

[4] Ueta M., Kanzaki H., Kobayashi K., Toyozawa Y., Hanamura F. Excitonic Processes in Solids. Berlin, 1986. 533 p.

[5] Рашба Э. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1241—1256.

[6] Неркарарян Х. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 7. С. 329—330.

[7] Nerkararyan Kh. V. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. P. L709—L711.

НПО «Лазерная техника ЕГУ»
Ереван

Получено 9.03.1989
Принято к печати 17.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

ВЛИЯНИЕ АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ НА ГЛУБОКИЕ УРОВНИ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Тихов С. В.,
Касаткин А. П., Карпович С. И., Кудрявцева Н. В.

В работе [1] было высказано предположение о том, что анодное окисление приводит к увеличению концентрации глубоких уровней (ГУ) в слоях n -GaAs, примыкающих к анодному окислу (АО). В настоящей работе показано, что анодное окисление действительно может значительно увеличивать концентрацию ловушек $EL6$ в n -GaAs.

Исследования проводились на барьерах Шоттки (БШ) Au(Al)—GaAs и МДП структурах Au(Al)—АО—GaAs, изготовленных на одной подложке — пластине выращенного методом Чохральского монокристалла n -GaAs с ориентацией (100) и концентрацией легирующих доноров $N_D = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Окисление осуществлялось в жидком электролите состава 3%-й водный раствор винной кислоты в этиленгликоле (1 : 2). Толщина пленки АО составляла 0.1 мкм. Формировались БШ как на стравленной поверхности GaAs, так и после удаления пленки АО в водном растворе HCl.

На БШ и МДП структурах по стандартным методикам измерялись вольт-фарадные характеристики [2] и зависимость сигнала $\delta C = C(t_2) - C(t_1)$ нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) [3] от температуры T (установка по снятию спектров НЕСГУ была сопряжена с микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28»), на основе анализа которых определялись энергия ГУ E_T , сечение захвата ими электронов σ_{∞} и распределение концентрации ловушек $N_T(x)$ (x — расстояние от поверхности в глубь полупроводника). Для случая, когда во время прохождения импульса заполнения выполнялось условие $E_T(x=0) < F_n$ (F_n — квазиуровень Ферми для электронов), использовалось выражение для емкости полупроводника, приведенное в работе [4]. В противном случае исходными являлись общие выражения, представленные в [2].

Анализ спектров НЕСГУ показал, что в объеме n -GaAs имеется ГУ с $E_T = E_c - (0.33 \pm 0.01) \text{ эВ}$ и $\sigma_{\infty} = (1.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}$. На стравленной поверхности GaAs, которой соответствует кривая 1 на рисунке, $N_T(x=0) \approx N_D$ и $N_T(x)$ спадает на порядок при увеличении x до значения $x \approx 0.4 \text{ мкм}$. В БШ, сформированном после стравливания АО (см. рисунок, кривая 2), значения N_T увеличивались примерно в 4.5 раза. В МДП структуре (кривая 3) средняя (с весом x) концентрация этого уровня в интервале $x = 0.10 \div 0.30 \text{ мкм}$ составляла $6.7 N_D$ (высота рассматриваемых БШ и поверхностный потенциал GaAs в МДП структуре при нулевом внешнем напряжении равнялись 0.9 эВ). Подобный же эффект влияния анодного окисления на концентрацию рассматриваемых ловушек наблюдался также при использовании БШ Al—GaAs. Измеряемые плотности токов утечки через обратносмещенные БШ были значительны ($\sim 10^{-4} \text{ А/см}^2$), но величина $\max \delta C$ практически не менялась при изменении величины скорости эмиссии электронов на 2.5 порядка. Поэтому мы считаем, что в нашем случае преобладали поверхностные токи утечки, специальные меры по уменьшению которых не принимались, и эффект влияния объемных токов утечки на ампли-

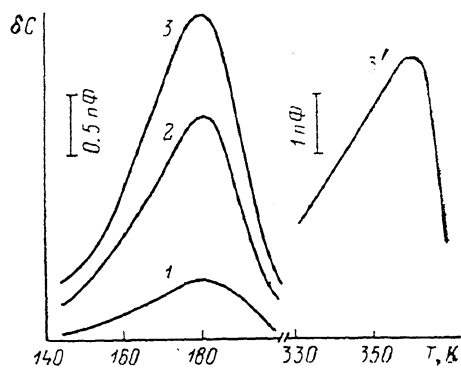
туду сигнала НЕСГУ [5] отсутствовал. Наиболее вероятно, что обнаруженный ГУ является электронной ловушкой $EL6$, которая часто присутствует в кристаллах n -GaAs и отождествляется, например, авторам работы [6] с дефектным комплексом вакансии галлия—вакансия мышьяка.

Таким образом, анодное окисление увеличивает концентрацию ловушек $EL6$ в n -GaAs, что позволяет объяснить уменьшение дрейфовой подвижности в приповерхностном слое n -GaAs, прилегающем к слою АО, которое было обнаружено в работе [1], рассеянием носителей на этих центрах. Из приведенных результатов можно сделать вывод о том, что при анодном окислении арсенида галлия имеет место эффект дальнего действия, который проявляется в следующем: увеличение концентрации ловушек $EL6$ происходит в приповерхностном объеме GaAs толщиной по крайней мере 0.5 мкм, что значительно больше толщины слоя GaAs (0.075 мкм), прорасходованного на АО (о подобном эффекте образования дефектов в объеме кремния при термическом окислении см. [7] и приведенную там литературу). Возможно, что этот эффект связан с наличием достаточно большой концентрации ловушек $EL6$ в приповерхностной области исходных монокристаллов GaAs.

Представляет также интерес выяснение природы высокотемпературного (ВТ) пика (кривая 3), который проявлялся только в МДП структурах и анализ кото-

Спектры НЕСГУ БШ Au- n -GaAs на сравленной поверхности (1) и после удаления АО (2) и МДП структуры Au-АО- n -GaAs (3, 3').

Площадь металлического контакта $2.5 \cdot 10^{-3}$. Частота измерений 2 МГц. Величина импульса заполнения, В: 1, 2 — 1; 3, 3' — 5; величина импульса обеднения, В: 1, 2 — -1; 3, 3' — -7. t_1 , мс 1, 2 — $1.64 \cdot t_0$; 3, 3' — $64 t_0$; $t_2 = 2 t_1$.



рого приводил к энергии активации $\Delta E = (1.02 \pm 0.06)$ эВ. Электронные ловушки с такой величиной термической энергии активации, как правило, не проявляются в n -GaAs (см. обзоры [8, 9] и приведенную в них литературу). С другой стороны, известно, что ловушки $EL6$ могут являться основными генерационно-рекомбинационными центрами (ГРЦ) в n -GaAs [6]. Поэтому возникновение ВТ пика значительной амплитуды в спектрах МДП структур и отсутствие его в спектрах БШ можно объяснить тем, что ловушки $EL6$, проявляющиеся в низкотемпературной (НТ) области как центры захвата, в ВТ области выполняют роль ГРЦ (отметим, что в [10] в качестве ГУ с такой двойной ролью в Si рассматриваются дивакансии). Некоторым подтверждением обсуждаемой природы ВТ пика может служить примерное совпадение суммы энергий активации, соответствующих НТ и ВТ сигналу, с шириной запрещенной зоны GaAs (строгое обсуждение этого вопроса требует анализа различия между экспериментально определяемой энергией активации и разницей значений свободной энергии системы до и после возбуждения носителя с ГУ).

При допущении, что ВТ пик обусловлен генерацией электронно-дырочных пар через ГУ $EL6$, можно оценить значение генерационного времени жизни τ_0 , контролируемое этим процессом, и сечение захвата дырок σ_p на уровень $EL6$. Обработка ВТ сигнала НЕСГУ в рамках модели, изложенной в работах [11, 12], привела к значению $\tau_0 = \exp[(E_T - E_i)/kT]/2N_T \sigma_p v_p = 1.2 \cdot 10^{-9}$ с при $T = 360$ К (k — постоянная Больцмана, E_i — собственная энергия Ферми, v_p — тепловая скорость дырок). Полагая, что $N_T = 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, получим $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-11}$ см 2 . Отличие этой величины от значения $\sigma_p = 2.5 \cdot 10^{-13}$ см 2 , приведенного в работе [6], может быть обусловлено использованием различных методик измерения, возможной зависимостью σ_p от температуры и сравнительно низкой точностью определения этой величины. Кроме того, в работах [11, 12] было использовано оригинальное приближение Цербста [13], которое даже при однородном распределении ГРЦ требует обобщения [14].

- [1] Бедный Б. И., Шилова М. В., Тихов С. В., Карпович И. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 11. С. 2134—2137.
- [2] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [3] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [4] Bleicher M., Lange E. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 3. P. 375—380.
- [5] Hasegawa F., Onomura M., Mogi Ch., Mannichi Ya. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 2. P. 223—228.
- [6] Fang Zh.-Q., Schlesinger T. E., Milnes A. G. // J. Appl. Phys. 1987. N 11. P. 5047—5050.
- [7] Рейви К. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. М., 1984. 472 с.
- [8] Деицсов А. А., Дорджин Г. С., Лактюшкин В. Н., Садофьев Ю. Г. // Обзоры по электрон. техн. 1986. Сер. 7. № 8 (1202). С. 56.
- [9] Болтакс Б. И., Колотов М. Н., Скоряткина Е. А. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. В. 10. С. 56—66.
- [10] Мурель А. В., Касаткин А. П., Шптова Э. В. // Тез. докл. IX Всес. симп. «Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников». Новосибирск, 1988. Ч. 2. С. 88—89.
- [11] Pearce N. O., Hamilton B., Peaker A. R., Graven R. A. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 2. P. 576—581.
- [12] Мурель А. В., Касаткин А. П. // Тр. V Респ. конф. «Физические проблемы МДП интегральной электроники». Киев, 1987. С. 245—247.
- [13] Zerbst M. // Z. Angew. Phys. 1966. V. 22. N 1. P. 30—33.
- [14] Свойства структур металл—диэлектрик—полупроводник / Под ред. А. В. Ржанова. М., 1976. Гл. 2.

Горьковский исследовательский
физико-технический институт ГГУ
им. Н. И. Лобачевского

Получено 24.02.1989
Принято к печати 19.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В CuInS_2 , СВЯЗАННЫЕ С СОБСТВЕННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Аксенов И. А., Корзун Б. В.,
Маковецкая Л. А., Соболев Н. А., Жуков С. П.

Электрофизические и люминесцентные свойства тройного полупроводникового соединения CuInS_2 , являющегося перспективным материалом для светоизлучающей и фотогальванической техники [1, 2], определяются собственными дефектами. Выяснение природы донорных и акцепторных уровней в CuInS_2 представляет собой сложную задачу, так как даже рассмотрение простейших дефектов кристаллической структуры, а именно вакансий, атомов внедрения и атомов замещения приводит к двенадцати типам точечных дефектов, каждый из которых может образовывать электрически и оптически активные уровни в запрещенной зоне этого полупроводника. В связи с большим количеством возможных типов точечных дефектов литературные данные о природе энергетических уровней в CuInS_2 , определенных из спектров фото- и катодолуминесценции [3—5], являются противоречивыми.

С целью выяснения природы энергетических уровней в CuInS_2 в настоящей работе проведены исследования фотолуминесценции (ФЛ) при 4.2 К и электрофизических свойств монокристаллов этого соединения, выращенных методом химических газотранспортных реакций и отожженных в вакууме и в присутствии серы, меди и индия в течение 60 ч при температурах 873—973 К. Отжиг осуществляли в вакуумированных до остаточного давления $\sim 10^{-3}$ Па кварцевых ампулах длиной 10 см с внутренним диаметром 10 мм, в один конец которых помещали монокристаллические образцы CuInS_2 , а в другой — навеску 0.05 г меди или индия, или серы. При отжиге в присутствии серы давление паров серы составляло $\sim 3 \cdot 10^5$ Па (~ 3 атм).