

ние подвижности $Li^+ \mu = \epsilon \epsilon_0 / e \tau N_A = 0.46 \cdot 10^{-10}$ см²/В·с хорошо согласуется с литературными данными.

Авторы глубоко благодарны Н. П. Афанасьевой за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 9, с. 1673—1680.
 [2] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 455 с.
 [3] Сквайрс Дж. Практическая физика. М., 1971. 246 с.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Получено 12.02.1988
 Принято к печати 29.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ

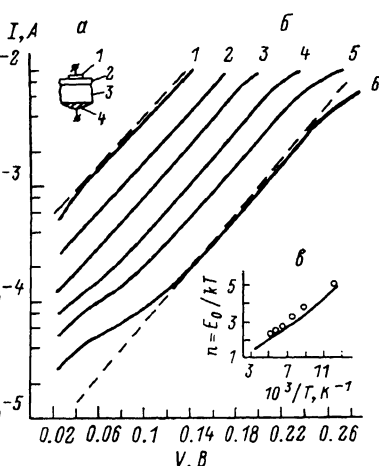
Au—p-InAs_{1-x-y}Sb_xP_y

Андрушко А. И., Салихов Х. М., Слободчиков С. В.

Многокомпонентные твердые растворы InAs_{1-x-y}Sb_xP_y и диодные структуры на их основе перспективны для создания фотоэлектрических и электролюминесцентных приборов в средней ИК области спектра [1, 2].

В настоящей работе сообщается о создании и исследовании электрических свойств поверхностно-барьерных структур на твердом растворе p-InAs_{1-x-y}Sb_xP_y.

Слой твердых растворов p-InAs_{1-x-y}Sb_xP_y выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложках из арсенида индия p-типа ($p_0 = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³), ориентированных в направлении (111)A. Состав эпитаксиального слоя на гетерогранице был согласован с подложкой ($x=0.05$, $y=0.11$) и плавно изменялся в направлении роста так, что ширина запрещенной зоны E_g уменьшалась к поверхности



Технологическая схема диодной структуры Au—p-InAs_{1-x-y}Sb_xP_y (а), ВАХ (б) и температурные зависимости коэффициента идеальности n (в).

а) 1 — Au, 2 — p-InAs_{1-x-y}Sb_xP_y, 3 — p-InAs, 4 — In + 3% Zn; б) T, К: 1 — 195, 2 — 175, 3 — 155, 4 — 135, 5 — 117, 6 — 80; штриховые кривые — расчет по (2).

с градиентом ~ 2 мэВ/мкм. Толщина выращенных слоев составляла $10 \div 40$ мкм.

Исследуемые диоды создавались напылением в вакууме золота на поверхность пленок твердого раствора p-InAs_{1-x-y}Sb_xP_y. Технологическая схема диодной структуры дана на рисунке, а.

Измеренные C—V-характеристики при 80 К показали, что зависимость емкости от напряжения смещения следует закону $C^{-2} = f(V)$, что свидетельствует о резком распределении электрически активных примесных центров в ОПЗ. Напряжение отсечки равно 0.29 В и соответствует значению, полученному из ВАХ. При нулевом смещении ширина ОПЗ $W = (\epsilon \epsilon_0 S / C) = 2 \cdot 10^{-6}$ см ($\epsilon = 14$). Концентрация ионизованной примеси N_a определена из выражения $C = S [\epsilon \epsilon_0 e N_a / 2 (V + V_n)^{1/2}]$ и лежит в пределах $(1 \div 3) \cdot 10^{17}$ см⁻³.

В общем случае по виду ВАХ (см. рисунок, б) исследованных диодов в температурном интервале 80—195 К можно предположить наличие вклада двух

компонент тока — I_F , определяемой туннельным прохождением носителей сквозь барьер благодаря полевой эмиссии, и I_{TF} , связанной с термополевой эмиссией:

$$I = I_A + I_{TF}. \quad (1)$$

Известно, что полевая эмиссия вносит существенный вклад лишь при достаточно низких температурах.

Сравним измеренные ВАХ поверхностно-барьерных структур $\text{Au}-p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ при различных температурах с ожидаемыми по термополевой эмиссии. Согласно теории [3],

$$I_{TF} = I_S \exp(eV/E_0), \quad (2)$$

где

$$I_S = \frac{Am^*ST\pi^{1/2}E_{00}^{1/2}(\varphi_B - eV + \xi_2)^{1/2}}{km_0 \text{ch}(E_{00}/kT)} \exp\left[\frac{\xi_2}{kT} - \frac{\varphi_B + \xi_2}{E_0}\right],$$

$$E_0 = E_{00} \text{cth}\left(\frac{E_{00}}{kT}\right), \quad E_{00} = \frac{e\hbar}{2} \left(\frac{N_A}{m^*\epsilon}\right)^{1/2},$$

$$\xi_2 = E_{00} \left(\frac{E_{00}}{kT} - \text{th}\frac{E_{00}}{kT}\right)^{-1},$$

A — постоянная Ричардсона, равная $120 \text{ A}/\text{см}\cdot\text{K}$, m^*/m_0 — относительная эффективная масса туннелирующих дырок [$(m^*/m)_0 = 0.41$], φ_B — высота барьера, ξ_2 — расстояние от потолка валентной зоны до уровня Ферми в полупроводнике.

Расчитанные по формуле (2) зависимости тока от напряжения для 80 и 195 К представлены на рисунке, б штриховыми линиями. Как видно из рисунка, экспоненциальные участки экспериментальных ВАХ удовлетворительно соответствуют термополевому току.

Из формулы (2) следует, что классический коэффициент неидеальности экспоненциального участка ВАХ можно представить в виде

$$n = \frac{E_{00} \text{cth}(E_{00}/kT)}{kT}. \quad (3)$$

На рисунке, в приведены результаты сопоставления экспериментальных зависимостей $n=f(1/T)$ с теоретически рассчитанными по выражению (3). Видно, что в температурном интервале 80–195 К экспериментальная зависимость $n=f(1/T)$ удовлетворительно описывается соотношением (3), что подтверждает термотуннельную природу тока на экспоненциальном участке ВАХ в указанной области температур.

В области малых смещений и низких температур измеренные значения токов выше рассчитанных по (2). Проведенные нами исследования фотоэлектрических свойств монокристаллических слоев $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ показали наличие глубоких центров захвата. Учитывая наличие таких центров в $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$, можно предположить, что механизм токопрохождения в области малых смещений и низких температур связан с туннелированием через эти центры как промежуточные состояния. Как показано в [4], в этом случае $I \sim \exp[-1/2\alpha(\varphi_B - eV - \xi_2)]$, т. е. наклон кривых уменьшается в 2 раза, что близко к значениям, полученным из эксперимента.

Таким образом, созданные поверхностно-барьерные структуры на основе $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ имеют механизм токопрохождения, определяемый термополевым и туннельным (через промежуточные состояния) компонентами тока.

Л и т е р а т у р а

- [1] Есина Н. П., Зотова Н. В., Матвеев Б. А., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н., Абишев Т. Д. — Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в. 7, с. 391–395.
- [2] Андрушко А. И., Салахов Х. М., Слободчиков С. В., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2195–2198.
- [3] Padovani F. A., Stratton J. — Sol. St. Electron., 1966, v. 9, N 7, p. 695–707.
- [4] Parker G. H., Mead C. A. — Phys. Rev., 1969, v. 184, N 3, p. 780–787.