

Мощный многомодовый суперлюминесцентный диод с длиной волны излучения 840 нм

Е.В.Андреева, Д.В.Батрак, А.П.Богатов, П.И.Лапин, В.В.Прохоров, С.Д.Якубович

Исследованы суперлюминесцентные диоды на основе однослойной квантоворазмерной (GaAl)As-гетероструктуры с шириной гребневидного активного канала 25 мкм. При умеренных плотностях тока инжекции и лучевой нагрузке на выходные грани получена непрерывная выходная мощность более 200 мВт. Коэффициент ввода выходного излучения в стандартный многомодовый волоконный световод составил 75%.

Ключевые слова: суперлюминесцентный диод, многомодовый гребневидный волновод.

1. Введение

Для многих специализированных систем освещения (микроскопия, машинное зрение и др.) требуются малогабаритные источники излучения с высокой яркостью и низкой степенью когерентности. В последние годы доминирующее положение среди них занимают светоизлучающие диоды (СИД) высокой яркости. Однако ни по яркости излучения, ни по эффективности его ввода в волоконные световоды СИД не могут конкурировать с суперлюминесцентными диодами (СЛД). Практически все серийно выпускаемые СЛД имеют одномодовый активный канал шириной $W = 2 - 6$ мкм. Это обеспечивает стабильную и гладкую диаграмму направленности излучения СЛД-модулей с выводом излучения в открытое пространство, а также возможность изготовления высокоэффективных СЛД-модулей с выводом излучения через одномодовый волоконный световод (ОВС). Максимальная непрерывная выходная мощность СЛД-модулей первого типа не превышает 50 мВт, а второго типа – 20–30 мВт. Эти ограничения для ближнего ИК-диапазона спектра 780–1100 нм (СЛД на основе (GaAl)As и (InGa)As-гетероструктур) определяются деградационными процессами, а для диапазона 1250–1700 нм (СЛД на основе (InGa)PAs-гетероструктур) – тепловыми процессами из-за большей устойчивости этих СЛД к деградации, но меньшей их квантовой эффективности.

Очевидным решением при создании мощного и надежного СЛД с умеренными токовой и лучевой нагрузками в активном канале стало использование конструкции с широким ($W > 20$ мкм) активным волноводом. Этот подход часто применяется в конструкциях мощных лазерных диодов (ЛД). Для большинства лазерных гетероструктур при использовании традиционных методов бо-

кового оптического ограничения такие волноводы являются многомодовыми. Для многих практических применений от источника излучения требуется симметричная и гладкая диаграмма направленности. Это является серьезной проблемой при оптимизации конструкций и режимов работы мощных ЛД. В случае СЛД традиционной конфигурации с наклонным расположением активного канала относительно торцевых граней кристалла дополнительные трудности возникают из-за возможности возбуждения паразитной генерации в направлении, перпендикулярном этим граням. На заре создания СЛД в начале 1970-х гг. в силу ограниченных технологических возможностей исследовались образцы только с широкими активными каналами [1–3] (работа [2] выполнена в 1970–71 гг.). В работе [4], по-видимому, впервые проанализированы требования к параметрам СЛД, исключая возбуждение вышеупомянутой паразитной генерации. Эти требования налагают определенные ограничения на соотношение ширины W и длины L_a активного канала СЛД в зависимости от его волноводных и усилительных характеристик и угла наклона его оси.

Целью настоящей работы являлась разработка надежного СЛД спектрального диапазона 830–850 нм с непрерывной выходной мощностью более 100 мВт, допускающего эффективную стыковку со стандартным многомодовым волоконным световодом (МВС) с диаметром сердцевины 50 мкм. Исходя из последнего требования, была выбрана ширина канала $W = 25$ мкм. Для СЛД с гребневидным активным волноводом указанной ширины на основе традиционной (GaAl)As-гетероструктуры с квантоворазмерным активным слоем и с отдельным ограничением носителей были рассчитаны модовый состав и распределение интенсивности ближнего и дальнего полей излучения в зависимости от уровня накачки. Результаты расчета хорошо соответствуют выходным характеристикам экспериментальных образцов. Приводятся результаты предварительных ресурсных испытаний прототипов мощных многомодовых СЛД-модулей.

2. Экспериментальные образцы

Структура экспериментальных образцов СЛД показана на рис.1. В ходе работы были изготовлены и исследованы образцы двух типов, у которых ось активного

Е.В.Андреева, П.И.Лапин, В.В.Прохоров. ООО «Суперлюминесцентные диоды», Россия, 117454 Москва, п/я 70

Д.В.Батрак, А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

С.Д.Якубович. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: yakubovich@superlumdiodes.com

Поступила в редакцию 5 марта 2007 г., после доработки – 2 апреля 2007 г.

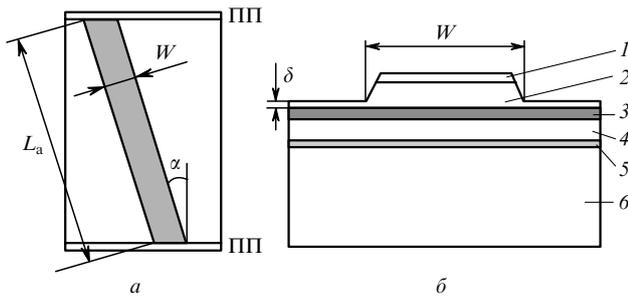


Рис. 1. Конфигурация активного канала СЛД (а) и его сечение (б): 1 – контактный слой p⁺-GaAs; 2 – p-эмиттер Al_{0,6}Ga_{0,4}As; 3 – волноводный слой Al_{0,4}Ga_{0,6}As толщиной 0.25 мкм с активным квантоворазмерным слоем; 4 – n-эмиттер Al_{0,6}Ga_{0,4}As; 5 – буферный слой; 6 – подложка p⁺-GaAs.

канала располагалась под углами $\alpha_1 = 12.5^\circ$ и $\alpha_2 = 7.0^\circ$ относительно нормали к торцевым граням кристалла, на которые были нанесены просветляющие покрытия (ПП). Максимальная длина активного канала могла составлять 1400 мкм для образцов с наклоном α_1 и 1600 мкм для образцов с наклоном α_2 . Металлические контакты и диэлектрическая маска из ZnSe с полосковым окном, обеспечивающим локальную инжекцию носителей заряда в активный канал, на рис. 1 не показаны. Активный слой толщиной 14.5 нм располагался в волноводном слое между двумя нелегированными слоями Al_{0,4}Ga_{0,6}As толщиной 0.12 мкм. Боковое оптическое ограничение обеспечивала мезаструктура шириной $W = 25$ мкм, сформированная ионным травлением. Волноводные свойства такой структуры определяются ее геометрией, в частности толщиной δ «неотравленного» слоя до верхней границы волноводного слоя (остаточной толщиной обкладочного слоя), и соотношением показателей преломления волноводного и эмиттерных слоев. У исследованных образцов толщина δ составляла 0.20–0.25 мкм. Из-за достаточно большой ширины волновода в нем могут распространяться несколько поперечных (латеральных) мод с различными распределениями поля в плоскости p–n-перехода. При определении вклада каждой из них в выходное суперлюминесцентное излучение кроме свойств «холодного» волновода следует принимать во внимание антиволноводный эффект, связанный с инжекцией носителей, и влияние температурного распределения в кристалле на волноводные свойства активного канала.

3. Расчет пространственных характеристик излучения поперечно-многомодового СЛД

Распространение излучения в СЛД рассчитывалось в рамках приближения эффективного показателя преломления n_{eff} , т. е. в двух измерениях (в плоскости гетероперехода yz), причем пространственный профиль n_{eff} определялся вкладом встроенного волновода Δn_{wg} , температурным вкладом Δn_T и вкладом, зависящим от концентрации носителей в активной среде, Δn_N , комплексная часть которого в свою очередь определялась усилением активной среды. Считалось, что ось z расположена вдоль активного канала, т. е. в направлении распространения излучения. В модели предполагалось, что свойства среды не зависят от координаты z (мы пренебрегаем неоднородным по продольной координате выгоранием носителей). Таким образом,

$$n_{\text{eff}}(y) = n_0 + \Delta n_{\text{wg}}(y) + \Delta n_T(y) + \Delta n_N(N(y)),$$

$$\text{Im } n_{\text{eff}}(y) = \text{Im } \Delta n_N(y) = -\frac{\lambda_0}{4\pi} g(N(y)),$$

где λ_0 – длина волны излучения в вакууме, а $g(N)$ – эффективное (модовое) усиление.

В рассматриваемом случае поле в СЛД можно разложить по поперечным модам системы, т. е. для y -компоненты электрического поля (в предположении ТЕ-поляризации излучения) в одночастотном приближении можно записать следующее выражение:

$$E(y, z) = \exp(-i\omega t)$$

$$\times \sum_m C_m(z) U_m(y) \exp(i\beta_m z) + \text{компл. сопр.},$$

где $C_m(z)$ – амплитуды поперечных мод, а распределения полей мод $U_m(y)$ и их константы распространения β_m определяются волноводом, т. е. зависимостью $n_{\text{eff}}(y)$. Строго говоря, разложение поля должно проводиться по полному набору поперечных мод, который включает дискретный набор направляемых мод и континуум излучательных мод, однако мы пренебрегаем вкладом последних, поскольку усиление имеет место только для канализуемых мод, локализованных в накачиваемой области. Выражением (2) описывается излучение, распространяющееся в положительном направлении оси z (для излучения, распространяющегося в противоположном направлении, справедливо аналогичное выражение).

Подставляя выражение для поля (2) в волновое уравнение, которое содержит случайные ланжевеновские источники, моделирующие спонтанное излучение, можно получить уравнение для $C_m(z)$ и вычислить выражения $\langle C_m(z) C_{m'}^*(z) \rangle$, определяющие интенсивности отдельных мод (при $m = m'$) и корреляции между модами (при $m \neq m'$) [5]. Зная $\langle C_m(z) C_{m'}^*(z) \rangle$, можно вычислить любую квадратичную функцию поля (2), включая распределения интенсивности излучения в ближней и дальней зонах.

Концентрация носителей $N(y)$ определялась из уравнения баланса

$$\frac{N(y)}{\tau} + \kappa g(N(y)) S(y) + D \frac{d^2 N(y)}{dy^2} = J(y),$$

где первый член в левой части уравнения описывает спонтанную рекомбинацию носителей с временем жизни τ , второй член – вынужденную рекомбинацию, скорость которой пропорциональна интенсивности поля $S(y)$, третий член – диффузию носителей (D – коэффициент диффузии), правая часть уравнения – токовую накачку.

Эта модель позволяет для заданного тока накачки рассчитывать интенсивности поперечных мод внутри и на выходном зеркале СЛД, а также распределение концентрации носителей самосогласованным образом, т. е. с учетом неоднородного в поперечном направлении (по оси y) выгорания носителей. При численном расчете используется следующая итеративная процедура. Для некоторого произвольного начального распределения концентрации носителей $N(y)$ вычисляется профиль эффективного показателя преломления $n_{\text{eff}}(y)$, затем с исполь-

зованием методики, описанной в [6], определяются константы распространения и распределения полей связанных мод такого волновода. Затем рассчитывается интенсивность излучения $S(y)$ и вычисляется левая часть уравнения (3) для носителей. Исходя из невязки в этом уравнении модифицируется распределение концентрации носителей $N(y)$ и процедура повторяется. Процесс продолжается до достижения необходимой точности.

Ниже приведены результаты расчета для СЛД с $L_a = 1400$ мкм, шириной полосковой области накачки $W = 25$ мкм и углом наклона активного канала к оси диода $\alpha = 12.5^\circ$. При расчете использовались типичные для полупроводниковых гетероструктур параметры активной среды (зависимость усиления и показатель преломления от концентрации носителей). Рассчитывались два варианта конструкции СЛД – с остаточной толщиной обкладочного слоя вне полосковой области накачки $\delta = 0.3$ или 0.2 мкм (во втором случае волноводные свойства сильнее, чем в первом). Вычисления проводились с учетом и без учета наведенного температурного волновода.

Как видно из рис.2, ширина распределения интенсивности в дальнем поле растет с ростом тока накачки. Это связано с увеличением относительной интенсивности поперечных мод с большими номерами (имеющими более сильную расходимость). При учете температурного волновода такой эффект приводит, в частности, к образованию диаграммы направленности с провалом в центре из-

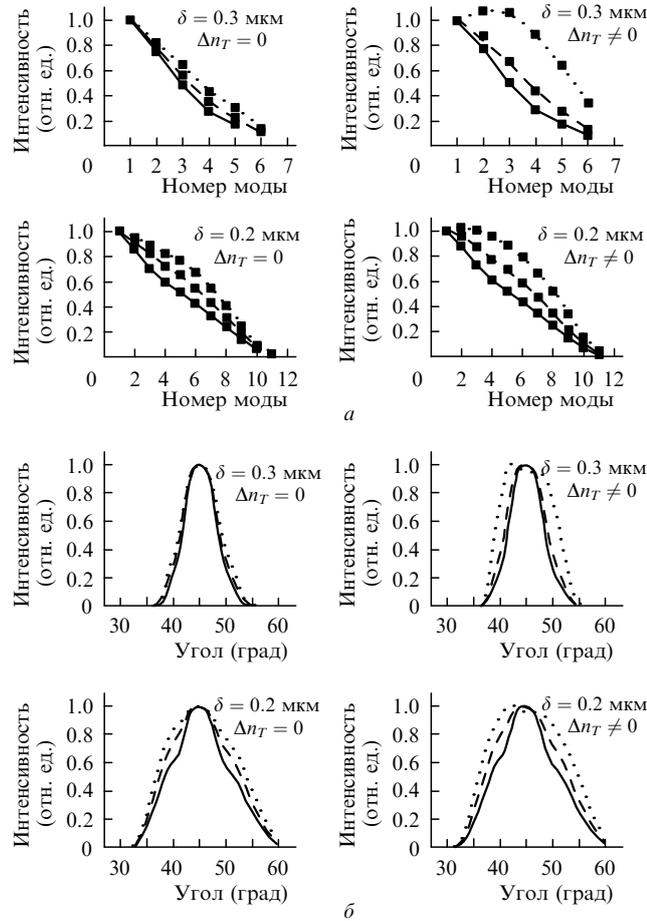


Рис.2. Относительные интенсивности поперечных мод (а) и диаграммы направленности излучения в плоскости р–п-перехода (отсчет угла от нормали к выходной грани диода) (б) с учетом и без учета температурного волновода при токах инжекции 300 (сплошные кривые), 500 (штриховые кривые) и 1000 мА (пунктирные кривые).

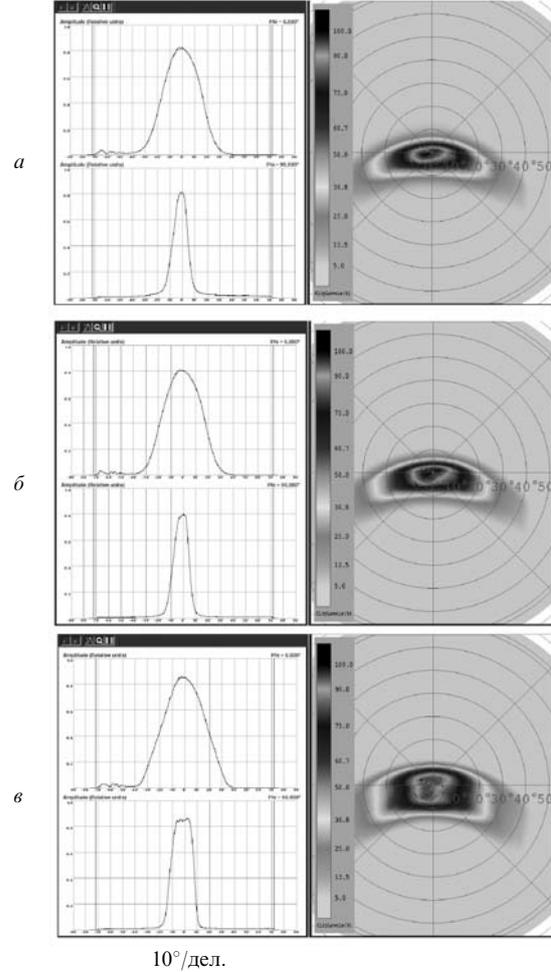


Рис.3. Угловые распределения интенсивности в дальнем поле излучения в плоскости, перпендикулярной р–п-переходу (верхние кривые), и в плоскости р–п-перехода (нижние кривые) (слева), а также сечения выходных пучков (справа). Токи инжекции составляют 300 (а), 500 (б) и 1000 мА (в).

за уменьшения относительной интенсивности нулевой поперечной моды.

Пространственные распределения выходного излучения СЛД, зарегистрированные с помощью гониометра-радиометра LD8900/IR, иллюстрируют эволюцию картин дальнего поля при изменении тока инжекции (рис.3). На рис.4 представлены расчетные зависимости ширины диаграммы направленности излучения от тока инжекции для двух значений параметра δ . Кривые, соответствующие

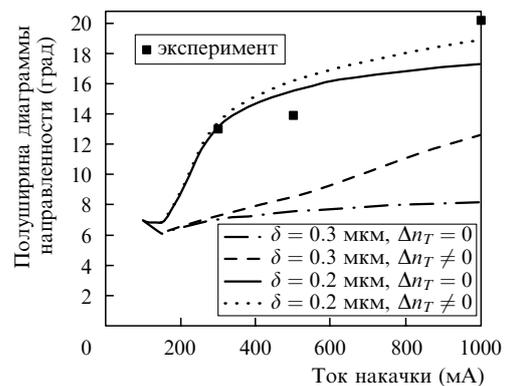


Рис.4. Зависимости расходимости излучения в плоскости р–п-перехода от тока инжекции.

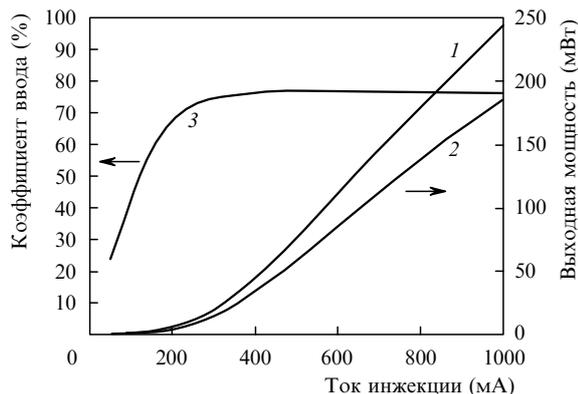


Рис.5. Типичные ватт-амперные характеристики при выводе излучения в открытое пространство (1) и через МВС (2), а также коэффициент ввода (3).

щие $\delta = 0.2$ мкм, хорошо описывают результаты эксперимента.

4. Мощностные, спектральные и ресурсные характеристики

Целью данной работы являлась разработка мощных СЛД. Поэтому образцы с длиной активного канала $L_a < 1200$ мкм, в которых может возбуждаться паразитная генерация, не изготавливались и не исследовались. Мощностные параметры СЛД обоих типов (с различными α) при одинаковой длине активного канала практически не различались. На рис.5 изображена типичная ватт-амперная характеристика в непрерывном режиме инжекции для СЛД с $L_a = 1400$ мкм. При выводе излучения в открытое пространство полная внешняя эффективность в развитом режиме суперлюминесценции составляла около 0.7 Вт/А, что не намного меньше, чем у лучших лазерных диодов на основе аналогичных гетероструктур. Для ввода излучения в стандартные МВС с диаметром сердцевины 50 мкм на торцах волокон изготавливались скошенные под соответствующими углами цилиндрические микролинзы. Коэффициент ввода достигал 75%.

Эволюция спектра выходного излучения с ростом тока инжекции типична для СЛД на основе однослойной квантоворазмерной гетероструктуры [7]. При высоком уровне накачки доминируют квантовые переходы с первого возбужденного состояния (рис.6). Коротковолновый спектральный максимум имеет полуширину около

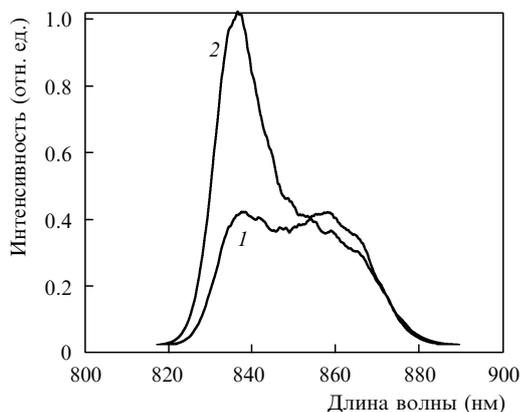


Рис.6. Спектры излучения при токе инжекции 450 (1) и 750 мА (2).

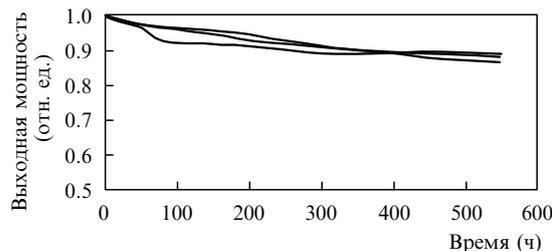


Рис.7. Результаты ресурсных испытаний партии прототипов многомодовых СЛД-модулей при токе инжекции 750 мА.

15 нм, что соответствует длине когерентности излучения около 50 мкм. Глубина остаточной спектральной модуляции модами Фабри – Перо не превышает 1%. При выводе излучения рассматриваемых СЛД через прямой или слабо изогнутый отрезок МВС в дальнем поле наблюдаются слабо выраженные спеклы, намного меньшие по контрасту, чем при аналогичном выводе излучения лазеров. После намотки МВС на катушку радиусом 4–6 см в результате связи волоконных мод диаграмма направленности выходного излучения приобретает осесимметричную форму с гладким колоколообразным распределением интенсивности и расходимостью, соответствующей числовой апертуре МВС.

СЛД второго типа с $L_a = 1600$ мкм были использованы для сборки светоизлучающих модулей в корпусах Butterfly с выводом излучения через МВС. Примененные в этой конструкции элементы Пельтье повышенной хладопроизводительности обеспечивали работоспособность модулей в диапазоне температур окружающей среды $-55 \div +60$ °С при рабочем токе СЛД до 1.0 А и его термостабилизации в точке 25 °С. Партия этих модулей была подвергнута предварительным ресурсным испытаниям при токе 750 мА, что соответствовало выходной мощности через МВС 110–120 мВт. Результаты этих испытаний представлены на рис.7. Оценка времени жизни (спад мощности на 50%) составляет более 5000 ч, что приемлемо для многих практических применений.

Хорошо известно, что СЛД-модули с выводом излучения через ОВС весьма чувствительны к оптической обратной связи [8]. В первую очередь, это относится к мощным СЛД-модулям, где обратная связь уже на уровне -20 дБ может радикально изменить выходные характеристики и даже привести к деградации СЛД, что заставляет использовать дорогостоящие оптические изоляторы. Полезной особенностью разработанных СЛД-модулей является их слабая чувствительность к обратной связи, что объясняется значительным различием структур мод в планарном многомодовом волноводе, коим является активный канал СЛД, и в МВС. На рис.8 приведены зависимости выходной мощности через МВС и тока встроенного в модуль фотодиода (этот ток пропорционален выходной мощности через обратную грань СЛД) от тока инжекции для модулей с выходным торцом МВС, скошенным под углом 7° по отношению к нормали к его оси, как это обычно делается в «одномодовых» СЛД-модулях (FC/APC-коннектор), а также с выходным торцом МВС, перпендикулярным его оси. В первом случае оптическая обратная связь отсутствует, во втором – составляет 4% (-14 дБ). Видно, что относительное изменение прямого и обратного световых потоков при наличии обратной связи не превышает 10% и не может привести к заметному ускорению деградации.

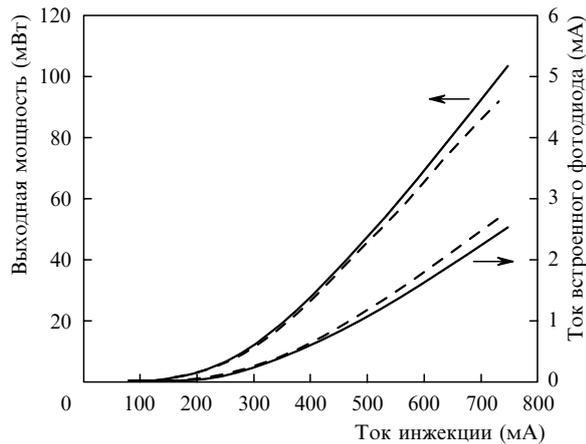


Рис.8. Зависимость выходной мощности и тока фотодиода-монитора от тока инжекции СЛД для модулей со скошенным торцом выходного МВС (сплошные кривые) и с нормальным торцом (штриховые кривые).

5. Заключение

В настоящее время серийно выпускаются более сотни типов СЛД-модулей на основе различных гетероструктур. Спектры излучения «мощных» модулей (свыше 10 мВт при выводе излучения через ОВС) перекрывают практически весь ИК диапазон от 780 до 1600 нм. Оче-

видно, что, используя те же самые гетероструктуры и рассмотренную конструкцию СЛД, можно реализовать аналогичные модули с выводом излучения через МВС в любых требуемых точках указанного диапазона с таким же или более высоким уровнем выходной мощности. Вопрос о соотношении максимальной выходной мощности и надежности в каждом случае требует отдельного исследования.

Авторы выражают признательность А.Т.Семенову за инициирование данной работы и П.А.Лобинцову за помощь на ее начальном этапе.

1. Курбатов Л.Н., Шахиджанов С.С., Быстрова Л.В., Карпунин В.В., Колоненкова С.И. *ФТП*, **4**, 1739 (1971).
2. Ступников В.А., Якубович С.Д. Сб. «*Электронная техника*». Сер. 11, **5**, 62 (1978).
3. Lee T.P., Burrus C.A. Jr., Miller V.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 820 (2003).
4. Alphonse G.A., Gilbert D.B., Harvey M.G., Ettenberg M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2454 (1988).
5. Haus H.A., Kawakami S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 63 (1985).
6. Strattonnikov A.A., Bogatov A.P., Drakin A.E., Kamenets F.F. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 535 (2002).
7. Батоврин В.К., Гармаш И.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Любарский А.В., Плявенек А.Г., Сафин С.А., Семёнов А.Т., Шидловский В.Р., Шраменко М.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **23** (2), 113 (1996).
8. Андреева Е.В., Шраменко М.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **37** (5), 443 (2007).