

07

О возможности регулярных самопульсаций излучения инжекционных лазеров

© В.А. Юревич

Институт прикладной оптики НАН Беларуси, Могилёв
E-mail: ipo@physics.belpak.mogilev.by

Поступило в Редакцию 31 октября 2001 г.

Проведено расчетное моделирование режима излучения регулярной серии относительно коротких импульсов, возникающего как следствие фазовой самомодуляции светового поля в полупроводниковом лазере с постоянной накачкой при наличии на торце лазерного диода тонкого активного слоя, поглощающего на частотах, близких к частоте генерации.

Многообразие наблюдаемых в излучении твердотельных лазеров автомодуляционных регулярных и стохастических структур связывают с влиянием фазовой самомодуляции (ФСМ) лазерного поля на процессы вынужденного излучения в резонаторах [1]. В средах инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) особенно эффективна нелинейная рефракция в веществе активного слоя, в частотной области экситонного резонанса или межзонного поглощения принимающая характер „гигантской“ [2]. Следствия ФСМ, связанные с безынерционными по отношению к изменению концентрации носителей фазовыми девиациями, довольно подробно проанализированы в случае использования внешней обратной связи (ОС) [3–5]. Сценарий временной структуры излучения ИПЛ способен качественно меняться в зависимости от параметров ОС и тока накачки даже в случае, если внешний резонатор не содержит особых дисперсионных или модулирующих устройств, а имеется только внешний отражатель.

Представляется интересным рассмотреть динамическую модель ИПЛ, где в систему ОС дополнительно включены тонкие слои вещества с активной абсорбцией на частотах, близких к частоте генерации. Известно, что наличие тонкой резонансно поляризуемой пленки с толщиной, меньшей длины волны, способно сильно изменить оптические

свойства границы раздела двух сред [6–9]. Пропускание тонкого резонансного слоя оказывается чувствительным не только к интенсивности, но и к фазе внешнего светового поля. Эффективность ОС в этих условиях связана с собственной нелинейностью рефракции активного слоя лазерного диода и определяемыми ею частотными девиациями поля генерируемых мод. Тонкопленочные планарные элементы, параллельные выходным граням лазерных диодов, могут служить особым рода нелинейными модуляторами добротности. Поэтому постановка задачи моделирования нетривиальной динамики излучения ИПЛ с учетом автомодуляционного эффекта в схемах с применением таких элементов вполне правомерна.

Предположим, что нелинейная пленка нанесена непосредственно на один из торцов лазерного диода. Для условий резонансного взаимодействия поглощение в слое зависит от разности заселенностей уровней перехода, насыщаемой мощностью падающего извне поля. Нелинейную рефракцию активной среды лазерного диода или планарного слоя в частотной области оптического резонанса можно рассматривать, основываясь на так называемой обобщенной 2-уровневой схеме. Это допущение позволяет относительно просто учитывать вклад в общую величину поляризуемости среды переходов, соседних с основным (резонансным). Соответствующие ему девиации показателя преломления непосредственно связаны с резонансным изменением разности заселенностей и регистрируются в полупроводниковых и некоторых диэлектрических активных материалах. Динамика пропускания поверхностной пленки $T(t) = |E|^2/E_0^2$ в приближении некогерентного взаимодействия поля с атомами сверхтонкого слоя, следуя выводам [10], может быть описана так:

$$T(t) = \frac{\frac{4\eta}{(1+\eta)^2}}{\left\{ \left(1 + \frac{\kappa \cdot n}{1 + \Delta\omega^2 \tau_2^2} \right)^2 + \kappa^2 \left[\frac{n \cdot \Delta\omega \tau_2}{1 + \Delta\omega^2 \tau_2^2} + \beta_c (n - n_0) \right]^2 \right\}}, \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \left(n_0 - n - \frac{\sigma_c \cdot n |E|^2}{1 + \Delta\omega^2 \tau_2^2} \right),$$

где E_0 и E — поля световых волн, нормально падающих на пленку из среды с показателем преломления η и действующих на атомы в пленке. В соотношениях (1) n — переменная вероятности разности заселенностей, n_0 — начальная разность заселенностей ($0 < n_0 \leq 1$), κ — показатель поглощения на частоте резонанса, σ_c — сечение перехода

(параметр нелинейности абсорбции), τ_c и τ_2 — времена продольной и поперечной релаксации активных атомов слоя, $\Delta\omega$ — отстройка частоты поля от частоты резонанса, β_c — параметр нелинейной рефракции, обычно полагают (см., например, [3]), что для полупроводников он отличен от нуля и для $\Delta\omega = 0$. Слагаемое, пропорциональное вариации разности заселенности $n - n_0$, в дисперсионной компоненте зависимости $T(t)$ отражает вклад фазового смещения, обусловленного нелинейной рефракцией в среде пленки.

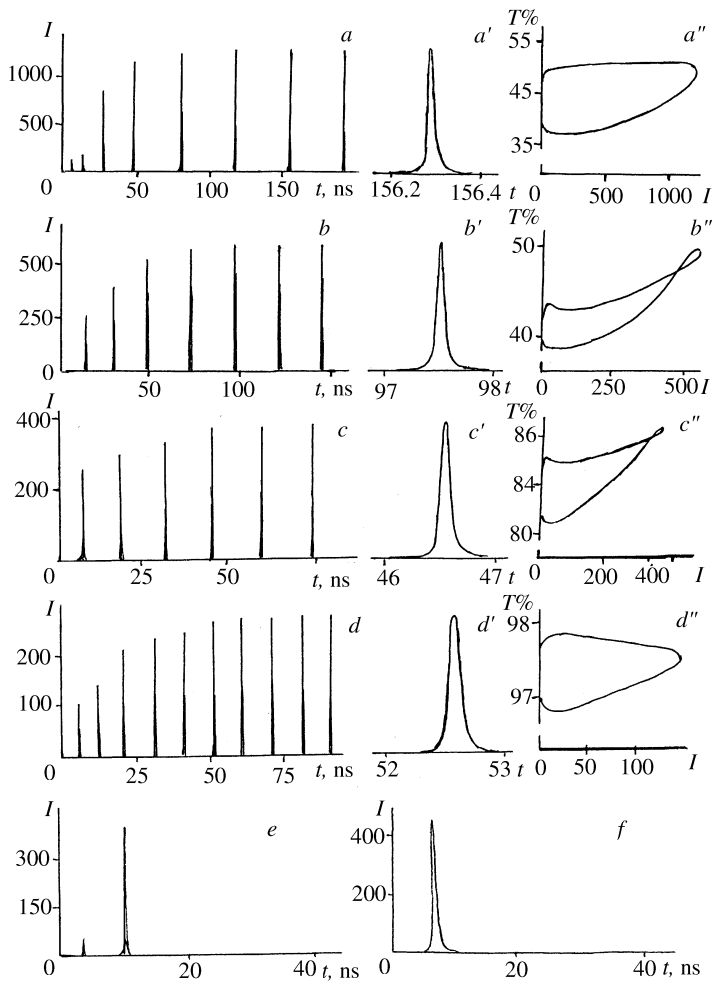
В наиболее простой модели ИПЛ энергообмен излучения и возбуждаемой накачкой среды может быть рассмотрен на основе обычных кинетических уравнений для усредненных по длине активного слоя переменных интенсивности и инверсии (концентрации носителей в лазерном диоде) [10]. Учет особой физической ситуации, связанной с наличием на торцах лазерного диода тонких слоев с насыщающимся поглощением и нелинейной рефракцией, приводит к модификации этой расчетной модели. В выражение для переменного коэффициента усредненных по длине лазерного диода потерь на излучение включается информация об изменении пропускания планарного слоя в зависимости от мощности генерации. Ее интенсивность тогда рассматривается как интенсивность внешнего поля в (1). Изменение пропускания пленки при воздействии этого поля должно быть также следствием перестройки частоты генерации в нелинейно-рефрактивной среде лазерного диода. Дисперсионное изменение пропускания в (1) предполагается зависящим от безразмерной переменной величины отстройки $\Delta = (\delta\omega + \frac{d\varphi}{dt}) \cdot \tau_2$, где $\delta\omega$ — расстояние на шкале частот между резонансами среды лазерного диода и планарного слоя, значения эффективной отстройки Δ нормированы по величине, обратной полуширине оптического резонанса активных атомов в пленке. Производной фазы в представлении поля генерации $E_g(t) = E_0 \exp(i \cdot \varphi)$ описывается нелинейное смещение частоты. Система модифицированных кинетических уравнений в случае постоянного уровня накачки принимает такой вид:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dt} &= \frac{1}{\tau} \left[y - \frac{\ln \gamma(n)}{\ln \gamma_0} \right] \cdot I, & \frac{dy}{dt} &= \frac{1}{\tau_1} (\alpha - y - y \cdot I), \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{1}{\tau_c} \left[n_0 - n - \frac{\sigma \cdot nI}{\gamma(n)(1 + \Delta^2)} \right], & \Delta &= \left[\delta\omega + \frac{\beta}{\tau} (y - 1) \right] \cdot \tau_2, & (2) \\ \gamma(n) &= \left(1 + \frac{\kappa \cdot n}{1 + \Delta^2} \right)^2 + \kappa^2 \left[\frac{n \cdot \Delta}{1 + \Delta^2} + \beta_c (n - n_0) \right]^2, & \gamma_0 &= \gamma(n_0), \end{aligned}$$

где $I = \sigma_d E_0^2$ — нормированная интенсивность лазерного поля (σ_d — сечение рабочего перехода в среде лазерного диода), y — вероятностная характеристика концентрации носителей в активном слое лазерного диода (по отношению к пороговому уровню), $\ln \gamma(n)$ — показатель потерь мощности генерации в поглощающем планарном слое; $\tau = \frac{\eta l}{c} \cdot \left(\ln \frac{\gamma_0}{r}\right)^{-1}$ — время жизни фотонов в резонаторе, l — длина активного слоя, r — энергетический коэффициент отражения на торцах диода; α — параметр тока накачки, β и τ_1 — параметр нелинейной рефракции и время спонтанной рекомбинации в среде лазерного диода, $\sigma = \sigma_c / \sigma_d$ — отношение сечений перехода. Автомодационный эффект, описываемый (2), определен существованием положительной ОС в схеме с планарным слоем. Учтено, что поглощение в слое уменьшается с нарастанием мощности генерации. В дополнение же к традиционно рассматриваемому в теории динамики лазеров изменению поглощения из-за насыщения абсорбции на основе (2) можно рассматривать влияние на ход генерации девиаций пропускания планарного слоя из-за смещения частоты, т. е. эффект ФСМ.

Численное интегрирование системы (2) проводилось методом Рунге–Кутты. Решалась задача Коши с начальными условиями, соответствующими пороговым условиям генерации. Полагалось, таким образом, что $y(t=0) = 1$, $n(t=0) = n_0 = 1$; начальная величина интенсивности выбиралась крайне малой, отличной от нуля — $I(t=0) \approx 10^{-5} \dots 10^{-4} (I(t=0) \ll \alpha - 1)$, так что в расчетах была условно реализована, в сущности, схема усиления слабого сигнала. Решения для $I(t)$ практически не зависели от избираемых величин $I(t=0)$. Сочетание расчетных коэффициентов (2), включая и параметры нелинейности рефракции для обеих сред, в целом, соответствовало характеристикам используемых в оптике и лазерной физике материалов на основе GaAs.

Особый практический интерес обычно проявляется к автомодационным режимам излучения серии контрастных незатухающих импульсов. Решения системы (2) для $I(t)$, полученные при расчетном моделировании генерации с параметрами ИПЛ, предсказывают возможность существования таких режимов. Численное моделирование процесса формирования излучения, типичные примеры которого изображены на рисунке, проведено для достаточно широкого диапазона изменения параметров (2). Рассчитанные зависимости, описывающие временную картину выходного излучения с регулярной



Рассчитанная временная структура интенсивности излучения инжекционного лазера (*a-f*), отдельно на рисунках *a'-d'* воспроизведена форма отдельных импульсов, на рисунках *a''-d''* — соответствующие данному варианту проекции фазовых кривых ($T\% = 100/\gamma(n)$): $\alpha = 1.4$ (*a, d*), 1.33 (*b, c, e, f*), $\kappa = 1.85$ (*a*), 2.5 (*b, e*), 0.9 (*c, f*), 0.3 (*d*), $\delta\omega \cdot \tau_2 = 1.0$ (*a*), 2.0 (*b, e*), 3.0 (*c, f*), 4.0 (*d*), $\beta = 2.5$ (*a-d*), 0 (*e, f*), $\beta_c = 0.5$ (*a-d*), 0 (*e, f*), $\sigma = 2.0$, $r = 0.32$, $\eta = 3.6$, $\tau_1 = 5.0 \cdot 10^{-9}$ s, $\tau_c = 1.0 \cdot 10^{-9}$ s, $l = 3 \cdot 10^{-4}$ m.

структурой, в целом, качественно сходны. Нарастание амплитуды и увеличение скважности всплесков мощности поля на этапе перехода к периодическому режиму в рассматриваемом цуге сменяется стабилизацией амплитуды и формы пульсаций. На плоскости переменных $(I(t), T(t))$ такой переход соответствует выходу на предельный цикл проекций фазовых кривых (см. рисунок, $a''-d''$). Характеристики импульсов — амплитуда, длительность и период (их временной диапазон в рассматриваемом случае соответствует субнаносекундному и наносекундному), величины скважности и контраста — определяются соотношением скоростных параметров — уровня тока накачки, времен релаксации заселенности в активном и планарном слоях, вероятностью вынужденных переходов. Поэтому описываемая решениями (2) регулярная структура ИПЛ, возникающая как следствие колебаний уровня ОС в лазерной системе, имеет релаксационный характер.

Результаты расчетов проявили особую критичность возможности перехода к периодическим самопульсациям по отношению к уровню нелинейной рефракции в активном слое ИПЛ. Если соответствующие коэффициенты в (2) равны нулю (нелинейная рефракция не учитывается), это однозначно определяет невозможность существования решений, описывающих регулярный сценарий картины излучения (см. рисунок, e, f). Формирования предельных циклов на фазовой плоскости системы (2) в этом случае, естественно, не происходит. Возникновение и устойчивость подобных временных структур в излучении рассмотренной модели ИПЛ существенно обусловлены автомодуляционным фазовым эффектом. Особая чувствительность пропускания тонкой пленки по отношению к фазе излучения должна оказаться при этом решающим фактором стабилизации во временной периодичной структуре формируемого лазерного поля. Надо отметить также, что расчеты в рамках модели (2) предсказывают возможность излучения серии автомодуляционных импульсов при изменении пропускания в сравнительно небольшом диапазоне — от одного до нескольких процентов (см. рисунок, c, d). Это возможно при значительной взаимной отстройке резонансов поглощения в планарном слое и усиления в лазерной среде $\delta\omega$. Поэтому эффективный уровень поглощения в планарном слое, необходимый для перехода к требуемому режиму излучения, может быть относительно невысоким ($\sim 10^3-10^4 \text{ см}^{-1}$).

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского ФФИ (грант № Ф99-346).

Список литературы

- [1] *Abraham N.B., Mandel P., Narducci L.M.* Dynamical instability and pulsations in lasers. Progress in Optics — XXV. Springer, 1988.
- [2] *Елисеев П.Г., Попов Ю.М.* // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 12. С. 1067–1079.
- [3] *Pelermann K.* // IEEE. J. Sel. Topics in Quantum Electron. 1995. V. 1. N 2. P. 480–489.
- [4] *Юревич В.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 19. С. 10–14.
- [5] *DeTienne D.H., Gray G.R., Agrawal G.P., Lenstra D.* // IEEE J. 1997. V. QE-33. N 5. P. 838–844.
- [6] *Захаров С.М., Маймистов А.И., Манькин Э.А.* и др. // Поверхность. 1989. № 12. С. 60–66.
- [7] *Grenshaw M.E., Bowden C.M.* // Phys. Review. Letts. 1992. V. 69. N 24. P. 3475–3478.
- [8] *Юревич В.А.* // Квантовая электроника. 1994. Т. 21. № 10. С. 959–961.
- [9] *Bowden C.V., Agrawal G.P.* // Phys. Review. 1995. V. 51. N 5. P. 4132–4139.
- [10] *Юревич В.А.* // Журнал прикладной спектроскопии. 1999. Т. 66. № 5. С. 661–665.