

©1994 г.

## ТУННЕЛЬНО-РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ТОКИ В НЕИДЕАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaAsP/InP

*М.В.Карачевцева, В.А.Страхов, Н.Г.Яременко*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120, Фрязино, Россия  
(Получена 26 октября 1993 г. Принята к печати 24 декабря 1993 г.)

В диапазоне температур  $77 \div 350$  К исследованы вольт-амперные характеристики неидеальных гетероструктур InGaAsP/InP. Наблюдаемые особенности объяснены в рамках модели туннельно-рекомбинационных токов, учитывающей перезарядку поверхностных состояний на гетерогранице с изменением напряжения и температуры. Оценена плотность поверхностных состояний и получены параметры зонной диаграммы.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) является одной из основных характеристик электролюминесцентных структур, позволяющая получить информацию об эффективности инжекции, механизмах токопрохождения, зонном профиле гетероперехода (ГП) и т.д. При формировании электрических характеристик неидеальных гетероструктур (ГС) существенную роль играют поверхностные состояния (ПС) на гетерогранице, вызванные несоответствием параметров решеток. ПС, с одной стороны, являются центрами рекомбинации, создающими неинжекционный канал токопрохождения, с другой — изменяют значения диффузионных потенциалов и их зависимость от напряжения. Однако при интерпретации ВАХ второй фактор обычно игнорируется. Оба аспекта влияния ПС на электрические характеристики учтены в теоретических работах [1,2]. Эта модель привлекалась нами для объяснения фотоэлектрических свойств неидеальных ГС InGaAsP/InP [3]. Цель данной работы — изучение неинжекционных токов в таких ГС и их анализ в модели [2], учитывающей перезарядку ПС с изменением напряжения.

Исследованы ВАХ двойных ГС InGaAsP/InP, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, в которых  $p$ - $n$ -переход образован нелегированным активным слоем  $n$ -InGaAsP (концентрация доноров  $N_d \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) с составом, оптимизированным на длину волны излучения  $\lambda = 1.5$  мкм, и широкозонным эмиттером  $p$ -InGaAsP [концентрация акцепторов  $N_a \simeq (5 \div 7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ] с составом, соответствующим

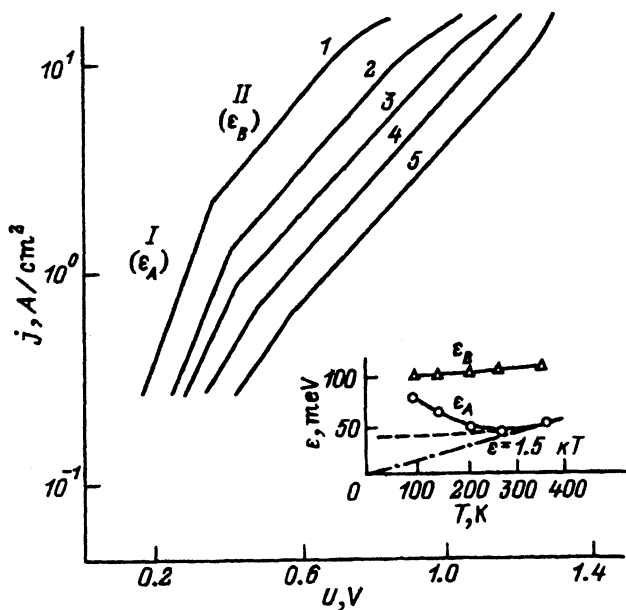


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики неидеальных гетероструктур InGaAsP/InP при температурах  $T$ , К: 1 — 350, 2 — 250, 3 — 200, 4 — 110, 5 — 77. На вставке — температурная зависимость параметров  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_B$ : точки и сплошные линии — эксперимент, штриховая линия — расчет по формуле  $\epsilon = \epsilon_0 \text{th}(\epsilon_0/1.5kT)$  (см. [4]) при  $\epsilon_0 = 35$  мэВ.

$\lambda = 1.2$  мкм. Электрические свойства ГС InGaAsP/InP, излучающих в этом важном для волоконных линий диапазоне, отражены в литературе в очень малом числе работ. Наиболее детальные исследования ВАХ в зависимости от времени наработки и несоответствия параметров решеток ( $\Delta a \leq 10^{-2}$  Å) представлены в работах [4,5]. Нами проведены исследования структур с более рассогласованными слоями, которые либо не излучали вообще, либо начинали излучать при напряжениях  $U > 0.6 \div 0.7$  В и имели низкую эффективность. Измерения проводились как на постоянном токе, так и в режиме коротких импульсов в диапазоне температур 77 ÷ 350 К.

На ряде образцов в области малых напряжений наблюдался омический участок. Величина омических токов и соответствующий интервал напряжений возрастали с ростом несоответствия параметров решеток. Омическая зависимость ток-напряжение наблюдалась также в [4], где считалось, что она является начальным участком экспоненциальной компоненты, названной термотуннельной. Величина проводимости на омическом участке в наших образцах не позволяет сделать такой вывод. Природа омических токов скорее всего связана с наличием токопроводящих каналов, шунтирующих ГП. Ранее нами показано, что такими каналами могут быть включения инородной фазы, пронизывающие структуру [6]. При анализе ВАХ омические токи утечки вычитались.

На рис. 1 показано типичное изменение ВАХ с температурой. Можно выделить два участка экспоненциальной зависимости тока от напряжения  $j = j_0 \exp eU/\epsilon$ . Параметр  $\epsilon$ , обычно характеризующий меха-

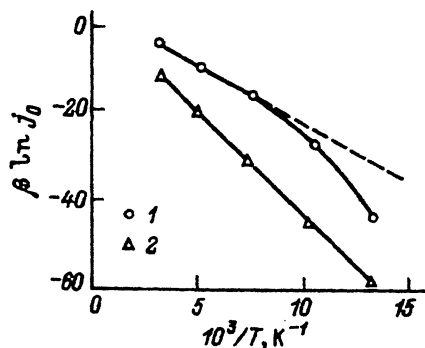


Рис. 2. Температурная зависимость величины  $\beta \ln j_0$ , построенная по данным участка I ВАХ (1) и участка II ВАХ (2).

низ токопрохождения, на первом участке (малые напряжения) меньше, чем на втором ( $\epsilon_A < \epsilon_B$ ). Отметим следующие особенности, не объясняемые известными механизмами преодоления барьера: аномально большие значения параметров  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_B$  и возрастание  $\epsilon_A$  с понижением температуры (вставка на рис. 1). Такая температурная зависимость существенно отличается от поведения термотуннельной компоненты, наблюдаемой в работе [5].

Обычно при обработке результатов ВАХ представляется в виде

$$j = j_0 \exp\left(\frac{eU}{\epsilon}\right) = A \exp\left(-\frac{V_d^0}{\beta kT}\right) \exp\left(\frac{eU}{\beta kT}\right) \quad (1)$$

и по наклону зависимости  $\beta \ln j_0 - (1/T)$  определяется полный равновесный диффузионный потенциал  $V_d^0$ . Такие зависимости для обоих участков ВАХ приведены на рис. 2. Экспериментальные точки, полученные с использованием параметров для второго участка, в указанных координатах хорошо ложатся на прямую с наклоном 0.9–1.0 эВ, близким к расчетному значению  $V_d^0$ . Зависимость  $\beta \ln j_0 - (1/T)$ , построенная по данным первого участка, линейна лишь в области высоких температур и имеет гораздо меньший наклон.

Наблюдаемые особенности можно объяснить влиянием перезарядки ПС донорного типа в рамках модели [2] для туннельно-рекомбинационных токов в неидеальных ГП. В случае сильной рекомбинации на гетерогранице, когда можно пренебречь током основных носителей, теория предсказывает наличие двух экспоненциальных участков ВАХ. В области малых напряжений ток определяется сопротивлением только слоя обеднения в слабо легированном  $n$ -полупроводнике и описывается выражением для барьера Шоттки, величина которого зависит от числа заряженных состояний. Учитывая, что в нашем случае  $\chi_2 p_2 / (\chi_1 n_1 + \chi_2 p_2) \cong 1$ , и введя обозначение  $V_s = 2\pi e^2 N_s^2 / (\chi_1 n_1 + \chi_2 p_2)$ , ток на первом участке можно записать в виде

$$j_A = j_{n1} \sim \exp\left(-\frac{V_d^0 - eU - V_s(1-f)^2}{\epsilon_1}\right), \quad (2)$$

где  $N_s$  и  $f$  — плотность и функция заполнения ПС; 1, 2 — индексы, относящиеся к  $n$ - и  $p$ -сторонам соответственно;  $\chi_{1,2}$  — диэлектрические проницаемости;  $n_1$  и  $p_2$  — концентрации основных носителей;  $\epsilon_{1,2}$  — параметры, характеризующие механизм преодоления барьеров;

$V_d^0 = V_{d1}^0 + V_{d2}^0$ . Как видно из (2), в условиях перезарядки ПС, когда  $f$  меняется с напряжением,  $\epsilon_A \neq \epsilon_1$ , т.е. измеряемый наклон  $\epsilon_A$  и его температурная зависимость не характеризуют механизм преодоления барьера. Преобразуя (2) и заменяя  $edU/d(\lg j)$  на  $\epsilon_A$ , получим

$$\epsilon_A = \epsilon_1 \left[ 1 - \frac{2V_s}{e}(1-f) \frac{df}{dU} \right]^{-1}. \quad (3)$$

Так как  $df/dU > 0$  (ПС донорного типа с ростом напряжения заполняются),  $\epsilon_A > \epsilon_1$ , что объясняет ослабление зависимости тока от напряжения по сравнению с идеальным случаем. Отметим, что  $\epsilon_A$  увеличивается с ростом плотности ПС. Решение уравнения (3) и подстановка  $f(U)$  в (2) дают

$$j_A = j_{10} \exp \left[ -\frac{V_d^0 - V_s(1-f_0)^2}{\epsilon_1} \right] \exp \left( \frac{eU}{\epsilon_A} \right) = j_0 \exp \frac{eU}{\epsilon_A}, \quad (4)$$

где  $f_0$  — функция заполнения состояний при  $U = 0$ .

На втором участке, имеющем более слабую зависимость от напряжения, согласно [2] ток определяется преодолением барьеров с обеих сторон гетероперехода ( $\epsilon_B = \epsilon_1 + \epsilon_2$ ) и перераспределением приложенного напряжения между ними. При этом получается следующее выражение для ВАХ:

$$j_B \sim \exp \left( -\frac{V_d^0}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right) \exp \frac{eU}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (5)$$

Важно отметить, что несмотря на перезарядку ПС, на этом участке ВАХ формально не зависит от плотности ПС и может быть представлена в виде (1) с  $\beta = \epsilon_B/kT$ . Это допускает определение  $V_d^0$  по зависимости  $\beta \ln j_0 - (1/T)$ .

Как видно из (4), аналогичная зависимость для первого участка линейна лишь при достаточно высоких температурах, когда  $f \simeq 0$  на протяжении всего участка и ВАХ ведет себя как идеальная с высотой барьера, уменьшенной на  $V_s$ . При этом  $\epsilon_A = \epsilon_1$  и по зависимости  $\beta \ln j_0 - (1/T)$  можно определить равновесный диффузионный потенциал  $V_{d1}^0 \simeq V_d^0 - V_s$  в  $n$ -слое неидеального ГП, а по величине  $V_s$  оценить плотность ПС. Полученные значения  $V_{d1}^0$  составляли 0.4–0.5 эВ (что примерно вдвое меньше, чем в идеальном ГП, где  $V_{d1}^0 \simeq V_d^0$ ), а плотность ПС —  $N_s = (1 \div 2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

При низких температурах ПС частично заполнены даже в отсутствие смещения ( $f_0$  отлична от 0 и 1) и ток описывается выражением (5) во всей области напряжений, пока ПС не заполнятся полностью и, став нейтральными, перестанут обеспечивать канал рекомбинации.

Таким образом, в работе показано, что в формировании ВАХ ГС InGaAsP/InP с большим несоответствием параметров решеток существенную роль играет перезарядка ПС с изменением напряжения и температуры. Анализ ВАХ в рамках модели [2] для туннельно-рекомбинационных токов в неидеальных ГП позволил объяснить основные особенности ВАХ, оценить плотность ПС и получить параметры зонной диаграммы в неидеальных гетеропереходах InGaAsP/InP.

## Список литературы

- [1] А.Я. Шик, Ю.В. Шмарцев. ФТП, 15, 1385 (1981).
- [2] А.Я. Шик. ФТП, 17, 1295 (1983).
- [3] М.В. Карачевцева, В.А. Страхов, Н.Г. Яременко. ФТП, 22, 1936 (1988).
- [4] А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов, В.Г. Сидоров, И.С. Тарасов, Л.М. Федоров. ФТП, 18, 1034 (1984).
- [5] А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов, В.Г. Сидоров, И.С. Тарасов, Л.М. Федоров. ФТП, 18, 1413 (1984).
- [6] В.А. Страхов, Н.Г. Яременко, А.А. Телегин, В.А. Оганджян, М.В. Карачевцева, Л.Ф. Михалева, В.И. Петров, В.А. Прохоров. ФТП, 19, 601 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

---