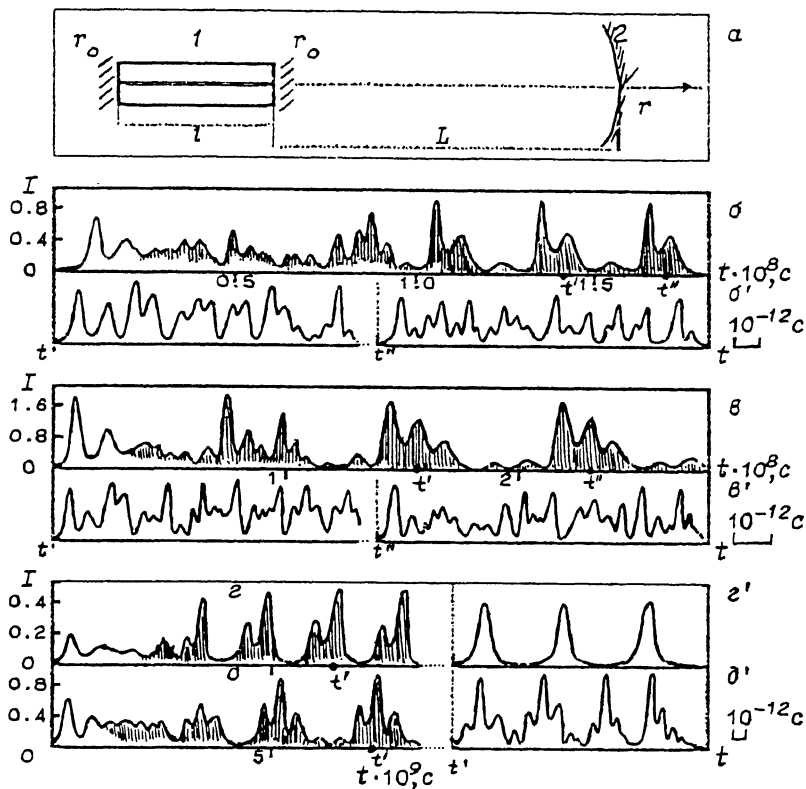


О КВАЗИХАОТИЧЕСКОМ ХАРАКТЕРЕ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

© В.А.Юревич

Наблюдаемое разнообразие режимов излучения лазерных систем определяется одновременным действием механизмов амплитудной и фазовой неустойчивости генерируемого светового поля [1]. Фазовая неустойчивость излучения инжекционных лазеров в значительной степени может зависеть от нелинейной рефракции светового поля в активном слое полупроводникового лазерного диода (ППД). Резонансная рефракционная нелинейность сред на основе GaAs, InSb, выражаемая в зависимости показателя преломления от концентрации свободных носителей на частотах вблизи края линии собственного поглощения диода, носит характер “гигантской” [2]. Лазер представляет собой резонансную осцилляторную модель, и возможность развития фазовых движений, соответствующих значительным колебаниям частоты, в общем случае “следящим” за изменением интенсивности, способна приводить к возникновению интересных динамических особенностей выходного излучения [3]. Простейшая оптическая колебательная система с особой фазочувствительностью может быть реализована в схеме лазера с внешним отражателем (см. рисунок, а). При таком условном расположении элементов лазера диод своими гранями также образует резонатор. Самоперестройка фазы светового поля в активном слое ППД из-за нелинейного дрейфа основной гармоники излучения может привести к автомодуляционному сканированию частоты в процессе генерации по нескольким экстремумам пропускания системы торец ППД — внешнее зеркало (т. е. по частотам, соответствующим резонансам ряда продольных мод внешнего резонатора [2]). Низкочастотная регулярная импульсная структура (с длительностью и периодом, определяемыми соотношением времен жизни фотона в резонаторе и спонтанной рекомбинации с параметром тока накачки), развивающаяся при автомодуляционном переключении добротности из-за фазовой неустойчивости светового поля, наблюдалась в излучении инжекционного лазера с внешним отражателем и постоянной накачкой [4]. В настоящем сообщении показано,



Условная схема расположения элементов в инжекционном полупроводниковом лазере с внешним резонатором (а): 1 — полупроводниковый диод с длиной активного слоя l и энергетическим коэффициентом отражения на торцах $r_0 \sim 0.32$, 2 — внешний отражатель, коэффициент отражения которого с учетом параметра ввода излучения в ППД — r ; временная структура интенсивности излучения инжекционного лазера с внешним резонатором (б-д) (на основных графиках тонкая структура выделена условно, отдельно на рисунках б'-д' воспроизведены осцилляции интенсивности на интервале Δt после стабилизации режима низкочастотных автоколебаний, для рис. з', д' $\Delta t = T$): $\alpha = 1.32$ (б, з), 1.44 (е), 1.84 (д), $L = 1.56 \cdot 10^{-2}$ (б), $4.8 \cdot 10^{-2}$ (е), $3.24 \cdot 10^{-3}$ м (з, д), $r = 0.58$ (б, е), 0.63 (з, д), $\tau_1 = 1.5 \cdot 10^{-9}$ с, $\omega = 2.14 \cdot 10^{15}$ рад/с.

что субструктура таких импульсов, порождаемая кинетикой нелинейной системы, способна приобретать признаки динамического хаоса.

Расчетное моделирование по аналогии с методикой, сформулированной в [5], основывалось на применении рекуррентных соотношений для световых полей в активной (образованной торцами ППД) и "пассивной" частях резонатора лазера с безынерционными по отношению к инверсии

колебаниями рефракции в усиливающем элементе. Необходимость выполнения условий отражения и интерференции встречных потоков светового поля на отражающих торцах ППД и внешнем зеркале приводит к такой расчетной модели:

$$E(t) = \sqrt{r_0} E(t - \tau) \mathcal{G}(t) - (1 + \sqrt{r_0}) \sqrt{\tau} E_r(t - T),$$

$$E_r(t) = -(1 - \sqrt{r_0}) E(t) \mathcal{G}(t) - \sqrt{r_0 \tau} E_r(t - T), \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{\tau_1} (\alpha - n - 2n \cdot E^* E), \quad T = 2 \cdot \frac{L}{c}, \quad \tau = 2 \cdot \frac{\eta \cdot l}{c}.$$

Здесь $\mathcal{G}(t) = \sqrt{r_0} \cdot e^{\kappa[n(t)+n(t-\tau)]l/2 - i \cdot \beta \omega \{ [n(t)+n(t-\tau)]/2 - n_0 \} N l / c}$. Амплитуды полей, медленно меняющихся на интервалах, сравнимых с периодом световой волны, нормированы таким образом, что интенсивность $I = |E(t)|^2$ пропорциональна насыщающей мощности светового поля в веществе ППД ($E_r(t)$ — амплитуда поля внешнего резонатора). Величины $n(t)$ и a определяют относительную к пороговой инверсию в ППД и ее максимально достижимый при данном токе накачки уровень, τ_1 — время спонтанной рекомбинации. Величины κ и β суть пороговый коэффициент усиления на частоте ω и параметр нелинейной рефракции (в первом приближении согласно, например [2], девиация рефракции на частоте генерации ω пропорциональна изменению концентрации свободных носителей $(n - n_0)N$, N — пороговая концентрация в единице N объема, для сред на основе GaAs $\beta \sim -(4-7) \cdot 10^{-21} \text{ см}^3$, показатель преломления $\eta \approx 3.6$).

Расчеты генерации на основе модели (1) проводились для начальных условий, соответствующих пороговому уровню усиления $\left(\kappa n_0 l = \ln \frac{1 + \sqrt{r_0 \tau}}{r_0 + \sqrt{r_0 \tau}} \right)$ при относительно небольших значениях инициирующего поля E в ППД, по величине согласованного с полем в резонаторе E_r , распределение интенсивности которого на интервале $[t_0 - T, t_0]$ предполагалось однородным. Рассчитанная временная структура интенсивности генерации $I(t)$ (рисунок, б-д) для различных значений длины внешнего резонатора L воспроизводит переход от релаксационных пульсаций к автоколебательному режиму с длительностью импульсов в наносекундном диапазоне. Тонкая субструктура излучения начинает проявляться на фазе перехода к режиму автоколебаний. В более общем случае (см. рисунок, б, в) результаты численного моделирования свидетельствуют о возможности развития хаотического сценария тонкой структуры при сохранении регулярности импульсов наносекундного диапазона. При условии кратности интервалов T и τ в определенной

области значений параметра накачки a (см. рисунок, z) возможно развитие регулярной субструктуры интенсивности с периодами, соответствующими модуляции с частотой межмодовых биений [6], определяющей режим самосинхронизации мод в лазере с постоянной накачкой.

Появление осцилляций обусловлено мультистабильными и гистерезисными свойствами связи характеристик излучения с добротностью системы, образованной активной и "пассивной" частями резонатора [4]. В рассмотренной ситуации нетривиальность данных расчетного моделирования именно в том, что стохастичность тонкой структуры излучения может не нарушать регулярности низкочастотных колебаний. Такая особенность в целом не представляется типичной для нелинейной динамики осцилляторных систем [1,3]. Причину этого, видимо, следует связать с ограниченностью роли фазовой неустойчивости в условиях безынерционной связи изменений рефракции с колебаниями инверсии. Динамика добротности как дополнительной степени свободы автоколебательной модели (1) не характеризуется относительной независимостью (инерционностью) по отношению к остальным переменным модели (изменение добротности резонатора неявно отражено присутствием в (1) переменного фазового сомножителя). Существование такой степени свободы необходимо для развития хаотических движений в системе с детерминированностью параметров [7]. Определенная инерционность у переменной добротности, однако, способна проявиться в условиях пространственной разнесенности элементов лазеров и соответствующего запаздывания их реакции [8], учет которого неизбежен в использованной схеме с внешним резонатором. Из качественных физических соображений ясно, что основной колебательный механизм связан с различием во временах релаксации в каналах накачки и генерации. Стимулированная им амплитудная неустойчивость определяет фазовые движения, вызывающие в свою очередь последовательность бистабильных переключений добротности резонатора из-за автомодуляционного дрейфа частоты и переход системы в режим автоколебаний. Гистерезисный характер таких вариаций в общем случае приводит к тому, что в определенные моменты времени добротность перестает "следить" за изменением остальных переменных модели. Возникновение характерных неоднородностей в рассчитываемом распределении интенсивности на интервалах обхода светом резонатора может соответствовать формированию особых решений типа странного аттрактора в фазовом пространстве модели, описываемой системой (1).

Список литературы

- [1] *Abraham N.B., Mandel P., Narducci L.M.* Dynamical instabilities and pulsations in lasers. Progress in Optics. Springer. Verlag, XXV. 1988. 190 p.
- [2] *Елусеев П.Г., Богатов А.П.* // М.: ВИНТИ, Сер. Радиотехника. Т. 35. 1985. С. 157-209.
- [3] *Abraham N.B., Lugiato L.A., Narducci L.M.* // J. Opt. Soc. Amer. 1985. V. B2. N 1. P. 7-19.
- [4] *Борисов В.И., Лебедев В.И., Юревич В.А.* Журнал прикладной спектроскопии. 1989. Т. 51. № 2. С. 207-212.
- [5] *Котомцева Л.А., Лойко Н.А., Самсон А.М.* Автоколебания в лазерах. Минск: Наука і техника, 1990. 280 с.
- [6] *Юревич В.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38. N 11. С. 1204-1212.
- [7] *Рабинович М.И.* // УФН. 1978. Т. 125. В. 1. С. 122-168.
- [8] *Лойко Н.А., Самсон А.М.* // Квантовая электроника. 1994. Т. 21. № 8. С. 713-728.

Институт прикладной оптики
АН Белоруссии, Могилев

Поступило в Редакцию
18 июня 1996 г.