

Исследование центров рекомбинации, связанных с наноразмерными кластерами As–Sb в низкотемпературном арсениде галлия

© 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*

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 июня 2004 г. Принята к печати 16 июня 2004 г.)

Исследованы электронные ловушки в низкотемпературном GaAs (LT-GaAs), выращенном при 150°C. Кластеры As–Sb, возникающие в этом материале в результате отжига, были локализованы в плоскости, содержащей один монослой атомов Sb, созданный в процессе выращивания, и достигали в диаметре 20 нм. Для измерений использовались барьеры Шоттки Au–*n*-GaAs, область объемного заряда которых при определенных смещениях охватывала узкий слой LT-GaAs с плоскостью кластеров. Зависимость емкости этой структуры от напряжения смещения показывает, что основная масса электронов, захваченных в этом слое, находится на ловушках, энергетический уровень которых лежит на ~0.5 эВ ниже дна зоны проводимости. Энергетическая плотность состояний вблизи этой энергии составляет 10^{14} см⁻²эВ⁻¹ и быстро уменьшается к середине запрещенной зоны. Существование ловушек с энергией активации термической эмиссии электронов ~0.5 эВ подтверждено методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней. Величина сечения захвата электронов, определенная этим методом, лежит в диапазоне $5 \cdot 10^{-14}$ – $1 \cdot 10^{-12}$ см². Предполагается, что обнаруженный тип ловушек связан с крупными кластерами As–Sb.

1. Введение

Как известно [1–3], арсенид галлия, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре (LT-GaAs) и подвергнутый послеростовому отжигу при температуре выше 500°C, содержит наноразмерные кластеры мышьяка. Размер и концентрация этих кластеров зависят от условий роста и отжига и, как показывает ряд исследований [3–5], определяют удельное сопротивление и время жизни свободных носителей тока, величины которых важны для применения LT-GaAs в приборах микро- и оптоэлектроники. Однако связь кластеров As с параметрами электронных ловушек, наблюдаемых в LT-GaAs, исследована мало. В работе [6] было обнаружено, что образование кластеров As диаметром 6–8 нм приводит к появлению новой ловушки с энергией активации термической эмиссии электронов около 0.5 эВ, которая в LT-GaAs, содержащем кластеры размером менее 3 нм, не наблюдалась. Цель настоящей работы — дальнейшее исследование ловушек в LT-GaAs с достаточно большими кластерами As–Sb. При этом условия образования кластеров и их размеры в исследованных образцах отличались от изучавшихся в работе [6].

2. Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в двухкамерной установке „Катунь“ на подложках из *n*⁺-GaAs. Они содержали слой LT-GaAs, выращенный при 150°C,

который находился между двумя слоями *n*-GaAs с толщиной около 0.4 мкм и концентрацией электронов $\sim 2.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³, выращенными при 580°C. Толщина слоя LT-GaAs составляла 40 нм. Для сужения области, содержащей кластеры, в центр этого слоя при эпитаксиальном росте был вставлен монослой Sb, в плоскости которого в результате отжига, происходящего во время выращивания верхнего слоя *n*-GaAs, образовывались кластеры As–Sb [7]. Как показали исследования с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), в исследуемой структуре имеются кластеры с диаметром порядка 4–7 нм, а также особо крупные кластеры, размер которых достигал 22 нм (рис. 1). Полная плотность этих кластеров составляла $(3–4) \cdot 10^{10}$ см⁻². Кластеры с размером менее 3 нм не могли быть обнаружены с помощью применяемой ПЭМ-методики. Расчетная концентрация и характерный размер кластеров при выбранных условиях роста и толщинах слоя LT-GaAs [7] составляют соответственно $3 \cdot 10^{10}$ см⁻² и 12 нм.

Для исследования ловушек емкостными методами были сформированы барьеры Шоттки посредством нане-



Рис. 1. Светлопольное ПЭМ-изображение ($g = 220$) поперечного сечения структуры в области слоя LT-GaAs.

[¶] E-mail: brunkov@mail.ioffe.ru

сения Au на поверхность образца через отверстие в маске. Площадь контакта (S) составляла $\sim 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. В качестве омического контакта к n^+ -подложке использовался сплав AuGe, который вжигался при температуре 400°C .

Нестационарная спектроскопия глубоких уровней (НСГУ) осуществлялась с помощью установки, описанной в [6]. Узость слоя, содержащего кластеры, позволяла при нестационарной спектроскопии избежать трудности, связанные с большим числом перезаряжаемых ловушек [6], и, кроме того, изучать распределение этих ловушек по энергии, используя анализ зависимости высокочастотной емкости барьера C от напряжения смещения V . Эти зависимости измерялись на частоте 1 МГц с помощью емкостного моста „Boonton 72B“. Постоянное напряжение смещения при этом изменялось ступенчато через 15 мВ, и время, в течение которого образец выдерживался при каждом значении смещения, составляло 2.5 с.

3. Результаты экспериментов и обсуждение

Зависимость высокочастотной емкости C от обратного смещения V представлена на рис. 2, *a*. В равновесии при нулевом смещении слой нанокластеров отрицательно заряжен благодаря захвату электронов и с обеих сторон окружен областями объемного заряда, создаваемыми ионизованными мелкими донорами [8]. Касание одной из этих областей слоем объемного заряда у выпрямляющего контакта Au- n -GaAs, расширившимся при увеличении обратного смещения, и вызывает резкое уменьшение емкости при $V \approx -1$ В (рис. 2, *a*) [8]. Поэтому по величине „скачка“ емкости на этом участке можно оценить суммарную толщину ($2L$) слоя кластеров и прилегающих к нему двух областей объемного заряда, которая оказывается равной приблизительно 0.3 мкм. Значение емкости, соответствующей началу „скачка“, дает ширину слоя объемного заряда w^* барьера Au- n -GaAs, при которой этот слой начинает касаться области объемного заряда у кластеров. Тогда расстояние центральной плоскости слоя кластеров до поверхности образца (x_1) определяется суммой $x_1 = w^* + L$ и в исследуемых образцах составляло ~ 0.4 мкм.

Следующий за резким падением емкости участок зависимости $C(V)$ (рис. 2, *a*), на котором емкость слабо уменьшается с увеличением обратного смещения, связан с компенсацией возрастания отрицательного заряда на металлическом электроде барьера Шоттки, увеличением суммарного положительного заряда в полупроводнике за счет уменьшения числа электронов, захваченных в слое кластеров, находящихся в слое объемного заряда. Слабое уменьшение емкости на этом участке $C(V)$ характеристики (см. вставку на рис. 2, *a*) и его большая протяженность указывают на то, что большинство электронов аккумулировано на близких по энергии уровнях

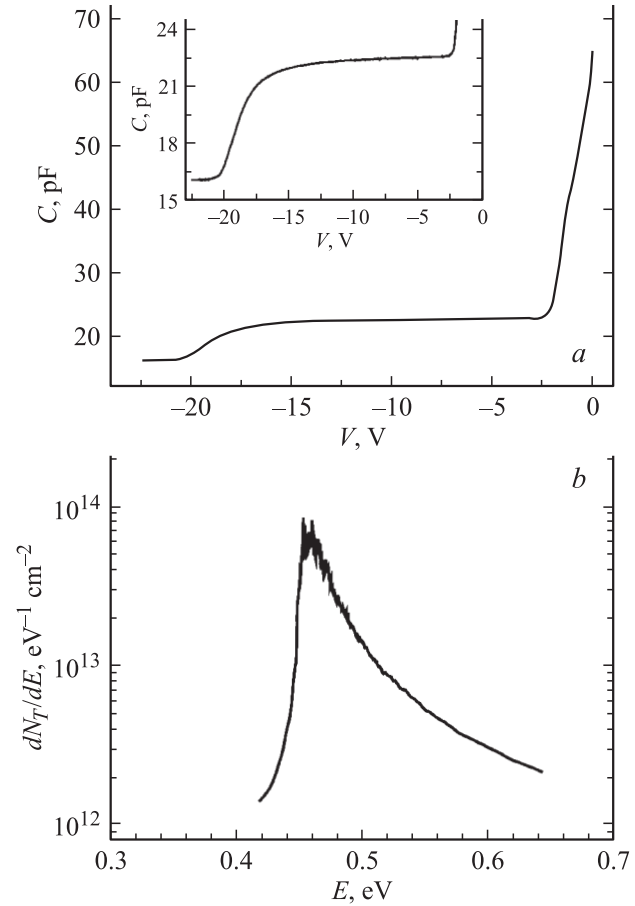


Рис. 2. *a* — зависимости емкости от напряжения $C(V)$ -структуры при $T = 270$ К. На вставке показана $C(V)$ -характеристика в увеличенном масштабе в области участка квазипостоянной емкости. *b* — энергетическая плотность глубоких состояний dN_T/dE , полученная из $C(V)$ -характеристики с помощью выражений (1) и (2).

в слое малой толщины. Поскольку в исследуемых образцах эти уровни лежат в верхней половине запрещенной зоны GaAs, можно считать, что положение квазиуровня Ферми, определяющее стационарное заполнение этих уровней, при обратном смещении совпадает с положением уровня Ферми в нейтральном n -GaAs, находящимся за слоем объемного заряда. Такая ситуация сохранится до тех пор, пока этот уровень не приблизится к середине запрещенной зоны в слое нанокластеров. Поэтому небольшое уменьшение емкости с увеличением обратного смещения на плато зависимости $C(V)$ и за ним определяется таким увеличением ширины слоя объемного заряда, которое обеспечивает понижение квазиуровня Ферми в слое кластеров, достаточное для компенсации заряда на металлическом электроде.

Решая уравнение Пуассона для рассматриваемой структуры в приближении ступенчатого вида функции заполнения глубоких уровней и исчезающе малой толщины слоя кластеров, можно определить из $C(V)$ -характеристики энергетическую плотность глубоких со-

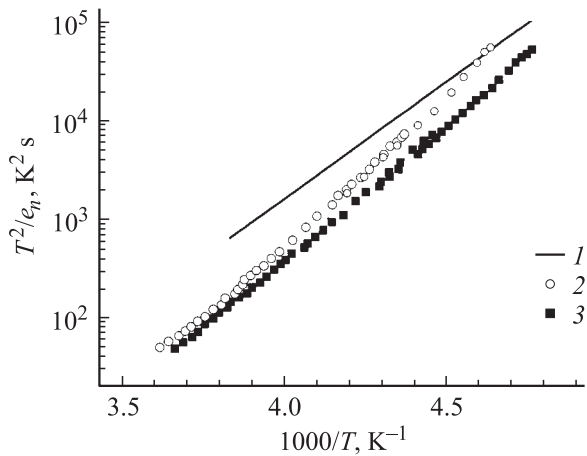


Рис. 3. Графики Аррениуса для электронных ловушек в слое LT-GaAs. 1 — ловушка Q2 [6], 2, 3 — результаты настоящей работы: 2 — при напряжении смещения $V = -4$ В, 3 — при напряжении смещения $V = -3.1$ В.

стояний dN_T/dE в плоскости кластеров. В системе CGSE:

$$\frac{dN_T}{dE} = \frac{\epsilon}{4\pi x_1 q^2} \left[\frac{SqN_d}{C^2(V)} \left(\frac{\epsilon S}{4\pi C(V)} - x_1 \right) \right]^{-1} \times \left[\frac{dV}{dC} + \frac{SqN_d x_1}{C^2(V)} \right], \quad (1)$$

где N_d — концентрация нескомпенсированных мелких доноров в n -GaAs, q — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая постоянная. Энергия E отсчитывается от дна зоны проводимости в глубь запрещенной зоны GaAs.

Выражение (1) дает dN_T/dE при энергии, соответствующей квазиуровню Ферми при напряжении V . Для того чтобы получить зависимость dN_T/dE от E , необходимо использовать соотношение

$$E = (2\pi/\epsilon)q^2 N_d \left[\epsilon S / (4\pi C(V)) - x_1 \right]^2 + E_F, \quad (2)$$

где E_F — расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости в нейтральном n -GaAs.

Численное решение уравнения нейтральности для n -GaAs с учетом слабой компенсации при $T = 270$ К и $N_d = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ дает $E_F = 0.060 - 0.065$ эВ ниже дна зоны проводимости GaAs. На рис. 2, *b* представлена зависимость энергетической плотности глубоких состояний dN_T/dE в слое LT-GaAs от E , рассчитанная с помощью выражений (1) и (2) из $C(V)$ -характеристики (рис. 2, *a*). Плотность состояний dN_T/dE имеет ярко выраженный максимум на уровне $\sim 10^{14} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$ при энергии $E \approx 0.46$ эВ и спадает примерно на 2 порядка при приближении к середине запрещенной зоны GaAs. Резкое падение плотности состояний dN_T/dE со стороны низких энергий (рис. 2, *b*) может быть связано с тем, что в используемой модели не учитывается вклад в дифференциальную емкость изменения заряда в верхнем слое GaAs, который может быть существенным

при малых напряжениях обратного смещения. Оценка полного числа электронов на глубоких состояниях в слое кластеров из длины плоского участка $C(V)$ -характеристики и значения емкости на нем дает величину $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что хорошо согласуется с плотностью состояний dN_T/dE , представленной на рис. 2, *b*.

В спектре НСГУ исследуемых образцов была обнаружена одна электронная ловушка. Для предотвращения перезарядки большого количества ловушек в слое LT-GaAs [6] и зондирования ловушек, лежащих в узком диапазоне энергий, мы использовали небольшой по амплитуде импульс заполнения $V_p = 1$ В. При этом оказалось, что в области низких температур (210–230 К) наблюдается аномально сильное возрастание амплитуды пика НСГУ при движении его в сторону повышения температуры с увеличением окна темпов эмиссии двухстробного интегратора. Этот эффект связан с существованием потенциального барьера, препятствующего электронам при импульсе заполнения проникать в слой LT-GaAs. В результате при низких температурах в конце заполняющего импульса степень заполнения ловушек оказывается ниже стационарной и будет возрастать с повышением температуры. Последнее влияет как на амплитуду, так и на положение максимума в спектре НСГУ и искажает график Аррениуса, что видно на рис. 3. Поэтому для определения параметров ловушки нами использовались спектры НСГУ, измеренные при температурах выше 260 К, что соответствует значениям окна темпов эмиссии двухстробного интегратора в диапазоне $400 - 1600 \text{ с}^{-1}$, когда амплитуда релаксации емкости переставала изменяться с увеличением температуры, т. е. заселение ловушек в слое LT-GaAs в конце импульса заполнения всегда достигало стационарного значения. Изменение напряжения смещения V от -4 до -3.1 В приводит к уменьшению величины барьера и уменьшению изгиба линии Аррениуса (рис. 3). Соответствующая высоким температурам часть графика Аррениуса дает энергию активации в диапазоне $0.48 - 0.60$ эВ при сечении захвата $5 \cdot 10^{-14} - 1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$. Значения энергии активации достаточно хорошо согласуются с данными, полученными из анализа зависимости $C(V)$ (рис. 2, *b*).

Как показано на рис. 3, значения скоростей эмиссии электронов исследуемой ловушки достаточно близки к параметрам ловушки Q2, обнаруженной в работе [6] в образцах со слоем LT-GaAs, где средний размер кластеров мышьяка, образованных без введения атомов Sb, составлял величину порядка 6–8 нм. Это подтверждает сделанное в работе [6] предположение о том, что появление электронной ловушки с энергией активации ~ 0.5 эВ и большим сечением захвата связано с образованием крупных кластеров в слоях LT-GaAs. Небольшое различие в сечении захвата и энергии активации между Q2 и исследуемой в настоящей работе ловушкой может быть вызвано различием размеров и состава кластеров и частично погрешностью определения параметров ловушек.

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

Список литературы

- [1] M.R. Melloch, K. Mahaligam, N. Otsuka, J.M. Woodall, A.C. Warren. *J. Cryst. Growth*, **111**, 39 (1991).
- [2] Н.А. Берт, А.И. Вейнгер, М.Д. Вилисова, С.И. Голощапов, И.В. Ивонин, С.В. Козырев, А.Е. Куницын, Л.Г. Лаврентьева, Д.И. Лубышев, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков, В.В. Чалдышев, М.П. Якубеня. *ФТТ*, **35**, 2609 (1993).
- [3] T.-C. Lin, T. Okumura. *Japan. J. Appl. Phys.*, **35**, 1630 (1996).
- [4] H. Ruda, A. Shik. *Phys. Rev. B*, **63**, 085203–1 (2001).
- [5] P.A. Loukakos, C. Kalpouzos, I.E. Perakis, Z. Hatzopoulos, M. Logaki, C. Fotakis. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2883 (2001).
- [6] 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. Путято, Б.Р. Семягин. *ФТП*, **38**, 401 (2004).
- [7] V.V. Chaldyshev. *Mater. Sci. Eng.*, **B88**, 195 (2002).
- [8] П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев, Н.А. Берт, А.А. Суворова, С.Г. Конников, А.В. Черниговский, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, *ФТП*, **32**, 1170 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

A study of the recombination centers related with As–Sb nanoclusters in the low temperature grown gallium arsenide

P.N. Brunkov, A.A. Gutkin, Yu.G. Musikhin, V.V. Chaldyshev, N.N. Bert, S.G. Konnikov, V.V. Preobrazhensky, M.A. Putjato*, B.R. Semjagin**

loffe 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 low temperature CaAs (LT-GaAs) grown at 150°C were investigated. As–Sb clusters that formed in this material after annealing localized in a plane containing one monolayer of Sb atoms, deposited during the growth and achieved 20 nm in diameter.

To carry out measurements, the Schottky barrier Au–n-CaAs was used. At the certain reverse bias the space charge region of this barrier included the narrow LT-GaAs layer with a plane of the clusters. Dependence of capacitance of the structure on the bias voltage showed that electrons captured in the layer were mainly located on traps with energy of ~ 0.5 eV below the bottom of the CaAs conduction band. The density of states at this energy was about $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ and dropped quickly to the middle of the band gap of CaAs. The existence of traps with energy of thermal activation of electron emission ~ 0.5 eV was confirmed with the deep level transient spectroscopy. The value of the capture cross-section of electrons determined by this technique lies in the range of $5 \cdot 10^{-14} - 1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$. It is supposed that the traps are related to the large As–Sb clusters.