

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ТЕРМИЧЕСКУЮ ЭМИССИЮ ДЫРОК СОБСТВЕННЫМИ ДЕФЕКТАМИ В $p$ -GaAs, ПОЛУЧЕННОМ ЖИДКОСТНОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

Герасимов А. Л., Гринсон А. А., Гуткин А. А., Прошин В. И.

Исследовано влияние электрического поля напряженностью до  $\sim 10^5$  В/см на скорость термической эмиссии дырок  $e_p^{\ddagger}$  с глубоких уровней с энергиями активации 0.7, 0.4, 0.35 и 0.2 эВ в специально не легированном  $p$ -GaAs, полученном жидкостной эпитаксией. Увеличение  $e_p^{\ddagger}$  для последних трех уровней согласуется с ожидаемым в трехмерной модели эффекта Пула—Френкеля в случае однократно заряженного притягивающего кулоновского центра. Отсутствие зависимости  $e_p^{\ddagger}$  от поля для центра с энергией активации 0.7 эВ (уровень  $B$  в GaAs, полученном жидкостной эпитаксией) показывает, что этот центр не обладает притягивающим кулоновским потенциалом и, следовательно, уровень  $B$  не соответствует второму зарядовому состоянию дефекта с энергией активации 0.4 эВ (уровень  $A$ ), как предполагалось ранее. Последний вывод подтверждается также сопоставлением изменений концентраций уровней  $A$  и  $B$  в приповерхностном слое при низкотемпературном отжиге.

Как известно, нелегированный GaAs, полученный жидкостной эпитаксией, обычно содержит локальные уровни  $A$  и  $B$  [<sup>1</sup>] (или  $HL5$  и  $HL2$  [<sup>2</sup>]) с энергиями активации термической эмиссии дырок ( $\epsilon_a$ )  $\sim 0.4$  и  $\sim 0.7$  эВ соответственно. В работе [<sup>3</sup>] из результатов фотоемкостных измерений сделан вывод, что уровни  $A$  и  $B$  принадлежат одному дефекту, и предполагалось, что этим дефектом является двойной акцептор Ga<sub>As</sub>. В нейтральном состоянии этот центр связывает две дырки и дает уровень  $A$ , отвечающий Ga<sub>As</sub><sup>0</sup>/Ga<sub>As</sub><sup>-</sup>, тогда как Ga<sub>As</sub><sup>-</sup>/Ga<sub>As</sub><sup>-</sup> соответствует уровню  $B$ . Однако в ряде работ антиструктурному дефекту Ga<sub>As</sub> приписываются уровни, лежащие на  $\sim 0.08$  и  $\sim 0.2$  эВ выше  $v$ -зоны [<sup>4-6</sup>], а в ранней работе [<sup>7</sup>] на основании исследования распределения концентраций уровней  $A$  и  $B$  по глубине образцов было заключено, что эти уровни принадлежат различным дефектам. Таким образом, выяснение как связи уровней  $A$  и  $B$  друг с другом, так и природы дефектов с этими уровнями требует дальнейших исследований.

Для решения этих задач полезным является определение зарядового состояния дефектов, связанных с уровнями  $A$  и  $B$ , которое осуществлено в настоящей работе с помощью изучения влияния электрического поля на скорость термической эмиссии дырок. Аналогичные измерения проведены и для уровней с  $\epsilon_a \simeq 0.35$ ,  $\simeq 0.2$  эВ, появляющихся в приповерхностном слое  $p$ -GaAs в результате прогрева при 100—150 °С.

Детектирование глубоких уровней и определение для них скорости термической эмиссии дырок ( $e_p^{\ddagger}$ ) при сравнительно низких напряженностях электрического поля проводились методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) в режиме постоянной емкости [<sup>8</sup>]. Для измерений относительного возрастания  $e_p^{\ddagger}$  при увеличении электрического поля использовалась нестационарная спектроскопия глубоких уровней в режиме постоянной емкости при опустошающих импульсах напряжения (RDLTs) [<sup>9</sup>].

Образцы для исследования представляли собой барьеры Шоттки Al—*p*-GaAs, изготовленные напылением Al в вакууме  $\sim 10^{-5}$  мм рт. ст. Температура структуры при напылении не превышала 50 °С. Слои *p*-GaAs были выращены из ограниченного объема раствора-расплава Ga+GaAs на подложках из *p*<sup>+</sup>-GaAs (плоскость {100}) и имели концентрацию дырок при комнатной температуре  $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, что было связано с существованием в таких слоях мелких акцепторов [10]. Поверхность GaAs перед нанесением выпрямляющего контакта подвергалась химико-механической полировке, удалявшей слой в несколько десятков микрометров.

В спектрах DLTS образцов непосредственно после изготовления обнаруживаются уровни А и В. Зависимости скоростей термической эмиссии дырок с этих

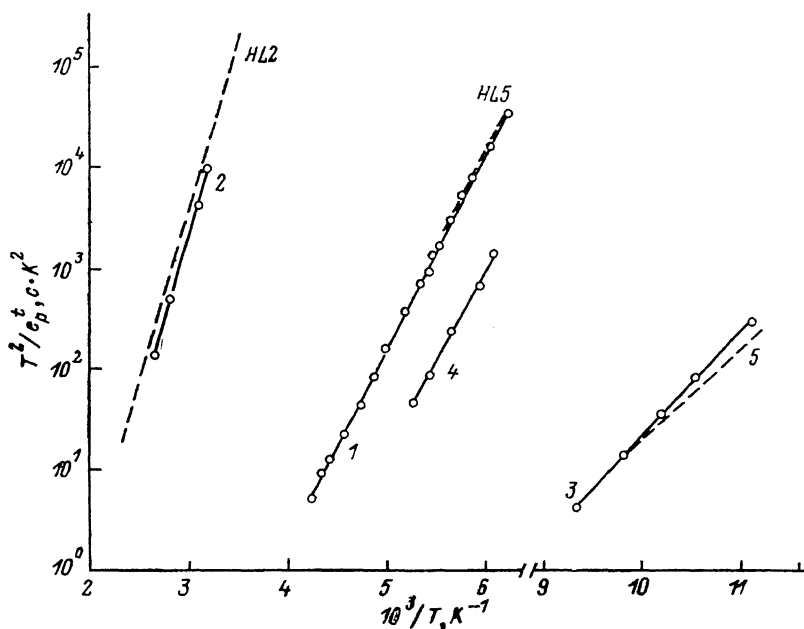


Рис. 1. Зависимости скоростей термической эмиссии дырок с глубоких уровней от температуры.

Уровни: 1 — А, 2 — В, 3 — 3, 4 — 4, 5 — уровень с  $\epsilon_a = 0,18$  эВ, обнаруженный в [11]; HL5 и HL2 — данные работы [2].

уровней от обратной температуры (рис. 1) хорошо совпадают с известными [2]. Измерения были проведены при амплитуде заполняющего импульса 0.5—1 В, что соответствовало напряженности электрического поля в зондируемой области слоя объемного заряда  $\leq 2 \cdot 10^4$  В/см. Прогрев барьеров при температуре 100 °С приводит к уменьшению концентрации уровней А и В в приповерхностном слое и появлению в спектрах DLTS пиков 3 и 4, соответствующих уровням с  $\epsilon_a = (0.35 \pm 0.01)$  и  $(0.20 \pm 0.01)$  эВ. Величины скоростей термоэмиссии дырок с этих уровней также приведены на рис. 1. Уровень со значениями  $e_p^i$ , близкими к полученным нами для уровня 3, был обнаружен в приповерхностном слое диодов Al—*p*-GaAs в работе [11]. Уровень 4 ранее не наблюдался. Природа этих уровней в настоящее время не известна.

На рис. 2 представлены зависимости скорости термоэмиссии дырок от напряженности электрического поля *E* для основных примесных уровней, наблюдавшихся нами (уровни А, В, 3 и 4). Как известно, влияние электрического поля на  $e_p^i$ , вообще говоря, определяется понижением барьера для связанного носителя (эффект Пула—Френкеля) и туннелированием с участием фононов [12, 13]. При относительно низких напряженностях поля для центров с дальнедействующим притягивающим кулоновским потенциалом доминирующим является эффект понижения барьера [12, 13]. При этом максимум потенциала центра в таких полях расположен далеко от дефекта, и влиянием на понижение барьера короткодействующего потенциала, определяющего глубину уровня, можно пре-

небрежь. В связи с этим для выяснения вида действующего потенциала примесного центра (и, следовательно, для определения зарядового состояния центра) мы сопоставляли экспериментальные результаты с зависимостями,

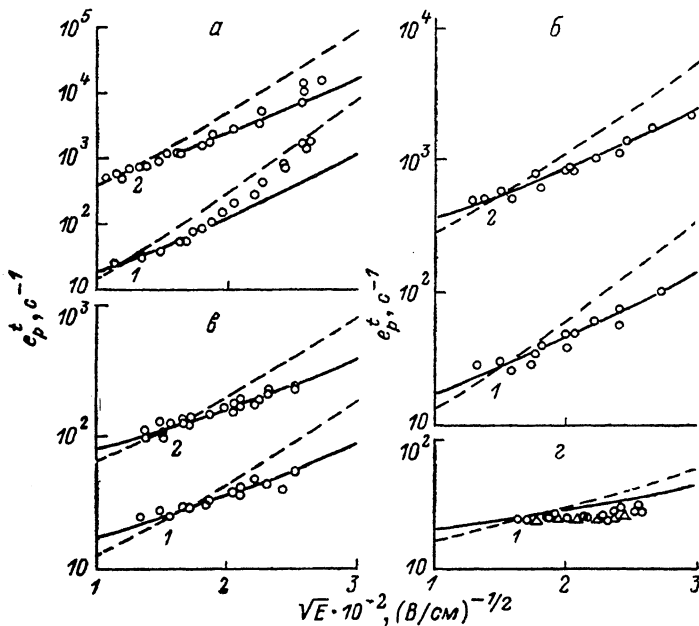


Рис. 2. Зависимости скоростей термической эмиссии дырок глубокими уровнями в GaAs от напряженности электрического поля.

Уровни: а — 3, б — 4, в — А, г — В. Т, К: 1, а — 89; 2, а — 101; 1, б — 159; 2, б — 171; 1, в — 183; 2, в — 192; 1, г — 320. Кривые — расчет для трехмерного эффекта Пула—Френкеля [14], сплошная линия — однократно ионизованный акцептор, штриховая — двукратно ионизованный акцептор; точки — эксперимент; равные точки на рис. 2, г соответствуют разным напряжениям обратного смещения (2 и 3 В) при измерениях одного образца.

вычисленными согласно работе [14] для трехмерного эффекта Пула—Френкеля в случае кулоновского центра, имеющего после эмиссии дырки заряд  $-q$  или

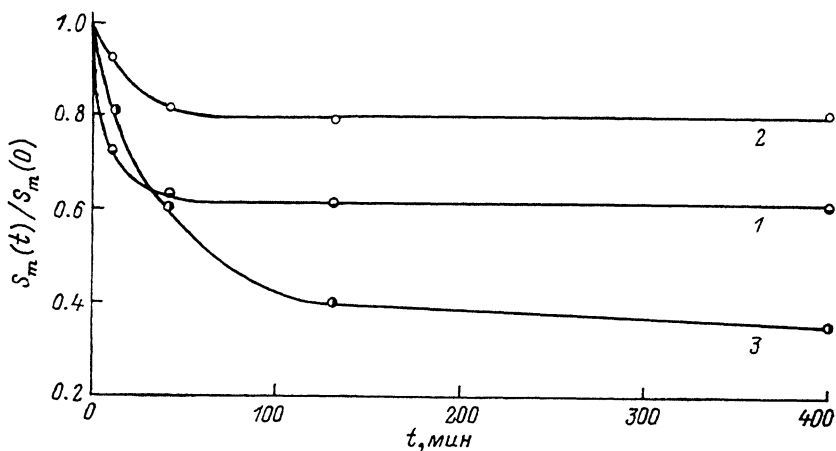


Рис. 3. Относительное изменение амплитуды пиков в спектре DLTS барьера Al—p-GaAs в зависимости от времени отжига при 100 °С.

1, 2 — пики А и В соответственно при постоянном обратном смещении 2 В, 3 — пик А при обратном смещении  $\sim 1$  В (расстояние зондируемого слоя GaAs от поверхности  $\sim 0.26$  мкм, как и в случае кривой 2).

$-2q$  ( $q$  — заряд электрона). Такое сопоставление, показанное на рис. 2, свидетельствует о хорошем согласии экспериментальных зависимостей  $e_p^t(E)$  в области слабых полей для центров А, 3 и 4 с ожидаемыми для однократно ионизованных акцепторов. Наблюдающееся при более высоких полях отклоне-

ние эксперимента от расчета для уровня  $\mathcal{Z}$  связывается с вкладом туннелирования с участием фононов. Как видно из рис. 2, вклад этого процесса при понижении температуры измерений начинает проявляться при более низких напряженностях поля. Это согласуется с предсказаниями теории для изменения скорости термоэмиссии вследствие туннелирования с участием фононов [13, 15].

Таким образом, приведенные данные позволяют заключить, что дефекты, дающие уровни  $A$ ,  $\mathcal{Z}$  и  $\mathcal{L}$ , проявляют себя, как однократные акцепторы. Для уровня  $B$  было получено, что скорость эмиссии дырок при температуре 320 К не зависит от напряженности поля в полях до  $\sim 6 \cdot 10^4$  В/см. Отметим, что, поскольку уровень  $B$  расположен достаточно глубоко в запрещенной зоне, в тонкой приповерхностной области барьера Шоттки во время опустошающего импульса напряжения с него возможна туннельная эмиссия электронов в металл, которая может исказить результаты измерений  $e_p^t(E)$ . Однако возможность пренебрежения этим эффектом была подтверждена полной идентичностью результатов в случаях проведения измерений  $e_p^t(E)$  методом RDLTS при различных напряжениях постоянного смещения (т. е. при различных расстояниях исследуемого слоя полупроводника от поверхности) (рис. 2). Отсутствие заметной полевой зависимости  $e_p^t$  для  $E \leq 6 \cdot 10^4$  В/см противоречит расчетам для кулоновского притягивающего центра с зарядом  $-2q$  (рис. 2). Следовательно, уровень  $B$  не связан со второй ионизацией дефекта, дающего уровень  $A$ , как предполагалось в [3], и уровни  $A$ ,  $B$  принадлежат различным дефектам.

Подтверждением этого вывода являются также результаты исследований относительного изменения концентрации уровней  $A$  и  $B$  в приповерхностном слое барьера Шоттки в результате отжига при 100 °С. Зависимость относительного изменения амплитуд пиков, соответствующих уровням  $A$  и  $B$  в спектре DLTS (т. е. относительной концентрации дефектов с уровнями  $A$  и  $B$ ), при обратном смещении 2 В и заполняющем импульсе 0.5 В от времени отжига представлена на рис. 3. Несмотря на то что зондируемый слой для пика  $B$  в этих условиях находится ближе к поверхности, изменение концентрации дефекта с уровнем  $B$  при отжиге меньше, чем дефекта с уровнем  $A$ . Эта разница более увеличивается, если путем изменения постоянного смещения при детектировании пиков  $A$  и  $B$  зондируемый слой в обоих случаях фиксировать в одном и том же месте (рис. 3).

В заключение авторы выражают искреннюю признательность С. И. Пономареву за изготовление образцов для исследований.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Lang D. V. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 3023—3032.
- [2] Mitonneau A., Martin G. M., Mircea A. — Electron. Lett., 1977, v. 13, №22, p. 666—668.
- [3] Wang Z.-G., Ledebor L.-A., Grimmeiss H. G. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1984, v. 17, N 2, p. 259—272.
- [4] Yu P. W., Mitchel W. C., Mier M. G., Li S. S., Wang K. L. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 6, p. 532—534.
- [5] Elliot K. R. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, N 2, p. 274—276.
- [6] Hiramoto T., Moshizaku Y., Ikoma T. — Japan. J. Appl. Phys., 1986, v. 25, N 10, p. L830—L832.
- [7] Lang D. V., Logan R. A. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 4, p. 1533—1537.
- [8] Johnson N. M. J. — Vac. Sci. Technol., 1982, v. 21, N 2, p. 303—314.
- [9] Li G. P., Wang K. L. — J. Appl. Phys., 1985, v. 57, N 4, p. 1016—1021.
- [10] Шаровова Е. В., Мильудский М. Г., Сабанова Л. Д., Берман Л. В., Колобова Г. А., Соловьев Б. Н., Моргулис Л. М. — В кн.: Рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск, 1977, ч. 2, с. 248—252.
- [11] Auret F. D. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 2, p. 130—132.
- [12] Irmscher K., Schenk A., Enderlein R., Klose H., Suisky D. — In: Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Singapore, 1987, v. 2, p. 903—906.
- [13] Тамашев С. Ф. — ФТП, 1974, т. 8, в. 4, с. 804—806.
- [14] Hartke J. L. — J. Appl. Phys., 1968, v. 39, N 10, p. 4871—4873.
- [15] Булярский С. В., Грушко Н. С., Гуткин А. А., Наследов Д. Н. — ФТП, 1975, т. 9, в. 2, с. 287—291.

Институт физики АН НРБ  
София  
Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 29.07.1987  
Принята к печати 23.10.1987