

07

Пассивная синхронизация мод волоконного лазера с помощью микрорезонаторного отражателя

© Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московской обл.
E-mail: v_potapov@mail.ru

Поступило в Редакцию 12 марта 2009 г.

Исследована динамика излучения волоконного лазера с внешним микрорезонаторным отражателем в условиях резонанса межмодового интервала лазера и частоты фотоиндуцированных упругих колебаний микроструктуры. Показана возможность пассивной синхронизации мод лазера, определены зависимости частоты импульсов от параметров системы.

PACS: 42.55.Wd

Динамика генерации волоконных лазеров (ВЛ), взаимодействующих с оптически возбуждаемыми микромеханическими резонансными структурами (МРС), существенно зависит от соотношений характерных частот в системе ВЛ–МРС [1,2]. В указанных системах микрооптомеханическая структура выполняет роль оптического элемента резонатора ВЛ, например дополнительного отражателя, и, таким образом, включается в цепь оптической обратной связи лазера. Благодаря зависимости оптических свойств такого элемента от интенсивности падающего лазерного излучения происходит модуляция (пассивная) характеристик резонатора лазера, существенно влияющая на динамику генерации ВЛ. При этом зависимость собственной частоты упругих колебаний МРС от различных внешних воздействий позволяет использовать такие системы для создания волоконно-оптических измерительных устройств с частотным выходом, обладающих высокой помехоустойчивостью и легко совместимых с современными цифровыми системами.

В данной работе экспериментально показано, что в эрбиевых волоконных лазерах (ЭВЛ) с микрорезонаторным отражателем в условиях резонанса, когда собственная частота МРС (f) близка к межмодовому

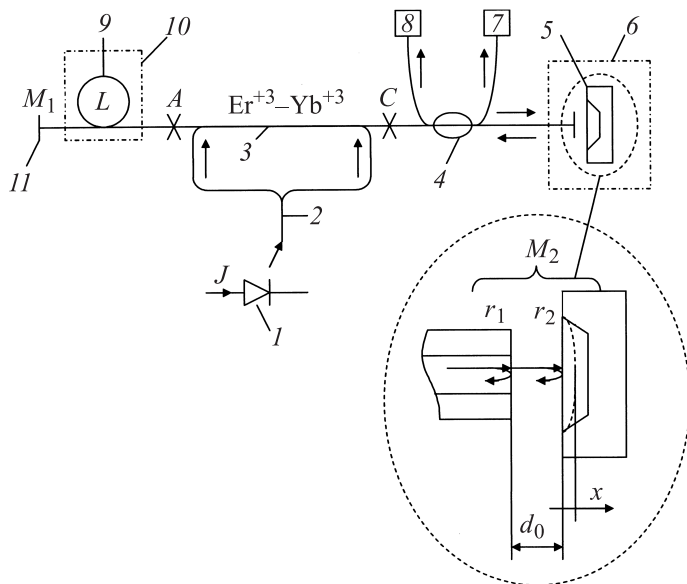


Рис. 1. Схема волоконного лазера с внешним микрорезонаторным отражателем: 1 — полупроводниковый лазер накачки; 2 — волоконный разветвитель (coupler); 3 — активный световод; 4 — волоконный разветвитель; 5 — микрорезонатор; 6 — регулируемый термостат TR_1 ; 7, 8 — фотоприемные устройства; 9 — „бухточка“ из световода SMF-28; 10 — регулируемый термостат TR_2 ; 11 — глухое зеркало.

интервалу оптического резонатора ЭВЛ $\Delta\nu \approx f$, возможно реализовать режим пассивной синхронизации мод, при котором частота лазерных импульсов (F) в окрестности значения $F_0 = \Delta\nu$ существенно зависит от собственной частоты МРС, причем изменения частоты импульсов ΔF и собственной частоты МРС Δf практически совпадают: $\Delta F = \Delta f k$, где $k \cong 1$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. ЭВЛ с линейной конфигурацией волоконного резонатора включает в себя: участок активного световода (АС) с симметричной схемой оптической накачки во встречных направлениях излучением полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda_p \approx 976$ nm; участок стандартного одномодо-

вого световода типа SMF-28 с переменной длиной l от 5 до 600 м, уложенных в „бухточку“ с диаметром 80 мм и помещенных в регулируемый термостат TR_1 с рабочим диапазоном 20–80°C; глухое зеркало M_1 , сформированное непосредственно на торцевой поверхности пассивного световода; составное зеркало M_2 на основе микрорезонатора. Характеристики ЭВЛ и параметры активной среды приведены в [2]. По существу, роль зеркала M_2 выполняет оптически перестраиваемый интерферометр Фабри–Перо (FPI), образованный отражающей торцевой поверхностью световода с коэффициентом отражения r_1 и поверхностью облучаемого участка МРС с коэффициентом отражения r_2 . При этом база интерферометра $d = d_0 + x$, где d_0 — исходное значение базы при выключенном ЭВЛ; x — фотоиндуцированное смещение освещаемого участка поверхности МРС. С помощью прецизионных пьезокерамических юстировочных устройств исходное значение базы d_0 можно установить в любой заданной точке в пределах 10–300 мкм с точностью ± 0.03 мкм. В наших экспериментах роль отражающих поверхностей FPI выполняли плоская граница раздела кварцевый световод–воздух с коэффициентом $r_1 \approx 3.5\%$ и поверхность тонкой металлической пленки, нанесенной на МРС с коэффициентом $r_2 \approx 80\%$. Таким образом, в качестве зеркала M_2 служит низкодобротный ИФП с результирующим коэффициентом отражения (R), определяемым выражением:

$$R \approx r_1 + kr_2 + \sqrt{r_1 k \cdot r_2} \cos\left(\frac{4\pi d}{\lambda} + \varphi_0\right),$$

где k — коэффициент, характеризующий оптическую связь резонатора ВЛ с МРС ($k \ll 1$); λ — длина волны лазерного излучения ($\lambda \approx 1538$ nm), φ_0 — начальная фаза. В качестве МРС использовались кремниевые микроструктуры, изготовленные методом анизотропного травления в виде конструкций „мостик на мембране“, приведенные в [2], с собственными частотами и добротностью (Q) основной моды изгибных колебаний $f_1 = 350$ –370 kHz и $Q_1 = 150$ –250. Микрорезонаторы размещались во втором регулируемом термостате TR_2 с рабочим интервалом температур $-20 \div +70^\circ\text{C}$, и благодаря температурной зависимости $f(T)$ обеспечивалось относительное изменение собственной частоты МРС $\Delta f/f(20^\circ\text{C})$ в пределах $\pm 1.5 \cdot 10^{-2}$. Добротность микрорезонатора варьировалась путем вакуумирования рабочей камеры термостата TR_2 до уровня 10^{-2} Торр. Контроль динамики генерации ЭВЛ и состояния колебаний МРС осуществляется с помощью фо-

топриемных устройств ФПУ_{1,2}, подключенных к схеме ЭВЛ через волоконный разветвитель с коэффициентом деления 10 : 1.

Исходя из оценки величины межмодового интервала по приближенной формуле $\Delta\nu \approx c/(2nl)$, получим, что, например, значению $\Delta\nu = f_1 \approx 370$ kHz соответствует длина резонатора ЭВЛ $l_1 \approx 275$ м (c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления сердцевины световода). Точная подгонка оптической длины резонатора $L = nl$ осуществляется путем нагрева „бухточки“ пассивного участка резонатора до необходимого температуры в соответствии с термооптическим коэффициентом для используемого световода SMF-28 $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \approx 1.5 \cdot 10^{-5} / \text{К}$. В условиях резонанса $\Delta\nu = f_1$ эрбиевый волоконный лазер при определенных значениях исходной базы FPI переходит в режим регулярной импульсной генерации с частотой импульсов F , близкой к межмодовому интервалу $F \approx \Delta\nu$. Переход в режим регулярной устойчивой импульсной генерации (автоколебаний) имеет пороговый характер по уровню накачки, при этом с ростом уровня накачки длительность импульсов (τ) уменьшается так, что отношение периода колебаний ($T = F^{-1}$) к длительности импульсов достигало значений $T/\tau \cong 30$. При этом глубина модуляции интенсивности лазера близка к 100%. Отмеченные закономерности свидетельствуют о том, что имеет место режим пассивной синхронизации мод лазера [3]. Область значений d_0 , при которых наблюдается рассматриваемый режим, представляет собой объединение дискретных интервалов $(d'_0, d''_0)_i$, $i = 1, 2, \dots$, периодичных с шагом $\lambda/2$, равным периоду интерферометра Фабри–Перо и соответствующих определенному участку (в данном случае — убывающему) интерферограммы, в которых обеспечивается положительная обратная связь в рассматриваемой автоколебательной системе ЭВЛ–МРС. При фиксированных параметрах системы относительные флуктуации частоты импульсов составляют $\frac{((\Delta F^2))^{1/2}}{F} \cong 3 \cdot 10^{-4}$, при этом вакуумирование МРС до уровня 10^{-2} Torr, существенно повышающее добротность микрорезонатора (в несколько раз), приводит лишь к незначительному уменьшению указанных флуктуаций до уровня $1.5 \cdot 10^{-4}$. Это указывает на то, что наблюдаемая нестабильность частоты импульсов, по-видимому, обусловлена флуктуационными процессами в лазерной подсистеме. Экспериментальные зависимости $F(l, f)$ приведены на рис. 2. При нарушении точного условия резонанса ($\Delta\nu \neq f_1$) вследствие изменения межмодового интервала путем дискретного укорочения (удлинения) длины l или плавного нагрева

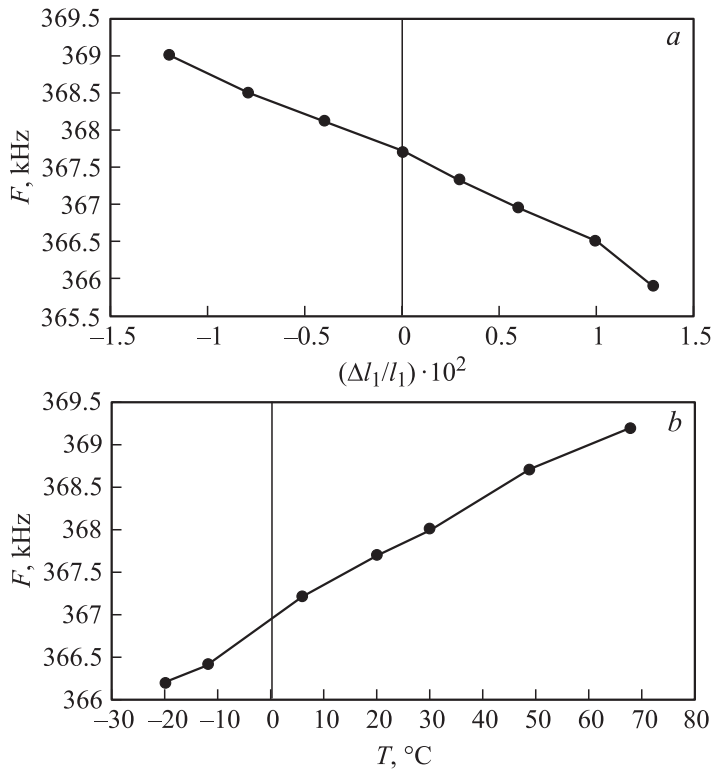


Рис. 2. Зависимость частоты импульсов $F(l, T)$ от параметров системы: a — $F(\frac{\Delta l_1}{l_1})$; b — $F(T)$, T — температура микрорезонатора, $F_0 = 367.68$ kHz — частота импульсов при $T = 20$ °C; $l_1 = 274.5$ м.

„бухточка“, срыв регулярного импульсного режима происходит при значениях $|\frac{\Delta l}{l}| > 1.5 \cdot 10^{-2}$. Следует отметить, что автоколебания с собственной частотой МРС $f_1 = 370$ kHz эффективно возбуждаются также в условиях кратного резонанса $\Delta \nu' = \frac{1}{2} f_1$, легко достигаемого двукратным увеличением длины резонатора лазера $l' = 2l_1 \approx 550$ м. В условиях фиксированной длины l при небольших изменениях собственной частоты МРС имеет место соотношение $\Delta F \approx \Delta f$, однако при значительной расстройке $|\frac{\Delta f}{f}| > 10^{-2}$ происходит срыв автоколебаний.

Примечательно, что возмущения „бухточка“, связанные с ее вибрацией и деформацией, не приводят к срыву автоколебаний и заметно не изменяют уровень флуктуаций частоты.

Автоколебания, исследованные ранее в работах [1,2], обусловлены резонансным взаимодействием между собственными колебаниями МРС и релаксационными колебаниями в лазере, максимальная частота которых, в частности, для типичных ЭВЛ не превышает $200 \div 300$ кГц. Это приводит к тому, что даже с учетом возможности кратных резонансов трудно реализовать автоколебания в системах с микрорезонаторами, собственные частоты которых выше 500 кГц. Для схемы, исследованной в данной работе, ограничение сверху на резонансную частоту МРС практически отсутствует, поскольку за счет изменения длины резонатора ЭВЛ частоту межмодовых биений можно варьировать в широких пределах. Рассматриваемые МРС в действительности представляют собой колебательные системы с распределенными параметрами и обладают бесконечным набором мод собственных поперечных колебаний. Расчетные значения собственных частот для трех низших мод соотносятся как $f_1 : f_2 : f_3 = 4.73 : 7.85 : 10.99$ [4]. Следовательно, для используемых МРС имеем оценку $f_3 = \frac{10.99}{4.73} f_1 \approx 860$ кГц, при этом пучности колебаний для 1-й и 3-й мод сосредоточены в центре МРС. Таким образом, если лазерное излучение сфокусировать в центре МРС, то можно ожидать, что соответствующим изменением длины резонатора ЭВЛ возможно обеспечить условия возбуждения автоколебаний так же на 3-й моде собственных колебаний с частотой $F \approx f_3$. Эксперимент полностью подтверждает указанное предположение — автоколебания в системе ЭВЛ–МРС с частотой $F \approx f_{3, \text{exp}} \approx 899$ кГц возникают в соответствии с условием резонанса $\Delta\nu \approx f_3$ при длине резонатора $l_3 \approx \left(\frac{f_3}{f_1}\right)l_1 \approx 110$ м. Различие расчетных и экспериментальных значений собственной частоты 3-й моды, вероятно, связано с тем, что реальная конструкция и размеры используемых МРС несколько отличаются от модельных данных. Пороговое значение накачки, соответствующее возбуждению автоколебаний на 3-й моде $\alpha_{n,3} \approx 1.5$, несколько больше соответствующего значения для первой моды $\alpha_{n,1} \approx 1.2$ (α_n — относительный уровень накачки ЭВЛ, соответствующий порогу возбуждения автоколебаний). Поскольку при колебаниях МРС происходят изменения как амплитуды, так и фазы световой волны, отраженной от интерферометра Фабри–Перо, то наблюдаемые режимы генерации ЭВЛ могут обуславливаться разными механизмами пассивной синхронизации мод — модуляцией добротности и/или фазы в резонаторе лазера [3].

Важное значение для рассматриваемых явлений может иметь также доплеровское смещение частоты света, отраженного от движущейся поверхности МРС, роль которого возрастает с ростом амплитуды колебаний МРС. Выяснение этих особенностей требует дальнейших исследований.

В заключение отметим, что межмодовый интервал в волоконных лазерах может достаточно просто варьироваться в диапазоне 0.1–100 МГц, охватывающем область резонансных частот МРС, представляющих интерес в качестве чувствительных элементов волоконно-оптических датчиков. Наблюдаемое явление может использоваться также для исследования механических, акустических и оптических свойств уникальных объектов, синтезированных из нетрадиционных материалов с применением современных методов микро- и нанотехнологий, открывающих возможности для новых практических применений.

Список литературы

- [1] Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 1. С. 70–73.
- [2] Егоров Ф.А., Никитов С.А., Потапов В.Т. // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 6. С. 736–739.
- [3] Ярив В.А. Квантовая электроника: Пер. с англ. / Под ред. Я.И. Ханина. 2-е изд. М.: Сов. радио, 1980. Пер. изд.: *Yariv A. Quantum electronics*. США, 1975. 488 с.
- [4] Бабаков И.М. Теория колебаний. 3-е изд. М.: Наука, 1968. 560 с.