

Фотоэлектрическая память 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 1 апреля 1997 г. Принята к печати 13 мая 1997 г.)

Обнаружено возрастание темнового тока на $2 \div 3$ порядка в многослойных структурах с квантовыми ямами GaAs/Al_xGa_{1-x}As при $x \simeq 0.4$ после освещения структур оптическим излучением ($\lambda < 1.3$ мкм), сохраняющееся в течение длительного времени (свыше 10^3 с) при пониженных температурах и уменьшающееся вплоть до исходного значения после нагревания образца. Предложена модель барьера с локальным провисанием зоны проводимости, облегчающим туннелирование электронов. Величина провисания и ток возрастают при ионизации присутствующих в барьере локальных скоплений неконтролируемых глубоких уровней и уменьшаются в процессе захвата на них электронов зоны проводимости при нагреве образца.

Введение

Многослойные структуры с квантовыми ямами (МСКЯ) на основе GaAs/AlGaAs относятся к активно исследуемым в настоящее время объектам, в первую очередь в связи с их перспективностью для создания многоэлементных фотоприемников инфракрасного диапазона. Как правило, для таких структур отмечают хорошее соответствие экспериментальных и теоретических значений темнового тока и фототока, достигаемое в рамках предположения прямоугольности потенциальных барьеров AlGaAs [1–3]. В то же время в ряде работ отмечается асимметрия темнового тока и фототока в зависимости от полярности прикладываемого к МСКЯ напряжения смещения [1,4–6], а также избыточный туннельный ток [7], что указывает на отклонения от идеального прямоугольного барьера. Причиной этого может являться известное различие двух границ между ямой и барьерами [8], несимметричное распределение примеси в ямах [9], а также наличие дефектов в барьерах [7].

В настоящей работе обнаружено возрастание темнового тока на $2 \div 3$ порядка в выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии МСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $x \simeq 0.4$ после освещения структур в диапазоне длин волн $\lambda < 1.3$ мкм, сохраняющееся в течение длительного времени при пониженных температурах и уменьшающееся вплоть до исходного значения после нагревания образца. Обнаруженный эффект объясняется в рамках предложенной модели барьера 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 в процессе захвата на них электронов зоны проводимости при нагреве образца.

1. Эксперимент

Исследовали образцы МСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As с содержанием Al x от 0.26 до 0.43, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установках "Катунь-С" и "RIBER 32 P". Рост МСКЯ GaAs/AlGaAs проводился при температуре подложки $T_s = 580 \div 600^\circ\text{C}$, скорости роста ~ 1 мкм/ч и при отношении потоков, обеспечивающих существование поверхностных структур на GaAs — $(2 \times 4)\text{As}$ и на AlGaAs — (3×2) . Кроме того, использовалось прерывание роста на стадии завершения выращивания ямы GaAs для сглаживания поверхности. Ширина ямы L_w изменялась от 43 до 48 Å, толщина барьера L_b — от 300 до 500 Å. Количество периодов N составляло 25 или 50. Использовалось как однородное, так и δ -легирование по центру квантовых ям кремнием со слоевой концентрацией $\Gamma_{\text{Si}} \simeq 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Верхним и нижним контактными слоями к МСКЯ служил n^+ -GaAs толщиной ~ 0.5 мкм, легированный кремнием с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Межа-структуры квадратной формы со стороной 300 мкм изготавливались травлением МСКЯ до нижнего n^+ -слоя. Омические контакты к n^+ -слоям получали вжиганием напыленных слоев Ni–Au–Ge. Состав, т.е. x , и толщины слоев L_w и L_b определяли методом рентгеновской дифракции и *in situ* по осцилляциям интенсивности зеркального рефлекса дифракции быстрых электронов. Холловская подвижность электронов в плоскости квантовых ям, измеренная на выращенных без контактных n^+ -слоев МСКЯ, составляла $\sim 2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К.

Измерения температурных зависимостей темнового тока проводили при напряжении смещения $V_b = 0.2$ В в диапазоне температур $T = 77 \div 300$ К. Скорость нагревания или охлаждения составляла 0.5 град/с с возможностью остановки изменения температуры при наперед заданном значении. Освещение образцов осуществляли GaAs-светодиодом (максимум излучения при длине вол-

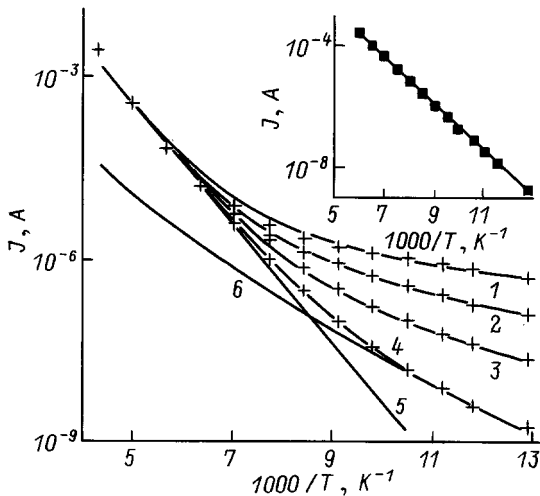


Рис. 1. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) температурные зависимости темного тока в МСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $x = 0.385$: 1 — после освещения; 2, 3, 4 — после отогрева до 110, 130 и более 170 К соответственно. Теоретические зависимости 5 и 6 соответствуют компонентам тока в областях без провисания и с провисанием зоны проводимости. На вставке — температурная зависимость темного тока в МСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $x = 0.29$. Для всех кривых $V_b = 0.2$ В.

ны $\lambda \approx 1$ мкм) со стороны подложки с интенсивностью $\approx 10^{17}$ фотон/см²·с в течение 10÷20 с. Измерение спектральной зависимости показало, что обсуждаемый в работе эффект фотоэлектрической памяти наблюдается при $\lambda < 1.3$ мкм.

Для образцов с $x < 0.3$ темновой ток J отвечает модели прямоугольного барьера [1]: его температурная зависимость соответствует энергии активации, равной высоте барьера, отсчитанной от уровня Ферми, а изменение темного тока после освещения образца в указанном режиме отсутствует. В качестве примера на вставке к рис. 1 приведена температурная зависимость для одного из наших образцов МСКЯ с $x = 0.29$, $L_w = 43$ Å, $L_b = 500$ Å, $\Gamma_{Si} = 8.6 \cdot 10^{11}$ см⁻², $N = 50$.

При увеличении x выше 0.3 температурная зависимость темного тока и его реакция на освещение радикально изменяются. На рис. 1 приведены экспериментальные данные, полученные для МСКЯ с $x = 0.385$, $L_w = 43$ Å, $L_b = 400$ Å, $\Gamma_{Si} = 10^{12}$ см⁻² (δ -легирование по центру ямы), $N = 25$. Зависимость 4 является исходной и соответствует образцу, охлажденному в темноте от комнатной температуры. В отличие от образца с $x = 0.29$ энергия активации темного тока не является постоянной, а уменьшается примерно от 0.2 эВ при $T > 170$ К до 0.08 эВ при $T < 100$ К.

При освещении образца, имеющего температуру ниже 170 К, ток через образец возрастает и остается практически неизменным после выключения освещения. Так, при 80 К ток возрастает почти на 3 порядка при освещении образца и релаксирует после выключения освещения

примерно на 10% за 1000 с. Соответствующая зависимость I на рис. 1 получена при измерении тока сразу после выключения оптического излучения при каждой данной температуре. Практически эта же зависимость получается при нагревании образца в темноте после его освещения при 77 К. Энергия активации темного тока, соответствующая зависимости I на рис. 1, составляет ~ 0.024 эВ вблизи 77 К, что примерно в 3 раза меньше, чем для исходной кривой 4, и возрастает при повышении температуры. При нагревании образца выше 170 К ток соответствует исходной зависимости 4. Последующее охлаждение в темноте вновь дает исходную зависимость 4.

Если после освещения при 77 К образец нагреть до некоторой промежуточной температуры $T_0 < 170$ К (например, до 110 или 130 К) и затем, охладив до 77 К, измерить температурную зависимость тока при нагревании образца (со скоростью ~ 0.5 град/с), то получим зависимости, лежащие между зависимостями 1 и 4 (соответственно кривые 2, 3 на рис. 1). При этом для температур $T < T_0$ зависимости $J(T)$ остаются практически неизменными в течение нескольких минут и не зависящими от направления изменения температуры образца.

Измерения тока в образцах квадратной формы со стороной квадрата от 75 до 1200 мкм показали, что при некотором разбросе средняя плотность тока не зависит от площади образца. Это позволяет утверждать, что отмеченные особенности присущи объему образца, а не его поверхности по периметру меза-структуры.

Чтобы получить дополнительную информацию о влиянии освещения на МСКЯ, измеряли вольт-фарадные характеристики (ВФХ) барьеров Шоттки на этих образцах. Для этого на части исходной выращенной пластины

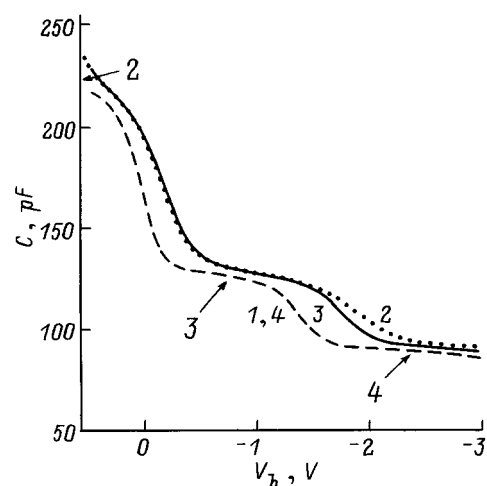


Рис. 2. Вольт-фарадные характеристики барьера Шоттки на МСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $x = 0.385$, измеренные на частоте 3 кГц при $T = 77$ К, последовательно: 1 — до освещения; 2 — после освещения; 3 — после нагрева предварительно освещенного образца до 170 К при $V_b = -1.5$ В; 4 (совпадает с 1) — после нагрева до 170 К при $V_b = 0.35$ В.

после травли верхнего n^+ -слоя GaAs напылялись барьеры Шоттки Au/Ti круглой формы с площадью $1.26 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ без вытравливания меза-структур. Омический контакт ко всем квантовым ямам и нижнему n^+ -слою изготавливался сплавлением In по периметру вырезанного из пластины образца размером $\sim 5 \times 5 \text{ мм}^2$.

На рис. 2 приведены типичные ВФХ для МСКЯ с $x = 0.385$, измеренные в темноте до освещения (образец охлаждался от комнатной температуры в темноте при напряжении на барьере Шоттки $V_b = 0.35 \text{ В}$) и после (кривые 1 и 2), а также после нагревания образца до 170 К при двух значениях напряжения смещения (кривые 3 и 4). В процессе записи ВФХ релаксации емкости не обнаружено. Участки с пологим наклоном (плато), возникающие на ВФХ по мере увеличения напряжения V_b на барьере Шоттки, соответствуют процессу обеднения очередной квантовой ямы. Порядковые номера квантовых ям, отсчитанные от поверхности образца, указаны цифрами со стрелками возле соответствующего плато кривой 1 на рис. 2. Участки ВФХ с более крутыми наклонами соответствуют переходам от полностью обедненной квантовой ямы к следующей [10,11].

2. Модель фотоэлектрической памяти

Наблюдаемый эффект (рис. 1) напоминает хорошо известное явление замороженной фотопроводимости (persistent photoconductivity) в легированном $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x > 0.22$ [12], которое связывают с существованием DX-центров в этом материале, возникающих при его легировании как кремнием, так и некоторыми другими примесями.

Предположим в связи с этим, что в исследованных нами МСКЯ имеются локальные области, пронизывающие насквозь всю структуру, в пределах которых барьерные слои содержат неконтролируемые донорные уровни, в общем случае как мелкие с концентрацией N_d , так и глубокие с концентрацией N_i . Кроме того, пусть последние, подобно DX-центрам, характеризуются относительно высоким энергетическим барьером для захвата свободных электронов из Г-долины зоны проводимости.

В равновесных условиях (до освещения) ионизированы по крайней мере мелкие уровни, что приводит к возникновению внутреннего электрического поля и "провисанию" зоны проводимости (рис. 3). В результате термически облегченное туннелирование электронов из квантовых ям в зону проводимости барьерных слоев через относительно узкие потенциальные барьеры приведет к увеличению темнового тока и понижению его эффективной энергии активации (см. зависимость 4 на рис. 1). Ионизация ГУ при освещении образца увеличивает провисание зоны проводимости, что приводит к дальнейшему увеличению темнового тока. Наличие достаточно высокого энергетического барьера для захвата электронов на ГУ обеспечит запоминание нового состояния после выключения освещения при низких температу-

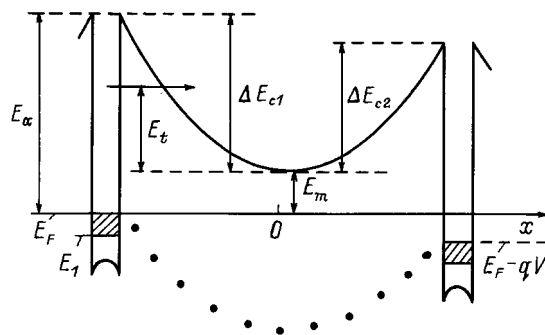


Рис. 3. Энергетическая диаграмма одного периода МСКЯ при наличии положительно заряженных центров в барьерном слое. E_1 — первый квантовый уровень, E_F — уровень Ферми левой квантовой ямы. Точки — глубокие уровни, мелкие доноры не показаны. Остальные пояснения — в тексте.

рах. При последующем нагревании образца до некоторой температуры T_0 электроны, преодолевая энергетический барьер, переходят обратно на ГУ и нейтрализуют их положительный заряд. Провисание зоны проводимости уменьшается, и зависимость $J(T)$ стремится к исходной.

Обсудим подробнее сделанные предположения о локальности областей, содержащих неконтролируемые ГУ, и о механизме нейтрализации ионизированных ГУ путем захвата свободных электронов из зоны проводимости.

2.1. Локальность областей провисания зоны проводимости

Как будет видно из расчета, приведенного в п. 3 данной статьи, требуемое изменение концентрации положительных зарядов ΔN^+ в барьерном слое МСКЯ после освещения должно составлять величину $1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при их равномерном распределении по толщине барьерного слоя. Тогда, как следует из условия нейтральности образца, равновесная концентрация свободных электронов в квантовых ямах Γ_n при однородном распределении ГУ в барьерах по площади МСКЯ должна увеличиться на величину $\Delta N^+ L_b = 4.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что составляет примерно половину исходной концентрации легирования квантовых ям $\Gamma_{Si} \simeq 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Следовательно, освещение образца должно приводить к увеличению на $\sim 50\%$ протяженности плато на ВФХ, показанной на рис. 2. Однако этого не происходит. Действительное увеличение равновесной концентрации электронов в квантовой яме Γ_n при освещении не превышало 10^{11} см^{-2} (т.е. 10%), что определялось путем интегрирования ВФХ между точками перегиба соседних переходных участков. Этот факт позволяет утверждать, что ГУ, обеспечивающие указанное изменение положительного заряда ΔN^+ в барьерных слоях при освещении, сосредоточены в локальных областях, занимающих малую долю (не более 20%) от всей площади структуры.

2.2. Взаимодействие глубоких уровней с разрешенными зонами

Переходной участок ВФХ между j -м и $(j+1)$ -м плато соответствует экспоненциальному хвосту емкости обедневшей j -й квантовой ямы [10,11]. Его протяженность для идеальной МСКЯ может быть оценена величиной $\Delta V_{j,j+1} \simeq 4(kT/q)C_p/C_{j+1}$, где k — постоянная Больцмана, q — абсолютное значение заряда электрона, C_p — емкость одного периода МСКЯ, C_j — емкость в центре j -го плато на ВФХ. Для образца, показанного на рис. 2, величина $\Delta V_{3,4}$ должна составлять ~ 80 мВ, а ее экспериментальное значение равно ~ 500 мВ. Увеличение $\Delta V_{j,j+1}$ мы связываем с неоднородностью по площади МСКЯ концентрации электронов Γ_n в j -й квантовой яме, причем эта неоднородность несколько возрастает после оптической ионизации неоднородно распределенных ГУ.

Далее, кривая 3 на рис. 2 получена после нагревания предварительно освещенного образца до 170 К при напряжении смещения $V_b = -1.5$ В. При этом смещении 2-я и 3-я квантовые ямы (и прилегающие к ним барьеры) приподняты относительно своих равновесных положений соответственно на ~ 600 и ~ 30 мВ. Видно, что после указанного прогрева наклон переходного участка (3,4) возрастает, а его протяженность $\Delta V_{3,4}$ уменьшается и практически совпадает с протяженностью этого же участка на исходной кривой 1. В то же время указанный прогрев не влияет на величину $\Delta V_{2,3}$ (рис. 2, кривая 3).

В случае аналогичного прогрева при напряжении смещения $V_b = 0.35$ В, когда положения всех квантовых ям близки к своим равновесным значениям, измеряемая ВФХ (рис. 2, кривая 4) практически совпадает с исходной. Таким образом, можно заключить, что процесс нейтрализации оптически ионизированных ГУ происходит вблизи квантовых ям, не поднятых над уровнем Ферми, и не происходит вблизи квантовых ям, высоко поднятых на них. Это подтверждает предположение о том, что нейтрализация ионизированных оптическим излучением ГУ обусловлена захватом электронов из зоны проводимости, а не выбросом дырки в валентную зону. В последнем случае поднятие ямы на ~ 600 мВ над уровнем Ферми не влияло бы на процесс перезарядки ГУ при нагревании образца.

3. Расчет температурной зависимости тока в МСКЯ

Плотность тока в областях МСКЯ без провисания зоны проводимости при малых напряжениях смещения определяется преимущественно электронами, термически эмиттированными выше края зоны проводимости барьера, и задается известным соотношением [1,13]

$$j_0 = q\mu_n F(N_{2D}/L_p)kT \exp(-E_{a0}/kT). \quad (1)$$

Здесь μ_n — подвижность электрона в AlGaAs, F — напряженность электрического поля, $N_{2D} = m_w^* \pi / \hbar^2$ —

двумерная плотность состояний, m_w^* — эффективная масса электрона в квантовой яме, \hbar — постоянная Планка, L_p — период МСКЯ, $E_{a0} = E_{bw} - E_1 - E_F$ — энергия активации тока, E_{bw} — разрыв зоны проводимости между GaAs и AlGaAs, E_1 — энергия первого уровня в квантовой яме, E_F — энергия Ферми, отсчитанная от E_1 . Теоретическая зависимость $J(T)$ для образца с $x = 0.29$ (см. вставку на рис. 1) рассчитана по соотношению (1) при $E_a = 0.14$ эВ и $\mu_n = 500$ см²/В·с.

Ток в областях с провисанием зоны проводимости определяется преимущественно последовательным туннелированием электронов между квантовыми ямами и зоной проводимости барьерных слоев через относительно узкие потенциальные барьеры. Для его расчета рассмотрим один период МСКЯ в области провисания зоны проводимости, к которому приложено напряжение $V \lesssim kT/q$ (см. рис. 3). Пусть нижняя точка зоны проводимости барьерного слоя в области ее провисания расположена выше равновесного уровня Ферми (при $V = 0$), так что заряд свободных электронов в барьере мал и не влияет на ход потенциала в барьерных слоях. Для упрощения примем, что мелкие и глубокие уровни равномерно распределены по локальным областям, размер которых превышает толщину барьера, так что ход потенциала можно считать одномерным и одинаковым для всех локальных областей. В случае полностью заполненных или полностью ионизованных ГУ концентрация заряда также равномерно распределена по толщине барьера и энергия края зоны проводимости, отсчитанная от своей наименьшей точки, описывается соотношением

$$\Delta E_c(x) = qV_s \left(\frac{x - \Delta x}{L_b/2} \right)^2. \quad (2)$$

Здесь $V_s = (kT/q)(L_b/2)^2/(2L_d)^2$ — величина провисания зоны проводимости при $V = 0$, $\Delta x = L_b(V/8V_s)$ — положение минимума зоны проводимости, $L_d = (kT\varepsilon_b/2q^2N^+)^{1/2}$ — длина экранирования Дебая, ε_b — диэлектрическая проницаемость барьера, N^+ — суммарная концентрация положительно заряженных мелких и глубоких уровней. Учитывая, что $L_w \ll L_b$, мы пренебрегли падением напряжения на квантовой яме.

В промежуточных случаях, когда ГУ частично заполнены в результате отогрева образца до некоторой температуры T_0 (см. п. 1), заряд на ГУ будет распределен неоднородно, так как электроны будут в первую очередь захватываться на ГУ, расположенные вблизи середины барьерного слоя и имеющие наименьший энергетический барьер для захвата электронов. Однако для упрощения будем считать, что провисание зоны проводимости по-прежнему описывается параболической зависимостью (2).

Энергия наименьшей точки зоны проводимости барьерного слоя E_m , отсчитанная от уровня Ферми в левой квантовой яме, дана равенством $E_m = E_a - \Delta E_{c1}$, где $E_a = E_{a0} - \Delta E_F - \Delta E_1$, ΔE_F и ΔE_1 — изменения E_F и E_1 в локальных областях с $V_s > 0$, вызванные

появлением дополнительных свободных электронов в квантовой яме и "выгибанием" потенциала в квантовой яме (см. рис. 3), $\Delta E_{c1} = \Delta E_c(-L_b/2)$. В первом приближении величину ΔE_F примем равной N^+L_b/N_{2D} , а величиной ΔE_1 будем пренебрегать. Кроме того введем величины $\Delta E_{c2} = \Delta E_c(L_b/2)$, $w_1 = L_b/2 + \Delta x$, $w_2 = L_b/2 - \Delta x$.

Рассмотрим процесс туннелирования электронов с энергией выше E_m . Вероятности туннелирования из левой (D_1) и из правой (D_2) квантовых ям в разрешенную область барьера, вычисленные в квазиклассическом приближении [14], определяются соотношением

$$D_{1,2}(E_t) = \exp[-S_{1,2}\phi(E_t/\Delta E_{c1,2})], \quad (3)$$

где E_t — энергия электрона, отсчитанная от наинишей точки зоны проводимости барьера, $S_{1,2} = \sqrt{2m_b\Delta E_{c1,2}w_{1,2}/\hbar}$, m_b — эффективная масса электрона в барьере, $\phi(z) = \sqrt{1-z} - z \ln[(1+\sqrt{1-z})/\sqrt{z}]$.

Учитывая, что $V \lesssim kT/q$, а барьеры ΔE_{c1} и ΔE_{c2} достаточно толстые и имеют малую туннельную прозрачность, можно считать, что электроны в зоне проводимости барьерного слоя между барьерами ΔE_{c1} и ΔE_{c2} полностью термализуются, их распределение по энергиям описывается единым квазиуровнем Ферми E_{Fb} , который расположен в общем случае между уровнями Ферми левой и правой квантовых ям. Далее, с учетом принципа детального равновесия вычислим плотность тока через барьер ΔE_{c1} ,

$$j_1 = j_{10} \exp(-E_m/kt) [1 - \exp(E_{Fb}/kt)]. \quad (4)$$

где

$$j_{10} = qN_{2D}\nu_t \int_0^\infty \exp(-E_t/kt) D_1(E_t) dE_t, \quad (5)$$

а уровень Ферми электронов в левой квантовой яме E_F принят равным нулю. Через ν_t обозначена эффективная частота столкновений электрона в квантовой яме с дефектами (полярные оптические фононы, ионизированные примеси и шероховатости квантовых ям), приводящих к полному переходу энергии движения электрона вдоль квантовой ямы в поперечную энергию, с которой электрон туннелирует в разрешенную зону барьера [15]. При интегрировании до бесконечности в (5) учитываются электроны с энергией E_t выше ΔE_{c1} , при этом $D_1(E_t) \simeq 1$. Ток j_2 через барьер ΔE_{c2} задается выражением, подобным (4). Приравняв токи j_1 и j_2 , найдем положение квазиуровня Ферми E_{Fb} , а для плотности сквозного тока j_l в локальных областях провисания зоны проводимости получим выражение

$$j_l = \exp\left(-\frac{E_m}{kt}\right) \frac{j_{10}j_{20}}{j_{10} + j_{20}} \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kt}\right)\right], \quad (6)$$

где j_{20} задается соотношением (5) с заменой D_1 на D_2 .

Туннелированием электронов с энергией меньше E_m можно пренебречь, так как оно происходит непосредственно из одной квантовой ямы в другую с малой вероятностью $D < D_1(0)D_2(0)$.

Полный ток J через образец рассчитывался в предположении индентичности всех барьеров. В этом случае

$$J = A(1 - \delta)j_0 + A\delta j_l \quad (7)$$

при $V = V_b/(N + 1)$. Здесь A — площадь образца, δ — доля площади структуры, занятая локальными областями с указанным провисанием зоны проводимости, N — количество периодов в МСКЯ.

Теоретические зависимости темнового тока (7) от температуры показаны на рис. 1 сплошными линиями. Для их совмещения с экспериментальными кривыми 1–4 подбирали величины μ_n , V_s и произведение $\delta\nu_t$ (в первом члене выражения (7) мы пренебрегали величиной δ , поскольку в п. 2.1 было показано, что $\delta \ll 1$). Ток j_0 при повышенных температурах является преобладающим. Энергия активации тока j_0 определяется величиной E_{c0} (см. соотношение (1)), которая находилась путем независимого расчета по известным параметрам МСКЯ [16,17] и составляла 0.194 эВ. Подвижность электронов в барьере μ_n была принята равной 1000 см²/В·с.

При пониженных температурах преобладает ток локальных областей. Величина провисания зоны проводимости V_s определяет энергию активации локального тока j_l , а произведение $\delta\nu_t$ — его величину. Добиваясь совпадения температурных зависимостей по форме и величине, определяли величины V_s и $\delta\nu_t$. Хорошее совпадение с экспериментом получено при $\delta\mu_t = 3 \cdot 10^8$ Гц и V_s , равном 0.131, 0.122, 0.112, 0.097 В, соответственно для кривых 1–4. При этом N^+ (в ед. 10¹⁷ см⁻³) и E_m (в мэВ) равны: 4.7 (1.4), 4.4 (14.6), 4.0 (29.3), 3.5 (51.4). Зависимости 5 и 6 на рис. 1 соответствуют компонентам тока без провисания Aj_0 и с провисанием зоны проводимости $A\delta j_l$. Видно, что экспериментальная зависимость тока от температуры не может быть объяснена какой-либо из компонент в отдельности. Учитывая, что совмещение теории с исходной экспериментальной зависимостью 4 на рис. 1 требует наличия начального значения $V_s = 0.097$ эВ, следует допустить, что в упомянутых выше локальных областях в барьерах содержится постоянно ионизированные уровни с концентрацией $3.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ (например, мелкие доноры). Освещение образца (рис. 1, кривая 1) увеличивает величину N^+ до $4.7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и, следовательно, концентрация перезаряжающихся ГУ в локальных областях составляет $1.2 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Заметим, что в процессе записи температурных зависимостей темнового тока при температурах, больших температуры предварительного нагрева T_0 , например $T_0 = 110$ К для зависимости 2 на рис. 1, происходит уменьшение V_s , приводящее к уменьшению локального тока. Однако оно приходится на область значительного вклада однородного тока в полный ток и потому несущественно.

В целом можно заключить, что предложенная феноменологическая модель, несмотря на ее упрощенность, достаточно хорошо описывает обнаруженное явление фотоэлектрической памяти в МСКЯ.

Природа и происхождение локальных скоплений донорных уровней в барьерных слоях МСКЯ нами не установлены. Однако учитывая, что эффект фотоэлектрической памяти наблюдается только в МСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $x > 0.3$, можно предположить, что он обусловлен повышенной дефектностью таких структур по сравнению с МСКЯ, где $x < 0.3$. В этом случае локальные скопления мелких и глубоких донорных уровней могут являться либо собственными дефектами барьерных слоев, либо DX-центрами, образовавшимися вследствие облегченной диффузии кремния из квантовых ям по дефектам структуры в процессе выращивания МСКЯ.

Заключение

Обнаружено возрастание темнового тока на $2 \div 3$ порядка в МСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As с $x \simeq 0.4$ после воздействия на структуры оптического излучения ($\lambda < 1.3$ мкм), при этом увеличенный ток сохраняется в течение длительного времени при пониженных температурах и уменьшается вплоть до исходного значения после нагревания образца. Обнаруженный эффект объясняется в рамках предложенной модели барьера с локальным провисанием зоны проводимости, облегчающим туннелирование электронов. Величина провисания и ток возрастают при ионизации излучением присутствующих в барьере локальных скоплений неконтролируемых ГУ и уменьшаются в процессе захвата на них электронов зоны проводимости при нагреве образца.

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] L. Pfeiffer, E.F. Schubert, K.W. West, C.W. Magee. Appl. Phys. Lett., **58**, 2258 (1991).
- [9] H.C. Liu, Z.R. Wasilewski, M. Buchanan, H. Chu. Appl. Phys. Lett., **63**, 761 (1993).
- [10] P.N. Brounkov, S.G. Konnikov, T. Benyattou, G. Guillot. Phys. Low-Dim. Structur., **10/11**, 197 (1995).
- [11] В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, Е.Р. Линькова, А.В. Мурель, Ю.А. Романов. ФТП, **27**, 931 (1993).
- [12] P.M. Mooney. J. Appl. Phys., **67**, R1 (1990).
- [13] H.C. Liu, A.G. Steele, M. Buchanan, Z.R. Wasilewski. J. Appl. Phys., **73**, 2029 (1993).
- [14] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1989) гл. 7, §50.
- [15] С.В. Мешков. ЖЭТФ, **91**, 2252 (1986).
- [16] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
- [17] B.R. Nag, S. Mukhopadhyay. Phys. St. Sol. (b), **175**, 103 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoelectrical memory in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells

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

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

Abstract The dramatic increase in dark current (by $2 \div 3$ orders) in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells with $x \simeq 0.4$ after illumination of samples by optical radiation ($\lambda < 1.3$ μm) has been observed. This increased current is being observed for more than 10^3 s at low temperatures and drops to an initial value after sample heating. A model of the barrier with a local sag of the conduction band promoting tunnelling is proposed. Both the conduction band sag and the current increase due to the optical ionization of uncontrollable deep level clusters inherent in the barrier and decrease due to the subsequent capture of electrons from the conduction band by the deep levels under sample heating.

E-mail: vnovsyuk@ispht.nsk.su

Fax: (383-2) 35-17-71