

СНИЖЕНИЕ ПОРОГОВОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА  
 В  $GaAs-AlGaAs$  ДГС РО КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРАХ  
 ( $J_{th} = 52 \text{ А см}^{-2}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ )  
 ПРИ ОГРАНИЧЕНИИ КВАНТОВОЙ ЯМЫ КОРОТКОПЕРИОДНОЙ  
 СВЕРХРЕШЕТКОЙ С ПЕРЕМЕННЫМ ШАГОМ

Ж.И. Алферов, А.М. Васильев,  
 С.В. Иванов, П.С. Копьев,  
 Н.Н. Леденцов, М.Э. Луценко,  
 Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов

Получение методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) низкороговых  $GaAs-AlGaAs$  ДГС РО лазеров с квантовой ямой и плавным изменением состава по толщине в области оптического ограничения (ДГС РО ПС КЯ) [1] резко стимулировало прогресс в области полупроводниковой лазерной техники и обусловило, в частности, появление лазеров с низкими абсолютными пороговыми токами  $\sim 0.5 \text{ мА}$  [2] и высокомошных ( $\sim 8 \text{ Вт}$ ) полупроводниковых лазеров [3]. Кардинальное снижение пороговой плотности тока ( $90 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ ) осуществлено и для  $InGaAs$  лазеров, полученных жидкофазной эпитаксией [4].

Наименьшие значения пороговой плотности тока  $J_{th}$  для  $AlGaAs$  ДГС РО ПС КЯ лазеров ( $80 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ ), насколько нам известно, получено в работе [5]. По мнению авторов, снижение  $J_{th}$  было связано с использованием для роста подложек  $GaAs$  с поверхностью (100), разориентированной на  $2-4^\circ$  в направлении (111)А. Как было показано [6], использование подобной ориентации подложки позволяет выращивать слои  $Al_xGa_{1-x}As$  с хорошей однородностью состава и морфологией поверхности даже в так называемом „запрещенном“ диапазоне температур роста ( $640-680^\circ\text{C}$ ), который имеет место в случае ориентации (100) [7]. Так как температуры роста в работе [5] были выбраны равными  $680-700^\circ\text{C}$ , т.е. были близки к запрещенному диапазону, то влияние разориентации оказалось, по-видимому, существенным. Для улучшения планарности гетерограниц и гетерирования примесей авторами [5] также выращивались несколько узких  $GaAs$  квантовых ям в области оптического ограничения.

В отличие от авторов [5], мы обнаружили, что низкороговые ДГС РО ПС КЯ лазеры могут быть выращены и на неразориентированных  $GaAs$  (100) подложках. Схематическое изображение зонных диаграмм 2-х типов исследованных ДГС РО ПС КЯ структур представлено на рис. 1.

Две структуры первого типа отличались от структур, исследованных в [5], большим процентным содержанием  $AlAs$  в эмиттерах

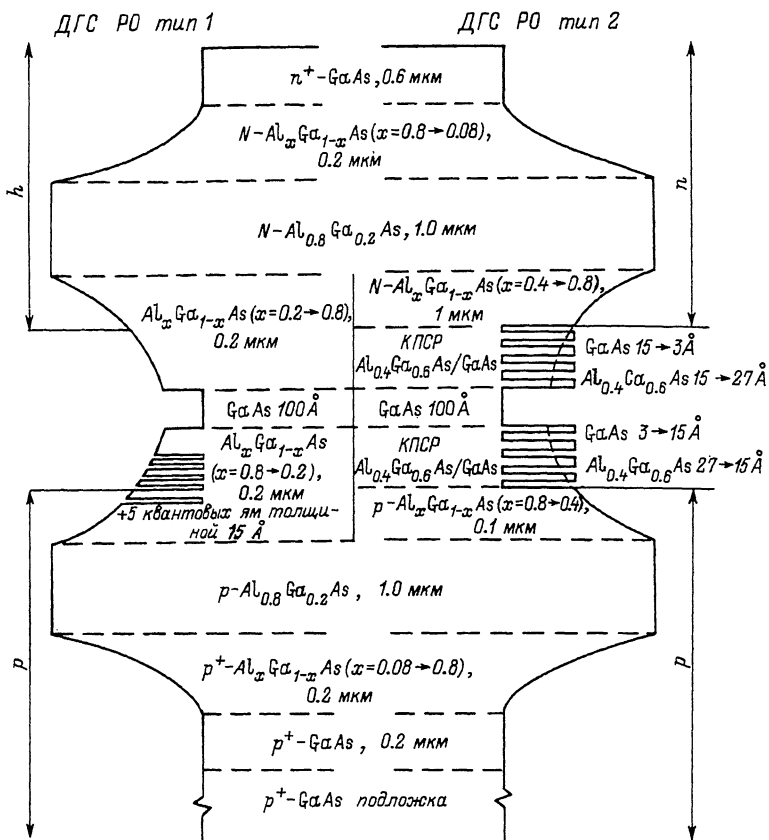


Рис. 1.

( $x = 0,8$ ) [8]. В структуре второго типа в области оптического ограничения, как и в нашей работе [9], использовалась короткопериодная сверхрешетка (КПСР), но, в отличие от [9], шаг решетки был переменный, что вело к уменьшению эффективной ширины запрещенной зоны в сторону квантовой ямы.

Структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии, причем эмиттеры, буферные и контактные слои выращивались при  $T_{\text{II}} = 630 \text{ }^\circ\text{C}$ . Это позволило получить хорошую морфологию поверхности слоев  $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$  без использования высоких температур роста и разориентированных подложек. Перед ростом активной области температура подложки поднималась до  $700 \text{ }^\circ\text{C}$  (с остановкой роста, в потоке мышьяка). Как указывается в [10], оста-

новки роста в нормальных условиях не приводят к увеличению концентрации основных фоновых примесей в эпитаксиальных слоях (С, О, Мп). Об использовании подобного „двухступенчатого“ процесса выращивания лазеров сообщается также в работе [11].

Высокая температура подложки при выращивании активной области позволяет получить высокую эффективность излучательной рекомбинации. На рис. 2,а представлен спектр фотолюминесценции (ФЛ), типичный для структур как первого, так и второго типа, при сравненном контактном слое. Положение максимума полосы экситона  $e_1 - \hbar\hbar_1$  соответствует расчетному для ширины квантовой ямы (100 Å).

Уже при малом уровне возбуждения ( $\sim 5 \text{ Вт см}^{-2}$ )

внутренний квантовый выход ФЛ из специально нелегированной активной области ( $N_D + N_A \approx 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) для структуры второго типа был близок к 100% и практически не зависел от температуры в диапазоне 77–300 К. Структуры первого типа обладали несколько худшими ФЛ свойствами, т.е. введение КПСР уменьшает концентрацию центров безызлучательной рекомбинации.

Спектр электролюминесценции (ЭЛ) структур при малых плотностях возбуждения ( $\sim 1 \text{ А см}^{-2}$ ) уширен по сравнению со спектром ФЛ, однако энергии максимумов пиков ФЛ и ЭЛ совпадают. Как показано в работе [9], в отличие от ДГС лазеров с нелегированной активной областью, в ДГС РО лазерах с квантовой ямой максимум ЭЛ не смещается с увеличением плотности возбуждения. Плотность порогового тока определялась для четырех сколотых образцов по появлению мод генерации. Энергия максимума генерации (см. рис. 2,б) с точностью до 5–8 мэВ соответствовала положению максимума ЭЛ, обусловленного переходами через уровни размерного квантования.

Минимальные пороговые плотности токов составили: для двух структур первого типа –  $120 \text{ А см}^{-2}$  и  $105 \text{ А см}^{-2}$ , а для структуры второго типа  $52 \text{ А см}^{-2}$ . Первые исследования пыльных лазеров с резонаторами Фабри-Перо (150 мкм x 900 мкм) показали,

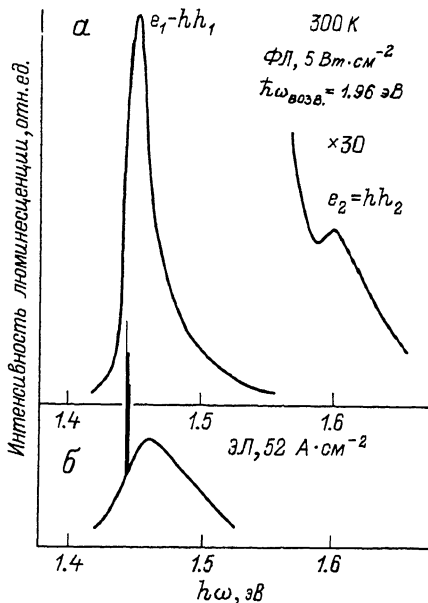


Рис. 2.

что пороговые плотности тока увеличиваются примерно в полтора раза. Результаты этих исследований будут изложены в отдельной публикации.

Величина пороговой плотности тока  $J_{\text{п}} = 52 \text{ А см}^{-2}$ , насколько нам известно, является наименьшей из опубликованных к настоящему времени, что указывает на большую перспективность как использования короткопериодных СР в ДГС РО ПС КЯ лазерах, так и применение двухстадийного процесса МПЭ.

### Л и т е р а т у р а

- [1] T s a n g W.T. - Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 4, p. 217-219.
- [2] L a u K.Y., D e r r y P.L., Y a r i v A. - Appl. Phys. Lett., 1988, v. 52, N 2, p. 88.
- [3] W e l c h D.F., C h a n B., S t r e i - f e r W., S c i f r e s P.R. - Electron. Lett., 1988, v. 24, N 2, p. 113-115.
- [4] Алферов Ж.И., Антонишкис Н.Ю., Арсентьев И.Н., Гарбузов Д.З., Тихунов А.В., Халфин В.Б. - ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1501-1503.
- [5] C h e n H.Z., C h a f f a r i A., M o r - k o ç H., Y a r i v A. - Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, N 25, p. 2094-2096.
- [6] T s u i R.K., C u r l e s s J.A., K r a - m e r G.D., P e f f l e y M.S. - J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 7, p. 2570-2572.
- [7] A l e x a n d r e F., G o l d s t e i n L., L e r o x G., J o u n c o u r H.C., T h i - b i e r g e H., R a o E.V.K. - J. Vac. Sci. Techn. B, 1985, v. 3, N 4, p. 421-427.
- [8] H a y a k a w a T., S u y a m a T., T a - k a h a s h i K., K o n d o M., Y a m a - m o t o S., H i j i k a t a T. - Appl. Phys. Lett., 1988, v. 52, N 5, p. 339-341.
- [9] Алферов Ж.И., Джапаридзе Р.О., Иванов С.В., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Мельцер Б.Я., Устинов В.М. - Письма в ЖТФ, т. 12, в. 9, с. 562-565.
- [10] Леденцов Н.Н., Бер Б.Я., Иванов С.В., Копьев П.С., Мельцер Б.Я., Минчев Г.М., Устинов В.М. - ЖТФ, 1985, т. 55, в. 1, с. 142-147.
- [11] P i ó n M., S p e c h t A., A p p e l - m a n H., E b e r s o h i R., B e g l e y P., W a t e r s R., G u i d o T., S t a -

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

Поступило в Редакцию  
4 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19

12 октября 1988 г.

## БАРЬЕРЫ ШТТКИ И ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ $InGaAs/InP$

Ж.И. Алферов, В.И. Босый,  
А.Т. Гореленок, А.В. Иващук,  
Н.Д. Ильинская, М.Н. Мизеров,  
И.А. Мокина, Д.Н. Рехвиашвили,  
Н.М. Шмидт

Интерес к полевым транзисторам (ПТ) на основе  $InP$  и изо-  
периодических твердых растворов  $InGaAsP$  обусловлен более вы-  
сокими значениями подвижности и дрейфовой скорости электронов в  
этих материалах, чем в  $GaAs$  [1, 2], а также низкой скоростью  
поверхностной рекомбинации и более высокой теплопроводностью.  
Перечисленные достоинства этих материалов не реализованы в пол-  
ной мере, а разработанные ПТ на их основе по основным характе-  
ристикам уступают ПТ на основе  $GaAs$  [3] из-за малой высоты  
барьера ( $\varphi_B$ ) Шоттки затвора и больших значений токов утечки.

В одной из последних работ [4] с туннельнопрозрачным собст-  
венным окислом толщиной 20 Å получены следующие параметры  
барьеров Шоттки:  $\varphi_B = 0.76$  эВ для  $Au-InP$  и  $\varphi_B = 0.65$  эВ  
для  $Au-InGaAs$  с  $n \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Коэффициент идеальности  $n$   
составлял 1.1 для  $InGaAs$  и 1.48 для  $InP$ , а токи утечки при  
обратном смещении 1 В имели значения  $2 \cdot 10^{-7}$  и  $1 \cdot 10^{-7}$  А со-  
ответственно. ПТ с таким барьером Шоттки на основе  $n-InGaAs$  с  
 $n \sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и подвижностью 7000 см<sup>2</sup>/В·с при 300 К имели  
крутизну 100 мСм/мм при затворе 140 x 1 мкм<sup>2</sup>.

В данной работе приведены результаты исследования барьеров  
Шоттки на основе  $n-InGaAs$  и  $n-InP$  и рассмотрены ПТ с затво-  
ром Шоттки (ПТШ) на основе  $n-InGaAs$ .

Для улучшения параметров барьера Шоттки нами была использо-  
вана многослойная металлизация  $YB-Ni-Au$  [5]. Барьеры создава-  
ли термическим напылением металлов в вакууме  $\sim 10^{-6}$  мм рт. ст.  
на подложках  $n-InP$  (100)-ориентации в окнах маски  $SiO_2$  и  
на эпитаксиальных слоях  $n-InGaAs$ , полученных жидкофазной эпитак-  
сией [6] с  $n \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup> в окнах маски полимида. Омические кон-  
такты создавались термическим напылением в вакууме эвтектическо-