

07:09

Автоколебания в неодимовых волоконных лазерах с микрооптомеханическими структурами

© Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов, М.А. Мелькумов, А.В. Шубин

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Московская обл., Фрязино
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва
E-mail: egorov-fedor@mail.ru

Поступило в Редакцию 21 ноября 2013 г.

Исследованы автоколебания в неодимовых волоконных лазерах с внутривибраторными микрооптомеханическими элементами. Экспериментальные результаты можно объяснить в рамках представлений о внутреннем резонансе в лазерной системе.

Использование микро- и нанооптомеханических резонансных структур (MOMRS) в качестве внутривибраторных элементов в лазерах открывает новые возможности для управления характеристиками генерируемого излучения [1]. Динамика лазеров с MOMRS существенно зависит от спектра собственных частот (f) оптически возбуждаемых мод акустомеханических колебаний MOMRS (микроосцилляторов); в частности, в условиях резонанса $f \approx n\Omega$ ($n = 1, 2, \dots$) или $f \approx m\nu$ ($m = 1, 2, \dots$) возможны автомодуляционные режимы генерации с частотой импульсов $F \approx f/n$ (f/m), обусловленные пассивной модуляцией добротности или синхронизацией мод лазерного резонатора, осуществляемых микроосцилляторами (ν, Ω — частоты межмодовых биений и релаксационных колебаний в лазерах) [2]. В подобных лазерных системах важную роль могут играть внутренние резонансы с участием различных колебательных степеней свободы, определяющие динамику сложных систем [3,4]. Исходя из весьма упрощенной (схематичной) модели указанных лазеров, рассматриваемых как системы из трех связанных осцилляторов с собственными частотами (ν, f, Ω), следует ожидать, например, проявления внутренних резонансов вида $nf + m\nu + k\Omega = 0$, где n, m, k — целые числа. В данной работе показано, что в неодимовых волоконных лазерах (FL) с дополнительным зер-

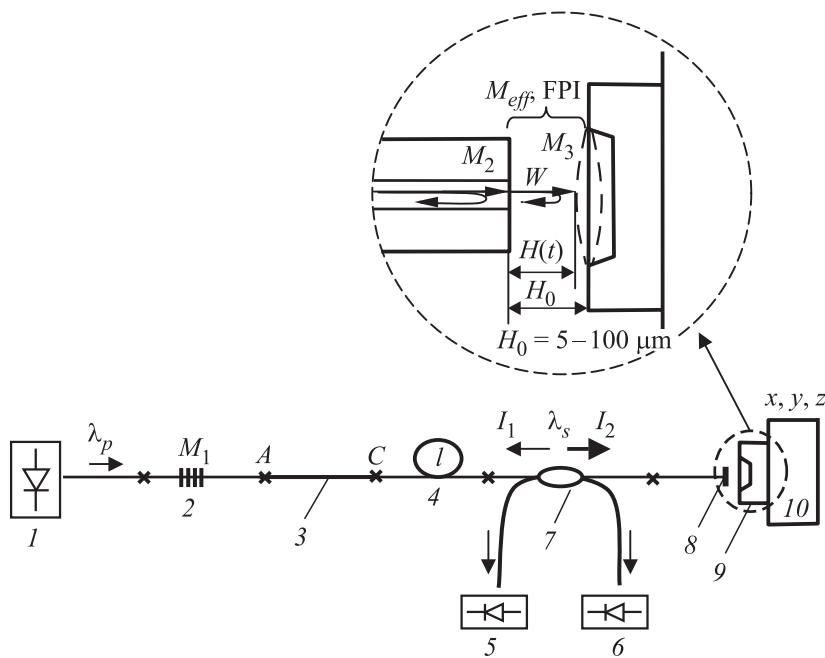


Рис. 1. Схема волоконного лазера с MOMRS: 1 — полупроводниковый лазер накачки (QFLD-808–100S); 2 — волоконная брэгговская решетка (M_1); 3 — одномодовый неодимовый (Nd) активный световод (AC); 4 — одномодовый пассивный световод (Flexcore 1060); 5, 6 — фотоприемники; 7 — волоконный одномодовый X-разветвитель (90:10); 8 — тонкопленочный полупрозрачный отражатель (M_2); 9 — MOMRS (M_3); 10 — трехкоординатный пьезоэлектрический микропозиционер.

калом на основе MOMRS в условиях резонанса $f \approx \nu \pm k\Omega$ ($k = 0, 1, 2$) возможны режимы устойчивых одночастотных автоколебаний с частотой (F), определяемой главным образом собственной частотой микроосциллятора $F = f(1 + \alpha)$, $|\alpha| \lesssim 10^{-3}$, что может найти применение, например, в датчиках с частотным выходом, характеризующихся высокой точностью измерений и повышенной помехоустойчивостью.

Схема исследованных FL представлена на рис. 1. Линейный трехзеркальный оптический резонатор FL включает: активную среду — одномодовый ($\lambda_{cr} = 0.93 \mu\text{m}$) неодимовый (Nd) активный световод (AC)

длиной $l_0 \approx 2$ м; пассивный (SM) световод длиной $l \approx 1.5$ км с потерями $\beta_{1,06} \approx 1$ dB/km; волоконный разветвитель 90:10 для контроля характеристик излучения в резонаторе. Накачка FL осуществляется в сердцевину АС излучением полупроводникового лазера на длине волны $\lambda_p = 808$ нм с регулируемой средней мощностью $P = 0-85$ мВт, которое практически полностью поглощается в АС с параметрами: диаметр сердцевины $d \approx 5.4$ мкм; концентрация неодима $N = 1000$ ppm (wt.); разница показателей преломления сердцевина–оболочка $\Delta n = 0.006$. В качестве зеркала M_1 служит волоконная брэгговская решетка (FBG) с коэффициентом отражения $R_1 \approx 99\%$ на длине волны генерации FL $\lambda_s \approx 1064.2$ нм, ширина спектра отражения FBG $\Delta\lambda_{1/2} \approx 0.3$ нм. Отражатели $M_{2,3}$, образующие составное зеркало M_{eff} , представляют собой полупрозрачный отражатель в виде многослойной интерференционной пленки на торцевой поверхности световода ($R_2 = 4-25\%$) и тонкую металлическую пленку (Al, Ni) на поверхности колебательного звена MOMRS ($R_3 = 72-93\%$). Зеркало M_{eff} представляет собой интерферометр Фабри–Перо (FPI) с эффективным коэффициентом отражения $R = I_1/I_2 = \bar{R} + \Delta\bar{R}(t)$, где модулированная часть $\Delta\bar{R}(t)$ зависит от характеристик акустомеханических колебаний микроосциллятора. Пространственное позиционирование MOMRS относительно отражателя M_2 осуществляется с помощью пьезоэлектрического юстировочного устройства (± 2 нм).

Для реализации условий резонанса важно обеспечить близкие (сопоставимые) значения частот $\Omega, f, \nu \approx c/2nL$, где $L \approx l + l_0$ — длина оптического резонатора FL; c — скорость света в вакууме; n — показатель преломления световодов. Отметим, что в типичных твердотельных лазерах [5], где $\Omega/\nu \approx 10^{-5}-10^{-2}$ ($L = 0, 1-10$ м), трудно обеспечить указанные условия и с этой точки зрения Nd–FL предложенной конфигурации, как показывают оценки, имеет значительные преимущества.

В трех- и четырехуровневых лазерах приближенные значения частот релаксационных колебаний выражаются формулой [6,7]:

$$\Omega_{3,4} = \frac{1}{2\pi} \left(\left(\frac{r-1}{\tau_{sp}\tau_{ph}} \right) (1+k_{3,4}) - \frac{1}{4\tau_{sp}^2} (1+(1+k_{3,4})(r-1))^2 \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где $k_3 = Nl\sigma c\tau_{ph}/L$; $k_4 = 0$; $r = P/P_{th}$ — относительный уровень накачки (P_{th} — пороговая мощность накачки); τ_{sp} — время жизни метастабильного уровня; σ — сечение вынужденного излучения; $\tau_{ph} = (\gamma\nu)^{-1}$ — время жизни фотона в лазерном резонаторе,

$\gamma = \beta L + \alpha_\epsilon + \ln(RR_1)^{-1/2}$ — нерезонансные потери за один полный обход: βL — вклад распределенных потерь с учетом АС; α_ϵ — суммарные дискретные потери (в соединениях световодов, в разветвителе и т.д.); $\ln(RR_1)^{-1/2}$ — потери на поглощение и пропускание в зеркалах. Выражение (1) с учетом зависимости P_{th} от параметров оптического резонатора и АС позволяет исследовать в разных лазерах зависимость $\Omega_{3,4}$ от регулируемых параметров ($P, \beta, L, R_{1,2,3}$). Сравнение характеристик FL данной конфигурации с разными типами АС, легированных (Nd, Er, Yb), показывает, что при одинаковой мощности лазерного излучения (W), падающего на MOMRS ($W \sim I_2$), $\Omega_4(\text{Nd})/\nu \gg \Omega_3(\text{Er, Yb})/\nu$. Причем в пространстве параметров Nd–FL теоретически возможно $\Omega_4/\nu = 1$, которое, однако, на практике трудно реализовать из-за большого значения необходимой мощности накачки P_0 [7]. В условиях ограниченной мощности $P < P_0$, из соотношения $\beta L_0 \cong \alpha_\epsilon + \ln(RR_1)^{-1/2}$ получим оценку оптимальной длины L_0 , обеспечивающей локальный максимум Ω_4/ν (при $L \geq L_0$ увеличение длины вызывает рост P_{th} , что приводит к дополнительному уменьшению Ω_4). В рассматриваемых Nd–FL в условиях $P = 85 \text{ mW}$, $L_0 = 1.5 \text{ km}$, $\nu \simeq 70 \text{ kHz}$ в соответствии с (1) имеем $\Omega_{\text{max}} \simeq 6 \text{ kHz}$, что позволяет реализовать внутренний резонанс в системе FL–MOMRS в диапазоне собственных частот $64 \lesssim f \lesssim 76 \text{ kHz}$ ($k = 0.1$).

В экспериментах использованы разные виды MOMRS [8], при этом основная часть измерений выполнена с помощью наборов однотипных кремниевых микроосцилляторов в виде микробалки с заделанными концами, сформированных методами MEMS-технологий на общей кремниевой подложке, характеризующихся спектром собственных частот основной моды поперечных колебаний $f = 40\text{--}100 \text{ kHz}$ и механической добротностью $Q = 150\text{--}250$ (на воздухе). Поскольку эффективность механизмов оптического возбуждения (фототермический эффект, давление света, электрострикция и т.д.) существенно зависит от оптико-физических свойств поверхности MOMRS, то нанесение соответствующих тонкопленочных структур позволяет изменять эффективность оптического возбуждения без существенного искажения акустомеханических характеристик MOMRS.

Анализ частотной зависимости плотности флуктуаций выходной мощности FL (при отсутствии MOMRS) позволяет определить среднее значение $\nu \approx 72 \text{ kHz}$ и ширину огибающей всплесков мощности $\Delta\nu_{1/2} \lesssim 0.5 \text{ kHz}$. Экспериментальные значения Ω определены из амплитудно-частотных характеристик интенсивности $I_2(t) =$

$= \bar{I}_2 + \Delta \tilde{I}_{2\omega}(t)$ в условиях вынужденных колебаний базы FPI $H(t) = H_0 + h \cos(\omega t)$ с переменной частотой $\omega < 2\pi f$, осуществляемых с помощью пьезоэлектрического микропозиционера. В условиях квазигармонических колебаний ($h \ll \lambda_s$, $\Delta \tilde{I}_2 \omega \ll \bar{I}_2$) максимум амплитуды $\Delta \tilde{I}_2, \omega$ ($\Delta \tilde{I}_{2,\omega} \sim \Delta R_\omega \sim h$) достигается в резонансе: $\omega \approx 2\pi\Omega$. При максимальной накачке $P = 85 \text{ mW}$ в Nd-FL с параметрами $\bar{R} = 0.04-0.60$, $L_0 = 1.5 \text{ km}$, частоты релаксационных колебаний достигают $\Omega_{\max} \simeq 3-6 \text{ kHz}$, ширина резонансной кривой составляет $\Delta\Omega_{1/2} \simeq 1-2 \text{ kHz}$, что соответствует эффективной добротности $Q_{rel} = \Omega/\Delta\Omega_{1/2} \simeq 3-5$. Характер полученных зависимостей $\Omega(P, R, L, \dots)$ качественно согласуется с результатами расчетов по формуле (1). Следует отметить, что именно соотношение $\Omega \gg \Delta\Omega_{1/2} + \Delta\nu_{1/2} + f/Q$, где f/Q — ширина резонансной кривой микроосциллятора, обеспечивает возможность четкого выполнения условий внутреннего резонанса в рассматриваемых системах.

Средняя мощность $W(t)$ зависит от ряда регулируемых параметров ($R_{1,2,3}$, H_0 , P) и может варьироваться в пределах $\bar{W} = 0-8 \text{ mW}$. Благодаря возможности независимого изменения указанных (и других) параметров можно реализовать состояния FL с разными комбинациями (\bar{W}, Ω) , например, $\bar{W}_1 = \bar{W}_2$, при этом $\Omega_1 \neq \Omega_2$, или $\bar{W}_1 \neq \bar{W}_2$, $\Omega_1 = \Omega_2$, что значительно облегчает анализ условий существования различных режимов генерации FL.

В условиях непрерывной накачки ($P = \text{const}$) в рассматриваемых FL могут существовать устойчивые одночастотные автоколебания, характеризующиеся автомодуляцией лазерного излучения и синхронными колебаниями микроосциллятора с общей частотой F , близкой к собственной частоте микроосциллятора $F = f(1 + \alpha)$, $|\alpha| \lesssim 10^{-3}$. Автоколебания имеют место в определенных областях интерферограмм FPI (периодичных с периодом $\Delta H_0 = \lambda_s/2$) при выполнении следующих условий: 1) $f \approx \nu \pm k\Omega$ ($k = 0.1$, $66 \leq f \lesssim 78 \text{ kHz}$); 2) $P > P_{cr}$, где минимальный пороговый уровень накачки $P_{cr} > P_{th}$. При этом соответствующая средняя мощность излучения FL составляет $\bar{W}_{cr} = \bar{W}(P_{cr}) \simeq 0.5-2.0 \text{ mW}$; P_{cr} является функцией параметров системы FL-MOMRS и существенно зависит, в частности, от характеристик оптического резонатора FL, эффективности оптического возбуждения акустомеханических колебаний микроосцилляторов. На рис. 2 показаны: зависимость интенсивности отраженного излучения $I_1(H_0)$ с указанием области существования автоколебаний (A), форма импульсов и фурье-спектр интенсивности $I_2(t)$ в режиме автомодуляции FL с частотой

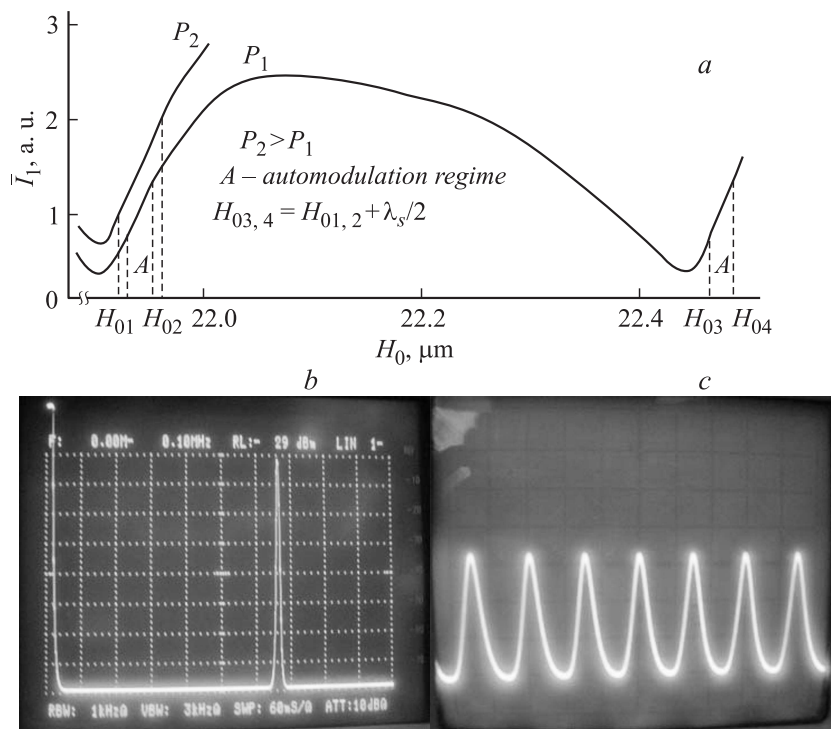


Рис. 2. Зависимость средней интенсивности отраженного сигнала $\bar{I}_1(H_0)$ (a); фурье-спектр (b) и осциллограмма (c) выходного сигнала фотоприемника (б) $U_6(t) \sim I_2(t)$ в режиме автоколебаний ($F = 66.52 \text{ kHz}$, $\text{SNR} \geq 40 \text{ dB}$, рис. 2, b), возбуждаемых в условиях: $f \approx 66.5 \text{ kHz}$, $\bar{\nu} \approx 72 \text{ kHz}$, $\Omega \approx 5 \text{ kHz}$, $\bar{W} \approx 1.8 \text{ mW}$.

$F = 66.52 \text{ kHz}$. За пределами зон возбуждения автоколебаний генерация FL происходит в непрерывном режиме. Установлено, что в зависимости от параметров системы автоколебания могут возбуждаться как в „мягком“, так и в „жестком“ режимах, например, в плоскости (H_0, P) при фиксированных остальных параметрах мягкий режим наблюдается в окрестности минимума функции $P_{cr}(H_0)$. При плавном изменении параметров внутри зон возбуждения возможны скачки амплитуды и частоты автоколебаний. Отметим, что при использовании микроосцилляторов с никелевой (Ni) отражающей тонкой пленкой, обеспечивающей в

рассматриваемых MOMRS сравнительно высокую эффективность оптического возбуждения, автоколебания наблюдаются в более широком диапазоне собственных частот $61 = f_1 \lesssim f \lesssim f_2 = 82$ kHz, для которых $f \approx \nu \pm 2\Omega$ (при этом $|f_{1,2} - \nu| > \Omega_{\max}$). Отметим также, что в области частот $|f - \nu| > 2\Omega_{\max}$ при вариации основных параметров FL в значительных доступных пределах (с учетом $P \leq 85$ mW) автоколебания не возбуждались. Наблюдаемые режимы генерации FL коррелируют с результатами работ [9,10], в которых показана возможность существования режимов регулярной импульсной генерации в твердотельных лазерах с синхронизацией мод и одновременной активной периодической модуляцией добротности в условиях конечной величины расстройки частот модуляции и межмодового интервала.

В связи с тем что лазеры одного класса демонстрируют схожие динамические свойства [11], наблюдаемые свойства, вероятно, характерны для широкого круга лазеров класса В, типичным представителем которых является исследованный в настоящей работе Nd-FL.

Авторы выражают благодарность И.А. Буфетову за плодотворные обсуждения и поддержку в ходе выполнения работы.

Список литературы

- [1] *Fabert M., Pesfarges-Berthelemot A. et al. // Opt. Express. 2012. V. 20. N 20. P. 22 895–22 901.*
- [2] *Егоров Ф.А., Потапов В.Т. // Квант. электрон. 2012. Т. 42. № 9. С. 808–817.*
- [3] *Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. // Основы теории сложных систем. М.–Ижевск, 2007. 620 с.*
- [4] *Ланда П.С. // Нелинейные колебания и волны. М.: Книжный дом „ЛИБРОКОМ“, 2010. 552 с.*
- [5] *Зелто О. Принципы лазеров. СПб.: Изд-во „Лань“, 2008. 720 с.*
- [6] *Salcedo J.R., Sousa J.M., Kuzmin V.V. // Appl. Phys. D. 1996. V. 62. P. 83–85.*
- [7] *Ionov S.I., Roeder R.A. // Appl. Optics. 1996. V. 35. N 15. P. 2580–2582.*
- [8] *Егоров Ф.А., Никитов С.А., Потапов В.Т. // РИЭ. 2005. Т. 50. № 6. С. 736–742.*
- [9] *Chang Y.M., Lee J., Jhon Y.M., Lee J.H. // Appl. Opt. 2012. V. 51. N 21. P. 5295–5301.*
- [10] *Eichler H.J., Filter W., Weider T. // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. N 6. P. 1170–1180.*
- [11] *Кащенко С.А., Григорьева Е.В. // Релаксационные колебания в лазерах. М.: Книжный дом „ЛИБРОКОМ“, 2013. 266 с.*