В.С. Белявский, И.С. Манак

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ (ОБЗОР)

Пространственно-временная структура (ПВС) излучения, являясь важной характеристикой полупроводниковых лазеров и некогерентных источников, приобретает особое значение в светодальнометрии. Ее неоднородность в ближнем поле излучения оказывает значительное влияние на точность измерения расстояний как при импульсном, так и В при фазовом методах. первом случае неоднородность пространственно-временной структуры излучения, проявляющаяся в вариациях задержек излучения в различных каналах генерации, затрудняет точное измерение временных интервалов, во втором - за счет неоднородности фазы модулированного сверхвысокими частотами (СВЧ) излучения вдоль p-n перехода становится невозможной ее точная фиксация.

Если не применять специальных мер, ошибка, обусловленная временной или фазовой неоднородностями, может стать доминирующей по сравнению с другими факторами [1]. Поэтому проблема поддержания однородности структуры излучения в ближнем поле носит актуальный характер и необходимость ее рассмотрения диктуется практическими нуждами светодальнометрии.

Физические причины, обуславливающие пространственновременную структуру излучения полупроводниковых источников

<u>Задержка излучения.</u> Для светового излучения полупроводниковых источников при амплитудной модуляции и импульсном возбуждении характерно некоторое запаздывание относительно управляющего тока на p-n-переходе, связанное с накоплением заряда в активной области и достижением системой состояния инверсной пороговой населенности. Одновременно с такими процессами идет рекомбинация неравновесных носителей заряда (HH3), препятствующая увеличению их концентрации. При описании релаксации HH3 пользуются характеристическими временами [2]: τ_u – время жизни HH3 для спонтанных излучательных переходов; τ_{δ} – безылучательное время жизни HH3; τ_c – спонтанное время жизни HH3, определяемое как

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_u} + \frac{1}{\tau_o},\tag{1}$$

 τ_{cm} – время жизни ННЗ для стимулированных излучательных переходов; τ_n – полное время жизни ННЗ, которое находится из соотношения:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_u} + \frac{1}{\tau_{\delta}} + \frac{1}{\tau_{cm}}.$$
(2)

Связь между задержкой излучения t_0 и спонтанным временем жизни ННЗ τ_c описывается следующим выражением [3]:

$$t_0 = \tau_c \ln \frac{j}{j - j_{nop}},\tag{3}$$

где *j* – плотност тока через диод, *j_{nop}* – пороговое значение плотности тока.

Из (3) следует, что вариации задержки излучения могут быть обусловлены неоднородным распределением тока инжекции и времени жизни HH3, которые в свою очередь определяются технологией изготовления *p*-*n*-перехода, концентрацией легирующих примесей и дефектов, термообработкой, геометрическими размерами и другими Любая неоднородность параметрами диодов. В оптических или электрических свойствах активной области приводит к соответствующему изменению задержки излучения.

В случае СВЧ – модуляции еще одним существенным фактором, влияющим на задержку излучения, становится скин-эффект. Как известно, вследствие скин-эффекта плотность тока представляет собой амплитудно-модулированную волну:

$$j = j_0 e^{-px} \cos(\omega t - px), \qquad p = \frac{1}{\delta} = 2\pi \sqrt{\mu \sigma f} , \qquad (4)$$

где σ – толщина слоя; μ – магнитная проницаемость; j_0 – плотность тока по поверхности проводника, x – расстояние до поверхности; f – частота модуляции.

Расчет величины толщины скин-слоя в предположении, что основное влияние на ток в активной области оказывает распределение тока в подложке *n*-типа, при концентрациях $n \sim 10^{17} \div 10^{19}$ см⁻³ дает значение 50 мкм (f = 900МГц). Попадая в активную область (*p*-типа), электроны рекомбинируют, и их концентрация становится функцией плотности тока инжекции, времени жизни и ширины активной области. Учет этого обстоятельства увеличивает размеры скин-слоя при токе 0,2A до 130 мкм. Таким образом, величина скин-слоя в лазерных диодах сравнима с размерами кристалла и может вносить вклад в неоднородность характеристик излучения.

Задержка электролюминесценции *p*-*n* структур может объясняться не только накоплением ННЗ в области рекомбинации, но и зарядкой барьерной емкости *p*-*n*-перехода.

Исходя из зависимости барьерной емкости от напряжения[4]

$$C = C_0 U_0^{1/\gamma} (U_c - U)^{-1/\gamma},$$

где C₀ – барьерная емкость при нулевом напряжении, U_c – контактная разность потенциалов на слое объемного заряда, $\gamma \sim$ коэффициент распределения примесных центров в слое объемного заряда ($\gamma = 2$ для резкого и $\gamma=3$ для плавного *p*–*n*-переходов), получено следующее выражение для задержки:

$$t_{s} = \frac{C_{0}}{I} \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} U_{c}^{1/\gamma} (U_{c} - U_{B})^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}.$$
(5)

Здесь U_B – начальное напряжение смещения, I – стационарное значение тока через p-n переход. Таким образом, время задержки оказывается обратно пропорциональным току.

<u>Фазовая неоднородность излучения.</u> Рассмотрим одну из теоретических моделей, описывающую процессы в гетеролазере [5]. Распределение неравновесных дырок в n-области дается уравнением непрерывности:

$$D_{p} \frac{\partial^{2} p_{n}(x,t)}{\partial x^{2}} - \frac{p_{n}(x,t)}{\tau} = \frac{\partial p_{n}(x,t)}{\partial t}.$$
(6)

Граничные условия имеют вид:

$$\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = \frac{S_{v1}}{D_p} p_n(0,t) - \frac{J_0}{qD_p} (U(t) - U(t - t_p)),$$
(7)

$$\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial x}\bigg|_{x=d} = \frac{S_{v2}}{D_p} p_n(d,t), \qquad (8)$$

где D_p - постоянная диффузии, τ - время жизни неравновесных инжектируемых дырок, S_{v1} , S_{v2} – площади поверхности рекомбинации.

Решение уравнения (6) с граничными условиями (7), (8) могут быть получены с помощью преобразований Лапласа, для чего их перепишем в виде:

$$\frac{\partial^2 p_n(x,S)}{\partial x^2} = \frac{S + 1/\tau}{D_p} p_n(x,S), \qquad (9)$$

$$\frac{\partial p_n(x,S)}{\partial x}\bigg|_{x=0} = \frac{S_{v1}}{D_p} p_n(0,S) - \frac{J_0}{qD_p} \bigg(\frac{1 - \exp(-Stp)}{S}\bigg), \tag{10}$$

$$\frac{\partial p_n(x,S)}{\partial x}\Big|_{x=d} = \frac{S_{v2}}{D_p} p_n(d,S).$$
(11)

Ищем решение в виде:

$$p_n(x,S) = A \exp\left(\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}x\right) + B \exp\left(-\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}x\right).$$
(12)

Имеем

$$p_{n}(x,S) = \frac{J_{0}}{qD_{p}} \left(\frac{1 - \exp(-Stp)}{S} \right) \times \left(\frac{\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_{p}}} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_{p}}}}{\left(\frac{S+1/\tau}{D_{p}} + \frac{S+1/\tau}{D_{p}} \right) + \frac{S_{v2}}{D_{p}} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_{p}}}} \frac{S+1/\tau}{D_{p}}}{\left(\frac{S_{v1}S_{v2}}{D_{p}^{2}} + \frac{S+1/\tau}{D_{p}} \right) + \sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_{p}}} d + \sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_{p}}} \frac{S_{v1}+S_{v2}}{D_{p}} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_{p}}} d \right)}.$$
(13)

Вводя инверсный передающий лапласиан F(x,S'), где $S'=S+1/\tau$, имеем:

$$p_n(x,S') = \frac{J_0}{qD_p} \left(F(x,S') - \exp(tp/\tau) \exp(-S'tp)F(x,S') \right).$$
(14)

Из этого выражения видно, что переменная во времени инжекция неосновных носителей в n – область лазера на двухсторонней гетероструктуре приводит к изменению во времени светового излучения. Аналогичное явление существует и в лазерах на односторонней гетероструктуре. При этом оказывается, что фаза между электрическим сигналом оказывается величиной, зависящей от координаты в ближнем поле излучения диодов. Эта локальная зависимость фазы излучения называется фазовой неоднородностью.

Определим неоднородное состояние по фазе следующим образом[6]: инжекция неосновных носителей зарядов в *p-n*-переход лазерного диода, изменяющаяся по закону синуса с круговой частотой ω , приведет к тому, что интенсивность люминесценции в ближнем поле будет осциллировать в таком же ритме.

Оказывается, что фазовая неоднородность излучения возникает в результате перекрытия локальных функций интенсивности рекомбинации и поглощения вдоль области распространения света в объеме диода. Концентрация инжектированных носителей при удалении от p-n-перехода убывает по экспоненциальному закону. Такая же зависимость будет и для излучательной компоненты тока. Если в области рекомбинации создать поглощение с большой крутизной, интенсивность

излучения в ближнем поле определяется только малым объемом активной области, примыкающей в p-n-переходу.

Основываясь на этом, получено выражение:

$$I(x_s, x_p) = \int_{Z=Z_0}^d \int_{y=0}^{y(Z)} \exp(-r\alpha_{unm}) dy dz, \qquad (15)$$

где $\alpha_{uhm}(x_s, x_p) = \frac{\int \alpha(x_p) dx_p}{\int dx_p},$

 $I(x_s, x_p)$ – интенсивность излучения в выделенной области ближнего поля.

Пространственно-временное распределение ННЗ, определяющее фазовую неоднородность излучения, находится из уравнений непрерывности и вне зоны объемного заряда в *p*-и *n*-областях имеет вид:

$$n_{p}(x_{p},t) \sim \left(e^{\frac{qU_{0}}{kt}} - 1\right)e^{\frac{x_{p}}{L_{n}}} + \frac{qU}{kT}e^{\frac{qU_{0}}{kt}}e^{\frac{x_{p}}{A_{n,p}(\omega)}},$$
(16)

где

$$A_{n,p}(\omega) = L_{n,p}(1 + \gamma \omega \tau_{n,p}),$$

 $L_{n,p}$ – диффузионная длина, $\tau_{n,p}$ – время жизни неравновесных носителей, U_0 – напряжение на p - n переходе.

В активной области уравнение непрерывности приводит к выводу о существовании "рекомбинационных волн", представляющих собой волны плотности заряда, которые могут быть ответственными за фазовую неоднородность [6].

Поглощение света в толщине полупроводника может идти с последующим переизлучением. Как правило, влияние вторичных процессов на пространственно-временную структуру излучения не велико. Однако в некоторых случаях они могут быть основным фактором, формирующим неоднородность фазы модулированного излучения - пространственную и спектральную [7]. Это связано с тем, что между первичными и вторичными процессами существует некоторый временной сдвиг.

Влияние переизлучения можно оценить на основе кинетических уравнений для плотностей неравновесных электронов и фотонов [8]. В предположении, что уровень возбуждения невысок и рекомбинация является линейной кинетические уравнения имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} + G + g, \\ \frac{ds}{dt} = -\frac{s}{\tau_{\phi}} + \frac{n}{\tau_{u}}, \end{cases}$$
(17)

где τ , τ_{ϕ} – время жизни электронов и фотонов соответственно, g – скорость генерации электронов за счет поглощения собственного рекомбинационного излучения, s – объемная плотность фотонов, τ_u – излучательное время жизни.

Решение этих уравнений приводит к следующему виду переходного процесса:

$$s = C_1 e^{-\frac{t}{T_1}} + C_2 e^{-\frac{t}{T_2}},$$
(18)

$$T_1 = \frac{2\tau\tau_{\phi}}{\tau + \tau_{\phi} - \sqrt{(\tau - \tau_{\phi})^2 + 4\tau\tau_{\phi}\Theta\eta_i(1 - \eta_{\phi})}},$$
(19)

$$T_1 = \frac{2\tau\tau_{\phi}}{\sqrt{(\tau - \tau_{\phi})^2 + 4\tau\tau_{\phi}\Theta\eta_i(1 - \eta_{\phi})}},$$
(20)

где η_{ϕ} – функция выхода спонтанного излучения, $\Theta = \alpha_P / \alpha$, α_P – коэффициент поглощения, приводящего к генерации неравновесных носителей, α – коэффициент поглощения, η_i – внутренний квантовый выход люминесценции.

Для упрощенного случая включения внешнего стационарного возбуждения в момент времени *t* = 0 имеем:

$$S = S_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right),\tag{21}$$

$$T = \frac{\tau}{1 - \theta \eta_i (1 - \eta_\phi)}.$$
(22)

Из полученных равенств видно, что пространственно-временная структура излучения помимо τ зависит от θ , η_{ϕ} , η_{i} , изменения которых по объему излучателя приведут к соответствующим изменениям фазы и задержек излучения.

Также была обнаружена корреляция между внутренними квантовыми выходами генерации и картиной ближнего поля[9].

Как и задержка излучения распределение фазы φ по излучающей поверхности при СВЧ-модуляции есть функция времени жизни φ ННЗ и в простейшем случае дается выражением [10]:

$$\varphi = \operatorname{arctg}(2\pi f \tau_n), \qquad (23)$$

где *f* – частота модуляции.

Таким образом, при наличии областей с различными значениями времен жизни τ'_n и τ''_n изменение фазовой задержки $\Delta \phi$ при переходе от первой области ко второй [10]:

$$\Delta \varphi = \operatorname{arctg}(-2\pi f \tau_n') - \operatorname{arctg}(-2\pi f \tau_n')$$
(24)

На рис. 1 приведены результаты для ожидаемого сдвига фаз при переходе от точки с $\tau'_n = 10^{-9}$ с к точкам где τ''_n принимает значения 0.2(1), 0.4(2), 0.6(3), 0.8(4), 2(5), 4(6), 6(7), 8(8) от τ'_n .



Рис 1. Зависимость изменения фазовой задержки от частоты

В некоторых случаях необходимо учитывать спектральную зависимость распределения фазы излучения по активной области, что можно сделать на основе выражения [11]

$$\varphi_{\varepsilon_i}^p(t,\omega,\varepsilon_i)\Delta\varepsilon_i = \frac{\beta S}{4N^2}\Delta\varepsilon_i \int_{0}^{t_p} g_p(x_p,t) f_p(\varepsilon_i) \exp(-\alpha_p(\varepsilon_i N l_p - x_p)) dx_p, (25)$$

где $g_p(x_p,t) = F_p(\omega) \exp(\alpha_n(\omega)x_p) \exp(j(\omega t - b_n(\omega)dx_p)),$

$$a_n(\omega) = \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}}}{L_n \sqrt{2}},$$

$$b_n(\omega) = \frac{\sqrt{-1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}}}{L_n \sqrt{2}},$$

 F_p — функция, зависящая от величины возбуждающего тока и параметров диода, β — коэффициент, учитывающий влияние контактов, S — поперечное сечение диода, τ_n — полное время жизни носителей, L_n — диффузионная длина, N — показатель преломления, f_p — нормированный спектр излучения, α_n — коэффициент поглощения в р-области, l_p — толщина *p*-области, ε_i — энергия фотона.

Отсюда выражение для фазы излучения $\phi(\omega, \varepsilon_i)$ будет иметь вид:

$$\varphi(\omega, \varepsilon_{i}) = \frac{b_{n}(\omega) \left(e^{l_{n}\psi(\varepsilon_{i}, \omega)} \cos\left(l_{p}b_{n}(\omega) - 1\right)\right) - \psi(\varepsilon_{i}, \omega) e^{l_{n}\psi(\varepsilon_{i}, \omega)} \sin\left(l_{p}b_{n}(\omega)\right)}{b_{n}(\omega)\psi(\varepsilon_{i}, \omega) \left(e^{l_{n}\psi(\varepsilon_{i}, \omega)} \cos\left(l_{p}b_{n}(\omega) - 1\right)\right) + b_{n}(\omega)e^{l_{n}\psi(\varepsilon_{i}, \omega)} \sin\left(l_{p}b_{n}(\omega)\right)},$$
(26)

где $\psi(\varepsilon_i, \omega) = \alpha_p(\varepsilon_i) - a_n(\omega).$

Явление хроматической задержки характерно для ВЧ-модуляции диодов и объясняется спектральной зависимостью коэффициента поглощения и скорости рекомбинации, которые могут варьировать по объему диода.

Методы исследования пространственно-временной структуры излучения

Исследования пространственно-временной структуры излучения часто связаны с определением характеристических времен жизни носителей, поскольку, как указывалось выше, они определяют пространственновременную структуру.

Характеристические времена определяют, как правило, следующими способами[2]:

1. по граничной частоте при непрерывной прямой амплитудной модуляции излучения;

2. по времени задержки между возбуждающим импульсом и импульсом излучения;

- 3. по фазово-частотным характеристикам;
- 4. по переходным характеристикам;
- 5. по зависимости пороговой плотности тока от длительности импульса.

Первый метод позволяет измерять очень малые времена жизни носителей с помощью стандартного оборудования. Кроме того, в отличие от других методов он позволяет измерить время жизни непосредственно у *p*-*n*-перехода, так как в этом случае влияние поверхности меньше.

Из уравнения непрерывности для амплитудно-частотной характеристики спонтанного излучения получается выражение[12]:

$$\Phi_{\sim} = \frac{\Phi_{-0}}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_c^2}},\tag{27}$$

где Φ_{\sim} – амплитуды переменной составляющей в потоке излучения при частоте модуляции ω , $\Phi_{\sim 0}$ – амплитуда переменной составляющей в световом потоке при $\omega \rightarrow 0$, τ_c – спонтанное время жизни.

На граничной частоте $\Phi_{\sim} = \Phi_{\sim 0}/\sqrt{2}$. Следовательно, $\tau_c = 1/\omega_{cp}$. Это справедливо в том случае, если источник получения представляет собой апериодическое звено первого рода.



Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки для исследования быстродействия лазера.

 исследуемый диод; 2 – тройник; 3 – импульсный усилитель; 4 – СВЧ-генератор; 5 – импульсный вольтметр; 6 – выпрямитель; 7 – генератор импульсов; 8 – выпрямитель; 9 – ферритовый вентиль; 10 – ослабитель; 11 – ФЭУ; 12 – высоковольтный источник питания; 13 – осциллограф; 14, 17 – объективы; 15 – система подвижных зеркал; 16 – индикатор перемещения; 18 – внешний модулятор

В том случае, когда источник работает в лазерном режиме его частотная, характеристика описывается аналогичным выражением:

$$\Phi_{\sim} = \frac{\Phi_{\sim 0}}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}},\tag{28}$$

где τ_n – полное время жизни ННЗ.

Для измерения характеристических времен жизни можно использовать установку, структурная схема которой представлена на рис. 2.

К диоду 1 с помощью специального тройника 2 подводились видеоимпульс от генератора импульсов 7 и задержанный радиоимпульс от

генератора 4, СВЧ-мощность от которого через ферритовый вентиль подводилась к лазерному диоду и к внешнему 9 одновременно устройству 18 (резонатору) фотоэлектронного модулирующему через фиксированный ослабитель 10. Измерения умножителя 11 проводились ФЭУ-28, работавшим в режиме фазового детектирования в прикатодной области. Модулированное излучение, проходя через оптическую систему (объективы 14, 17 и зеркала 15) попадало на фотокатод 11. Амплитуда сигнала на выходе 11, определяемая разностью фаз модулированного излучения лазерного диода и СВЧ-сигнала, подаваемого в 18, контролировалась осциллографом.



Рис. 3. Структурная схема экспериментальной установки для изучения пространственно-временной структуры ближнего поля излучения полупроводниковых источников с использованием экстремального метода фиксации разности фазы
 1 – источник излучения; 2,6,7,10 – объективы; 3,5 – зеркала; 4 – механический индикатор положения зеркала; 8 – увеличенное тело свечения; 9 – щель; 11 – световод; 12 – внешний модулятор (резонатор); 13 – ФЭУ; 14 – высоковольтный источник питания; 15 – узкополосный усилитель; 16 – осциллограф; 17 – СВЧ-генератор; 18 – ферритовый вентиль; 10 – ВЧ генератор

Установка позволяет измерять изменение фазового сдвига между модулирующим напряжением и огибающей светового потока $\Delta \phi$ от величины тока инжекции. $\Delta \phi$ можно найти, зная перемещение Δl зеркал 15 и рабочую частоту *f*, по формуле:

$$\Delta \varphi = \frac{4\pi \Delta l}{\lambda} = \frac{4\pi \Delta l f}{c} \,. \tag{29}$$

Если полный сдвиг фаз ϕ_1 , то полное время жизни:

$$\tau_n = \frac{\mathrm{tg}(\phi_1)}{\omega},\tag{30}$$

причем ϕ_1 вычисляется по измеренному τ_c из выражения (14).

Для изучения распределения фазы модуляции излучения вдоль *p–n*-перехода диода можно использовать экстремальный и парафазный методы [13].

При экстремальном способе [14] сигнал от источника излучения 1, проходя через объективы 2, 7, зеркала 3, 5 и линзы 6, 10 попадает через световод 11 на ФЭУ-28 13, помещенный в поле рассеяния коаксиального резонатора 12 (рис.3). ФЭУ работает в режиме фазового детектирования, определяя разность фаз излучения, поступающего из различных точек *p*–*n*-перехода.



Рис. 4. Структурная схема установки с использованием парофазного способа фиксации разности фаз для исследования фазовой неоднородности излучения по излучающей поверхности

1 – полупроводниковый источник излучения; 2 – источник постоянного смещения; 3 – ферритовый вентиль; 4 – низкочастотный полупроводниковый коммутатор СВЧ-мощности; 5 – СВЧ-генератор;
 6 – генератор низкой частоты; 7 – внешний модулятор; 8 – ФЭУ; 9 – источник питания делителя ФЭУ; 10 – усилитель низкой частоты; 11 – синхродетектор; 12, 16, 17, 20 – линзы; 13, 15 – зеркала;
 14 – механический индикатор положения зеркал 18 – увеличенное тело свечения; 19 – щель; 21 - световод

Для уменьшения влияния фазовой неоднородности модулирующего поля в зазоре взаимодействия ФЭУ-28 специально отбираются [15], и в измерениях используется лишь часть их фотокатода. Сигнал с выхода ФЭУ 13 через узкополосный усилитель 15 подается на осциллограф 16. Для повышения разрешения сканирование проводится по увеличенному изображению источника.

Экстремальный метод дает возможность проводить измерения в гигагерцовом диапазоне с точностью до 1°, что соответствует временному разрешению ~3пс, а парофазный способ до 4′.

В последнем случае в отличие от экстремального метода СВЧ-сигнал во внешний модулятор поступает непрерывно, а на диод с частотой, определяемой генератором низкой частоты (рис.4). В остальном принцип работы аналогичен экстремальному методы. В обоих методах

измерение разности фаз осуществлялось перемещением зеркал с помощью механического индикатора.

Применяя фотоэлектронные умножители, работающие в режиме гетеродинирования, можно реализовать схемы фазового детектирования, обеспечивающие точность фиксации разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина порядка 4' на частотах модуляции 600 МГц [16].

Для исследования временных характеристик излучателей помимо фотоэлектронных умножителей, работающих в режиме фазового детектирования, применяются и другие методы: оптической стробосциллографии, ФЭУ и фотодиоды в режиме счета фотонов в сочетании с системами многоканального временного анализа и т.д.

Одним ИЗ перспективных направлений сверхширокополосной сигналов регистрации повторяющихся оптических является метод стробирования тока вблизи фотокатода, что часто используется при изучении временных характеристик импульсных лазеров. Для этих целей используются оптические строб-осциллографы например (ОСО-1), в которых воздействие на фотоэлектроны осуществляется непосредственно в момент их вылета с фотокатода. При этом удается получить сверхкороткие (~ 10⁻¹⁰ – 10⁻¹¹с) стробоскопические вырезки из фототока и реализовать сверхширокополосные системы фотоосциллографии [17].



Рис. 5. Структурная схема установки для исследования временных характеристик по задержке излучения относительно импульса возбуждающего тока
 1, 2 - генераторы импульсов тока; 3 - генератор запуска; 4 - блок формирования затворного импульса; 5 - блок развертки; 6 - оптическая схема; 7 - калиброванный кабель; 8 - фотоприставка

Для исследования маломощных источников излучения применяются одноквантовые фотоприемники и системы многоканального временного анализа [18]. Практически прибором, регистрирующим число фотоэлектронов в каждый момент времени, является многоканальный временной анализатор.

Для определения импульса излучения относительно возбуждающего импульса можно использовать установку, схема которой приведена на рис.5.

Излучение лазера, падающее на фотокатод ЭОП, превращается в поток электронов и ускоряется полем управляющих пластин. Исследуемый процесс может быть развернут и зафиксирован на экране. Время задержки определяется по запаздыванию светового излучения относительно переднего фронта возбуждающего импульса.

Применение в данной схеме фотоэлектронного резонатора света Φ ЭР-1[19] позволило поднять временное разрешение установки до 3×10^{-11} с.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В [6] на основе модели, объясняющей фазовую неоднородность совместным действием задержек рекомбинации и оптического поглощения, проведены расчеты ожидаемых характеристик излучения, которые сравниваются с экспериментально полученными результатами (рис.6).

Отмечено, что эффект фазовой неоднородности люминесцентных диодов можно уменьшить за счет снижения вклада сильно задержанных процессов рекомбинации путем создания в области рекомбинации сильно возрастающего в направлении диффузии носителей оптического поглощения.

Теоретические и экспериментальные результаты сравниваются также в работе [20]. Исследуемые диоды были подвергнуты сканированию от точки к точке по светоизлучающей поверхности в ближнем поле, причем детектор измерял только излучение, испускаемое вертикально к сканируемой поверхности. Результаты исследований представлены на рис.7 в виде графических зависимостей фазового сдвига и интенсивности в ближнем поле. На рис.8 представлены распределение плотности носителей для переходов, изготовленных методом изменения скорости роста, и соответствующие интенсивности, фазовая характеристика $\varphi(x)$ излучательной рекомбинации.

Практический интерес представляет исследование пространственновременной структуры излучателей на основе GaAs, работающих в лазерном режиме. Здесь исследовалось распределение разности фаз модуляции и опорного сигнала $\Delta \phi$ путем измерения этой величины при дискретном перемещении диафрагмы 0,07мм по изображению поверхности. Одновременно проводилось измерение интенсивности излучения. В отличие от спонтанного режима работы наблюдалась корреляция между изменением фазы модуляции и интенсивностью,



Рис. 6. Экспериментально наблюдаемая интенсивность излучения ближнего поля (а), фазовая неоднородность излучения диодов со структурой Фабри-Перо (б) и соответствующие характеристики (в), найденные теоретически с применением функций поглощения

причем фазовая неоднородность более существенна по сравнению с некогерентным режимом работы.

Исследование задержек начала генерации показало, что генерация начинается в некотором участке активной области и с течением времени распространяется по всей ее ширине [21]. В качестве причин этого явления предлагаются:

- 1. ограниченная скорость инжектированных носителей;
- 2. различная концентрация ловушек захвата, ответственных за задержку

момента начала генерации;

3. конечная длительность переднего фронта инжектирующего импульса.

При увеличении тока инжекции указанный выше участок смещается в сторону *n* области. Однако максимум интенсивности не смещается, а наблюдаются лишь некоторое расширение активной области перпендикулярно *p*–*n*-переходу.





Рис. 7. Распределение интенсивность и распределение фазы излучения (точки – экспериментальные значения, линии – теоретические).

Рис. 8. Пространственная зависимость фазы модуляции(1), интенсивности(2) в ближнем поле, а также концентрации дырок(3) и электронов(4): *j*=200А/см², *f*=30МГц. *T*=30О°К,

$$\Delta N_A / \Delta N_D \cong 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-4}, N_D = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Распределение интенсивности и моментов начала генерации вдоль *p*–*n*-перехода носит нерегулярный характер и не повторяется для различных образцов, что, вероятно, связано с несовершенством полупроводникового материала.

Экспериментальные исследования временных задержек в лазерах с резонатором типа Фабри-Перо и в лазерах с распределенной обратной связью (РОС) показали [22]:

1. величина задержки зависит только от стационарной выходной мощности Р;

2. квадрат величины задержки имеет квазилинейную зависимость от $1/P_f$ в случае РОС-лазера и нелинейный характер для лазера с резонатором Фабри-Перо;

3. лазер с резонатором Фабри-Перо имеет временную задержку, как правило, меньшую, чем у РОС-лазера при одной и той же P_f .

Излучение краевых областей диода отстает по фазе от излучения центральной области [23]. Это характерное для полупроводниковых

излучателей явление, связанное со специфическим влиянием поверхности на процесс рекомбинации.

Гетеролазеры по сравнению с гомолазерами имеют более однородную структуру излучения [24], которая может быть обусловлена отсутствием двойных акцепторов [25], ответственных за задержки излучения в лазерах с диффузионными *p*-*n*-переходами.

Распределение фазы вдоль и поперек гетеропереходов при различных токах накачки имеет ряд закономерностей [26]. При движении в направлении, перпендикулярном переходу обнаруживается увеличение задержки в центре активной области. Оно связано с уменьшением излучательного и ростом безызлучательного времен жизни и большими оптическими потерями вблизи переходов. Кроме того, при высоком уровне инжекции возникает неоднородность в распределении основных носителей, которая может привести к уменьшению скорости рекомбинации в центре активной области.

Другой закономерностью полученных результатов по распределению фазы является общее увеличение задержки в направлении от *n*-эмиттера к *p*-эмиттеру. Естественно предположить, что это связано с конечной скоростью инжектируемых электронов.

Были проведены исследования и спектрального распределения фазы модулированного излучения [27]. Полученные результаты показывают, что при смещении в длинноволновую область происходит увеличение эффективного размера излучающей поверхности и фазовой задержки. Увеличение фазы в длинноволновой области обусловлено переизлучением поглощенного рекомбинационного получения. Вырезая определенные участки спектра, можно добиться существенного улучшения пространственной однородности фазы модулированного получения.

Исследование спектральных характеристик GaP : Zn,O светодиодов показали, что они могут быть описаны как апериодическое звено [28] излучательным временем второго рода с жизни τ_u И безызлучательным τ_{δ} которые являются спектрально зависимыми величинами. Излучательное время жизни τ_u имеет минимум для длин волн, близких к центру красной полосы с λ_{max} =690нм, который смещается в более коротковолновую область с ростом тока накачки. Подобное же смещение характерно и для безызлучательного времени жизни.

Из рассмотренных экспериментальных результатов вытекают следующие меры уменьшения фазовой неоднородности:

- 1. совершенствование технологии получателей;
- 2. применение полосковых структур,

3. использование только тех областей, где фазовая неоднородность минимальна;

4. применение компенсационных схем.

Литература

- 1. Попов Ю. В. Влияние временных характеристик полупроводникового квантового генератора на точность измерения дистанции с помощью импульсно-фазового светодальномера на его основе // ОМП, 1977. №8. С. 49-51.
- 2. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1999. 199с.
- 3. Ламанов А.А., Попов Ю. В., Неверов Л. А., Жильцов А. И. Частотная зависимость задержки фазы излучения светодиодов в СВЧ-диапазоне // ОМП, 1975. №6. С. 23-24.
- 4. Царенков Б. В., Именков А. Я., Попов Ю. В., Яковлев Ю. П. Явление задержки эектролюминесценции р-п-структур и его связь с барьерной емкостью // ФТП. 1972. Т. 6, вып. 12. С. 2364-2369.
- 5. *Grain A.*, *Clifton G.* An analysis of the effects of interface recommendation on the transient response of double heterojunction devices // Quantum electronics. 1973. Vol. 13, № 9. P. 783-791.
- 6. Цее А. Эффект фазовой неоднородности в ближнем поле излучения люминесцентных диодов // ФТП. 1979. Т. 13, вып.1. С. 3-7.
- 7. Попов Ю. В., Трапезников М В., Ярошенко Т. Ю. О спектральной зависимости временных характеристик излучения GaAlAs-диодов // Письма в ЖТФ, 1982. Т.8, вып.4. С.197-200.
- 8. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Явление переизлучения в прямозонных полупроводниках // ЖПС, 1984. Т.41, №.3. С.357-373.
- 9. Воронин В. Ф., Грибковский В. П., Самойлюкович В. А. Корреляция между внутренними дифференциальными квантовыми выходами генерации и картиной ближнего поля инжекционных лазеров // ЖПС, 1971. Т.ХІL, вып.2. С.531-533.
- 10. Манак И. С., Шилов А. Ф. Частотная зависимость фазовой неоднородности GaAs источников ИК-излучения // Арсенид галлия. Томск.: 1974. Вып. 5. С. 154-157.
- 11. Misek J., Kucera L., Snobar F., Kortan J. Origin of chromatic delay in electro luminescent diodes // Solid State Electronics. 1977. Vol.20. P. 333-334.
- 12. Попов Ю. В., Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А. Исследование временных характеристик полупроводниковых источников рекомбинационного излучения с помощью обычных ФЭУ // Вестник БГУ. 1969. Сер.1, №3. С.67-71.
- 13. Zehe A. Influence of absorption on the field of spontaneously emitting GbAA p-n-junction // Phys. Stat. Sol.(a). 1973. Vol.15. P.41-44.
- 14. *Манак И. С.* Квантовые полупроводниковые приборы. Учебное пособие. Часть 2. Кинетика люминесценции и генерации излучения. Мн. БГУ, 1991. 98 с.
- 15. Попов Ю. В., Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А. О распределении фазы модулирующего напряжения по фотокатоду ФЭУ, работающему в режиме гетеродинирования // Вестник БГУ. 1970. Сер.1, №1. С.93-94.
- 16. Кобак И. А., Манак И. С., Попов Ю. В., Шилов А. Ф. Об особенностях применения ФЭУ в режиме гетеродинирования в схемах фазовых светодальномеров // Всесоюзная научная конференция "Совершенствование методов и приборов для

автоматизации и повышения точности угловых и линейных измерений в геодезии, аэрофотосъемка и фотометрии". Тез. докл. 9-11 декабря 1975г., М.: 1975 С.30.

- 17. Ермалицкий Ф. А., Манак И. С., Прохоренко А. С., Шевцов В. А. Лазеры на двойной гетероструктуре в системах оптической локации и све-тодальнометрии // Тезисы докладов III Всес. конф. "Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации. Таллинн.: 1987. С.45-46.
- 18. Манак И. С., Михнюк С. Б. Исследование кинетики электролюминесценции в GaP светодиодах красного свечения // XLIV Всес. научная сессия, посвященная дню Радио. Тез. докл. Ч.2 -М.:Радио и связь, 1989. С. 44.
- 19. Дробжин Ю. А., Никитин В. В. О методе измерения инерционности полупроводниковых квантовых генераторов // Измерительная техника. 1966. №11. С.92-93.
- 20. Doss R. GaAs p-n junction with varying local delay time of the recombination emission and its dependence on doping, // Phys.Stat. Sol.(a). 1972. Vol. 9. K. 61-63.
- 21. Дерягин В.Н., Марасин Л.Е. Распределение моментов начала генерации по получающей поверхности ПКГ // ФТП. 1971, Т. 5, в.10. С.1981-1983.
- 22. Spano P., O'Ottavi A., Mecozzi A., Daino B. Experimental observation of jitter in Semiconductor laser // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 52, № 26. P. 2203-2204.
- 23. Wilson A., Depatie D., Querns J. Near-foeld phase measurements of diode laser array // Adv. Laser See. II:Proc.2, int. Laser Sci.Conf., Seattle, wash., oct.20-24.,1986", New York. 1987. P. 139-141.
- 24. Алферов Ж. И., Дерягин В. Н., Марасин Л. Е. и др. Временные характеристики ближнего поля излучения инжекционных гетеролазеров // ЖТФ. 1974 Т. XLIV, вып. 4. С.863-864.
- 25. Dyment J.C., Ripper J.E. Temperature behavior of stimulated emission delay time delays in diodes and a proposed trapping model // Quantum Electron, Vol. 4. 1968. P.155-160.
- 26. Ламанов А.Л., Попов Ю.В. Временная неоднородность ближнего поля излучения инжекционных гетеролазеров при амплитудной модуляции сверхвысокими частотами // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 11. С. 2452-2454.
- 27. Заргарьяни М. Н., Грудин О. М. Спектральная зависимость пространственной неоднородности фазы модулированного спонтанного излучения диодов // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып.6. С.1358-1362.
- 28. Манак И. С., Лисенкова А. М., Бондаренко А. Н., Фалькова Н. В. Инерционные свойства GaP светодиодов в отдельных спектральных полосах // В сб.: Исследования по прикладной квантовой электронике. Труды ТПИ. Радиотехника XV. №639. Таллинн.: ТПИ. 1987. С.43-50.