

## ОСОБЕННОСТИ ИНЖЕКЦИИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АНИЗОТИПНОЙ ПТДП СТРУКТУРЕ

Драпак С. И., Катеринчук В. Н., Ковалюк З. Д., Манассон В. А.

В ряде недавних работ [1-3] было показано, что введение тонкого слоя диэлектрика в гетероструктуру приводит к резкой асимметрии протекания электронных и дырочных токов, благодаря чему ПТДП структуры приобретают

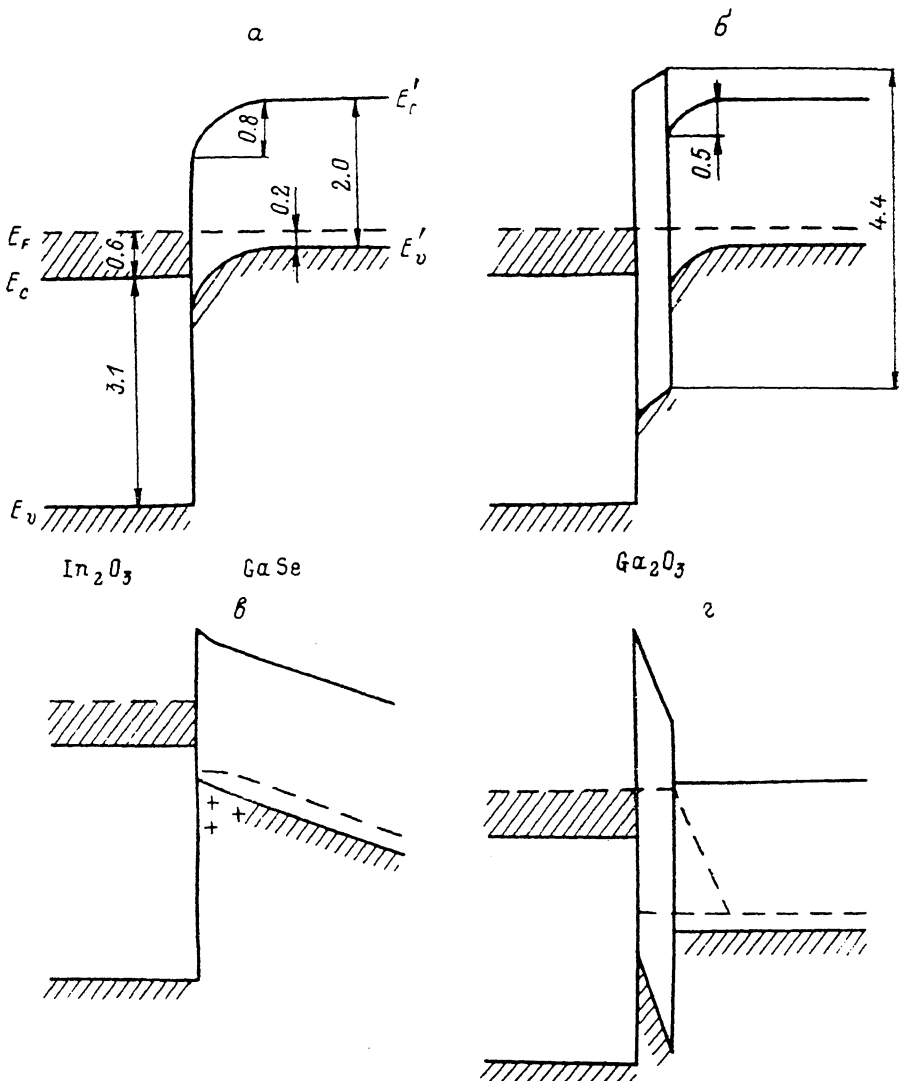


Рис. 1. Зонные диаграммы ГП (а, в) и ПТДП структур (б, г) в равновесии (а, б) и при большом прямом смещении (в, г).

новые свойства, которые можно использовать при разработке полупроводниковых приборов. В настоящем сообщении показано, что характер инжекции неосновных носителей заряда в анизотипном гетеропереходе (ГП) и ПТДП структуре может быть существенно различным, что способствует резкому возрастанию коэффициента инжекции.

Исследования проводились в анизотипных гетероструктурах  $n^+-\text{In}_2\text{O}_3-p\text{-GaSe}$ . В широкозонном полупроводнике  $\text{In}_2\text{O}_3$  степень вырождения газа свободных электронов соответствовала глубокому залеганию уровня Ферми  $E_F$  в зоне проводимости (рис. 1). В качестве узкозонного полупроводника использовался дырочный GaSe с концентрацией носителей  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . ПТДП структуры отличались от ГП тем, что имели тонкий слой ( $\sim 50 \text{ \AA}$ ) оксида галлия, расположенный между полупроводниками. Особенностью исследованных образцов является высокое качество границы раздела, обусловленное слоистой природой селенида галлия с ван-дер-ваальсовскими связями между слоями, из кристаллов которого можно отщеплять пластинки с атомарно-зеркальной поверхностью и низким числом оборванных связей.

Зонные диаграммы обоих типов структур приведены на рис. 1. В равновесных условиях (рис. 1, а, б), по данным вольфарадных характеристик, поверхностный загиб зон узкозонного полупроводника в ГП был большим, чем в ПТДП структуре. Это должно было способствовать реализации более высоких коэффициентов инжекции в ГП.

Для сравнения уровней инжекции в ГП и ПТДП структурах проведены измерения зависимости интенсивности люминесценции  $L$  от тока  $I$  через образец при прямых смещениях. Образцы обоих типов структур имели одинаковые размеры и различались присутствием тонкого слоя оксида галлия. Условия проведения измерений для всех структур были идентичными. Регистрация излучения структур производилась при помощи кремниевого солнечного элемента, обладающего широким диапазоном линейности фототока в зависимости от освещенности.

Результаты измерений представлены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что введение слоя

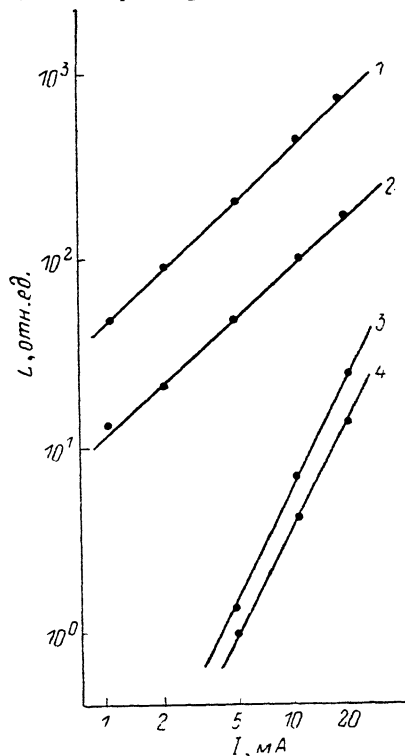


Рис. 2. Зависимости интенсивности излучения  $L$  от тока  $I$  для ПТДП структур (1, 2) и для ГП (3, 4) при  $T=77 \text{ К}$ .

диэлектрика приводит к возрастанию интенсивности электролюминесценции более чем на порядок. Меняется также характер зависимости  $L$  от  $I$ : для ПТДП структур она линейна, а для ГП  $L \sim I^r$ , где  $r \approx 2$ .

Для объяснения полученных результатов обратимся к зонным диаграммам структур при больших прямых смещениях, показанным на рис. 1, в, г. Пусть приложенного напряжения достаточно для спрямления зон, т. е. обедненная область отсутствует в обеих структурах. Тогда большая часть приложенного напряжения в ГП падает на полупроводнике, а в ПТДП структуре — на диэлектрике. В последнем случае с ростом прямого смещения резко уменьшается барьер для электронов, движущихся из  $\text{In}_2\text{O}_3$  в GaSe, что способствует росту коэффициента инжекции. При этом барьер для дырок, движущихся в обратном направлении, остается достаточно высоким для пренебрежения термоэлектронной и термополевой эмиссии дырок. Кроме того, в ПТДП структуре после достижения состояния с плоскими зонами рост поверхностной концентрации дырок  $p_s$  сильно замедляется, так как приращение напряжения происходит в основном за счет увеличения напряжения на диэлектрике. В ГП ситуация обратная. Если не учитывать вклада от поверхностных состояний, то все напряжение падает на узкозонном полупроводнике. Под действием электрического поля

в приповерхностной области возникает слой, обогащенный дырками, число которых  $p_s$  с ростом приложенного смещения будет увеличиваться. Рост  $p_s$  приводит к возрастанию дырочного тока через структуру, что способствует снижению коэффициента инжекции. Кроме того, в отличие от ПТДП структуры с ростом напряжения не наблюдается сильного понижения барьера для электронов. Таким образом, в ПТДП структуре реализовать высокие коэффициенты инжекции существенно проще, чем в ГП.

Различную зависимость  $L$  от  $I$  в ПТДП структуре и ГП можно также объяснить ростом поверхностной концентрации дырок в последнем. В простейшей модели число актов излучательной рекомбинации пропорционально числу электронов  $n_s$  и дырок  $p_s$  в приповерхностной области селенида галлия. Поскольку в ПТДП структуре с ростом смещения  $p_s \approx \text{const}$ , интенсивность излучения  $L$  увеличивается в основном за счет электронов, инжектированных из  $\text{In}_2\text{O}_3$ . При этом наблюдается линейная зависимость  $L$  от  $I$ . В ГП при увеличении смещения наблюдается рост как  $n_s$ , так и  $p_s$ . Это приводит к квадратичной зависимости  $L$  от  $I$ , что и наблюдается в эксперименте.

#### Список литературы

- [1] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1361—1376.
- [2] Манассон В. А., Баранюк В. Б., Товстюк К. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1047—1050.
- [3] Катеринчук В. Н., Ковалюк З. Д., Манассон В. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2094—2096.

Институт проблем материаловедения  
АН УССР  
Черновицкое отделение

Получено 28.02.1989  
Принято к печати 29.03.1989

*ФТП, том 23, вып. 8, 1989*

## ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ НА СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТКАХ В КРЕМНИИ

Некрасов В. Ю., Трухин В. Н., Ярошецкий И. Д.

За последние 20 лет светонаведенные решетки в полупроводниках стали объектом интенсивных исследований. Было выполнено значительное количество экспериментальных и теоретических работ [1, 2], развита теория дифракции на «тонких» и «толстых» [3] фотоиндуцированных решетках. Эксперименты по исследованию решеток, образованных плазмой неравновесных носителей («концентрационные» решетки), были выполнены как в наносекундном [4], так и в пикосекундном [5] диапазонах.

В большинстве работ исследовался сигнал в направлениях  $\pm\varphi$  (1-й порядок дифракции), и только в некоторых работах говорилось о нежелательном влиянии «когерентного» пика в направлении пробного пучка при исследовании отклика материала по двухпучковой методике [6] и возможности измерения времени когерентности световых импульсов [7]. В настоящей работе исследуется пропускание пробного пучка в условиях образования наведенных решеток. Это представляет интерес как с точки зрения более точной интерпретации результатов измерений с когерентными импульсами, так и с точки зрения получения новой информации об образовании наведенных решеток.

Эксперимент проводился на образцах Si по двухпучковой методике. Толщина образцов  $d=0.3$  мм,  $T=293$  К,  $n \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Регистрация сигналов и их обработка велась на автоматизированном комплексе на основе ЭВМ «Электроника-60». В качестве источника излучения служил YAG : Nd<sup>3+</sup>-лазер с синхронизацией мод ( $\tau_{\text{имп}}=30$  пс,  $\lambda=1.064$  мкм). Выделенный одиночный импульс