

РАСТЕКАНИЕ И ПОВЕРХНОСТНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ (Al, Ga)As ДГС РО ЛАЗЕРАХ С ШИРОКИМ ПОЛОСКОМ

Алфёров Ж. И., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н.,
Луценко М. Э., Мельцер Б. Я., Неменов М. И., Устинов В. М.,
Шапошников С. В.

Показано, что важнейшие характеристики квантово-размерных (Al, Ga) As ДГС РО лазеров с широким полоском (плотность порогового тока, дифференциальная эффективность, длина волны генерации) в существенной степени определяются эффектами растекания неравновесных носителей из области полоска либо их поверхностной рекомбинацией на его боковых гранях. При малых длинах резонаторов существенную роль может играть также поверхностная рекомбинация на зеркалах. В случаях, когда влияние поверхностной рекомбинации уменьшено, поверхностная плотность тока квантово-размерных ДГС РО лазеров с широким полоском с легированной активной областью может быть уменьшена до 43 A/cm^2 (300 K , $L=2400 \text{ мкм}$). Умышленное легирование активной области приводит к относительному уменьшению роли поверхностной рекомбинации, однако увеличивает внутренние потери.

Введение. Изобретение полупроводникового гетеролазера [1, 2] и снижение его пороговой плотности тока (J_n) до величин, позволивших реализовать непрерывный режим генерации при комнатной температуре [3], положили начало упорной борьбе за дальнейшее снижение J_n и улучшение других приборных характеристик этого важнейшего прибора, стимулировавшего прогресс во многих областях твердотельной электроники и лазерной техники. Наиболее перспективными были признаны гетеролазеры с раздельным электронным и оптическим ограничениями (ДГС РО) [4, 5]. Следует отметить, что реализация преимуществ подобных структур оказалась возможной [5] лишь с развитием новых методов эпитаксиального выращивания полупроводниковых материалов: газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) [6], модифицированной жидкофазной эпитаксии [7] и особенно молекулярно-лучевой эпитаксии [8, 9], позволивших воспроизводимо получать сверхтонкие ($< 100 \text{ \AA}$) слои полупроводников, в которых наблюдаются квантово-размерные эффекты [10].

Снижение J_n в квантово-размерных ДГС РО лазерах позволило получить высокоомощные (38 Вт) лазеры, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре [11], и сверхнизкопороговые ($\sim 0.5 \text{ mA}$) лазеры [12]. В ДГС РО (Al, Ga) As-лазерах с квантовой ямой, ограниченной короткопериодной сверхрешеткой, J_n была снижена до 52 A/cm^2 [9]. Существенное снижение J_n (до 90 A/cm^2) было достигнуто также для InGaAsP ДГС РО лазеров, выращенных методом модифицированной ЖФЭ [7].

Вместе с тем при исследовании квантово-размерных ДГС РО лазеров были обнаружены новые эффекты, не вписывающиеся в рамки традиционных представлений. Так, была обнаружена сильная зависимость характеристической температуры (T_0) от длины резонатора [13], существует значительный разброс литературных данных в величинах пороговой плотности тока и дифференциальной эффективности [14-16], величинах T_0 (Al, Ga)As ДГС РО лазеров [15, 16].

Открытым остается вопрос о причинах возникновения длинноволнового сдвига энергии генерации относительно уровня размерного квантования [17].

Эти факты наряду с предсказанной теоретически возможностью снижения пороговой плотности тока в ДГС РО лазерах с низкими потерями до величин 20–30 А/см² [18] поставили вопрос о недостаточной степени понимания физики процессов в полупроводниковых гетеролазерах и возможном наличии неучтенных механизмов потерь.

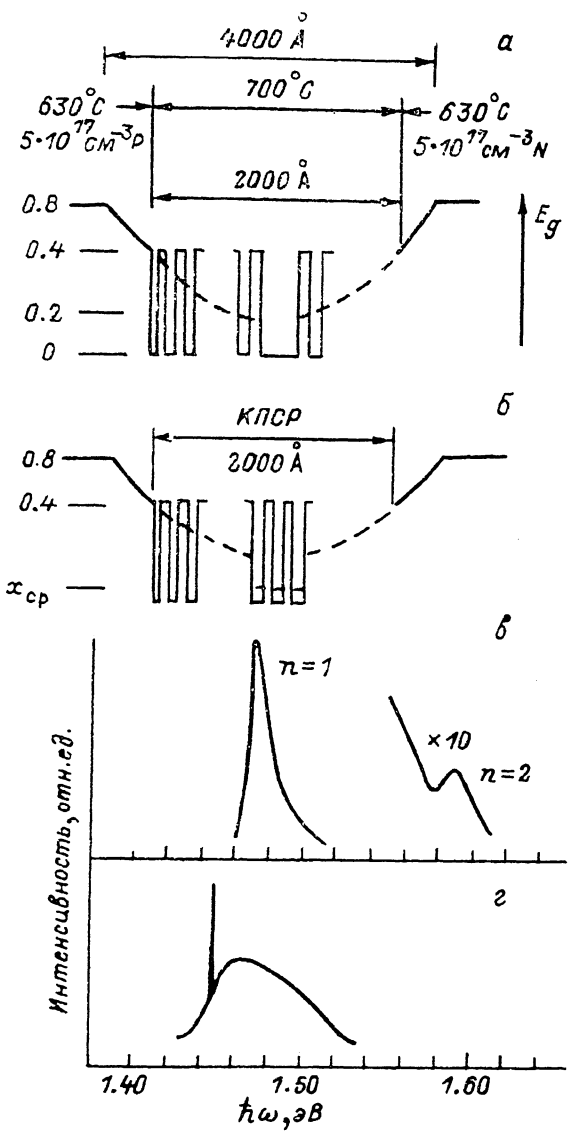


Рис. 1. Энергетические диаграммы исследованных ДГС РО лазеров (а, б); спектры фото(ФЛ) (в) и электролюминесценции ЭЛ (г) при 300 К активной области ДГС РО лазера с квантовой ямой 100 Å и легированной активной областью после стравливания контактного слоя.

а) плотность возбуждения 5 Вт/см²; б) пороговая плотность тока 43 А/см². Цифры слева на а, б — значения x_{sp} .

1. Экспериментальные результаты

Все исследованные гетеролазеры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии [8] в установке трехкамерного типа на подложках GaAs (100). Режимы роста подробно описаны в [9]. Эмиттеры выращивались при температуре 630 °С, перед выращиванием активной области температура подложки

поднималась до 700 °С с остановкой роста в потоке мышьяка. Такой режим выращивания позволяет одновременно получить хорошую морфологию поверхности и достичь 100 %-го внутреннего квантового выхода люминесценции при

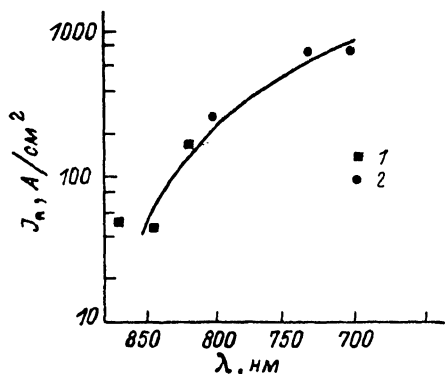


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности тока от длины волны генерации для полосковых лазеров, полученных скрайбированием.

Ширина полосков $W=400-500$ мкм, длина резонатора 2000—3000 мкм. 1 — значения, полученные для структур, изображенных на рис. 1, а, с нелегированной активной областью. Длина волны генерации изменялась при изменении ширины квантовой ямы: 200 Å ($J_n=50$ A/cm²), 100 Å ($J_n=43$ A/cm²), 50 Å ($J_n=175$ A/cm²) 2 — значения, полученные для структур, изображенных на рис. 1, б. Область рекомбинации (100 Å) представляла собой короткопериодную сверхрешетку (КПСР). Длина волны генерации изменялась при изменении соотношения между ширинами ям и барьеров в КПСР.

комнатной температуре [9]. В работе [9] было показано, что наилучшие результаты могут быть получены для ДГС РО лазеров с квантовой ямой, ограниченной короткопериодной сверхрешеткой. Зонные диаграммы представлены на рис. 1, а, б. Эмиттеры легировались бериллием и кремнием до концентрации $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

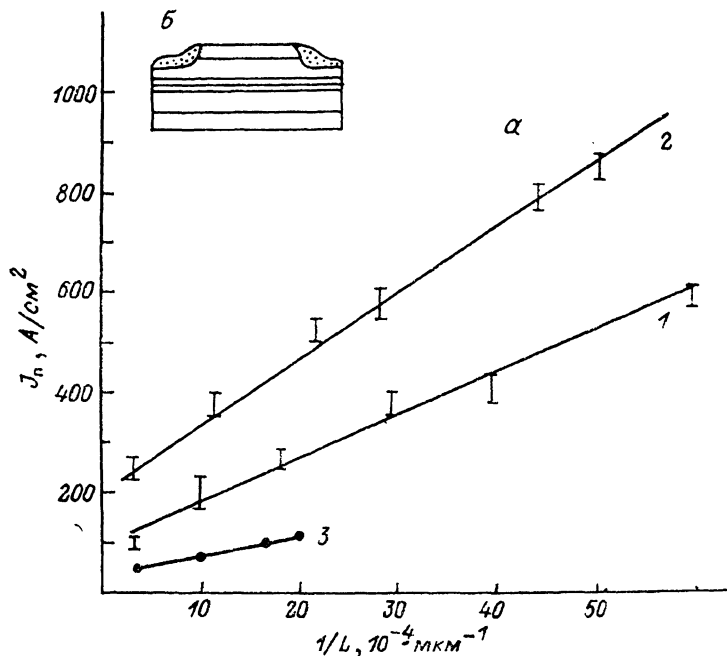


Рис. 3. Зависимость пороговой плотности тока от обратной длины резонатора (а) для полосков типа «мелкая меза» (б) в случае нелегированной (1) и легированной кремнием до 3×10^{17} см⁻³ (2) активных областей и для полосковых лазеров, полученных скрайбированием ($W=400-500$ мкм) (3).

Ширина квантовой ямы 100 Å.

Для структуры с нелегированной активной областью и квантовой ямой шириной 100 Å (рис. 1, а) в случае лазеров с широким полоском ($W=400$ мкм), полученным скрайбированием, минимальная пороговая плотность тока составила при комнатной температуре 43 A/cm² для длины резонатора 2400 мкм, что является, насколько нам известно, наименьшим значением из опубликованных для квантово-размерных ДГС РО лазеров.

Спектр фотолюминесценции активной области структуры после стравливания контактного слоя и спектр электролюминесценции на пороге генерации представлены соответственно на рис. 1, в и г.

Зависимость пороговой плотности тока от длины волны генерации для структур с нелегированной активной областью показана на рис. 2. Для измерения $J_{\text{п}}$ использовались лазеры с широким (400—500 мкм) полоском, полученным скрайбированием, $L=2000-3000$ мкм.

На рис. 3, а представлена зависимость пороговой плотности тока от обратной длины резонатора для полоска типа «мелкая меза» (рис. 3, б). Данная структура показала значения $J_{\text{п}}=43$ А/см² для широкого полоска (400×2400 мкм), полученного скрайбированием. В случае пиленых лазеров увеличение $J_{\text{п}}$ еще существеннее и оно составляет для длин резонаторов ≥ 1000 мкм 220 А/см² при ширине полоска $W=190$ мкм. Близкое значение $J_{\text{п}}=200$ А/см² было также получено для полоска $W=100$ мкм, сформированного при глубокой протонной бомбардировке (до активной области). Таким образом, изменение конструкции полоска приводит в данном случае к изменению величины измеряемой пороговой плотности тока. Вместе с тем в случае легирования всей активной области (КПСР и квантовой ямы) кремнием до концентрации $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ расхождения в величинах $J_{\text{п}}$ для разных типов полосков не наблюдалось (рис. 3, а, 2).

Для лазеров с нелегированной активной областью способ формирования

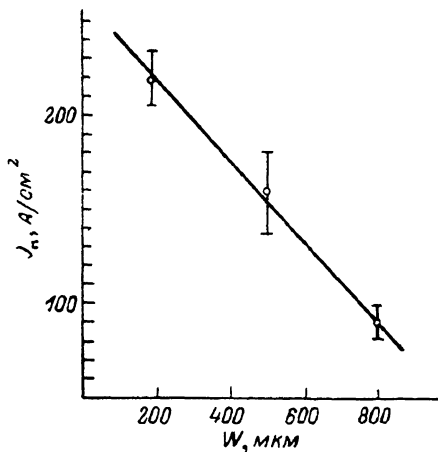


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока от ширины полоска для лазеров с пилеными боковыми границами.

Длина резонатора 800 мкм. Активная область не легирована. Ширина квантовой ямы 100 Å.

полоска оказывает драматическое влияние на величину характеристической температуры T_0 . В случае пиленых полосков ($W=190$ мкм) и полосков, полученных протонной бомбардировкой ($W=100$ мкм), величина $T_{\text{п}}$ для структуры с квантовой ямой 100 Å составляет 80—100 °С, в то время как для скрайбированных полосков $T_0=200-230$ °С. При этом величина пороговой плотности тока при 77 К примерно совпадает для полосков различного типа и составляет 20—30 А/см².

В случае структур с легированной активной областью (Si) величина T_0 составляет 200 °С и слабо зависит от типа полоска и его длины, уменьшаясь при уменьшении L от 800 до 200 мкм от 200 до 140 °С соответственно.

На рис. 4 представлена зависимость пороговой плотности тока от ширины полоска для пиленых лазеров. Увеличение ширины полоска от 190 до 800 мкм приводит к более чем двухкратному уменьшению средней пороговой плотности тока, что однозначно указывает на наличие механизма потерь, роль которого возрастает по мере уменьшения ширины полоска.

Следует также отметить, что для пиленых лазеров в случае узких полосков энергия генерации сдвинута в область меньших энергий от энергии, соответствующей уровням размерного квантования и соответственно максимуму в спектре фотолюминесценции (рис. 1, в), на меньшую величину (10—12 мэВ), чем в случае более широких полосков (15—20 мэВ). При переходе к азотной температуре этот сдвиг уменьшается до 4—7 мэВ.

Наибольшая средняя дифференциальная эффективность была получена в случае лазеров с легированной активной областью на структурах типа «мелкая меза» (рис. 3, б) — 65 % на оба зеркала, $L=500$ мкм. В случае лазеров с нелегированной активной областью средняя дифференциальная эффективность составила 56 % для полосков аналогичной конструкции. Пиленые лазеры обла-

дали наименьшей дифференциальной эффективностью, которая возрастала с уменьшением температуры и была выше в случае более узких полосков.

2. Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные данные могут быть объяснены тем, что такие характеристики квантово-размерных (Al, Ga) As ДГС РО лазеров с нелегированной активной областью с широким полоском, как плотность порогового тока, характеристическая температура, дифференциальная эффективность, длина волны генерации, в существенной степени определяются эффектами растекания неравновесных носителей из области полоска или их поверхностной рекомбинацией на его боковых гранях.

Как показано в [19], времена излучательной рекомбинации в GaAs—(Al, Ga)As квантовых ямах при умеренных плотностях возбуждения могут достигать величин ~ 0.6 мкс, что близко к значениям, полученным для толстых (~ 1 мкм) высокочистых слоев GaAs. Диффузионные длины неравновесных носителей в случае слабо легированных квантовых ям ($N_A - N_D \sim 10^{15}$ см $^{-3}$), таким образом, также могут достигать величин порядка сотен микрометров. Более того, концентрация неравновесных носителей в случае полосковых лазеров с нелегированной активной областью в отличие от случая структур с легированной активной областью убывает по мере удаления от границы области генерации неравновесных носителей не экспоненциально, а гиперболически вследствие бимолекулярного механизма рекомбинации

$$\Delta n(x) \sim \frac{1}{(x + x_0)}, \quad (1)$$

откуда следует

$$\int_{x'}^{\infty} n(x) dx = \infty. \quad (2)$$

На практике (2) означает большую роль граничных условий по сравнению с лазерами с легированной квантовой ямой. Для концентрации неравновесных носителей $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$ для структуры с длиной полоска 500 мкм и шириной квантовой ямы 100 Å в случае скорости поверхностной рекомбинации $\sim 10^6 - 10^7$ см/с ток поверхностной рекомбинации должен составить 32—320 мА, что в пересчете на плотность тока для полоска 100×500 мкм дает величину 64—640 А/см 2 .

Оценка, полученная из экстраполяции экспериментальных данных [20] по току поверхностной рекомбинации при больших уровнях инжекции в $n-p-n$ -гетеробиполярных транзисторах, дает величину порядка 30 мА для структуры с периметром 1 мм.

Уменьшение влияния поверхностной рекомбинации при уменьшении температуры может быть вызвано существенным уменьшением времени излучательной рекомбинации [21] и, как следствие, уменьшением эффективной диффузионной длины.

Влияние поверхностной рекомбинации на характеристики пиленых полосковых лазеров показано на рис. 5. В случае широких полосков инверсия заселенностей (n_{np}) реализуется первоначально на малой части площади образца:

$$S' \approx W'L \ll S = W'L. \quad (3)$$

Дифференциальная эффективность вблизи порога поэтому низка. Вместе с тем и доля тока поверхностной рекомбинации относительно мала, так как $n_{np} < n_{npv}$.

Толщина непрокаченных областей вблизи поверхности существенна и экситонное поглощение света в них приводит к сдвигу энергии генерации в сторону меньших энергий, при которых потери на поглощение меньше.

В случае, если $W < L_{эфф}$, инверсия заселенностей возникает на всей площади образца одновременно, поэтому дифференциальная эффективность в этом случае выше, однако и доля тока поверхностной рекомбинации велика

($n^{np} \sim n_{инв}$). Непрокачанные области в этом случае отсутствуют, и энергия генерации примерно соответствует энергии уровней размерного квантования.

Полосковые лазеры, полученные протонной бомбардировкой, по своим характеристикам близки к пиленым лазерам. Роль поверхностной рекомбинации у них играет безызлучательная рекомбинация на дефектах в области, подвергшейся протонной бомбардировке.

Скрайбированные лазеры обладают наименьшей скоростью поверхностной рекомбинации на боковых гранях, что и приводит к тому, что наименьшие значения J_n получены для структур именно этого типа.

В случае лазеров с полоском, сформированным при помощи изолирующего покрытия SiO_2 , и полоском типа «мелкая меза» основной канал потерь — растекание неравновесных носителей из областей полоска. Это растекание наблюдается для структур с нелегированной активной областью при помощи электронно-оптического преобразователя или в случае красных лазеров непосредственно невооруженным глазом или в оптический микроскоп. Данный эффект наблюдается и в аналогичных изотипных структурах, выращенных для оптических исследований, и приводит к появлению светящегося пятна вокруг области генерации неравновесных носителей.

Умышленное легирование активной области кремнием уменьшает влияние

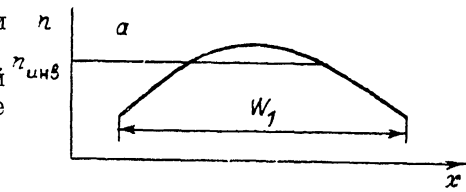
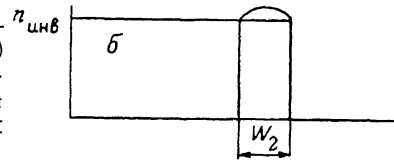


Рис. 5. Схематическое изображение распределения концентрации неравновесных носителей (n) в случае лазеров с пилеными боковыми краями.

а) ширина полоска W больше эффективной диффузионной длины неравновесных носителей $l_{эфф}$ ($W > l_{эфф}$), $n^{np} < n_{инв}$; б) $W < l_{эфф}$; $n^{np} \approx n_{инв}$.



поверхностной рекомбинации и растекание вследствие существенного уменьшения диффузионной длины неосновных неравновесных носителей, и величина пороговой плотности тока не зависит от типа полоска, а средняя дифференциальная эффективность для структур типа «мелкая меза» достигает 65 % на оба зеркала. Вместе с тем увеличение пороговой плотности тока до 200 А/см^2 (ширина квантовой ямы 200 \AA) свидетельствует об увеличении внутренних потерь от $3\text{--}5 \text{ см}^{-1}$ ($L=2000\text{--}3000 \text{ мкм}$) для структуры с нелегированной активной областью до $20\text{--}30 \text{ см}^{-1}$ для структуры с легированной активной областью [18]. Такое увеличение потерь не может быть объяснено поглощением света на свободных носителях [4] и связано, по всей видимости, с ухудшением морфологии поверхности роста при легировании. Известно, что планарность волноводных слоев в существенной степени определяет плотность порогового тока квантово-размерных ДГС РО лазеров [22]. При легировании активной области бериллием ($N_A \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) пороговая плотность тока возрастает до 700 А/см^2 , что соответствует увеличению потерь до $\sim 50 \text{ см}^{-1}$, что также может быть обусловлено некоторым ухудшением морфологии слоев вследствие сегрегации бериллия при высоких температурах подложки.

Таким образом, эффекты растекания и поверхностной рекомбинации неравновесных носителей в существенной степени определяют важнейшие характеристики квантово-размерных ДГС РО лазеров с нелегированной активной областью. Для устранения нежелательных эффектов, вызываемых поверхностной рекомбинацией и растеканием, необходимо использовать структуры типа «зарощенный полосок», которые можно формировать при помощи травления и зарощивания структур, при помощи разупорядочивания слоев при ионной имплантации или диффузии примесей, при помощи локального выращивание квантово-размерных слоев (например, при росте через маску в случае молекулярно-пучковой эпитаксии) с последующим зарощиванием и т. д. С другой стороны, в случае формирования управляемого потенциального барьера для неравновесных носителей появляется возможность управления лазером через изменение тока растекания.

В заключение следует отметить, что хотя рассмотрение велось для гетеролазеров с квантовой ямой, ограниченной КПСР, все основные закономерности, отмеченные выше, справедливы и для обычных ДГС РО лазеров.

Список литературы

- [1] Alferov Z. I., Kazarinov R. F. // DH laser patent. № 1032155 / 26-25. А. с. № 181437 // БИ. 1975. № 14.
- [2] Kroemer H. // Proc. IEEE. Dec. 1963. P. 1782—1783.
- [3] Alferov Z. I., Andreev V. M., Garbuzov D. Z., Zhilyaev Y. V., Morozov E. P., Portnoi E. L., Trofim V. G. // Sov. Phys. Semicond. 1971. V. 4. N 9. P. 1573—1575.
- [4] Casey H. C., Panish M. B. Heterostructure Lasers. N. Y., 1978.
- [5] Tsang W. T. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 3. P. 217—219.
- [6] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Жигулин С. Н., Кузьмин И. А., Орлов Б. Б., Синицын М. А., Стругов Н. А., Токранов В. Е., Явич Б. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2111—2117.
- [7] Алфёров Ж. И., Антонишкис Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Тикунов А. В., Халфин В. Б. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1501—1503.
- [8] Копьев П. С., Леденцов Н. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1729—1742.
- [9] Алфёров Ж. И., Васильев А. М., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Луценко М. Э., Устинов В. М. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1803—1807.
- [10] Dingle R. // Adv. Sol. St. Phys. «Festkorperprobleme XV» / Ed. by H. J. Queisser. 1975. P. 21—47.
- [11] Kung H., Scifres D. R. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 26. P. 2220—2221.
- [12] Derry P. L., Chen H. Z., Morkoc H., Yariv A., Lau K. Y., Bar-Chaim N., Lee K., Rosenberg J. // J. Vac. Sci. Techn. B. 1986. V. 6. N 2. P. 689—691.
- [13] Leopold M. M., Specht A. P., Zmudzinski C. A., Givens M. E., Coleman J. J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 20. P. 1403—1405.
- [14] Hersee S. D., De Cremoux B., Duchemin J. P. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 5. P. 476—478.
- [15] Blood P., Fletcher E. D., Foxon C. T. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 4. P. 299—301.
- [16] Shealy J. R. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 18. P. 1455—1477.
- [17] Алфёров Ж. И., Джапаридзе Р. О., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Устинов В. М. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 9. С. 562—565.
- [18] Arakawa Y., Yariv A. // IEEE J. Quant. Electron. 1985. V. QE-21. N 10. P. 1666—1674.
- [19] Hariz A., Dapkus P. D., Lee H. C., Menn E. P., Den Baars S. P. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 7. P. 635—637.
- [20] De Lyon T. J., Casey H. C., Enquist P. M., Hutchby J. A., Springthorpe A. J. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 54. N 7. P. 641—643.
- [21] Matsue T., Sakaki H. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 20. P. 1429—1431.
- [22] Chen H. Z., Ghaffari A., Morkoc H., Yariv A. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 25. P. 1334—1335.

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

Получена 29.08.1989
Принята к печати 6.09.1989