

Долговременные изменения электрических и фотоэлектрических характеристик диодных структур Pd-p-InP

© С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Е.В. Руссу

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2 августа 2001 г. Принята к печати 29 августа 2001 г.)

Исследованы электрические и фотоэлектрические характеристики диодных структур Pd-p-InP после многолетней выдержки на воздухе. Выявлено увеличение высоты барьера Шоттки на 0.2–0.3 эВ и рост фоточувствительности. Механизм токопереноса определяется генерационно-рекомбинационным током и туннелированием через уровни 0.28 и 0.40 эВ. Предполагается, что эти примесные центры находятся в приповерхностном слое p-InP у гетерограницы с Pd.

В ранее проведенных нами исследованиях диодных структур Au-p-InP, подвергшихся длительной выдержке на воздухе (2–3 года), было выявлено кардинальное изменение электрических и фотоэлектрических свойств [1]. Как оказалось, это связано со структурными изменениями, т.е. образованием гетероструктур Au-n-In₂O₃-p-InP. Некоторые электрические и фотоэлектрические свойства изучались нами на диодных структурах на основе n(p)-InP с палладиевым контактом в связи с проблемой детектирования водорода [2,3]. В настоящей работе изложены результаты исследования указанных характеристик на диодных структурах Pd-p-InP, выдержанных на воздухе 10–12 лет.

Для создания структур использовались кристаллы p-InP, полученные методом Чохральского, с концентрацией носителей $p_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Палладий наносился вакуумным распылением (давление 10^{-5} мм рт. ст.), толщина его слоя — 400 Å. Омические контакты к p-InP создавались нанесением сплава Ag+Zn. Активная площадь структуры — $6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. На образцах были исследованы вольт-фарадные, вольт-амперные и фотоэлектрические характеристики, а также влияние магнитного поля на фототок.

На рис. 1 представлена зависимость емкости от обратного смещения $C^{-2} = f(V)$. Высота барьера Шоттки, оцененная по этой зависимости, составляет $\phi \approx 1.1$ эВ. Это на 0.2–0.3 эВ больше величин, полученных на свежеприготовленных образцах, или значений, известных из литературных данных [4]. Фоточувствительность (фотоэдс) при тех же условиях возросла в 1.5–2.0 раза. Спектральные кривые, измеренные при $T = 110$ и 300 К (рис. 2), имеют крутой спад в коротковолновой области. Эти результаты отчасти являются следствием образования тонкого промежуточного слоя между p-InP и Pd. Рассмотрим, однако, более детально вклад в фотоэдс двух составляющих — фототока короткого замыкания I_s и сопротивления R_0 при напряжении смещения $V \rightarrow 0$. При невысоких фототоках и фотоэдс разомкнутой цепи последнюю можно представить в виде

$$V_{\text{ph}} \approx AI_s R_0, \quad (1)$$

где A — активная площадь диодной структуры. Как показали эксперименты, под действием внешней немоду-

лированной белой засветки (лампа накаливания 200 Вт) измеряемый модулированный фототок падает в 6–8 раз. Фототок при обратном смещении уменьшается, однако, всего на 30–40%. Фотоэдс же убывает более чем на 2 порядка величины. Таким образом, основное изменение фотоэдс обусловлено падением дифференциального сопротивления R_0 (почти на 1.5 порядка величины). В этой связи рассмотрим, изменением каких характеристик носителей заряда, определяющих величины I_s и R_0 , обусловлен их спад.

Прежде всего выясним возможные основные механизмы токопереноса в исследованных структурах. На рис. 3 приведены их вольт-амперные характеристики, измеренные при $T = 100$ и 300 К. Прямые токи могут быть представлены аналитической зависимостью

$$I = B \exp \frac{qV}{nkT}, \quad (2)$$

где B — коэффициент. При $T = 300$ К коэффициент $n = 2$ в интервале малых смещений ($V < 0.3$ В), а при $T = 110$ К можно выделить два наклона с $n_1 = 30$ и $n_2 = 35$. Обратный ток при $T = 300$ К также изменяется с напряжением экспоненциально с $n = 33$.

На рис. 4 представлена температурная зависимость прямого тока в интервале 110–300 К. Ток слабо изменяется в области температур 110–230 К, а при дальнейшем

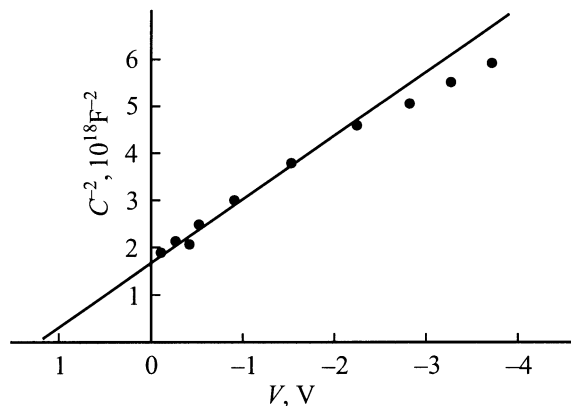


Рис. 1. Вольт-фарадная характеристика диодной структуры Pd-p-InP.

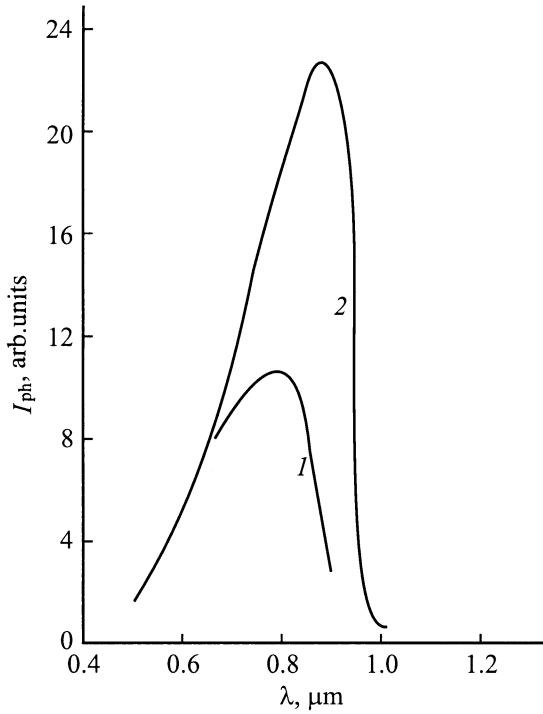


Рис. 2. Спектральная фоточувствительность диодной структуры Pd-p-InP при температуре T , К: 1 — 110, 2 — 300.

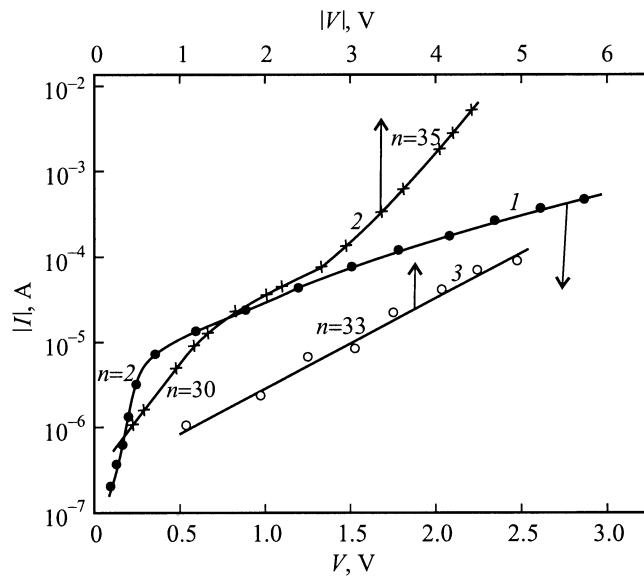


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики диодной структуры Pd-p-InP; прямой ток: 1 — $T = 300$ К, 2 — $T = 110$ К; 3 — обратный ток, $T = 300$ К.

росте T может быть приближенно представлен зависимостью (рис. 4, кривая 1)

$$I \propto \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (3)$$

где энергия активации $E_a \approx 0.1$ эВ.

Представленные экспериментальные данные по вольт-амперным характеристикам могут свидетельствовать о преобладающем вкладе в общий ток двух его составляющих: генерационно-рекомбинационного I_{g-r} и туннельного тока I_{tun} , т. е.

$$I = I_{g-r} + I_{tun} + I_c, \quad (4)$$

где I_c — ток утечки. Следует отметить, что, хотя площадь диодных структур A относительно велика, не было отмечено изменения общего тока I в результате технологических операций очистки структур во всем исследованном интервале прямых смещений, т. е. вклад I_c не был существенным. Таким образом,

$$(R_0A)^{-1} = (R_0A)_{g-r}^{-1} + (R_0A)_{tun}^{-1}. \quad (5)$$

Генерационно-рекомбинационный ток

$$I = \frac{qn_i w A}{2\tau} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right), \quad (6)$$

где n_i — собственная концентрация носителей тока, w — ширина слоя истощения, τ — время жизни носителей в слое истощения. Соответствующая величина R_0A может быть записана в виде

$$(R_0A)_{g-r} = \frac{\tau A (V_d N_a)^{1/2}}{n_i (\epsilon q)^{1/2}}, \quad (7)$$

где V_d — диффузионный потенциал, ϵ — диэлектрическая проницаемость, q — элементарный заряд.

Туннельные токи, как известно, могут иметь различную природу. Помимо межзонного туннелирования известны различные виды туннельных переходов, связанные с участием примесных уровней, создаваемых структурными дефектами или химическими примесями. Функциональная форма туннелирования во всех случаях оказывается одинаковой и основным фактором является величина энергии туннелирования E_{tun} . Она может быть либо равна ширине запрещенной зоны, либо меньше ее.

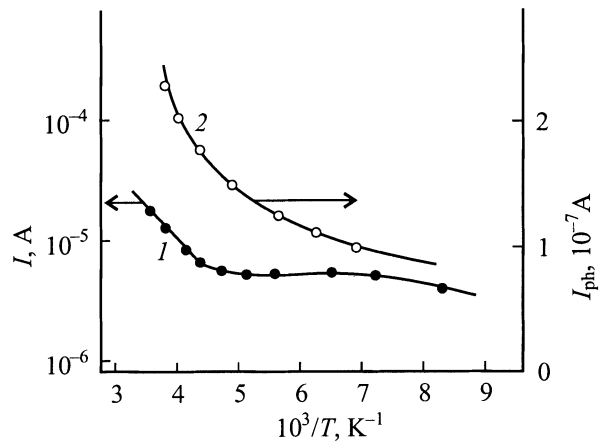


Рис. 4. Температурные зависимости прямого тока (1) и фототока (2) диодной структуры Pd-p-InP.

Как известно, аналитическое выражение для межзонного туннелирования имеет вид

$$I_{\text{tun}} = \frac{\sqrt{2}Aq^3(m^*)^{1/2}E_mV}{4\pi^3\hbar^2E_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{\pi(m^*)^{1/2}E_g^{3/2}}{2\sqrt{2}q\hbar E_m}\right), \quad (8)$$

где $E_m = \left(\frac{2qN_aV}{\epsilon}\right)^{1/2}$ — максимальное электрическое поле, E_g — ширина запрещенной зоны. Общее аналитическое выражение, включающее различные виды туннелирования, может быть записано:

$$I_{\text{tun}} = C_1V^{3/2} \exp(-C_2/V^{1/2}). \quad (9)$$

Используя пропорциональность $C_2 \propto (m^*)^{1/2}E_{\text{tun}}^{3/2}$, можно определить E_{tun} [5]:

$$E_{\text{tun}} \approx \frac{dE_{\text{tun}}/dT}{dC_2^{3/2}/dT} C_2^{2/3}. \quad (10)$$

По графической зависимости $\ln(I_{\text{tun}}/V^{3/2}) = f(V^{-1/2})$ для двух интервалов напряжений прямого тока при $T = 110$ К и обратного тока при $T = 300$ К были оценены величины C_2 и по соотношению (10) вычислены E_{tun} . По спектральным кривым фотоэдс определялось $dE_{\text{tun}}/dT \approx 5 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. При $T = 110$ К для области малых напряжений $E_{\text{tun}} \approx 0.28$ эВ, для области относительно больших смещений $E_{\text{tun}} \approx 0.40$ эВ, а при $T = 300$ К для обратного тока $E_{\text{tun}} \approx 0.28$ эВ. В связи с полученными данными можно предположить, что прямой ток обусловлен при низких смещениях туннелированием с участием уровня 0.28 эВ (как и для обратного тока), при высоких — с преобладающим участием уровня 0.40 эВ. Промежуточная область смещений характеризуется совместным вкладом обоих уровней.

Из приведенного анализа следует, что при определении величины фотоэдс при $T = 300$ К в (4) следует пренебречь вторым членом и рассматривать изменение V_{ph} исключительно с учетом изменения параметров, входящих в выражение (7). Очевидно, что основной характеристикой, сильно изменяющейся под влиянием внешней засветки, является время жизни неравновесных носителей тока τ . Сильное влияние внешней немодулированной засветки свидетельствует о большой роли уровней захвата (уровней прилипания) в процессах рекомбинации в слое истощения. Предполагая, что более глубокий уровень $E_t = 0.40$ эВ находится в нижней половине запрещенной зоны и является эффективным центром захвата дырок, можно записать [6]

$$\tau_p = \tau_0 \frac{p_0 + n_0}{n_0 + p_0 \left[1 + \frac{MN_{vM}}{(N_{vM} + p_0)^2}\right]}, \quad (11)$$

где τ_p и τ_0 — времена жизни основных носителей с уровнями прилипания и без них соответственно, M — концентрация центров захвата, $N_{vM} = N_v \exp(-E_t/kT)$ — эффективная плотность состояний относительно уровня E_t . В нашем эксперименте τ_p соответствует случаю без внешней засветки, а τ_0 — с засветкой. При

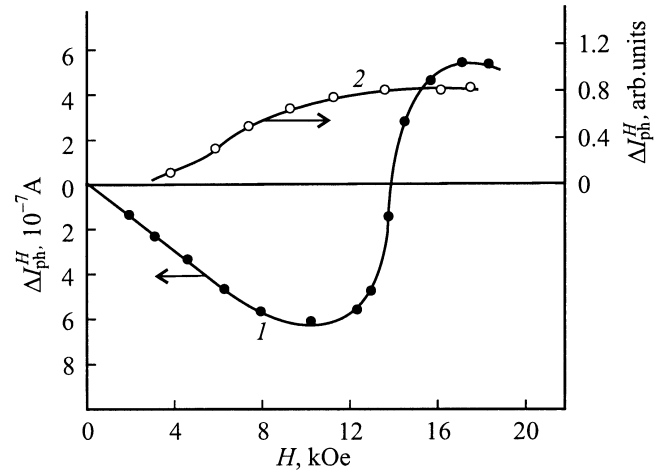


Рис. 5. Изменение фототока в зависимости от магнитного поля H диодной структуры Pd- p -InP: 1 — $H \parallel S$, 2 — $H \perp S$.

$\tau_p/\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-2}$, $n_i(T = 300 \text{ К}) \approx 6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $N_{vM} \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, концентрация $M \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а для уровня 0.28 эВ $M > 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Основная рекомбинация идет, вероятно, через более глубокие уровни вблизи середины запрещенной зоны. Таким образом, наличие уровней прилипания для дырок поднимает время жизни и, соответственно, диффузионную длину неравновесных электронов, что увеличивает эффективность разделения электронно-дырочных пар на барьере Шоттки.

Поскольку длина диффузионного смещения $L_n = \sqrt{D_n\tau_n}$, где D_n — коэффициент диффузии, указанная ранее величина изменения фототока короткого замыкания при подсветке вполне согласуется с изменением τ_n . Становится понятным факт слабого изменения фототока при обратном смещении, так как в этом случае действует туннельный механизм токопереноса.

Температурное изменение фототока невелико (рис. 4, кривая 2), причем при низких температурах слабый рост определяется полевым и термополевым туннелированием.

Есть основания считать, что примесные центры захвата с уровнями 0.28 и 0.40 эВ находятся в приповерхностной области p -InP у границы с промежуточным слоем. Были проведены дополнительные измерения фототока короткого замыкания в магнитном поле. Измерения выполнялись при "лицевом" освещении диодной структуры (со стороны Pd) в условиях, когда магнитное поле параллельно плоскости (S) структуры ($H \parallel S$) и перпендикулярно ей ($H \perp S$). Изменения фототока в зависимости от величины магнитного поля представлены на рис. 5. Характерной является зависимость $\Delta I_{\text{ph}} = f(H)$ при $H \parallel S$ (кривая 1): падающий при малых значениях H фототок с увеличением магнитного поля сменяется резким ростом в области $H \sim 13$ кЭ последующим насыщением.

Расчеты фотомагнитного тока при лицевом освещении p - n -перехода были выполнены в работах [7,8],

однако с учетом только диффузионного механизма переноса. Очевидно, что для диода Шоттки, к тому же с генерационно-рекомбинационным токопрохождением, должны быть свои особенности. Качественно изменение фототока в магнитном поле в наших структурах можно представить, учтя возможные изменения коэффициентов диффузии $D_{n,p}$ и времен жизни $\tau_{n,p}$. При $H \parallel S$ и относительно невысоких магнитных полях уменьшение фототока связано с уменьшением диффузионной длины, так как

$$D_{n,p} = D_0 \left[1 + \left(\frac{\mu_{n,p} H}{c} \right)^2 \right]^{-1},$$

где μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок, и высокая скорость рекомбинации у поверхности гетерограницы с промежуточным слоем. С дальнейшим ростом H , начиная с $H \approx 13$ кЭ, фактор роста времен жизни $\tau_{n,p}$ для некоторой части потока неравновесных носителей начинает преобладать вследствие их магнитодиффузионного смещения параллельно плоскости гетероструктуры. Это приводит к изменению знака величины ΔI_{ph} . При $H \perp S$ действует лишь один фактор роста времени жизни и магнитодиффузионное смещение параллельно плоскости структуры осуществляется вследствие действия магнитного поля на компоненты вектора импульса рассеиваемых неравновесных электронов.

Отметим далее, что крутой спад спектральной кривой фоточувствительности в коротковолновой области также свидетельствует о высокой скорости поверхностной рекомбинации у гетерограницы.

В экспериментах выявлено, что при $T = 110$ К увеличиваются релаксационные явления при измерениях прямого тока. Обратные же токи, вследствие их неустойчивости, вообще не поддаются точным измерениям. Эти данные могут быть связаны с неоднородностью по толщине и составу промежуточного слоя и, соответственно, по физико-механическим свойствам составляющих его компонент. Проблема природы и состава промежуточного слоя диодной структуры требует специальных дополнительных физико-химических исследований.

Список литературы

- [1] М.М. Мередов, Г.Г. Ковалевская, Е.В. Руссу, С.В. Слободчиков. ФТП, **26** (9), 1590 (1992).
- [2] Г.Г. Ковалевская, Л. Кратена, М.М. Мередов, А.М. Маринова, С.В. Слободчиков. Письма ЖТФ, **15** (12), 55 (1989).
- [3] Г.Г. Ковалевская, М.М. Мередов, Е.В. Руссу, Х.М. Салихов, С.В. Слободчиков, В.М. Фетисова. ФТП, **26** (19), 1750 (1992).
- [4] E. Hökelek, G.J. Robinson. Appl. Phys. Lett., **40**, 426 (1982).
- [5] N. Tabatabaie, G.E. Stillman. Appl. Phys. Lett., **40** (5), 415 (1982).
- [6] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963) гл. 6, с. 192.
- [7] З.С. Грибников. РЭ, **10**(6), 1110 (1965).
- [8] И.П. Жадько, В.В. Романов. ФТП, **12** (9), 1789 (1978).

Редактор Т.А. Полянская

A long-term variations of electrical and photoelectrical characteristics of Pd-p-InP diode structures

S.V. Slobodchikov, Kh.M. Salikhov, E.V. Russu

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia