

06;08

## **Акустостимулированные коррекции вольт-амперных характеристик арсенид-галлиевых структур с контактом Шоттки**

© О.Я. Олих, Т.Н. Пинчук

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Украина  
E-mail: olikh@univ.kiev.ua

Поступило в Редакцию 12 января 2006 г.

Приведены результаты экспериментального исследования влияния ультразвуковой обработки (УЗО) на вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодных структур  $\text{Au-TiB}_x\text{-}n\text{-GaAs}$ . Обнаружено, что при мощности акустического нагружения меньше  $2 \text{ W/cm}^2$  характер акустостимулированных изменений обратных ветвей ВАХ зависит от преобладающего механизма токопереноса. После УЗО с мощностью больше  $2.5 \text{ W/cm}^2$  наблюдалось увеличение обратного тока на  $1 \div 2$  порядка. Показано, что УЗО способствует существенному увеличению однородности характеристик структур, изготовленных по технологии с интегральным теплоотводом.

PACS: 72.50.+b

Последнее время значительное внимание уделяется ультразвуковому (УЗ) влиянию на дефектную структуру и электрофизические свойства полупроводников и полупроводниковых структур [1–4]. Было обнаружено, что под влиянием акустических колебаний могут происходить перестройка разнообразных дефектных комплексов, диффузия примесей, преобразование дефектной структуры границ раздела. Однако выяснение механизмов акустодефектного взаимодействия в малодислокационных кристаллах требует дальнейших исследований. Интересным объектом таких исследований являются структуры с контактом Шоттки [5]. Это связано с тем, что для таких объектов хорошо изучены факторы, влияющие на их свойства (см., например, [6–8]); и одновременно для них характерно наличие поля внутренних напряжений, которые способствуют проявлению акустостимулированных эффектов [3,4];

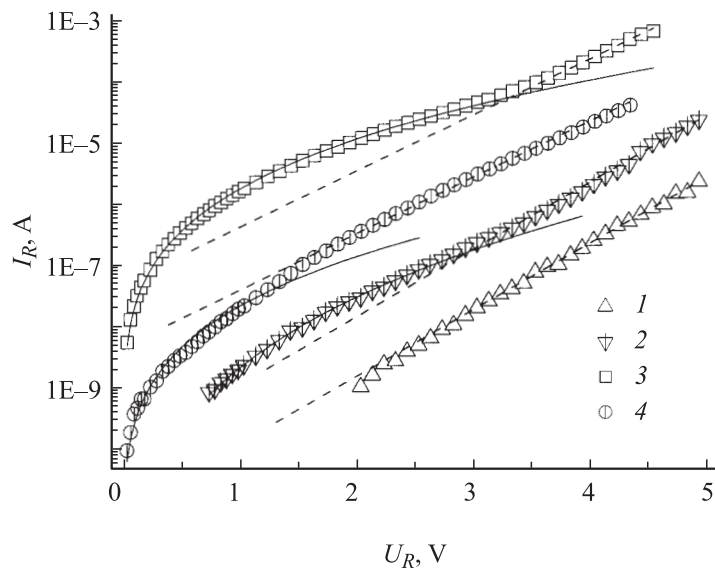
наконец, подобные исследования открывают перспективы УЗ управления характеристиками приборов на основе поверхностно-барьерных структур. В данной работе приведены результаты исследований влияния УЗ обработки (УЗО) на вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов  $\text{Au-TiB}_x\text{-}n\text{-}n^+\text{-GaAs}$  в зависимости от различных по мощности и частоте режимов акустического нагружения.

Исследуемые структуры  $n\text{-}n^+\text{-GaAs}$  изготавливались методом газовой эпитаксии, толщина  $n$ -слоя составляла  $3\text{ }\mu\text{m}$ , толщина  $n^+$ -подложки  $350\text{ }\mu\text{m}$ . Концентрация легирующей примеси (теллура) в пленке  $6 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ , в подложке —  $6 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ . Омические контакты изготавливались на основе  $\text{AuGe}$  эвтектики. Слои  $\text{TiB}_x$  и  $\text{Au}$  формировались методом магнетронного распыления. Диаметр барьера Шоттки составлял  $40\text{ }\mu\text{m}$ . Диоды изготавливались по технологии с интегральным теплоотводом. Образцы содержали по 20–25 диодов, для каждого из которых измерялись ВАХ как до, так и после УЗ нагружения. Прямые и обратные ветви ВАХ измерялись в диапазоне изменения силы тока  $I$  от  $3 \cdot 10^{-10}$  до  $10^{-3}$  А. Измерения проводились в темноте при комнатной температуре. Продольная УЗ волна вводилась в структуры со стороны подложки с помощью ниобат-литиевого пьезоэлектрического преобразователя [2]. УЗО проводилась с частотой  $f_{US} = 4\text{--}30\text{ MHz}$ , мощность акустического нагружения  $W_{US}$  — до  $3\text{ W/cm}^2$ , время обработки — 5 h для каждой  $W_{US}$ . При прямом смещении экспериментальные зависимости аппроксимировались, согласно [6], по формуле

$$I_F = SA^{**}T^2 \exp(-\phi_b/kT) \exp(qU_F/nkT), \quad (1)$$

где  $S$  — площадь омического контакта,  $A^{**}$  — модифицированная постоянная Ричардсона,  $\phi_b$  — эффективная высота барьера контакта Шоттки,  $n$  — фактор неидеальности,  $U_F$  — приложенное напряжение. Отсюда определялись  $\phi_b$  и  $n$ .

Исходные, до УЗО, значения  $\phi_b$  для всего набора диодов составляли  $(0.730 \div 0.750)\text{ eV}$ , исходные значения  $n$  —  $(1.06 \div 1.08)$ . Точность измерения данных величин  $\pm 0.01$  и  $\pm 0.004\text{ eV}$  для  $n$  и  $\phi_b$  соответственно. Такие близкие к единице значения  $n$  могут свидетельствовать о незначительном вкладе в прохождение тока рекомбинационно-генерационных процессов. Наблюдаемые после УЗО изменения  $n$  и  $\phi_b$  небольшие по величине. При  $W_{US} = (1 \div 2)\text{ W/cm}^2$  наблюдалось увеличение  $\phi_b$  приблизительно на  $\sim 0.010\text{ eV}$  и уменьшение  $n$  на величину не более чем 0.02; при увеличении  $W_{US} > 2.5\text{ W/cm}^2$  наблюдался иной характер



**Рис. 1.** Типичные обратные ветви ВАХ для диодов первой группы — кривые (1, 2) и второй группы — кривые (3, 4). Кривые 1 и 3 измерены до УЗО, кривые 2 и 4 — после ( $W_{US} \approx 1.8 \text{ W/cm}^2$ ,  $f_{US} = 4.1 \text{ MHz}$ ). Сплошные линии — аппроксимация по формуле (3), пунктирные — по формуле (2).

изменений: уменьшение  $\phi_b$  на  $0.015 \div 0.030 \text{ eV}$  и увеличение  $n$  на  $0.02 \div 0.03$ .

Отметим, что УЗ влияние на обратные ветви ВАХ оказалось существенно больше. Причем при  $W_{US} < 2 \text{ W/cm}^2$  характер изменений кардинально зависит от начальной, до УЗО, величины обратного тока  $I_R$ . Для диодов с малым током ( $I_R < 10^{-7} \text{ A}$  при  $U_R = 2 \text{ V}$ ) происходит УЗ возрастание  $I_R$  на  $1 \div 2$  порядка (см. рис. 1, кривые 1 и 2); для диодов второй группы, где исходные обратные токи больше ( $I_R > 2 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ ), УЗО приводила к уменьшению величины  $I_R$  в  $10 \div 500$  раз (рис. 1, кривые 3, 4). Столь принципиальные отличия акустостимулированных изменений ВАХ связаны, на наш взгляд, с различием преобладающих механизмов токопереноса через барьер для различных диодов в исходном состоянии. Рассмотрим вначале диоды

первой группы, для которой полулогарифмическая зависимость  $I_R(U_R)$  практически является прямой (рис. 1, кривая 1). Такая зависимость характерна для туннельного механизма токопереноса [6]. Поскольку расчеты, согласно теории Падовани–Стреттона, показывают, что в исследуемых структурах полевая или термополевая эмиссии могут играть значительную роль лишь при  $T < 10$  К, то механизм туннелирования в данном случае должен быть иным. Например, как это предложено в работах [8,9], избыточный ток сквозь потенциальный барьер может определяться перемещением электронов по цепочке глубоких центров. Как предполагается в [8], такими дефектами могут быть дислокации. В этом случае ВАХ описывается соотношением [8,9]:

$$I_R = I_0 \exp(qU_R/\xi), \quad (2)$$

где  $I_0$  во многом определяется концентрацией дефектов, создающих глубокие уровни, а параметр  $\xi$  — типом дефектов.

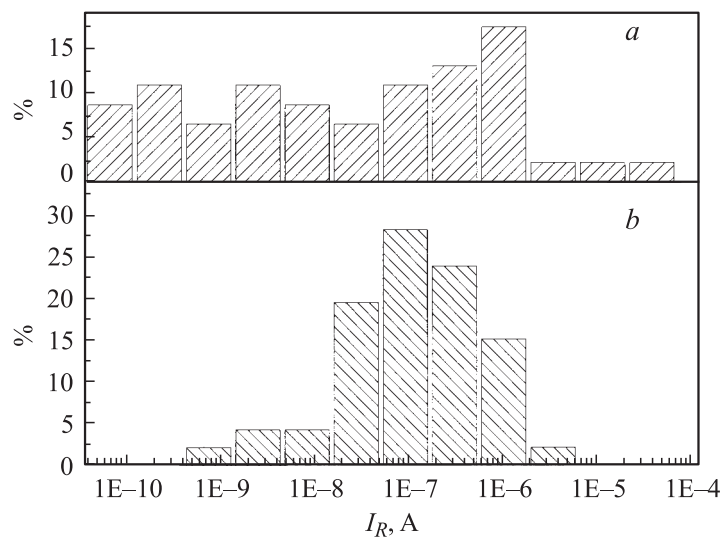
Для диодов второй группы зависимость  $\ln I_R$  от  $U_R$  при небольших смещениях ( $U_R < 2.5$  В) существенно нелинейна (рис. 1, кривая 3) и только при  $U_R > (3 \div 3.5)$  В устанавливается вид, характерный для туннельного механизма. При начальных смещениях экспериментальные данные хорошо аппроксимируются зависимостью

$$I_R = I'_0 \exp(aU_R^{1/4}), \quad (3)$$

где  $I'_0$  и  $a$  — некоторые постоянные. Такая зависимость ( $\ln I_R \sim U_R^{1/4}$ ) характерна для термоэмиссионного механизма токопереноса [6], причем достаточно большие абсолютные значения  $I_R$  тока могут определяться как наличием энергетических состояний на границе полупроводника, так и неоднородностью по площади контакта металл–полупроводник [7,10].

УЗО также сказывалась на характере зависимости  $I_R = f(U_R)$ . В диодах первой группы при небольших  $U_R (< 2$  В) после УЗО начинали наблюдаться термоэмиссионные процессы, тогда как для диодов второй группы процесс туннелирования (линейная зависимость между  $\ln I_R$  и  $U_R$ ) наблюдался при несколько меньших смещениях (см. рис. 1, кривые 2, 4).

После УЗО большей мощности ( $W_{US} > 2.5$  Вт/см<sup>2</sup>) для диодов обеих групп наблюдалось значительное, на  $1 \div 2$  порядка, увеличение величины  $I_R$  и возрастание вклада термоэмиссионного механизма.



**Рис. 2.** Сравнительные гистограммы разброса величины обратного тока  $I_R$  (при  $U_R = 2$  В) для диодных структур Au–TiB<sub>x</sub>– $n$ -GaAs до УЗО (а) и после УЗО ( $W_{US} \approx 1.8$  Вт/см<sup>2</sup>,  $f_{US} = 4.1$  МГц) (б). По вертикали отложена доля диодов, величина обратного тока которых находится в соответствующем диапазоне.

Существенной частотной зависимости акустостимулированных эффектов не обнаружено: при увеличении  $f_{US}$  характер наблюдаемых изменений оставался прежним и лишь незначительно, в пределах 10%, возрастали их количественные характеристики.

Объяснение наблюдаемых эффектов может быть следующим. Под действием УЗ может происходить: 1) сглаживание локальных неоднородностей границ раздела [3] и в результате существенное уменьшение  $I_R$  в диодных структурах второй группы; 2) процессы перераспределения по толщине полупроводника как легирующих примесей [1], так и дефектов другого типа [4], в результате чего изменение заселенности энергетических уровней на границе металл–полупроводник влияет на величину  $I_R$  диодов первой группы и обуславливает изменения  $\phi_b$  и  $n$  в обеих группах. При превышении ультразвуком некоторой пороговой мощности начинаются процессы генерации дефектов в объеме и

приповерхностной области полупроводника [1], перестройка дефектной структуры границы раздела [3], что вызывает снижение  $\phi_b$  за счет эффекта Шоттки и увеличение  $n$ . Одновременно увеличивается термоэмиссионный ток через диод и увеличивается  $I_R$ .

Таким образом, в данной работе впервые проведено исследование влияния УЗО на параметры Au–TiB<sub>x</sub>– $n$ - $n^+$ -GaAs диодов Шоттки в зависимости от УЗ мощности. Обнаружено, что эффект УЗО на обратные ветви ВАХ значительно больший, чем на прямые. Установлено, что характер УЗ влияния зависит от преобладающего механизма токопереноса: при туннельном механизме УЗ стимулирует увеличение  $I_R$ , при термоэмиссионном — уменьшение  $I_R$ . Особо отметим влияние УЗО на уменьшение разброса и повышения однородности характеристик (см. рис. 2) структур, изготовленных в едином технологическом процессе.

## Список литературы

- [1] Заверюхин Б.Н., Заверюхина Н.Н., Турсункулов О.М. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 18. С. 1–12.
- [2] Олих О.Я., Островский И.В. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 7. С. 1198–1202.
- [3] Парчинский П.Б., Власов С.И., Лигаи Л.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 9. С. 83–88.
- [4] Островский И.В., Надточий А.Б., Подолян А.А. // ФТП. 2002. Т. 36. В. 4. С. 389–391.
- [5] Ермолович И.Б., Миленин Р.В., Конакова В.В. // ФТП. 1997. Т. 31. В. 4. С. 503–507.
- [6] Родерик Э.Х. Контакты металл–полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. 209 с.
- [7] Singh A., Cova P., Masut R.A. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. I. 4. P. 2336–2342.
- [8] Евстропов В.В., Жияев Ю.В., Джумаева М. и др. // ФТП. 1997. Т. 31. В. 2. С. 152–158.
- [9] Евстропов В.В., Джумаева М., Жияев Ю.В. и др. // ФТП. 2000. Т. 34. В. 11. С. 1357–1362.
- [10] Tseng H., Wu C. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. I. 1. P. 299–304.