

# Влияние электронного (зарядового) состояния $E$ -ловушек на эффективность их накопления в $n$ -GaAs при облучении

© В.Н. Брудный<sup>†</sup>, В.В. Пешев\*

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,  
634050 Томск, Россия

\* Томский политехнический университет,  
634050 Томск, Россия

(Получена 14 марта 2002 г. Принята к печати 24 апреля 2002 г.)

При высокоэнергетическом радиационном воздействии в интервале 77–580 К выявлена сложная температурная зависимость эффективности накопления  $E$ -ловушек в нейтральной области и области пространственного заряда диодов Шоттки на основе  $n$ -GaAs при энергиях атомов отдачи, близких к пороговым энергиям образования радиационных дефектов. Количественно экспериментальные данные описаны в рамках модели метастабильной пары Френкеля, в которой учтены процессы аннигиляции, перезарядки и стабилизации пары Френкеля в материале в зависимости от электронного (зарядового) состояния ее компонент, определяемого положением уровня (квазиуровня) Ферми и температурой образца.

## 1. Введение

Влияние электронного (зарядового) состояния радиационных дефектов (РД) на процессы их образования и последующего отжига в полупроводниках давно привлекают внимание исследователей. Это обусловлено тем, что эффективности аннигиляции и миграции РД в кристаллической решетке полупроводника могут в сильной степени зависеть от зарядового состояния дефектов, что в свою очередь может определять как скорости их накопления в материале, так и типы доминирующих при данных условиях облучения РД. Изменение уровня легирования или типа проводимости материала, наличие нейтральных областей (НО) или областей пространственного заряда (ОПЗ) в материале изменяют положение уровня (квазиуровня) Ферми относительно уровня радиационных дефектов, что может кардинальным образом отразиться не только на эффективности накопления дефектов, но и определять спектр радиационных нарушений материала. Первоначально для исследований этих эффектов использовали измерения интегральных характеристик, таких как электропроводность, скорости удаления свободных носителей в материалах с различным уровнем исходного легирования или типа проводимости. При этом исследования были выполнены главным образом на элементарных полупроводниках: Si, Ge, а для этих материалов характерна высокая подвижность собственных дефектов решетки вблизи 300 К. Поэтому основными РД для них являются комплексы собственных дефектов с химическими примесями, формирование которых обусловлено вторичными процессами дефектообразования [1]. Развитие метода спектроскопии глубоких уровней (deep level transient spectroscopy — DLTS) открыло новые возможности для изучения эффективности накопления и отжига РД на одном и том же материале путем изменения зарядового состояния дефекта с помощью вариации положения квазиуровня

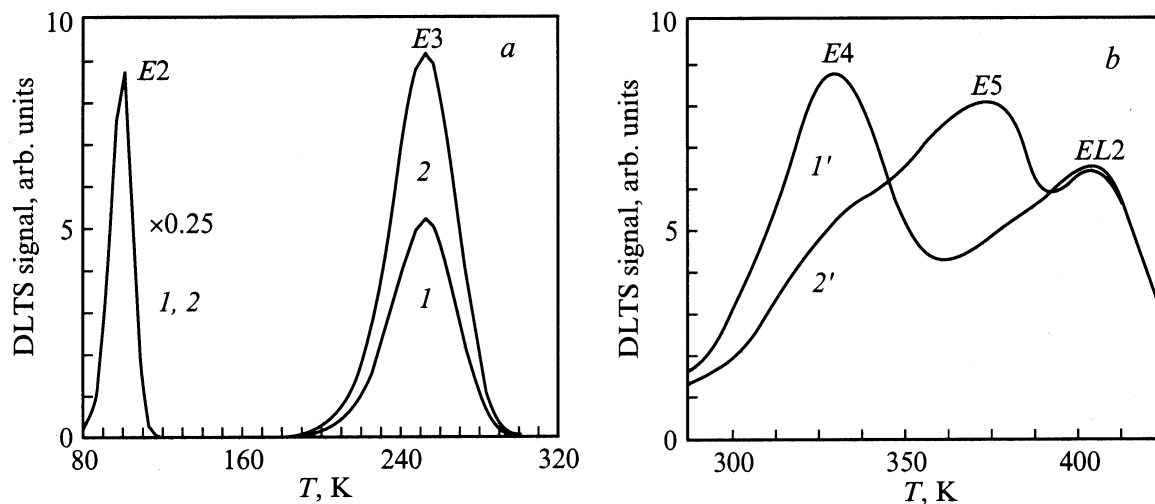
Ферми за счет подачи обратного смещения как в процессе облучения структуры, так и при последующем отжиге образца. В отличие от выполненных ранее измерений электропроводности, эффекта Холла такие исследования позволяют следить за судьбой конкретных РД.

## 2. Экспериментальная часть

Настоящая работа посвящена исследованию влияния электронного (зарядового) состояния так называемых  $E$ -ловушек [2] на эффективность их накопления в  $n$ -GaAs при облучении в широком температурном интервале. В настоящее время имеется обширный экспериментальный материал относительно параметров данных дефектов, но все измерения выполнены только для НО полупроводниковых структур. В представленной работе проводится сравнительное исследование эффективности накопления  $E$ -ловушек в НО и ОПЗ диодов Шоттки на основе  $n$ -GaAs при различных видах облучения.

Можно отметить, что еще в работе [3] было отмечено влияние положения уровня Ферми на характеристики отжига РД вблизи 500 К в облученном электронами  $n$ -GaAs по измерениям электропроводности. Впоследствии данные авторы в образцах  $n$ -GaAs, облученных быстрыми нейтронами, для данной стадии отжига выделили два типа РД, а именно: (1) дефекты, отжиг которых чувствителен к положению уровня Ферми в материале, и (2) дефекты, нечувствительные к этому фактору, что было приписано особенностям нейтронного облучения, в частности образованию скоплений РД [4]. Впоследствии методами DLTS было показано, что данная стадия соответствует отжигу  $E$ -ловушек, более того, на примере  $E3$ -ловушки были выявлены различия в термической стабильности данного дефекта вблизи 500 К в НО и ОПЗ диодов на основе  $n$ -GaAs [5]. Экспериментальные исследования авторов настоящей работы впервые показали, что электронное состояние  $E$ -ловушек влияет не только на эффективность их последующего отжига, но и на

<sup>†</sup> E-mail: brudnyi@ic.tsu.ru  
Fax: (382)2423493



**Рис. 1.** Низкотемпературная (а) и высокотемпературная (б) области спектров DLTS диодов Шоттки на основе  $n$ -GaAs, облученных гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  ( $T = 300\text{ K}$ ,  $D = 6.5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$ ) с приложением напряжения обратного смещения 9 В (1, 1') и без него (2, 2'). EL2 — ростовая ловушка.

скорость их накопления при гамма- и электронном облучении [6].

В представленной работе на основе обобщения результатов исследований авторов по эффективности накопления ловушек  $E3$ ,  $E4$  и  $E5$  в НО и ОПЗ диодов Шоттки на основе  $n$ -GaAs при радиационном воздействии в интервале температур 77–580 К показано, что наблюдаемые особенности накопления РД могут быть численно описаны в рамках метастабильной пары Френкеля.

## 2.1. Методика эксперимента

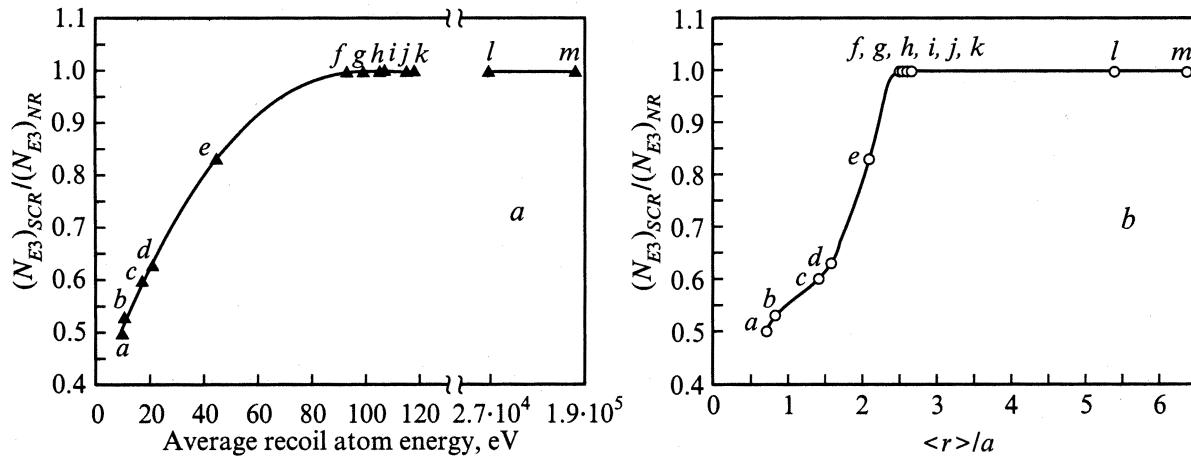
Для исследований использованы диодные структуры Au/Ti/ $n$ -GaAs ( $3 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ )/ $n^+$ -GaAs ( $2 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ ), активная область которых была получена методом газотранспортной эпитаксии в системе  $\text{AsCl}_3$ . Облучение диодов проводилось гамма-квантами на установке  $^{60}\text{Co}$ , электронами с энергиями 0.6–6.0 МэВ, протонами 5, 10, 63 МэВ, дейтронами 12.4 МэВ, альфа-частицами 22 МэВ и быстрыми нейтронами импульсного реактора ( $E \approx 1\text{ МэВ}$ ) при нулевом обратном смещении ( $U = 0$ ) и при подаче на облучаемый диод обратного смещения величиной до 40 В. При прекращении облучения обратное смещение снималось и далее диоды поступали на измерение. При этом эксперименты выявили различие в эффективности накопления  $E$ -ловушек в НО и ОПЗ диодов Шоттки в условиях изодозового облучения (рис. 1). Поскольку имелись данные по электродиффузии некоторых ростовых дефектов в обратно смещенных поверхностно-барьерных структурах на основе  $n$ -GaAs [7], были измерены профили  $E$ -ловушек в диодах, облученных с обратным смещением различной величины. Кроме того, исследовано влияние приложенного внешнего смещения к облученным структурам на время, равное времени их облучения. Эти измерения показали, что наблюдаемая

разность скоростей введения дефектов в НО и ОПЗ не может быть обусловлена электродиффузией  $E$ -ловушек в условиях проведенного эксперимента [8].

## 2.2. Модельные оценки

Для описания экспериментальных зависимостей эффективности накопления  $E$ -ловушек в НО и ОПЗ диодов использована модель метастабильной пары Френкеля (ФП) (вакансия —  $V$  и межузельный атом —  $I$ ), в которой предполагалось, что при облучении полупроводника формируются ФП, вероятность аннигиляции или разделения которых определяется соотношением между соответствующими энергетическими барьерами и величиной  $kT$ . Следует отметить, что такие модели были предложены на заре исследований радиационных эффектов для объяснения экспериментальных данных, полученных в различных условиях облучения материала (температура образца, плотность потока облучения, степень легирования материала) [9,10]. Подробный обзор этих моделей и их применимости в различных полупроводниках дан в книге [11]. Многочисленные эксперименты показали, что из-за высокой подвижности собственных дефектов в элементарных полупроводниках большое значение приобретают вторичные процессы дефектообразования, а именно формирование комплексов РД с химическими примесями, а также кластеризация собственных дефектов, например формирование дивакансии в Si. Поэтому модели метастабильных ФП использовались главным образом в случае низкотемпературных экспериментов.

Возможность использования данных моделей применительно к GaAs, в том числе и при температурах облучения вблизи 300 К, основывается на следующих факторах: 1) эффективности накопления  $E$ -ловушек



**Рис. 2.** Зависимости отношения концентраций центров  $E3$  в ОПЗ и НО от средней энергии атомов отдачи ( $a$ ) и от среднего расстояния между компонентами ФП, приведенного к параметру решетки GaAs ( $b$ ). Виды облучения: ( $a, b, c, d, e$ ) — электроны с  $E$  (МэВ) — 0.33, 0.56, 1, 1.4, 6. ( $f, g, j$ ) — протоны с  $E$  (МэВ) — 5, 10, 63. ( $h, k$ ) —  $\alpha$ -частицы с  $E$  (МэВ) — 5.1, 22. ( $i$ ) — дейтроны 12.4 МэВ. ( $l, m$ ) — нейтроны с  $E$  (МэВ) — 1, 7.

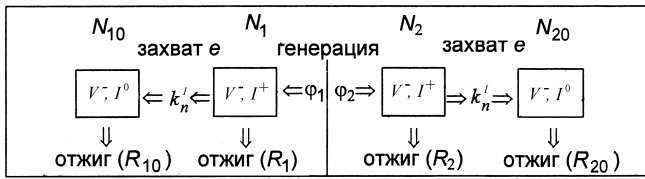
в НО диодов на основе  $n$ -GaAs близки к расчетным, а их энергетический спектр практически не зависит от температуры (4–300 К), при которой проводится облучение, от примесного состава материала и способа его выращивания [2]; 2) оцененная из эксперимента величина энергии, выделяемой при отжиге одного РД при температурах вблизи 500 К  $\approx 8$  эВ [12], близка к теоретическим оценкам величины запасенной энергии на одну ФП [13,14] и величине пороговой энергии образования  $E$ -ловушек  $\approx 10$  эВ [2]. Все это позволяет предположить, что наблюдаемые в  $n$ -GaAs  $E$ -ловушки могут быть отнесены к простейшим собственным дефектам решетки. Более того, исследование ориентационных эффектов при энергиях бомбардирующих электронов 0.2–0.5 МэВ [2] и независимость появления  $E$ -ловушек от состава твердого раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  [15] позволили связать их с ФП типа  $V_{\text{As}}-I_{\text{As}}$  с различным расстоянием между компонентами пары [2].

При численных оценках учитывалось, что образование ФП проходит в несколько этапов: (1) формирование протопары в зарядовом состоянии ( $V^-, I^+$ ) за времена, близкие времени взаимодействия высокоэнергетической частицы с атомом решетки (порядка  $10^{-14}$  с) [16]; (2) протопара может рекомбинировать либо перейти в стационарное зарядовое состояние за времена  $\tau \approx [e_n^{V,I} + k_p^{V,I}]^{-1} + [e_p^{V,I} + k_n^{V,I}]^{-1}$ , определяемые условиями облучения: положением уровня (квазиуровня) Ферми относительно уровней дефектов, температурой образца (здесь  $e_{np}^{V,I}$  и  $k_{np}^{V,I}$  — постоянные эмиссии захвата электронов и дырок вакансией ( $V$ ) или межузельным атомом ( $I$ ) соответственно). Таким образом, концентрации ФП в различных зарядовых состояниях могут изменяться как за счет рекомбинации в процессе облучения, так и вследствие их перезарядки в стационарное зарядовое состояние путем захвата (или эмиссии) электронов (дырок) с возможностью последующей рекомбинации пары.

Поскольку данные процессы зависят от пространственного разделения компонент ФП, было исследовано распределение пар по среднему расстоянию между компонентами ( $\langle r \rangle$ ) в зависимости от средней энергии атомов отдачи ( $\langle E \rangle$ ). Для этого учтено, что для заряженных частиц величина  $\langle E \rangle \approx E_m \ln(E_m/E_d)$ , а для нейтронного облучения  $\langle E \rangle \approx (E_m - E_d)/2$ , здесь  $E_m$  — максимальная энергия атома отдачи,  $E_d$  — пороговая энергия смещения атома. Из выражения  $r_f = (1/\pi r_0^2 N_0) \ln(E_0/E_f)$ , где  $E_0$  — начальная энергия выбитого атома,  $r_0$  — радиус соударения,  $E_f$  — значение энергии выбитого атома после прохождения им пути  $r_f$  [17], можно получить соотношение для оценки среднего расстояния между компонентами ФП  $\langle r \rangle \approx (1/\pi r_0^2 N_0) \{ \ln[(\langle E \rangle - E_d + E_m)/E_m + 1] \}$  или  $\langle r \rangle \approx 0.5a \{ \ln[(\langle E \rangle - E_d + E_m)/E_m + 1] \}$ , где  $E_m$  — величина барьера для миграции дефекта в решетке,  $a$  — постоянная решетки. Эти оценки применительно к ловушке  $E3$  в GaAs ( $E_d \approx 10$  эВ и  $E_m \approx 1.5$  эВ,  $a = 0.564$  нм) позволили построить экспериментальные зависимости отношения скоростей введения ловушек  $E3$  в ОПЗ и НО диодов Шоттки как функции от  $\langle E \rangle$  и  $\langle r \rangle / a$  (рис. 2). Из этих данных следует, что при  $\langle E \rangle \approx (80-90)$  кэВ и для  $\langle r \rangle / a > 2.5$  скорости введения ловушек  $E3$  в ОПЗ и НО полностью выравниваются. А при  $\langle E \rangle < (80-90)$  кэВ ( $\langle r \rangle / a < 2.5$ ) формируются пары, для которых характерно различие в скоростях введения в НО и ОПЗ диода, причем это различие тем больше, чем меньше  $\langle r \rangle / a$ . Такие пары в дальнейшем будем называть близкими парами. Поскольку при облучении гамма-квантами источника  $^{60}\text{Co}$  величина  $\langle E \rangle \approx E_d (\approx 10$  эВ) близка к пороговой энергии образования  $E$ -ловушек в GaAs, основное количество протопар при гамма-облучении формируются как близкие пары, которые могут рекомбинировать или перезарядиться в стационарное зарядовое состояние в зависимости от условий облучения. По мере увеличения энергии атомов отдачи растет доля протопар с большим разделением,

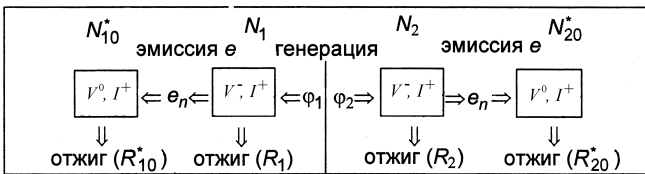
вероятность рекомбинации которых уменьшается. Таким образом, изменяя энергию атомов отдачи и положение уровня (квазиуровня) Ферми в НО и ОПЗ, мы тем самым имеем возможность изменить время жизни ФП в различных зарядовых состояниях в зависимости от температуры образца. В соответствии с данными рис. 2, b близкие ФП можно условно разделить на две группы: (1) пары с  $\langle r \rangle / a < 1.25$  ( $\leq 0.6$  нм), для которых эффективность накопления в НО и ОПЗ существенно различаются; (2) пары с  $\langle r \rangle / a > 1.25$  ( $> 0.6$  нм), для которых такое различие менее существенно. Изложенные выше соображения использованы при построении диаграмм соответствующих реакций для НО и ОПЗ и выбора параметров этих реакций.

Для НО процессы накопления, перезарядки и отжига РД выглядят следующим образом:



Здесь  $N_1$  и  $N_2$  — концентрации протопар типа (1) и (2) соответственно,  $\phi_1$  и  $\phi_2$  — скорости их генерации,  $N_{10}$  и  $N_{20}$  — соответствующие концентрации данных пар в стационарных зарядовых состояниях (1) и (2),  $k_n^1 = n \langle v \rangle \sigma_1$  — скорость захвата электрона на межузельный атом,  $n$  — концентрация электронов в зоне проводимости и  $\langle v \rangle$  — их тепловая скорость,  $\sigma_1$  — сечение захвата электронов межузельным атомом. В соответствии с теорией отжига коррелированных пар учитывалось, что для близких пар в случае более высокой подвижности одного из компонентов, предположительно межузельного атома, выполняются соотношения  $R_i(T) = v_i \exp(-E_i/kT)$ , где  $R_i(T)$  — постоянная отжига,  $v_i$  — частотный фактор,  $E_i$  — барьер для рекомбинации. При этом учитывалось, что величина барьера зависит от электростатического взаимодействия между  $V$  и  $I$ .

Аналогично для ОПЗ схема соответствующих реакций представлена диаграммой:



Здесь  $N_{10}^*$  и  $N_{20}^*$  — концентрации пар (1) и (2) в стационарном зарядовом состоянии,  $e_n^V = b \cdot \sigma_V \cdot T^2 \times \exp(-E_V/kT)$  — скорость эмиссии электронов с уровня ловушки  $E_V$  в зону проводимости,  $\sigma_V$  — сечение эмиссии,  $b = 2.28 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-2}$  для GaAs.

На основе рассмотренных моделей были численно обработаны температурные зависимости эффективности

накопления ловушек  $E3$ ,  $E4$  и  $E5$  в НО и ОПЗ в диодах Шоттки на основе n-GaAs при радиационном воздействии.

### 2.3. Температурные исследования

#### Ловушка E3 ( $E_c - 0.38$ эВ)

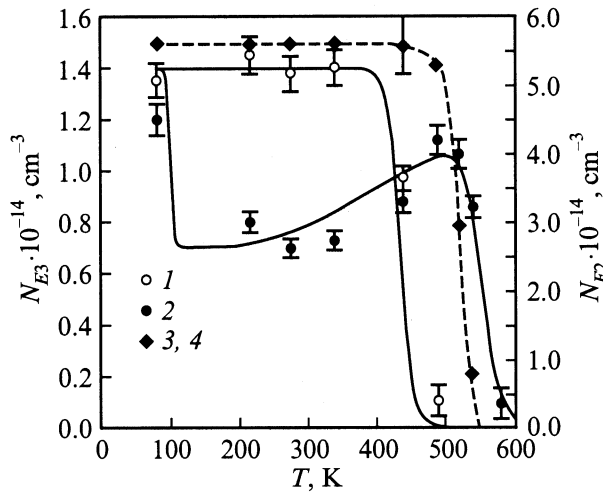
Ловушка  $E3$  — глубокий акцептор, предположительно  $V_{As}$ , которая формируется при облучении в результате одного акта смещения атома в подрешетке As [18]. Параметры этого дефекта в НО хорошо изучены [2]. Показано, что после электронного облучения ( $E = 1$  МэВ) отжиг  $E3$ -ловушки вблизи 500 К протекает более эффективно в НО по сравнению с ОПЗ диодов [5]. Авторами настоящего сообщения впервые было обнаружено, что эффективности накопления данной ловушки в НО и ОПЗ диодов Шоттки на основе n-GaAs при гамма-облучении источником  $^{60}\text{Co}$  существенно различаются [6]. При этом увеличение энергии атомов отдачи (облучение электронами с  $E > 6$  МэВ, протонами, альфа-частицами, дейтронами, быстрыми нейтронами) приводит к выравниванию скоростей введения ловушек  $E3$  в НО и ОПЗ диодов Шоттки [19], что предположительно обусловлено более сильным разделением между  $V$  и  $I$  при данных условиях облучения. Детальные исследования данного явления в широком температурном интервале были выполнены для диодов, облученных гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  [20]. Из результатов экспериментальных измерений и модельных расчетов, представленных на рис. 3 для случая гамма-облучения, следует, что эффективность накопления ловушки  $E3$  (и ловушки  $E2$  для сравнения) в НО не зависит от температуры, при которой проводилось облучение, для интервала 70–470 К. При более высоких температурах эффективность накопления данных дефектов уменьшается, что связано с их отжигом вблизи 500 К. Как следует из рис. 3, в ОПЗ температурная зависимость эффективности накопления ловушки  $E3$  имеет сложный вид.

Для количественного описания полученных данных использована модель, в которой учтено, что наблюдаемая из DLTS-измерений ловушка  $E3$  принадлежит  $V_{As}$ , возмущенной присутствием  $I_{As}$  [2]. В НО исследуемого диода уровень Ферми лежит выше  $E_c - 0.38$  эВ, так что стационарное зарядовое состояние акцепторного уровня данной ловушки соответствует  $E3^-$ , а в ОПЗ ниже, что соответствует состоянию  $E3^0$ . Относительно положения уровня  $I_{As}$  в GaAs надежных данных нет. Для нашей модели необходимо, чтобы это был глубокий донор в нижней половине запрещенной зоны.

Тогда на основе схемы реакций для НО можно легко записать соответствующие кинетические уравнения, решения которых для центров  $E3$  для НО при условии  $R_{10} = R_{20}$  имеют следующий вид:

$$N_1(T, t) = \phi_1 \{ 1 - \exp[-(k_n^1 + R_1)t] \} / (k_n^1 + R_1), \quad (1)$$

$$N_2(T, t) = \phi_2 \{ 1 - \exp[-(k_n^1 + R_2)t] \} / (k_n^1 + R_2), \quad (2)$$



**Рис. 3.** Температурные зависимости концентрации центров  $E3$  (1, 2) и  $E2$  (3, 4) в НО (1, 3) и ОПЗ (2, 4) при изодозном облучении гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  ( $D = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ,  $t_{irr} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ с}$ ), символы — эксперимент, сплошные линии — расчет согласно уравнениям (1)–(8).

$$N_{10}(T, t) = \varphi_1 k_n^I \left\{ [1 - \exp(-R_{10}t)] / R_{10} + \left\{ \exp[-(k_n^I + R_1)t] - \exp[-R_{10}t] \right\} / (k_n^I + R_1 - R_{10}) \right\} / (k_n^I + R_1), \quad (3)$$

$$N_{20}(T, t) = \varphi_2 k_n^I \left\{ [1 - \exp(-R_{10}t)] / R_{10} + \left\{ \exp[-(k_n^I + R_2)t] - \exp[-R_{10}t] \right\} / (k_n^I + R_2 - R_{10}) \right\} / (k_n^I + R_2). \quad (4)$$

Аналогично для ОПЗ могут быть записаны кинетические уравнения, которые при условии  $R_{10}^* = R_{20}^* \approx R_2^* = R_2$  имеют следующие решения:

$$N_1(T, t) = \varphi_1 \left\{ 1 - \exp[-(e_n^V + R_1)t] \right\} / (e_n^V + R_1), \quad (5)$$

$$N_2(T, t) = \varphi_2 \left\{ 1 - \exp[-(e_n^V + R_2)t] \right\} / (e_n^V + R_2), \quad (6)$$

$$N_{10}^*(T, t) = \varphi_1 e_n^V \left\{ [1 - \exp(-R_2t)] / R_2 + \left\{ \exp[-(e_n^V + R_1)t] - \exp[-R_2t] \right\} / (e_n^V + R_1 - R_2) \right\} / (k_n^I + R_1), \quad (7)$$

$$N_{20}^*(T, t) = \varphi_2 e_n^V \left\{ [1 - \exp(-R_2t)] / R_2 + \left\{ \exp[-(e_n^V + R_2)t] - \exp[-R_2t] \right\} / e_n^V \right\} / (e_n^V + R_2). \quad (8)$$

Подставив в полученные решения время облучения  $t = t_{irr} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ с}$ , можно получить расчетные зависимости рис. 3 для  $E3$ -ловушки для случая бомбардировки гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  при следующих параметрах реакций:  $E_V = 0.38 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_V = 6.2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$ ,  $\sigma_I = 1.9 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2}$ ,  $E_2 = 1.75 \text{ эВ}$ ,  $\nu_2 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $E_{10} = E_{20} = 1.55 \text{ эВ}$ ,  $\nu_2 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_{10} = \nu_{20} = 10^{13.5} \text{ с}^{-1}$ ,  $\varphi = 9.4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $\varphi_1 / \varphi_2 \approx 1$ . Большинство приведенных значений ( $E_V$ ,  $\sigma_V$ ,  $E_2$ ,  $E_{10} = E_{20}$ ,  $\varphi$ ) соответствуют известным литературным данным [2] и экспериментальным величинам, а другие подгоночные параметры имеют разумные величины. Вид температурных кривых

эффективности накопления ловушки  $E3$  в НО и ОПЗ в общем случае зависит от интенсивности облучения (при одинаковой концентрации введенных дефектов). С уменьшением времени изодозового облучения расчетные кривые смещаются в область более высоких температур.

Качественно полученная зависимость эффективности накопления центра  $E3$  в ОПЗ объясняется следующим образом. В низкотемпературной области  $T < 80 \text{ К}$  пары типа (1) „заморожены“, так как время рекомбинации  $\tau_R(1/R_1) > t_{irr} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ с}$ . В области температур  $80 < T < 200 \text{ К}$  пары  $N_1$  интенсивно рекомбинируют, что проявляется в уменьшении эффективности введения центров  $E3$ . Область температур  $200 < T < 490 \text{ К}$  определяется эмиссией электронов с уровня  $V_{As}$  в зону проводимости, что ведет к уменьшению плотности заряженных пар  $N_1$  и росту концентрации нейтральных, более стабильных пар  $N_{10}^*$ . Вследствие этого эффективность накопления центра  $E3$  растет. Действительно, поскольку с увеличением температуры облучения образца  $N_1 \rightarrow 0$ , большая часть ФП должна исчезать с постоянными отжига  $R_{10}^* = R_{20}^* \approx R_2^* = R_2$ , что способствует „выживанию“  $E3$ -ловушки в данной области температур. И наконец, для  $T > 500 \text{ К}$  центры  $E3$  начинают эффективно отжигаться.

Аналогичный анализ может быть выполнен для описания температурной зависимости эффективности накопления ловушки  $E3$  в НО. Высокая скорость введения ловушки  $E3$  и НО для области температур  $77\text{--}500 \text{ К}$  обусловлена тем, что время захвата электрона из зоны проводимости на центр  $E3$  (время, необходимое для его перехода в стационарное зарядовое состояние) меньше, чем постоянная времени рекомбинации пары через барьер  $E_1$ . Из данных анализа также следует, что для известной стадии отжига вблизи  $500 \text{ К}$  в ОПЗ доля дефектов  $E3$  с энергией активации отжига  $1.75 \text{ эВ}$  возрастает по сравнению с ловушками, отжигающимися с энергией активации отжига  $1.55 \text{ эВ}$ , что проявляется в соответствующем сдвиге кривых эффективности накопления ловушки  $E3$  в высокотемпературную область (рис. 3).

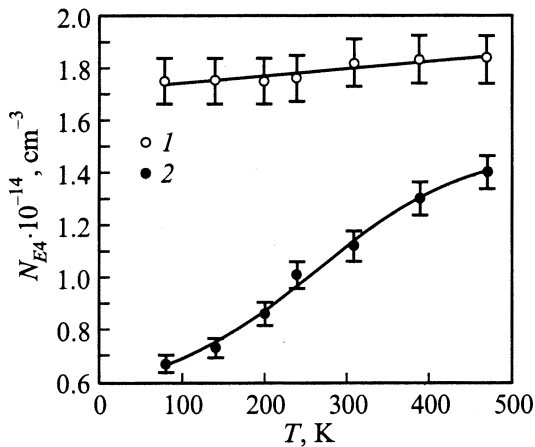
### Ловушка $E4$ ( $E_c = 0.76 \text{ эВ}$ )

Данную ловушку также связывают с дефектом в подрешетке As, хотя она имеет ряд особенностей, а именно, характеристики ее отжига отличны от отжига других  $E$ -ловушек, пороговая энергия его образования точно не определена, центр  $E4$  не подвержен рекомбинационному отжига [21]. Предполагается, что данный дефект имеет более сложную структуру по сравнению с другими  $E$ -ловушками и относится к ассоциированным дефектам. Показано также, что увеличение энергии бомбардирующих электронов приводит к более эффективному накоплению ловушек  $E4$  в НО диодов по сравнению с ловушками  $E3$  и  $E5$ , что указывает на более высокую пороговую энергию образования дефекта  $E4$  [22]. Кроме того, обнаружено увеличение эффективности накопле-

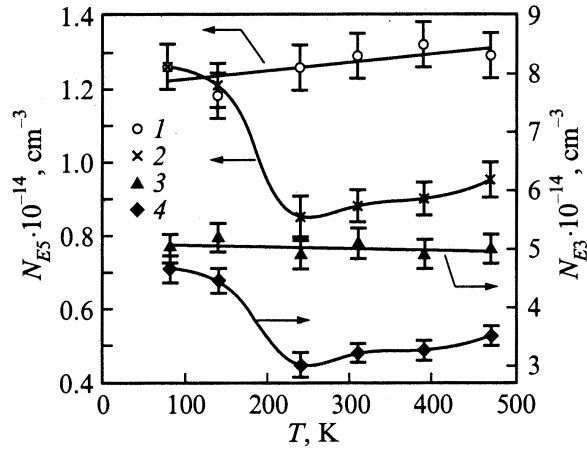
ния ловушки E4 в ОПЗ по сравнению с НО при облучении электронами (1 МэВ, 300 К) (рис. 4), что отличается от соответствующих данных для ловушки E3 (рис. 3). Температурные зависимости эффективности накопления дефекта E4 в области 77–500 К также отличны от таковых для дефекта E3. А именно, скорость накопления ловушек E4 в НО при облучении растет с увеличением температуры, что указывает на активационный характер формирования данного дефекта (рис. 4). Эти эксперименты показывают, что для образования дефекта E4 требуются более высокие энергии атомов отдачи и температуры, при которых проводится облучение. Можно предположить, что для образования данного дефекта необходимо смещение двух соседних атомов в одном акте соударения с последующим формированием ассоциированного центра. Вероятная модель образования данного дефекта состоит в следующем. В результате одного акта смещения образуются две соседние ФП с последующим формированием ассоциированного дефекта (комплекса). Таким возможным комплексом может быть дивакансия  $V_{Ga}-V_{As}$  либо  $V_{As}-V_{As}$ . Однако тот факт, что для формирования дефекта E4 в НО требуется преодоление энергетического барьера, делает предпочтительнее модель антиструктурного дефекта, в частности дефекта  $As_{Ga}-V_{As}$ , который зафиксирован измерениями ЭПР в облученном GaAs [23]. При этом в ОПЗ образование дефекта E4 происходит почти атермически, что, возможно, обусловлено понижением барьера для формирования этого дефекта за счет кулоновского взаимодействия между заряженными  $V_{Ga}^-$  и  $I_{As}^+$ , тогда как в НО требуется преодоление энергетического барьера величиной 0.02–0.03 эВ (рис. 4).

**Ловушка E5 ( $E_c - 0.90$  эВ)**

Характеристики эффективности накопления данной ловушки во многом подобны соответствующим для ловушки E3, а именно, их параметры отжига при



**Рис. 4.** Экспериментальные температурные зависимости концентрации центров E4 в ОПЗ (1) и НО (2) при изодозном облучении электронами ( $E = 1$  МэВ,  $D = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $t_{irr} = 180$  с).



**Рис. 5.** Экспериментальные температурные зависимости концентрации центров E5 (1, 2) и E3 (3, 4) в НО (1, 3) и ОПЗ (2, 4) при изодозном облучении электронами ( $E = 1$  МэВ,  $D = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $t_{irr} = 180$  с).

$T = 500$  К в НО диодов совпадают, скорости отжига в ОПЗ ниже, чем в НО, эффективности накопления вблизи 300 К в НО приблизительно в 2 раза выше, чем в ОПЗ при гамма-облучении. Температурные зависимости эффективности накопления данных ловушек в НО и ОПЗ диодов Шоттки на основе n-GaAs при облучении электронами ( $E = 1$  МэВ) показаны на рис. 5. Отмечается практически полная идентичность представленных данных для ловушек E3 и E5 и качественное подобие данным рис. 3 для E3-ловушки в случае гамма-облучения, что соответствует модельным представлениям, развитым для ловушки E3. Основное отличие данных рис. 5 от данных рис. 3 — менее четко выраженные температурные зависимости эффективности накопления E-ловушек в ОПЗ при электронном облучении. Эти результаты легко понять из данных рис. 2, согласно которым при облучении электронами с  $E = 1$  МэВ по сравнению с облучением гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  ( $E \approx 0.56$  МэВ) увеличивается величина  $\langle E \rangle$ , что приводит к некоторому выравниванию скоростей введения ловушек в НО и ОПЗ, а при дальнейшем увеличении  $\langle E \rangle$  к равенству их скоростей введения в НО и ОПЗ диода.

**3. Заключение**

Выполненные исследования показали, что эффективность накопления E-ловушек в НО и ОПЗ диодов Шоттки на основе n-GaAs при энергиях бомбардирующих частиц, близких к пороговым энергиям образования РД, существенно различаются в широкой температурной области. Наблюдается сложная температурная зависимость эффективности накопления ловушек E3 и E5 в ОПЗ и дефекта E4 в НО диодов. Экспериментальные данные хорошо описываются в рамках модели метастабильной ФП. Увеличение энергии атомов отдачи (повышение энергии бомбардирующих электронов, облучение

протонами, альфа-частицами, быстрыми нейтронами) приводит к выравниванию эффективности накопления  $E$ -ловушек в НО и ОПЗ диодов на основе  $n$ -GaAs, что обусловлено более сильным разделением компонент ФП при данных условиях облучения. Таким образом, в условиях радиационного воздействия при энергиях облучения, близких к пороговым энергиям смещения атомов решетки, эффективности накопления  $E$ -ловушек в  $n$ -GaAs в сильной степени зависит от положения уровня (квазиуровня) Ферми относительно уровней радиационных дефектов. Это следует учитывать при изучении воздействия высокоэнергетической радиации на полупроводниковые структуры, которые содержат области различного уровня легирования и типа проводимости, НО и ОПЗ. Более того, выполненные эксперименты показывают, что при исследовании дозовых зависимостей электрофизических параметров GaAs следует иметь в виду, что скорости накопления  $E$ -ловушек могут меняться по мере изменения положения уровня Ферми при его смещении к его предельному положению вблизи  $E_V + 0.6$  эВ в данном материале при облучении [24].

## Список литературы

- [1] Л.С. Смирнов. *Физические процессы в облученных полупроводниках* (Новосибирск, Наука, 1977).
- [2] D. Pons, J.C. Bourgoin. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **18** (20), 3839 (1985).
- [3] L.W. Aukerman, R.D. Graft. *Phys. Rev.*, **127**, 1576 (1962).
- [4] L.W. Aukerman. *Semiconductor and semimetals*, ed. by R.K. Willardson, A.C. Bear. **4**, 343, Academic Press, N. Y. (1968).
- [5] D. Pons. *Def. Rad. Effects Semicond.* 1980 (Inst. Phys. Conf. N 59, Bristol-London), 269 (1981).
- [6] А.П. Мамонтов, В.В. Пешев, И.П. Чернов. *ФТП*, **16** (12), 2126 (1982).
- [7] S.L. Pearton, A.J. Tavendale. *Phys. St. Sol. (a)*, **73**, K75 (1982).
- [8] А.П. Мамонтов, В.В. Пешев. *ФТП*, **19** (1), 147 (1985).
- [9] G.K. Wertheim. *Phys. Rev.*, **115** (3), 568 (1959).
- [10] J.W. Mackay, E.E. Klontz. In: *Rad. Effects Semicond.* N.Y. Plenum Press. 175 (1968).
- [11] В.В. Емцев, Т.В. Машовец. *Примеси и точечные дефекты в полупроводниках* (М., Радио и связь, 1981).
- [12] L.H. Lim, Y.J. von Bardeleben, J.C. Bourgoin. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2315 (1987).
- [13] G.A. Baraff, M. Schluter. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1327 (1985).
- [14] P. Pons, J.C. Bourgoin. *J. Phys. C*, **38**, 7839 (1985).
- [15] S. Loualiche, G. Guillaud, A. Nouilhat, J.C. Bourgoin. *Phys. Rev. B*, **26** (12), 7090 (1982).
- [16] J.W. Corbett, J.C. Bourgoin, W.C. Weigel. *Inst. Phys. Conf. Ser. N 16*, 1 (1973).
- [17] В.Л. Винецкий, Г.А. Холодарь. *Радиационная физика полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1979).
- [18] D. Pons, J.C. Bruemer. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 1293 (1981).
- [19] А.П. Мамонтов, В.В. Пешев. *ФТП*, **17** (10), 1771 (1983).
- [20] V.N. Brudnyi, V.V. Peshev. *Phys. St. Sol. (b)*, **118** (1), 219 (1990).
- [21] D. Stievenard, J.C. Bourgoin. *Phys. Rev. B*, **33**, 8410 (1986).
- [22] V.N. Brudnyi, V.V. Peshev. *Phys. St. Sol. (a)*, **105**, K57 (1988).
- [23] H.J. von Bardeleben, J.C. Bourgoin. *Phys. Rev. B*, **38**, 2800 (1980).
- [24] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. *Physica B (Amsterdam)*, **202**, 429 (1995).

Редактор Л.В. Беляков

## Influence of an electronic (charging) state of $E$ -traps on efficiency of their accumulation in $n$ -GaAs upon irradiation

V.N. Brudnyi, V.V. Peshev\*

V.D. Kuznetsov Siberian Physical Technical Institute,  
634050 Tomsk, Russia

\* Tomsk Polytechnical University,  
634050 Tomsk, Russia

**Abstract** Upon the high energy irradiation in an interval of 77–580 K the composite temperature dependence of  $E$ -traps efficiency of accumulation in neutral region and in space charge region of the  $n$ -GaAs Schottky diodes upon the recoil energies close to the threshold energies of radiation defect formation is obtained. Quantitatively, experimental data are circumscribed within the framework of the model of a metastable Frenkel pair, in which the processes of an annihilation, recharge and stabilization of the Frenkel pair in a material depend on their electronic (charging) state which is determined by position of a Fermi level (quasi-level) and by the temperature of a sample.