

# Перезарядка центров с глубокими уровнями и отрицательная остаточная фотопроводимость в селективно легированных гетероструктурах AlGaAs / GaAs

© В.И. Борисов, В.А. Сабликов, И.В. Борисова, А.И. Чмилъ

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Россия

(Получена 14 августа 1997 г. Принята к печати 14 апреля 1998 г.)

Исследована кинетика релаксации фотопроводимости селективно легированных гетероструктур AlGaAs / GaAs, связанная с перезарядкой структурных дефектов с глубокими уровнями (*EL2*- и *DX*-центров). Установлено, что фотоиндуцированная перезарядка глубоких центров приводит к накоплению на них как положительного, так и отрицательного зарядов и таким образом вызывает положительную и отрицательную остаточную фотопроводимость. Положительные и отрицательные заряды накапливаются в разных частях гетероструктуры и характеризуются разными временами релаксации, по-разному зависящими от температуры. С этим связан немонотонный характер релаксации остаточной фотопроводимости и немонотонные температурные зависимости. Выяснено, что перезарядка *EL2*-центров приводит к отрицательной остаточной фотопроводимости в области температур 180 ÷ 300 К. При температурах ниже 180 К наблюдается отрицательная фотопроводимость, связанная с возбужденными состояниями *DX*-центров.

## 1. Введение

Структурные дефекты с глубокими уровнями, как известно, оказывают сильное влияние на концентрацию и подвижность электронов и таким образом в значительной мере определяют электронные характеристики полупроводниковых материалов и структур, изготовленных на их основе. Механизм этого влияния определяется тем, что на глубоких центрах накапливается заряд, изменяющий потенциальный рельеф структуры. В эпитаксиальных слоях GaAs и AlGaAs дефекты с глубокими уровнями хорошо известны. Это *EL2*-центры в GaAs и *DX*-центры в AlGaAs. *EL2*-центры представляют собой комплексы дефекта замещения  $As_{Ga}$  с акцепторной примесью; они создают глубокий донорный уровень [1]. Концентрация *EL2*-центров определяется условиями выращивания и термической обработки структур. *EL2*-центры обычно присутствуют в структурах, выращенных методом химического осаждения из паров металлорганических соединений, однако они обнаруживаются и в структурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [2]. *DX*-центры образуются при легировании AlGaAs донорными примесями в результате смещения атома примеси замещения в метастабильное состояние [3]. Как *DX*-, так и *EL2*-центры характеризуются чрезвычайно малыми вероятностями теплового выброса захваченных на них электронов, и поэтому на них может накапливаться значительный неравновесный заряд.

Цель настоящей работы состоит в исследовании фотоиндуцированных процессов перезарядки глубоких уровней *EL2*- и *DX*-центров в селективно легированных гетероструктурах (СЛГС) AlGaAs / GaAs и их влияния на релаксацию фотопроводимости в условиях, когда проводимость определяется главным образом двумерными электронами, а перезарядка глубоких уровней вызывает

изменение их концентрации. Фотопроводимость в СЛГС широко исследуется в последнее время [4–6]. Наиболее яркие эффекты, связанные с перезарядкой глубоких уровней, состоят в возникновении отрицательной фотопроводимости, которая наблюдается во время освещения, и отрицательной остаточной фотопроводимости (ООФП), которая наблюдается после его выключения. Отрицательная фотопроводимость была обнаружена в структурах с двумерным газом дырок [4] при 4.2 К. ООФП наблюдалась в СЛГС с двумерными электронами при температурах 170 ÷ 300 К [5]. Ее возникновение связывается с перезарядкой *EL2*-центров в буферном слое GaAs.

В настоящей работе проводится детальное исследование кинетики релаксации фотопроводимости в СЛГС в интервале температур (80 ÷ 300 К) и широком диапазоне энергии световых квантов. В результате установлено, что имеются два механизма ООФП. Один из них реализуется при температурах 180 ÷ 300 К. Он связан с перезарядкой *EL2*-центров в буферном слое GaAs, которая происходит неоднородно по толщине слоя: в средней части слоя *EL2*-центры освобождаются от электронов и накапливается положительный заряд на примесях, ответственный за положительную остаточную фотопроводимость; вблизи границы слоя пространственного заряда с толщиной буфера происходит заполнение *EL2*-центров электронами, вследствие чего возникает ООФП. Второй механизм ООФП реализуется при температурах 120 ÷ 180 К. Он обусловлен перезарядкой *DX*-центров в сильно легированном  $n^+$ -AlGaAs.

## 2. Эксперимент

Исследования проводились на СЛГС AlGaAs / GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках из полуизолирующего GaAs. Толщины

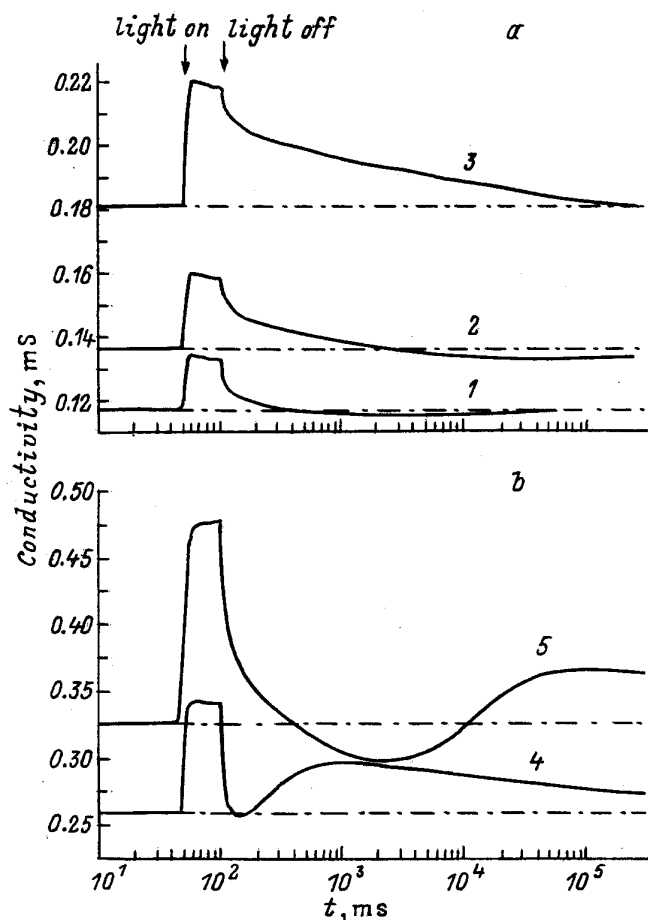
и легирование слоев были следующие: нелегированный слой GaAs толщиной  $\sim 1$  мкм с остаточной концентрацией мелких акцепторов  $\sim 10^{15}$  см $^{-3}$ ; сильно легированный слой  $n^+-Al_xGa_{1-x}As$  ( $x \approx 0.25$ ) толщиной  $\sim 50$  нм с концентрацией доноров  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$ ; толщина спейсера  $\sim 15$  нм. Поверхность образца защищалась от контакта с окружающей средой тонким ( $\sim 50$  нм) слоем нелегированного GaAs. Концентрация и подвижность двумерных электронов при 77 К составляли:  $n_{2D} \approx 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и  $\mu_{2D} \approx 10^5$  см $^2$ /В · с. Контакты к образцам изготавливались вплавлением In в атмосфере водорода, расстояние между контактами 2÷5 мм.

При проведении измерений образцы помещались в криостат проточного типа, имеющий оптическое окно. После каждого измерения при низких температурах образец нагревался до комнатной температуры, а затем медленно (со скоростью 1÷4 К/с) охлаждался для проведения следующего измерения.

Релаксация фотопроводимости исследовалась при засветке образца импульсами длительностью от  $\sim 1$  мс до 1 с. В качестве источников излучения использовались светодиод инфракрасного диапазона АЛ-119А (энергия фотона  $h\nu = 1.33$  эВ, мощность  $P \approx 40$  мВт) и гелий-

неоновый лазер ЛГН-207А ( $h\nu = 1.97$  эВ,  $P \approx 1.5$  мВт), а при измерении спектральных зависимостей использовался монохроматор МДР-3 ( $h\nu = 0.62 \div 2.05$  эВ). При использовании светодиода импульсная модуляция излучения достигалась за счет питания диода импульсным напряжением, а модуляция излучения лазера или излучения из монохроматора осуществлялась с помощью электромеханического модулятора. В первом случае время спада определялось временем выключения диода ( $< 1.5$  мкс), во втором — времена включения и выключения засветки не превышали 1 мс.

Типичные кривые кинетики фотопроводимости приведены на рис. 1 для широкого диапазона температур. Характерные особенности видны как в процессе изменения фотопроводимости во время освещения, так и при ее релаксации, в ходе которой знак остаточной фотопроводимости изменяется со временем ( $t$ ) с положительного на отрицательный. Вид кривых кинетики фотопроводимости позволяет выделить два интервала температур: 180÷300 К (рис. 1, а) и 80÷180 К (рис. 1, б) — с разными характерными временами релаксации. По мере продвижения от комнатной температуры измерения в область низких температур характерное время релаксации фотопроводимости после выключения освещения сильно увеличивается, и при температуре  $\sim 180$  К ООФП практически исчезает. При дальнейшем понижении температуры возникает новый участок ООФП с существенно меньшим характерным временем, которое также сильно увеличивается при охлаждении. Это указывает на то, что в релаксации проявляются два типа центров захвата. Первые, более глубокие по энергии, определяют релаксацию фотопроводимости при температурах 180÷300 К, а вторые, более мелкие, — в низкотемпературной области. Судя по величине эффекта ООФП, количество центров второго типа больше, чем первого. Мы установили, что дефектами первого типа являются *EL2*-центры, а дефектами второго типа, по видимому, являются *DX*-центры.



**Рис. 1.** Релаксация фотопроводимости в двух температурных интервалах. а —  $T = 292$  (1), 250 (2), 200 К (3). б —  $T = 160$  (4) и 140 К (5). Энергия фотонов  $h\nu = 1.33$  эВ.

### 3. Перезарядка *EL2*-центров

В области температур 180÷300 К релаксация фотопроводимости принципиально изменяется в зависимости от энергии световых квантов. Если  $h\nu$  меньше ширины запрещенной зоны GaAs, то наблюдается долговременная релаксация фотопроводимости и ООФП (рис. 1, а). При межзонном поглощении фотопроводимость  $\Delta\sigma/\sigma_0$  релаксирует за малые времена, т.е. остаточная положительная фотопроводимость мала, а амплитуда ООФП практически такая же, как и при примесном поглощении (рис. 2). Это означает, что под действием примесного освещения в некоторой части буферного слоя происходит освобождение *EL2*-центров от электронов, в результате чего возникает положительная остаточная фотопроводимость, а в другой его части, наоборот, *EL2*-центры заполняются электронами. Воздействие межзонным све-

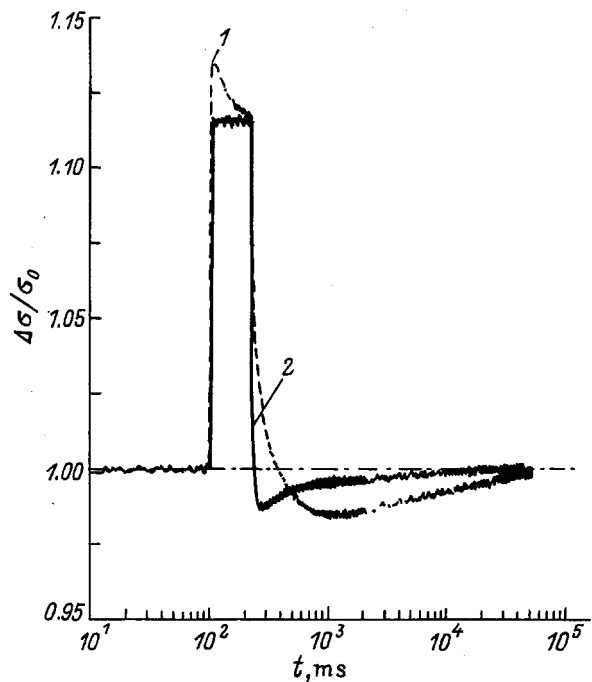


Рис. 2. Релаксация фотопроводимости при импульсном при-  
месном  $h\nu = 1.33$  эВ (1) и межзонном  $h\nu = 1.97$  эВ (2)  
освещении.  $T = 292$  К.

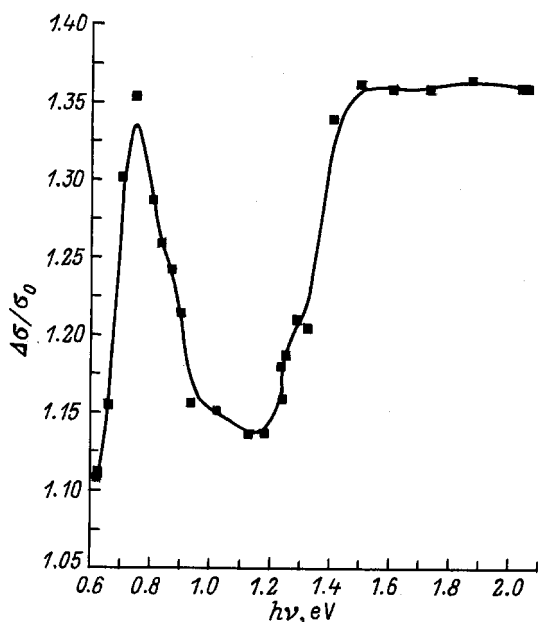


Рис. 3. Спектральная зависимость фотопроводимости.  
 $T = 292$  К.

том приводит только к заполнению  $EL2$ -центров электронами, вследствие чего положительная остаточная фотопроводимость отсутствует.

Другой, существенный для выяснения природы рассматриваемых эффектов факт, относится к спектральной зависимости и кинетике фотопроводимости во время

освещения. Спектральная зависимость фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma_0$  (рис. 3) качественно коррелирует с изменением сечений фотоионизации  $EL2$ -центров, известным из работы [7]. Фотопроводимость возникает при  $h\nu \approx 0.6$  эВ, что, по-видимому, связано с ионизацией неконтролируемых дефектов. При  $h\nu \approx 0.75$  эВ возникают переходы электронов из валентной зоны на  $EL2$ -центры, в результате чего на них начинает накапливаться отрицательный заряд и концентрация электронов в квантовой яме уменьшается. При дальнейшем увеличении  $h\nu$  происходит сильный рост сечения ионизации  $EL2$ -центров с переходом электронов в зону проводимости. Фотоиндуцированные электроны попадают в квантовую яму и увеличивают проводимость. Подобный эффект проявляется и в динамике фотопроводимости во время облучения фотонами с  $h\nu = 1.33$  эВ (рис. 1, а): вслед за увеличением проводимости, связанным с освобождением  $EL2$ -центров в средней части слоя пространственного заряда, следует ее спад, обусловленный фотоиндуцированным заполнением  $EL2$ -центров электронами на крае слоя пространственного заряда, где равновесное заполнение центров электронами ниже, чем фотоиндуцированное.

#### 4. Пространственное распределение фотоиндуцированного заряда $EL2$ -центров

Остаточная фотопроводимость обусловлена неравновесными электронами в квантовой яме, концентрация которых после выключения освещения определяется неравновесным зарядом на глубоких центрах. Наличие как положительной, так и отрицательной фотопроводимости означает, что на центрах накапливаются положительные и отрицательные заряды в разных областях буферного слоя GaAs. Для того чтобы оценить величину остаточной фотопроводимости и понять кинетику ее релаксации, необходимо знать пространственное распределение фотоиндуцированного заряда  $EL2$ -центров по толщине слоя GaAs и энергию активации для его освобождения.

Неравновесная заселенность  $EL2$ -центров электронами при освещении определяется двумя факторами: электронными переходами, происходящими непосредственно при примесном поглощении света, и перераспределении электронной проводимости в буферном слое, происходящим вследствие фотоиндуцированного изменения потенциала (рис. 4).

Распределение заряда в буферном слое мы найдем путем решения уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} [n(x) + N_a - N_t^+(x) - p(x)], \quad (1)$$

где  $n(x)$  — концентрация электронов,  $p(x)$  — концентрация дырок,  $N_a$  — концентрация мелких акцепторов,  $N_t^+$  — концентрация положительно заряженных  $EL2$ -центров.  $N_t^+$  определяется уравнениями кинетики перезарядки, с помощью которых  $N_t^+$  выражается через

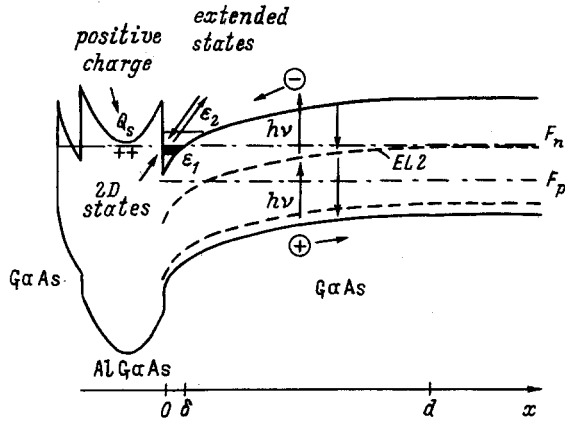


Рис. 4. Зонная диаграмма структуры.

концентрации свободных носителей заряда и поток световых квантов  $\Phi$  как

$$N_i^+ = N \left( 1 + \frac{\sigma_p \Phi + e_p + c_n n}{\sigma_n \Phi + e_n + c_p p} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  — сечения электронных переходов с  $EL2$ -центра в зону проводимости и из валентной зоны на центр,  $e_n$  и  $e_p$  — коэффициенты термической эмиссии электронов с центра в зону проводимости и дырок в валентную зону,  $c_n$  и  $c_p$  — коэффициенты захвата.

Распределение концентраций  $n(x)$  и  $p(x)$  определяется условием квазиравновесия (постоянства квазиуровней Ферми  $F_n$  и  $F_p$ ) поперек буферного слоя. При этом для дырок, а также и для электронов в объеме буферного слоя можно воспользоваться формулами Больцмановского распределения

$$n = n_0 \exp\{e\varphi(x)/k_B T\}, \quad p = p_0 \exp\{-e\varphi(x)/k_B T\}, \quad (3)$$

где  $n_0$  и  $p_0$  — концентрации электронов и дырок вдали от гетерограницы, соотношение между которыми определяется из условия электронейтральности

$$n_0 + N_a - N_i^+(n_0, p_0) - p_0 = 0. \quad (4)$$

Концентрация  $n_0$ , неосновных носителей заряда, определяется эффективным временем жизни и, следовательно, зависит как от темпа рекомбинации на границе с подложкой, так и от переноса электронов в плоскости гетероструктуры к токовым контактам. Далее величина  $n_0$  варьируется и подбирается таким образом, чтобы достичь лучшего соответствия с измерениями. При заданном  $n_0$  из уравнения (4) определяется  $p_0$ , и таким образом находятся квазиуровни Ферми.

Двумерный электронный газ в квантовой яме при решении уравнения Пуассона моделируется слоем толщиной  $d$  с равномерно распределенной плотностью электронов. Поверхностная концентрация электронов  $n_s$  определялась с учетом заполнения первого квантового

уровня  $E_1$  как

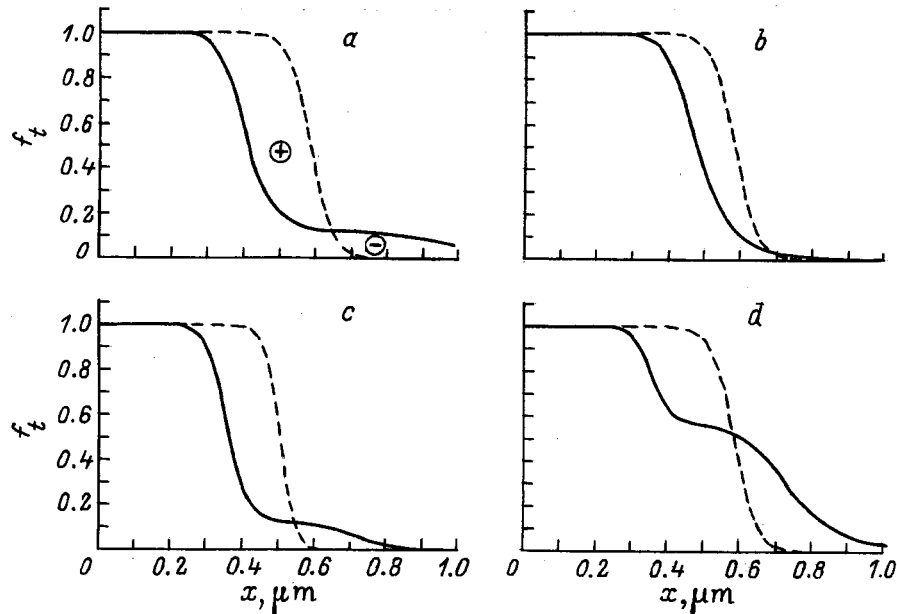
$$n_s = D_s k_B T \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{F_n + e\varphi_s - E_1}{k_B T} \right) \right], \quad (5)$$

где  $D_s$  — двумерная плотность состояний, а  $\varphi_s$  — потенциал на гетерогранице относительно объема. Толщина  $d$  и энергия  $E_1$  определялись согласно модели треугольной квантовой ямы [8].

Граничное условие на левой границе буферного слоя было сформулировано в предположении, что заряд  $Q_s$  в слое сильно легированного AlGaAs не изменяется при освещении. Это предположение оправдано тем, что в высокотемпературной области долговременная релаксация фотопроводимости связана с перезарядкой  $EL2$ -центров в GaAs, а  $DX$ -центры в AlGaAs перезаряжаются значительно быстрее.

Результаты расчета показаны на рис. 5. Здесь показано пространственное распределение заселенности  $EL2$ -центров  $f_i = N_e/N_t$  в равновесном состоянии (штриховые кривые) и при освещении. В расчетах использованы значения сечений фотоионизации  $EL2$ -центров, взятые из работы [7]:  $\sigma_n = 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и  $\sigma_p = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  при  $h\nu = 1.33 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  и  $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  при  $h\nu = 1.0 \text{ эВ}$ . Коэффициенты захвата и термической эмиссии рассчитывались согласно работе [9] по формулам:  $c_n = 1.5 \cdot 10^{-8} T^{1/2} \exp(-0.066/k_B T)$ ,  $c_p = 1.9 \cdot 10^{-12} T^{1/2}$ ,  $e_n = 2.83 \cdot 10^7 T^2 \exp(-0.814/k_B T)$ ,  $e_p = 3.3 \cdot 10^4 T^2 \exp(-0.813/k_B T)$ . Здесь коэффициенты захвата  $c_n$  и  $c_p$  в единицах  $[\text{см}^3/\text{с}]$  и коэффициенты эмиссии  $e_n$  и  $e_p$  в единицах  $[\text{с}^{-1}]$  получаются при подстановке  $T$  в  $[\text{К}]$  и  $k_B T$  в  $[\text{эВ}]$ . Использовался световой поток  $\Phi = 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Как видно из рис. 5, а, под действием света в средней части буферного слоя ( $0.3 < x < 0.65 \text{ мкм}$ ) происходит освобождение  $EL2$ -центров от электронов и накапливается фотоиндуцированный положительный заряд. На крае слоя пространственного заряда ( $x > 0.7 \text{ мкм}$ )  $EL2$ -центры заселяются электронами, здесь накапливается отрицательный заряд. Неравновесный заряд, накопленный в буфере, компенсируется неравновесными электронами в квантовой яме и, таким образом, проявляется в фотопроводимости. При выключении освещения неравновесный заряд в буфере релаксирует следующим образом. Положительный заряд нейтрализуется электронами, которые забрасываются из квантовой ямы в буфер и захватываются  $EL2$ -центрами. При этом реализуется широкий спектр энергий активации, поэтому при релаксации положительной остаточной проводимости не наблюдается определенного значения энергии активации. Релаксация отрицательного заряда, ответственного за ООФП, происходит путем термического выброса электронов с  $EL2$ -центров в зону проводимости. Энергия активации этого процесса больше, чем энергия тепловых забросов из квантовой ямы, поэтому он более медленный. Характерное время релаксации ООФП определяется величиной  $e_n$ , которая согласно расчетам при



**Рис. 5.** Изменение заселенности  $EL2$ -центров  $f_t$  по толщине буферного слоя  $x$  при освещении (сплошная линия) и в темноте (штриховая). *a*:  $N_t = 1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,  $h\nu = 1.33 \text{ эВ}$ . *b*:  $N_t = 1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $h\nu = 1.33 \text{ эВ}$ . *c*:  $N_t = 1.0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,  $h\nu = 1.33 \text{ эВ}$ . *d*:  $N_t = 1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,  $h\nu = 1.0 \text{ эВ}$ . Во всех случаях  $N_a = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 250 \text{ К}$ .

$T = 250 \text{ К}$  равна  $7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ , что близко к наблюдаемому времени релаксации.

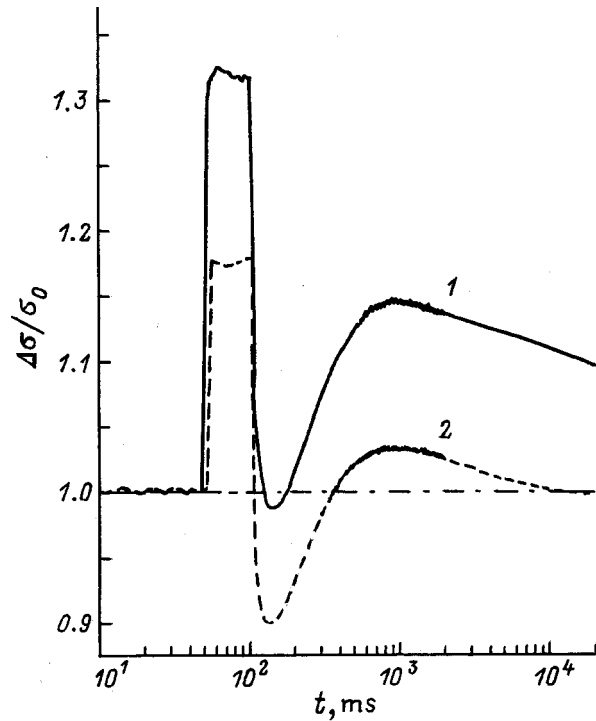
Величина положительного и отрицательного зарядов, накопленных на глубоких центрах при освещении, позволяет оценить величину положительной и отрицательной остаточной фотопроводимости, которая может наблюдаться экспериментально. Так, согласно рис. 5, *a*, поверхностная концентрация накопленного положительного заряда составляет  $\sim 2.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а отрицательного  $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Если учесть, что равновесная концентрация двумерных электронов  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , то положительная остаточная фотопроводимость составляет  $\sim 5\%$  от равновесной проводимости, а ООФП  $\sim 0.5\%$ , что соответствует эксперименту. Здесь необходимо заметить, что такое соотношение между величинами положительной и отрицательной остаточной фотопроводимости достигнуто подбором степени компенсации, т. е. отношения  $N_t/N_a$ , и концентрации электронов  $n_0$ . Если  $n_0$  сильно увеличить, от  $10^2$  (см. рис. 5, *a*) до  $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ , то ООФП сократится более чем на порядок (см. рис. 5, *b*). Тот факт, что концентрация неравновесных электронов в объеме буферного слоя оказывается очень малой, означает, что в структуре, по-видимому, реализуется режим короткого замыкания для потенциального барьера в буферном слое. Это связано с тем, что контакты, с помощью которых измеряется фототок, замыкают тыльную (граничащую с подложкой) поверхность буфера и слой двумерных электронов. Уменьшение степени компенсации (снижение отношения  $N_t/N_a$ ) также приводит к заметному снижению величины ООФП (см. рис. 5, *c*).

Значительное изменение эффекта ООФП происходит при изменении отношения сечений ионизации  $EL2$ -центров. Так, увеличение отношения  $\sigma_p/\sigma_n$  приводит к увеличению ООФП. Эта ситуация иллюстрируется рис. 5, *d*, где приведены результаты расчета заселенности центров при засветке излучением с  $h\nu = 1.0 \text{ эВ}$ .

## 5. Низкотемпературная ООФП (перезарядка $DX$ -центров)

Релаксация фотопроводимости при температуре ниже  $180 \text{ К}$  происходит качественно подобно рассмотренному выше случаю  $EL2$ -центров (рис. 2, *b*). Количественное отличие состоит прежде всего в том, что при низких температурах проявляется меньшая энергия активации, по величине соответствующая  $DX$ -центрам. Другое отличие заключается в большем, по сравнению с  $EL2$ -центрами, количестве дефектов в слое  $AlGaAs$  и, соответственно, большей остаточной фотопроводимости.

Основные особенности кинетики спада фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma_0$  в низкотемпературной области видны из рис. 6, где показана релаксация при межзонном и примесном фотовозбуждении. Как видно, увеличение энергии квантов и, соответственно, коэффициента поглощения света приводит не к увеличению фотопроводимости, что естественно было бы ожидать, а к уменьшению. Это означает, что фотопроводимость обусловлена в основном примесным поглощением. При  $h\nu = 1.33 \text{ эВ}$  проводимость оказывается больше благодаря тому, что свет



**Рис. 6.** Релаксация фотопроводимости при примесном  $h\nu = 1.33$  эВ (1) и межзонном  $h\nu = 1.97$  эВ (2) освещении.  $T = 160$  К.

проникает в образец глубже и вызывает ионизацию  $EL2$ -центров в большей части слоя пространственного заряда. При этом вклад  $EL2$ -центров в фотопроводимость очень слабо зависит от времени, поскольку температура низкая. Следовательно, немонотонная релаксация фотопроводимости на рис. 6 обусловлена перезарядкой примесей в слое AlGaAs, где основными дефектами являются  $DX$ -центры.

Основным эффектом перезарядки  $DX$ -центров при очень низких температурах ( $\sim 150$  К) является ООФП, которая, насколько нам известно, до сих пор не обсуждалась. Мы предполагаем, что эффект ООФП в этом случае связан с метастабильными возбужденными состояниями  $DX$ -центров. Известно, что  $DX$ -центры могут находиться в основном (однократно заряженном) состоянии  $DX^-$ , нейтральном состоянии  $DX^0$  (в которое они переходят при однократной фотоионизации) и ионизованном состоянии  $DX^+$ , из которого в результате решеточной релаксации  $DX$ -центры переходят в состояние  $N^+$  мелкого донорного центра [3,10]. При этом установлено [10], что имеется большой энергетический барьер для термической ионизации  $DX^0$ -состояний в состояние  $N^+$ , так что при фотовозбуждении  $DX^-$ -состояний происходит накопление центров в состояниях  $DX^0$ , на которых имеется по одному электрону. После выключения освещения свободные электроны начинают захватываться дефектами, образуя  $DX^-$ -центры. Если предположить, что этот процесс захвата идет быстрее, чем термическая ионизация неравновесных  $DX^0$ -состояний, то образующиеся

$DX^-$ -центры свяжут больше электронов, чем было генерировано светом. В результате квазиуровень Ферми электронов в AlGaAs понизится, что приведет к перетеканию электронов из квантовой ямы в слой AlGaAs. Таким образом возникает ООФП, которая релаксирует по мере термической ионизации  $DX^0$ -состояний. К сожалению, имеющиеся в настоящее время данные о процессах фотовозбуждения и релаксации состояний  $DX$ -центров не позволяют провести количественный анализ этого механизма ООФП.

## 6. Заключение

Исследование кинетики релаксации фотопроводимости в диапазоне температур  $80 \div 300$  К и в спектральном интервале возбуждающего света  $0.6 \div 2.1$  эВ приводит к следующим результатам.

1. В селективно легированных гетероструктурах AlGaAs/GaAs имеются два процесса, приводящие к отрицательной остаточной фотопроводимости. Один из них реализуется в области температур  $180 \div 300$  К; он обусловлен перезарядкой  $EL2$ -центров. Другой наблюдается в низкотемпературной области (ниже 180 К). Он связан с возбужденными состояниями  $DX$ -центров.

2. Фотоиндуцированная перезарядка глубоких центров может приводить к накоплению как положительного, так и отрицательного зарядов и таким образом вызывать соответственно положительную и отрицательную остаточную фотопроводимость.

3. Положительные и отрицательные заряды примесных центров накапливаются в разных частях буферного слоя гетероструктуры и характеризуются разными временами релаксации, к тому же по-разному зависящими от температуры. Это приводит к немонотонным временным и температурным зависимостям остаточной фотопроводимости.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-17999).

## Список литературы

- [1] T. Hariu, T. Sato, H. Komori, K. Matsushita. J. Appl. Phys., **61**, 1068 (1987).
- [2] A. Kitagawa, A. Usami, T. Wada, Yu. Tokuda, H. Kano. J. Appl. Phys., **61**, 1215 (1987).
- [3] P.M. Mooney, T.N. Theis. Comm. Cond. Matt. Phys., **16**, 167 (1992).
- [4] M.J. Chou, D.C. Tsui, G. Weimann. Appl. Phys. Lett., **47**, 609 (1985).
- [5] H. Peterson, H.J. Grimmeiss, A.L. Powell, C.C. Button, J.S. Roberts, P.I. Rockett. J. Appl. Phys., **74**, 5596 (1993).
- [6] A.J. Shields, J.L. Osborne, M.J. Simmons, D.A. Ritchie, M. Pepper. Semicond. Sci. Technol., **4**, 890 (1996).
- [7] P. Silverberg, P. Oming, L. Samuelson. Appl. Phys. Lett., **52**, 1689 (1988).

- [8] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991). [Пер. с англ.: М. Shur. *GaAs Devices and Circuits* (N.Y.–London, Plenum Press, 1987)].
- [9] J.S. Blakemore. *J. Phys. Chem. Sol.*, **49**, 627 (1988).
- [10] L. Dobaczewski, P. Kaczor. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 68 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

## Deep-level recharging effect on the photoconductivity relaxation in AlGaAs / GaAs selectively-doped heterostructures

V.I. Borisov, V.A. Sablikov, I.V. Borisova, A.I. Chmil'

Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia

**Abstract** Transient photoconductivity caused by recharging *EL2*- and *DX*-centers in AlGaAs/GaAs selectively doped heterostructures is investigated in a wide range of temperatures and exciting photon energies. The light-induced recharging of the deep centers is found to result in the accumulation of the both positive and negative localized charges giving rise to positive and negative persistent conductivities, respectively. The positive and negative charges are accumulated in different parts of the heterostructure. They have different characteristic times with different temperature dependence which results in a non-monotonic behavior of the persistent photoconductivity versus the time and the temperature. The recharging the *EL2*-centers in the GaAs buffer layer leads to the negative persistent conductivity in the temperature range 180–300 K. The negative persistent conductivity observed at the temperatures below 180 K is caused by the excited states of *DX*-centers in  $n^+$ -AlGaAs.