

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК



ПРЕПРИНТ

11

В.В. ЯКУТКИН, С.П. КОТОВА

**ПОДАВЛЕНИЕ ХАОТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ,
ВЫЗВАННОЙ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ
СВЯЗЬЮ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ**

Москва 2003

ПОДАВЛЕНИЕ ХАОТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ, ВЫЗВАННОЙ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

© 2003 г. **В.В. Якуткин, С.П. Котова**

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
Ново-Садовая 221, 443011 Самара, Россия
e-mail: jakutkin@fian.smr.ru, kotova@fian.smr.ru*

Аннотация

На модели составного резонатора и экспериментально показано, что с помощью запаздывающей оптоэлектронной обратной связи, управляющей током накачки, можно подавить хаотическую генерацию, вызванную внешней оптической обратной связью в полупроводниковом лазере. Подавление хаотической генерации зарегистрировано на полупроводниковом AlGaAs/GaAs лазере квантворазмерной структуры с составным резонатором длиной 1 м. При наличии неселективной внешней оптической обратной связи шумы оптической мощности достигали десятков микроватт, в спектре преобладала одна мода, но ее спектральная ширина превышала 600 МГц. Оптоэлектронная обратная связь, управляющая током накачки, уменьшала шумы в несколько раз и ширину линии генерации - до 80 МГц.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одночастотные полупроводниковые лазеры, перестраиваемые по длине волны, представляют интерес для многих применений, прежде всего, для атомной спектроскопии [1, 2] и интерферометрии [3]. Непрерывная, без модовых скачков, перестройка на 10-50 нм достигается за счет селективной оптической обратной связи. В то же время неселективная внешняя оптическая обратная связь (ВООС) может значительно ухудшить характеристики полупроводникового лазера [4]. Возвращение в активную область лазера даже малой части излучения, отразившегося от внешних элементов оптической схемы, может привести к развитию хаотической генерации, которая проявляется в увеличении шумов оптической мощности и резком уширении линии генерации, так называемом "коллапсе когерентности" [5]. Для устранения этого явления в оптические схемы включают оптические изоляторы, которые снижают уровень оптической мощности, возвращающейся в лазер [6].

Оптические изоляторы, обеспечивающие уровень развязки $>40\text{дБ}$, относительно дороги, особенно для видимого диапазона спектра. В синезеленой области, где уже разработаны коммерчески доступные образцы лазеров [7], пока еще нет кристаллов, обладающих достаточно большим коэффициентом вращения плоскости поляризации. Альтернативным, не зависящим от длины волны излучения, способом подавления шумов оптической мощности и частоты излучения, вызванных неселективной ВООС, может быть использование методов управления хаосом, развиваемых в последние 12 лет [8].

В данной работе на модели составного резонатора [9] оценивается эффективность подавления шумов с помощью запаздывающей обратной связи [10], управляющей током лазера, и на эксперименте демонстрируется возможность подавления хаотической генерации лазера с ВООС.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

На рисунке 1 схематически показан лазерный диод с внешней оптической обратной связью от плоского зеркала. Амплитудные коэффициенты отражения собственных граней лазера принимаются одинаковыми и равными r_0 . Внешнее зеркало, расположенное на расстоянии $L=c/2\tau$ от передней грани лазера,

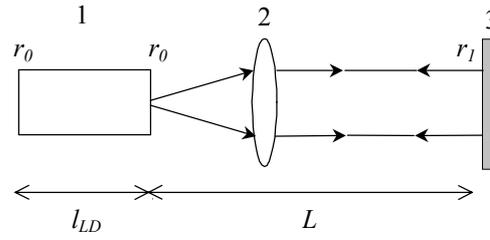


Рис.1. Схема лазера с составным резонатором: 1-лазер, 2-объектив, 3-внешний отражатель.

отражает излучение обратно, здесь τ - время кругового обхода. Часть излучения вводится обратно в лазерный резонатор, за нее отвечает амплитудный коэффициент отражения внешнего зеркала r_1 . Внешнее зеркало и передняя грань лазера образуют составной резонатор, эффективное отражение которого зависит от фазы возвращающегося обратно излучения [4, 11, 12]. Как показывают работы [13, 14, 15], модель составного резонатора хорошо работает в области слабой и умеренной обратной связи. Моделирование динамики одночастотного лазера с ВООС при этом выполняется через систему скоростных уравнения для плотности носителей $N(t)$, амплитуды $E(t)$ и фазы $\Phi(t)$ электрического поля:

$$\begin{aligned} \frac{dE(t)}{dt} &= \frac{1}{2} \left(G_N [N(t) - N_{th}] - \frac{1}{\tau_p} \right) \cdot E(t) + \frac{k}{\tau_{in}} E(t - \tau) \cdot \cos \Delta(t) + \frac{R_{sp}}{2VE(t)} + F_E(t) \\ \frac{d\Phi(t)}{dt} &= \frac{\alpha}{2} G_N [N(t) - N_{th}] + \frac{kE(t - \tau)}{\tau_{in}E(t)} \cdot \sin \Delta(t) + F_\Phi(t) \\ \frac{dN(t)}{dt} &= J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G_N [N(t) - N_{th}] \cdot |E(t)|^2 + F_N(t) \end{aligned}$$

где $\Delta(t) = \omega_0 t + \Phi(t) - \Phi(t - \tau)$. Величина R_{sp} и случайные Ланжевеновские члены F_E, F_Φ, F_N отражают вклад спонтанной эмиссии и шумов в лазерную моду [16]. Коэффициент обратной связи определяется как $k = \chi \cdot (1 - r_0^2) \cdot r_1 / r_0$, где величина χ отвечает за потери на распространение излучения вне лазера и эффективность согласования лазерной моды с модой, возвращающейся от внешнего отражателя. Для моделирования управляющего сигнала было модифицировано слагаемое, отвечающее за уровень накачки лазера

$$J = J_0 [1 - K(|E(t)|^2 - |E(t - \tau)|^2)],$$

где K – глубина модуляции и τ' – время запаздывания в оптоэлектронной петле обратной связи. Мы использовали процедуру расчета, подробно описанную в

[9], и алгоритм Рунге-Кутты-Фельберга 4/5-ого порядка [17]. В таблице 1 приведены данные, использованные для расчетов.

Таблица 1. Данные, использованные при моделировании динамики лазера с ВООС.

G_N	Коэффициент усиления	$8.1 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{сек}$
N_{th}	Пороговая плотность носителей	$2,02 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$
τ_p	Время жизни фотонов	$2 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$
τ_{in}	Время обхода собственного резонатора лазера	$10 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$
τ_s	Время жизни носителей	$2,07 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$
V	Объем активной области	$1,2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3$
α	Фактор уширения линии генерации	3

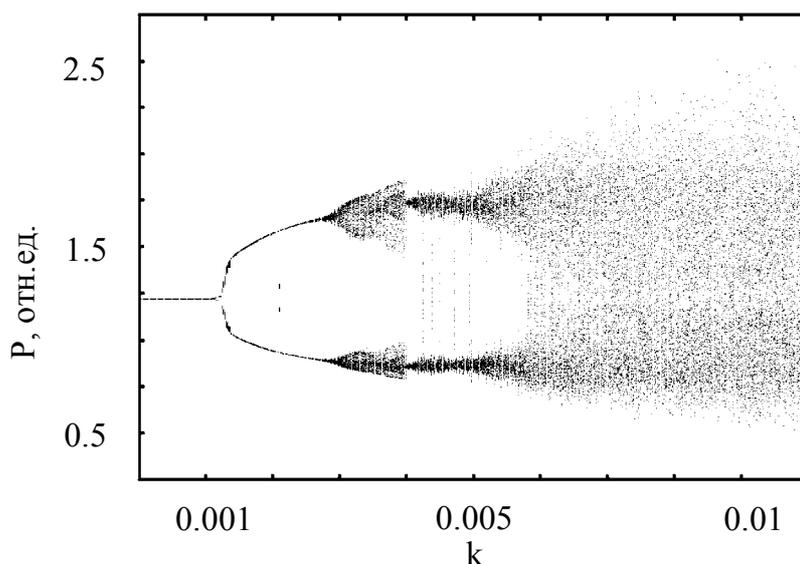


Рис.2. Бифуркационная диаграмма для оптической мощности ($L = 1 \text{ м}$).

С увеличением уровня ВООС k (управление отключено $K=0$) наблюдается квазипериодический переход системы к хаосу. Характерная диаграмма бифуркаций представлена на рисунке 2. При уровнях слабой обратной связи развивается цикл с периодом, соответствующим времени задержки излучения во внешнем резонаторе. Затем система испытывает квазипериодический переход к хаосу – развиваются циклы с удвоенными периодами и развивается хаотическая генерация. Следует отметить, что уровни критической обратной

связи, при которых лазер переходит к хаотической генерации, зависят от параметров лазера, в первую очередь, коэффициентов отражения граней и фактора уширения линии генерации, а также от расстояния до внешнего отражателя. Эти зависимости достаточно давно известны и подробно изучены [4], поэтому не рассматривались в данной работе.

Подавление хаотической генерации является частным случаем управления хаосом и основано на том, что динамика хаотической системы представлена бесконечным числом равновероятных нестабильных состояний. Некоторые из них можно стабилизировать с помощью малого управляющего сигнала, увеличивающего вероятность пребывания системы в выбранном состоянии. В результате воздействия, вносимого управляющим сигналом, прочие состояния системы начинают притягиваться к выбранному и из хаоса рождается порядок. Причем, использование запаздывающего управляющего сигнала вида $|E(t)|^2 - |E(t-\tau)|^2$, стабилизирует цикл с периодом $\tau' = n\tau$.

При моделировании нас интересовала возможность использования непрерывной запаздывающей обратной связи, прежде всего, для подавления хаотической генерации. Поэтому мы выбирали $\tau' = \tau$ и рассчитывали зависимости от времени для плотности носителей $N(t)$, амплитуды $E(t)$ и фазы $\Phi(t)$ электрического поля. По этим данным затем вычислялись: $RIN(f)$ - относительная интенсивность шумов оптической мощности в радиочастотной области; \overline{RIN} - средняя интенсивность шума в полосе частот 1МГц ÷ 5ГГц; спектры генерации лазера. На рисунке 3 показана зависимость относительной интенсивности шума, соответствующая режиму коллапса когерентности при $L=1\text{м}$, $r_l=1$, $k=2\cdot 10^{-3}$, без подавления $K=0$ и с включенным подавлением $K=5\cdot 10^{-3}$. Подавление шумов интенсивности, наведенных внешней оптической обратной связью, обеспечивается во всей полосе частот по уровню ≈ 75 дБ, фазовые шумы и шумы концентрации носителей подавляются соответственно. Средняя интенсивность шумов может служить показателем, по которому определяется эффективность работы управляющей ОС. На следующем графике показано изменение степени подавления при увеличении уровня оптической обратной связи при фиксированном расстоянии до внешнего зеркала и глубине модуляции управляющей ОС.

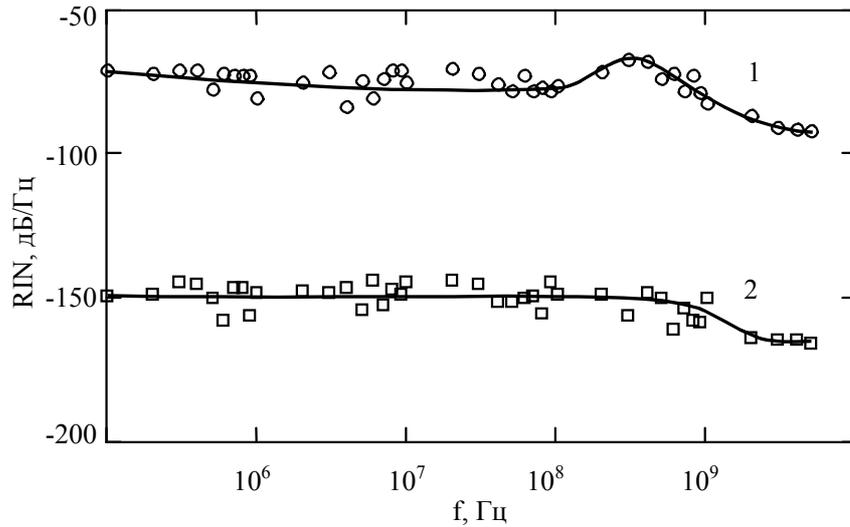


Рис.3. Спектр шумов оптической мощности лазера, соответствующий режиму коллапса когерентности при $L=1\text{м}$, $r_1=1$, $k=2\cdot 10^{-3}$, $K=5\cdot 10^{-3}$: без управляющей ОС (1) и с включенной управляющей ОС (2) .

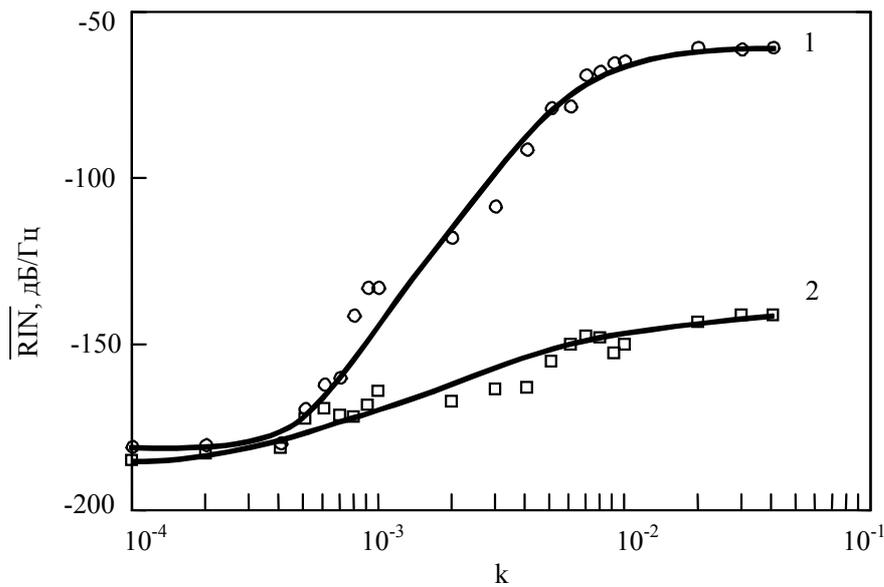


Рис.4. Зависимость средней интенсивности шумов от уровня обратной связи k при $L=1\text{м}$, $r_1=1$, $K=5\cdot 10^{-3}$: с выключенной (1) и с включенной управляющей ОС (2).

Среднее значение относительной интенсивности шумов возрастает по мере увеличения уровня ВООС и выходит на насыщение при развитии хаотических колебаний в обоих случаях, как при отключенной, так и при включенной управляющей ОС. Глубина модуляции управляющей ОС, равная $5\cdot 10^{-3}$, надежно обеспечивает подавление хаоса во всем диапазоне уровней ВООС. Выбранная величина приходится примерно на середину окна

стабильности (рис.5) и менее всего нуждается в корректировке при изменении других параметров системы.

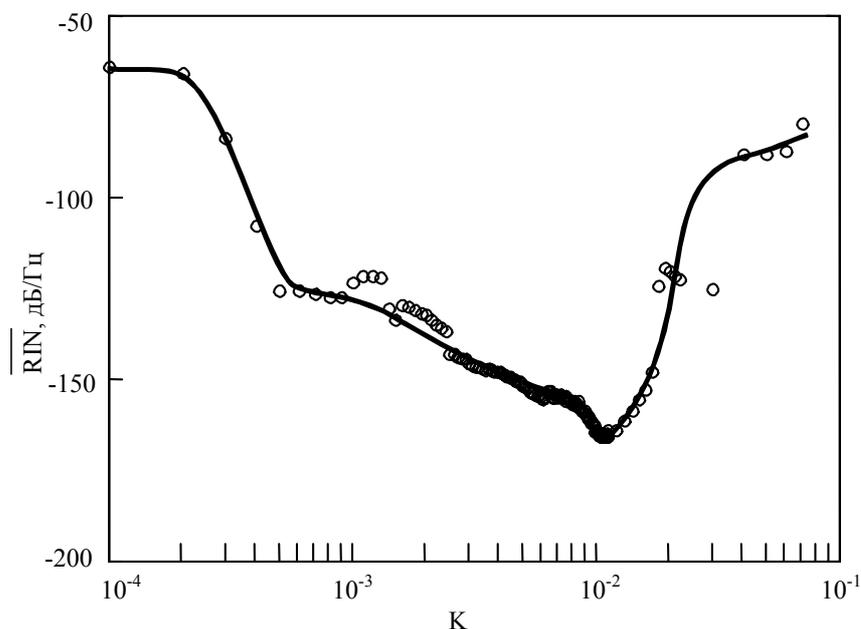


Рис.5. Зависимость средней интенсивности шумов от глубины модуляции K при $L=1\text{м}$, $r_1=1$, $k=2\cdot 10^{-3}$.

Даже для небольших значений ($5\cdot 10^{-4}$) управляющего сигнала наблюдается существенное подавление шумов оптической мощности. Максимальное подавление достигается при значениях глубины модуляции порядка 10^{-2} . Таким образом, выполняется условие малости воздействия управляющей ОС [10]. Дальнейшее увеличение воздействия приводит к срыву подавления. Отметим, что полное подавление шумов оптической мощности и частоты генерации до уровня, соответствующего лазерной генерации в свободном режиме, не достигается даже при оптимальной глубине модуляции. Это связано с возмущениями, которые вносит управляющая ОС в ток накачки лазера и передачей их в оптическую мощность и частоту излучения.

В представленных выше расчетах мы использовали идеализированный вид управляющей обратной связи. Учет особенностей реальной системы накладывает на нее дополнительные условия. В первую очередь необходимо оценить точность задания времени задержки в петле управляющей ОС. Зависимость среднего уровня относительных шумов мощности от расстройки $(\tau-\tau')/\tau$ показана на рисунке 6.

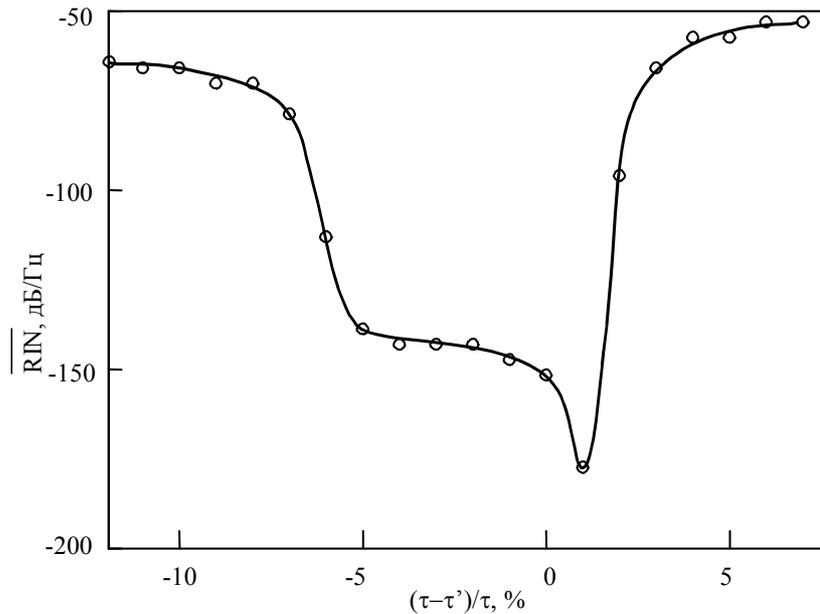


Рис.6. Зависимость средней интенсивности шумов от расстройки $(\tau - \tau')/\tau$ при $L=1\text{м}$, $r_1=1$, $k=2 \cdot 10^{-3}$, $K=5 \cdot 10^{-3}$.

Видно, что для $L=1\text{м}$ допуск составляет 1-5%. Максимальное подавление шумов соответствует положительной величине расстройки, т.е. подавление лучше работает при небольшом опережении. Уровень подавления, соответствующий отрицательным величинам расстройки (время задержки в управляющей петле несколько больше времени обхода внешнего резонатора), является также приемлемым и легче достигается на практике. Следующим приближением к реальной системе управления будет учет запаздывания в электронной схеме управления, а также учет малого отражения внешнего зеркала ($r_1 < 1$), что влечет за собой необходимость выровнять амплитуды сигналов.

Таким образом, наиболее приближенный к реальности управляющий член должен иметь вид:

$$K(|E(t-\delta)|^2 - |E(t-\tau'-\delta')|^2/r_2^2),$$

где $1/r_2^2$ – коэффициент усиления в плече, регистрирующем изменение оптической мощности, возвращающейся от внешнего отражателя; δ и δ' – время запаздывания в электронной схеме управления. Зависимость \overline{RIN} от баланса амплитуд r_2/r_1 показана на рисунке 7а и от баланса фаз δ/τ – на рисунке 7б.

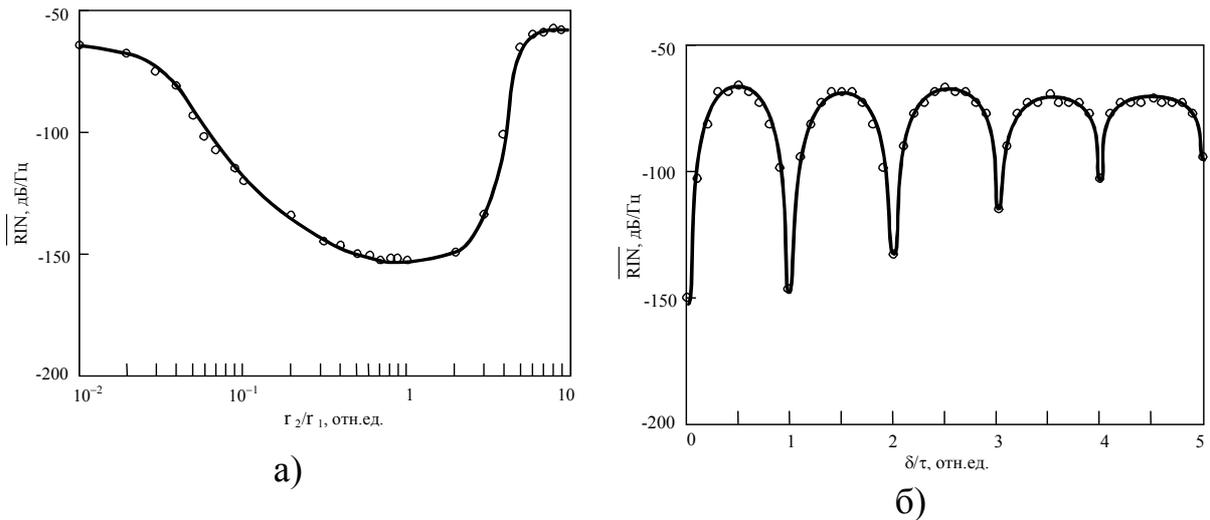


Рис.7. Зависимость средней интенсивности шумов лазера при $L=1\text{м}$, $(\tau-\tau')/\tau=-2\%$, $r_1=2\cdot 10^{-1}$, $k=2\cdot 10^{-3}$, $K=5\cdot 10^{-3}$ от баланса амплитуд r_2/r_1 (а); от баланса фаз δ/τ (б) при $r_2=5\cdot 10^{-2}$.

Видно, что условия на синхронизацию сравнительно мягкие. Для обеспечения подавления хаотических колебаний достаточно настроить коэффициент усиления и установить времена запаздывания в электронной схеме управления примерно одинаковыми и кратными запаздыванию в составном резонаторе.

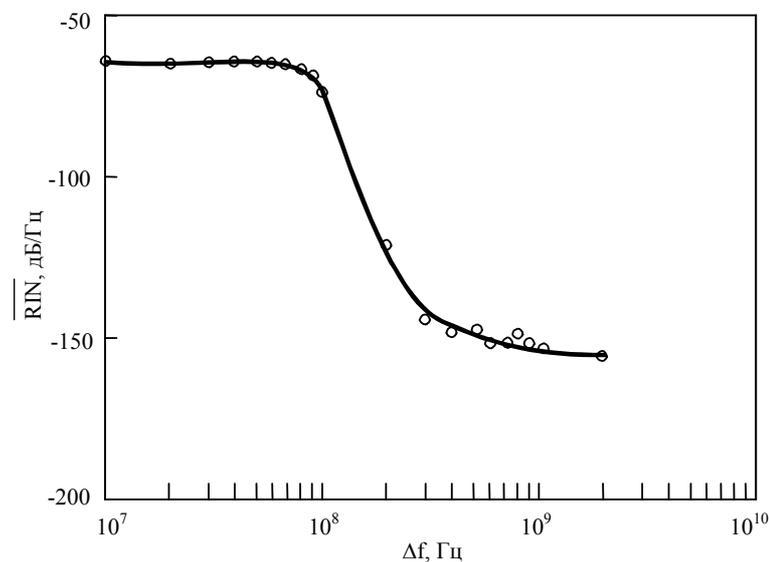


Рис.8. Зависимость средней интенсивности шумов от пропускания управляющей ОС при $L=1\text{м}$, $(\tau-\tau')/\tau=-2\%$, $r_1=2\cdot 10^{-1}$, $r_2=5\cdot 10^{-2}$, $\delta/\tau=1,020$, $\delta'/\tau=1,025$, $k=2\cdot 10^{-3}$, $K=5\cdot 10^{-3}$.

Следует также принимать во внимание - ограниченность полосы частот управляющей ОС. Расчетная зависимость \overline{RIN} от ширины полосы управляющей ОС приведена на рис.8 (рассчитывалось только ограничение по

высоким частотам, нижняя граница полосы оставалась неизменной и равной 1МГц). Начиная с некоторой величины, достигается уровень подавления близкий к оптимальному, полученному с обратной связью, работающей в полосе частот от 1МГц до 5ГГц.

На рисунке 9 показаны зависимости оптической мощности от времени и спектры излучения лазера, рассчитанные для условий максимально приближенных к экспериментальным: $L=1\text{м}$, $(\tau-\tau')/\tau = -2\%$, $r_1=2\cdot 10^{-1}$, $r_2=5\cdot 10^{-2}$, $\delta/\tau=1,020$, $\delta'/\tau=1,025$, $\Delta f=1\text{МГц} \div 500\text{МГц}$, $k=2\cdot 10^{-3}$, $K=5\cdot 10^{-3}$. Графики а, б соответствуют свободно работающему лазеру (без ВООС), графики в, г - режиму коллапса когерентности (управляющая ОС отключена), д, е - режиму подавления хаотической генерации (управляющая ОС включена).

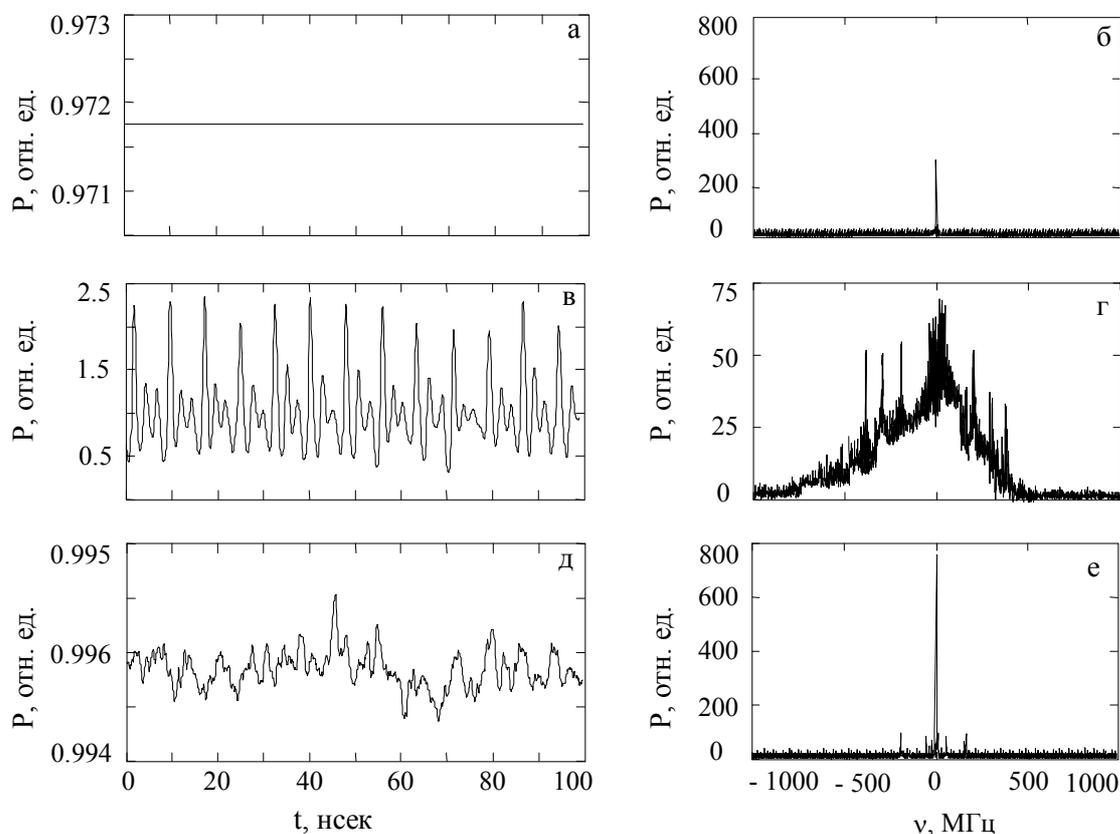


Рис. 9. Расчетные зависимости оптической мощности от времени и спектры излучения лазера в режимах: а, б - свободной генерации; в, г - хаотической генерации при оптической обратной связи; д, е - подавления хаоса при $L=1\text{м}$, $(\tau-\tau')/\tau = -2\%$, $r_1=2\cdot 10^{-1}$, $r_2=5\cdot 10^{-2}$, $\delta/\tau=1,020$, $\delta'/\tau=1,025$, $\Delta f=1\text{МГц} \div 500\text{МГц}$, $k=2\cdot 10^{-3}$, $K=5\cdot 10^{-3}$.

При свободной генерации шумы амплитуды и фазы электрического поля определяются релаксационными колебаниями и вкладом спонтанной эмиссии в лазерную моду, среднее значение шумов оптической мощности равняется

≈ -170 дБ/Гц, ширина линии генерации порядка 5МГц; введение оптической обратной связи приводит к развитию хаотической генерации, среднее значение шумов оптической мощности увеличивается до ≈ -70 дБ/Гц, ширина линии генерации катастрофически уширяется до 1Гц; использование непрерывной запаздывающей оптоэлектронной обратной связи в ток накачки лазера дает возможность снизить среднее значение шумов оптической мощности до ≈ -150 дБ/Гц, и сузить линию генерации до 30МГц.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Результаты моделирования подтверждаются экспериментальными наблюдениями. На рисунке 10 показана схема экспериментальной установки и отдельно, на вставке, схема оптоэлектронного блока подавления хаоса. Эксперимент проводился на полупроводниковом AlGaAs/GaAs лазере (765нм, 5 мВт) квантвразмерной структуры, изготовленном по MOCVD технологии. В режиме свободной генерации лазер устойчиво работал на одной продольной моде (спектральная ширина линии генерации 30-50МГц). Излучение лазера собиралось объективом с антиотражающим покрытием и фокусировалось на расстоянии 10м. В качестве внешнего отражателя использовалось плоское алюминиевое зеркало, установленное на расстоянии 1м от лазера. Для получения хаотической генерации уровень ВООС регулировался нейтральным светофильтром. Излучение с задней грани лазера, направлялось на дифракционную решетку 600 штр/мм и фотодиод. Второй порядок дифракции фокусировался на ПЗС линейку для регистрации спектра продольных мод лазера. Интерферометр Майкельсона позволял оценить степень когерентности лазерного излучения. Между передней гранью лазера и объективом устанавливался оптоэлектронный блок подавления (вставка на рис.10), состоящий из делительной пластинки, микролинзы, двух лавинных фотоприемников и дифференциального усилителя, работающего в полосе 20-200МГц. Сигнал с первого лавинного фотодиода был пропорционален оптической мощности $P(t-\delta)$, со второго - $P(t-\tau'-\delta')/r_2^2$, сигнал на выходе дифференциального усилителя соответствовал изменению оптической мощности за время прохода излучения до внешнего зеркала и обратно. Этот сигнал суммировался в блоке питания с постоянным током накачки лазера. Амплитуда управляющей ОС составляла $5 \cdot 10^{-3} - 10^{-4}$ от постоянного уровня накачки (≈ 100 мА), время задержки и усиление в каждом из плеч подбирались

из условия минимального возмущения лазера в отсутствии внешнего отражения и оптимального подавления шумов оптической мощности при его наличии.

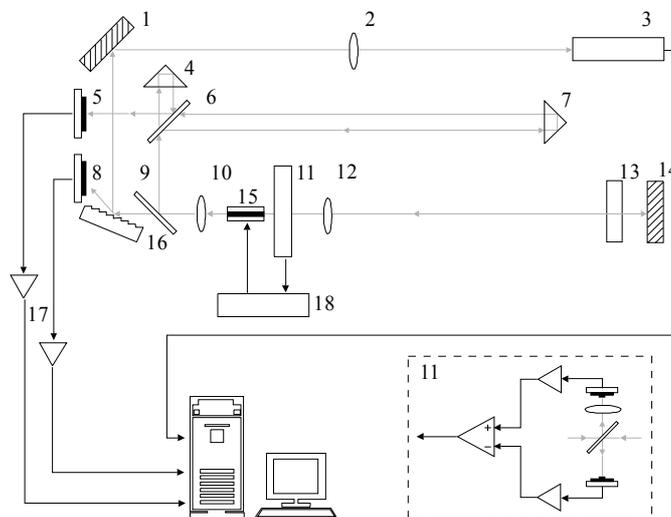


Рис.10. Схема экспериментальной установки: 1, 14 - плоское зеркало; 2, 10, 12 – объектив; 3 -ПЗС линейка; 4, 7 – призма; 5, 8 – фотодиод; 6, 9 - делительная пластинка; 11 - оптоэлектронный блок подавления хаоса; 13 – перестраиваемый ослабитель; 15 - полупроводниковый лазер; 16 - дифракционная решетка; 17 - преобразователи фототока в напряжение; 18 - блок управления током и температурой лазера.

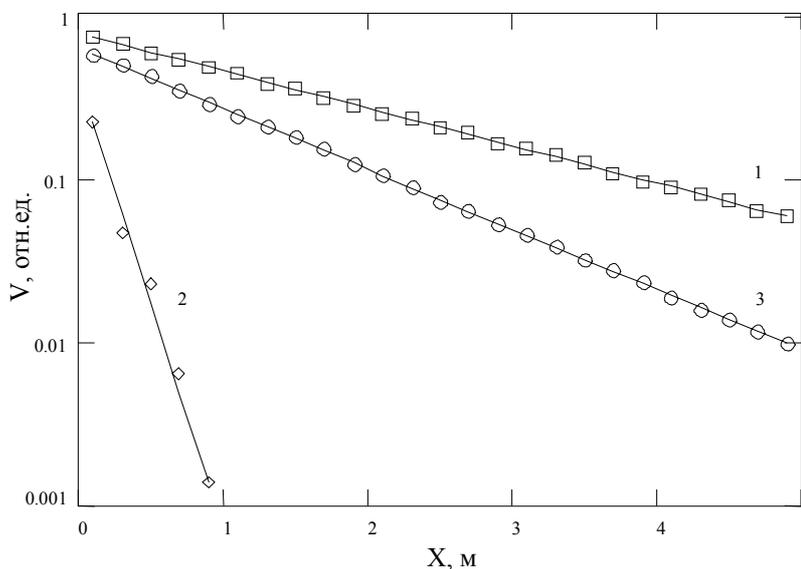


Рис.11. Зависимость функции видности лазера $V=(I_{max}-I_{min})/(I_{max}+I_{min})$ от фазовой задержки в режиме: 1) свободной генерации; 2) хаотической генерации при оптической обратной связи; 3) подавления хаоса.

Ширина линии генерации оценивалась по видности интерференционной картины, полученной в интерферометре Майкельсона. Для Лоренцевой формы линии генерации [18] функция видности определяется выражением

$$V = V_0 \exp(-X/X_0),$$

это хорошо подтверждают графики, представленные на рисунке 11. Длина когерентности X_0 для свободной генерации составляет 1.91м, для режима коллапса когерентности уменьшается до 0.16м и при подавлении хаотической генерации достигает 1.19м. В свою очередь, длина когерентности связана с полной шириной линии генерации по половине интенсивности следующим выражением $\Delta\nu = c/\pi X_0$ [19], что дает нам возможность оценить ширины линий в спектрах генерации, представленных на последнем рисунке.

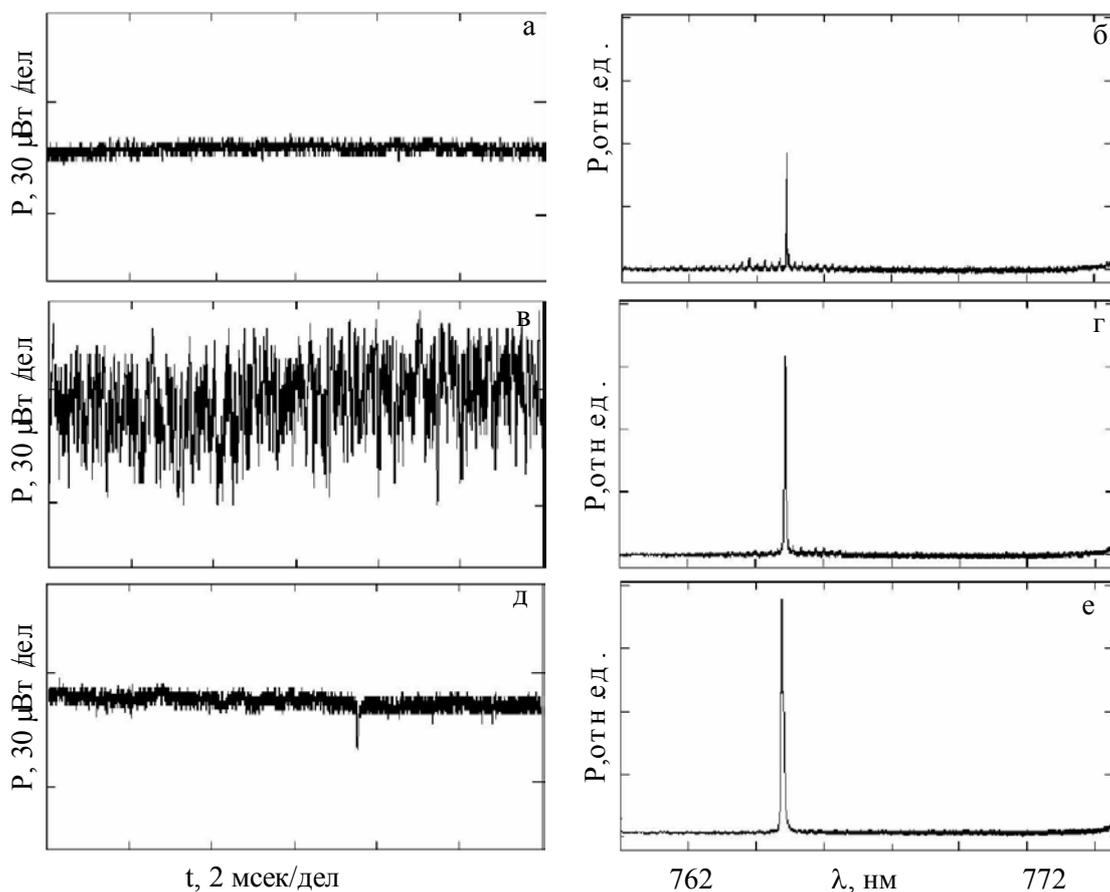


Рис.12. Экспериментальные зависимости оптической мощности от времени и спектры продольных мод полупроводникового лазера в режимах: а, б - свободной генерации; в, г - хаотической генерации при оптической обратной связи; д, е - подавления хаоса.

На рисунке 12 показаны наиболее удачные из результатов эксперимента. В режиме свободной генерации (рис.12 а,б), когда внешняя оптическая

обратная связь отсутствует, а электронная подавляющая обратная связь отключена, максимальная амплитуда шумов оптической мощности составляет несколько микроватт, а в спектре продольных мод преобладает одна мода, превышающая соседние на 30 дБ и имеющая ширину не более 50МГц. При наличии неселективной внешней оптической обратной связи (рис. 12 в,г) шумы оптической мощности возрастают до десятков микроватт, в спектре продольных мод также преобладает одна мода, но ее спектральная ширина превышает 600МГц, то есть лазер работает в режиме коллапса когерентности. Оптимальным образом подобранная электронная обратная связь (рис.12 д,е) приводит к сокращению шумов оптической мощности на 26 дБ, ширина линии генерации сужается практически до исходного значения - 80МГц и превышение основной моды над соседними составляет 40 дБ.

3. ВЫВОДЫ

В работе показана возможность подавления хаотической генерации полупроводникового лазера с неселективной оптической обратной связью с помощью непрерывной запаздывающей оптоэлектронной обратной связи в ток накачки.

Отметим некоторые ограничения предлагаемой системы. Блок подавления помещается как можно ближе к лазеру. Такое требование накладывается тем, что время запаздывания в петле управляющей обратной связи должно быть равно времени прохода излучения до внешнего отражателя и обратно с точностью 1-5%. В противном случае вместо подавления хаоса можем получить его усиление, как было показано при моделировании системы. Первичная балансировка системы подавления относительно проста, а ее работа эффективна на расстояниях более 0,15м (меньшие расстояния до внешнего отражателя также могут быть реализованы, но это влечет за собой усложнение и удорожание высокочастотной электроники).

Достоинствами предлагаемого метода являются его низкая стоимость и независимость от длины волны излучения. Система способна автоматически настраиваться на подавление максимального возмущения при множественных внешних отражениях. Влияние системы подавления на характеристики лазера пренебрежимо мало - при достижении подавления хаоса амплитуда управляющего сигнала стремится к нулю. Оптический способ задания времени запаздывания в системе подавления и достаточно мягкие условия настройки

обеспечивают дополнительную гибкость - при этом изменение расстояния до внешнего отражателя приводит и к изменению времени задержки.

Данная система может найти применение в спектроскопии, интерферометрии и других областях, где полупроводниковый лазер используется как источник высококогерентного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] J.C.Comparo, *Contemp. Phys.* 26 (1985) 443-477.
- [2] С.Е.Wieman, L.Hollberg, *Rev. Sci. Instrum.* 62 (1991) 1-20.
- [3] Р.Наришаран, *Rep. Prog. Phys.* 54 (1990) 339-390.
- [4] Х.Такума, *Физика полупроводниковых лазеров*, Мир, М. (1989) гл.5.
- [5] Н.Ли, J.Ye, J.G.McInerney, *IEEE J. of Quantum Electron* 29 (1993) 2421-2432.
- [6] Т.Окоси, К.Окамото, *Волоконно-оптические датчики*, Энергоатомиздат, Л. (1990).
- [7] Т.Миядзима, Т.Тождо, et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, 13 (2001) 7099-7114.
- [8] F.T.Arecchi, S.Boccaletti, M.Ciofini, R.Meucci, C.Grebogi, *Int. J. of Bifurcation and Chaos*, 8 (1998) 1643-1655.
- [9] N.Kikuchi, Y.Liu, J.Ohtsubo, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-33 (1997) 56-65.
- [10] К.Пугас, *Phys. Lett. A*, 170 (1992) 421-425.
- [11] В.Л. Величанский, А.С. Зибров, В.А. Саутенков, *Квант. электрон.*, 8 № 9 (1981) 723-729.
- [12] R. Lang, K. Kobayashi, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-16 (1980) 347-355.
- [13] N.Shunk, K. Peterman, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-24 (1988) 1242-1247.
- [14] P.M.Alsing, V.Kovanis, A.Gavrielides, T.Erneux, *Physical Review A*, 53 (1996) 4429-4434.
- [15] A.V.Naumenko, N.A.Loiko, S.I.Turovets, P.S.Spencer, K.A.Shore, *J. Opt. Soc. Am. B*, 15 (1998) 551-561.
- [16] С.Н.Henry *J. Lightwave Technol.* LT-4 (1986) 288-297.
- [17] В.В.Фаронов, *Программирование на персональных ЭВМ...* Изд.МГТУ, М. (1991).
- [18] G.P.Barwood, P.Gill, W.R.C.Rowley, *J.Phys.E.: Sci. Instrum.* 21 (1988) 966-971.
- [19] С.Н.Henry, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18 (1982) 259-264.