

**КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ
ЛАЗЕРНЫЕ AlGaAs/GaAs-ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ,
ПОЛУЧЕННЫЕ МОС ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ.
КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
И ПОРОГИ ГЕНЕРАЦИИ**

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.

Приведены результаты фотолюминесцентных исследований AlGaAs/GaAs-гетероструктур, изготовленных МОС гидридной газофазной эпитаксией, и данные первых измерений параметров инжекционных лазеров, изготовленных из структур с $p-n$ -переходом. При фотолюминесцентных измерениях установлено, что в структурах с толщиной активной области более 300 Å внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации $\sim 100\%$. При уменьшении толщины активной области до 50 Å внутренний квантовый выход падает до $\sim 40\%$.

В лазерных дيوдах с широким контактом получены пороговая плотность тока 250 А/см², дифференциальная эффективность на два зеркала порядка 55%, мощность в непрерывном режиме генерации около 1.4 Вт.

МОС гидридная газофазная эпитаксия (МОГФЭ) становится в настоящее время основным методом при производстве наиболее массовых инжекционных AlGaAs/GaAs-лазеров с $\lambda = 0.86 \div 0.78$ мкм. Тем не менее нам кажется, что возможности этого метода для создания высокоэффективных лазеров еще не полностью реализованы. Подтверждением этого может служить, например, тот факт, что недавно методами жидкофазной [1] и молекулярной эпитаксии [2] были изготовлены инжекционные лазеры с порогами, меньшими, чем у лучших МОГФЭ лазеров [3].

В ФТИ АН СССР разработка МОГФЭ метода выращивания AlGaAs/GaAs-гетероструктур и исследования их люминесцентных свойств проводится на протяжении уже более 5 лет [4, 5]. В настоящей работе представлены результаты, полученные в последнее время при использовании ростовых установок двух типов. На первой из них выращивание структур осуществлялось при атмосферном давлении в кварцевом вертикальном цилиндрическом реакторе с внутренним диаметром 75 мм при ВЧ нагреве графитового подложкодержателя. Площадь подложек составляла ~ 20 см². Установка была оснащена системой, обеспечивающей вакуумирование реактора на стадии, предшествующей процессу эпитаксиального роста. Система напуска реагентов в реактор, конструкция реактора и режимы роста были оптимизированы для выращивания квантово-размерных AlGaAs/GaAs-гетероструктур. Первые результаты исследования таких структур опубликованы в [6].

На недавно введенной в действие второй установке выращивание структур проводилось при пониженном давлении (76 Тор). Эта установка имела горизонтальный кварцевый реактор прямоугольной формы с размером сечения 20×60 мм и рабочей зоной длиной ~ 100 мм. Подложка размещалась на молибденовом держателе, располагавшемся на нижней стенке реактора. С внешней стороны этой стенки реактора находился резистивный нагреватель. Загрузка и выгрузка подложкодержателя в этой установке осуществлялись через шлю-

зодое устройство с системой вакуумирования и выпуска аргона, очищенного от кислородосодержащих примесей. Первые ростовые эксперименты и фотолюминесцентные исследования показали, что на данной установке могут быть получены квантовые AlGaAs/GaAs-ямы размерами до 10 \AA .

На установках обоих типов выращивание структур проводилось в потоке газоносителя — водорода. В качестве исходных веществ применялись триметилгаллий $[\text{Ga}(\text{CH}_3)_3]$, триметилалюминий $[\text{Al}(\text{CH}_3)_3]$ и разбавленная водородом 10%-я смесь арсина (AsH_3). Источником легирующей примеси *n*-типа проводимости служила разбавленная газовая смесь моносилана (SiH_4) в водороде. Для получения слоев *p*-типа проводимости в качестве источника был использован циклопентадиенил магния $[\text{Mg}(\text{C}_5\text{H}_5)_2]$.¹

Температура подложек составляла 800°C при выращивании структур на первой установке и 750°C — на второй. Скорость роста изменялась в пределах от 4 до $10 \text{ \AA}/\text{с}$. Концентрация электронов в нелегированных слоях GaAs, измеренная методом эффекта Холла, составляла соответственно $(2 \div 5) \cdot 10^{15}$ и $(0.5 \div 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в установках первого и второго типа. Соответствующие величины концентрации электронов в слоях $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ равнялись 10^{14} и $10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В данной работе исследовались фотолюминесцентные характеристики преднамеренно не легированных *N-n-N*-структур, выращенных на второй установке, а также параметры первых лазерных структур с *p-n*-переходом, изготовленных на первой установке. Исследованные структуры (за исключением изотипной структуры К-87 без волноводных слоев с содержанием Al в эмиттерных слоях 60 %) представляли собой структуры раздельного ограничения, включающие в себя AlGaAs-эмиттеры, волноводные слои с общей толщиной в несколько десятых микрометра и активную область, толщина которой варьировалась от 50 до 10^3 \AA . Общий вид зонной диаграммы исследованных изотипных структур аналогичен представленному на рис. 1 предшествующей статьи [7].

Исследованные структуры AlGaAs/GaAs и их основные характеристики

Структура	$L_z, \text{ \AA}$	Содержание Al в волноводном слое, %	Содержание Al в эмиттерных слоях, %	$h\nu, \text{ эВ}$		$\Delta h\nu, \text{ мэВ}$		$\tau_r, \%$	$\tau_i, \%$
				300 К	77 К	300 К	77 К		
К-87	1000	—	60	1.43	1.503	40	8	1.3	—
К-79	300	17	40	1.435	1.508	68	26	1.4	100
К-78	100	17	40	1.46	1.530	32	24	0.9	70
К-93	50	35	60	1.55	1.608	56	33	0.6	40
1856 *	300	26	40	1.435	1.508	54	11	0.9	70
1847 *	110	25	40	1.47	1.548	39	12	0.6	40

Примечание. * Структура с *p-n*-переходом.

Типичное содержание Al в эмиттерных и волноводных слоях структур раздельного ограничения равнялось соответственно 40 и 17–25 % (см. таблицу). Исключение составляла изотипная структура К-93 с шириной квантовой ямы 50 \AA , в которой содержание Al в волноводных слоях было увеличено до 35, а в эмиттерных — до 60 %.

Лазерные структуры с *p-n*-переходом отличались от изотипных тем, что *N*-эмиттер в них был легирован Si до $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а *P*-эмиттер, состоящий из слоев *p*- $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 2 мкм и *p*-GaAs толщиной 0.5 мкм, был легирован Mg ($N_A > 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Выбранные режимы легирования *N*- и *P*-эмиттеров обеспечивали сохранение концентрации неконтролируемых примесей в волноводных слоях и в активной области на уровне, соответствующем их фону в изотипных структурах. Для нескольких образцов анизотипных структур

¹ Все исходные МОС были синтезированы и очищены в лаборатории ОЧЭС НИИ химии при ГГУ им. Н. И. Лобачевского.

контактный слой p -GaAs был удален в селективном травителе, после чего люминесцентные характеристики их активной области могли исследоваться таким же образом, как и в случае изотипных структур. Для исследования фотолюминесцентных характеристик данных структур были использованы те же методики, что и в работе [7].

В таблице для шести наиболее подробно исследованных структур приведены положения максимумов полос люминесценции и их полуширины при 300 и 77 К. В случае изотипных структур, изготовленных на установке второго типа, сравнительно большая полуширина спектров излучения при азотной темпера-

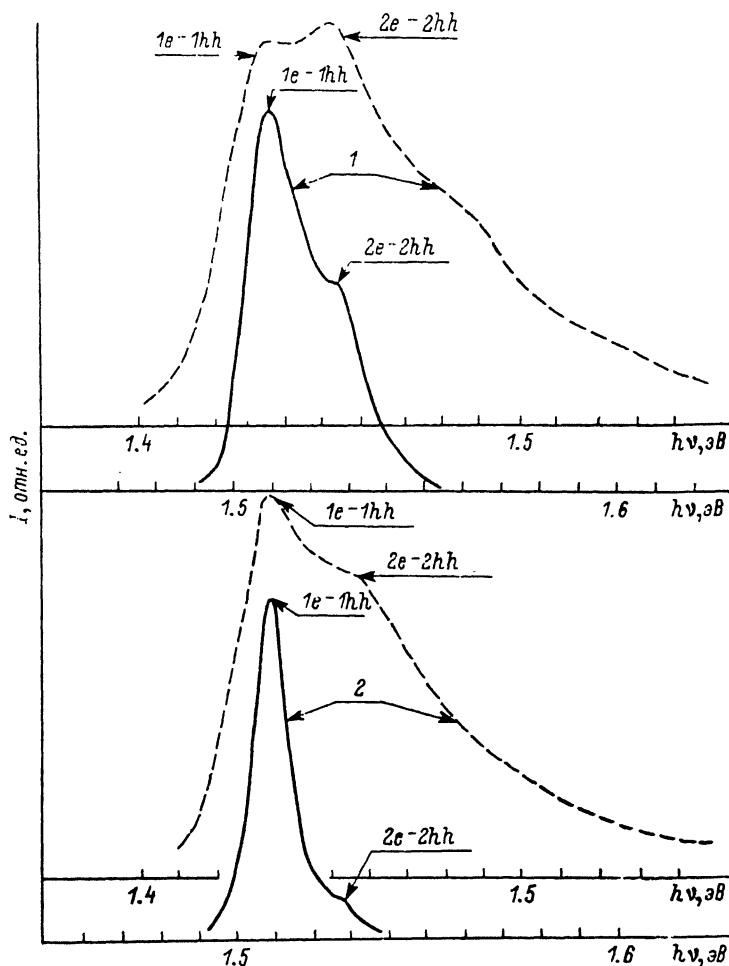


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции при низком уровне возбуждения образцов К-79 (1) и 1856 (2) [$I \approx (2-3) \text{ A/cm}^2$].

Т, К: штриховые кривые — 300, сплошные — 77.

туре обусловлена, по нашему мнению, совместным влиянием модуляционного легирования и флуктуационного размыва дна зон размерного квантования.

Размытие подзон препятствует выделению в спектрах люминесценции узких квантовых ям переходов с участием легких дырок в отдельную полосу. Наложение этой полосы на основную полосу излучения приводит к резкому уширению краевой полосы излучения образца К-93 ($L_z = 50 \text{ \AA}$) при повышении температуры от 77 до 300 К. Аналогичное увеличение общей полуширины краевого излучения имеет место в случае образца К-79 ($L_z = 300 \text{ \AA}$). Здесь уширение возникает вследствие увеличения с повышением температуры относительной интенсивности переходов между второй электронной подзоной и второй подзоной тяжелых дырок (переходы 2—2). Однако флуктуационное уширение в ши-

роких ямах играет меньшую роль, и соответствующая структура проявляется в спектре краевого излучения (рис. 1, кривая 1). Высокая интенсивность коротковолновой компоненты спектра, обусловленной переходом 2—2 при 300, и особенно при 77 К, свидетельствует о том, что в исследуемых квантовых ямах имеется большое количество свободных электронов, так что их плотность превышает границу вырождения при 77 К и приближается к этой границе при 300 К ($N_s \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$).

В соответствии с меньшей концентрацией неконтролируемых доноров в случае структур, изготовленных на первой установке, краевая полоса излучения несколько уже, а интенсивность коротковолновых компонент соответствует невырожденному распределению электронного газа ($N_s < 10^{11} \text{ см}^{-2}$) (рис. 1, кривая 2).

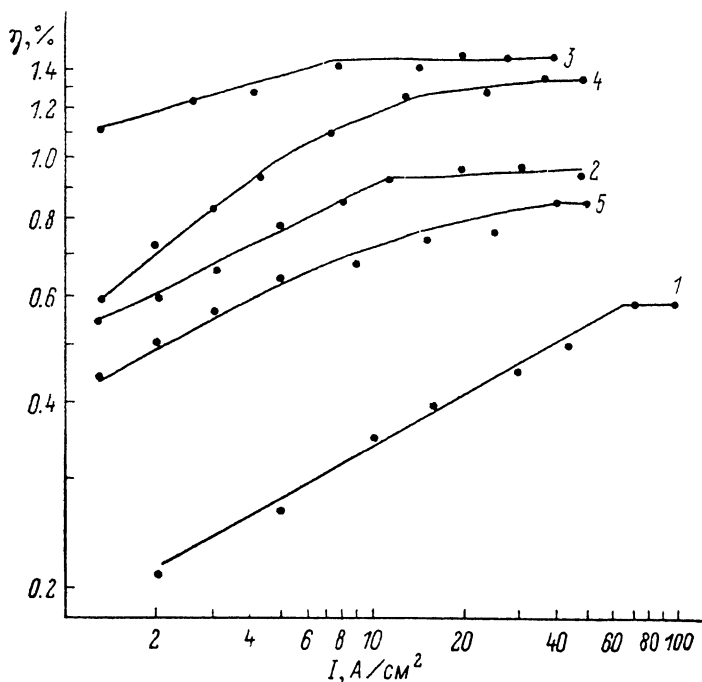


Рис. 2. Зависимости абсолютных значений η_e от плотности оптического возбуждения для различных образцов с подложкой.

Образцы: 1 — К-93, 2 — К-78, 3 — К-79, 4 — К-87, 5 — 1856.

Рассмотрим теперь результаты, касающиеся исследования эффективности люминесценции данных структур. Исследования образцов со стравленной подложкой, изготовленных из структур К-78 и К-79, показали, что около 60 % фотонов возбуждающей линии Kr^+ -лазера ($\lambda = 0.68 \text{ мкм}$) поглощается в волноводных слоях и в активной области. Из-за большего содержания Al в волноводных слоях аналогичные эксперименты со структурой К-93 ($L_z = 50 \text{ \AA}$) могли быть проведены только при возбуждении более коротковолновыми линиями ($\lambda = 0.63$) He—Ne-лазера или ($\lambda = 0.647$) Kr^+ -лазера. Так же как и в экспериментах со структурами, полученными методом молекулярно-пучковой эпитаксии [7], образцы без подложек из МОГФЭ структур с $L_z > 100 \text{ \AA}$ демонстрировали высокие значения внешней эффективности люминесценции ($\eta_e \approx 5 \div 10 \%$) и сильное влияние эффектов переизлучения на внешний квантовый выход. Зависимости η_e от плотности возбуждающего излучения для образцов с подложкой, изготовленных из структур, различающихся толщиной активной области, показаны на рис. 2. В целом характер этих зависимостей тождествен характеру аналогичных зависимостей, приведенных на рис. 3 работы [7], для структур, изготовленных молекулярной эпитаксией. Полученное для лучшего из исследованных нами МОГФЭ образцов К-79 ($L_z = 300 \text{ \AA}$) значение $\eta_e = 1.4 \%$ близко к максимальному возможному для структур с поглощающей подложкой и соответ-

стает внутренней эффективности излучательных переходов в активной области $\sim 100\%$.

В качестве отличия от данных рис. 3 из [7] можно отметить более сильное уменьшение эффективности люминесценции при уменьшении размеров ямы: при $L_z = 100 \text{ \AA}$ максимальная внешняя эффективность уже в 1.5 раза меньше, чем предел, соответствующий $\eta_i = 100\%$, а при $L_z = 50 \text{ \AA}$ (структура К-93) стационарные значения η_e , достигнутые только при $I > 60 \text{ А/см}^2$, соответствуют $\eta_i \approx 40\%$ (см. таблицу). В отличие от структуры с $L_z = 50 \text{ \AA}$, рассмотренной в предшествующей статье (рис. 2, б из [7]), низкий квантовый выход излучения в рассматриваемой структуре К-93, по-видимому, не связан с выбросом носителей в волноводные слои, поскольку здесь ширина их запрещенной зоны на 180 мэВ больше, и соответствующая коротковолновая полоса излучения в спектре люминесценции данной структуры не наблюдается вплоть до максимальных уровней возбуждения.

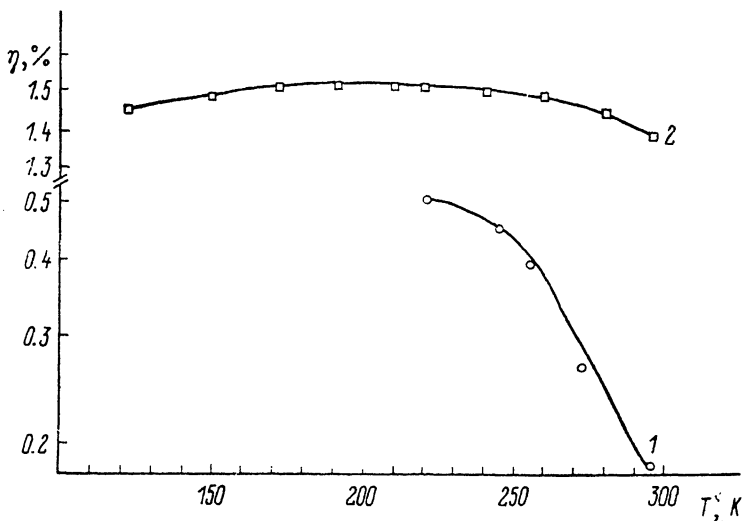


Рис. 3. Зависимости абсолютных значений η_e от температуры для образцов с подложкой. Образцы: 1 — К-93, 2 — К-79.

Понижение температуры в случае структуры К-93 приводит к резкому возрастанию интенсивности излучения из квантовой ямы (рис. 3, кривая 1). Для структуры К-79, имеющей максимальный квантовый выход излучения при 300 К, как и ожидалось, снижение температуры до 77 К меняет значение η_e не более чем на 10% (рис. 3, кривая 2).

Среди структур с $p-n$ -переходом, выращенных на установке с вертикальным реактором, максимальные значения η_e были получены для структуры 1856 ($L_z = 300 \text{ \AA}$), к которой относятся спектры, показанные на рис. 1 (кривая 2). Как видно из зависимости внешнего квантового выхода от плотности накачки, приведенной на рис. 2 (кривая 5), максимальное значение η_e для структуры 1856 составляет 0.9%. Для структуры 1847, отличающейся от структуры 1856 меньшей шириной квантовой ямы ($L_z = 110 \text{ \AA}$), наибольшее значение η_e составляет 0.6% (см. таблицу). Из этой структуры были изготовлены лазерные диоды с широким контактом и проведены первые исследования их характеристик.

Ваттамперная характеристика, снятая в непрерывном режиме при $T = -15^\circ \text{ C}$ для одного из лучших диодов, изготовленного из структуры 1847, показана на рис. 4, а. Пороговая плотность тока (I_n) для этого диода с шириной 220 мкм и с длиной резонатора 1.5 мм составляет $\sim 250 \text{ А/см}^2$. Дифференциальная эффективность на два зеркала при токе $I < 2.5 I_n \sim 55\%$. Спектры и диаграммы направленности излучения, записанные для данного диода в импульсном режиме, показаны на рис. 4, б и в. Как видно из рис. 4, в, спектр излучения при всех плотностях тока состоит из одной полосы излучения, полу-

ширина которой увеличивается от 8.4 до 20 Å в диапазоне от $I_{\text{н}}$ до $1.8 I_{\text{н}}$, а затем остается практически постоянной вплоть до $I=5 I_{\text{н}}$ (рис. 4, б). Полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, параллельной плоскости $p-n$ -перехода, первоначально растет от 2.5° ($I=1.2 I_{\text{н}}$) до 4.4° ($I=1.8 I_{text{n}}$), а затем увеличивается более плавно, возрастая до 5.3° при $I=5 I_{\text{н}}$ (рис. 4, в). Неоднородности в распределении амплитуды ближнего поля для данного лазера со-

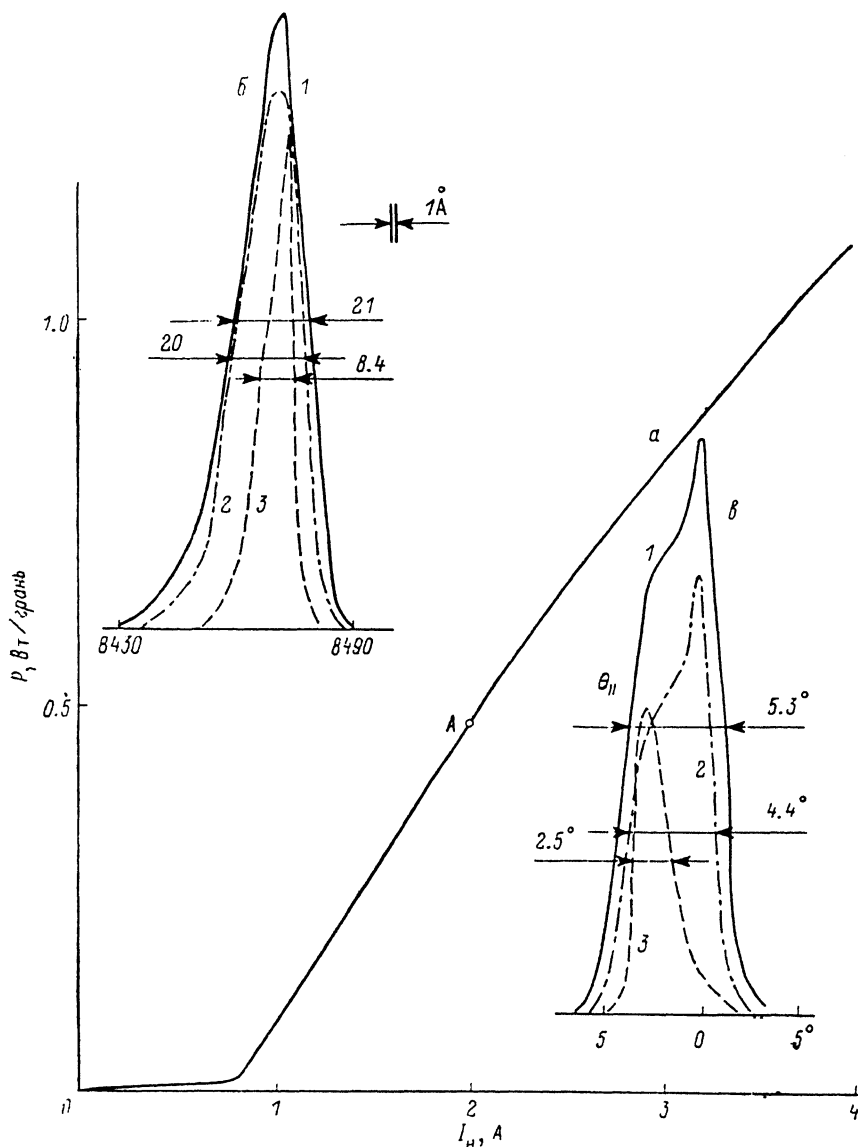


Рис. 4. Параметры лазерного диода с широким контактом, полученного из структуры 1847. а — непрерывная ваттамперная характеристика при температуре тепловода $+15^\circ\text{C}$; б — спектр излучения в импульсном режиме генерации; в — картина дальнего поля излучения в плоскости, параллельной плоскости $p-n$ -перехода, для импульсного режима генерации. $I_{\text{н}}$, А: 1 — 4.0, 2 — 1.5, 3 — 0.8.

ставляют 20 % от среднего значения интенсивности поля излучения. Однако среди исследованных лазерных диодов имелись образцы, где соответствующие отклонения от среднего не превышали 5 %.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о том, что уровень использованной технологии металлоорганической эпитаксии обеспечивает получение гетероструктур с η_k , близким к 100 % при $L_x \geq 300 \text{ Å}$. Для наиболее интересных с точки зрения создания лазеров квантово-размерных гетероструктур с $L_x = 50 \div 100 \text{ Å}$ внутренняя эффективность излучательных переходов пока

еще заметно отличается от 100 %. Дальнейшее совершенствование технологических режимов и оптимизация структурных параметров, по нашему мнению, должны привести к увеличению дифференциальной эффективности и к 2—3-кратному снижению порогов генерации в лазерах на основе данных структур.

В заключение авторы выражают благодарность А. Г. Машевскому, О. М. Федоровой за помощь в изготовлении структур и полезные обсуждения результатов измерений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Chen H. Z., Chaffavi A., Morkoc H., Yariv A. — Electron. Lett., 1987, v. 23, N 25, p. 1334—1335.
- [2] Автонышкис Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Колюшкин В. И., Комиссаров А. Б., Кочергин А. В., Налет Т. А., Стругов Н. А. — Письма ЖТФ, 1988, т. 14, в. 8, с. 699—702.
- [3] Baldu M., Hersse S. D., Assenat P. — Rev. Techn. Thomson-CSF, 1983, v. 15, p. 5—37.
- [4] Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Мокан И. И., Никитин Л. П., Сапега В. Ф., Явич Б. С. — ФТТ, 1983, т. 25, в. 1, с. 104—109.
- [5] Машевский А. Г., Сеницын М. А., Федорова О. М., Явич Б. С. — Письма ЖТФ, 1985, т. 11, в. 1, с. 21—24.
- [6] Коваленков О. В., Машевский А. Г., Сеницын М. А., Федорова О. М., Явич Б. С. — Письма ЖТФ, 1988, т. 14, в. 3, с. 222—225.
- [7] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Денисов А. Г., Евтихийев В. П., Комиссаров А. Б., Сеничкин А. П., Скороходов В. Н., Токранов В. Е. — ФТП, 1988, т. 22, в. 12, с. 2105—2110.

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

Получена 25.04.1988
Принята к печати 7.05.1988