

06.2; 06.3; 07

© 1992

ВОЗМОЖНОСТЬ САМОСИНХРОНИЗАЦИИ МОД
В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМС.Н. Красовская, С.В. Жестков,
В.И. Лебедев, В.А. Юревич

В последнее время опубликованы работы, в которых сообщается о том, что синхронизация мод в полупроводниковом лазере может быть достигнута за счет внешнего резонатора, содержащего нелинейный элемент [1-3].

Известно, что в инжекционных лазерах на основе GaAs зависимость показателя преломления на частоте генерации от населенности рабочих уровней весьма существенна [4]. В сочетании с внешним отражателем нелинейный лазерный диод образует оптическую колебательную систему, излучающую регулярную последовательность импульсов с частотами, определяемыми ее релаксационными параметрами [5]. В настоящем сообщении на основе расчетного анализа сформулированы условия самосинхронизации мод в инжекционном лазере с внешним резонатором, не содержащем дополнительных пассивных элементов.

Кинетика генерации полупроводникового лазера описывается простыми пространственно-временными уравнениями для встречных потоков насыщающего светового поля E_+ , E_- и коэффициента усиления n :

$$\pm \frac{\partial E_{\pm}}{\partial x} + \frac{\eta}{c} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} = [n + i\beta \frac{\omega}{c} (n_0 - n)] E_{\pm}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{\tau} [\alpha - (1 + E_+^2 + E_-^2)n], \quad (2)$$

решаемыми в совокупности с граничными условиями, соответствующими интерференции и отражению световых волн на торцах диода и внешнем зеркале с коэффициентами отражения r_0 и r (см. рисунок 1, а). Эти условия имеют вид:

$$\begin{aligned} E_+(0, t) &= -r_0 E_-(0, t), \\ E_-(l, t) &= -r_0 E_+(l, t) - (1+r_0)r E(t-T), \\ E(t) &= (1-r_0)E_+(l, t) - r_0 r E(t-T), \end{aligned} \quad (3)$$

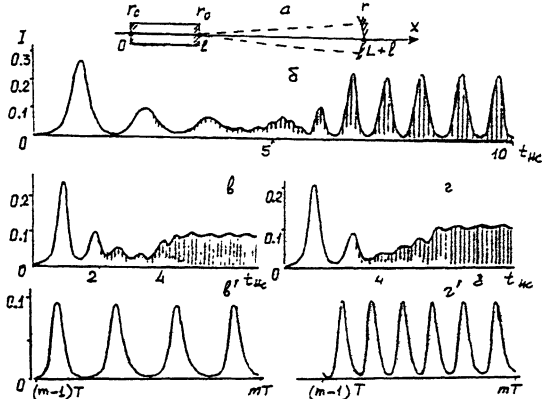


Схема расположения элементов в резонаторе (а) и временная зависимость интенсивности излучения (регулярная структура, обусловленная самосинхронизацией мод, выделена схематически (б-г)) для параметров $N = 3$, $\alpha = 1.32$, $r = 0.63$ (б), $N = 4$, $\alpha = 1.44$, $r = 0.64$ (в), $N = 6$, $\alpha = 1.48$, $r = 0.67$ (г, г'), $\eta = 3.58$, $\tau_1 = 1.5 \cdot 10^{-9}$ с, $l = 3.0 \cdot 10^{-4}$ м, $\omega = 2.14 \cdot 10^{15}$ рад·с⁻¹

где c - скорость света, ω - несущая частота, n_0 - начальный уровень усиления, α - параметр тока накачки, τ_1 - время спонтанной рекомбинации свободных носителей, $E(t)$ - световое поле внешнего резонатора, L - его длина, l - длина активного слоя,

$T = 2 \frac{L}{c}$ - время обхода светом внешнего резонатора. Параметр β пропорционален коэффициенту связи изменения показателя преломления активного слоя лазерного диода с концентрацией носителей, величина которого составляет $3 \dots 5 \cdot 10^{-21}$ см³ [4].

Для качественного анализа динамики нелинейных колебаний системы лазерный диод - внешнее зеркало, определяющих временную структуру интенсивности лазерного излучения $I(t) = |E_+(l, t)|^2$, представляется целесообразным аналогично [6] перейти от (1)-(3) к эквивалентной интегро-дифференциальной системе для сосредоточенных параметров лазера, также учитывающей пространственную разнесенность элементов резонатора. Линеаризация полученных уравнений в окрестности особой точки $I_0 = \alpha - 1$, $n = 1$ дает возможность сформулировать характеристическое уравнение, описывающее спектр гармонических решений для малого отклонения $\Delta I = \sum \alpha_i e^{-p_i t}$, в виде:

$$\frac{r_0^2 e^{\rho T} + r^2 - 2r_0^2 r^2}{e^{\rho T} - r_0^2 r^2} [(\alpha - 1)G - \alpha - \rho \tau_1] +$$

$$+ \frac{(1-r_0^2)r_0^2 r^2}{1-r_0^2 r^2 e^{-\rho T}} \frac{1-e^{-\rho T}}{1-r_0^2 r^2} x$$

$$[2(\alpha + \rho \tau_1)(e^{-\rho T/2} - r_0 r) - (\alpha - 1)(1 + e^{-\rho T} - 2r_0^2 r^2)G] = \quad (4)$$

$$= R^2 (\alpha + \rho \tau_1) e^{\rho \tau},$$

$$\text{где } R = \frac{r_0 + r}{1 + r_0 r}, \quad G = \ln \frac{1}{r_0 R}, \quad \tau = \frac{2\eta l}{c}, \quad \alpha_i \text{ определяется на}$$

начальными условиями. Модуляция с частотой межмодовых биений, соответствующая случаю синхронизации мод лазерного диода, проявляется в виде осцилляций интенсивности с периодом τ . Численное решение уравнений (4) относительно ρ_i для лазера на основе GaAs показывает, что корни, соответствующие незатухающему характеру таких колебаний ($\text{Re } \rho_i$) в окрестности I_0 , существуют при условии $r^2 \gg 0.63$. Расстояние от внутреннего торца лазерного диода до внешнего отражателя должно быть близким, но не равным, к значениям, четнократным оптической длине активного слоя, т.е.

$$L \approx 2\eta l, \quad 4\eta l, \quad \dots, \quad 2N\eta l. \quad (5)$$

Необходимое повышение порогового уровня генерации (параметр α) оказывается зависимым от величины r и лежит в пределах 1.30...1.56.

Анализ результатов численного интегрирования системы (1)-(3), проведенного методом характеристик [7], свидетельствует о том, что интересующий нас режим излучения должен проявиться именно в диапазоне параметров, предсказываемом решением уравнения (4), описывающего характеристики осцилляций в ограниченной области фазового пространства. Расчеты проводились для начальных условий, соответствующих пороговому усилению, т.е. $n(x, 0) = n_0 \gg 1$, начальное распределение интенсивности на промежутке Γ принималось однородным, по величине значительно меньшим I_0 .

Модуляция с периодом τ на фоне релаксационных колебаний начинает проявляться на фазе перехода к режиму автоколебаний (см. рисунок, б). Впоследствии глубина модуляции приближается к 100%, а низкочастотная составляющая интенсивности формируется при этом в виде регулярных осцилляций в наносекундном диапазоне длительности, возможность их осуществления связана с нелинейностью и подробно обоснована в [5, 8]. Для величин Γ , соответствующих значениям кратности $N = 1, 2, 3$ в (5) возможен режим контрастных высокочастотных пульсаций, амплитуда которых может периоди-

чески изменяется с частотой автоколебаний в пределах нескольких процентов от некоторого среднего значения (см. рисунок, в, г). При отсутствии нелинейности ($\beta=0$) расчетная модель (1)–(3) не описывает режим автоколебаний.

Физический механизм формирования структуры излучения с периодом τ сходен с описываемым в [9]. Возникновение всплеска в распределении интенсивности по резонатору связано с динамическим интерференционным характером взаимодействия встречных световых потоков излучения в резонаторе, модулированных по фазе. Последующее воздействие на излучение таких эволюционных факторов, как усиление и насыщение активного слоя с корреляцией в моменты $t - T$ и t , в расчетах отражаемой заданием граничных условий (3), создает картину генерации, характерную для режима самосинхронизации мод.

Таким образом, данные настоящего анализа свидетельствуют о возможности создания автогенератора пикосекундного диапазона, состоящего из лазерного диода, накачиваемого постоянным током, и внешнего отражателя. Такой источник импульсов может оказаться полезным в перспективных устройствах оптической связи и обработки информации.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M a r k J., L i u L.Y., H a l l K.I., H a u s H.A., I r p r e n E.P. // Opt. Lett. 1989. V. 14. N 1. P. 48–50.
- [2] I r p r e n E.P., H a u s H.A., L i u L.Y. // J. Opt. Soc. Amer. 1989. V. B6. N 9. P. 1736–1745.
- [3] K o n g M.N., C h e e J.K., L i u J.M. // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 2. P. 73–75.
- [4] Е л и с е е в П.Г., Б о г а т о в А.П. // Труды ФИАН. 1986. Т. 166. С. 15–31.
- [5] Л е б е д е в В.И., Ю р е в и ч В.А. // Изв. АН БССР. Сер. физ.–мат. наук. 1990. № 6. С. 60–64.
- [6] С а м с о н А.М., К о т о м ц е в а Л.А., Л о й к о Н.А. Автоколебания в лазерах. Минск: Навука і тэхніка, 1990. 280 с.
- [7] Р о ж д е с т в е н с к и й Б.Л., Я н е н к о Н.Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1986. 592 с.
- [8] Б о р и с о в В.И., Л е б е д е в В.И., Ю р е в и ч В.А. // Журнал прикладной спектроскопии. 1989. Т. 51. № 2. С. 207–212.
- [9] К о н о н е н к о В.К., М и л и н к е в и ч А.В., С и л и н е в и ч И.И. // Изв. АН СССР. сер. физ. 1989. Т. 53. № 4. С. 799–802.