

07

© 1991

НИЗКОЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ОГИБАЮЩЕЙ  
СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ АКТИВНОЙ  
СИНХРОНИЗАЦИИ МОД ИАГ :  $Nd^3$ -ЛАЗЕРА

Л.А. М е л ь н и к о в, Г.Н. Т а т а р к о в

Возникновение низкочастотной модуляции (НМ) огибающей импульсов синхронизации мод ограничивает диапазон изменения параметров, в пределах которого возможно управление энергией и длительностью стационарной последовательности субнаносекундных импульсов. В ряде экспериментальных работ [1-4] было показано, что отстройка частоты модуляции потерь порядка нескольких кГц при активной синхронизации мод (АСМ) ИАГ :  $Nd^3$ -лазера приводит к возникновению НМ. Несмотря на многочисленные попытки теоретического исследования разрушения АСМ причины нестабильной генерации остаются неясными. В [4, 5] установлено, что для адекватного определения ширины зоны устойчивой АСМ моноимпульсное приближение импульсов гауссовой формы [6] неприемлемо, и необходим учет процессов образования дополнительных импульсов на аксиальном периоде резонатора. В [7] рассматривается модель для описания НМ без учета эволюции структуры субнаносекундных импульсов.

Цель нашей работы - исследование методами численного эксперимента процессов формирования и эволюции автоструктуры субнаносекундных импульсов, изучение механизмов, приводящих к формированию НМ и ее характеристик. В отличие от приближений импульса гауссова профиля в рамках нашей модели поле задается в виде произвольного распределения на аксиальном периоде резонатора.

1. Преобразование поля в активной среде в рамках приближения „тонкого“ усиления [8] имеет вид

$$E'_k = E_k + \alpha P + \eta(t),$$

$$\frac{dP}{dt} = -(\gamma + i\Delta)P + \frac{\epsilon}{2} E_k N,$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma_{ab} (N-1) - i(E_k^* P - E_k P^*),$$

где  $E_k$  - значение поля после  $k$ -проходов резонатора,  $E'_k$  - на выходе активной среды;  $\alpha$  - ненасыщенный коэффициент усиления на проходе активной среды;  $\gamma$ ,  $\gamma_{ab}$  - скорости релаксации поля-

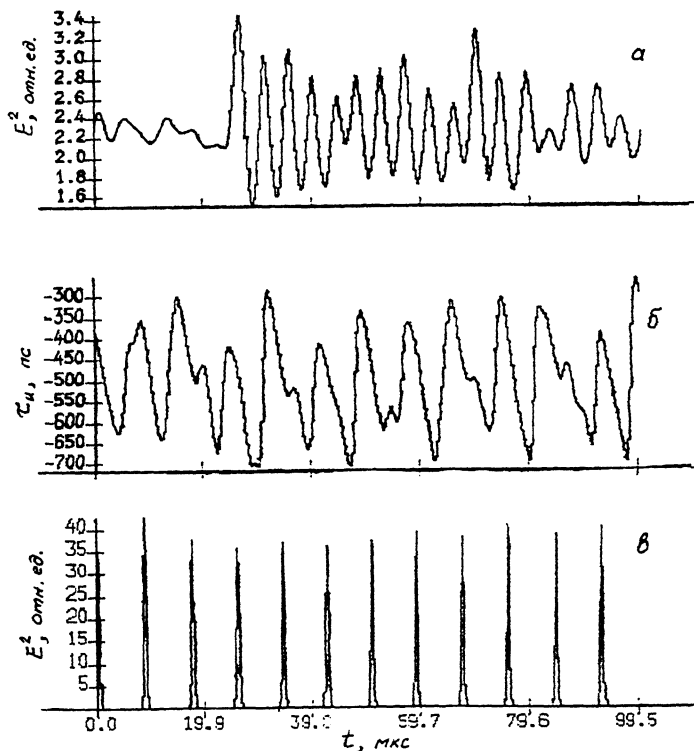


Рис. 1. Огибающая последовательности импульсов синхронизации мод при  $\Delta_m = 0$  (а) и  $\Delta_m = 10$  кГц (б), и положение импульсов АСМ  $\tau_k$  относительно точки минимальных потерь при  $\Delta_m = 10$  кГц (в).

ризации  $P$  и разности заселенностей  $N$  соответственно;  $\Delta$  - отстройка линии лазерного перехода;  $\zeta(t)$  - шумовая добавка с гауссовой статистикой, моделирующая влияние квантовых флуктуаций.

Преобразование поля на модуляторе потерь имеет вид

$$E_{k+1} = E_k' p f(t),$$

где  $f(t)$  - функция пропускания модулятора,  $f(t) = \exp(1 - m(1 - \cos \omega_m t))$ ,  $m$ ,  $\omega_m$  - глубина и частота модуляции потерь,  $\omega_m = 2\pi(\frac{1}{T} + \Delta_m)$ ,  $T$  - аксиальный период резонатора,  $\Delta_m$  - отстройка частоты модуляции потерь,  $P$  - полные потери на одном проходе резонатора. В расчетах  $E_k(t)$  задавалось в дискретные моменты времени на интервале  $(0, T)$  с шагом  $0.4 \mu^{-1}$ .

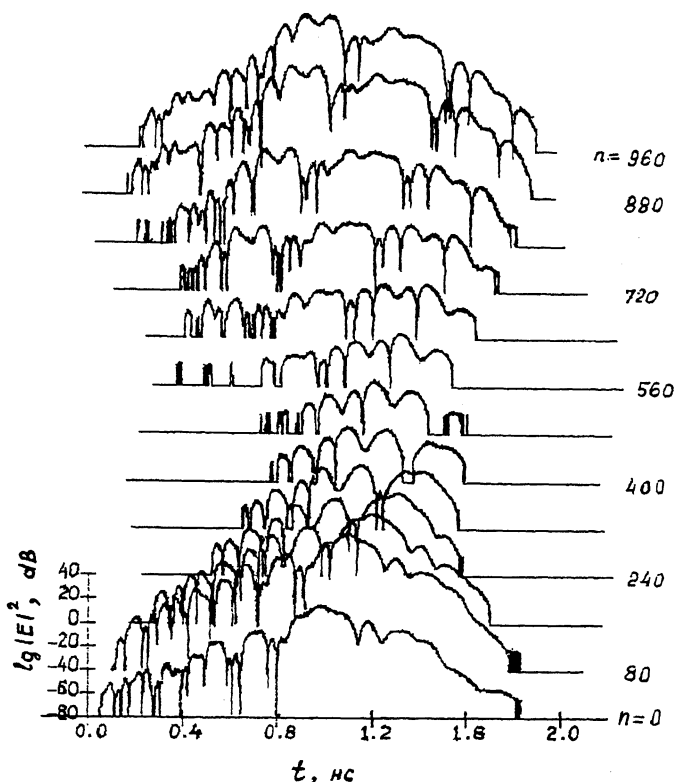


Рис. 2. Профили импульсов АСМ в различные моменты времени при пиковой нестабильности ( $\Delta_m = 10$  кГц),  $n$  - число проходов резонатора.

2. Мы исследовали влияние отстройки частоты модуляции потерь  $\Delta_m$  на автоколебательные режимы лазера, параметры которого близки к параметрам ИАГ: Nd-лазера ( $\alpha = 1$ ,  $P = 0.9$ ,  $m = -0.2$ ,  $\Delta = 0$ ,  $\frac{f}{2\pi} = 100$  ГГц,  $\frac{f_{ab}}{2\pi} = 5$  кГц).

В качестве начального профиля  $E(t)$  выбиралось шумовое распределение  $\eta(t)$ . После переходного процесса установившийся режим стабильной АСМ реализуется в диапазоне отстроек  $-8$  кГц  $< \Delta_m < 0$ , причем импульсы минимальной длительности  $\sim 100$  пс наблюдаются при  $\Delta_m = -5$  кГц, что связано с дисперсионной задержкой импульса в активной среде, которую можно оценить как  $\frac{\ln g}{\gamma}$ , где  $g$  - насыщенный коэффициент усиления [6]. Переходный процесс представляет собой последовательность затухающих колебаний энергии импульсов на частоте релаксационных колебаний  $\omega_p$  типичный для режима быстрого включения добротности.

При положительных и отрицательных  $\Delta m$  вне области устойчивой АСМ наблюдаются два типа режимов: режим модуляции огибающей последовательности импульсов на частоте, близкой к частоте  $\omega_p$  (рис. 1, а), и нерегулярные режимы пиковой генерации (рис. 1, в) на частоте, близкой к  $\omega_p$  или  $\frac{\omega_p}{2}$  (для больших  $\Delta m$ ). В режиме пиковой генерации период следования пиков не меняется, а амплитуда пиков возрастает при увеличении отстройки.

3. Иерархия динамических режимов, наблюдающихся при увеличении  $\Delta m$ , качественно подобна поведению одномодового лазера с модуляцией добротности при увеличении глубины модуляции [9] и характерна для систем с нелинейным резонансом. Расчеты показывают, что возникновение НМ связано с рассогласованием периода следования импульсов от периода модуляции потерь (рис. 2, б), которое приводит к дополнительной эффективной модуляции потерь. На формирование режимов НМ оказывает заметное влияние изменение структуры субнаносекундных импульсов. Вблизи зоны устойчивой АСМ максимальная величина нестабильности периода следования импульсов составляет величину порядка длительности импульса, поэтому НМ является следствием нестабильности формы, длительности и энергии субнаносекундных импульсов. При пиковом режиме генерации картина изменения структуры импульсов усложняется. Как показано на рис. 2, импульсы становятся многогорбыми, причем происходит постепенное „сползание“ импульсов и развитие новых из шума вблизи точки минимальных потерь. Это позволяет утверждать, что на неругулярность НМ при таких режимах генерации влияют флуктуации, связанные с процессами спонтанной эмиссии, как отмечалось в [4]. Формирование из фона спонтанной эмиссии субнаносекундных импульсов делает случайными структуру поля, энергию и положение импульсов относительно минимума потерь, и эти флуктуации приводят к изменению амплитуды пиков.

Таким образом, в рамках предложенной модели исследована эволюция структуры субнаносекундных импульсов при НМ, возникающей при разрушении АСМ в ИАГ:  $Na^2$ -лазере. Выделены различные типы динамики лазера в зависимости от расстройки частоты модуляции потерь. Детально проанализированы процессы, происходящие при пиковом режиме генерации, форма импульсов АСМ и ее эволюция в процессе генерации пика. Показано, что особенностью данной системы является совместное влияние на НМ как детерминированных факторов (нелинейные колебания энергии импульсов при модуляции потерь), так и стохастических (модуляция пиков из-за спонтанного шума). Данная модель может быть использована для решения широкого класса задач о моделировании различных режимов генерации в лазерах на активированных кристаллах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Голяев Ю.Д., Лантрагов С.В. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 4. С. 925-931.
- [2] E i c h e r H.J., K r a u s e z J. // Opt. Commun. 1984. V. 52. P. 129-130.
- [3] E i c h e r H.J. // Opt. Commun. 1986. V. 56. N 12. P. 351-353.
- [4] C o r m i e r J., M o r i n M., P i c h e M. Technical digest on Nonlinear Dynamics in Optical Systems, 1990. (Opt. Soc. of Am., Washington, 1990). P. 193-195.
- [5] Ларионцев Е.Г. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 6. С. 1322-1323.
- [6] K u i z e n g a D.J., S i e g m a n A.E. // IEEE J. of Quant. Electron. 1970.V.6.N11.P.694-706
- [7] E i c h e r J.H., F i l t e r W., W e i d e r T. // IEEE J. of Quant. Electron. 1968. V. 24. N 6. P. 1178-1180.
- [8] Н о р ф F.A., S c u l l y M.O. // Phys. Rev. 1969. V. 179. N 2. P. 399-416.
- [9] Хандохин П.А., Ханин Я.И. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 7. С. 1483-1486.

Поступило в Редакцию  
2 апреля 1991 г.