

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПНОГО ТРАВЛЕНИЯ НА ГЛУБОКИЕ УРОВНИ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Быковский В. Ю., Вовненко В. И., Дмитрук Н. Л.,
Свечников С. В.

Проанализированы особенности спектров НЕСГУ диодов Шоттки, изготовленных путем напыления Al на микрорельефную поверхность GaAs. Показано, что особенности спектров НЕСГУ обусловлены изменением стехиометрического состава поверхности и приповерхностной области GaAs после анизотропного травления поверхности; влиянием сильного электрического поля, возникающего в области пространственного заряда под неплоской поверхностью GaAs.

Использование макروهетерогенной модели для аппроксимации спектров на ЭВМ позволило определить распределения электрического поля и концентрации центров $EL2$ под неплоской поверхностью GaAs.

Физические процессы на неплоских (текстурированных или микрорельефных) поверхностях полупроводников и границах раздела ДП и МП отличаются большим разнообразием и сложностью. Это, во-первых, относится к особенностям взаимодействия света с такой поверхностью, проявляющимся в увеличении поглощения и фотоэлектрических токов. Во-вторых, из-за нарушения геометрической структуры поверхности изменяется механизм токопрохождения через границу раздела в направлении включения сильнополевых эффектов, и, в-третьих, становится возможным возбуждение поверхностных электромагнитных волн и соответствующее вовлечение поляритонных эффектов в фотоэлектрические явления. Кроме того, поскольку микрорельефная поверхность обычно создается способом анизотропного химического травления, возможно изменение электронной структуры и энергетического спектра локализованных электронных состояний как самой поверхности, так и приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ). Последнюю удобно исследовать методами нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ); насколько нам известно, такие исследования на микрорельефных поверхностях не проводились. Вместе с тем особая геометрическая структура микрорельефной поверхности может проявиться в некоторых особенностях спектров НЕСГУ. Настоящая работа посвящена особенностям диагностики неплоской границы раздела металл—полупроводник методом НЕСГУ (на примере реальных диодов Шоттки Al—GaAs с промежуточным диэлектрическим слоем).

Барьеры Шоттки на плоских и микрорельефных поверхностях получались в одном процессе вакуумного напыления алюминия на подогретую до $+150^\circ\text{C}$ поверхность монокристаллического GaAs n -типа с концентрацией электронов $n_0 \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Как показали измерения ВАХ и ВФХ, диоды Шоттки Al—GaAs получались с промежуточным окисным слоем, так что параметр неидеальности значительно отличался от 1 ($n \approx 1.3$).

Для выделения вклада зазора в емкость и учета изменения реальной площади границы раздела МП после текстурирования поверхности GaAs вольфарадные характеристики (ВФХ), измеряемые на высокой частоте (1 МГц), представлялись в координатах $1/C$ (\sqrt{V}). Оказалось, что вследствие текстурирования емкость

зазора уменьшается в 2÷3 раза (по-видимому, из-за образования на поверхности GaAs пленки собственного окисла), а площадь поверхности возрастает всего на 20 %. (Заметим, что при этом глубина рельефа была порядка 1 мкм).

На рис. 1, 2 показаны спектры НЕСГУ, измеренные при постоянном смещении $U_{см} = -6$ В (на металле) и подаче заполняющего импульса $U_n = 3 \div 7$ В. В случае плоских поверхностей наблюдается 4 максимума НЕСГУ — сигнала при температурах 195, 250, 320 и 375 К, по которым с помощью координат Аррениуса $\lg(\tau T^2) = f(10^3/T)$ выделено 4 глубоких уровня: $E_1 = E_c - 0.33$, $E_2 = E_c - 0.44$, $E_3 = E_c - 0.55$, $E_4 = E_c - 0.78$ эВ, причем последний из них является известным $EL2$ -центром. Нами было установлено, что для всех четырех уровней температурная зависимость сечения захвата носителей тока является слабой, т. е. соответствующими поправками в энергию активации уровней можно пренебречь.

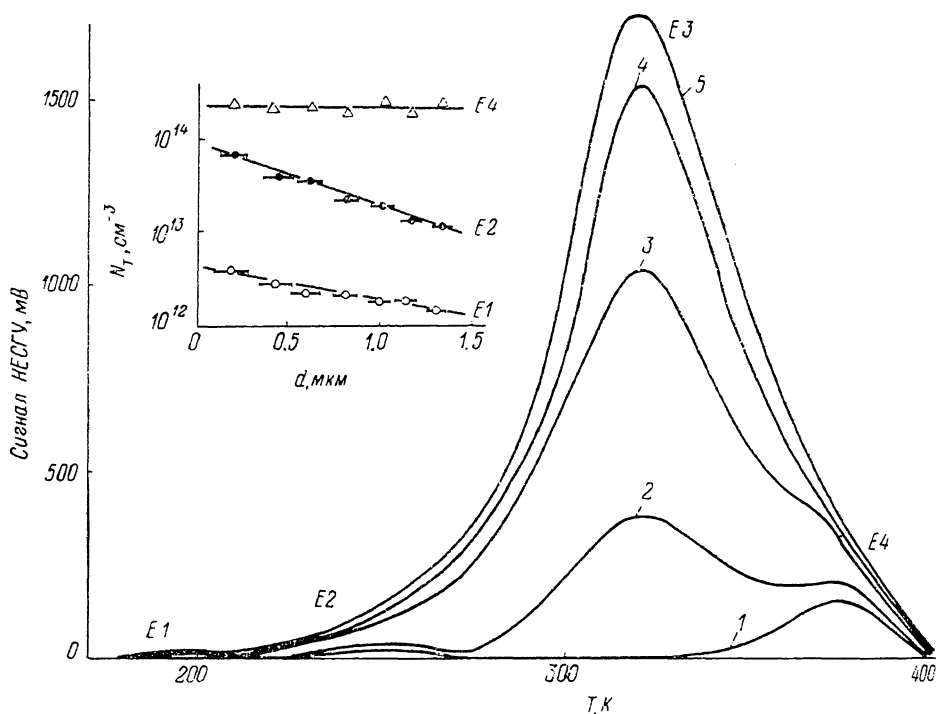


Рис. 1. Спектры НЕСГУ диодов Шоттки Al—n-GaAs с плоской поверхностью. $U_{см} = -6$ В. U_n , В: 1 — 4, 2 — 5, 3 — 6, 4 — 6.5, 5 — 7. Вставка — распределение концентраций центров E_1 , E_2 и E_4 по толщине.

Следует подчеркнуть, что пик E_3 отсутствует в спектрах НЕСГУ при $U_n < 5$ В и резко возрастает при $U_n > 5$ В.

Профилирование поверхности существенно видоизменяет спектр НЕСГУ (рис. 2). При малых $U_n = 3 \div 5$ В наблюдается 2 максимума: пик отрицательной полярности при $T = 200$ К; пик E'_4 при $T = 383$ К, энергетика соответствующего центра определена нами как $E_c - 0.72$ эВ, а сечение захвата $\sigma_n = 4 \cdot 10^{15}$ см². Форма и энергетическое положение пика E'_4 при изменении U_n в указанных пределах остаются неизменными.

При подаче импульсов $U_n > 5$ В пик E'_4 претерпевает существенные изменения. Во-первых, интенсивность его резко увеличивается, во-вторых, положение максимума и низкотемпературный край смещаются в область низких температур. Пик отрицательной полярности не разрешается на фоне резко возросшего пика E'_4 . Для описания пика E'_4 мы пользовались следующим: была применена макрогетерогенная (пятнистая) модель микрорельефной поверхности, учитывалось влияние электрического поля на скорость термических выбросов носителей тока с глубоких уровней.

Суть макронеоднородной модели заключается в следующем. Учитывая характер микрорельефа, можно полагать, что одной из главных отличительных черт барьера Шоттки с неплоской геометрией контакта МП является наличие участков поверхности, на которых поле значительно увеличено. Это повышает роль процессов туннелирования через ОПЗ (даже при сохранении термоэлектронного механизма токопрохождения в плоских участках). Для участков поверхности с термополювым механизмом токопрохождения ВАХ в прямом направлении описывается выражением [1]

$$J = J'_s \exp(V/E_0), \quad (1)$$

где

$$E_0 = E_\infty \operatorname{cth}[qE_\infty/kT], \quad E_\infty = \hbar/2 [Nd/m^* \epsilon_s]^{1/2}.$$

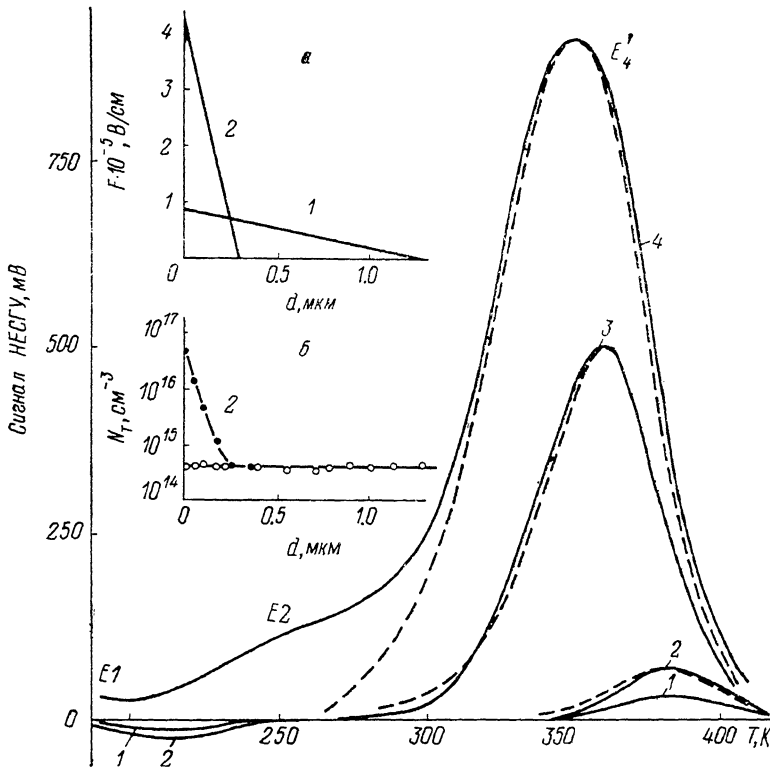


Рис. 2. Спектры НЕСГУ днада Шоттки Al—n-GaAs с неплоской поверхностью.

Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет. $U_{0н} = -6$ В. $U_{н}$, В: 1 — 3, 2 — 5, 3 — 6, 4 — 7. На вставках: а — распределение электрического поля в ОПЗ под плоской (1) и неплоской (2) поверхностями; б — распределение концентраций центра E'_4 в ОПЗ под плоской (1) и неплоской (2) поверхностями.

Полная ВАХ такого неоднородного контакта описывается суммой (двухкомпонентная модель пятен)

$$J^* = \gamma J'_s \exp(V/E_0) + J_s (1 - \gamma) \exp[qV/nkT], \quad (2)$$

где γ — эффективная площадь контакта, на которой повышена напряженность электрического поля настолько, что выполняется неравенство $kT/qE_0 \ll 1$, $E_0 \approx E_\infty \sim N_{d \text{ эфф}}$, $N_{d \text{ эфф}}$ — эффективная концентрация доноров, формально описывающая усиление поля в местах неровности поверхности, J'_s , J_s — плотности тока насыщения на участках с термополювым и термоэмиссионным механизмами токопрохождения соответственно. Анализ ВАХ образцов с плоской и неплоской поверхностями позволил нам определить $N_{d \text{ эфф}}$ и построить распределение поля под участками поверхности с профилированным рельефом (рис. 2). Очевидно, сигнал НЕСГУ $S(T)$ при таком подходе можно записать в виде суммы

$$S(T) = \gamma S_1(T) + (1 - \gamma) S_2(T). \quad (3)$$

Отличие вклада участков поверхности с повышенным полем от остальных обусловлено зависимостью вероятности ионизации глубокого центра от электрического поля F [2, 3]

$$W_n = W_n^0 \Delta(\Delta E, F), \quad W_n^0 = A \exp[-(\Delta E - B)/2\sigma^2 - \Delta E/kT], \quad (4)$$

где ΔE — энергетическое положение глубокого центра под дном зоны проводимости в слабом поле, σ , B — параметры теории многофононных процессов, A — медленно меняющаяся функция. Приближенное значение для множителя Δ , характеризующего возрастание вероятности термической ионизации за счет эффекта Франца—Келдыша при линейной аппроксимации потенциальной энергии с точностью до медленно изменяющихся функций с учетом данных работы [4], имеет вид ¹

$$\Delta(\Delta E, F) \approx \exp(\nu F^2), \\ \nu \approx (1/24) \mu^3 (q\hbar)^2/m (kT)^3. \quad (5)$$

Воспользовавшись формулами (4) и (5) и принимая во внимание слабую температурную зависимость сечения захвата носителей тока σ_n (вытекающую из теории многофононных процессов), можно записать постоянную времени скорости термической эмиссии носителей тока с уровня в виде

$$\tau_n = (\sigma_n \langle v \rangle N_c^{-1}) \exp[\Delta E/kT - cF^2/T^3], \quad (6)$$

где $\langle v \rangle$ — средняя тепловая скорость носителей тока, N_c — плотность состояний в s -зоне, c — коэффициент, равный $7.3 \cdot 10^{-4} \text{ K}^3 \cdot \text{см}^2/\text{В}^2$. А сигнал НЕСГУ $S(T)$ является функцией τ_n .

Согласование экспериментального и расчетного спектров в окрестности уровня E'_4 достигнуто путем численной оптимизации с учетом полученного распределения поля в областях под плоской и профилированной поверхностями (рис. 2). При этом получено распределение концентрации центра $EL2$ по толщине образца под плоской и неплоской поверхностями. Такое возрастание концентрации $EL2$ центров может быть объяснено с учетом данных по изменению стехиометрии приповерхностной области ($d \leq 0.2$ мкм).

Согласно [6], при микропрофиллировании поверхности способом анизотропного травления в азотной кислоте происходит интенсивное удаление из приповерхностной области атомов Ga, что ведет к накоплению дефектов V_{Ga} . Возможно, в дальнейшем вакансии Ga превращаются в ассоциаты $[\text{As}_{\text{Ga}}V_{\text{As}}]$ за счет перескока атома мышьяка в соседний вакантный узел галлия [7, 8]. Впоследствии в результате захвата междоузельного атома мышьяка данный ассоциат превращается в As_{Ga} [8]. Последний дефект является основным составляющим комплекса, ответственного за уровень $EL2$ [9].

Пики $E1$ и $E2$, как видно из рис. 2, сохраняются в образце с профилированной поверхностью. Однако более детальный анализ их затруднен, так как при малых U_n , когда отсутствует доминирующий пик E'_4 , они маскируются пиком отрицательной полярности. Для выяснения причин возникновения последнего, очевидно, потребуются дополнительные эксперименты.

Пик $E3$, наблюдавшийся в образцах с плоской поверхностью и отсутствующий в образцах с профилированной поверхностью, скорее всего, может быть отнесен к состояниям в промежуточном диэлектрическом слое между Al и GaAs, который существенно меняется в результате анизотропного травления [6]. Динамика изменения интенсивности пика $E3$ при изменении U_n может свидетельствовать о туннельном механизме перезарядки соответствующих центров.

Таким образом, анизотропное травление поверхности GaAs существенно изменяет спектр глубоких уровней как на поверхности, так и в приповерхностной области. Эти изменения, согласно данным [6], могут быть обусловлены изменением состава поверхности в результате травления, а особенности спектра НЕСГУ связаны с полевыми эффектами, наблюдающимися вследствие увеличения на-

¹ Следует отметить, что в общем виде при учете влияния электрического поля на скорость термической эмиссии нужно учитывать еще и эффект Пула—Френкеля. Однако, согласно данным [5], при изучении $EL2$ -центра можно ограничиться указанным соотношением.

пряженности электрического поля в области пространственного заряда под неплоской поверхностью GaAs.

В заключение авторы выражают благодарность Т. Я. Горбач и О. И. Маевой за помощь в приготовлении образцов.

Список литературы

- [1] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.
- [2] Тимашев С. Ф. // ФТТ. 1972. Т. 14. В. 1. С. 174—174.
- [3] Тимашев С. Ф., Кузмак А. Е. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 1. С. 138.
- [4] Примаченко В. Е., Снитко О. В. Физика легированной металлами поверхности полупроводников. Киев, 1988. 231 с.
- [5] Li G. P., Wang K. L. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 9. P. 838—840.
- [6] Горбач Т. Я., Свечников С. В. // УФЖ. 1987. Т. 32. В. 7. С. 1110—1113.
- [7] Barlaff G. A., Schluter M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 2. P. 2340—2343.
- [8] Von Bardeleben H. J., Bourgoin J. C., Miret A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 2. P. 1360—1362.
- [9] Георгобиани А. Н., Тигиняну И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 3—15.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 24.08.1989
Принята к печати 28.09.1989