

# Природа глубоких уровней, ответственных за эффект фотоэлектрической памяти в многослойных структурах с квантовыми ямами на основе GaAs/AlGaAs

© В.Н. Овсяк\*, М.А. Демьяненко, В.В. Шашкин, А.И. Торопов

\*Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники  
Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

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

(Получена 24 декабря 1997 г. Принята к печати 10 февраля 1998 г.)

На основе анализа кинетики избыточного тока многослойных структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, наблюдаемой как в процессе оптического облучения, так и после него, определены основные параметры неконтролируемых глубоких уровней, ответственных за эффект фотоэлектрической памяти в этих структурах. Зависимость сечения фотоионизации от энергии кванта оптического излучения, сечение захвата и величина энергетического барьера для захвата электрона со дна зоны проводимости указывают, что неконтролируемые глубокие уровни являются  $DХ$ -центрами, образованными кремниевой примесью. Вероятно, данные  $DХ$ -центры появляются в процессе выращивания структур в результате облегченной диффузии кремния из квантовых ям по дефектам роста.

## 1. Введение

В ряде работ [1–6] показано, что в многослойных структурах с квантовыми ямами (МСКЯ) GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, темновой ток и фототок, обладая асимметрией в зависимости от полярности прикладываемого напряжения смещения, в целом соответствуют модели прямоугольного потенциального барьера AlGaAs. Избыточный темновой ток в МСКЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с составом  $x < 0.3$ , обусловленный наличием дефектов в барьере, обычно мал и наблюдался только при температурах  $T < 77$  К [7]. В МСКЯ с  $x > 0.3$  наблюдался значительный избыточный ток при  $T > 77$  К, возрастающий на 2–3 порядка после освещения структур оптическим излучением с длиной волны  $\lambda < 1.3$  мкм, сохраняющийся в течение длительного времени при пониженных температурах и уменьшающийся до исходного значения после нагревания образца свыше 170 К [7]. Указанная фотоэлектрическая память объяснена в рамках модели барьера AlGaAs с локальным провисанием зоны проводимости, облегчающим туннелирование электронов. Величина провисания и ток возрастают при ионизации излучением присутствующих в барьере локальных скоплений неконтролируемых глубоких уровней (ГУ) и уменьшаются при последующем захвате на них электронов зоны проводимости [8].

В настоящей работе на основе анализа кинетики избыточного тока в МСКЯ GaAs/AlGaAs, наблюдаемой как в процессе освещения, так и после него, найдены зависимость сечения фотоионизации ГУ от энергии кванта оптического излучения, сечение захвата и величина энергетического барьера для захвата электронов со дна зоны проводимости на неконтролируемые ГУ. Полученные данные указывают, что неконтролируемые

глубокие уровни, ответственные за эффект фотоэлектрической памяти, являются  $DХ$ -центрами, образованными кремниевой примесью.

## 2. Эксперимент и его результаты

Исследовались образцы МСКЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с составом  $x = 0.335$  и  $0.385$ , выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установках "RIBER 32P" и "КАТУНЬ-С". Структуры с  $x = 0.385(0.335)$  имели следующие параметры: ширина квантовых ям  $L_w = 43(48)$  Å, толщина барьеров  $L_b = 400(500)$  Å, количество периодов  $N = 25(50)$ , слоевая концентрация легирующего кремния  $\Gamma_{Si} = 10^{12}(2 \cdot 10^{12})$  см<sup>-2</sup> ( $\delta$ -легирование по центру ямы). Меза-структуры имели квадратную форму со стороной 300 мкм. (Подробнее см. в работе [8]).

С целью

- 1) подтверждения предположения о преобладании одного типа перезаряжающихся ГУ и определения абсолютного значения сечения их фотоионизации,
- 2) определения зависимости сечения фотоионизации ГУ от длины волны оптического излучения,
- 3) определения параметров захвата электронов на ГУ мы исследовали следующие процессы.

1. Кинетику нарастания темнового тока МСКЯ GaAs/AlGaAs при  $T = 75$  К в процессе освещения структуры оптическим излучением монохроматора "THR 1000" при фиксированной длине волны  $\lambda = 1$  мкм вплоть до насыщения тока. Интенсивность падающего на образец излучения  $P(1)$  измерялась по фототоку калиброванного кремниевого фотодиода и составляла  $8.2 \cdot 10^{15}$  фот/(см<sup>2</sup>·с). При такой интенсивности излучения с  $\lambda \approx 1$  мкм фототок в МСКЯ пренебрежимо мал и

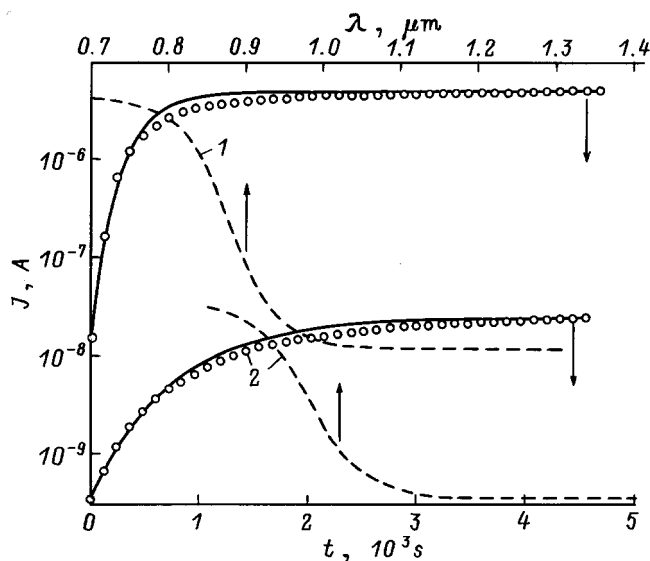
наблюдается изменение темнового тока, обусловленное перезарядкой ГУ в барьерных слоях AlGaAs [8].

2. Кинетику нарастания темнового тока структур при  $T = 75$  К в процессе освещения оптическим излучением монохроматора "THR 1000", длина волны которого изменялась от 1.4 до 0.7 мкм со скоростью  $2 \cdot 10^{-4}$  мкм/с. Относительная интенсивность излучения  $P(\lambda)$  измерялась с помощью термоэлемента РТН-30С, после чего абсолютные значения определялись по уже известному значению интенсивности  $P(1) = 8.2 \cdot 10^{15}$  фот/(см<sup>2</sup> · с).

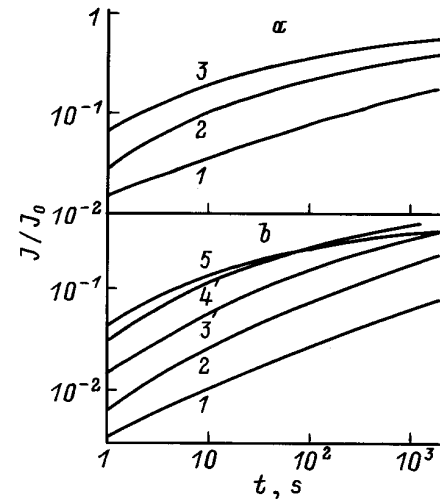
3. Релаксацию темнового тока при различных температурах  $T$  после освещения структур GaAs-светодиодом (максимум излучения  $\lambda \approx 0.95$  мкм) в течение  $10 \div 20$  с, приводящего к увеличению темнового тока на 2–3 порядка при  $T = 77$  К [8].

Перед началом регистрации изменения темнового тока в процессе освещения образцы переводились в исходное состояние, которое характеризуется минимальным темновым током. Это состояние устанавливается путем нагревания образца до  $T > 170$  К и последующего охлаждения в темноте до температуры измерения [8]. Оптическое облучение структур осуществлялось со стороны подложки *i*-GaAs. Измерение проводили при напряжении смещения  $V_b = 0.2$  В.

На рис. 1 для указанных выше образцов МСКЯ приведены зависимости темнового тока как от времени воздействия оптического излучения при фиксированной длине волны  $\lambda = 1.0$  мкм, так и от длины волны, изменяющейся от большего значения к меньшему со скоростью  $2 \cdot 10^{-4}$  мкм/с. Выбор такого направления изменения длины волны обусловлен тем, что в этом случае происходит



**Рис. 1.** Зависимости темнового тока  $J$  от времени воздействия оптического излучения  $t$  ( $\lambda = 1.0$  мкм) и от длины волны  $\lambda$  для многослойных структур с квантовыми ямами GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с  $x = 0.335$  (1) и  $x = 0.385$  (2).  $T = 75$  К,  $V_b = 0.2$  В. Точки и штриховые линии — эксперимент, сплошные линии — расчет.



**Рис. 2.** Зависимости нормированного темнового тока  $J$  от времени  $t$  после освещения образцов МСКЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As при различных температурах  $T$ .  $J_0$  — значение темнового тока в момент выключения освещения при  $t = 0$ ;  $V_b = 0.2$  В. Доля AlAs в твердом растворе:  $a$  — 0.335,  $b$  — 0.385. На рис.  $a$   $T$ , К: 1 — 78, 2 — 100, 3 — 130; на рис.  $b$   $T$ , К: 1 — 80, 2 — 90, 3 — 101, 4 — 115, 5 — 130.

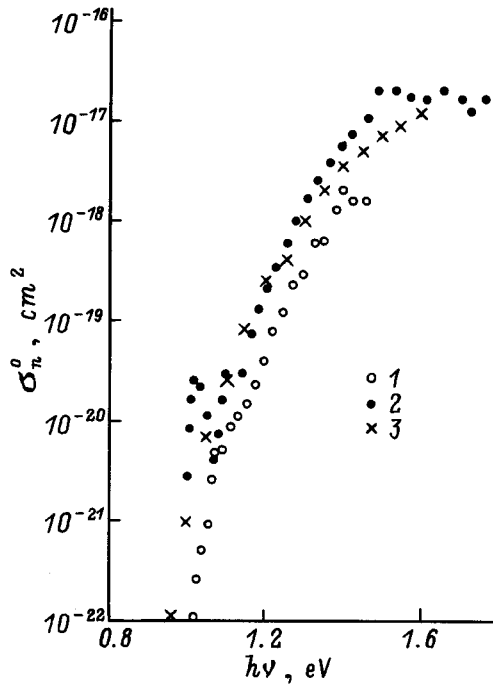
значительно большее относительное изменение тока при больших  $\lambda$ , при которых сечение фотоионизации очень мало. В обоих случаях ток  $J$  возрастает от минимального значения  $J_{\min}$ , соответствующего исходному состоянию образца, до значений превышающих  $J_{\min}$  на 2–3 порядка. При используемых интенсивностях оптического излучения и скорости развертки по  $\lambda$  во всех случаях удается достичь состояния близкого к насыщению тока.

На рис. 2 приведены измеренные при различных температурах зависимости темнового тока  $J$  от времени  $t$  после выключения освещения структур. Зависимости нормированы на величину тока  $J_0$  при  $t = 0$ . Видно, что релаксация темнового тока замедляется как при понижении температуры, так и с ростом времени. При  $T = 80$  К ток уменьшается примерно на 10% за время порядка  $10^3$  с.

### 3. Анализ экспериментальных результатов

Согласно модели, предложенной в работе [8], в МСКЯ имеются локальные области, пронизывающие насквозь всю структуру, в пределах которых барьерные слои содержат неконтролируемые донорные уровни, в общем случае, как мелкие, так и глубокие. Последние характеризуются относительно высоким энергетическим барьером для захвата свободных электронов со дна зоны проводимости. В равновесных условиях (до освещения) ионизированы по крайней мере мелкие доноры, что приводит к возникновению внутреннего электрического поля и "провисанию" зоны проводимости (рис. 3).





**Рис. 4.** Спектральные зависимости сечения фотоионизации неконтролируемых глубоких уровней в МСКЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с  $x = 0.385$  (1), 0.335 (2) при  $T = 75$  К и DX-центров в легированном кремнии AlGaAs (3) при  $T = 80$  К [9,10].

характеризуются одним временем перезарядки  $\tau$  и, соответственно, одним сечением оптической ионизации. Следовательно, можно предположить, что в каждом образце преобладает один тип ГУ. По найденным значениям  $\tau$ , известному потоку квантов  $P(1)$  и соотношению (3) найдем сечения оптической ионизации при  $\lambda = 1$  мкм:  $\sigma_n^o(1) = 4.3 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> для МСКЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с  $x = 0.335$  и  $\sigma_n^o(1) = 1.1 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> для МСКЯ с  $x = 0.385$ .

Спектральную зависимость  $\sigma_n^o(\lambda)$  можно определить по зависимостям  $J(t)$  и  $J(\lambda)$  на рис. 1. Учитывая (1) и (2), найдем, что

$$\sigma_n^o(\lambda) = \sigma_n^o(1) \frac{(dV_s/dt)_\lambda P(1)}{(dV_s/dt)_t P(\lambda)}, \quad (6)$$

где индексы  $\lambda$  и  $t$  при производных указывают, что они вычисляются соответственно по экспериментальным зависимостям  $J(\lambda)$  и  $J(t)$ , причем производная в знаменателе вычисляется при том же значении  $V_s$  (или  $J$ ), что и в числителе. Полученные зависимости  $\sigma_n^o(\lambda)$  приведены на рис. 4. Сравнение с литературными данными [9,10], приведенными на этом же рисунке, показывает, что спектральная зависимость сечения фотоионизации неконтролируемых ГУ соответствует DX-центрам в AlGaAs, легированном кремнием.

### 3.2. Параметры захвата электронов на неконтролируемые глубокие уровни

Согласно [8], перезарядка ионизированных ГУ, энергетические уровни которых находятся ниже уровня Ферми, происходит путем захвата электронов из зоны проводимости:

$$\frac{dn_t}{dt} = (N_t - n_t) \nu(T) \exp \left[ -\frac{E_b + \Delta E_b(x, t) - \Delta E_F}{kT} \right]. \quad (7)$$

Здесь  $E_b$  — полный энергетический барьер для захвата электронов на ГУ при  $t = 0$  (для краткости — энергетический барьер);  $\Delta E_b(x, t)$  и  $\Delta E_F$  — прирост высоты барьера  $E_b$ , обусловленный уменьшением величины провисания зоны проводимости, и изменение уровня Ферми относительно дна квантовой ямы в процессе релаксации, соответственно;  $\nu(T) = \sigma_c^\infty V_e N_{cb}$ ;  $\sigma_c^\infty$  — сечение захвата при  $1/T = 0$ ;  $V_e$  — тепловая скорость электронов;  $N_{cb}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости барьера. В рамках предложенной в работе [8] модели

$$E_b = E_\sigma + E_m + \Delta E_c(x)$$

(см. рис. 3). Здесь  $E_\sigma$  — величина энергетического барьера (энергия активации сечения захвата) для захвата электронов на ГУ со дна зоны проводимости;  $E_m$  — энергия минимума зоны проводимости в области ее локального провисания, отсчитанная от уровня Ферми при  $t = 0$ ;  $\Delta E_c(x)$  — энергия края зоны проводимости при  $t = 0$ , отсчитанная от своей нижней точки.

Заметим, что в исследуемых МСКЯ нижней является  $\Gamma$ -долина зоны проводимости. Согласно (7), в начале процесса релаксации перезаряжаются ГУ, расположенные при  $x = 0$ , имеющие минимальное значение  $E_b$  и, соответственно, минимальное время перезарядки. Затем перезаряжаются ГУ при  $|x| > 0$ , время перезарядки которых возрастает по закону  $\exp\{[\Delta E_c(x) + \Delta E_b(x, t) - \Delta E_F]/kT\}$ . Упрощенно можно считать, что в данный момент времени  $t$  глубокие уровни перезаряжаются в узком диапазоне энергетических барьеров: ГУ с энергетическими барьерами меньше некоторого  $E_b$  уже перезарядились, а с более высокими — имеют пренебрежимо малую скорость перезарядки. В этом случае ГУ, имеющие энергетический барьер меньше  $E_b$ , перезарядятся к моменту времени

$$t = \frac{1}{\nu(t)} \exp \left[ \frac{E_b + \Delta E_b(x, t) - \Delta E_F}{kT} \right]. \quad (8)$$

Из уравнений (7) и (8) следует, что процесс релаксации в значительной степени будет определяться сечением захвата  $\sigma_c^\infty$  и распределением слоевой концентрации ГУ (интегральной по толщине барьера) по величине полного энергетического барьера  $\Gamma_i(E_b)$ . Для их определения воспользуемся подходом, предложенным в [11] для случая эмиссии электронов с поверхностных состояний в структурах металл-диэлектрик-полупроводник.

Учитывая, что прирост барьера  $\Delta E_b(x, t) \leq q\Delta V_s$ , будем предполагать, что  $\Delta E_b$  значительно меньше  $E_b$  и, следовательно, его можно рассматривать в качестве поправки, которую мы разложим до первого члена  $\Delta E_b \approx \alpha(x, t)q\Delta V_s$ . Здесь  $\Delta V_s = V_{sm} - V_s$ , где  $V_{sm}$  и  $V_s$  — начальная (максимальная) и текущая величины провисания зоны проводимости соответственно. Коэффициент  $\alpha$  имеет сложную зависимость от координаты  $x$  и времени  $t$ , принимая значения  $\alpha = 1$  при  $x = 0$  и  $\alpha < 1$  при  $|x| > 0$ . С целью упрощения примем его постоянным для всех перезаряжающихся ГУ и не зависящим от времени. Из (8) следует, что в момент времени  $t$  перезаряжаются ГУ с энергетическим барьером

$$E_b(t) = kT \ln[\nu(T)t] - \alpha q \Delta V_s + \Delta E_F. \quad (9)$$

Скорость изменения величины провисания зоны проводимости  $V_s$  равна

$$\frac{dV_s}{dt} = -\frac{qz_0\Gamma_t(E_b)}{2\varepsilon_b} \frac{dE_b}{dt}, \quad (10)$$

где  $z_0$  — эффективное расстояние от перезаряжающихся ГУ до квантовой ямы. Дифференцируя (9), получим, что

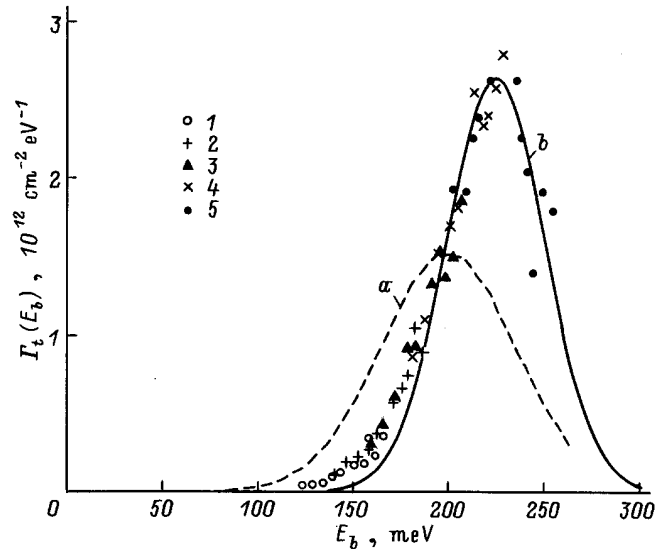
$$\frac{dE_b}{dt} = \frac{kT}{t} + \alpha q \frac{dV_s}{dt} - \left( \frac{\Gamma_t}{N_{2D}} \right) \frac{dE_b}{dt}.$$

Здесь  $N_{2D}$  — двумерная плотность состояний в квантовой яме, и мы учли, что  $\Delta E_F = \Delta\Gamma_n/N_{2D}$  и в силу электронейтральности  $d\Gamma_n/dt = -\Gamma_t dE_b/dt$ . Наконец, преобразуя (10), найдем, что

$$\frac{\Gamma_t(E_b)}{1 + \Gamma_t/N_{2D}} = \frac{2\varepsilon_b}{q^2 z_0} \frac{B}{(1 - \alpha B)}, \quad (11)$$

где  $B = -t(q/kT)dV_s/dt$ .

Соотношения (9) и (11) позволяют по известной зависимости  $V_s(t)$  определить распределения  $\Gamma_t(E_b)$ . При этом путем совмещения распределений  $\Gamma_t(E_b)$ , найденных по релаксационным зависимостям  $V_s(t)$ , измеренным при различных температурах, можно определить сечение захвата  $\sigma_c^\infty$ , входящее в  $\nu(T)$  [11]. Зависимости  $V_s(t)$  можно построить по измеренным релаксационным зависимостям темнового тока  $J(t)$  (см. рис. 2), пользуясь связью между величинами  $J$  и  $V_s$ , предварительно установленной путем расчета семейств зависимостей  $J(T)$  [8]. На рис. 5 приведены распределения  $\Gamma_t(E_b)$  для исследованных структур, полученные при  $z_0 = L_b/2$  и  $\alpha = 1$ . Хорошее совмещение между собой распределений  $\Gamma_t(E_b)$  для структуры с  $x = 0.385$  наблюдается при  $\sigma_c^\infty = 10^{-17} \text{ см}^2$ . Сплошной линией показано распределение Гаусса со средним значением  $\langle E_b \rangle = 225 \text{ мэВ}$  и дисперсией  $25 \text{ мэВ}$ , аппроксимирующее экспериментальные значения. Для структуры с  $x = 0.335$  приведено только аппроксимирующее распределение Гаусса со средним значением  $\langle E_b \rangle = 200 \text{ мэВ}$  и дисперсией  $35 \text{ мэВ}$ . Для этой структуры хорошее совмещение между собой распределений  $\Gamma_t(E_b)$  наблюдается при  $\sigma_c^\infty = 10^{-18} \text{ см}^2$ .



**Рис. 5.** Распределения локальной слоевой концентрации неконтролируемых глубоких уровней  $\Gamma_t$  от величины энергетического барьера для захвата электронов  $E_b$  в барьерах МСКЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, найденные по приведенным на рис. 2 релаксационным зависимостям для структур со значением  $x$ :  $a$  — 0.335,  $b$  — 0.385. Точки — экспериментальные значения, линии — аппроксимация экспериментальных значений распределением Гаусса. Нумерации зависимостей совпадают с рис. 2,  $b$ .

В рамках рассматриваемой модели концентрация глубоких уровней  $N_t$  не зависит от  $x$  и  $\Gamma_t(E_b) = 2N_t(dx/dE_b)$ . Учитывая, что  $E_b = E_\sigma + E_m + \Delta E_c(x)$  и  $\Delta E_c(x) = 4qV_s(x/L_b)^2$ , найдем, что

$$\Gamma_t(E_b) = \left( \frac{N_t L_b}{2} \right) \sqrt{qV_s(E_b - E_\sigma - E_m)}.$$

Флуктуации значений  $E_\sigma$ ,  $E_m$  и учет конечной ширины области  $E_b$  (порядка  $kT$ ), в которой в данный момент происходит захват электронов на ГУ, приведут к замене распределения с асимптотическим разрывом в точке

$$\langle E_b \rangle = E_\sigma + E_m \quad (12)$$

на распределение с максимум примерно в той же точке.

Соотношение (12) позволяет по известным значениям  $\langle E_b \rangle$  и  $E_m$  определить энергетический барьер (энергию активации сечения захвата) для захвата электронов со дна зоны проводимости на ГУ  $E_\sigma$ , которая для образцов с  $x = 0.335$  и  $0.385$  оказывается равной  $\approx 170$  и  $224 \text{ мВ}$ . Здесь мы использовали значения  $E_m$ , полученные из расчета семейств температурных зависимостей темнового тока в исследуемых МСКЯ (см. [8]) и составляющие порядка  $30 \text{ мВ}$  в структуре с  $x = 0.335$  и порядка  $1 \text{ мВ}$  в структуре с  $x = 0.385$ . Отметим, что полученные данные о параметрах захвата на неконтролируемые ГУ (сечение захвата и его энергия активации) соответствуют данным для DX-центров в легированном кремнием AlGaAs [9]. Несколько заниженные значения  $\sigma_c^\infty$ , по сравнению с

приведенными в [9], мы связываем с тем, что кроме рассматриваемого выше прямого захвата электронов на ГУ возможен процесс захвата с предварительным туннелированием электрона в запрещенную зону барьера AlGaAs из низшей точки зоны проводимости в области ее провисания. В этом случае измеряемым сечением захвата будет величина  $\sigma_c^\infty D$ , где  $D$  — вероятность туннелирования электрона на некоторую эффективную глубину, а энергетический барьер для захвата электрона может при этом уменьшиться так, что процесс захвата с туннелированием окажется более вероятен. Подробнее останавливаться на этом мы не будем, так как указанный процесс захвата электронов на  $DX$ -центры требует отдельного подробного изучения.

#### 4. Заключение

Полученные данные по спектральной зависимости сечения фотоионизации, сечению захвата электронов и величине энергетического барьера для захвата электрона со дна зоны проводимости указывают, что неконтролируемые глубокие уровни, ответственные за эффект фотоэлектрической памяти в многослойных структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, являются  $DX$ -центрами, образованными кремниевой примесью. Вероятно, данные  $DX$ -центры появляются в процессе выращивания структур в результате облегченной диффузии кремния из квантовых ям по дефектам роста.

Авторы благодарны А.Ф. Кравченко за плодотворные дискуссии по данной работе.

#### Список литературы

- [1] B.F. Levine. J. Appl. Phys., **74**, R1 (1993).
- [2] K.K. Choi, B.F. Levine, C.G. Bethea, J. Walker, R.J. Malik. Appl. Phys. Lett., **50**, 1814 (1987).
- [3] B.F. Levine, C.G. Bethea, G. Hasnain, V.O. Shen, E. Pelve, R.R. Abbott, S.J. Hsieh. Appl. Phys. Lett., **56**, 851 (1990).
- [4] E. Pelve, F. Beltram, C.G. Bethea, B.F. Levine, V.O. Shen, S.J. Hsieh. J. Appl. Phys., **66**, 5656 (1989).
- [5] B.F. Levine, A. Zussman, J.M. Kuo, J. de Jong. J. Appl. Phys., **71**, 5130 (1992).
- [6] A. Zussman, B.F. Levine, J.M. Kuo, J. de Jong. J. Appl. Phys., **70**, 5101 (1991).
- [7] G.M. Williams, R.E. DeWames, C.W. Farley, R.J. Anderson. Appl. Phys. Lett., **60**, 1324 (1992).
- [8] В.Н. Овсяук, М.А. Демьяненко, В.В. Шашкин, А.И. Торопов. ФТП, **32**, 209 (1998).
- [9] P.M. Mooney. J. Appl. Phys., **67**, R1 (1990).
- [10] P.M. Mooney, G.A. Northrop, T.N. Morgan, H.G. Grimmeiss. Phys. Rev. B, **37**, 8298 (1988).
- [11] J.C. Simmons, L.S. Wei. Sol. St. Electron., **17**, 117 (1974).

Редактор Т.А. Полянская

#### The nature of deep levels responsible for photoelectrical memory in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells

V.N. Ovsyuk\*, M.A. Dem'yanenko, V.V. Shashkin, A.I. Toropov

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

\*Technological Institute of Applied Microelectronics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** For determining the nature of unintentional deep levels responsible for photoelectrical memory in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells, the electron capture parameters and the photoionization cross section of these unintentional deep levels have been found by analysing the excess current kinetics during and after optical illumination. Dependence of photoionization cross section on the photon energy, cross section and the energy barrier for the electron capture point out that unintentional deep levels are the silicon  $DX$  centers. Probably, these  $DX$  centers appear during the growth process as a result of silicon diffusion from the quantum well along as-grown defects.

Fax: (383-2) 35-08-58