

07

Лазерный гетеродинный оптогальванический эффект в СВЧ-диапазоне

© Г.Г. Акчурина

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: AkchurinGG@mail.ru

Поступило в Редакцию 17 января 2006 г.

Исследованы динамические свойства оптогальванического эффекта в мега- и гигагерцовой области при детектировании продольных мод в инжекционном полупроводниковом лазерном диоде с внешним резонатором. Перестройка длины внешнего резонатора лазерного диода и измерение амплитуды спектральной компоненты тока инжекции на частоте биений лазерных мод позволили определить время жизни электронов в активной области $p-n$ -перехода. В эксперименте длина резонатора изменялась от 1 м до 3 см, что вызывало изменение частоты биений лазерных мод от 150 МГц до 5 ГГц, при этом характерный диапазон оптогальванического эффекта для GaAlAs ($\lambda = 0.82 \mu\text{m}$) лазерных диодов ограничен временем спонтанной рекомбинации электронов порядка 0.8 пс. Обнаружен шумовой электрон-фотонный резонанс в когерентном излучении и токе инжекции.

PACS: 42.55.Px

Известно, что одна из основных причин, ограничивающих скорость передачи импульсно-кодовой информации в волоконно-оптических системах связи, это конечное время жизни электронов в активной области $p-n$ -перехода инжекционных лазерных диодов [1]. Динамические характеристики лазерных диодов определяют полосу модулирующих частот, используемых в методах определения дисперсии оптических волокон или в амплитудно-фазовых оптических диффузионных томографах [2,3]. Поэтому представляет интерес поиск методов диагностики таких динамических параметров инжекционных лазерных диодов, как время жизни носителей с пикосекундным разрешением. Известны способ определения времени жизни носителей в полупроводниковых инжекционных лазерах при импульсной или частотной модуляции тока

инжекции лазерного диода и исследование импульсной или амплитудно-частотной характеристики выходной оптической мощности с помощью сверхбыстродействующих фотодиодов. Однако при импульсной модуляции лазера на переднем фронте огибающей оптического импульса возникают затухающие релаксационные колебания, частота которых при типичных параметрах лазера лежит в диапазоне 1–3 GHz [1,4]. При амплитудной модуляции тока инжекции в этой же частотной области наблюдается электрон-фотонный резонанс в выходной лазерной мощности с максимумом и шириной, которые определяются из соотношения [4]

$$\omega_r \approx [(\beta - 1)/\tau_{ph}\tau_{sp}]^{1/2}, \quad \gamma = \beta/\tau_{sp}, \quad (1)$$

где $\beta = I/I_{th}$ — превышение усиления над потерями или отношение тока инжекции I к его пороговому значению I_{th} ; τ_{sp} — время спонтанной рекомбинации электронов, τ_{ph} — время жизни фотонов в резонаторе. Характерное время жизни электронов в инжекционных гетеролазерах составляет величину порядка единиц наносекунд, поэтому электрон-фотонный резонанс существенно искажает импульсные и модуляционные характеристики. Кроме того, при практической реализации данного способа возникают электродинамические проблемы, так как в этой области модулирующих частот максимально проявляется комплексный характер сопротивления p – n -перехода, что вызывает неконтролируемое изменение глубины модуляции тока инжекции при изменении частоты СВЧ-генератора [4]. При измерении переменной составляющей лазерной мощности в СВЧ-диапазоне с помощью существующих сверхбыстродействующих фотоприемников (лавинно-пролетные и рп-фотодиоды) возникают ограничения, связанные с их постоянной времени, которая соизмерима с временем жизни электронов в активной области p – n -перехода лазерного диода (~ 1 ns).

В данной работе предлагается сверхширокополосный нелинейный оптогальванический метод измерения времени жизни носителей в активной области полупроводниковых лазеров, который потенциально должен позволить измерять τ_{sp} в диапазоне от десятков наносекунд до десятков пикосекунд с помощью простой экспериментальной установки, не требующей использования скоростных фотодетекторов и СВЧ-генераторов.

В основе метода лежит оптогальванический эффект, впервые обнаруженный в He–Ne газоразрядном лазере при внутррезонаторной

модуляции потерь и вызывающий модуляцию тока разряда [5]. Механизм оптогальванического эффекта связывается с влиянием вынужденного излучения на скорость ионизации уровней в газоразрядном лазере. В атомарных He–Ne- и молекулярных CO₂-лазерах коэффициент преобразования глубины модуляции лазерной мощности в глубину модуляции тока разряда составляет характерные величины 10^{-2} – 10^{-3} [6,7]. Оптогальванический эффект был экспериментально исследован и в полупроводниковом лазере с внешним резонатором, в котором осуществляется низкочастотная модуляция потерь (единицы kHz), вызывающая соответствующую модуляцию лазерной мощности, которая преобразуется в противофазную модуляцию тока инжекции [8]. Взаимодействие вынужденного излучения с изменением населенности в полупроводниковых инжекционных лазерах нетрудно установить с помощью скоростных нелинейных уравнений, устанавливающих связь плотности фотонов в резонаторе лазера n_{ph} с концентрацией электронов n в активной области, которые имеют вид [1,4]

$$dn/dt = I/ed - B(n - n_{th})n_{ph} - n/\tau_{sp}, \quad (2)$$

$$dn_{ph}/dt = B(n - n_{th})n_{ph} - n/\tau_{ph}, \quad (3)$$

где B — коэффициент, определяющий скорость индуцированной рекомбинации в единице объема за секунду, n_{th} — пороговая концентрация электронов, d — толщина активной области, e — заряд электрона.

Вследствие электрон-фотонного взаимодействия при возмущении тока инжекции или лазерной мощности должен наблюдаться резонанс на частоте релаксационных колебаний ω_r , лежащих в СВЧ-диапазоне. Экспериментально был обнаружен шумовой электрон-фотонный резонанс на частотах 1–2 GHz для типичных полосковых GaAlAs лазерных диодов с длиной кристалла $250 \div 300 \mu\text{m}$. При исследовании спектральных шумовых характеристик лазерных диодов было установлено существование резонансного шумового пика с частотой ω_r не только в спектре выходной лазерной мощности, но и в спектре тока инжекции. Результаты измерений частотного положения этого шумового электрон-фотонного резонанса при изменении отношения I/I_{th} позволили установить, что положение спектрального шумового пика в токе инжекции определяется соотношением (1). Следует отметить, что, оценивая время жизни фотона в резонаторе τ_{ph} через френелевские коэффициенты отражения лазерного кристалла, возможно определение времени жизни

электронов τ_{sp} из соотношения (1) без использования сверхскоростных фотодиодов на основе анализа шумового оптогальванического отклика.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований обнаруженного нелинейного оптогальванического эффекта в СВЧ-области, обусловленного детектированием продольных лазерных мод полоскового полупроводникового GaAlAs лазерного диода ($0.82 \mu\text{m}$) с внешним резонатором в активной области $p-n$ -перехода. Одна из граней кристалла лазерного диода была просветлена с помощью четвертьволнового покрытия из SiO_2 с остаточным коэффициентом отражения менее 0.5%, а внешнее „глухое“ зеркало имело коэффициент отражения порядка 98%. Гетеродинный оптогальванический эффект наблюдался с помощью СВЧ-анализатора спектра (С4-60), сигнал на который подавался с 50-омного сопротивления, включенного в цепь питания инжекционного лазера. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. При использовании сверхбыстродействующего фотодиода типа ЛФД-2 с постоянной времени 300 пс, детектирующего выходное излучение лазера с внешним резонатором, наблюдались также биения лазерных мод на частоте, определяемой соотношением

$$\Delta\nu = c/2(L_0 + nL_i), \quad (4)$$

где L_0 — длина внешнего резонатора; L_i — длина лазерного кристалла, равная $250 \mu\text{m}$; n — показатель преломления активной среды GaAlAs лазера, равный ~ 4 .

Из соотношения (4) нетрудно видеть, что частота биений лазерных мод обратно пропорциональна длине резонатора. Измерения проводились при изменении длины резонатора L_0 от 1 м и до 3 см, что ограничивалось размерами используемого микрообъектива с числовой апертурой 0.6 и увеличением 40. Экспериментально было установлено, что при длине внешнего резонатора, равного 1 м, частота биений лазерных мод равна 150 МГц с шириной спектра менее 1 МГц, а при минимальной длине резонатора $L_0 = 3 \text{ см}$ $\Delta\nu = 5 \text{ GHz}$. Перестройка длины внешнего резонатора и соответствующее изменение амплитуды протектированного сигнала частоты биений лазерных мод в СВЧ-диапазоне использовались нами ранее для диагностики быстродействия сверхскоростных фотодетекторов [9]. Оптогальванический эффект в активной области лазерного кристалла играет роль такого сверхскоростного фотодетектора и осуществляет гетеродинирование продольных мод непосредственно в $p-n$ -переходе, при этом его чувствительность на

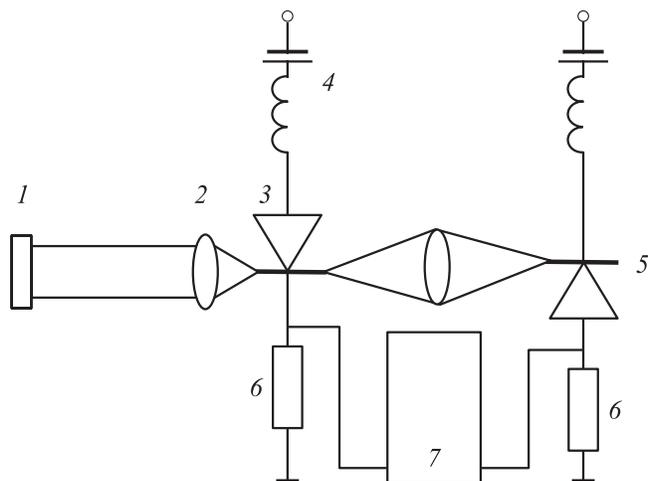


Рис. 1. Блок-схема установки для исследования лазерного гетеродинного оптогальванического эффекта в инжекционном лазерном диоде GaAlAs ($\lambda = 0.82 \mu\text{m}$) с перестраиваемым внешним резонатором: 1 — плоское 98% отражающее зеркало внешнего резонатора с перестраиваемой длиной, 2 — микрообъектив с числовой апертурой $NA = 0.6$ и увеличением 40; 3 — плосковый инжекционный GaAlAs лазерный кристалл с выходной гранью, обращенной к внешнему резонатору, имеющий просветляющее покрытие; 4 — источник питания лазерного диода; 5 — лавинный фотодиод ЛФД-2 с постоянной времени 300 ps; 6 — 50-омное сопротивление, 7 — СВЧ-анализатор спектра типа С4-60.

порядок меньше, чем при использовании внешнего фотодиода типа ЛФД-2. Перестраивая длину внешнего резонатора полупроводникового инжекционного лазера и измеряя переменную составляющую тока инжекции на частоте биений мод внешнего резонатора, возможно определение времени жизни электронов в активной области лазерного диода. Результаты измерений динамического отклика оптогальванического эффекта в гетеролазере в СВЧ-диапазоне показаны на рис. 2. Характерный спад переменной составляющей тока инжекции с ростом частоты биений лазерных мод (при постоянной средней выходной лазерной мощности и мощности на частоте биений, контролируемой с помощью внешнего фотоприемника) связан с конечным временем

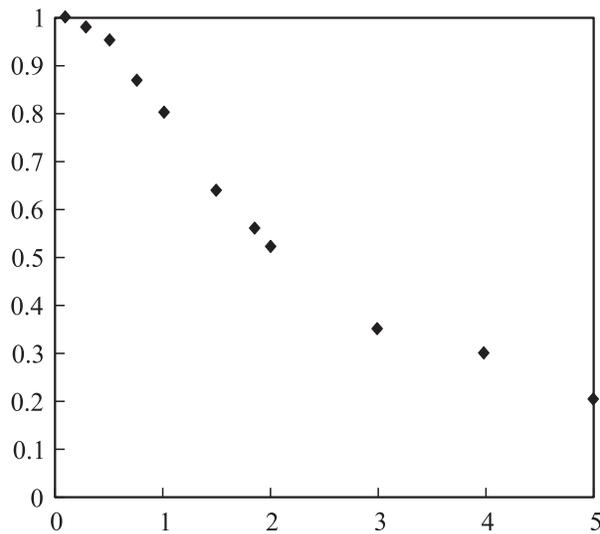


Рис. 2. Экспериментальная зависимость нормированной переменной составляющей тока инжекции от частоты межмодовых биений (GHz) GaAlAs полоскового лазерного диода с перестраиваемым внешним резонатором. Точки — ряд 1.

жизни электронов. Частота, соответствующая спаду коэффициента передачи в $\sqrt{2}$, равная $f = 1.3$ GHz, позволила оценить время жизни электронов в активной области p - n -перехода из соотношения $\tau_{sp} = 1/f$. Следует отметить, что при использовании соответствующих микролинз возможно уменьшение длины резонатора менее 1 см и расширение диапазона диагностики выше 15 GHz, при этом для исследования не требуются сверхбыстродействующие фотодиоды. Кроме того, возможно наблюдение гетеродинного оптогальванического эффекта и без просветления одной из выходных граней лазерного диода. Следует отметить, что в этом случае необходимо изменять длину внешнего резонатора на дискретные величины, равные периоду функции когерентности $2L_{in}$ излучения лазера, чтобы минимизировать влияние когерентных свойств излучения лазерного диода на результаты измерений, а также подавить проявление нелинейно-динамических эффектов в частотно-зависимом резонаторе [10].

Таким образом, обнаружен и апробирован гетеродинный оптогальванический эффект, который позволяет определять динамические параметры полупроводниковых инжекционных лазеров в пикосекундной области.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов президента России № 25.2003.2 „Ведущие научные школы“ и U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (N REC-006).

Список литературы

- [1] Гауэр Дж. Оптические системы связи / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1988. 501 с.
- [2] Мидвинтер Дж. Волоконные световоды для передачи информации / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1983. 336 с.
- [3] Акчурин Г.Г., Зимняков Д.А., Тучин В.В. // Биомедицинская радиоэлектроника. 2000. № 1. С. 46–53.
- [4] Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры / Под ред. У. Тсанга. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1990. 320 с.
- [5] Itazu S., Hirasawa S., Yoshida N. // Jap. J. Appl. Phys. 1972. V. 11. N 6. P. 920–921.
- [6] Очкин В.Н., Преображенский Н.Г., Соболев Н.Н. и др. // УФН. 1986. Т. 148. № 3. С. 473–507.
- [7] Алексеева Л.Л., Гаврилов Д.Н., Тучин В.В. // Опт. и спектр. 1983. Т. 55. № 2. С. 340–345.
- [8] Ву Ван Лык, Елисеев П.Г., Манько М.А. и др. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 9. С. 1851–1856.
- [9] Акчурин Г.Г., Сучков С.Г. // Изв. вузов. Сер. Электроника. 1996. № 1–2. С. 99–105.
- [10] Mork J. et al. // IEEE J. Quantum Electronics. 1992. QE-28. P. 93–97.