

## ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ GaAs/AlGaAs-СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВЕТОДИОДОВ

Аврутин Е. А., Корольков В. И., Орлов Н. Ю., Рожков А. В.,  
Султанов А. М.

Теоретически и экспериментально рассмотрены динамические характеристики мощных импульсных GaAs/AlGaAs-суперлюминесцентных светодиодов (СЛД). Предложена математическая модель, описывающая временную зависимость концентрации инжектированных в активную область неосновных носителей заряда, а также временную зависимость мощности излучения СЛД при накачке импульсами прямого тока. Результаты расчета сопоставляются с экспериментальными данными. Получена импульсная мощность излучения СЛД 1.8 Вт при токе накачки 12 А. Минимальная зафиксированная длительность нарастания импульса света СЛД составляла 50 пс.

Суперлюминесцентный светодиод (СЛД) представляет собой лазерный диод, у которого отсутствует оптический резонатор. Данная конструктивная особенность дает СЛД некоторые преимущества перед лазерами, такие как отсутствие релаксационных колебаний при импульсной модуляции, отсутствие шумов, связанных с внешней оптической обратной связью, подавление шумов переключения мод вследствие однородности спектра излучения и некоторые другие. Эти преимущества делают перспективным применение СЛД в коротких оптических линиях связи и волоконно-оптических гироскопических системах.

В [1] подробно изучены статические характеристики СЛД, получена импульсная мощность излучения СЛД 60 мВт. В [2] рассмотрены динамические характеристики СЛД. Фронты нарастания и спада оптического импульса мощностью в 10 мВт составляли соответственно 0.7 и 1.1 нс. По этим параметрам СЛД сильно уступают лазерам, имеющим быстроедействие в десятки и даже единицы пикосекунд при импульсной мощности в единицы Вт. Данная работа посвящена изучению возможности улучшения динамических характеристик СЛД и повышения импульсной мощности излучения.

### 1. Теоретическая модель и результаты расчета

Отличительной чертой СЛД, как следует из названия прибора, является суперлюминесцентный характер излучения. Иными словами, часть спонтанно испущенных фотонов попадает в моду планарного волновода и, распространяясь по нему, усиливается за счет стимулированного излучения. Поскольку в отличие от полупроводникового лазера СЛД лишен оптического резонатора, усиление света носит односторонний характер.

Адекватное теоретическое описание суперлюминесценции в общем виде довольно громоздко, так как должно учитывать усреднение по точке рождения захватываемых волноводом фотонов и направлению их распространения в плоскости активного слоя, а также по спектру. Ситуация значительно упрощается, если ограничиться приближением достаточно вытянутой формы СЛД (длина значительно больше ширины). При этом можно считать, что значительное усиление испытывает только излучение, распространяющееся в направлении, близком к оси диода. Введем обозначение  $\beta$  для эффективной доли таких фотонов

в полном телесном угле спонтанного излучения. По смыслу эта величина аналогична «фактору спонтанной эмиссии в моду», часто используемому в теории полупроводниковых лазеров [3], но менее строго определена и может служить подгоночным параметром. Если, кроме того, считать спектральный контур спонтанного излучения достаточно плавным, то можно получить следующие приближенные уравнения для описания динамических процессов в СЛД:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{J(t)}{ed} - Bn(t)^2 \left[ (1 - \beta) + \beta \frac{\exp(\Gamma g(n) L) - 1}{\Gamma g(n) L} \right], \quad (1)$$

$$P(t) = \frac{1}{2} \hbar \omega B n(t)^2 \beta \frac{\exp(\Gamma g(n) L) - 1}{\Gamma g(n) L} WL \frac{d}{L} T. \quad (2)$$

Обозначения физических величин в (1) и (2) в основном соответствуют обозначениям, обычно используемым в теории полупроводниковых лазеров [3] и приведены в таблице. Коэффициент оптического усиления принят в виде  $g(n) = 3.5 \cdot 10^{-16} (n = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}) \text{ см}^{-1}$  для значений  $n > 1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; при  $n < 1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  величина  $g$  отрицательна и задается параболой, гладко сшитой с линейной зависимостью для положительных  $g$ .

№ п. п.	Параметр	Обозначение	Значение
1	Концентрация электронов	$n$	—
2	Плотность тока	$J$	—
3	Мощность излучения	$P$	—
4	Заряд электрона	$e$	$1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл
5	Постоянная излучательной рекомбинации	$B$	$1.5 \cdot 10^{-10}$ с/см <sup>+2</sup>
6	Доля спонтанного излучения, попадающего в планарный волновод	$\beta$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
7	Фактор оптического ограничения	$\Gamma$	0.13
8	Коэффициент оптического усиления	$g$	—
9	Энергия фотона	$\hbar \omega$	$2.35 \cdot 10^{-19}$ Дж
10	Коэффициент рассеяния	$T$	< 1
11	Длина полоскового контакта	$L$	200—1500 мкм
12	Ширина полоскового контакта	$W$	100 мкм
13	Толщина активного слоя	$d$	500 Å

Уравнение (1) описывает динамику изменения концентрации  $n$  неравновесных носителей в активной области СЛД. Первое слагаемое в правой части (1) описывает нарастание  $n$  за счет инжекционной накачки, а второе и третье — убыль концентрации соответственно за счет спонтанной рекомбинации и стимулированного (суперлюминесцентного) излучения.

Уравнение (2) описывает временную зависимость мощности оптического излучения, выходящего с одного из торцов СЛД. Произведение  $\hbar \omega B n^2$  дает мощность спонтанного излучения в единице объема активной области СЛД. При умножении на  $\beta$  получаем мощность той части света, для которой существенно оптическое усиление (т. е. мощность суперлюминесцентного излучения). Сомножитель  $(\exp(\Gamma g L) - 1) / \Gamma g L$  описывает усиление света в активном волноводе с усреднением по продольной координате точки рождения спонтанного фотона. При умножении на эффективный объем активной области  $LWd/\Gamma$  получаем полную

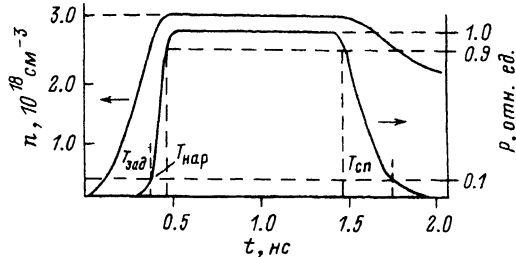


Рис. 1. Расчетные зависимости  $n(t)$  и  $P(t)$  для СЛД ДГС РО с  $L = 930$  мкм.

оптическую мощность на торцах активной области СЛД (множитель  $1/\Gamma$  описывает картину поперечного модового распределения света). Множитель  $1/2$  учитывает движение света из каждой точки образца к обоим его торцам, множитель  $T < 1$  введен для учета рассеяния света на торце волновода. При этом считается, что на обоих торцах можно пренебречь рассеянием света обратно в моду, т. е. отсутствуют оба зеркала.

Пример расчетных зависимостей  $n(t)$  и  $P(t)$ , полученных численным решением уравнений (1) и (2) для значения  $L = 930$  мкм, приведен на рис. 1. Все остальные значения расчетных параметров взяты из таблицы. Импульс тока накачки принят линейно нарастающим от нуля до значения  $J = 10^4$  А/см<sup>2</sup> за 300 пс и через 1.4 нс линейно спадающим до нуля за 300 пс, что соответствует условиям эксперимента [5].

Расчетная зависимость  $P(t)$  (рис. 1) имеет форму, близкую к прямоугольной. Времена задержки  $T_{\text{зад}}$ , нарастания  $T_{\text{нар}}$  и спада  $T_{\text{сп}}$  импульса света составили соответственно 366, 88 и 298 пс. Практически весь импульс света определяется вынужденным излучением, так как резкое нарастание импульса света начинается после достижения  $n$  величины  $1.0 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, являющейся пороговой для появления вынужденного излучения в арсениде галлия.

На рис. 2—4 приведены расчетные зависимости  $T_{\text{нар}}(J)$ ,  $T_{\text{сп}}(J)$  и  $T_{\text{зад}}(J)$  для двух значений  $L$ . При больших значениях  $J$  эти величины выходят на

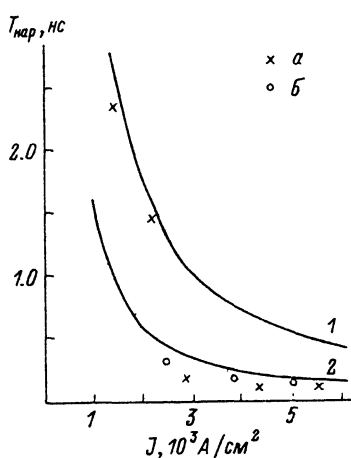


Рис. 2. Зависимость  $T_{\text{нар}}(J)$  для СЛД ДГС РО. Сплошная линия — расчетная зависимость;  $L$ , мкм: 1 — 400, 2 — 930; а — экспериментальные значения, зарегистрированные при помощи электронно-оптической камеры; б — экспериментальные значения, зарегистрированные при помощи  $p-i-n$ -диода.

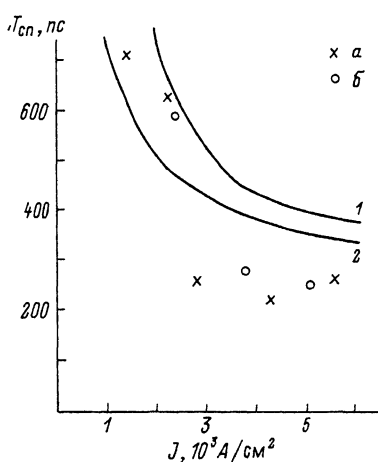


Рис. 3. Зависимость  $T_{\text{сп}}(J)$  для СЛД ДГС РО. Обозначения те же, что и на рис. 2.

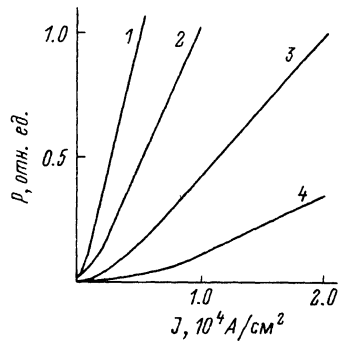
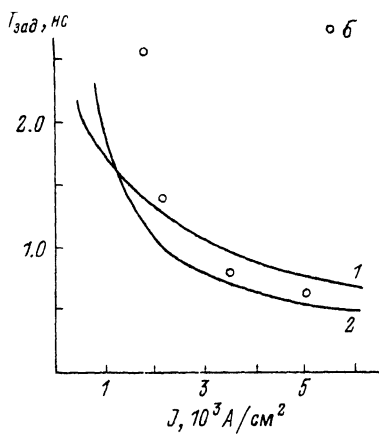


Рис. 4. Зависимость  $T_{\text{зад}}(J)$  для СЛД ДГС РО. Обозначения те же, что и на рис. 2.

Рис. 5. Расчетные зависимости  $P(J)$  для СЛД ДГС РО.

$L$ , мкм: 1 — 1500, 2 — 800, 3 — 400, 4 — 200.

насыщение в диапазоне сотен пикосекунд. Причем  $T_{\text{нар}}$  при  $J = 6.0 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$  достигает значения  $< 100$  пс. В области малых  $J$  все эти времена резко возрастают при приближении к некоторому пороговому значению  $J$ , при котором в СЛД достигается режим вынужденного излучения. Видно, что более длинные СЛД обладают несколько бóльшим быстродействием, так как свет в более длинной активной области испытывает большее усиление, чем в более короткой.

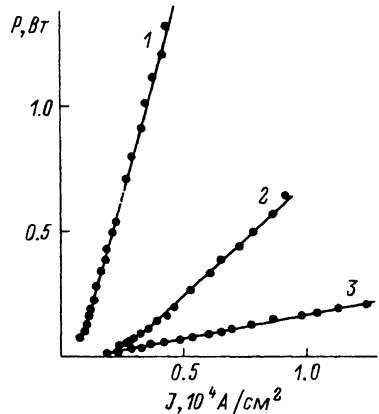
Зависимость  $P(J)$  для разных значений  $L$  приведена на рис. 5. При фиксированной  $J$  более длинные СЛД дают значительный выигрыш по мощности по сравнению с более короткими. Это объясняется большей длиной, на которой происходит усиление света, и соответственно более эффективным преобразованием энергии электрического тока в энергию оптического импульса.

Следует отметить, что предложенная модель динамики излучения СЛД является весьма приближенной. Кроме уже отмеченных выше упрощений, в ней не учитываются пространственное распределение носителей в плоскости волновода вдоль и поперек полоскового контакта, зависимость постоянной излучательной рекомбинации  $B$  от  $n$  [4], потери в волноводе, безызлучательная рекомбинация. Но, несмотря на эти многочисленные упрощения, предложенная модель по крайней мере качественно описывает динамику процессов, происходящих при накачке СЛД импульсами прямого тока, что демонстрируют далее приведенные экспериментальные данные.

## 2. Экспериментальные результаты

В экспериментальных исследованиях использовались образцы СЛД, по составу, легированию и толщинам слоев аналогичные ДГС РО GaAs/AlGaAs-лазерам, выращенным методом низкотемпературной жидкофазной эпитаксии [5]. Толщина активной области в этих образцах составляла 300—500 Å. Ширина полоскового контакта 100 мкм. Длина активной области варьировалась в пределах от 200 до 1500 мкм. Область поглощения создавалась путем снятия полоскового контакта на расстоянии  $\sim 100$  мкм у одного из торцов образца.

Схема накачки образцов СЛД импульсами прямого тока аналогична приведенной в [6]. Регистрация временных характеристик СЛД осуществлялась при помощи двух независимых методик. Первая методика — регистрация оптического импульса  $p-i-n$ -диодом [7], сигнал с которого подавался на стробоскопический



осциллограф С1-91/4. Временное разрешение в этом случае было не хуже 50 пс. Вторая — регистрация оптического импульса с использованием электронно-оптической камеры ЭОК-8 и системы считывания на базе ПЗС линейки, разработанные в Институте общей физики АН СССР. Временное разрешение в этом случае было не хуже 2 пс.

Образцы СЛД при достаточно высокой плотности тока накачки входили в режим суперлюминесценции и генерировали импульсы света, по форме близкие к прямоугольным. Пример такого сигнала приведен в [6].

На рис. 2—4 приведены зависимости  $T_{нар}(J)$ ,  $T_{сп}(J)$  и  $T_{зад}(J)$  для образца СЛД с  $L = 930$  мкм. Видно, что качественно эти зависимости близки к расчетным. Несколько меньшие по сравнению с расчетными значения  $T_{нар}$  и  $T_{сп}$  при больших значениях  $J$ , вероятнее всего, объясняются рассеянием части света обратно в активный слой от той грани образца СЛД, которая не имеет поглощающей области. Этот свет примет дополнительное участие в оптическом усилении, что не учитывается вышеприведенной теоретической моделью. Более быстрое по сравнению с расчетными зависимостями нарастание экспериментальных значений  $T_{нар}$ ,  $T_{сп}$  и  $T_{зад}$  в области малых  $J$  объясняется неидеальностью используемых гетероструктур, что приводит к увеличению порогового значения  $J$  для появления вынужденного излучения по сравнению с идеальной гетероструктурой.

Минимальное  $T_{нар}$  было зафиксировано на образце СЛД с  $L = 1500$  мкм и при  $J = 4.7 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> составляло 50 пс.

На рис. 6 приведены зависимости  $P(J)$  для разных значений длины активной области СЛД. Измерения проведены по методике, описанной в [6]. Экспериментальные кривые показывают хорошее согласование с расчетными. Максимальная импульсная оптическая мощность была зафиксирована на СЛД с  $L = 1500$  мкм и при  $J = 12$  А составляла 1.8 Вт.

Аналогичные исследования проводились также на образцах СЛД на основе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ДГС структуры с толщиной активной области 0.35—0.4 мкм, выращенной методом ЖФЭ. Состав эмиттерных слоев  $x = 0.2—0.3$ . Геометрические параметры аналогичны параметрам образцов первого типа.

Образцы ДГС СЛД при достаточно высокой плотности тока накачки также входили в режим суперлюминесценции. Пороговые значения  $J$ , необходимые для достижения режима вынужденного излучения, для образцов этого типа лежали в диапазоне 6—9 кА/см<sup>2</sup>, значения  $T_{нар}$ ,  $T_{сп}$ ,  $T_{зад}$  были несколько выше, чем для ДГС РО СЛД в сравнимых условиях, но при достаточном превышении значений  $J$  над пороговым также находились в диапазоне сотен пикосекунд. Импульсная мощность излучения у ДГС СЛД для сравнимых образцов была примерно на порядок ниже, чем для ДГС РО СЛД. Данные измерения показывают, что режим суперлюминесценции с достаточно хорошими динамическими параметрами может быть достигнут на сравнительно простых в изготовлении ДГС структурах.

В заключение необходимо отметить, что повышение быстродействия СЛД может быть связано как с продвижением в более высокие плотности токов накачки, так и с использованием структур с более высоким коэффициентом усиления, например многослойных квантово-размерных структур. Важным с точки зрения повышения мощности излучения является тот факт, что у СЛД

не существует такого фундаментального ограничения мощности, как катастрофическое разрушение зеркал, характерного для инжекционных лазеров. Поэтому максимальная оптическая мощность СЛД, скорее всего, будет ограничиваться процессом отвода тепла от активной области структуры.

Авторы благодарят В. Е. Постовалова за помощь при проведении измерений и В. П. Хвостикова за предоставленные образцы ДГС РО.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lee T. P., Burrus C. A., Miller B. I. // *IEEE J. Quant. Electron.* 1973. V. 9. N 8. P. 820—828.
- [2] Kwong N. S. K., Bar-Chaim N., Chen T. // *Appl. Phys. Lett.* 1989. V. 54. N 4. P. 298—300.
- [3] Demokan M. S., Nacaroglu A. // *IEEE J. Quant. Electron.* 1989. V. 20. N 4. P. 1016—1022.
- [4] Гарбузов Д. З., Соколова З. Н., Тер-Мартirosян А. Л., Халфин В. Б., Чалый В. П. // Тез. докл. I Всес. конф. по физическим основам твердотельной электроники. Л., 1989. Т. А. С. 26—27.
- [5] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Воднев А. А., Ивентьева О. О., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д. // *ФТП.* 1986. Т. 20. В. 2. С. 381—383.
- [6] Корольков В. И., Орлов Н. Ю., Рожков А. В., Султанов А. М. // *Письма ЖТФ.* 1991. Т. 17. В. 15. С. 38—41.
- [7] Бутусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Ларионов В. Р., Рывкин Б. С., Танклевская Е. М., Тимофеев Ф. Н. // *Письма ЖТФ.* 1989. Т. 15. В. 9. С. 88—93.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Получена 12.11.1991

Принята к печати 15.11.1991