

06.3;07;12

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИЕ ТРИГГЕРНЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

© Л.А.Ривлин

Инициирование преодоления границы устойчивости между стационарными состояниями бистабильного полупроводникового лазера в результате фебрильного нагрева свободных носителей при поглощении ими ультракороткого управляющего светового импульса открывает возможность заметного снижения инерционности триггерных переходных процессов.

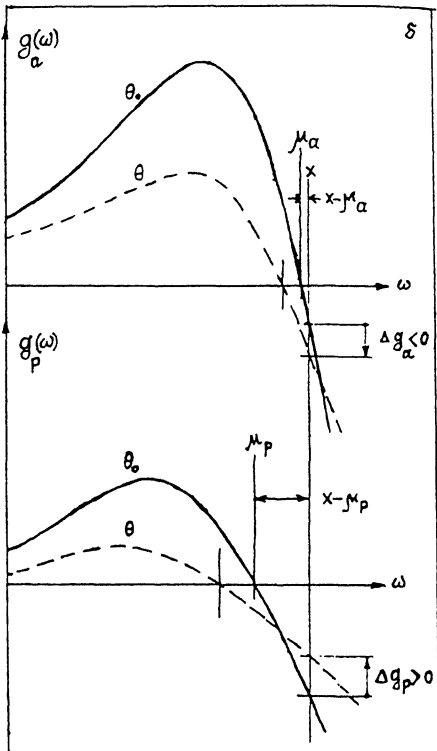
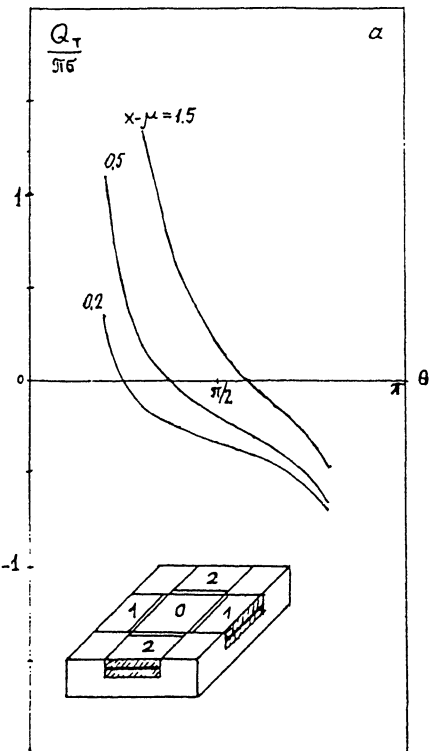
Для управления переходными процессами в полупроводниковом лазере давно и успешно используют предложенную в [1] многосекционную структуру с изолированными участками инжекции в едином резонаторе. Отдельные секции этой структуры в зависимости от положения квазиуровня Ферми F могут играть роль как усилителя, так и нелинейного насыщающегося поглотителя света. Сложная нелинейная динамика такого многосекционного лазера делает возможным эффективный контроль над переходными процессами посредством управления концентрацией носителей, инерционность которого характеризуется постоянными времени электрических цепей инжекции и/или временем спонтанной рекомбинации носителей и обычно лежит в наносекундном диапазоне (см., например, [2,3]).

Снижение инерционности может быть достигнуто, если переходные процессы происходят без заметного изменения концентрации носителей в усиливающих секциях, обеспечивающих приток фотонов в моду лазера, а также по возможности и в секциях с насыщающимся поглощением, исполняющих функции управления переходным процессом. Первая часть задачи поддается решению, если изменение состояния лазера (например, его включение и выключение) состоит в переориентации процесса стимулированного испускания из одной моды сложного резонатора в другую, причем усиливающая секция одинаковым и почти неизменным образом участвует в процессе генерирования в обеих модах. Одним из примеров подобного рода процессов могут служить явления в лазерных интегральных схемах со скрещенно-симметричной резонаторной системой [2,3], составленной из двух идентичных полупроводниковых лазеров с расположенными крестообразно резонаторами, общей усиливающей секцией 0 и двумя наборами управляющих

секций 1-1 и 2-2, принадлежащих разным резонаторам (см. рисунок, а — врезка: двойными линиями показаны границы между электрически изолированными секциями, зеркала изображены штриховкой). Полное усиление на всей длине любого из скрещенных лазеров определяется в отсутствие фотонного поля только плотностью тока инжекции и недостаточно для превышения оптических потерь всех видов. Поэтому обоим лазерам присуще жесткое возбуждение, при котором стационарное генерирование возможно только в результате насыщения поглощения секций 1-1 или 2-2. При соответствующем выборе токов инжекции между лазерами устанавливается конкуренция, выражающаяся в невозможности одновременного стационарного генерирования обоих лазеров. Скачкообразное триггерное переключение от стационарного состояния генерирования одного из конкурирующих лазеров к другому инициируется малой вариацией поглощения в управляющих секциях: уменьшением поглощения в негенерирующем лазере и/или увеличением его в генерирующем. Эта малая вариация служит лишь для преодоления границы устойчивости между двумя стационарными состояниями и играет роль стартового толчка для дальнейшего лавинообразного переходного процесса. Подобное триггерное переключение не сопровождается существенными изменениями в основном резервуаре носителей заряда (т. е. секции 0): стационарная концентрация носителей, поддерживающая усиление в одном лазере, переходит без радикальных изменений к выполнению той же функции, но в лазере-конкуренте. Детальный анализ колебательной устойчивости подобной системы и подтверждающие его экспериментальные данные можно найти в [2,3].

Другим резервом для снижения инерционности служит замена электрических управляющих сигналов оптическими, что полностью устраняет негативное влияние постоянных времени электрических цепей. При этом управление состоянием секций 1-1 и 2-2 обоих лазеров должно осуществляться одновременными одинаковыми ультракороткими импульсами света одной и той же частоты, совпадающей с собственной частотой генерирования лазера. Это требование диктуется тенденцией к образованию оптических цепей из идентичных управляющих и управляемых лазеров. Однако если управление производится через изменение концентрации носителей, то такому подходу препятствует тот факт, что вместо желательного одновременного увеличения поглощения в активном генерирующем лазере и уменьшения в пассивном происходит вариация поглощения одного знака.

Между тем существуют явления, свободные от указанных негативных особенностей и способные как повышать,



так и понижать поглощение света управляющими секциями, не будучи связанными с изменениями концентрации носителей заряда. Они состоят в кратковременном фебрильном отрыве температуры носителей от температуры решетки в генерирующем лазере под действием ультракороткого импульса света [4-6]. Для этого длительность воздействующего светового импульса должна заметно уступать времени установления температурного равновесия между ансамблями носителей и фонами решетки, т.е. лежать в пикосекундном диапазоне. Основным источником нагрева в этом случае, не сопровождающимся изменением концентрации, служит поглощение света свободными носителями с сечением порядка $\sigma \approx 10^{-17} \text{ см}^2$ [7].

В отсутствии энергообмена с решеткой при облучении полупроводника световым импульсом указанной малой длительности с плотностью энергии w каждый носитель приобретает в среднем дополнительную энергию $k\Delta T \approx \sigma w$, что, например, для $w = 10 \text{ мкДж/см}^2$ составляет прирост

температуры носителей порядка $\Delta T \approx 10 \text{ К}$ (k — постоянная Больцмана).

Величина и знак результирующего изменения коэффициента поглощения света определяются конкретными зонной структурой и характером лазерного перехода, которые находят свое выражение в форме спектральной линии коэффициента усиления света $g(\omega, T)$. Не пытаясь из-за большого разнообразия эмпирических данных о структуре лазерного перехода найти решение проблемы в общем виде, достаточно сделать это хотя бы для одной правдоподобной модели, например для модели ^[2,3], хорошо зарекомендовавшей себя для описания и предсказания экспериментальных результатов, относящихся к различным типам лазеров без квантово-размерных структур, и приводящей к следующим выражениям для линии коэффициента усиления $g = g_0 e^x (\mu - x) / \theta$ и концентрации электронов $n = n_0 e^\mu \theta / \sin \theta$, где $x = \hbar\omega / E_0$, $\mu = F / E_0$ и $\theta = \pi kT / E_0$ ($0 < \theta < \pi$) — соответственно частота, квазиуровень Ферми и температура носителей, нормированные на эмпирическую константу E_0 , и $g_0 = \text{const}$, $n_0 = \text{const}$. Эти формулы написаны при допущении о квазиравновесности функций распределения носителей, основанном на малости времени внутризонной релаксации ($\approx 10^{-13}$ с) по сравнению с длительностью светового импульса. В итоге приращение коэффициента усиления Δg после воздействия ультракороткого светового импульса с плотностью энергии w оценивается как

$$\Delta g = \left[\frac{\partial g}{\partial n} \cdot \frac{dn}{dw} + \frac{\partial g}{\partial \theta} \cdot \frac{d\theta}{dw} \right] w = (g_0 e^x / E_0) (Q_n + Q_T) w, \quad (1)$$

где

$$Q_n = -g/xn\theta; \quad Q_T = (\pi\sigma/\theta^2) (x - \mu - 1 + \theta/\text{tg}\theta) \quad (2)$$

отражают концентрационный и температурный вклады соответственно. В управляющих секциях обоих лазеров $g < 0$, и поэтому $Q_n > 0$ всегда. Вклад Q_T может иметь любой знак:

$$Q_T \geq 0, \quad \text{если} \quad x - \mu \geq 1 - \theta/\text{tg}\theta. \quad (3)$$

Рисунок, б поясняет причину этого различия в знаках: точки пересечения кривых $g(\omega)$ с вертикалями $x = \text{const}$ (частота генерирования) смещаются после нагрева $\Delta\theta > 0$ (штриховые линии) в разные стороны ($\Delta g \geq 0$) от исходных кривых $g(\omega)$ (сплошные линии) в зависимости от величины $x - \mu$, различной в секциях 1-1 и 2-2 активного и пассивного лазеров.

Температурная зависимость $Q_T(\theta)$ представлена на рисунке, а: так, в интервале температур $0.25\pi < \theta < 0.57\pi$ температурный член Q_T имеет разные знаки для $x - \mu_a = 0.2$ и $x - \mu_p = 1.5$ с абсолютным значением порядка $\approx 10^{-17} \text{ см}^2$ в середине интервала. Для сравнения: $Q_n \approx 10^{-18} \text{ см}^2$ при той же температуре и $-g = 10 \text{ см}^{-1}$, $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $x = 50$. При $w = 10 \text{ мкДж/см}^2$ приращение Δg составляет около 15% от первоначального значения g при $x - \mu = 0.2$. Таким образом, воздействие управляющего ультракороткого импульса света на коэффициент поглощения в результате повышения температуры носителей может оказаться даже превалирующим по сравнению с влиянием изменения их концентрации. Существенно, что фебрильный нагрев вызывает желательную реакцию **разных знаков** в конкурирующих лазерах в отличие от действий концентрационных изменений.

Приведенные оценки свидетельствуют, что явления фебрильного нагрева носителей ультракоротким управляющим световым импульсом длительностью около 10 пс способны снизить продолжительность этапа преодоления границы устойчивости конкурирующих лазеров на один-два порядка по сравнению с воздействием через модуляцию тока инжекции и заметно уменьшить инерционность переходного процесса в целом.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 93-2633).

Список литературы

- [1] *Lasher G.J.* // Sol. State Electronics. 1964. V. 7. P. 707.
- [2] *Ривлин Л.А., Семенов А.Т., Якубович С.Д.* Динамика и спектры излучения полупроводниковых лазеров. М.: Радио и связь, 1983.
- [3] *Rivlin L.A., Semenov A.T., Yakubovich S.D.* // J. Sov. Laser Res. 1986. March. V. 7. P. 57.
- [4] *Ривлин Л.А.* // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 689.
- [5] *Ривлин Л.А.* // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 2089.
- [6] *Ораевский А.Н.* // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. С. 1463.
- [7] *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М.: Мир, 1981.

Московский государственный
институт радиотехники,
электроники и автоматики
(Технический университет)

Поступило в Редакцию
25 июля 1996 г.