

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИОДНЫХ СТРУКТУР МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК НА ОСНОВЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ СЛОЕВ GaP

© С.В.Слободчиков, Е.В.Руссу, Х.М.Салихов,
М.М.Мередов, А.И.Язлыва

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 13 февраля 1995 г. Принята к печати 27 февраля 1995 г.)

Созданы разупорядоченные слои на кристаллах GaP, полученных как методом Чохральского, так и жидкофазной эпитаксией. Разупорядоченные слои получены электролитическим травлением в режиме анодного окисления GaP в водных растворах цитрата аммония. В диодных структурах, созданных на основе этих разупорядоченных слоев Pd-n-GaP и Au-n-GaP, исследованы статические вольт-амперные характеристики и переходные токи.

Установлено, что токоперенос определяется токами двойной инжекции в диффузионном приближении $I \sim \exp \frac{qV}{mkT}$ с высокими значениями m с учетом набора уровней захвата большой плотности. Переходные характеристики токов двойной инжекции имеют широкую дисперсию в виде $I(t) \sim t^{-(1-\alpha)}$ с $\alpha = 0.5 - 0.9$, связанную с процессами захвата и освобождения носителей из ловушек. Подтверждено высказанное ранее предположение об образовании «дефектного» слоя в результате напыления Pd на кристаллы GaP.

В опубликованных нами ранее работах [1,2] были изложены результаты исследования электрических характеристик диодных структур металл-проводник на основе фосфида галлия с напыленным палладием. При этом было обнаружено практически полное отсутствие фотоэдс (либо ее очень низкая величина) в изученных структурах при возбуждении светом из области собственного поглощения. Анализ механизма токопереноса из вольт-амперных характеристик, влияния газовой среды с водородом на прямые и обратные токи позволил высказать предположение об образовании промежуточного «дефектного» слоя под слоем палладия с набором уровней захвата неравновесных носителей тока и повышенным сопротивлением. Учитывая практическую значимость фосфида галлия в создании гетеродиодных структур различного назначения, светодиодов и других применениях, представлялось интересным провести исследования электрических свойств диодных структур металл-полупроводников на основе специально созданных разупорядоченных слоев GaP.

1. Эксперимент

Для создания разупорядоченных слоев использовались кристаллы-подложки GaP двух типов: монокристаллические пластины n -GaP, вырезанные перпендикулярно оси (111) из кристалла, полученного методом Чохральского и имевшего концентрацию электронов $n_0 = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и эпитаксиальные слои с примерно той же концентрацией носителей, полученные жидкофазной эпитаксией. Морфологическое разупорядочение поверхности (111) В достигалось электролитическим травлением в режиме анодного окисления GaP в водных растворах цитрата аммония при $M = 1$, $pH = 9.5$ и плотности тока $5 \text{ mA/cm}^2 < j < 50 \text{ mA/cm}^2$. Были созданы разупорядоченные слои толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$ на пластинах, полученных по методу Чохральского и толщиной $\sim 2 \text{ мкм}$ на эпитаксиальных подложках. Диодные структуры металл-полупроводник создавались двух видов: на эпитаксиальных разупорядоченных слоях напылением золота в вакууме через металлическую маску с круглыми отверстиями площадью $s = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, а на соответствующих слоях в пластинах, полученных по методу Чохральского-напылением палладия через маску $s = 3.14 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Омические контакты создавались электрохимическим осаждением Ni с дальнейшим дополнительным напылением In и последующим вжиганием в потоке водорода при температуре 600°C в течение 5 мин. Диодные структуры (рис. 1, а) некоторое время выдерживались на воздухе и в дальнейшем служили объектом измерений. Были проведены измерения статических вольт-амперных характеристик, кинетики спада тока при ступенчатом изменении напряжения смещения и влияние водорода на величину обратного тока.

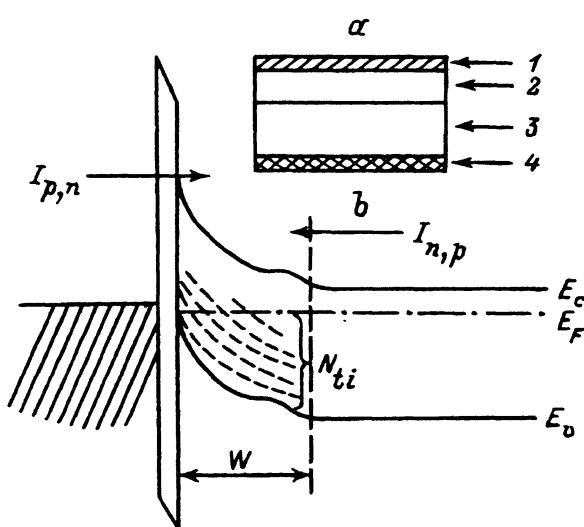


Рис. 1. а) — Схема диодных структур Pd- n -GaP и Au- n -GaP с разупорядоченным слоем. 1 — барьерный контакт Au или Pd, 2 — разупорядоченный слой GaP толщиной 1-2 мкм, 3 — кристаллический GaP, 4 — омический контакт Ni/In. б) — зонная схема и направления инжекционных токов.

2. Результаты и их обсуждение

Исследование дебаеграмм и фотографий поверхности и скола разупорядоченного слоя GaP позволило установить, что поверхность представляет собой систему хаотически расположенных «гребней» и «впадин», протяженность которых зависит от плотности тока и времени травления.

а. *Статические вольт-амперные характеристики.* На рис. 2 и 3 представлены, соответственно, прямые и обратные ветви ВАХ структур Pd-*n*-GaP и Au-*n*-GaP. Характерным свойством этих характеристик является наличие экспоненциальной зависимости $I = I_0 \exp qV/mkT$ в обеих ветвях с высокими значениями коэффициента m , изменяющимися в интервале $7 \div 30$ для структур Au-*n*-GaP и в интервале $3 \div 17$ для структур Pd-*n*-GaP. Полученные вольт-амперные зависимости в большой степени похожи на соответствующие характеристики диодных структур Pd-*n*-GaP, также имеющие высокие значения m и созданные на обычных кристаллах с концентрацией электронов $n_0 = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и ориентацией (100) и (111) [2]. В этой связи, высказанное в [2] предположение об образовании тонкого «дефектного» слоя в процессе нанесения палладия, влияние которого на процесс токопереноса оказывается решающим, находит свое подтверждение. Аналогичный вывод можно сделать и в отношении механизма токопротождения, рассмотренного в [1].

Двойная инжекция носителей тока в диффузионном приближении в разупорядоченный слой фосфида галлия (рис. 1, б) в данном случае является более обоснованной, поскольку условием экспоненциальной зависимости тока от напряжения с высокими значениями m является превышение длины области повышенного сопротивления над длиной диффузионного смещения $W > L_{n,p}$. Двойная диффузия неравновесных электронов и дырок в разупорядоченные слои, толщины которых, как

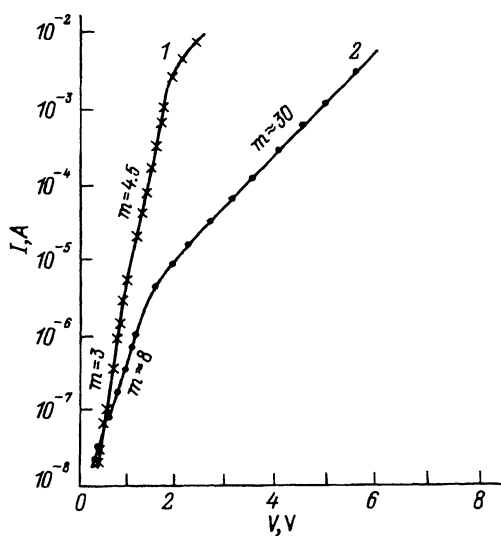


Рис. 2. Прямые ветви вольт-амперной зависимости структур с разупорядоченным слоем Au-*n*-GaP (1) и Pd-*n*-GaP (2).

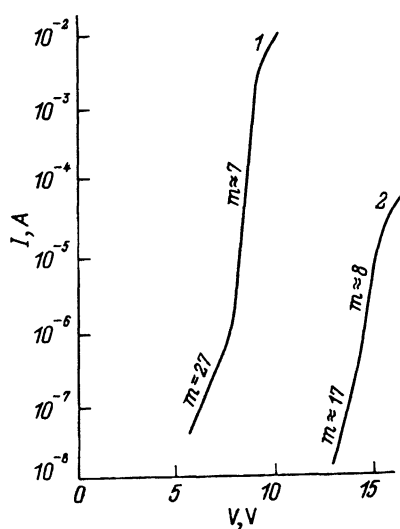


Рис. 3. Обратные ветви вольт-амперной зависимости структур с разупорядоченным слоем Pd-*n*-GaP (1) и Au-*n*-GaP (2).

уже упоминалось, 1-2 мкм. Повышенное сопротивление разупорядоченного слоя связано с дефектообразованием, причем дефекты создают спектр мелких и глубоких уровней $\sum_i N_{ti}$ в основном, вероятно, акцепторного типа (рис. 1, б), компенсация которых электронами приводит к увеличению сопротивления. Другая важная роль глубоких уровней состоит в том, что они являются эффективными центрами захвата носителей в процессе двойной инжекции, что существенно влияет на вид и количественные характеристики вольт-амперной зависимости. Прямые и обратные ветви ВАХ имеют два участка прямолинейной зависимости $\lg I = f(V)$, различающиеся своими наклонами; условно можно считать, что они соответствуют областям низкого и высокого уровня инжекции. В прямой ветви в области низкого уровня инжекции коэффициент инжекции $I_{n-n^+}^n / I = 1$ из-за наличия потенциального барьера на границе $n - n^+$ и возможного преобладания рекомбинации в n^+ -области, а коэффициент инжекции дырок $I_{p_d}^p / I \approx 1$. В этом случае, согласно [3], коэффициент

$$m = \frac{\left[2b(\gamma + 1) + \operatorname{ch} \frac{W}{L_{n,p}} + 1 \right]}{[b(\gamma + 1) + 1]}, \quad (1)$$

где $b = \mu_n / \mu_p$, $\gamma = \sum_i N_{ti} / \sum_i p_{ti}$, а p_{ti} — концентрация захваченных дырок.

При этих условиях, благодаря сильному захвату дырок на отрицательно заряженные центры $\sum_i N_{ti}$, значительно изменяется сопротивление разупорядоченного слоя, что снижает I_0 и m . В частности, для ВАХ образцов, представленных на рис. 2, $I_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ А и $m = 8$ (Pd-*n*-GaP) и $I_0 = 10^{-11}$ А, а $m = 3$ (Au-*n*-GaP). В области высоких уровней инжекции основную компоненту тока составляет ток электронов $I_{n-n^+}^n / I \approx 1$ и $I_{p_d}^p / I \neq 1$ из-за преобладания рекомбинации в приконтактной области. В этом случае

$$m = \frac{\left[b(\gamma + 1)(1 + \operatorname{ch} \frac{W}{L_{n,p}} + 2) \right]}{[b(\gamma + 1) + 1]}, \quad (2)$$

а I_0 и m увеличиваются, соответственно, до $5 \cdot 10^{-7}$ А, $m = 30$ (Pd-*n*-GaP) и $I_0 = 10^{-9}$ А, $m = 4.5$ (Au-*n*-GaP). Качественная оценка изменения коэффициента m соответствует предложенной модели. Поскольку нам не удалось определить величину $L_{n,p} \approx L_p$ из-за ее малых значений, мы воспользовались результатами определения ее в кристаллах GaP с одинаковой концентрацией электронов [4]. Из данных работы [4] следует, что в слоях GaP, полученных жидкофазной эпитаксией с ориентацией (111) В и $n_0 = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $L_p \approx (2 - 3) \cdot 10^{-5}$ см. Очевидно, что в наших разупорядоченных слоях $L_p < 0.2$ мкм. Однако если взять значение $L_p \approx 0.2$ мкм, то при подстановке в (1) и (2) значений $W = 1$ мкм, $b = 1$ для GaP динамика изменения коэффициента m полностью соответствует описанной выше модели. Обратные ветви ВАХ (рис. 3) показали противоположное первому случаю изменение коэффициентов m , и это связано с соответствующей сменой влияния коэффициентов инжекции $I_{n-n^+}^n / I$ и $I_{p_d}^p / I$.

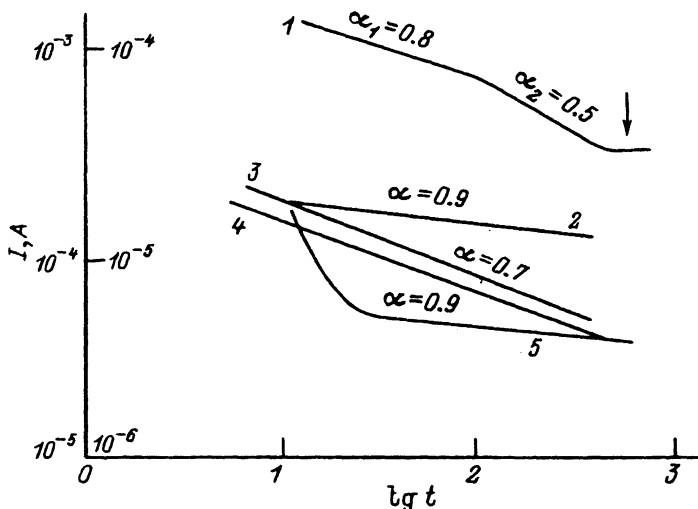


Рис. 4. Кинетика спада обратного тока двойной инжекции для диодных структур металл-полупроводник на основе GaP с разупорядоченным слоем при различных напряжениях смещения в координатах $\lg I = f(\lg t)$: 1-4 — Au-n-GaP; 5 — Pd-n-GaP. V, B: 1 — 20; 2 — 5; 3,4 — 4; 5 — 10. Для кривой 4 — правая шкала на оси ординат.

б. *Переходные характеристики токов двойной инжекции.* В условиях ступенчатого изменения напряжения смещения следовало ожидать существенного влияния набора уровней захвата $\sum_i N_{ti}$ на процессы релаксации тока. Это влияние должно было выявиться в обратной ветви, когда область пространственного заряда, созданного заряженными центрами захвата, не может быть нейтрализована инжектированными носителями. На рис. 4 представлены характерные зависимости спада обратного тока со временем в координатах $\lg I = f(\lg t)$, снятые для различных образцов Au-n-GaP при фиксированных значениях напряжения смещения в интервале 4–20 В. Аналитически полученные переходные характеристики могут быть представлены зависимостью

$$I \sim t^{-(1-\alpha)}. \quad (3)$$

При небольших смещениях наблюдается один наклон с $\alpha = 0.7-0.9$ для различных образцов; при высоких смещениях — два наклона с $\alpha = 0.8$ и $\alpha = 0.5$. Спад во времени растягивается до $\sim 3 \cdot 10^2$ с, а затем ток перестает изменяться (плато на рис. 4). Таким образом, представленные зависимости показывают высокую степень дисперсии времени спада. Ток падает в 2–7 раз в интервале времени, растянутом более чем на 2 порядка величины. Теоретический анализ стохастического процесса переноса носителей тока в аморфных полупроводниках выполнен в работе [5]. Согласно этой теории, перенос носителей осуществляется вследствие прыжковой проводимости через систему локализованных состояний. Поскольку расстояния между соседними состояниями варьируются относительно средней величины, то естественно, что как скорости перехода, так и их времена будут иметь широкую статистическую дисперсию. Расчет показал, что квантово-механическая скорость перехода между локализованными состояниями определяется функцией распределения скачков $\psi(t) \sim t^{-(1+\alpha)}$, где $0 < \alpha < 1$ при

больших t . В электрическом поле E среднее смещение для одного скачка $\bar{l}(E)$ постулируется линейным с E . Тогда среднее положение движущегося пакета носителей $\langle l \rangle = \bar{l}t^\alpha$, а зависимость спада тока от времени дается (3). В [6] теоретические результаты [5] применены к анализу спада тока пространственного заряда в поликристаллическом CdS с учетом беспорядочных процессов захвата и освобождения носителей ловушками. Мы так же, как и в [6], предполагаем, что разупорядоченные слои фосфида галлия имеют экспоненциальное распределение по энергии уровней захвата $\sum_i N_{ti}$ в запрещенной зоне

$$g(E)dE = \exp(-\beta E)dE, \quad (4)$$

где E — уровень энергии $E_c - E$, а β — параметр, зависящий от температуры. Очевидно, что при наличии набора уровней $\sum_i N_{ti}$ с различ-

ной глубиной залегания в запрещенной зоне и с различным сечением захвата неравновесных носителей тока нельзя ожидать одной постоянной времени. Поскольку процесс токопереноса во времени в сущности определяется вероятностью захвата и освобождения зарядов из ловушек, последний можно представить как идущий со временем жизни $\tau = \tau_0 \exp E/kT$. С этим значением τ и (4) функция распределения $\psi(t)$ оказывается равной [6]

$$\Psi(t) = kT\tau_0^{\beta kT} \Gamma(1 + \beta kT) t^{-(1+\beta kT)}, \quad (5)$$

где для $0 < \beta kT < 1$ оказывается применимой модель [5] с $\alpha = \beta kT$. Для исследованных нами образцов Au- n -GaP $\beta = (0.7 - 0.9)/kT$. Разброс значений β , вероятно, связан с некоторой неоднородностью распределения центров захвата по энергии, с одной стороны, а также их сечений захвата для неравновесных носителей тока, с другой. Наличие двух наклонов в некоторых образцах (рис. 4, кривая 1), возможно, свидетельствует о наличии в них как механизма прыжковой проводимости по определенному виду дефектов, так и токопереноса через зону проводимости с процессами захвата на ловушки другого вида дефектов.

В структурах Pd- n -GaP также выявлена зависимость $I(t) \sim t^{-(1-\alpha)}$ с $\alpha = 0.9$ (рис. 4, кривая 5), однако начальный участок спада не подчиняется этому закону. В этой связи можно предположить, что этот участок отражает движение потока носителей с Гауссовской функцией распределения $\psi(t) \sim \exp(-\lambda t)$, которое затем сменяется рассмотренным выше негауссовским. Можно предположить, что на начальном участке спада более существен вклад относительно неглубоких ловушек, и вследствие более частых переходов носителей в зону проводимости или валентную зону высока скорость их последующей рекомбинации. В целом же стохастический процесс переноса, определяемый (3), приводит к снижению эффективной подвижности носителей и к падению тока. При больших t в процессах захвата участвуют наиболее глубокие ловушки. В исследованных диодных структурах тепловое равновесие достигается при $t \simeq 5 \cdot 10^2$ с (участок плато на рис. 4). Грубую оценку положения наиболее глубокого уровня можно сделать из упомянутого выше соотношения для экспоненциальной зависимости τ от энергии уровня E . При $t \simeq \tau = 5 \cdot 10^2$ с и $\tau_0 < 10^{-10}$ с получим $E > 0.7$ эВ.

В [1,2] мы исследовали влияние водорода на вольт-амперные характеристики структур металл-полупроводник на основе кристаллического GaP с напыленным Pd. Аналогичные измерения проведены нами в данной работе. Установлено, что под импульсным действием водорода прямые токи не изменяются, а обратные увеличиваются для различных образцов на 14-30%. Характер изменения тока и его величина того же порядка, что в [1,2], что также подтверждает образование разупорядоченного слоя при напылении Pd на кристаллический GaP. Как следует из проведенных в данной работе измерений влияния водорода, можно сделать вывод, что увеличение обратного тока связано с увеличением коэффициента инжекции электронов из палладиевого контакта I_{Pd}^n/I вследствие снижения потенциального барьера Шоттки, определяемого уменьшением работы выхода палладия. Однако основное влияние на токоперенос оказывает наличие разупорядоченного слоя с набором уровней захвата.

Таким образом, выполненные исследования электрических характеристик диодных структур металл-полупроводник на основе разупорядоченных слоев GaP позволили: а) установить, что основным механизмом токопереноса является двойная инжекция в диффузионном приближении; б) подтвердить высказанное ранее предположение об образовании «дефектного» слоя при напылении палладия на кристаллический GaP; в) установить, что переходные характеристики тока двойной инжекции обладают широкой дисперсией в виде $I(t) \sim t^{-(1-\alpha)}$, обусловленной процессами захвата и освобождения носителей из ловушек $\sum_i N_{ti}$, включая и глубокие с $E > 0.7 \text{ эВ}$.

Список литературы

- [1] Г.Г. Ковалевская, М.М. Мамедов, А.В. Пенцов, Е.В. Руссу, С.В. Слободчиков, В.М. Фетисова. ЖТФ, **61**, 173 (1991).
- [2] С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Б.Е. Саморуков, Е.В. Руссу, Г.Г. Ковалевская. ФТП, **28**, 237 (1994).
- [3] Э.И. Адирович, Л.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках* (М., 1978) с. 70.
- [4] B.L. Smith, M. Abbot. Sol St. Electron., **15**, 361 (1972).
- [5] H. Scher, E.W. Montroll. Phys. Rv. B, **12**, 2455 (1975).
- [6] J. Wang. J. Appl. Phys., **75**, 332 (1975).

Редактор В.В. Чалдышев

Electrical properties of metal-semiconductor structures on the basis of disordered GaP layers.

S. V. Slobodchikov, E. V. Russu, Kh. M. Salikhov, M. M. Meredov, A. I. Yazlieva

A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia