

Трехслойные кольцевые световоды для волоконных лазеров с модовой синхронизацией, работающих на длинах волн меньше 1.3 мкм

А.С.Беланов, С.В.Цветков

Рассмотрены проблемы, возникающие при распространении ультракоротких импульсов в резонаторах волоконных лазеров с синхронизацией мод на длинах волн меньше 1.3 мкм. Для эффективного решения дисперсионной проблемы предложено использовать многомодовые трехслойные кольцевые световоды, в которых реализован одномодовый режим для одной из высших HE_{1m} -мод. Представлены оптимальные параметры профиля показателя преломления таких световодов, позволяющие получать равные нулю коэффициенты хроматической дисперсии первого и второго порядков на длине волны 1.06 мкм для мод HE_{12} и HE_{13} , и проведен анализ их дисперсионных и энергетических характеристик.

Ключевые слова: многомодовый трехслойный кольцевой волоконный световод, волоконные лазеры, фемтосекундные импульсы, высшие моды, хроматическая дисперсия, эффективная площадь моды, энергия моды.

1. Введение

В волоконных лазерах с синхронизацией мод используются волоконные световоды, легированные ионами эрбия, иттербия, неодима, висмута и др. [1–3]. Широкие полосы усиления этих элементов позволяют генерировать последовательности сверхкоротких – фемтосекундных – импульсов с очень высокой частотой следования (более 1 ТГц). Однако энергия и форма импульса, а также пиковая мощность волоконных лазеров сильно ограничиваются хроматической дисперсией и нелинейностью световодов.

Проблема дисперсионных эффектов возникает из-за того, что импульс вынужден преодолевать в волоконной части лазерного резонатора большие расстояния, причем основной вклад в искажение формы импульсов вносит хроматическая дисперсия. В связи с этим в волоконных лазерах должны использоваться световоды либо с нулевой хроматической дисперсией, либо с аномальной (в качестве компенсаторов). Лазеры, содержащие эрбий, работают в спектральном диапазоне 1.5–1.6 мкм, где, как известно, компенсацию хроматической дисперсии хорошо обеспечивают одномодовые световоды. Диапазоны генерации других лазеров, активные световоды которых легированы иттербием, неодимом или висмутом, лежат в области 0.9–1.2 мкм. На этих длинах волн одномодовые световоды работают только в режиме нормальной хроматической дисперсии, которая к тому же быстро растет с уменьшением длины волны излучения. В подобных лазерах для компенсации нормальной хроматической дисперсии чаще всего используют либо специальные брэгговские решетки, либо микроструктурированные фотонно-кристаллические волокна [4–7, 12].

Для генерации предельно коротких импульсов необходимо компенсировать хроматическую дисперсию не только первого, но и второго порядка. Хроматическую дисперсию первого порядка характеризует коэффициент

$$S_1 = \frac{1}{c} \frac{dn_{gr}}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (1)$$

(с размерностью $ps \cdot km^{-1} \cdot nm^{-1}$), а хроматическую дисперсию второго порядка – коэффициент

$$S_2 = \frac{dS_1}{d\lambda} = -\frac{1}{c} \left(\frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n_{eff}}{d\lambda^3} \right) \quad (2)$$

(с размерностью $ps \cdot km^{-1} \cdot nm^{-2}$), где $n_{gr} = n_{eff} - \lambda(dn_{eff}/d\lambda)$ – групповой показатель преломления моды излучения; n_{eff} – эффективный показатель преломления моды излучения; λ – длина волны излучения в вакууме; c – скорость света в вакууме.

Проблемы, связанные с нелинейностью материала сердцевин световода, разрешаются, в основном, за счет увеличения эффективной площади моды и поиска оптимального распределения ее энергии в поперечном сечении световода. Поскольку у одномодовых световодов эффективная площадь моды мала, то при необходимости используют специально разработанные фотонно-кристаллические волокна [8].

В последние годы с целью получения требуемых дисперсионных и энергетических характеристик исследуются многомодовые световоды [9–11], в которых с помощью, например, длиннопериодных брэгговских решеток [12] реализуется одномодовый режим для одной из высших мод. Этими модами являются моды HE_{1m} (в приближенных расчетах их заменяют модами LP_{0m}) с радиальным индексом $m > 1$.

В настоящей работе исследуются трехслойные многомодовые световоды, которые при реализации одномодового режима для одной из высших HE_{1m} -мод обладают нулевой хроматической дисперсией первого и вто-

А.С.Беланов, С.В.Цветков. Московский государственный университет приборостроения и информатики, Россия, 107996 Москва, ул. Стромынка, 20; e-mail: it3@mguri.ru

Поступила в редакцию 1 октября 2009 г.

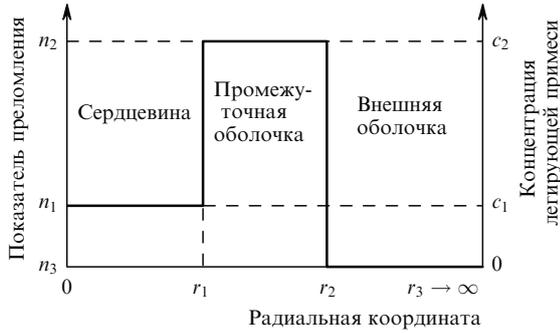


Рис.1. Распределение профиля показателя преломления и концентрации GeO_2 трехслойного кольцевого световода.

рого порядков в области генерации иттербиевых и неодимовых волоконных лазеров. Все расчеты основаны на строгой теории направляемых мод цилиндрического многослойного световода [13, 14].

2. Структура кольцевых световодов

Расчетная модель трехслойного кольцевого световода (КС) состоит из сердцевины, а также из промежуточной и внешней оболочек с показателями преломления n_1 , n_2 и n_3 соответственно (рис.1), причем $n_2 > n_1 > n_3$. Профиль показателя преломления световода радиально симметричен.

Рассмотрим два кольцевых световода – КС1 и КС2, параметры которых приведены в табл.1. Сердцевины и промежуточные оболочки обоих световодов легированы оксидом германия GeO_2 с концентрациями c_1 и c_2 соответственно. Внешние оболочки состоят из чистого кварца, т.е. $c_3 = 0$. Показатели преломления n_1 , n_2 и n_3 рассчитаны по формуле Зельмейера [15] для длины волны 1.06 мкм. Толщины слоев световодов определяются их внешними радиусами r_1 , r_2 и r_3 , причем радиусы r_3 внешних оболочек бесконечно велики.

Табл.1. Параметры световодов.

Световод	n_1 (c_1 (мол.%))	n_2 (c_2 (мол.%))	n_3 (c_3 (мол.%))	r_1 (мкм)	r_2 (мкм)
КС1	1.46035 (7.17)	1.47781 (19)	1.44968 (0)	3.311	4.3
КС2	1.45157 (1.26)	1.45713 (5)	1.44968 (0)	8.6685	13.6835

3. Дисперсионные характеристики кольцевых световодов

Чтобы получить указанные выше дисперсионные характеристики, а именно равенство нулю коэффициентов хроматической дисперсии первого и второго порядков на длине волны 1.06 мкм, в световодах КС1 и КС2 необходимо реализовать одномодовые режимы для мод HE_{12} и HE_{13} соответственно. Использование HE_{1m} -мод более низких порядков не дает желаемого результата. Так, на длине волны 1.06 мкм для моды HE_{11} световода КС1 $S_1 = -76.6 \text{ пс}\cdot\text{км}^{-1}\cdot\text{нм}^{-1}$, тогда как в случае световода КС2 для моды HE_{11} $S_1 = -32.3 \text{ пс}\cdot\text{км}^{-1}\cdot\text{нм}^{-1}$, а для моды HE_{12} $S_1 = -72 \text{ пс}\cdot\text{км}^{-1}\cdot\text{нм}^{-1}$.

На рис.2 представлены зависимости коэффициента S_1 от длины волны для мод HE_{12} и HE_{13} световодов КС1 и КС2. Области компенсации дисперсий первого и второго

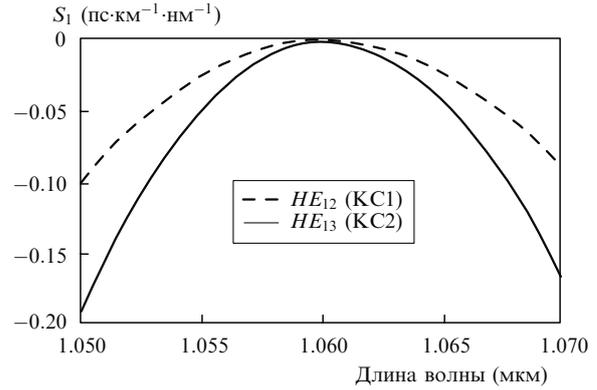


Рис.2. Зависимости коэффициентов хроматической дисперсии первого порядка мод HE_{12} и HE_{13} от длины волны для световодов КС1 и КС2.

порядков находятся в районе $\lambda = 1.06$ мкм и соответствуют максимумам дисперсионных кривых. Коррекцией параметров профиля показателя преломления эти максимумы могут быть смещены в любую сторону как по величине дисперсии, так и по длине волны: с ростом показателей преломления (уровня легирования GeO_2) слоев и радиуса световода дисперсионный максимум смещается в область аномальной дисперсии и в сторону больших длин волн. При этом следует иметь в виду, что с ростом показателей преломления уменьшается эффективная площадь моды, а с ростом содержания GeO_2 увеличиваются оптические потери [16] и нелинейность среды [17].

4. Энергетические характеристики кольцевых световодов

Энергетические характеристики, такие как эффективная площадь моды, распределение интенсивности излучения по сечению световода, соотношение мощностей, передаваемых в каждом из его слоев, и т.д., наглядно представляются радиальным распределением $S_z(r)$ продольной составляющей вектора плотности потока энергии моды:

$$S_z = \frac{1}{2} \text{Re}(E_r H_\phi^* - E_\phi H_r^*), \quad (3)$$

где E_r , E_ϕ и H_r , H_ϕ – радиальные и азимутальные составляющие векторов напряженности электрического и магнитного полей моды.

На рис.3 представлены два нормированных радиальных распределения плотности потока энергии мод HE_{12} и HE_{13} для световодов КС1 и КС2 соответственно. Видно, что в обоих световодах основная доля мощности будет распространяться в сердцевине. Доли мощности в сердцевине, а также в промежуточной и внешней оболочках будут составлять 78.6%, 11.4% и 10.0% для КС1 и 70.9%, 19.0% и 10.1% для КС2.

Эффективные площади мод HE_{12} и HE_{13} , вычисляемые по формуле

$$A_{\text{eff}} = \left[\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |S_z(r, \phi)| r dr d\phi \right]^2 / \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |S_z(r, \phi)|^2 r dr d\phi, \quad (4)$$

будут равны 21.7 мкм² для КС1 и 159.4 мкм² для КС2. При этом существенно то, что основная доля мощности как HE_{12} -, так и HE_{13} -моды будет сосредоточена в сла-

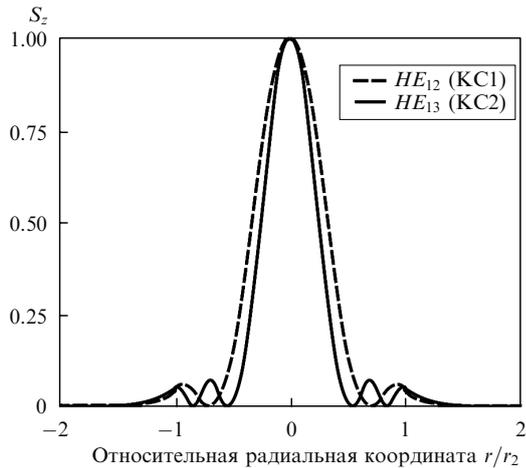


Рис.3. Нормированные радиальные распределения плотности потока энергии мод HE_{12} и HE_{13} для световодов КС1 и КС2.

болегирированной центральной области, которая обладает меньшей нелинейностью и малыми потерями [16, 17].

5. Заключение

Создание полностью волоконных лазеров, позволяющих без искажений передавать сверхкороткие и сверхмощные импульсы на длинах волн ~ 1 мкм, является крайне сложной задачей. Поэтому важность проведенного исследования состоит в том, что кольцевые световоды, работающие в одномодовом режиме на одной из HE_{1m} -мод ($m > 1$), могут, по крайней мере, обеспечить необходимые для этого дисперсионные характеристики.

Предложенные два профиля показателя преломления (световоды КС1 и КС2) позволяют на модах HE_{12} и HE_{13} соответственно получать нулевые коэффициенты диспер-

сии первого и второго порядков на длине волны 1.06 мкм. При этом только световод КС2 обладает достаточной большой эффективной площадью моды HE_{13} (около 160 мкм²) и малой молярной концентрацией легирующей примеси в сердцевине (1.26 % GeO₂), что в совокупности с радиальным распределением энергии моды обеспечивает коэффициент оптических потерь, близкий к таковому для чистого плавленого кварца, и позволяет использовать световод КС2 для передачи импульсов повышенной мощности.

1. Barnes W. L. et al. *J. Lightwave Technol.*, **7**, 1461 (1989).
2. Krennrich D. et al. *Appl. Phys. B*, **92**, 165 (2008).
3. Дианов Е.М., Двойрин В.В., Машинский В.М., Умников А.А., Яшков М.В., Гурьянов А.Н. *Квантовая электроника*, **35**, 1083 (2005).
4. Turchinovich D. et al. *Opt. Express*, **16**, 14004 (2008).
5. Collings B.C. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, 1065 (1997).
6. Fermann M. E. et al. *Opt. Lett.*, **20**, 172 (1995).
7. Крылов А.А., Крюков П.Г., Дианов Е.М., Охотников О.Г., Гуина М. *Квантовая электроника*, **39**, 21 (2009).
8. Lim H., Ilday F.Ö., Wise F.W. *Opt. Express*, **25**, 1497 (2002).
9. Grüner-Nielsen L., Ramachandran S., Jespersen K., Ghalmi S., Garmund M., Pálsdóttir B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6873**, 68730Q (2008).
10. Farrow R., Hadley G., Kliner D., Kopolow J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6453**, 64531C (2007).
11. Беланов А.С., Дианов Е.М., Цветков С.В., Сысолятин А.А., Харитонова К.Ю. *Квантовая электроника*, **39**, 197 (2009).
12. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* (London: Acad. Press, 1999).
13. Беланов А.С. *Докт. дис.* (М., ФИАН, 1981).
14. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волокон* (М.: Радио и связь, 1987, с. 656).
15. Fleming J.W. *Appl. Opt.*, **24**, 4486 (1984).
16. Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Семенов С.Л., Швецов В.В., Хопин В.Ф., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **33**, 633 (2003).
17. Агравал Г.П. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).