

07

Двунаправленный кольцевой волоконный лазер с 90° фарадеевским вращателем в качестве фазового невзаимного элемента. I. Теория

© Р.В. Киян, А.А. Фотиади, О.В. Шакин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: oshakin@spbtig.ru

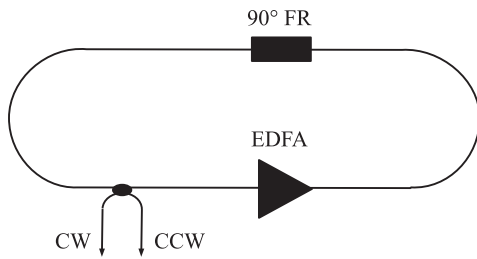
Поступило в Редакцию 23 октября 2002 г.

Приведены результаты теоретического исследования кольцевого двунаправленного волоконного лазера с 90° -ным фарадеевским вращателем в резонаторе. Фарадеевский вращатель использован в качестве фазового невзаимного элемента, приводящего к расщеплению собственных частот противоположно распространяющихся мод лазерного резонатора. Предсказаны два различных режима двунаправленной генерации. В одном случае лазер генерирует пару противоположно распространяющихся мод с комплексно-сопряженными состояниями поляризации, в другом — пару противоположно распространяющихся мод с ортосопряженными состояниями поляризации. В первом случае частотный сдвиг между противоположно распространяющимися модами не зависит от взаимного двулучепреломления лазерного резонатора и равен половине свободной спектральной зоны лазерного резонатора.

1. Введение. Кольцевой лазерный гироскоп (КЛГ) — кольцевой двунаправленный лазер (КДЛ). Вращение резонатора такого лазера в плоскости распространения собственных мод лазерного резонатора приводит к обусловленному эффектом Саньяка расщеплению частот противоположно распространяющихся собственных мод. Величина расщепления пропорциональна угловой скорости вращения. Таким образом, угловая частота вращения может быть измерена и представлена в наиболее удобной форме — разнице частот противоположно распространяющихся мод. Такое представление гарантирует предельно высокую чувствительность и одновременно наиболее широкий динамический диапазон измеряемых угловых скоростей вращения [1]. С другой стороны, успешное применение Ег оптических волокон в волоконных усилителях и лазерах [2] делает очень привлекательной идею создания

КЛГ на основе Eг волоконного кольцевого двунаправленного лазера (Eг-ВКДЛ). Для достижения этой цели необходимо решить две задачи: подавить эффект захвата частот противоположно распространяющихся мод, который обусловлен паразитным обратным рассеянием в резонаторе лазера и присутствует в любом КДЛ; достичь стабильной двунаправленной генерации только одной продольной моды в каждом направлении со стабильной, зависящей только от угловой скорости вращения резонатора, разницей частот противоположно распространяющихся мод, влияние других невязимых эффектов на частотную разницу также должно быть подавлено. Однако из-за значительного однородного уширения линии усиления ионов Eг в матрице кварцевого стекла [3] противоположно распространяющиеся моды Eг-ВКДЛ сильно связаны через усиливающую среду и устойчивая двунаправленная генерация без захвата частоты противоположно распространяющихся мод в лазере такого типа невозможна. Проблема устойчивой двунаправленной генерации и подавления эффекта захвата частот была успешно решена в работах [4,5]. Для подавления связи между противоположно распространяющимися модами и достижения устойчивой, одномодовой в каждом направлении генерации, в резонатор кольцевого волоконного лазера был установлен 45°-ный фарадеевский вращатель. Единственный недостаток такого решения — наличие 45°-ного фарадеевского вращателя в резонаторе приводит к повышенной чувствительности частотного сдвига противоположно распространяющихся мод к изменениям двулучепреломления лазерного резонатора. В данной статье теоретически показано, что оптимизация угла вращения поляризации фарадеевским вращателем позволяет преодолеть упомянутый недостаток.

2. Теория. На рисунке схематически показан Eг-волоконный кольцевой двунаправленный лазер с 90°-ным фарадеевским вращателем, установленным в резонатор. Оптические элементы, формирующие резонатор, поясняются в подписи к рисунку. Для объяснения принципа работы лазера, показанного на рисунке, как оптические потери в резонаторе, так и усиление полагаем поляризационно-независимыми. Также полагаем, что оптические потери в резонаторе лазера компенсированы усилением света в активированном волокне. Для описания состояния поляризации света, распространяющегося в резонаторе по часовой стрелке и против нее, используем одну и ту же систему координат. Тогда унитарные матрицы Джонса M и M^T представляют двулучепреломление взаимной части резонатора, которое испытывает свет, распространяющийся в резонаторе соответственно по часовой стрелке и против нее.



Er-волоконный кольцевой двунаправленный лазер. FR — 90° -ный фарадеевский вращатель; EDFA — Er-волоконно-оптический усилитель; CW — выход для лазерного излучения, распространяющегося по часовой стрелке; CCW — выход для лазерного излучения, распространяющегося против часовой стрелки.

Индекс T использован для обозначения транспонированной матрицы. В самом общем случае матрица M может быть записана в следующем виде [6]:

$$M = \begin{pmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix},$$

где символ „*“ обозначает комплексное сопряжение, а матричные элементы a и b зависят от двулучепреломляющих свойств взаимной части резонатора и удовлетворяют условию $|a|^2 + |b|^2 = 1$. Независимая часть резонатора состоит только из 90° -ного фарадеевского вращателя. Матрица Джонса, описывающая его двулучепреломление, не зависит от направления распространения света и имеет вид

$$F = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Матрицы Джонса, описывающие полный обход лазерного резонатора по часовой стрелке и против нее, имеют вид $F \cdot M$ и $M^T \cdot F$ соответственно. Тогда собственные моды кольцевого резонатора, показанного на рисунке, можно найти из следующих уравнений:

$$(F \cdot M) \cdot E_{CW} = \lambda_{CW} E_{CW}, \quad (1)$$

$$(M^T \cdot F) \cdot E_{CCW} = \lambda_{CCW} E_{CCW}, \quad (2)$$

где E_{CW} и E_{CCW} — векторы Джонса, представляющие собственные моды резонатора, распространяющиеся соответственно по часовой стрелке и против нее. Каждое из уравнений (1), (2) имеет по два взаимно орто-

гональных собственных вектора E_{CW1} , E_{CW2} и E_{CCW1} , E_{CCW2} соответственно. Соответствующие собственные числа $\lambda_{CW1,2}$, $\lambda_{CCW1,2}$ связаны с собственными частотами лазерного резонатора f_{CW} и f_{CCW} соотношением $f_{CW,CCWj} = (2\pi m + \delta_{CW,CCWj})c/L$, где $\lambda_{CW,CCWj} = \exp(i\delta_{CW,CCWj})$, L — полная оптическая длина лазерного резонатора, c — скорость света в вакууме, m — целое число, $j = 1, 2$.

Используя свойство унитарности матрицы M и явное представление матрицы F , преобразуем уравнение (2) к следующему виду:

$$(F \cdot M) \cdot E_{CCW}^* = -\lambda_{CCW} E_{CCW}^*. \quad (3)$$

Сравнивая уравнения (1) и (3), получим соотношения между собственными векторами и собственными числами, соответствующими противоположно распространяющимся модам:

$$E_{CCW1,2} = E_{CW1,2}^*, \quad (4)$$

$$\lambda_{CCW1,2} = -\lambda_{CW1,2}. \quad (5)$$

Соотношения (4) и (5) описывают общие свойства кольцевого двунаправленного лазерного резонатора, содержащего 90° -ный фарадеевский вращатель в качестве невзаимного фазового элемента. Как видно из (4), каждая собственная мода такого резонатора комплексно сопряжена по отношению к одной из двух противоположно распространяющихся собственных мод и ортосопряжена с другой. Разница фазовых набегов противоположно распространяющихся ортосопряженных мод, накапливаемая на полном обходе резонатора, зависит от полного двулучепреломления резонатора и находится в интервале от $-\pi$ до π . Это означает, что разница собственных частот лазерного резонатора, соответствующих этим противоположно распространяющимся модам, также зависит от полного двулучепреломления резонатора и находится в интервале от $-\Delta\nu/2$ до $\Delta\nu/2$, где $\Delta\nu$ — свободная спектральная зона лазерного резонатора. С другой стороны, как видно из соотношения (5), разница фазовых набегов противоположно распространяющихся комплексно-сопряженных мод, накапливаемая на полном обходе резонатора, не зависит от двулучепреломления резонатора и всегда составляет $\pm\pi$. Таким образом, разница собственных частот противоположно распространяющихся комплексно-сопряженных мод лазерного резонатора не зависит от двулучепреломления резонатора и всегда составляет $\pm\Delta\nu/2$. Полученные результаты демонстрируют возможность стабилизировать разницу собственных частот противоположно распространяющихся мод кольцевого лазерного резонатора

и полностью подавить ее зависимость от двулучепреломления волоконного лазерного резонатора. Для этого в лазерный резонатор должен быть установлен 90° -ный фарадеевский вращатель и достигнута генерация противоположно распространяющихся комплексно-сопряженных собственных мод.

3. Заключение. Приведен простой теоретический анализ волоконно-оптического кольцевого двунаправленного лазера с 90° -ным фарадеевским вращателем, использованным в резонаторе в качестве фазового невзаимного элемента. Предсказаны два различных режима генерации: одномодовая двунаправленная генерация противоположно распространяющихся мод с ортосопряженными состояниями поляризации и одномодовая двунаправленная генерация противоположно распространяющихся мод с комплексно-сопряженными состояниями поляризации. В первом случае невзаимный частотный сдвиг между противоположно распространяющимися модами существенно зависит от величины взаимного двулучепреломления лазерного резонатора. Напротив, во втором режиме генерации невзаимный частотный сдвиг между противоположно распространяющимися модами не зависит от взаимного двулучепреломления лазерного резонатора и равен половине свободной спектральной зоны лазерного резонатора. Данный режим генерации представляет значительный интерес в таких приложениях, как разработка волоконно-оптического лазерного гироскопа.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 00-02-16903.

Список литературы

- [1] Chow W.W., Gea-Banacloche J., Pedrotti L.M., Sanders V.E., Schleich W., Scully M.O. // *Reviews of Modern Physics*. 1985. V. 57. P. 61–104.
- [2] Mears R.J., Baker S.R. // *Optical and Quantum Electronics*. 1992. V. 24. P. 517–538.
- [3] Desurvire E. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. A Wiley-Interscience publication. 1994. P. 225–244.
- [4] Kiyon R., Kim S.K., Kim B.Y. Phase nonreciprocal bidirectional Er-doped fiber ring laser. *Proceedings of the OFS-11*. Sapporo, Japan. May 21–24. Paper Th3-45. 1996. P. 598–601.
- [5] Kiyon R., Kim S.K., Kim B.Y. // *IEEE Photonics Technology Letters*. 1996. V. 8. P. 1624–1626.
- [6] Lamouroux B., Prade B., Orszag A. // *Optics Letters*. 1982. V. 7. P. 391–393.