata A., Sato T., Kikuta T., Ishida K. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1985. V. 46. P. 179—184.
- [3] Catos H. C., Lagowski J. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1985. V. 46. P. 153—167.
- [4] Hasegawa F., Onomura M., Mogi C., Nannichi Y. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 2. P. 223—228.
- [5] Ma Q. Y., Schmidt M. T., Wu X., Evans H. L., Yang E. S. // Appl. Phys. 1988. V. 64. N 5. P. 2469—2472.
- [6] Иванюкович В. А., Карась В. И., Ломако В. М. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1427—1430.

Научно-исследовательский институт  
прикладных физических проблем  
им. А. Н. Севченко  
при БГУ им. В. И. Ленина  
Минск

Получена 27.06.1990  
Принята к печати 27.09.1990

---