

06;12

## О механизмах усиления фототока в изотипных гетероструктурах $n^+ - \text{GaSb} - n^0 - \text{GaInAsSb} - n^+ - \text{GaAlAsSb}$

© С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Ю.П. Яковлев,  
Б.Е. Саморуков

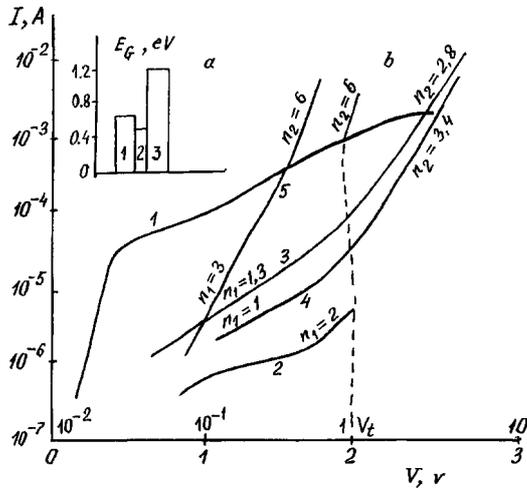
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 2 октября 1997 г.

На основе измерений вольт-амперных характеристик, фототока и зависимости его от напряжения смещения (прямого и обратного) и магнитного поля на изотипных гетероструктурах  $n^+ - \text{GaSb} - n^0 - \text{GaInAsSb} - n^+ - \text{GaAlAsSb}$  определены механизмы токопереноса. Обнаружены два механизма усиления фототока. В структурах с двойной инжекцией в диффузионном приближении усиление определяется изменением времени жизни с уровнем инжекции темновых носителей тока. В структурах с дрейфовым переносом усиление связано с "пролетным" эффектом. В обоих случаях велика роль уровней захвата.

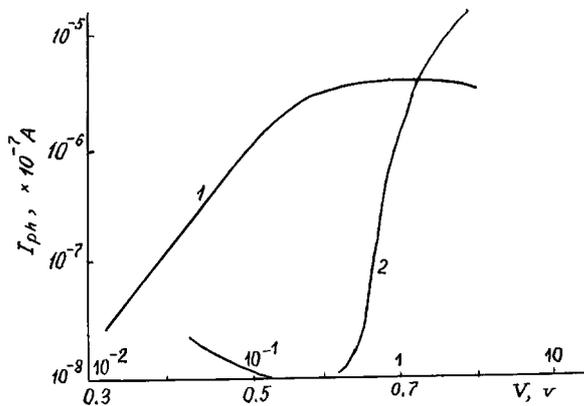
Гетероструктуры на основе GaSb с узкозонными тройными и четверными твердыми растворами находят важное практическое применение. На основе  $p-n$  гетероструктур созданы светодиоды [1], лазеры [2] и фотодиоды [3] в средней ИК-области. Меньшее внимание уделялось изучению электрических и фотоэлектрических свойств изотипных гетероструктур. В работе [4] были опубликованы некоторые результаты исследования фотоэлектрических характеристик этих изотипных гетероструктур, где обнаруженное усиление фототока объяснялось увеличением прозрачности барьера на гетерогранице.

В настоящей работе приведены новые данные, выявляющие связь между механизмом токопереноса и механизмом усиления фототока в структурах  $n^+ - \text{GaSb} - n^0 - \text{GaInAsSb} - n^+ - \text{GaAlAsSb}$  (рис. 1, а). Технология изготовления гетероструктур была в основном та же, что и в [4]. Используя стандартный метод фотолитографии и метод вакуумного напыления, создавались мезафотоструктуры с диаметром мезы  $\varnothing 300 \mu\text{m}$  и точечным омическим контактом  $\varnothing 50 \mu\text{m}$  к освещаемой  $n^+ - \text{GaAlAsSb}$  поверхности и сплавным контактом к  $n^+ - \text{GaSb}$ . Для проведения исследований структуры монтировались на стандартный корпус ТО-18.



**Рис. 1.** *a* — зонный профиль гетероструктуры  $n^+ - \text{GaSb} - n^0 - \text{GaInAsSb} - n^+ - \text{GaAlAsSb}$ . *b* — вольт-амперные характеристики (ВАХ). Структура "а": 1 — прямая ветвь  $\lg I = f(V)$ ,  $T = 300 \text{ K}$ ; 2 — ВАХ при  $T = 78 \text{ K}$   $\lg I = f(\lg V)$ . Структура "б": 3 и 4 — прямая и обратная ветви ВАХ [ $\lg I = f(\lg V)$ ], 5 — ВАХ при  $T = 78 \text{ K}$ .

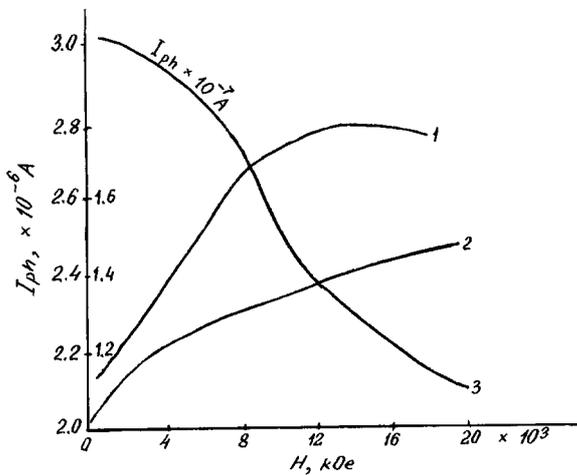
Были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ), фотоэдс и фототок в зависимости от прямого (— на  $n^+ - \text{GaSb}$ ) и обратного смещения, а также зависимость фототока от магнитного поля. На рис. 1, *b* представлены ВАХ, измеренные при  $T = 300$  и  $78 \text{ K}$ . Характерными были два вида ВАХ при  $T = 300 \text{ K}$ : *a*) с экспоненциальной зависимостью тока от напряжения при невысоких смещениях  $I \sim \exp \frac{qV}{nkT}$  с  $n = 1.7 - 2$  (кривая 1) и *б*) со степенной зависимостью  $I = b_1 V^{n_1} + b_2 V^{n_2}$  с  $n_1 = 1 - 1.3$  и  $n_2 = 2.8 - 3.4$  (кривые 3, 4). Можно считать, что полученные зависимости обусловлены двойной инжекцией неравновесных носителей в  $n^0$ -слой, причем в первом случае с преобладанием диффузионного, а во втором — дрейфового механизма токопереноса. ВАХ при  $78 \text{ K}$  подтверждает это предположение (кривые 2, 5). На кривой 2 после небольшого участка зависимости  $I \sim V^2$  наблюдается срыв ВАХ, приводящий к *S*-образной характеристике, и далее переход к участку пробоя  $I \sim V^6$ . В структурах группы "б" прямая и обратная ветви



**Рис. 2.** Зависимость фототока от смещения. Структура "а": 1 — прямое смещение  $\lg I_{ph} = f(V)$ ; структура "б": 2 — обратное смещение  $\lg I_{ph} = f(\lg V)$ .

показывают два участка с  $n_1 = 3$  и  $n_2 = 6$ . S-образная ВАХ обусловлена модуляцией времени жизни инжектированных в  $n^0$ -слой носителей тока из-за наличия центров захвата дырок большой плотности. Условие полного заполнения уровней захвата [5]  $V_t = \frac{qN_t w^2}{\epsilon} cV_t = 1$  В при толщине  $n^0$ -слоя  $w = 4 \cdot 10^{-4}$  см и  $\epsilon = 12$  дает плотность центров  $N_t = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>3</sup>. Зависимость  $I \sim V^{2.8-3.4}$  отражает режим диэлектрической релаксации инжектированных в  $n^0$ -слой носителей. Отклонение от теоретической зависимости  $I \sim V^3$  связано либо с уменьшением эффективной длины базы ( $w(n_2 > 3)$ ), либо с ее увеличением ( $n_2 < 3$ ), что определяется степенью идеальности инжектирующих контактов [6]. Существенно, что режим диэлектрической релаксации реализуется, когда время пролета базы  $t_{tr}$  будет меньше как времени максвелловской релаксации, так и времени жизни  $\tau_p$ . На рис. 2 представлены кривые зависимости фототока от прямого смещения для структуры типа "а" с экспоненциальной ВАХ и от прямого и обратного смещения для структур типа "б". Максимальный коэффициент усиления в первом случае при освещении светом с длиной волны  $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$  составлял величину  $\sim 200$  и убывал с увеличением  $\lambda$ : при  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  — на 30%, при  $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$  — на 60%. Это изменение связано с ростом фототока при нулевом смещении. Коэффициент усиления структур "б" был существенно ниже ( $\sim 25$ ) и не зависел от длины волны. Фототок в структурах "а" приблизительно

экспоненциально возрастает в зависимости от прямого смещения в интервале 0.3–0.6 В. В отличие от экспериментальных данных [4] в изученных структурах нет усиления при малых прямых смещениях, так же как и при обратном смещении. Мы полагаем, что экспоненциальный рост фототока  $I_{ph} \sim \exp \frac{qV}{nkT}$  с  $n = 2.3$  определяется двойной инжекцией в диффузионном режиме с изменяющимся с уровнем инжекции временем жизни фотоносителей. В этом случае  $n = \text{ch} \frac{w}{L}$  (при  $w > L$ ), где  $L$  — длина диффузионного смещения. При  $\mu_n \sim 10^3 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$   $\frac{w}{L} = 1.5$ . Модуляция времени жизни неравновесных носителей обусловлена в большей степени захватом на глубокие уровни, чем в потенциальной яме разрыва валентной зоны у гетерограницы, хотя последняя и не исключается совсем. В образцах группы "б" последний фактор практически не играет роли. Для этих образцов характерно, что при малых смещениях (рис. 2, кривая 2) фототок с ростом напряжения уменьшается и затем начинает возрастать, достигая максимальной величины в режиме диэлектрической релаксации, где  $I \sim V^{2.8-3.4}$ . Это связано с тем, что при большой величине  $N_t$ , вероятно, большей, чем в образцах группы "а", идет интенсивный захват и рекомбинация инжектированных как темновых, так



**Рис. 3.** Зависимость фототока от магнитного поля. Структура "а": 1 — освещение светом с  $\lambda = 1.8 \mu\text{m}$ , 2 — освещение светом с  $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$  (правая шкала по оси координат); структура "б": 3 — освещение светом с  $\lambda = 1.7 \mu\text{m}$ .

и световых носителей тока и время их жизни резко падает. Увеличение инжекции темновых носителей приводит к заполнению центров захвата, что снижает рекомбинацию световых носителей и увеличивает их время жизни. Это и приводит к усилению фототока за счет "пролетного" эффекта  $n^0$ -слоя, когда коэффициент усиления определяется как  $\frac{\tau}{t_{tr}}$  и  $t_{tr} = \frac{w^2}{\mu_n V}$ . Если принять для  $n^0$ -слоя  $\mu_n = 10^3 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$ ,  $w = 4 \cdot 10^{-4}$  см,  $V = 1$  В, то  $t_{tr} = 8 \cdot 10^{-11}$  с, что дает  $\tau = 2 \cdot 10^{-9}$  с. Усиление наблюдается как в прямой, так и в обратной ветви ВАХ, хотя, естественно, его величина при одном и том же смещении во втором случае ниже и достигает тех же максимальных значений при более чем вдвое высоких напряжениях.

Влияние магнитного поля на фототок (рис. 3) совершенно различно и может указывать на тип механизма усиления. Для структур с диффузионным механизмом токопереноса наблюдается рост фототока, составляющий при  $H = 20$  кОе величину 40–50%, для структур с дрейфовым током — уменьшение фототока на 20%. В первом случае причину роста фототока можно связать с увеличением градиентов  $\frac{dn}{dx}$  и  $\frac{dp}{dx}$ , так как холловское поле темновых носителей "сжимает" диффузионные потоки, препятствуя растеканию параллельно плоскости гетероструктур.

Во втором случае магнитное поле уменьшает длину диффузного смещения носителей тока электронно-дырочной плазмы в  $n^0$ -слое вследствие дополнительного рассеяния, что увеличивает время пролета  $t_{tr}$ .

Полученные экспериментальные данные позволяют заключить, что в гетероструктурах  $n^+ - \text{GaSb} - n^0 - \text{GaInAsSb} - n^+ - \text{GaAlAsSb}$  могут быть реализованы несколько механизмов усиления в зависимости от конкретных технологических условий изготовления.

## Список литературы

- [1] Popov A.A., Sherstnev V.V., Yakovlev Yu.P., Baranov A.N., Alibert C. // Electron. Lett. 1997. V. 33. N 1. P. 86.
- [2] Yakovlev Yu.P., Baranov A.N., Imenkov A.N., Popov A.A., Sherstnev V.V. // J. de Physique IV. 1994. V. 4. C. 4–671.
- [3] Андреев И.А., Абраилов М.А., Баранов А.Н., Данильченко В.Г., Мирсага-тов М.А., Михайлова М.П., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 21. С. 1311–1315.

- [4] *Андреев И.А., Баранов А.Н., Мирсагатов М.А., Михайлова М.П., Рогачев А.А., Филаретова Г.М., Яковлев Ю.П.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 5. С. 389.
- [5] *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973. Гл. 1. С. 37.
- [6] *Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю.* Токи двойной инжекции в полупроводниках. М.: Сов. радио, 1978, п. 3.3. С. 73, 122.