

## НИЗКОПОРОВОГОВЫЕ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ AlGaAs-ГЕТЕРОЛАЗЕРЫ ДЛЯ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН 730—850 нм, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЖФЭ

Андреев В. М., Аксенов В. Ю., Казанцев А. Б., Пруцких Т. А.,  
Румянцев В. Д., Танклевская Е. М., Хвостиков В. П.

Приводятся результаты исследований гетеролазеров на основе AlGaAs-гетероструктур с длиной волны генерации 730—850 нм, варьируемой за счет изменения содержания AlAs в одиночной квантовой яме толщиной 150 Å. Структуры выращивались методом низкотемпературной ЖФЭ.

Минимальные полученные значения пороговой плотности тока  $j_{п.}$  составили 380 А/см<sup>2</sup> для  $\lambda_r=760$  нм и 120 А/см<sup>2</sup> для  $\lambda_r=845$  нм при длине резонатора  $L=700$  мкм. В AlGaAs-гетеролазерах с длиной резонатора  $L < 200$  мкм достигнуты рекордные значения пороговой плотности тока ( $j_{п.}=310$  А/см<sup>2</sup> при  $L=130$  мкм,  $\lambda_r=837$  нм, без запыления сколов), что обеспечило получение низких (до 2 мА) абсолютных пороговых токов в лазерах мезаполосковой геометрии.

Инжекционные лазеры на основе AlGaAs-гетероструктур, излучающие в диапазоне длин волн  $\lambda_r=700—850$  нм, нашли широкое применение в устройствах считывания и записи информации. В связи с этим проблема улучшения излучательных характеристик таких лазеров является весьма актуальной. Радикальное снижение пороговой плотности тока  $j_{п.}$  достигается при использовании лазерных гетероструктур с квантово-размерной (КР) активной областью (типичные значения толщин активной области  $d_a=50—200$  Å) и раздельным ограничением инжектированных носителей и поля волноводной моды. AlGaAs-гетероструктуры с КР активной областью обычно получают [1-3] методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) или газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ), однако в последнее время для этой цели успешно используется и метод жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) при пониженных температурах кристаллизации ( $T_{крст} < 600$  °C) [4, 5]. Важным преимуществом этих лазеров является достижение рекордно низкой пороговой плотности тока при малой длине резонатора ( $L < 200$  мкм) [6], это открывает дополнительные возможности снижения абсолютных значений порогового тока [4].

Уменьшение длины волны генерации в квантово-размерных AlGaAs-гетеролазерах может быть достигнуто при увеличении  $E_g$  материала активной области за счет увеличения содержания AlAs либо при уменьшении толщины ( $d_a$ ) активной области за счет увеличения энергетических зазоров между уровнями размерного квантования. Эти пути приводят к уменьшению усиления в активной области. Здесь может быть перечислен целый ряд негативных факторов, в частности приближение непрямого X-минимума зоны проводимости к Г-минимуму в материале активной области, выброс носителей из активной области с увеличенным значением  $E_g$  или повышенным положением уровней размерного квантования. Второй путь (уменьшение  $d_a$ ) не является предпочтительным, так как в этом случае в лазерной структуре для увеличения усиления, безусловно, требуется использование большого количества квантовых ям, при этом роль безызлучательной рекомбинации на гетерограницах возрастает. При выборе первого пути (увеличение содержания AlAs в активной области) также

возможны два варианта — использование нескольких квантовых ям [3] или оптимизация гетероструктуры с одиночной квантовой ямой [2].

В настоящей работе приводятся результаты исследований гетеролазеров на основе AlGaAs-гетероструктур с длиной волны генерации 850—730 нм, варьируемой за счет изменения содержания AlAs в одиночной квантовой яме толщиной  $d_a = 150 \text{ \AA}$ .

Структуры выращивались методом низкотемпературной ЖФЭ на подложках  $n\text{-GaAs}\langle 100 \rangle$  и содержали буферный слой  $n\text{-GaAs}$  (легирующая примесь Te,  $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 1.5 \text{ мкм}$ ), слой широкозонного эмиттера  $n\text{-Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  [Te,  $n = (2 \div 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 1 - 1.5 \text{ мкм}$ ], два нелегированных волноводных слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $d = 0.15 \text{ мкм}$ ,  $x = 0.28 - 0.36$ ), окружающих КР активную область  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.03 - 0.22$ ,  $d_a = 150 \text{ \AA}$ ), широкозонный эмиттер  $p\text{-Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  (Mg,  $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 0.8 \text{ мкм}$ ) и контактный слой  $p^+\text{-GaAs}$  (Ge,  $p = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 0.2 - 0.3 \text{ мкм}$ ). Верхний широкозонный эмиттер для предотвращения диффузионного смещения  $p-n$ -перехода в волноводную область выращивался сначала из жидкой фазы без легирующей примеси, затем из расплава, содержащего магний. Во время роста слоя, легированного магнием,  $p-n$ -переход смещался за счет диффузии магния до границы волновода и второго эмиттера.

Необходимым условием получения низкороговых лазеров является оптимальное легирование эмиттеров  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , характеризующихся высоким содержанием AlAs ( $x = 0.5 - 0.85$ ), и контактного слоя GaAs, выращиваемого в нашем случае при  $T =$

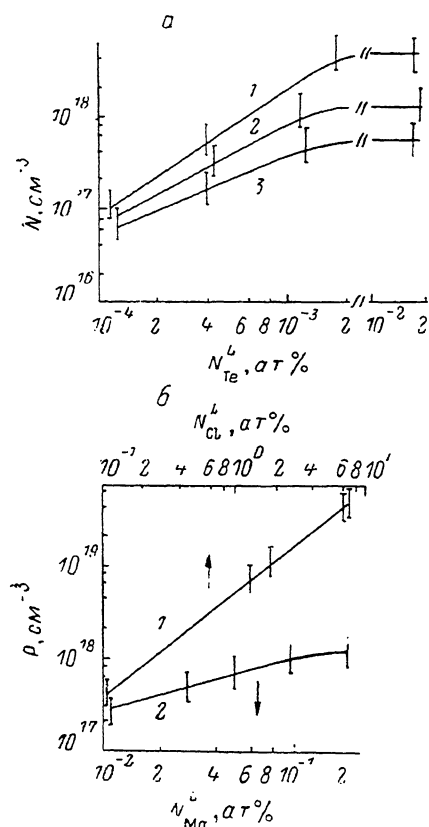


Рис. 1. Зависимость концентрации носителей тока в слоях гетеролазерных структур от концентрации Te (а), Ge и Mg (б) в растворе-расплаве ( $T_{\text{роста}} < 620 \text{ }^\circ\text{C}$ ) при различных составах слоев.

а) твердый раствор  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  со значениями  $x$ : 1 — 0.85, 2 — 0.65, 3 — 0.5; б) 1 — GaAs, 2 —  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ .

$= 450 - 400 \text{ }^\circ\text{C}$ . В литературе отсутствуют данные о низкотемпературном ( $T < 600 \text{ }^\circ\text{C}$ ) легировании слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и GaAs. Нами для получения этих зависимостей (рис. 1) использовались методы комбинационного рассеяния света [6], Холла и вольт-емкостных характеристик барьера Шоттки ртуть—полупроводник. Из приведенных на рис. 1, а кривых следует вывод о постоянстве коэффициента сегрегации теллура ( $K_{\text{Te}}$ ) при его концентрации в расплаве  $N_{\text{Te}}^L < 10^{-3}$  ат%. При дальнейшем увеличении  $N_{\text{Te}}^L$  происходит «насыщение» зависимости  $n(N_{\text{Te}}^L)$  на уровне  $n = (0.4 \div 4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . С увеличением содержания AlAs от 50 до 85 мол%  $K_{\text{Te}}$  возрастает.

При легировании твердого раствора  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$  магнием (рис. 1, б, нижняя кривая) также наблюдается насыщение уровня легирования ( $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) при содержании Mg в расплаве в количествах  $> 10^{-1}$  ат%. Верхняя кривая на рис. 1, б демонстрирует линейный ход зависимости концентрации дырок от содержания Ge в расплаве для GaAs ( $T_{\text{роста}} = 450 - 400 \text{ }^\circ\text{C}$ ) вплоть до  $p = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при 7 ат% Ge в жидкой фазе.

Из гетероструктур для исследования пороговых характеристик изготавливались лазеры с широким контактом ( $D = 50 - 100 \text{ мкм}$ ) и длиной резонатора  $L = 600 - 900 \text{ мкм}$ . Для получения минимальных абсолютных значений порогового тока ( $I_{\text{п}}$ ) изготавливались мезаполосковые лазеры самосовмещенным методом с пассивацией открытых участков структуры покрытием  $\text{SiO}_2$ .

На рис. 2 (кривая 1) представлены результаты измерений пороговой плотности тока гетеролазеров от длины волны излучения. Содержание молярной доли AlAs в активной области варьировалось от 0.03 до 0.22 для лазеров с длиной волны излучения от 850 до 730 нм соответственно. Из кривой 1 видно, что в диапазоне 850—760 нм наблюдается слабое возрастание  $j_n$  от 120 А/см<sup>2</sup> при  $\lambda_r=845$  нм до 380 А/см<sup>2</sup> при  $\lambda_r=760$  нм. При дальнейшем уменьшении  $\lambda_r$  происходит более быстрое увеличение пороговой плотности тока: при  $\lambda_r=730$  нм  $j_n=800$  А/см<sup>2</sup>.

На рис. 2 для сравнения приведены литературные данные по «коротковолновым» AlGaAs-лазерам, полученным методом МОС гибридной эпитаксии (кривая 2) [2], с толщиной активной области  $d_a=50$  Å и данные по лазерам, выращенным методом МПЭ, включающим в себя активную область, состоящую из четы-

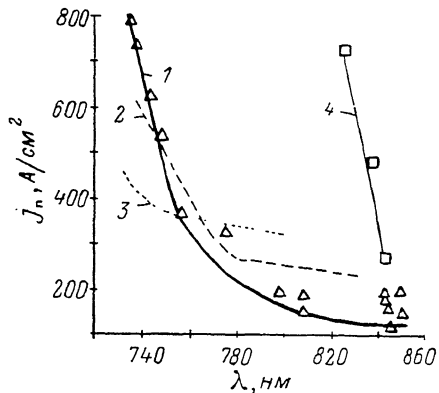


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности тока  $j_n$  при 300 К от длины волны генерации для AlGaAs-гетеролазеров.

1—3 — при изменении содержания AlAs в активной области (результаты работ: 1 — данной работы, 2 — [2], 3 — [3]), 4 — при изменении длины резонатора Фабри—Перо.

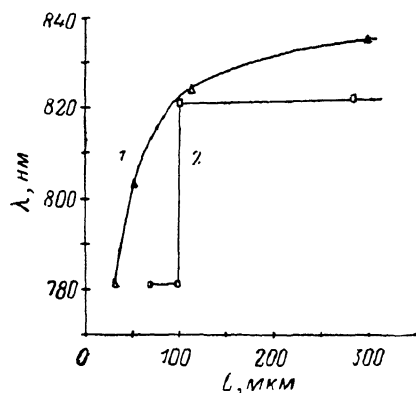


Рис. 3. Зависимость длины волны генерации AlGaAs-гетеролазера с непостоянной по толщине активной областью (1) и с планарной активной областью (2) от длины резонатора.

рех КР ям (кривая 3) [3]. Видно, что лазеры с одиночной КР ямой (кривые 1, 2) имеют меньшие значения пороговой плотности тока для  $\lambda_r > 760$  нм. При увеличении содержания молярной доли AlAs в активной области ухудшается отношение усиления и плотности тока накачки, что приводит к более быстрому увеличению  $j_n$  при  $\lambda_r > 760$  нм в структурах с одиночной КР ямой по сравнению со структурами, содержащими в активной области несколько КР ям (кривая 3).

В гетеролазерах с КР активной областью при одинаковых плотностях накачки  $j_n$  для различных значений  $\lambda_r$  создается различное усиление, так как при увеличении концентрации AlAs в активной области и соответственном увеличении энергии квантовых уровней уменьшается относительное число носителей, заселяющих нижний уровень энергии  $n_s=1$ , участвующих в излучательных переходах с тяжелыми дырками  $n_{hb}=1$ . Особенно сильно этот эффект проявляется в исследованных нами лазерах при  $\lambda_r < 760$  нм (левая часть кривой 1).

Кривая 4 на рис. 2 представляет собой зависимость  $j_n=f(\lambda_r)$  для лазеров, изготовленных из одной структуры с  $d_a=150$  Å, уменьшение  $\lambda_r$  в которых происходит при уменьшении длины резонатора от 700 до 40 мкм. Увеличение потерь на выход излучения при уменьшении длины резонатора в этих лазерах с КР активной областью приводит к эффекту насыщения усиления на переходах с квантовых уровней  $n=1$  и сдвигу максимума усиления на уровни  $n=2$ . Такой сдвиг сопровождается увеличением как пороговой плотности тока, так и  $\lambda_r$ . Видно, что кривая 4 имеет сильную зависимость  $j_n=f(\lambda_r)$ , так же как и кривая 1 в диапазоне  $\lambda_r < 760$  нм, поскольку увеличение  $j_n$  в обоих случаях связано с перераспределением носителей на более высокие энергетические уровни.

Вид зависимости  $\lambda_r$  от потерь в резонаторе лазера связан с распределением плотности состояний в квантовой яме, что в свою очередь связано с планарностью гетерограниц и однородностью толщины активной области. На рис. 3 представ-

лены две характерные зависимости  $\lambda_r(L)$ : кривая 1 для лазеров с переменной толщиной активной области и кривая 2 для лазеров с высокой степенью планарности активной области. В первом случае в квантовой яме образуются перекрывающиеся зоны размерного квантования, в результате чего зависимость  $\lambda_r$  от величины потерь  $a_i$  носит плавный характер (кривая 1). Во втором случае это изменение происходит скачкообразно (кривая 2) при  $a_i=100 \text{ см}^{-1}$  для КР ямы толщиной 150 Å.

Выше уже отмечалось, что структуры, выращенные методом низкотемпературной ЖФЭ, перспективны для получения «коротких» лазеров с малыми абсолютными значениями порогового тока. На рис. 4 представлены зависимости  $j_{п}$  от длины ( $L$ ) резонатора Фабри—Перо для гетеролазеров из серии образцов с «широким» контактом  $D=80 \text{ мкм}$  (кривая 1) и  $I_{п}=f(L)$  для гетеролазеров мезаполосковой геометрии (кривые 2—4) с  $D=4.5 \text{ мкм}$  и различными коэффи-

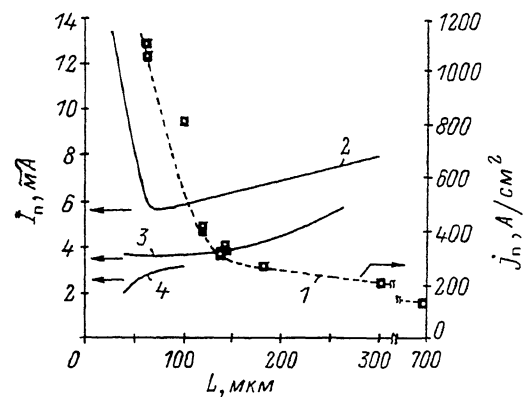


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока  $j_{п}$  (1) и абсолютного значения порогового тока  $I_{п}$  (2—4) от длины ( $L$ ) резонатора Фабри—Перо для гетеролазеров с  $\lambda_r=840-800 \text{ нм}$ .

1, 2 — в лазерах без напыления зеркал на сколы, 3 — с одним напыленным зеркалом, 4 — с двумя напыленными зеркалами.

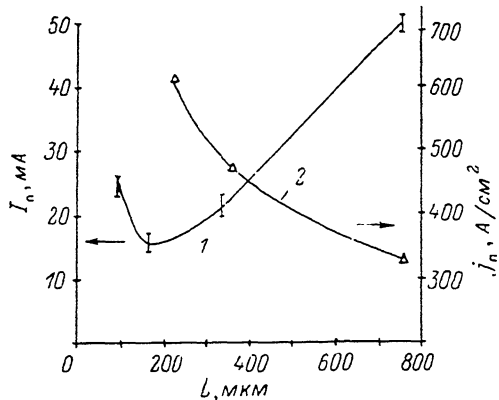


Рис. 5. Зависимость значений абсолютного порогового тока  $I_{п}$  (1) и пороговой плотности тока  $j_{п}$  (2) от длины ( $L$ ) резонатора Фабри—Перо при  $\lambda_r=775-760 \text{ нм}$  для лазеров с шириной области протекания тока  $D=4.5$  и  $50 \text{ мкм}$  соответственно.

циентами отражения зеркал резонатора Фабри—Перо. Минимальное значение пороговой плотности составило  $j_{п}=120 \text{ А/см}^2$  ( $\lambda_r=845$ ) нм в «широком» лазере полосковой геометрии с длиной резонатора  $L=700 \text{ мкм}$ . По мере уменьшения длины резонатора гетеролазера происходит увеличение потерь на выход излучения, что сопровождается увеличением пороговой плотности тока. Видно, что в области потерь  $a_i=100 \text{ см}^{-1}$  зависимость  $j_{п}=f(L)$  становится более резкой в результате насыщения усиления в активной области на переходах с уровней  $n=1$  и переходе максимума усиления на вышележащие уровни. Несмотря на возрастание  $j_{п}$  с уменьшением  $L$ , полученные значения  $j_{п}$  в лазерах с  $L < 200 \text{ мкм}$  приблизительно в 2—3 раза ниже лучших опубликованных [7] значений  $j_{п}$  для таких «коротких» AlGaAs-лазеров.

В мезаполосковых лазерах без отражающих покрытий с шириной области протекания тока  $D=4.5 \text{ мкм}$  минимальное значение  $I_{п}$  при  $\lambda_r=825 \text{ нм}$  составило  $5.5 \text{ мА}$  (рис. 4, кривая 2). Дальнейшее уменьшение абсолютного значения  $I_{п}$  при малых длинах резонатора достигнуто путем нанесения отражающих покрытий с  $R=0.95$  на одно (рис. 4, кривая 3) или оба зеркала (кривая 4) резонатора Фабри—Перо.

В лазере с отражающим покрытием, нанесенным на одно тыльное зеркало, минимальное значение  $I_{п}$  составило  $3.4 \text{ мА}$ , а в лазере с двумя тыльными зеркалами  $I_{п}=2 \text{ мА}$ .

На рис. 5 представлены зависимости  $I_{п}=f(L)$  (кривая 1) и  $j_{п}=f(L)$  (кривая 2) для лазеров с длиной волны генерации  $\lambda_r=775-760 \text{ нм}$ . Плотность тока в лазере с  $L=750 \text{ мкм}$  составила  $320 \text{ А/см}^2$  при  $\lambda_r=775 \text{ нм}$ , а минимальное значение  $I_{п}=16 \text{ мА}$  ( $\lambda_r=767 \text{ нм}$ ) в лазере с  $L=160 \text{ мкм}$ .

Таким образом, в работе показано, что AlGaAs-гетеролазеры с одиночной квантовой ямой, полученные методом низкотемпературной ЖФЭ, в диапазоне длин волн генерации 760—850 нм не уступают по пороговым характеристикам AlGaAs-лазерам, полученным другими методами, причем в «коротких» лазерах ( $L < 200$  мкм) удается получить меньшие значения  $j_n$  по сравнению с лучшими опубликованными результатами. Эти значения  $j_n$  близки к предельным теоретическим [8] в области длин резонатора  $L=50-500$  мкм. Реализация же близких к теоретическим значений  $j_n$  для больших ( $L > 500$  мкм) длин резонатора в исследованных нами лазерах затруднена из-за «утечки» светового поля волноводной моды через довольно тонкий (0.8 мкм) широкозонный  $p$ -эмиттер и его частичного поглощения в контактном слое  $p^+$ -GaAs. По-видимому, последнее обстоятельство существенно искажает ход полученной нами зависимости  $j_n=f(L)$  (рис. 4, кривая 1) в области длин резонатора  $L > 500$  мкм.

Авторы выражают благодарность В. Р. Ларионову за полезные обсуждения и Ж. И. Алфёрову за поддержку данной работы.

#### Список литературы

- [1] Hayakawa T., Suyama T., Takahashi K., Kondo M., Yamamoto S., Hijikata T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 10. P. 707—709.
- [2] Shealy J. R. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 18. P. 1455—1457.
- [3] Saku T., Iwamura H., Hisayama Y., Suzuki Y., Okamoto H. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. B24. P. L73—L75.
- [4] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Аксенов В. Ю., Налет Т. Н., Фьонг Н. Т., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д., Хвостиков В. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 22. С. 2057—2060.
- [5] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Аксенов В. Ю., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д., Хвостиков В. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1775—1779.
- [6] Андреев В. М., Минтаиров А. М., Нахимович М. В., Смекалин К. Е., Румянцев В. Д., Хвостиков В. П., Якимов А. Ю. // Тр. Всес. конф. «Физические основы твердотельной электроники». Л., 1989. С. 102—103.
- [7] Mittelstein M., Arakawa Y., Larson A., Yariv A. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 25. P. 1689—1691.
- [8] Гарбузов Д. З., Тикунов А. В., Халфин В. Б. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1085—1094.

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

Получена 6.03.1990  
Принята к печати 18.06.1990