

В. Г. Гуделев, Ю. П. Журик

**СЖАТИЕ ШУМОВОГО ЭЛЛИПСА В ФАЗОВОМ
ПРОСТРАНСТВЕ АМПЛИТУД ГЕНЕРАЦИИ
ДВУХЧАСТОТНОГО He-Ne ЛАЗЕРА В ПОПЕРЕЧНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

He-Ne лазеры широко используются в прецизионных измерительных и метрологических системах и обеспечивают максимальные точностные характеристики, ограниченные флуктуациями выходного излучения. Одним из основных возмущающих факторов в He-Ne лазерах метрологического назначения являются низкочастотные флуктуации накачки. В дополнение к традиционным методам уменьшения флуктуаций параметров выходного излучения лазера, обусловленных техническими флуктуациями накачки и потерь, представляется весьма перспективным предложенный авторами метод, заключающийся в использовании двухчастотного режима генерации с целью резкого (на несколько порядков) уменьшения флуктуаций интенсивности одной из волн (полезного излучения) путем управления межволновым взаимодействием (эффект автостабилизации интенсивности излучения [1]). Этот эффект был реализован и исследован в He-Ne лазере на наиболее интенсивных переходах Ne: $3S_2-2P_4$ ($\lambda = 0,63$ мкм), $2S_2-2P_4$ ($\lambda = 1,15$ мкм) и $3S_2-3P_4$ ($\lambda = 3,39$ мкм). В данной работе представлены некоторые новые результаты исследования эффекта автостабилизации интенсивности излучения в лазере с $\lambda = 1,15$ мкм

Анализ шумовых характеристик излучения двухчастотного He-Ne лазера проведен на основе хорошо апробированной полуклассической теории Лэмба с учетом векторного характера поля излучения. Возмущения накачки моделировались процессом Орнштейна-Уленбека $\zeta(t)$, который описывается стохастическим дифференциальным уравнением $\dot{\zeta} = -\gamma\zeta + \mu\xi(t)$. Здесь $\xi(t)$ – гауссов белый шум, μ – его амплитуда, коэффициент γ задает полуширину спектра мощности процесса $\zeta(t)$. Спектральная плотность средней мощности этого процесса имеет вид $S_{\zeta}(\omega) = \mu^2 / (\omega^2 + \gamma^2)$, а корреляционная функция – $C_{\zeta}(\tau_1, \tau_2) = (\mu^2 / 2\gamma^2) \exp(-\gamma|\tau_1 - \tau_2|)$. Данный процесс является хорошим приближением широкого класса реальных процессов и дает возможность рассмотреть решаемую задачу в рамках теории марковских процессов.

Динамические уравнения для интенсивностей генерируемых мод двухчастотного лазера имеют вид:

$$\begin{aligned} I_i &= 2I_i(\alpha_i - \beta_i I_i - \theta_{ij} I_j) + \Delta\omega_i I_i \zeta(t), \quad i, j = 1, 2, \quad i \neq j, \\ \zeta &= -\gamma\zeta + \mu\xi(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где α_i — линейное усиление волны i в активной среде без учета потерь резонатора, β_i — коэффициент, описывающий «самонасыщение» волны i , а θ_{ij} — «кросс-насыщение» волны i волной j , $\Delta\omega_i$ — полоса резонатора для каждой из генерируемых мод, а $\xi(t)$ — гауссов белый шум. Система уравнений (1) записана с учетом пропорциональности коэффициентов β_i и θ_{ij} параметру накачки η и линейной зависимости коэффициентов α_i от η , что справедливо при малых η . Значения коэффициентов α_i , β_i и θ_{ij} рассчитаны по формулам, полученным в работе [2] для произвольной ориентации магнитного поля с учетом влияния деполаризующих атомных столкновений. Значения спектроскопических констант такие же, как и в работе [1], $\eta = 1, 2$, а эффективная полоса шума равна 10 кГц.

В результате проведенных расчетов получены параметры, характеризующие отношение осей шумового эллипса ϵ , его ориентацию в фазовом пространстве ϕ , отношение интенсивностей шума в генерируемых волнах m , а также коэффициент их корреляции ρ . В данной работе рассчитывались значения приведенных выше параметров при изменении поперечного магнитного поля, приложенного параллельно одной из осей фазовой анизотропии резонатора.

На рис. 1 показаны расчетные зависимости коэффициента корреляции ρ (а), величин m и ϵ (б), а также угла ϕ (в) от напряженности поперечного магнитного поля H . Из приведенных зависимостей видно, что максимальное отношение интенсивностей шума в генерируемых волнах (эффект автостабилизации) имеет место при ориентации шумового эллипса параллельно одной из осей фазового пространства. Геометрические параметры шумового эллипса при переходе через точку автостабилизации изменяются незначительно, а коэффициент корреляции в ней равен нулю. Это условие дает возможность найти приближенное выражение для реализации условия автостабилизации:

$$\beta_1 = \theta_{12} \frac{\gamma}{2I_2} \quad (2)$$

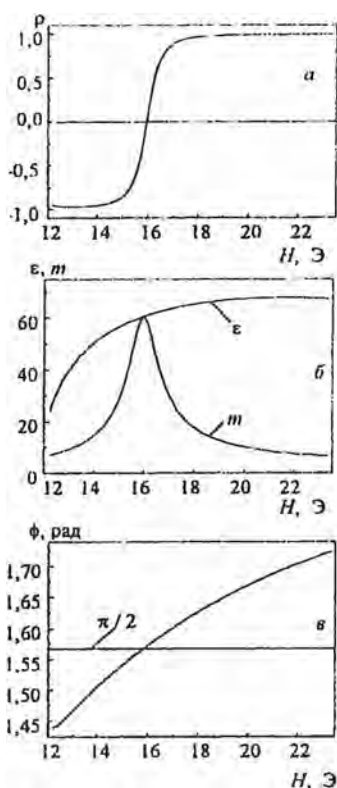


Рис 1. Расчетные зависимости коэффициента корреляции ρ (а), величин m и ϵ (б), а также угла ϕ (в) от напряженности поперечного магнитного поля H

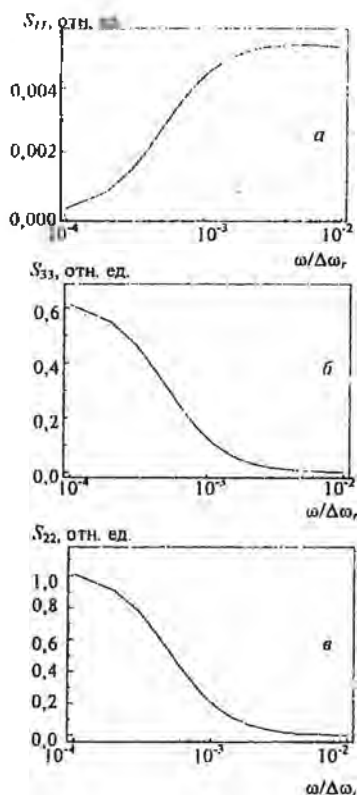


Рис 2. Расчетные зависимости спектра шума в волне 1 (а), в волне 2 (б) при реализации режима автостабилизации и спектр шума процесса $\zeta(t)$ (в)

На рис. 2 представлены расчетные зависимости спектра шума в волне 1 (а), в волне 2 (б) при реализации режима автостабилизации и спектр шума процесса $\zeta(t)$ (в). Из приведенных зависимостей видно существенное ослабление низкочастотных составляющих шума в стабилизированной волне.

При экспериментальных исследованиях модулировался ток накачки лазера при помощи стандартного генератора шума Г2-47, а эволю-

ция шумового эллипса наблюдалась на экране двухканального осциллографа С1-83. Наблюдения показали, что при малых превышениях накачки над потерями ($\eta < 1,3$) поведение шумового эллипса при изменении поперечного магнитного поля соответствует теоретическим расчетам, что схематично представлено на рис. 3 (верхний ряд). Экспериментально обнаружено, что при превышениях $\eta > 1,5$ движение шумового эллипса при изменении поперечного магнитного поля усложняется. Вблизи состояния, характеризующегося ориентацией шумового эллипса вдоль одной из осей фазового пространства, происходит существенное его сжатие и, как следствие, дополнительное увеличение отношения интенсивностей шума в генерируемых лазером волнах в несколько раз. Поведение шумового эллипса при превышениях $\eta > 1,5$ схематично представлено на рис. 3 в нижнем ряду.

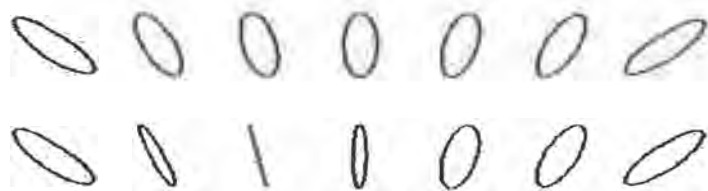


Рис. 3. Поведение шумового эллипса при изменении поперечного магнитного поля при превышениях накачки над потерями: $\mu < 1,3$ (верхний ряд) и $\mu > 1,5$ (нижний ряд)

Таким образом, реализация эффекта автостабилизации при повышенных значениях параметра превышения $\eta > 1,5$ позволяет в несколько раз повысить уровень стабилизации выходного излучения по сравнению с малыми значениями параметра превышения за счет эффекта сжатия шумового эллипса.

Литература

- 1 Эффект автостабилизации интенсивности излучения двухчастотного газового лазера / В.Г. Гуделев, Ю.П. Журик, А.Ч. Измайлов, В.М. Ясинский // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 12. С. 1285–1291.
- 2 Газовый лазер с фазовой анизотропией в постоянном магнитном поле / С.А. Гончухов, В.М. Ермаченко, А.Ч. Измайлов и др. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 2. С. 333–340.
- 3 Гардинер К.В. Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986. 528 с.