

ниях скорость поверхностной рекомбинации достигает максимальных значений. Это качественно согласуется с результатами измерения кинетики фототовета: минимальное время фототовета наблюдается также при этих напряжениях.

С понижением температуры колоколообразный характер изменения скорости поверхностной рекомбинации от напряжения размывается [2], что должно сопровождаться исчезновением  $N$ -образного участка на кривой  $I_{\phi}(U)$ . На рис. 2 приведены ВАХ структуры при освещении (кривая  $d$ ) и в темноте (кривая  $e$ ), измеренные при температуре жидкого азота. Видно, что в этих условиях фототок является монотонной функцией приложенного напряжения, что находится в согласии с предложенной моделью.

В заключение остановимся на вопросе, может ли данный механизм привести к появлению падающего участка на зависимости полного тока структуры от напряжения, что являлось бы предпосылкой возбуждения автоколебаний. Для этого необходимо, чтобы поверхностная рекомбинация не только компенсировала быстрый рост поверхностной концентрации электронов  $n_s$ , вызванный увеличением поверхностного изгиба зон  $y_s$  ( $n_s \sim \exp(y_s)$  [3]), но и приводила бы к уменьшению  $n_s$  с ростом напряжения. Такое могло бы произойти, если бы скорость поверхностной рекомбинации возрастала с увеличением  $y_s$  быстрее, чем экспонента. В противном случае на ВАХ освещенной структуры может происходить лишь насыщение тока при возрастании напряжения, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2, горизонтальный участок на кривой  $e$ ).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Green M. A., Shewchun J. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. P. 349—365.
- [2] Пека Г. П. Физические явления на поверхности полупроводников. Киев, 1984. 214 с.
- [3] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Козырев С. В. // Фотоприемники и фотопреобразователи. Л., 1986. С. 105—130.

Институт проблем  
материаловедения АН УССР  
Черновицкое отделение

Получено 27.06.1988  
Принято к печати 21.10.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ МОДЕЛИ ТУННЕЛЬНЫХ ИЗБЫТОЧНЫХ ТОКОВ В $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ НА АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

Пасеков В. Ф.

Особенностью  $p-n$ -переходов на узкозонных полупроводниках, и в частности на антимиониде индия, является возможность протекания избыточных токов, связанных с туннелированием в инверсионный слой на поверхности сильно легированной области [1-5].

Теоретические модели, предполагающие прямое туннелирование зона-зона, рассмотрены в работах [2-5]. Анализируется область градиента примеси вдоль мезы [2] или вдоль поверхности полупроводника [5] планарного  $p^+-n$ -перехода. В последней работе [5] показано, что условия, достаточные для туннелирования, могут возникнуть при наличии положительного поверхностного заряда в диэлектрической пленке, покрывающей планарный  $p-n$ -переход, что приведет, в частности, к уменьшению дифференциального сопротивления  $p-n$ -перехода. Приведены простые формулы для проводимости  $p-n$ -перехода, обусловленной туннельным механизмом.

Для подтверждения применимости модели к диодам из антимионида индия целесообразно сравнение теории с экспериментальными зависимостями, на-

пример, дифференциального сопротивления  $p-n$ -перехода при нулевом смещении  $R_0$  от напряжения на полевом электроде диода.

На рис. 1 показан ход поверхностного потенциала  $\varphi_s$  в области изменения концентрации акцепторов  $N_A$  при различных плотностях положительного поверхностного заряда  $N_F$ . Расчет проводился численным решением уравнения, полученного из одномерного уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями, в пренебрежении зарядом дырок:

$$N_F^2 = \frac{2\epsilon\epsilon_s}{q} \left\{ N_A \varphi_s + \frac{kT}{q} N_c \left[ \mathcal{F}_{3/2} \left( \frac{E_F - E_c + q\varphi_s}{kT} \right) - \mathcal{F}_{3/2} \left( \frac{E_F - E_c}{kT} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$ ,  $\epsilon_s$  — диэлектрические постоянные вакуума и полупроводника соответственно,  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T=77$  К — абсолютная температура,  $N_c = 5.1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  — плотность состояний в зоне проводимости антимида индия,  $E_F$  — энергия уровня Ферми,  $E_c$  — энергия зоны проводимости,  $\mathcal{F}_{3/2}$  — интеграл Ферми—Дирака.

Видно, что для выполнения условия туннелирования  $q\varphi_s > E_g$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны) требуется плотность заряда  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . При увеличении

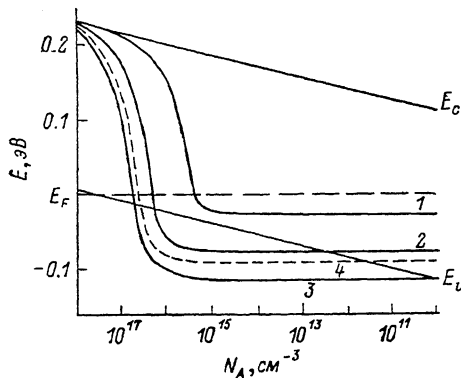


Рис. 1. Расчет поверхностного потенциала при различных плотностях заряда.

$N_F$ , см $^{-2}$ : 1 —  $10^{11}$ , 2 —  $3 \cdot 10^{11}$ , 3 —  $5 \cdot 10^{11}$ ; 4 — напряжение на полевом электроде 9 В.

плотности заряда область значений концентраций  $N_A$ , в которой возможно туннелирование, увеличивается.

В случае полевого электрода, покрывающего сверху диэлектрика область выхода планарного  $p-n$ -перехода на поверхность, электрическое поле на поверхности полупроводника определяется напряжением на электроде  $V_g$  и напряжением плоских зон  $V_{FB}$ . На рис. 1 (кривая 4) представлены результаты расчета  $\varphi_s$  для случая  $V_g - V_{FB} = 9$  В из уравнения, аналогичного (1). При увеличении напряжения на полевом электроде область значений концентраций  $N_A$ , в которой возможно туннелирование, увеличивается. Можно найти концентрацию акцепторов  $N_A^*$ , ниже которой для данного  $V_g - V_{FB}$  выполняется условие туннелирования  $q\varphi_s \geq E_g$ , решая приближенное уравнение

$$N_A^* = - \frac{8}{15} \frac{kT}{\sqrt{\pi}} \frac{N_c}{E_g} \left( \frac{E_F - E_c + E_g}{kT} \right)^{3/2} + C_d^2 \frac{(V_g - V_{FB} - E_g/q)^2}{2\epsilon\epsilon_s E_g}, \quad (2)$$

где  $C_d$  — удельная емкость диэлектрика.

Если известно распределение акцепторов вдоль поверхности  $N_A = f(y)$ , то, делая замену переменных в выражении для проводимости  $\sigma_t$

$$\sigma_t = L \int g_t(y) dy = L \int_{N_A}^{N_A^*} g_t(N_A) \frac{dN_A}{f'(y)}, \quad (3)$$

где  $L$  — периметр  $p-n$ -перехода, и проводя интегрирование по  $N_A$  до  $N_A^*$ , определяемое уравнением (2), можно рассчитать зависимость дифференциального сопротивления  $p-n$ -перехода от напряжения на полевом электроде.

Выражение для проводимости, обусловленной поверхностным туннельным током, взято из работы [5]:

$$g_t = \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \frac{q^3}{\pi^3} \left( \frac{N_A E_g}{\epsilon\epsilon_s \hbar^2 P^2} \right)^{1/2} \exp \left( - \frac{E_F - E_c + E_g}{kT} \right) \exp(-\alpha), \quad (4)$$

$$\alpha = \left( \frac{q\epsilon\epsilon_s}{N_A} \right)^{1/2} \left( \frac{E_g}{q} \right)^{3/2} \frac{1}{P} \frac{\sqrt{3}\pi}{4\sqrt{2}}, \quad (5)$$

где  $P=8.99 \cdot 10^{-8}$  эВ·см — межзонный матричный элемент оператора импульса.

На рис. 2 показаны экспериментальная зависимость (кривая 1) дифференциального сопротивления от напряжения на полевом электроде, измеренная на диоде с параметрами  $C_d=7.6 \cdot 10^{-9}$  Ф/см<sup>2</sup> и  $L=1.54 \cdot 10^{-1}$  см, а также результаты расчета. Кривая 2 рассчитана в предположении линейного распределения акцепторов аналогично [2]: изменение  $N_A$  от  $10^{15}$  до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> на длине 0.5 мкм, напряжение плоских зон  $V_{FB}=-8$  В. Кривая 3 рассчитана в предположении распределения акцепторов вдоль поверхности по закону Гаусса:

$$N_A(y) = A \exp\left(-\frac{c-y}{B}\right)^2. \quad (6)$$

В хорошем приближении при использовании метода ионной имплантации для создания  $p-n$ -перехода [3, 4] профиль примеси описывается таким распределением [6]; параметры при расчете:  $A=2 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $B=0.2$  мкм,  $V_{FB}=-7$  В;

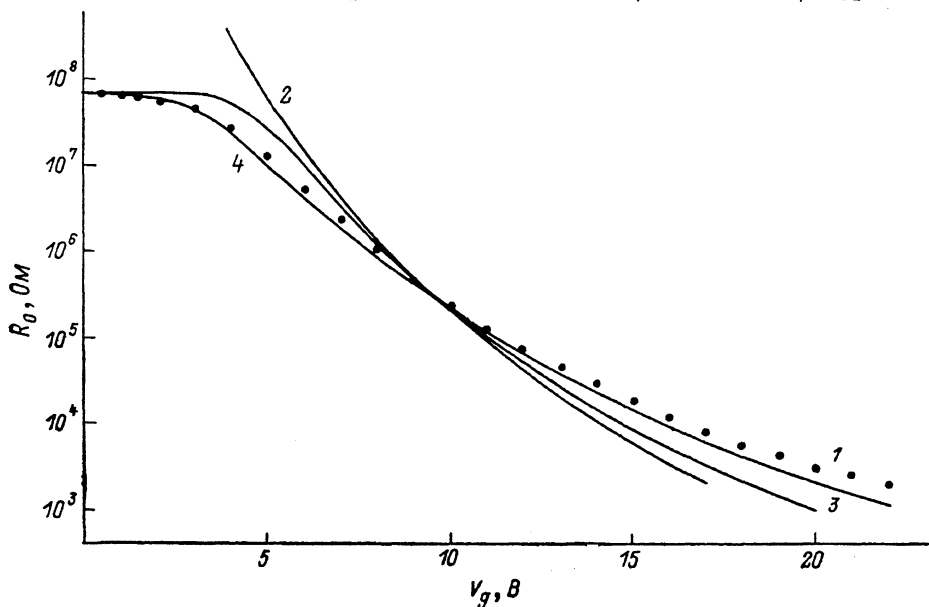


Рис. 2. Зависимость дифференциального сопротивления диода от напряжения на полевом электроде.

1 — эксперимент, 2 — линейное распределение акцепторов, 3, 4 — распределение по закону Гаусса (4 — с учетом полевой нестабильности диэлектрика).

учитывалось также дифференциальное сопротивление диода, обусловленное металлургическим  $p-n$ -переходом.

Наиболее полное совпадение расчета с экспериментом достигается при учете полевой нестабильности напряжения плоских зон в МДП структурах на антимониде индия [7] с коэффициентом пропорциональности  $\sim 0.2$  (кривая 4) при начальном  $V_{FB}=-9$  В. Некоторое несовпадение при очень больших  $V_g$ , видимо, показывает неполный учет полевой нестабильности диэлектрика. Заметим, что перебор возможных значений параметров  $A$ ,  $B$ ,  $V_{FB}$  без учета полевой нестабильности не устраняет различий между расчетом и экспериментом.

Справедливость применения одномерного решения уравнения Пуассона вытекает из оценок величины электрического поля в  $p-n$ -переходе и на поверхности полупроводника. Даже при  $V_g=0$  (за счет  $V_{FB} \approx -9$  В) электрическое поле на поверхности на порядок превышает поле в  $p-n$ -переходе.

Большие величины  $V_{FB}$  на полупроводнике  $p$ -типа подтверждаются и прямыми измерениями на МДП структурах. Причем измерения на  $n$ -типе (материале подложки диода) дают существенно меньшую величину  $V_{FB}$ . Такое различие можно объяснить изменением заряда на поверхностных состояниях при изменении положения уровня Ферми (переход от  $n$ -типа к  $p$ -типу материала).

Оценка при плотности состояний  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$  подтверждает такую возможность.

Таким образом, предложенная теоретическая модель [5] хорошо согласуется с экспериментальными результатами при учете полевой нестабильности заряда в диэлектрических пленках на антимолибдате индия и возможного вклада поверхностных состояний в величину напряжения плоских зон МДП структур.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Margalit S., Shappir J., Kidron I. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 9. P. 3999—4001.  
 [2] Margalit S., Shappir J. // Sol. St. Electron. 1976. V. 19. N 9. P. 789—794.  
 [3] Fujisada H., Sasase T. // Japan. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 3. P. L162—L164.  
 [4] Fujisada H., Kawada M. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 2. P. L76—L78.  
 [5] Кернер Б. С., Осипов В. В., Смолин О. В., Суханов А. И., Таубкин И. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1739—1742.  
 [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 456 с.  
 [7] Давыдов В. Н. // Изв. вузов СССР. Физика. 1982. № 8. С. 127.

Получено 11.07.1988  
 Принято к печати 21.10.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

## ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНТАКТОВ Pd—GaAs, ПОДВЕРГНУТЫХ ЛАЗЕРНОМУ ОТЖИГУ

Воронков В. П., Вяткин А. П., Иванов Б. В.,  
 Кулешов С. М., Рухадзе З. А.

В настоящее время в литературе имеется достаточно большое количество работ по лазерному отжигу контактов металл—полупроводник, в которых рассматриваются проблемы импульсного сплавления металла с полупроводниковой подложкой [1—3]. В то же время вопросы структурных превращений и связанное с ними изменение электрических свойств контактов, подвергнутых импульсному лазерному отжигу, практически не изучены. В данной работе ис-

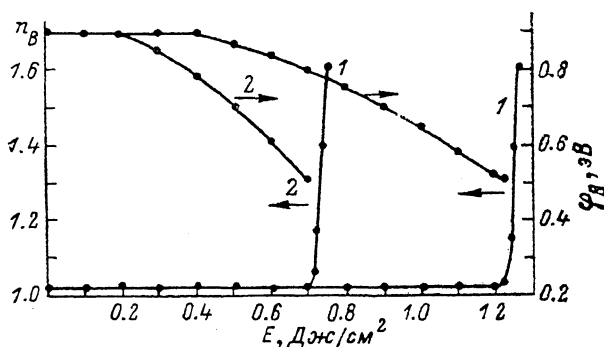


Рис. 1. Зависимость высоты потенциального барьера и коэффициента неидеальности от энергии лазерного отжига.

Облучение со стороны: 1 — Pd, 2 — GaAs;  $\tau = 10^{-6}$  с.

следовано влияние импульсного лазерного отжига на структуру и вольтамперные характеристики контакта Pd—GaAs. Выбор этой контактной структуры обусловлен ее широким применением в дискретных приборах и интегральных схемах.

В эксперименте использовалось лазерное излучение с длиной волны 1.06 мкм и длительностью импульса  $10^{-6}$  с. В качестве исходных образцов использова-