

07

Оценка характеристик режима регулярных пульсаций излучения инжекционного лазера с внешней обратной связью

© В.А. Юревич

Институт прикладной оптики НАН Белоруссии, Могилёв

Поступило в Редакцию 10 января 2000 г.

Проведен расчетный анализ условий режима излучения регулярных импульсов, возникающего как следствие фазовой самомодуляции светового поля, в полупроводниковом лазере с внешним резонатором и постоянной накачкой.

Среди закономерностей динамики излучения инжекционных лазеров особо отмечают высокую критичность временной структуры излучаемого ими светового поля по отношению к уровню внешней обратной связи (ОС) [1]. Наблюдаемое в таких лазерах многообразие временных структур в выходном излучении — от квазипериодических (с выходом на стационарный режим) и регулярных до хаотических — связывают с эффектом динамической автомодуляции добротности [2–5]. Колебания показателя преломления в активном слое, безынерционные по отношению к изменению концентрации свободных носителей и имеющие характер ”гигантских” [6], определяют фазовую автомодуляцию излучения. В резонаторах, состоящих из двух частей, одну из которых представляет лазерный диод с рефракционной нелинейностью, возможно нарушение условия их фазового синхронизма. Этим инициируется самопроизвольное (без специальных внешних устройств) изменение добротности резонатора на частотах генерации, способное в зависимости от соотношения основных параметров лазера принимать характер осцилляций [7]. Интенсивная разработка расчетных моделей генерации лазеров с внешней ОС [8–11], развернувшаяся с недавнего времени, связана прежде всего с практическим интересом в развитии компактных лазерных устройств с относительно невысокой средней мощностью пульсаций. Такие лазеры могут излучать в режимах регулярных серий коротких импульсов без использования модуляторов, управляемых внешними сигналами, и пригодны для стыковки с волоконно-оптическими линиями связи, с устройствами интегральной оптики.

В подавляющем большинстве работ (например, [1–4, 8–11]) для анализа динамического поведения лазера с внешней ОС применялись расчетные схемы, основанные на модификациях уравнений Кобаяши–Ланга [12]. Эта кинетическая модель, сформулированная для сосредоточенных параметров лазера, способна в известном приближении описать его динамику при крайне незначительном отражении внешнего зеркала ($\sim 2\text{--}3\%$). Многократным отражением световых волн можно в этом случае пренебречь, и, следовательно, усиливаемая частота не может соответствовать моде сложного резонатора. Исследовать связь изменений в динамике выходного излучения с уровнем обратной связи тогда невозможно. При этом неизбежно игнорируется то важное обстоятельство, что в процессе автоперестройки резонатора частота генерации, в сущности, должна ”сканировать” по ряду мод внешнего резонатора [6]. В ходе генерации частота светового поля в условиях ”гигантских” величин нелинейной рефракции (НР) в активном слое проходит через неэквидистантный набор резонансов лазера с ОС, представляющего бистабильную систему. Гистерезисный характер переключения добротности определяет особенности временной структуры режимов выходного излучения.

В настоящей работе предложена и исследована на устойчивость решений система динамических уравнений, описывающая осцилляции интенсивности в лазере с внешней ОС (условная схема на рис. 1, *a*). Важным является то, что в самосогласованном процессе обмена энергией среды и светового поля продольной моды составного резонатора учтена возможность его автомодуляционной перестройки. Расчетная модель включает в себя уравнение для нормированной интенсивности $I(t)$ моды с учетом потерь на излучение, критичных к изменению фазы светового поля из-за НР в активном слое, и уравнение для $n(t)$ — изменения инверсной населенности, нормированного к пороговой величине инверсии:

$$\left\{ \frac{dI}{dt} = \frac{1}{T_r} \left[n + \ln \left(1 - \frac{R_2 \sin^2 \Delta\varphi}{1 + R_1 \sin^2 \Delta\varphi} \right) \right] \right\} \cdot I, \quad (1)$$

$$\left\{ \frac{dn}{dt} = \frac{1}{\tau} [\sigma - (1 + I)(1 + n)] \right\}, \quad (2)$$

где

$$R_1 = \frac{4\sqrt{r_0 r}}{(1 + \sqrt{r_0 r})^2}, \quad R_2 = \frac{(1 - r_0)(1 - r)}{(\sqrt{r} + \sqrt{r_0})^2} \cdot R_1,$$

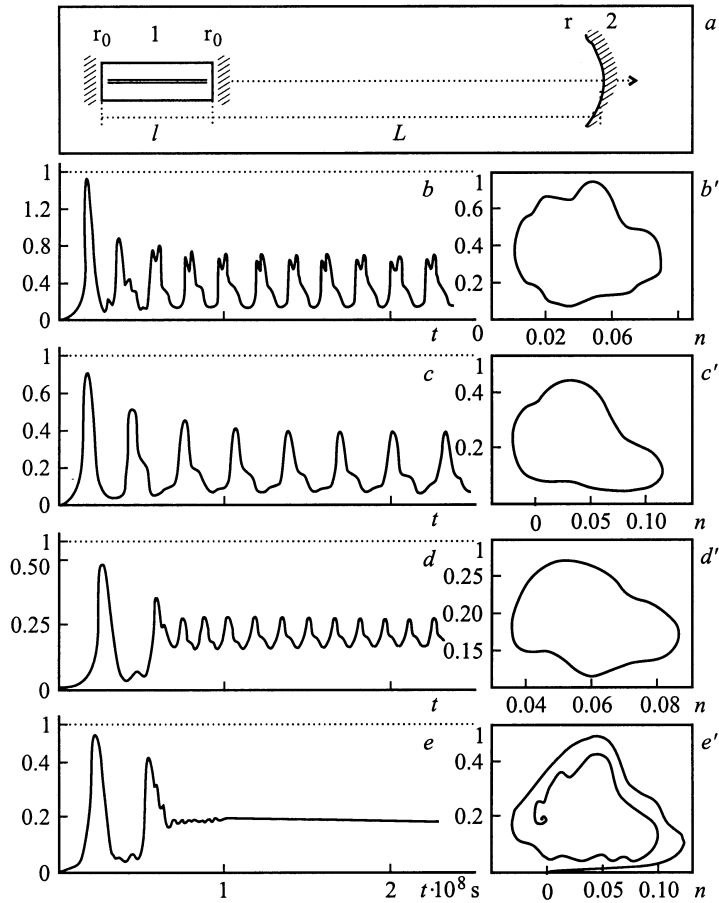


Рис. 1. Условная схема расположения элементов в лазере с внешним резонатором (a): l — усиливающий элемент с длиной активного слоя l и энергетическим коэффициентом отражения на торцах $r_0 \approx 0.32$, 2 — внешний отражатель с коэффициентом отражения r ; временная структура интенсивности излучения лазера с внешним отражателем и рефракционной нелинейностью в активном слое (b–e), отдельно на рисунках b'–e' воспроизведены соответствующие данному варианту фазовые кривые: $\sigma = 1.34$ (b), 1.2 (c–e), $r = 0.57$ (b, c), 0.43 (d), 0.41 e, $L = 0.03$ м (b), 0.04 м (c–e), $\alpha = 3$, $\rho = 1.02$, $r = 1.5 \cdot 10^{-9}$ s, $l = 3 \cdot 10^{-4}$ м.

$$R = \frac{(1+r)}{(1+r_0)} \sqrt{\frac{r_0}{r}}, \quad T_r = \left[\eta l + \frac{(1-r_0) \cdot L}{(1+r_0)(1+R)} \right] / (c \cdot Y)$$

— время жизни фотона в составном резонаторе ($Y = \rho + \ln \left(\frac{1+\sqrt{r_0 r}}{r_0+\sqrt{r_0 r}} \right)$ — потери в резонаторе). Значения переменной $\Delta\varphi = [\phi(t) - \phi(t-T)]/2$ ($T = 2L/c$), определяющей изменение величины потерь на излучение (логарифмической компоненты в (1)), зависят от взаимного смещения на шкале частот резонансов "активной" части лазера (т. е. содержащей активный элемент) и "пассивной" части (внешнего резонатора). Здесь величины $\phi(t)$ определяются из условия фазового сопряжения "активной" и "пассивной" частей:

$$\operatorname{tg} \left\{ \left[\frac{\eta\phi}{L} + \beta \cdot (n - n_0) \right] \cdot l \right\} = - \frac{1-r_0}{1+r_0} \frac{\sin \phi}{R + \cos \phi}. \quad (3)$$

В (1)–(3) σ/τ — параметр скорости накачки (τ — время продольной релаксации, для полупроводника — время спонтанной рекомбинации), η и ρ — показатели преломления и линейного поглощения в активном слое. Параметр НР β — в первом приближении коэффициент пропорциональности между вариациями показателя преломления и концентрации носителей [6]. Значения параметра α — отношения β к пороговому уровню усиления частот поля, соответствующих межзонным переходам, неоднократно тщательно измерялись [13]. Для принятых выше обозначений величина $\alpha = \beta \cdot l/Y \sim 3-5$, что соответствует значениям α , обычно используемым при оценках следствий НР [1–5, 8–11].

Возможность изменения добротности на частоте генерации в системах с внешней ОС учтена в моделях, использованных в [14] и позднее в [5,15]. Система уравнений (1)–(3) формулируется на основе приближения модели с распределенными параметрами [14] и может быть использована для анализа поведения импульсных лазеров в более широком диапазоне отражения во внешней ОС. При этом, очевидно, такие системы в ходе генерации и сопровождающего ее переключения добротности резонатора должны проходить через ряд равновесных состояний, различающихся по степени устойчивости. Расчетное моделирование процесса формирования временной структуры излучения лазеров с внешней ОС проводилось для параметров инжекционных лазеров на основе GaAs. Предполагалось, что в начальный момент в системе должна реализоваться схема усиления относительно слабого поля ($I(t=0) = I_0 \ll \sigma - 1$, $n(t=0) = n_0 \geq 0$, $\phi(t=0) = 0$). Структура численных решений для $I(t)$ (рис. 1, *b–e*) не проявляет особой

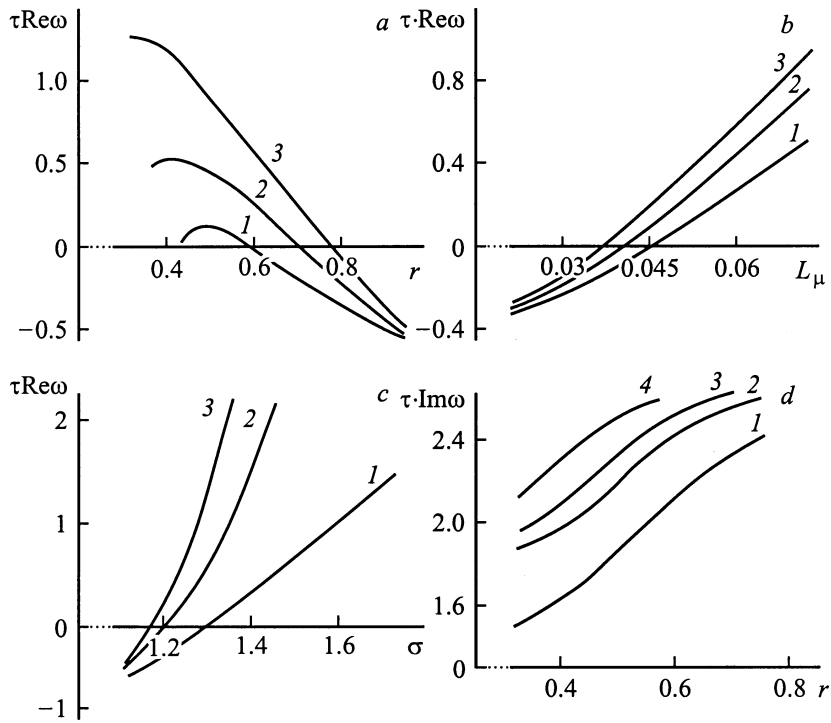


Рис. 2. Зависимость вещественной и мнимой частей корней характеристического уравнения (5) ω от параметров системы (1)–(3): $\sigma = 1.2$ (кривая 1), 1.25 (2), 1.33 (3), $L = 0.04$ м (а), $r = 0.37$ (1), 0.57 (2), 0.48 (3), $\sigma = 1.2$ (b), $L = 0.05$ м (1), 0.04 м (2), 0.025 м (3), $r = 0.5$ (c), $L = 0.03$ м (1), 0.04 м (2), 0.045 м (3), 0.06 м (4), $\sigma = 1.25$ (d), $\alpha = 3$, $\rho = 1.02$, $\tau = 1.5 \cdot 10^{-9}$ с, $l = 3 \cdot 10^{-4}$ м.

качественной зависимости от величины I_0 или n_0 . Незначительно различаться могут лишь амплитуда и контраст импульсов в переходной стадии (до "выхода" на режим регулярных пульсаций или, если такого не происходит, до перехода к стационарному режиму). Судя по этим решениям, можно сделать вывод, что система (1)–(3) при определенных наборах параметров описывает режим автомодуляционных осцилляций мощности выходного излучения, который достигается при постоян-

ном уровне тока накачки. Аттрактором на фазовой плоскости системы в случае автоколебаний является предельный цикл (рис. 1, $b'-c'$). Такие режимы действительно могут самопроизвольно реализоваться в инжекционных лазерах [1]. Основной причиной их возникновения является фазовая автомодуляция лазерного поля, происходящая в условиях внутривибрационной интерференции в системе с внешней ОС. Решениями $I(t)$ предсказывается, однако, лишь возможность относительно низкочастотных пульсаций в излучении (в нано- или субнаносекундном диапазоне длительности в избранной зоне значенных параметров). Характеристики импульсов (период, длительность, контраст или пиковое значение I) в основном зависят от соотношения параметров использованной в расчетах модели. Высокочастотная "тонкая" структура поля, описываемая решениями более точных моделей [14,15] и в общем случае формирующаяся по хаотическому сценарию [5], в картине излучения $I(t)$, отражаемой решениями (1)–(3), не проявляется.

Отметим далее, что рассмотренную модель несложно качественно исследовать на устойчивость решений в окрестности ее равновесных состояний. Так, решения системы (1)–(3) в используемом диапазоне параметров устойчивы вблизи основного стационарного состояния $n_{S0} = 0, I_{S0} = \sigma - 1$ (здесь типичны решения для I в виде серии импульсов, с характерным временем τ/σ , релаксирующих к I_{S0}). Решения же в окрестности равновесного состояния $n_S = -\ln[1 - R_1/(1 + R_2)], I_S = \sigma/(1 + n_S) - 1, \Delta\varphi = \pi$, ближайшего к основному и соответствующего на частотной шкале соседней моде составного резонатора, в зависимости от соотношения параметров (1)–(3) могут быть неустойчивыми. В этом нетрудно убедиться, линеаризуя систему вблизи значений I_S, n_S , определяющих это состояние. Действительно, в этом случае для определения спектра ω комплексных гармонических решений вида $\exp(\omega t)$ с малой амплитудой можно образовать характеристическое уравнение:

$$\omega^2 + \frac{\sigma}{(1 + n_S) \cdot \tau} \cdot \omega + A \cdot \{1 + B [1 - \exp(-\omega \cdot T)]\} = 0, \quad (4)$$

где

$$A = \frac{(\sigma - 1 - n_S)}{T_r \cdot \tau}, \quad B = \frac{\beta \cdot L}{\eta \cdot Y} \cdot \frac{(1 - r) \cdot (1 - r_0) \sqrt{r_0 r}}{(1 + r_0 r + \pi \sqrt{r_0 r}) \cdot (r + r_0 + \pi \sqrt{r_0 r})}.$$

В общем случае квазиполином (4) способен иметь множество комплексных корней ω_j . Их вещественные части $\text{Re } \omega_j$ определяют скорость затухания или нарастания осцилляций с частотами $\text{Im } \omega_j$. Частоты и скорость изменения амплитуды релаксационных колебаний обычно таковы, что $|\omega_j| \ll 1/T$. В этом приближении характеристический квазиполином (4) может быть сведен к более простому соотношению:

$$\left(1 - \frac{1}{2}ABT^2\right) \cdot \omega^2 - \left[ABT - \frac{\sigma}{(1+n_S) \cdot \tau}\right] \cdot \omega + A = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) дает возможность оценить область неустойчивости основных гармоник вблизи равновесного состояния. Их устойчивость определена только знаком $\text{Re } \omega$. Одним из условий существования решений $I(t)$ в виде автоколебаний является условие неустойчивости $\text{Re } \omega > 0$. Соответствующие $\text{Re } \omega > 0$ сочетания параметров (1)–(3) проиллюстрированы кривыми на рис. 2, *a–c*; можно отметить пороговый характер возникновения неустойчивости. Ограниченность амплитуды решений $I(t)$ исходной системы, отвечающих пульсациям, очевидна. Амплитуда согласована с параметрами накачки и величины потерь в резонаторе. Поэтому при неустойчивом варианте развития осцилляций весьма вероятен выход решений на предельный цикл, т.е. переход к режиму регулярных автомодуляционных пульсаций $I(t)$. Их частота приблизительно может быть оценена величиной $\text{Im } \omega$ из (5) (рис. 2, *d*) и определяется соотношением релаксационных констант модели (1)–(3).

Список литературы

- [1] *Petermann K.* // IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron. 1997. V. 1. N 2. P. 480–489.
- [2] *Ritter A., Haug H.* // J. Opt. Soc. Amer. 1993. V. B10. N1. p. 145–154.
- [3] *Levine A.M., van Tarwijk G., Lenstra D., Erneux T.* // Phys. Review. 1995. V. A52. N5. P. R3425–R3439.
- [4] *Hirono N., Kurosaki N., Fukuda M.* // IEEE J. 1996. V. QE-32. N 5. P. 829–834.
- [5] *Юревич В.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 19. С. 10–14.
- [6] *Елисеев П.Г., Богатов А.П.* // Труды ФИАН. 1986. Т. 166. С. 16–51.
- [7] *Борисов В.И., Лебедев В.И., Юревич В.А.* // Журнал прикладной спектроскопии. 1989. Т. 51. № 2. С. 207–212.
- [8] *Liu Y., Kikuchi N., Ohtsubo J.* // Phys. Review. 1995. V. E51. N 4. P. R2697–R2701.

- [9] *Van Tarwijk G., San Miguel M.* // IEEE J. 1996. V. QE-32. N 7. P. 1191–1202.
- [10] *Wada K., Umeda T., Cho Y.* // Opt. Commun. 1996. V. 109. N 2. P. 93–100.
- [11] *Masoller C.* // IEEE J. 1997. V. QE-33. N 7. P. 796–814.
- [12] *Lang R., Kobayashi J.* // IEEE J. 1980. V. QE-16. N 3. P. 347–355.
- [13] *Osinski M., Buus J.* // IEEE J. 1987. V. QE-23. N 1. P. 9–29.
- [14] *Красовская С.Н., Жестков С.В., Лебедев В.И., Юевич В.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 3. С. 24–27.
- [15] *Юевич В.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38. № 11. С. 1204–1212.