

# Ловушки для электронов в тонких слоях низкотемпературного арсенида галлия с наноразмерными кластерами As—Sb

© П.Н. Брунков<sup>¶</sup>, А.А. Гуткин, В.В. Чалдышев, Н.Н. Берт, С.Г. Конников,  
В.В. Преображенский\*, М.А. Путьято\*, Б.Р. Семягин\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 1 января 2004 г. Принята к печати 1 января 2005 г.)

С помощью нестационарной спектроскопии глубоких уровней проведены исследования электронных ловушек в слоях низкотемпературного GaAs толщиной  $\sim 40$  нм, содержащих наноразмерные кластеры As—Sb. Проведение измерений при различных напряжениях смещения и небольших величинах заполняющего импульса позволило выявить две группы ловушек  $T1$  и  $T2$  с заметно различающимися скоростями термической эмиссии электронов. Показано, что плотность ловушек  $T2$  (энергия активации  $0.56 \pm 0.04$  эВ, сечение захвата электронов  $2 \cdot 10^{-13} - 10^{-12}$  см<sup>2</sup>) составляет  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, тогда как плотность ловушек  $T1$  (энергия активации  $0.44 \pm 0.02$  эВ, сечение захвата электронов  $2 \cdot 10^{-14} - 10^{-13}$  см<sup>2</sup>) — на порядок ниже. Предполагается, что в соответствии с существованием двух групп кластеров, наблюдавшихся в исследуемых слоях, ловушки  $T2$  связаны с кластерами с диаметром 4–7 нм, тогда как ловушки  $T1$  — с группой крупных кластеров с диаметром до  $\sim 20$  нм.

## 1. Введение

Легирование арсенида галлия, выращенного методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии, (LT-GaAs) может быть использовано для управления пространственным распределением кластеров в этом материале [1–5]. Обычно получаемые при этом „двумерные“ слои кластеров содержат, кроме атомов избыточного As, значительное количество атомов легирующего элемента (Si, In, Sb). Это обстоятельство может влиять на свойства слоев и содержащихся в них ловушек для электронов. Однако параметры этих ловушек практически не исследовались. В единственной посвященной этому вопросу работе [6], выполненной на „двумерных“ слоях кластеров As—Sb в LT-GaAs, были обнаружены ловушки с энергией активации термической эмиссии электронов около 0.5 эВ, плотность которых достигала  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

Настоящая работа продолжает исследования, начатые в работе [6]. В ней проведено детальное изучение термической эмиссии электронов с ловушек в тонком слое LT-GaAs методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ).

Использование различных величин обратного смещения исследуемой структуры с барьером Шоттки, область объемного заряда которой включала „двумерный“ слой кластеров As—Sb, позволило выявить группы ловушек с заметно различающимися скоростями термической эмиссии электронов и оценить их параметры. Результаты подтверждены и дополнены измерениями вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик исследуемых структур.

Образцы для исследования и установка для измерений были описаны в работе [6].

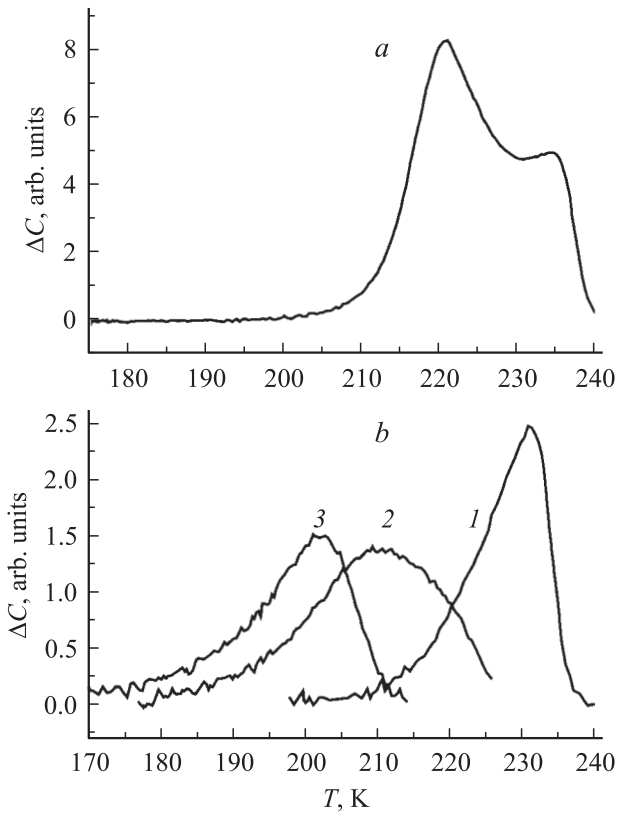
## 2. Исследования скоростей эмиссии электронов с глубоких ловушек

При достаточно большом обратном смещении на барьере Шоттки ( $U_b \leq -3$  В) в случае, если в момент действия заполняющего импульса напряжение на нем становится не ниже  $\sim -1$  В, в спектре НСГУ исследуемых образцов наблюдается два хорошо разрешаемых пика, которые свидетельствуют о перезарядке двух различных глубоких центров (рис. 1, *a*). Однако при данных условиях измерения после выключения заполняющего импульса слой объемного заряда барьера Шоттки в силу накопления на этих центрах большого отрицательного заряда проникает в сильно легированную подложку, что искажает вид кривых релаксации емкости и спектра НСГУ [7]. Поэтому для построения графиков Аррениуса, характеризующих глубокие уровни, мы использовали измерения спектров НСГУ при различных значениях  $U_b$ , сохраняя при этом амплитуду заполняющего импульса  $U_p$  небольшой и постоянной (1 В). Как показали исследования изменений емкости структур, в этих условиях выход области объемного заряда в подложку в процессе НСГУ отсутствовал, что обеспечивало нормальный вид временной релаксации емкости, соответствующий смещениям границы слоя объемного заряда в однородно легированной области. При этом заполнялась и опустошалась только небольшая часть всей совокупности глубоких центров, энергетические уровни которых находились вблизи квазиуровня Ферми в „двумерном“ слое кластеров, и в спектре НСГУ обычно наблюдался один пик, соответствующий почти моноэнергетическим уровням (рис. 1, *b*, кривые 1 и 3). Изменение обратного смещения приводило к сдвигу пика в НСГУ спектре (рис. 1, *b*), так как менялось положение квазиуровня Ферми относительно спектра энергетических состояний в слое кластеров [6].

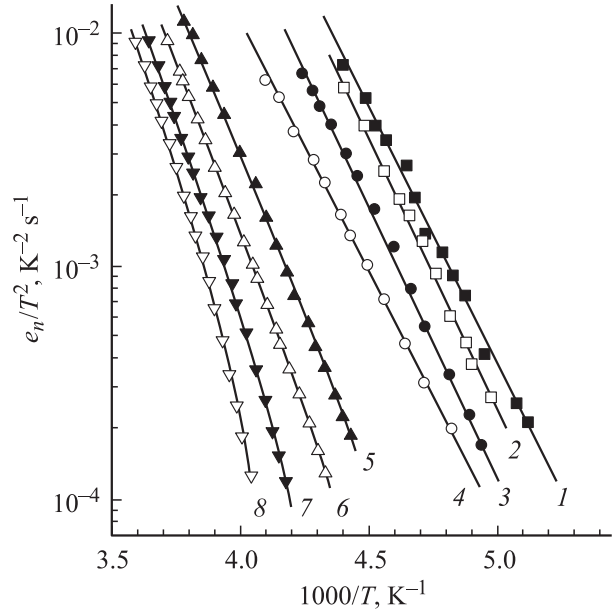
<sup>¶</sup> E-mail: brunkov@mail.ioffe.ru

Графики Аррениуса, построенные на основании спектров НСГУ при различных напряжениях смещения, представлены на рис. 2. Для  $U_b \leq -3.1$  В параметры глубоких центров, как и в работе [6], определялись из высокотемпературной части кривых, приведенных на рис. 2, поскольку низкотемпературная часть оказывалась искаженной из-за зависимости степени заполнения уровней от температуры [6].

Как видно из рис. 2, обнаруженные в исследуемых структурах ловушки для электронов могут быть разделены на две группы. Первую из этих групп, обозначаемую нами как  $T1$ , составляют центры, проявляющиеся при небольших напряжениях обратного смещения ( $-1.8$ – $-2.7$  В). Энергия активации этих центров ( $E_{T1}$ ) составляет  $0.44 \pm 0.02$  эВ, а сечения захвата электронов ( $\sigma_{T1}$ ), вычисленные в предположении, что коэффициент, определяемый вырождением исследуемого уровня, равен 1, лежат в диапазоне  $2 \cdot 10^{-14}$ – $10^{-13}$  см<sup>2</sup>. При этом с увеличением обратного смещения скорость эмиссии электронов с зондируемой части этих центров в измеренном интервале температур (190–240 К) уменьшается. Поскольку увеличение обратного смещения приводит к росту энергии активации зондируемой части глубоких центров, такое уменьшение, по крайней мере частично, связано с этим ростом, который происходит в указанном выше интервале значений  $E_{T1}$ . Во вторую группу



**Рис. 1.** Спектры НСГУ исследуемых структур с окном темпов эмиссии  $e_n = 1.55$  мс<sup>-1</sup> при различных напряжениях смещения. *a* —  $U_b = -4$  В,  $U_p = 4$  В, *b* — 1 —  $U_b = -4$  В,  $U_p = 1$  В; 2 —  $U_b = -2.8$  В,  $U_p = 0.8$  В; 3 —  $U_b = -2.5$  В,  $U_p = 1$  В.



**Рис. 2.** Графики Аррениуса электронных ловушек, детектируемых при различных напряжениях смещения на структуре при  $U_p = 1$  В и  $U_b$ , В: 1 — (-2), 2 — (-2.3), 3 — (-2.5), 4 — (-2.7), 5 — (-3.1), 6 — (-5), 7 — (-8), 8 — (-13).

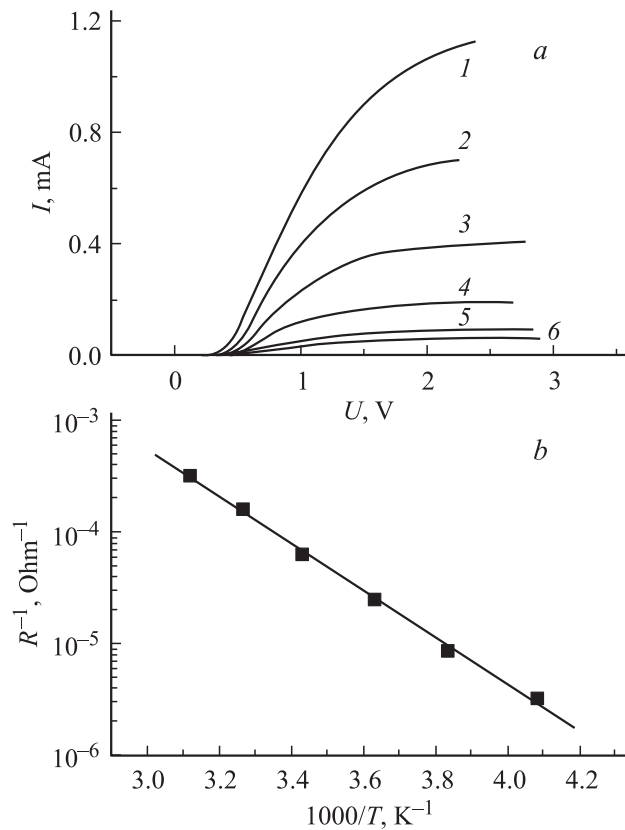
ловушек, обозначаемую нами как  $T2$ , входят центры, обнаруживаемые при  $U_b \leq -3.1$  В (рис. 2). Термическая эмиссия электронов с этих центров характеризуется следующими величинами параметров:  $E_{T2} = 0.56 \pm 0.04$  эВ,  $\sigma_{T2} = 2 \cdot 10^{-13}$ – $5 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>.

В промежуточной области обратных смещений ( $U_b \approx -2.8$ – $-2.9$  В) пик в спектре НСГУ сильно уширялся (рис. 1, *b*, кривая 2), так как вклад в изменение емкости давала перезарядка обоих наблюдавшихся групп центров, пики от которых не разрешались в НСГУ спектре.

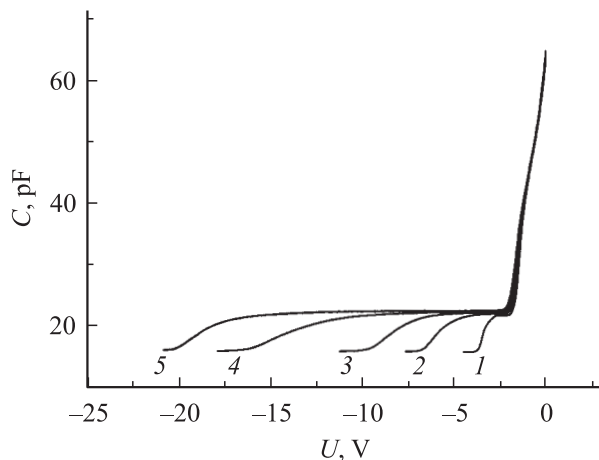
### 3. Исследования вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик структуры

Прежде всего отметим, что при достаточно больших прямых смещениях барьера Шоттки ток через структуру ограничивается сопротивлением высокоомного слоя LT-GaAs и линейно растет с увеличением прямого смещения (рис. 3, *a*). Зависимость проводимости структуры на этом участке вольт-амперной характеристики от обратной температуры (рис. 3, *b*) характеризуется энергией активации  $0.42$  эВ, которая практически совпадает с энергией активации термической эмиссии электронов с уровней  $T1$ . Такое совпадение показывает, что в слое LT-GaAs уровень Ферми определяется центрами  $T1$ , сечение захвата электронов которых слабо меняется с изменением температуры.

Зависимость высокочастотной (1 МГц) емкости исследуемых структур от обратного смещения, измеренная



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики структуры при различных температурах  $T$ , К: 1 — 306, 2 — 291, 3 — 275, 4 — 261, 5 — 245, 6 — 230.  $b$  — температурная зависимость проводимости структуры при напряжении смещения  $> 2$  В.



**Рис. 4.** Вольт-фарадные характеристики структуры при различных температурах,  $T$  (К): 1 — 190, 2 — 210, 3 — 230, 4 — 250, 5 — 270.

при различных температурах, представлена на рис. 4. Как и в работе [6], напряжение смещения менялось от  $U_b = 0$  ступенчато через 15 мВ, и время, в течение которого образец выдерживался при каждом значении смещения, составляло 2.5 с. Небольшое уменьшение

емкости с температурой на участках начального спада емкости и ее квазинеизменчивости связано с изменением встроенного контактного потенциала барьеров, а также с уменьшением вклада в емкость структуры высокочастотного обмена электронами между зоной проводимости GaAs и относительно неглубокими электронными состояниями, существующими как в LT-GaAs, так и в окружающем его низкоомном  $n$ -GaAs материале. Основные изменения вольт-фарадной характеристики образцов с уменьшением температуры состоят в уменьшении протяженности участка квазипостоянной емкости (рис. 4), что связано с уменьшением числа состояний, которые в процессе роста обратного смещения успевают отдавать захваченные электроны в зону проводимости GaAs.

Поскольку при  $U_b \geq -2.7$  В в спектрах НСГУ пики, соответствующие уровням  $T2$ , не наблюдались (рис. 1,  $b$  и 2), в стационарном состоянии квазиуровень Ферми в слое LT-GaAs при этих напряжениях смещения лежит выше уровней центров  $T2$ . Поэтому участок квазипостоянной емкости, наблюдающийся при температуре 190 К (рис. 4), который заканчивается при  $U_b \approx -2.7$  В, определяется только испусканием электронов с ловушек группы  $T1$ . Данные, представленные на рис. 2, показывают, что скорость термической эмиссии электронов с ловушек этой группы при  $T = 190$  К не ниже  $2 \text{ с}^{-1}$ , и, следовательно, практически все ловушки этой группы, захватившие электроны при  $U_b = 0$ , успевают отдать их в зону проводимости в процессе измерения вольт-фарадной характеристики. В то же время экстраполяция кривых Аррениуса для самых быстрых из центров группы  $T2$  (рис. 2) в область низких температур показывает, что при  $T = 190$  К скорость эмиссии электронов для этих ловушек лежит в диапазоне  $0.03\text{--}0.05 \text{ с}^{-1}$ . Это означает, что даже в случае, если квазиуровень Ферми близок к уровням центров группы  $T2$ , эти центры при  $T = 190$  К не успевают в полном объеме поддерживать квазипостоянство емкости при используемых в наших экспериментах темпах изменения напряжения смещения. С другой стороны, при  $T = 270$  К все центры  $T2$  обладают достаточно высокими скоростями эмиссии электронов, что и обеспечивает протяженность участка квазипостоянства емкости до  $U_b \approx -18$  В (рис. 4). Поскольку количество эмитируемого заряда равно произведению емкости на разность напряжений ( $\Delta U_b$ ), соответствующую протяженности этого участка, данные, представленные на рис. 4, позволяют оценить плотность электронов, захваченных ловушками  $T1$  и  $T2$  в равновесии при нулевом напряжении смещения. Так как площадь образца равна  $1.1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ , такая оценка дает  $n_{T1} \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$  ( $\Delta U_b \approx 1$  В), а  $n_{T2} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  ( $\Delta U_b \approx 18 - 3 = 15$  В).

Поскольку уровень Ферми в слое LT-GaAs в исследованных нами структурах, как показано в этом разделе, лежит в области энергетических уровней ловушек  $T1$ , полная концентрация самих ловушек  $T1$  несколько выше, чем  $n_{T1}$ , тогда как полная концентрация ловушек  $T2$  равна  $n_{T2}$ .

#### 4. Заключение

Проведенные исследования показывают, что в тонких слоях LT-GaAs, содержащих кластеры As–Sb, существует две группы центров, которые обладают значительно различающимися скоростями термической эмиссии электронов. Можно предположить, что это обстоятельство обусловлено существованием в исследуемом материале двух групп кластеров As–Sb, различающихся по своим размерам, а именно кластеров с диаметром 4–7 нм и особо крупных кластеров с диаметром до 22 нм [6]. Поскольку скорости эмиссии электронов для центров  $T2$  близки к соответствующим величинам для центров  $Q2$ , связываемых нами ранее [7] с кластерами As диаметром 6–8 нм, в предположении, что включение в состав кластеров значительного количества атомов Sb не сильно меняет параметры ловушек, обусловленных этими кластерами, можно считать, что ловушки  $T2$  вызваны кластерами с диаметром 4–7 нм. Тогда ловушки  $T1$  можно связать с особо крупными кластерами As–Sb. Однако точная идентификация природы обнаруженных ловушек требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16607).

#### Список литературы

- [1] M.R. Melloch, N. Otsuka, K. Mahalingam, C.L. Chang, P.K. Kirchner, J.M. Woodall, A.C. Warren. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 177 (1992).
- [2] T.M. Cheng, C.Y. Chang, J.H. Huang. *J. Appl. Phys.*, **76**, 5697 (1994).
- [3] Н.Н. Берт, В.В. Чалдышев, Д.Н. Лубышев, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин. *ФТП*, **29**, 123 (1995).
- [4] N.N. Bert, V.V. Chaldyshev, A.E. Kunitsyn, Yu.G. Musikhin, N.N. Faleev, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, B.R. Semyagin. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3146 (1997).
- [5] V.V. Chaldyshev. *Mater. Sci. Eng. B*, **88**, 195 (2002).
- [6] П.Н. Брунков, А.А. Гуткин, Ю.Г. Мусихин, В.В. Чалдышев, Н.Н. Берт, С.Г. Конников, В.В. Преображенский, М.А. Путятю, Б.Р. Семягин. *ФТП*, **39**, 41 (2005).
- [7] П.Н. Брунков, А.А. Гуткин, А.К. Моисеенко, Ю.Г. Мусихин, В.В. Чалдышев, Н.Н. Черкашин, С.Г. Конников, В.В. Преображенский, М.А. Путятю, Б.Р. Семягин. *ФТП*, **38**, 401 (2004).

Редактор Л.В. Беляков

#### Electron traps in thin layers of the low temperature grown gallium arsenide with As–Sb nanoclusters

*P.N. Brunkov, A.A. Gutkin, V.V. Chaldyshev, N.N. Bert, S.G. Konnikov, V.V. Preobrazhenskii\*, M.A. Putyato\*, B.R. Semyagin\**

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Electronic traps in the  $\sim 40$  nm thick layers of the low temperature GaAs, contained nanoscale clusters As–Sb, were investigated by means of deep level transient spectroscopy. The measurements, carried out with different bias voltages and small values of filling pulse, revealed two groups of traps  $T1$  and  $T2$  with notably differing rates of thermal emission of electrons. It was found, that density of  $T2$  traps (activation energy  $0.44 \pm 0.02$  eV, capture cross-section of electrons  $2 \cdot 10^{-14} - 10^{-13}$  cm<sup>2</sup>) is  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>, whereas density of  $T1$  traps (activation energy  $0.44 \pm 0.02$  eV, capture cross-section of electrons  $2 \cdot 10^{-14} - 10^{-13}$  cm<sup>2</sup>) is by one order lower. It is supposed, that according to existence of two groups of clusters, observed in investigated layers,  $T2$  traps are related to 4–7 nm diameter clusters, whereas  $T1$  traps are related to group of large-scale clusters with diameter up to  $\sim 20$  nm.