

06; 12

ТОРЦЕВЫЕ InGaAsP/InP СВЕТОДИОДЫ
НА ДЛИНУ ВОЛНЫ $\lambda=1.5$ мкм

Ю. В. Гуляев, М. В. Карачевцева, В. А. Страхов, Н. Г. Яременко

Исследованы характеристики торцевых InGaAsP/InP светодиодов в зависимости от внутренней эффективности гетероструктуры и геометрического фактора $a=L/nD$, где L — длина диода в направлении вывода излучения, n и D — показатель преломления и толщина подложки. Показано, что экспериментальные значения яркости и квантового выхода «длинных» диодов с $a > a_0$ (η_i) превышают теоретические значения, рассчитанные в модели «прямого» вывода излучения без учета эффектов многопроходности в подложке. Наблюдаемые зависимости объяснены влиянием эффектов отражения от контактов и переизлучения на характеристики «длинных» торцевых InGaAsP/InP светодиодов. Сделан вывод о возможности повышения эффективности торцевого вывода путем оптимизации размеров излучающего кристалла.

Основным материалом для создания светодиодов на длины волн 1.3 и 1.5 мкм применительно к волоконным системам в настоящее время являются гетероструктуры InGaAsP/InP. Выбор конструкции светодиода (торцевого или планарного типа) определяется параметрами системы и свойствами гетероструктуры. В отличие от светодиодов из AlGaAs/GaAs, где из-за большого поглощения в подложке в основном применяют конструкции с выводом излучения в торец, при использовании гетероструктуры InGaAsP/InP выгоднее выводить излучение перпендикулярно плоскости p - n -перехода через непоглощающую подложку InP. Повышению эффективности вывода излучения в планарных InGaAsP/InP светодиодах способствуют также эффекты многопроходности в подложке — поглощение и переизлучение активным слоем части излучения, отраженного от непокрытой контактами поверхности подложки. В торцевых светодиодах этот эффект считается несущественным из-за предполагаемого сильного поглощения излучения под контактами. По-видимому, этой причиной можно объяснить тот факт, что при конструировании светодиодов на основе InGaAsP/InP отдается явное предпочтение светодиодам планарного типа, а торцевые диоды используются лишь в тех случаях, когда требования к выводимой мощности не слишком высоки. Однако некоторые преимущества торцевых диодов делают их незаменимыми при решении ряда технических задач: при одних и тех же токах накачки в торцевых диодах (с полосковыми контактами) может быть достигнута в несколько раз более высокая плотность тока и реализован режим суперлюминесценции, торцевые светодиоды имеют более высокую эффективность согласования с волокном малой апертуры и дают выигрыш в полосе пропускания. Поэтому исследование торцевых светодиодов и поиск путей повышения их эффективности остается важной и интересной задачей.

В данной работе приведены результаты исследования яркостных характеристик торцевых светодиодов из ДГС InGaAsP/InP, выращенных на подложках n -InP (100). Нижний эмиттерный слой n -InP, как и подложка, легирован оловом ($n \approx 10^{18}$ см $^{-3}$), активный слой InGaAsP с составом на длину волны 1.55 мкм преднамеренно не легировался и имел проводимость n -типа ($n \approx 10^{17}$ см $^{-3}$). Толщина активного слоя составляла 1—2 мкм. Верхний эмиттерный слой p -InGaAsP с составом на длину волны $\lambda=1.17$ мкм толщиной 2—3 мкм легирован цинком ($p \approx 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$).

На рис. 1 приведены яркость B и внешний квантовый выход излучения, выводимого в торец диода в зависимости от внутреннего квантового выхода η_i для трех гетероструктур. Яркость приведена в относительных единицах, поскольку фактически измерялась мощность, собираемая с излучающей площади, равной площади приемника $S_{np}=1.75 \cdot 10^{-2}$ мм², в малом телесном угле с углом раскрыва $\pm 15^\circ$. Диоды имели квадратную форму размером 1×1 мм. Для определения внешнего квантового выхода полная мощность, выводимая в торец, измерялась с помощью фотометрического шара. Оценка внутреннего квантового выхода проводилась с помощью теоретических кривых η_e (η_i) для многопроходных гетероструктур из работы [1], однако вместо внешнего квантового выхода фотолюминесценции использовалась величина η_i^* , полученная из измерений электролюминесценции через «окно». «Окна» диаметром 500 мкм вытравливались в контакте на подложке того же торцевого диода или диода-спутника, изготовленного из участка структуры, непосредственно прилегающего к данному торцевому диоду. Для определения η_e^* измерялась полная мощность, выводимая в «окно», а ток считался равным $I^*=I(S_o/S_x)$, где I — измеряемый ток через диод, S_o/S_x — отношение площади «окна» к площади всего диода. При такой оценке предполагается, что поглощение под контактами несущественно; контакты вокруг «окна» практически не ослабляют эффекта многопроходности, а играют лишь роль непоглощающего экрана, ограничивающего размеры светящейся поверхности. Очевидно, что полученные таким образом значения не являются внешним квантовым выходом планарного светодиода в общепринятом смысле, а характеризуют внешнюю квантовую эффективность гетероструктуры, не покрытой контактом. Для лучших структур величина η_e^* составляет 10—12 %. Эта величина сравнима с лучшими значениями внешнего квантового выхода планарных диодов при измерении методом «прозрачного» электрода, позволяющим полностью избежать потерь на поглощение вблизи омических контактов и точно определить значение квантового выхода [2].

Как видно из рис. 1, неоднородность внутреннего квантового выхода по гетероструктуре довольно велика; на структуре I получены значения $\eta_i=30$ —70 %, на структуре III $\eta_i=70$ —90 %. При высоких квантовых эффективностях гетероструктур измеренные величины внешнего квантового выхода существенно превосходят расчетные значения, полученные в работе [3]. Поскольку толщины слоев и геометрические размеры всех диодов были одинаковы, то кривые $B(\eta_i)$ фактически воспроизводят зависимость коэффициента вывода излучения в торец от внутреннего квантового выхода. Суперлинейный характер этой зависимости свидетельствует о том, что эффекты переизлучения играют существенную роль не только в планарных светодиодах при выводе излучения через открытую поверхность подложки, но и при торцевом выводе. В торцевых светодиодах связанный с переизлучением дополнительный вклад в выводимую мощность может давать та часть фотонов, которая первоначально распространялась за пределами конуса вывода в торец, но, отразившись от контактов и граней с неидеально зеркальными поверхностями, поглотилась и переизлучилась активным слоем. В теоретических расчетах эффективности вывода излучения в торец от геометрических размеров диода [3] эта возможность не учитывалась, так как контакты считались полностью поглощающими, а грани излучающего кристалла идеально зеркальными. В этой работе получена зависимость $\eta_e(1/a)$ ($a=L/nD$, где n и D — показатель преломления и толщина широкозонного эмиттера,

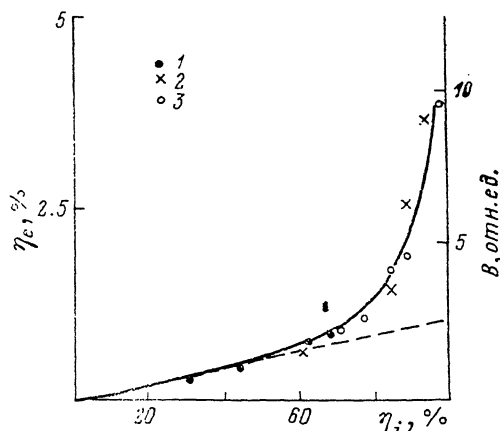


Рис. 1. Зависимость яркости и внешнего квантового выхода от внутренней эффективности гетероструктуры.

1 — структура I, 2 — структура II, 3 — структура III, штриховая линия — расчет по формулам работы [1].

L — длина светодиода в направлении вывода излучения), согласно которой при малых длинах диода ($a \leq 1$) квантовый выход постоянен, что должно соответствовать линейному росту яркости с длиной. С увеличением длины диода ($a > 1$) теория предсказывает падение квантового выхода, т. е. насыщение яркости. Этот расчет был ориентирован на диоды из структур с поглощающей подложкой типа AlGaAs/GaAs, но даже для них хорошего количественного совпадения не наблюдалось. В светодиодах из гетероструктур типа InGaAsP/InP естественно ожидать влияния эффектов, связанных с многопроходностью в непоглощающей подложке, на зависимость выходных характеристик светодиодов от их геометрических размеров.

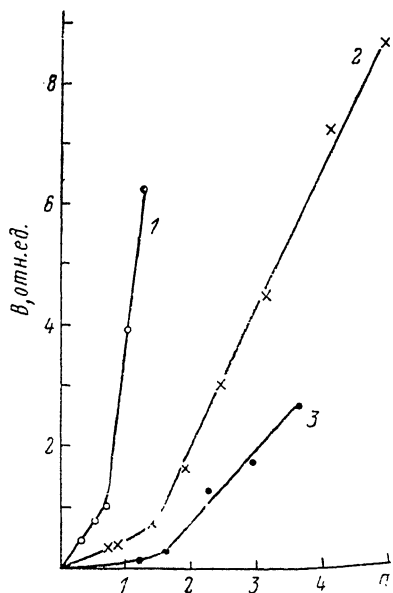


Рис. 2. Зависимость яркости излучения от отношения $a=L/nD$.

η_e , %: 1 — 55, 2 — 30, 3 — 15.

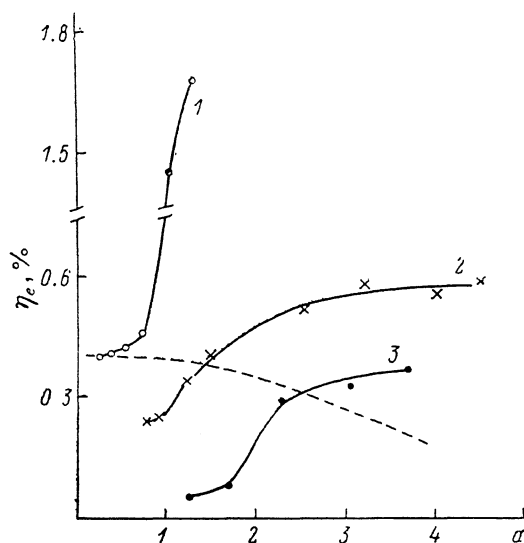


Рис. 3. Зависимость внешнего квантового выхода от отношения $a=L/nD$.

η_e , %: 1 — 55, 2 — 30, 3 — 15, штриховая линия — расчет по формулам работы [3] при $\eta_i=55\%$.

В работе [4] было показано, что теория [3] не описывает зависимость квантового выхода от длины на коротких диодах с $a \leq 1$. Для объяснения превышения экспериментально измеренных значений η_e над расчетными привлечены эффекты многопроходности (без переизлучения), обусловленные неидеальностью торцевых граней кристалла. Очевидно, что с увеличением длины диода влияние торцевых граней на эффективность вывода излучения падает, но возрастает вероятность переизлучения фотонов, отраженных от контактов под большими углами и поглощенных активным слоем.

Нами приведены измерения яркости (рис. 2) и внешнего квантового выхода (рис. 3) в зависимости от длины диода на структурах с различным внутренним квантовым выходом. Все данные получены при комнатной температуре. Измерения начинались с длинных образцов. Длина диода уменьшалась скальванием со стороны, противоположной излучающему торцу. Таким образом, каждая зависимость от длины была получена при выводе излучения через один и тот же торец. Однородность распределения плотности тока по структуре контролировалась измерением сопротивления диода в процессе его укорачивания. На рис. 2 приведены яркости, измеряемые в направлении нормали к торцу. Яркость возрастает с ростом длины диода тем быстрее, чем больше внутренний квантовый выход гетероструктуры. На кривых $B(a)$ и $\eta_e(a)$ можно выделить два участка с различными скоростью возрастания яркости и величиной внешнего квантового выхода. Измерение скорости роста яркости и увеличение внешнего кван-

тового выхода происходит при некоторой характерной величине a_0 , зависящей от внутреннего квантового выхода структуры, причем с точностью до 10 % выполняется эмпирическое соотношение $\eta_a a_0 = \text{const}$.

Совпадение экспериментальных значений квантового выхода с рассчитанными по формуле работы [3] в области $a < a_0$ говорит о том, что в этой области длин эффекты многопроходности несут существенны и излучение в основном выводится «напрямую». В области $a > a_0$ экспериментальные значения лежат выше расчетной кривой. Это позволяет считать, что на длинных диодах в выводе излучения существенную роль начинает играть механизм многопроходности, за счет которого в торец дополнительно выводится часть фотонов, распространяющихся за пределами «прямого вывода». Судя по экспериментальным зависимостям $\eta_a(a)$ и $B(a)$, подключение этого механизма происходит довольно резко, что, по-видимому, определяется характером угловой зависимости коэффициента отражения от контакта. Предсказанного теорией [3] падения квантового выхода и насыщения яркости в области длин $a > 1$ нами не наблюдалось. Дальнейшее увеличение длины диода не представлялось возможным из-за неоднородности гетероструктуры, в частности наличия шунтирующих каналов в отдельных ее участках.

По характеру угловой зависимости интенсивности выводимого излучения InGaAsP/InP светодиоды существенно отличаются от торцевых AlGaAs/GaAs светодиодов. AlGaAs/GaAs светодиоды, в которых излучение формируется тонкими эмиттерными слоями, имеют в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, довольно узкую диаграмму направленности (с полушириной $\Delta\varphi \approx 30^\circ$) с максимумом под углом, близким к нормали к торцу. Излучение, выводимое в торец InGaAsP/InP светодиода, распространяется в основном по подложке InP , прозрачной для излучения, генерируемого в активном слое из четверного твердого раствора. Измерения диаграммы направленности излучения показали, что у всех исследованных диодов максимум интенсивности излучения на 30 — 40° отклонен от нормали к торцу в сторону подложки, полуширина диаграммы составляет 45 — 50° . При измерении диаграммы направленности углы -90 и $+90^\circ$ совпадают с направлениями наблюдения, перпендикулярными к поверхности гетероструктуры со стороны пленки и подложки соответственно. Поэтому обычно применяемое для планарных светодиодов согласование «встык» для торцевых InGaAsP/InP диодов приводит к большим потерям.

На рис. 4 сравниваются диаграммы направленности «короткого» ($a \approx 0.7$) и «длинного» ($a \approx 2$) светодиодов. В отсутствие эффектов многопроходности расчет [3] предсказывает с увеличением длины диода «спрямление» диаграммы направленности, т. е. смещение максимума распределения интенсивности в сторону нормали к поверхности торца. Это объясняется тем, что из удаленных от торца участков активного слоя «напрямую» может быть выведена лишь часть излучения, распространяющаяся к торцу под малыми углами. Влияние эффектов многопроходности должно приводить к изменению диаграммы направленности длинных диодов в другую сторону вследствие угловой зависимости множителя $(1 - RM)^{-1}$, характеризующего возрастание интенсивности излучения за счет переотражения и переизлучения [1]. Здесь R — коэффициент отражения от контакта, $M = \exp(-kd/\cos\theta)$, k — коэффициент межзонного поглощения в материале активного слоя, d — его толщина, θ — угол между нормалью к поверхности активного слоя и направлением распространения фотонов в активном слое.

В наших экспериментах «спрямление» диаграммы направленности не наблюдалось, напротив, с увеличением длины диодов интенсивность излучения, выводимого под большими углами, растет быстрее, чем под углами, близкими к нормали к торцу, что приводит к некоторому смещению максимума диаграммы направленности длинных диодов в сторону больших углов. Это коррелирует с угловой зависимостью множителя $(1 - RM)^{-1}$, если учесть, что большие углы распространения в активном слое соответствуют малым углам вывода излучения их торца.

С увеличением уровня токовой накачки вид диаграммы направленности меняется (рис. 4, кривая 3). Вследствие появления суперлюминесцентной компоненты увеличение плотности тока сильнее сказывается на излучении, выводи-

мом в направлении нормали к торцу, чем в других направлениях. Для этой же структуры построены зависимости яркости от плотности тока, измеренные на диодах различной длины (рис. 5). При выводе излучения под углом 40° к нормали к торцу зависимость $B(j)$ линейна для всех длин. Яркость излучения, выводимого нормально поверхности торца, линейно зависит от плотности тока только для короткого диода с $a=1, 2$; более длинные диоды имеют суперлинейную зависимость $B(j)$, характерную для суперлюминесценции. Переход к суперлюминесцентному режиму подтверждался как изменением диаграммы направленности, о которой говорилось выше, так и уширением спектра излучения в длинноволновую область. Появление на длинноволновом крае спектра пика, соответствующего суперлюминесцентной компоненте, на графике отмечено вертикальными отрезками. Плотность тока, при которой удается обнаружить этот пик, линейно зависит от обратной длины кристалла, но коэффициент

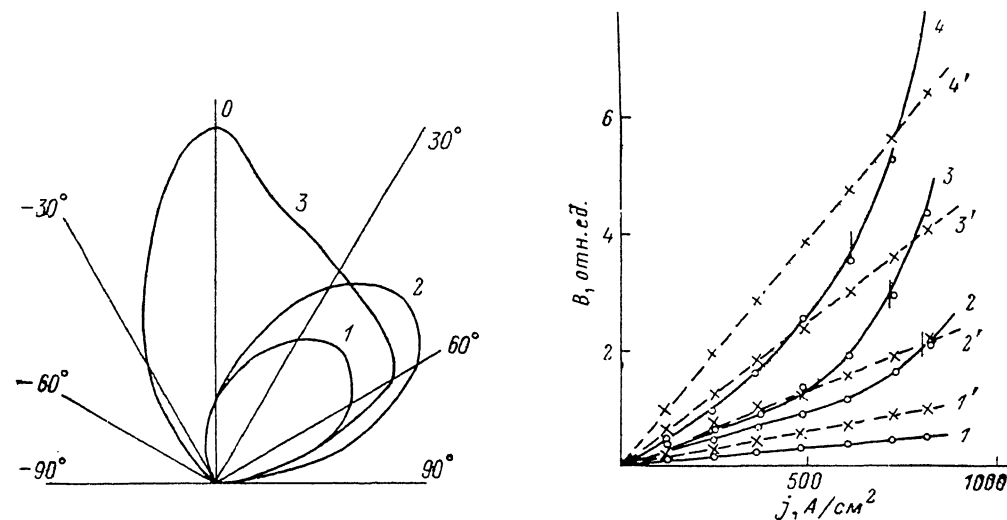


Рис. 4. Угловое распределение интенсивности выводимого в торец излучения в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу при $\eta_i=30\%$.

$j, A/cm^2$: 1, 2 — 120; 3 — 1400 (масштаб 1 : 10); a : 1 — 0.7; 2, 3 — 2.0.

Рис. 5. Зависимость яркости излучения, выводимого нормально к поверхности торца (сплошные кривые) и под углом 40° (штриховые) от плотности тока при $\eta_i=30\%$.

a : 1, 1' — 1; 2; 2, 2' — 2.5; 3, 3' — 3.2; 4, 4' — 4.0.

пропорциональности превышает теоретическое значение [6] в несколько раз (для данного диода примерно в 5 раз). Более быстрое по сравнению с расчетом уменьшение порогового тока с ростом длины диода является дополнительным доказательством того, что в выводе излучения из длинных диодов существенную роль играют эффекты переотражения и переизлучения, действие которых эквивалентно увеличению уровня возбуждения.

Таким образом, оптимизация размеров излучающего кристалла с учетом внутренней эффективности гетероструктуры дает возможность существенно повысить квантовый выход и яркость выводимого в торец излучения, что особенно важно при создании излучателей для волоконных систем связи.

Авторы выражают благодарность А. А. Телегину за предоставление гетероструктур, Г. Н. Шкердину и С. Г. Дмитриеву за полезные обсуждения результатов работы, В. И. Чижиной за помощь в изготовлении светодиодов.

Литература

- [1] Алферов Ж. И., Агафонов В. Г., Гарбузов Д. З. и др. // ФТП. 1976. Т. 10. Вып. 8. С. 1497—1506.
 [2] Алферов Ж. И., Гореленок А. Т., Груздов В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 5. С. 257—261.

- [3] *Гарбузов Д. З., Халфин В. Б., Чалый В. П.* // Тез. докл. II Всесоюз. конф. по физическим процессам в п/п гетероструктурах. Ашхабад, 1978. С. 12—14.
- [4] *Гарбузов Д. З., Гацоев Н. А., Гореленок А. Т.* и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 7. С. 1408—1411.
- [5] *Заргарьянц М. Н., Поваров П. П.* // Импульсная фотометрия. Л.: Машиностроение, 1984. С. 48—53.
- [6] *Гарбузов Д. З., Евстихиев В. П., Карпов С. Ю.* и др. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 3. С. 449—454.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
28 марта 1988 г.