

ОНДУЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Е.Д. Карих, А.А. Афоненко, И.С. Манак

Белгосуниверситет, г. Минск

В работе [1] для инжекционных лазеров с резонатором Фабри–Перо наблюдалось увеличение частоты пространственных интерференционных ондуляций до $\lambda/10$ против $\lambda/2$. Эффект объяснялся переключением генерации на продольную моду с наименьшим порогом генерации. Этот теоретический вывод подтвержден экспериментально путем сравнения с данными для РОС-лазера, который излучал на единственной продольной моде и демонстрировал ондуляции с периодом $\lambda/2$. Эффект увеличения частоты ондуляционных изменений мощности в лазерах с переключением мод интересен с точки зрения повышения пространственного разрешения прецизионных датчиков перемещений на основе инжекционных лазеров с обратной связью от контролируемой поверхности.

Теоретическая модель работы [1] достаточно проста, однако в ней не учитываются эффекты, связанные с изменением ширины линии усиления при переходе от лазеров с объемной активной областью к низкоразмерным структурам типа квантовой ямы, квантовой проволоки и квантовой точки. Кроме того, более тщательный анализ требует учета мод, сопутствующих более интенсивной и имеющих определенный дефицит усиления, а также дисперсионных свойств активной среды.

Условие амплитудно-фазового баланса полупроводникового лазера при наличии оптической обратной связи представляется в виде [2]

$$e^{2iknL} = \frac{(n+1)^2 + ke^{i\omega\tau}(n^2-1)}{(n-1)^2 + ke^{i\omega\tau}(n^2-1)}, \quad (1)$$

где n – комплексный показатель преломления, $k = \omega n/c$ – постоянная распространения, ω – частота излучения, k – коэффициент обратной связи, τ – время запаздывания возвращающегося излучения, L – длина лазерного диода. Для показателя преломления использовалось соотношение

$$n(\omega, N) = n_0 + (n_g - n_0) \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} +$$

$$+\frac{c}{2\omega_0}\left[iG_0\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Delta\omega^2}-g(N-N_0)(\alpha+i)\right], \quad (2)$$

где n_0 – действительная часть показателя преломления на частоте ω_0 , n_g – групповой показатель преломления, G_0 и $\Delta\omega_0$ описывают профиль контура усиления в параболическом приближении, N – концентрация неравновесных носителей в активной области, g и N_0 описывают зависимость усиления от концентрации носителей в линейном приближении, α – показатель амплитудно-фазовой связи.

При заданной концентрации носителей N уравнение (1) позволяет определить набор комплексных собственных частот лазерных мод $\omega_m = \omega'_m + i\omega''_m$, причем мнимые части частот связаны с временем жизни фотонов как $\tau_m = 1/2\omega''_m$. Плотности фотонов S_m находятся с использованием балансных уравнений в виде

$$0 = -\frac{S_m}{\tau_m} + \Gamma_m \beta \frac{N}{\tau_N}, \quad (3)$$

где β учитывает вклад спонтанных переходов в лазерную моду, τ_N – спонтанное время жизни, Γ_m – параметр оптического ограничения:

$$\Gamma_m = \left(\frac{d\omega_m}{dN}\right) \frac{2n_g}{cg(\alpha+i)}, \quad (4)$$

Концентрация N в стационарных условиях определяется из балансного уравнения

$$0 = \frac{j}{ed} - \frac{N}{\tau_N} + \sum_m 2\frac{\omega_0}{n_g} n''(\omega_m, N) S_m, \quad (5)$$

На рис. 1 *a* показано изменение модового состава инжекционного лазера при отсутствии запаздывающей оптической обратной связи. Видно, что интенсивность неосновных мод монотонно спадает при удалении от пика усиления, а эффективность их приблизительно пропорциональна квадрату ширины спектра усиления.

При введении оптической обратной связи монотонный характер профиля мод можно сохранить при обеспечении одинаковой фазы возвращающегося излучения для всех мод, т.е. при условии кратности оптических путей излучения во внутреннем и внешнем резонаторах. В этом случае амплитуда ондуляционного сигнала не зависит от характера спектра усиления лазера (рис. 1, *b*), а период ондуляций для малых смещений внешнего зеркала составляет $\lambda/2$. Если условие синфазности возвращаемого излучения нарушается, то

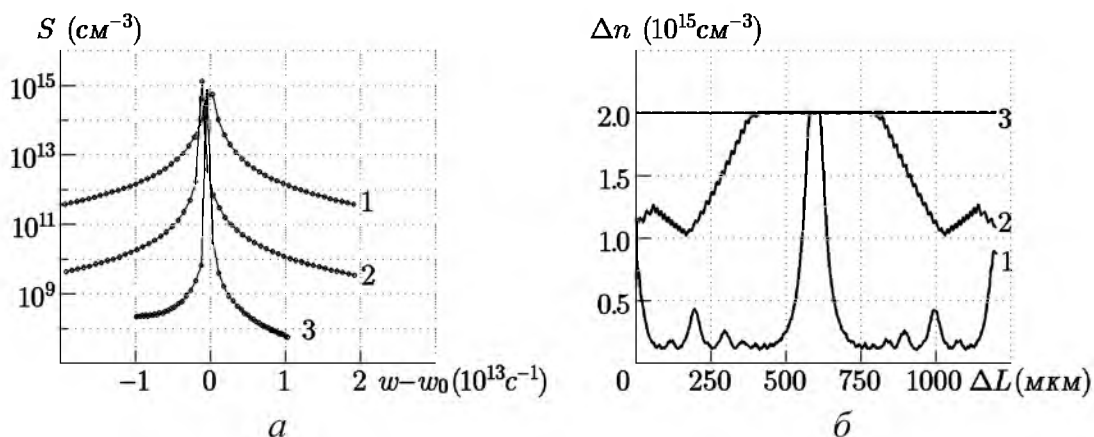


Рис. 1. Спектральное распределение интенсивности мод инжекционного лазера S без запаздывающей оптической обратной связи (а) и амплитуда изменения концентрации неравновесных носителей Δn (б) при смещении внешнего отражателя на расстояние ΔL при разной ширине спектра усиления $\hbar\Delta\omega$ и параметре амплитудно-фазовой связи α : $\hbar\Delta\omega = 0.1$ эВ, $\alpha = 5$ (1); $\hbar\Delta\omega = 0.01$ эВ, $\alpha = 0.5$ (2); $\hbar\Delta\omega = 0.001$ эВ; $\alpha = 0.05$ (3); $\kappa = 5 \cdot 10^{-3}$; $\tau = 0.1$ нс

поведение лазерных излучателей начинает существенно определяться шириной спектра усиления: квантоворазмерные структуры с достаточно узким спектром сохраняют одномодовый характер излучения и периодичность ондуляций. В структурах с широким спектром проявляется конкуренция мод, при которой амплитуда ондуляционного сигнала падает, а частота ондуляционных колебаний растет обратно пропорционально числу генерируемых мод. Ондуляции приобретают квазипериодический характер и становятся (существенно) зависимыми от величины и фазовых условий обратной связи, определяющих число генерируемых мод.

Таким образом, увеличение частоты ондуляционных изменений мощности в многомодовых лазерах сопровождается ухудшением характеристик ондуляционного сигнала. Поэтому в миниатюрных датчиках перемещений с целью увеличения надежности и снижения требований к юстировке желательно использовать одномодовые инжекционные излучатели с возможно более коротковолновым излучением.

1. Katagiri Y., Hara S. // Appl. Opt. 1994: Vol. 33, No 24. P. 5564–5570.
2. Афоненко А. А., Матюхин А. Б. // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. стат. Вып. 6. Отв. ред. И. С. Манак. – Мн.: БГУ, 2001. С. 59–63.