

ВОЛЬТ-ЕМКОСТНОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ И РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ДИОДНЫХ СТРУКТУР Al/AlSb/n⁺-GaAs

© 2006 Ю.Г. Садофьев, В.Г. Литвинов

Рязанская государственная радиотехническая академия

Поступила в редакцию 11.10.04

Методами вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ) изучены электрофизические свойства диодных структур Al/AlSb/n⁺-GaAs. Обнаружено повышение неравномерности распределения концентрации свободных электронов с увеличением температуры во время эпитаксиального роста пленки AlSb. Изменение температуры роста пленок AlSb приводит к существенной перестройке спектра дефектов с глубокими уровнями (ГУ). Изучена кинетика захвата носителей заряда на ГУ.

ВВЕДЕНИЕ

Квантово-размерные структуры (КРС) на основе гетероперехода AlSb/InAs весьма привлекательны для приборных применений из-за большого разрыва зоны проводимости (около 1,35 эВ) [1] и высокой подвижности электронов в InAs (более 30000 см²/В·с при комнатной температуре) [1-3]. По этим причинам указанная структура интересна для реализации сверхбыстрых полупроводниковых приборов, например, таких как малощумящие полевые транзисторы [4].

КРС AlSb/InAs относится к гетероструктурам второго типа, т.е. InAs образует квантовую яму (КЯ) для электронов и барьерный слой для дырок. В КЯ InAs концентрация 2D электронов достигается на уровне 10¹²см⁻² без дополнительного легирования барьерного слоя AlSb и определяется в основном свойствами этого слоя и покровного слоя GaSb, предотвращающего окисление AlSb [1, 3]. Обычно выделяют три основных источника, поставляющих электроны в КЯ: поверхностные состояния донорного типа в GaSb, глубокие доноры в барьерных слоях AlSb и донорные состояния на границе раздела AlSb/InAs [1]. В случае, когда толщина барьерного слоя AlSb не превышает 20 нм доминирует механизм поставки электронов с поверхностных состояний в GaSb, а в случае толстых барьерных слоев источником свободных электронов в КЯ служат в основном глубокие доноры в AlSb. Донорные состояния в AlSb оказываются расположенными

выше, чем основной уровень размерного квантования в КЯ InAs, поэтому электроны “сваливаются” в наиболее выгодное энергетическое состояние, т.е. на уровне размерного квантования в КЯ. В настоящий момент отсутствуют систематизированные данные об электрических свойствах дефектов с ГУ в AlSb. Целью настоящей работы являлось изучить особенности распределения концентрации свободных носителей заряда и спектр ГУ в пленках AlSb, выращенных методом эпитаксии из молекулярных пучков (МПЭ).

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследуемые структуры были сформированы следующим образом: на подложке n⁺-GaAs(100) методом МПЭ вначале выращивался слой AlSb толщиной 2 мкм при температуре подложки 525 °С (образец №1) и 570°С (образец №2), затем на поверхность AlSb осаждался покровный слой GaSb толщиной 6 нм. Термическим испарением Al через маску с площадью отверстий 0,5 мм² на покровный слой GaSb и композиции металлов AuGe/Ni/Au на обратную сторону подложки GaAs были сформированы контакты, необходимые для проведения электрических измерений. Образцы были изучены методами ВФХ и ТРСГУ [5, 6].

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

ВФХ измерялись в темноте при комнатной температуре и частоте тестового сигнала 1 МГц

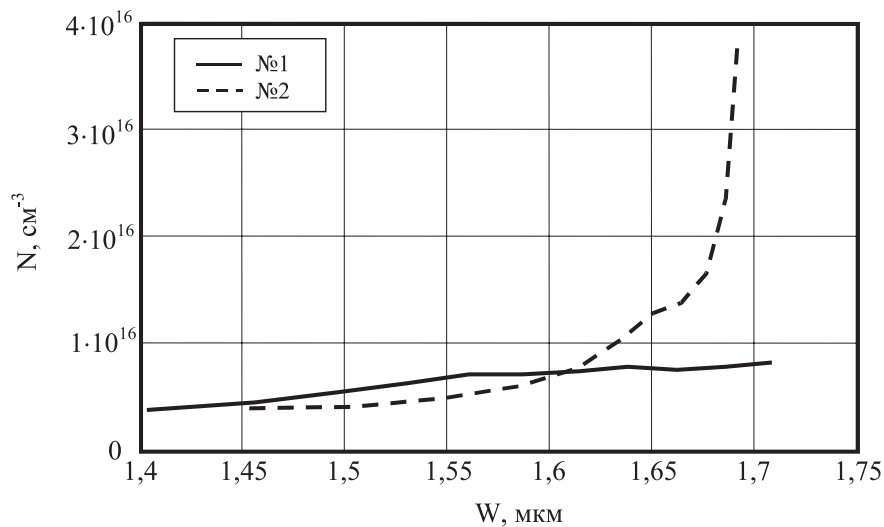


Рис. 1. Зависимость концентрации свободных электронов в AlSb от расстояния от границы раздела металл-полупроводник

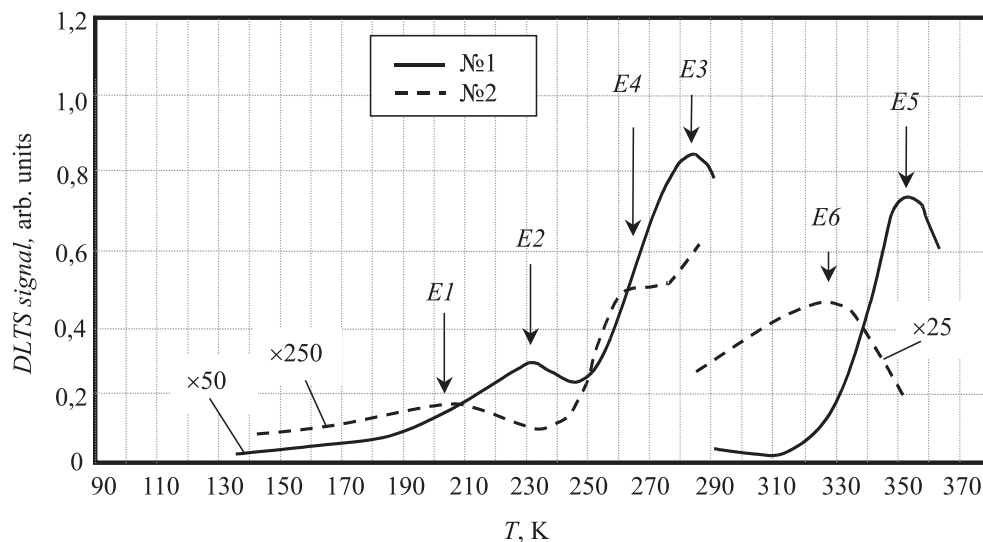


Рис. 2. ТРСГУ-спектры диодных структур Al/AlSb, измеренные при постоянной времени релаксации $\tau = 910$

с использованием измерителя иммитанса E7-12. Уменьшение емкости структуры при приложении отрицательного потенциала к алюминиевому электроду указывает на электронный тип проводимости AlSb. По измеренным C-V зависимостям в приближении обедненного слоя [7]:

$$N(d) = C^3 / [q\epsilon\epsilon_0(dC/dV)], \quad d = S\epsilon\epsilon_0/C, \quad (1)$$

где q – заряд электрона, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, d – ширина слоя объемного заряда, S – площадь наименьшего контакта, был получен профиль распределения концентрации свободных электронов

N в пленке AlSb (рис. 1).

Для получения информации о глубоких уровнях мы использовали метод ТРСГУ. Результаты исследования ВФХ использовались для выбора режимов измерений спектров ТРСГУ.

На рис. 2 показаны ТРСГУ-спектры образцов №1 и №2, соответственно, измеренные при амплитуде импульса заполнения 0В, амплитуде импульса опустошения – 2В. В таблице 1 представлены параметры обнаруженных глубоких уровней в AlSb. Условия заполнения поддерживались таким образом, что спектрометр находился в режиме регистрации ловушек электронов.

Скорость эмиссии электронов с глубоких уров-

Таблица 1

Параметры обнаруженных методом РСГУ глубоких уровней. E_t – энергия активации, N_t – концентрация, $N_t \cdot d$ – слоевая концентрация

№ образца	ГУ	E_t , эВ	N_t , см ⁻³	$N_t \cdot d$, см ⁻²
1	E2	0,355±0,020	8,1·10 ¹⁴	1,61·10 ¹¹
	E3	0,423±0,050	2,1·10 ¹⁵	4,18·10 ¹¹
	E5	0,643±0,040	8,95·10 ¹⁶	1,79·10 ¹³
2	E1	0,241±0,020	1,06·10 ¹⁴	7,08·10 ⁹
	E4	0,610±0,050	8,31·10 ¹⁴	5,54·10 ¹⁰
	E6	0,727±0,050	2,24·10 ¹⁵	4,48·10 ¹¹

ней определяется из уравнения детального равновесия [5]:

$$e_n = N_c \sigma_{\infty} v \cdot \exp(\alpha/k_B) \exp(-E_t/k_B T), \quad (2)$$

где e_n – скорость эмиссии, N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, σ_{∞} – постоянная, независимая от температуры, v – средняя тепловая скорость, α – температурный коэффициент, учитывающий температурную зависимость глубины ловушки по энергии, k_B – постоянная Больцмана. Экспериментально определяемая по прямому Аррениуса энергия активации E_t содержит две составляющих: глубину ловушки, равную энергетическому зазору между глубоким уровнем и краем разрешенной зоны, и энергетический барьер для захвата электронов на ловушку. Для более точного определения параметров ГУ мы исследовали температурную зависимость сечения захвата.

Кинетика захвата носителей заряда ловушкой может быть представлена как [5, 6]:

$$S(t_p) = S_{\infty} [1 - \exp(-c_n t_p)], \quad (3)$$

где $S(t_p)$ – высота РСГУ-пика, S_{∞} – высота РСГУ-пика, соответствующая режиму насыщения, т.е. заполнению электронами всех ловушек, t_p – длительность импульса заполнения, $c_n = \sigma v n$ – скорость захвата, σ – сечение захвата, n – концентрация свободных электронов.

Исследование зависимости $\ln[1 - S(t_p)/S_{\infty}]$ от t_p при постоянной температуре максимума РСГУ-пика, т.е. при фиксированной постоянной времени настройки дискриминатора РСГУ-спектрометра, позволяет определить сечение захвата при указанной температуре. Получив набор значений сечения захвата при различных температурах можно судить

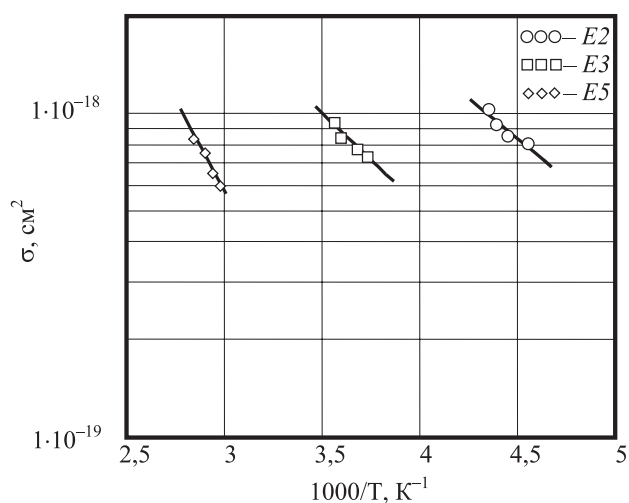


Рис. 3. Температурная зависимость сечения захвата для ГУ E2, E3 и E5 в образце №1

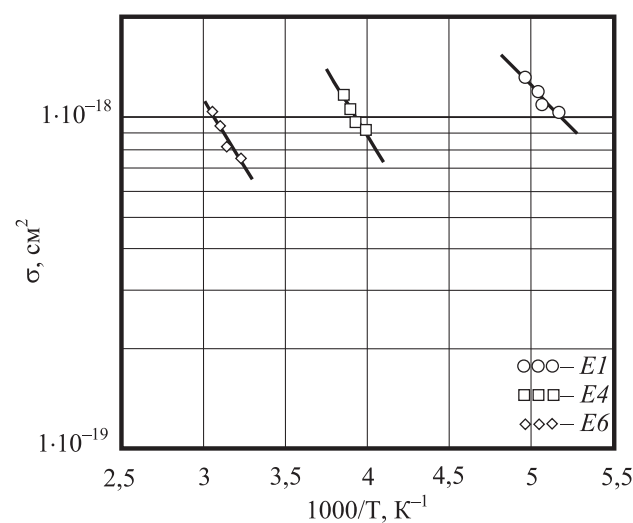


Рис. 4. Температурная зависимость сечения захвата для ГУ E1, E4 и E6 в образце №2

Таблица 2

Результаты исследования кинетики захвата носителей заряда на ГУ

№ образца	ГУ	E_{σ} , эВ	σ_{∞} , см^2	Диапазон температур, К
1	E2	$0,099 \pm 0,020$	$1,5 \cdot 10^{-16}$	220 – 230
	E3	$0,113 \pm 0,030$	$9,9 \cdot 10^{-17}$	268 – 281
	E5	$0,224 \pm 0,050$	$1,4 \cdot 10^{-15}$	336 – 352
2	E1	$0,102 \pm 0,020$	$4,7 \cdot 10^{-16}$	194 – 202
	E4	$0,156 \pm 0,030$	$1,2 \cdot 10^{-15}$	251 – 260
	E6	$0,247 \pm 0,050$	$6,4 \cdot 10^{-15}$	310 – 328

о характере температурной зависимости сечения захвата. На рис. 3 и 4 показаны зависимости сечения захвата от обратной температуры для образцов №№1 и 2 соответственно. Зависимости получены в диапазоне изменения постоянной времени настройки дискриминатора РСГУ-спектрометра 910 – 2730 мкс. Из рис. 3 и 4 видно, что $\sigma(T)$ можно аппроксимировать следующим выражением [5, 6]:

$$\sigma(t_p) = \sigma_{\infty} \exp(-E_{\sigma}/k_B T), \quad (4)$$

где E_{σ} – высота барьера для захвата электронов на ловушку.

В таблице 2 представлены результаты аппроксимации зависимости $\sigma(T)$ выражением (4) для различных ГУ в заданном диапазоне температур.

Как видно из рис. 2 и таблицы 1, изменение температуры во время роста слоя AlSb приводит к существенной перестройке спектра дефектов с глубокими уровнями. Наибольшую концентрацию имеют ГУ E5 в образце №1 ($8,95 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и E6 в образце №2 ($2,24 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Понижение температуры роста способствует возникновению большего числа дефектов, т.е. увеличению концентрации глубоких центров. Литературные данные о природе ГУ весьма скудны. В частности, в работе [4] авторы обнаружили электронную ловушку с энергией активации 0,26 эВ ($\sigma = 2,9 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$) в AlSb в отличие от ловушек с энергией активации 0,46 и 0,48 эВ в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ с $x = 0,4$ и $0,5$, соответственно. Подобная зависимость предполагает уменьшение энергии активации для эмиссии электронов с ростом содержания алюминия. Мы обнаружили ГУ E1 с близким значением энергии активации.

Соотношение концентраций глубоких и мел-

ких доноров N_t/N в двух изученных образцах существенно различается. В приповерхностном слое AlSb толщиной 1,6 мкм средняя концентрация свободных электронов равна $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в образце №1 и $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в образце №2, в то время как суммарная концентрация ГУ составила, соответственно $9,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $3,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Это может быть обусловлено повышением коэффициента прилипания неконтролируемых примесей из остаточной атмосферы вакуумной камеры при понижении температуры эпитаксиального роста. Кроме того, снижение темпа реиспарения избыточного количества сурьмы с поверхности слоя может приводить к формированию дефектов типа вакансий алюминия или антиструктурных дефектов (антисайтов) Sb_{Al} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе получены данные об особенностях распределения концентрации свободных электронов и параметрах дефектов с глубокими уровнями в тонких слоях AlSb, выращенных при различных температурах роста методом МПЭ. Детальное изучение кинетики захвата электронов на ловушки позволило определить высоту энергетического барьера для захвата и уточнить данные о величинах истинного значения энергии активации ГУ, равного энергетическому зазору между глубоким уровнем и краем зоны проводимости.

Радикальная перестройка спектра глубоких уровней при изменении только лишь температуры роста слоев AlSb требует проведения детальных исследований природы обнаруженных ГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Valakh M.Ya., Strelchuk V.V., Kolomys O.F. et al.* // SQU. 2003. V. 6. P. 287-293.
2. *Ideshita S., Furukawa A., Mochizuki Y., Mizuta M.* // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. P. 2549-2551.
3. *Furukawa A.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 3150-3152.
4. *Nakagawa A., Pekarik J.J., Kroemer H., English J.H.* // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. P. 1551-1553.
5. *Lang D.V.* // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 3023-3032.
6. *Денисов А.А., Лактюшкин В.Н., Садофьев Ю.Г.* // Обзоры по электронной технике. 1985. Сер. 7. Вып. 15(1141). 52 с.
7. *Брунков П.Н., Суворова А.А., Берт А.Р. и др.* // Физика и техника полупроводников. 1998. № 10. С. 1229-1234.