Спектрально-селективное подавление фундаментальной моды сердцевины в световоде с поглощающими стержнями

С.С.Алешкина, Т.А.Кашайкина, М.В.Яшков, М.Ю.Салганский, С.В.Алышев, М.М.Бубнов, А.Н.Гурьянов, М.Е.Лихачев

Впервые теоретически продемонстрирована возможность создания волоконного спектрально-селективного фильтра на базе световода с поглощающими стержнями, расположенными в кварцевой оболочке. Развитая в настоящей работе методика актуальна для создания волоконных лазеров и усилителей, излучающих на тех длинах волн, на которых генерация затруднена вследствие наличия у активной среды энергетически более выгодных излучательных переходов. Кроме того, предложенный в работе подход может применяться для подавления вынужденного комбинационного рассеяния. Уникальной особенностью рассмотренного механизма подавления фундаментальной моды сердцевины является наличие контролируемой (путем изгиба) спектральной ишрины области, в которую вносятся избыточные потери.

Ключевые слова: волоконный световод, световод с поглощающими стержнями, спектрально-селективный фильтр, резонансное взаимодействие мод.

1. Введение

Для решения ряда практически важных задач (например, для создания волоконных источников лазерного излучения на $\lambda = 976$ нм на основе иттербиевых световодов, Nd-источников с длиной волны генерации около 920 нм и др.) необходимо применение спектрально-селективных фильтров, ограничивающих рабочий диапазон излучения активной среды. Использование для этой цели объемной оптики [1,2], а также локальных волоконных компонентов (например, брэгговских решеток [3], спектрально-селективных сред [4] и др.) позволяет решить проблему лишь частично. Дело в том, что фильтрация излучения в этом случае происходит не в самом активном световоде, а непосредственно на его выходе, когда люминесценция на нежелательных длинах волн, усилившаяся в процессе распространения по световоду, уменьшает эффективность работы лазера. Кроме того, использование в схемах дополнительных компонентов не только увеличивает стоимость лазерного источника, но и (ввиду наличия потерь на соединение, ввод/вывод излучения из световода) приводит к снижению его эффективности. В этом плане непосредственное увеличение оптических потерь рабочей моды сердцевины в диапазоне нежелательных длин волн имеет существенно больший потенциал, т.к. нивелирует возможность потери энергии накачки на усиление нежелательной спонтанной люминесценции.

Так, с целью создания конструкции волоконного Ybсветовода, оптимального для генерации на $\lambda \approx 976$ нм, в

С.С.Алешкина, Т.А.Кашайкина, С.В.Алышев, М.М.Бубнов, М.Е.Лихачев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН; Научный центр волоконной оптики им. Е.М.Дианова, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sv_alesh@fo.gpi.ru М.В.Яшков, М.Ю.Салганский, А.Н.Гурьянов. Институт химии высокочистых веществ РАН им. Г.Г.Девятых, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49

Поступила в редакцию 13 октября 2020 г.

работе [5] было предложено увеличивать оптические потери в области около 1030 нм, используя механизм фотонной запрещенной зоны. Недостатком такого подхода является низкий уровень вносимых потерь, что требует увеличения отношения диаметров сердцевины и оболочки (в случае схемы с накачкой по оболочке), а также использования малой концентрации редкоземельного элемента с целью уменьшения скорости усиления излучения на нежелательных длинах волн как функции длины активного световода.

В настоящей работе нами предложен альтернативный подход к спектрально-селективному подавлению фундаментальной моды сердцевины на базе развитой в работе [6] методики, основанной на подавлении нежелательных мод сердцевины световода путем внесения в его оболочку соответствующим образом подобранных поглощающих стержней с показателем преломления выше, чем у кварцевого стекла. Модификация конструкции оболочки световода меняет характер спектральной зависимости эффективного показателя преломления n_{eff} ряда групп мод структуры. В результате этого на выделенных (резонансных) длинах волн пара мод может иметь близкие значения *n*_{eff} и схожее распределение интенсивности поля (обе моды одновременно локализованы и в области сердцевины, и в области поглощающих стержней). Деформация формы моды увеличивает потери такого световода на сварку со стандартными световодами, а наличие стержней с высоким уровнем поглощения способствует дополнительному увеличению потерь (в качестве легирующей добавки для стержней могут быть использованы редкоземельные элементы [4] с интенсивными полосами поглощения на соответствующих длинах волн).

В настоящей работе теоретически демонстрируется применимость методики [6] для подавления фундаментальной моды сердцевины одномодового волоконного световода, анализируется влияние параметров поглощающих стержней на спектральные характеристики волоконной структуры, оценивается вклад геометрии световода в волноводные характеристики структуры.

2. Постановка задачи

Для моделирования конструкции световода мы использовали программное обеспечение Comsol Multiphysics, а также собственное программное обеспечение, основанное на решении скалярного волнового уравнения для цилиндрически-симметричной волноводной структуры [7]. В расчетах при оценке $n_{\rm eff}$ как функции длины волны материальная дисперсия среды не учитывалась, и все изменения n_{eff}, полученные в ходе расчетов, были связаны только со взаимодействием мод структуры. Исследование влияния параметров световода (параметров стержней) на волноводные характеристики было выполнено для частного случая длины волны λ_{res} резонансного взаимодействия около 1030 нм, что имеет перспективы практического применения для лазеров на основе легированных Yb³⁺ волоконных световодов, работающих в спектральной области вблизи 976 нм.

Выбранные параметры сердцевины моделируемого световода соответствовали параметрам коммерчески доступных волоконных световодов и имели низкие потери на сварку с ними. Диаметр сердцевины световода был выбран равным 10 мкм, а разность показателей преломления (ПП) сердцевины и оболочки $\Delta n_{\rm core} = 0.002$. При таких параметрах сердцевины световод является одномодовым в спектральном диапазоне, в котором распространение фундаментальной моды должно быть подавлено. Диаметр и ПП стержней подбирались такими, чтобы в каждом конкретном случае положение резонансного пика поглощения сохранялось.

В разд.3 настоящей работы мы исследовали влияние параметров поглощающих стержней на характеристики прямого световода – спектральную ширину области резонансного взаимодействия (в ней наблюдается деформация фундаментальной моды) и на долю мощности моды сердцевины, захваченной стержнем на длинах волн вблизи резонанса. Для простоты интерпретации полученных результатов рассмотрены волоконные световоды только с одним поглощающим стержнем. Они обладают только двумя собственными модами, одна из которых, на длинах волн вдали от резонанса, преимущественно локализована в сердцевине, а вторая – в стержне.

В разд.4 и 5 рассмотрено влияние изгиба на спектральные характеристики световода и оценена перспективность применения подхода резонансного взаимодействия между модами структуры для частного случая генерации излучения в Yb-среде на длинах волн около 976 нм.

3. Прямой световод

Для оценки влияния геометрии волоконной структуры на ее волноводные характеристики мы провели численный расчет n_{eff} мод, распространяющихся в системе сердцевина – поглощающий стержень. Кроме того, были оценены доли мощностей этих мод, локализованные в области как стержня, так и сердцевины. В настоящей работе расчет был проведен для структур, различающихся расстоянием S от оси стержня до оси световода (при фиксированном ПП стержня относительно уровня кварца Δn), а также для структур, различающихся величиной Δn (при фиксированном значении S). Дополнительно для каждого случая был проведен расчет n_{eff} собственных мод световода только с сердцевиной (без стержня) и световода только со стержнем (без сердцевины). Результаты расчетов для одной из рассмотренных конструкций световода приведены на рис.1.

Из расчетов следует (рис. 1, а), что вдали от резонанса n_{eff} распространяющихся в данной системе мод практически идентичен n_{eff} независимой моды сердцевины (в структуре без стержня) и n_{eff} независимой моды стержня (в структуре без сердцевины). При этом место пересечения кривых n_{eff} для независимых структур с хорошей точностью соответствует спектральному положению резонанса. Этот вывод имеет важное практическое значение, т. к. такое поведение зависимости $n_{\rm eff}(\lambda)$ означает, что оптимальные параметры стержней, обеспечивающие резонансное взаимодействие с модой сердцевины на заданной длине волны, могут быть рассчитаны путем простого рассмотрения двух независимых цилиндрически-симметричных структур. Вблизи длины волны резонанса λ_{res} поведение n_{eff} обеих мод (собственной моды сердцевины и собственной моды стержня) изменяется. Прямой расчет зависимости доли мощности мод в каждом элементе структуры (рис. 1, б, в) показал, что на длинах волн, превышающих λ_{res} , происходит перераспределение интенсивностей обеих мод, и мода, изначально локализованная пре-



Рис.1. Зависимости n_{eff} собственных мод световода (*a*) и доли мощности этих мод в стержне η (δ) от длины волны. Для каждой моды часть зависимости выделена сплошной жирной линией, если мода локализована преимущественно в сердцевине, и пунктирной жирной линией, если мода локализована преимущественно в стержне (тонкими черными линиями (сплошная/пунктирная) показаны зависимости $n_{\text{eff}}(\lambda)$ и $\eta(\lambda)$ собственных мод световодов (без стержня/без сердцевины)), а также двумерное изображение интенсивности электрического поля распространяющихся мод в световоде на разных длинах волн – до резонанса (*в*), в резонансе (*г*) и после резонанса (*д*).



Рис.2. Ширины пика резонансного взаимодействия $\Delta \lambda_{\text{res}}$ по уровню –10 дБ (*a*, *б*) и доля мощности фундаментальной моды, распространяющейся в области стержня η (*s*, *г*) как функция расстояния *S* от оси стержня до оси световода (*a*, *s*) и Δn стержня (*б*, *г*); $R_{\text{core}} + R_{\text{clad}}$ – минимальное расстояние между осью световода и осью стержня.

имущественно в сердцевине, переходит в область стержня, и наоборот. Вблизи λ_{res} наблюдается вырождение взаимодействующих мод, и доли мощностей каждой из мод, распространяющейся в области поглощающего стержня, становятся равными. Поэтому для однозначности определения будем называть модой сердцевины ту из мод, которая на заданной длине волны локализована преимущественно в сердцевине световода (жирные сплошные части кривых на рис.1,*a* и δ), а модой поглощающего стержня – ту, которая локализована преимущественно в поглощающих стержнях (пунктирные части кривых там же).

Анализ результатов показал, что ширина области резонансного взаимодействия (при фиксированных значениях параметров сердцевины) зависит от величины ПП стержня и его положения относительно оси световода (рис.2). Увеличение разности ПП стержня и ПП сердцевины приводит к изменению зависимости *n*_{eff} от длины волны и к уменьшению области резонансного взаимодействия (рис.2,б). В случае, когда параметры стержня и сердцевины становятся близкими, наблюдается максимальное уширение области взаимодействия между модами, поскольку зависимости n_{eff} от длины волны максимально сближаются. Интересно отметить, что максимальное значение захваченной стержнем мощности моды сердцевины определяется только ПП стержня (при соответствующем изменении его диаметра для поддержания длины волны резонансной перекачки мощности). Это наглядно видно из сравнения рис.2, в и г: доля мощности в стержне изменяется только при изменении его ПП. При этом доля мощности фундаментальной моды в области стержня в резонансе составляет приблизительно 50% доли мощности в световоде, содержащем лишь поглощающий стержень (рис.1,б). Согласно расчетам, увеличение Δn поглощающего стержня (при его фиксированном положении относительно оси световода и диаметре стержня, обеспечивающем резонанс с модой сердцевины на фиксированной длине волны) приводит к уменьшению интенсивности резонанса.

4. Изогнутый световод

Как было показано выше, спектр резонансного взаимодействия обусловлен пространственным положением поглощающего стержня и выбранным значением его Δn ; кроме того, в общем случае увеличение ширины резонансного пика сопровождается ухудшением контраста оптических потерь (отношение величин потерь на подавляемой и рабочей длинах волн). В то же время для решения ряда практически значимых задач зачастую необходимо одновременно обеспечивать интенсивное поглощение не на одной длине волны, а в заданном спектральном диапазоне, и при этом иметь большую разность оптических потерь на рабочей длине волны (где потери должны быть низкими) и на длинах волн, излучение на которых должно быть подавлено. Так, например, в случае Yb-лазеров, генерирующих излучение в области 977 нм, необходимы малые оптические потери на указанной длине волны и большие оптические потери в области 1000-1100 нм.

Изгиб волоконного световода изменяет условия резонанса и поэтому может стать одним из способов уширения спектральной области с избыточными потерями. Моделирование конструкции изогнутого световода было проведено с использованием известной методики модификации профиля ПП [8,9]:

$$n_{\rm b} \approx n_{\rm str} (1 + x/R_{\rm b}),$$

где x – пространственная координата; R_b – радиус изгиба; n_b и n_{str} – ПП изогнутого и прямого световода соответственно. Как и в случае прямого световода, была рассмотрена конструкция световода с одним стержнем. Поскольку при изгибе цилиндрически-несимметричного световода направление изгиба влияет на его характеристики, мы рассмотрели два направления изгиба, соответствующих различным состояниям поглощающего стержня (вставка на рис.3,*a*). Как видно из рисунка, растяжение поглощающего стержня вызывает смещение длины волны резонан-



Рис.3. Локальные спектры подавления фундаментальной моды для световода с одним поглощающим стержнем (*a*) и усредненный спектр подавления фундаментальной моды для световода с тремя поглощающими стержнями (*б*). Стрелками на вставках обозначено направление изгиба.

са в коротковолновую сторону, что приводит к уменьшению ширины резонансного взаимодействия и увеличению его интенсивности. При сжатии стержня эффект противоположный. Такое поведение легко понять, проанализировав зависимость профиля ПП модифицированного световода от радиуса изгиба. Растяжение стержня приводит к формальному увеличению *n*_{eff} моды стержня (ситуация подобна случаю увеличения ПП стержня) и ко всем последующим изменениям, связанным с увеличением ПП стержня.

Увеличение расстояния от стержня до оси световода и/или использование стержней с большими ПП также способствуют увеличению отличия модифицированного профиля ПП изогнутого световода от профиля ПП прямого световода, что приводит к еще большему изменению параметров резонансного пика.

Таким образом, можно заключить, что изгиб световода с одним стержнем вызывает лишь локальное изменение положения пика резонансного взаимодействия. Поэтому вследствие невозможности однозначного определения в реальных условиях положения стержня относительно направления изгиба, а также из-за технологических особенностей вытяжки световодов (волокно может закручиваться во время вытяжки) спектр изогнутого световода фиксированной длины следует рассматривать как усредненный спектр, отвечающий всем направлениям изгиба. В итоге область резонансного взаимодействия изогнутого световода оказывается более широкой, чем у прямого световода, причем ширина резонанса зависит от радиуса изгиба.

Использование световода как минимум с тремя поглощающими стержнями, расположенными в вершинах равностороннего треугольника, приводит к тому, что практически при любом направлении изгиба для всех стержней имеет место разнонаправленное смещение пика. Поэтому усредненный спектр поглощения изогнутого световода становится близким к прямоугольному (рис.3, δ). Кроме того, следует отметить, что изменение положения стержней относительно оси световода позволяет регулировать чувствительность уширения области резонанса к изгибу и тем самым контролировать ширину спектральной области, где распространение фундаментальной моды должно быть подавлено.

Следует также отметить, что у волоконного световода, в оболочке которого содержатся волноведущие стержни, вблизи длины волны резонансного взаимодействия существует особенность дисперсионной кривой, проявляющаяся в резонансных «всплесках» волноводной диспер-



Рис.4. Рассчитанная волноводная дисперсия моды сердцевины вблизи длины волны резонанса для прямого и изогнутого световодов.

сии в стороны аномальной и нормальной дисперсий по обе стороны от длины волны резонанса (рис.4). Такая зависимость дисперсии от длины волны обусловлена тем, что в области резонансного взаимодействия мода сердцевины существенно деформируется, и влияние геометрии волноводной структуры на скорость распространения рабочей моды в волноведущей среде уже не является пренебрежимо малым. На длине волны резонанса существует неопределенность, связанная с вырождением взаимодействующих мод по эффективному показателю преломления и по распределению интенсивностей полей мод. Изгиб световода, приводящий к уширению полосы подавления моды сердцевины, также способствует смещению дисперсионных кривых (рис.4).

5. Усилитель (λ = 976 нм) на основе волоконного Yb-световода с поглощающими стержнями

Для оценки применимости предложенной методики фильтрации спектральных компонент, генерируемых активной средой, был проведен анализ влияния величины вносимых потерь на выходные характеристики волоконного Yb-усилителя на 0.98 мкм с накачкой по оболочке, распространяющейся в одном направлении с сигналом усилителя. Для этого путем решения скоростных уравнений [10], учитывающих усиление люминесценции в прямом и обратном направлениях, оценивалось изменение рабочей длины активного световода и эффективности преобразования излучений накачки в сигнал. В расчетах длина волны сигнала была выбрана равной 976 нм, а ди-



Рис.5. Зависимости эффективности преобразования мощности излучения накачки в сигнал как функция внесенных потерь в спектральной области более 990 нм для схемы усилителя с попутной накачкой при концентрации легирующих ионов Yb³⁺, равной 3×10^{25} (кружки) и 1.5×10^{25} м⁻³ (треугольники).

аметры сердцевины и оболочки – равными 10 и 80 мкм соответственно.

Работа усилителя изучалась при двух неизменных по сечению световода концентрациях введенных в сетку кварцевого стекла ионов Yb³⁺: 1.5×10²⁵ и 3×10²⁵ м⁻³. В качестве материала сердцевины было выбрано фосфоросиликатное стекло, не испытывающее фотопотемнения [11]. Сечения поглощения и излучения были взяты из работы [12]. Для сердцевины также можно использовать фосфороалюмосиликатное стекло с небольшим избытком фосфора [13], что позволяет минимизировать потери из-за фотопотемнения [14]. Мощность входящего в усилитель сигнала была выбрана равной 100 мВт, что соответствует мощности, необходимой для насыщения. Спектр потерь, вызванных резонансным взаимодействием между модами структуры, был задан в виде прямоугольной функции с нулевыми потерями на длинах волн 900-990 нм и потерями в спектральной области 990-1100 нм, определяемыми конструкцией световода.

Согласно нашим расчетам, увеличение уровня потерь способствует росту эффективности преобразования мощности излучения накачки в сигнал. При этом определяющим фактором увеличения эффективности выступают суммарные потери, накопленные при распространении сигнала по длине активного световода. Использование световода с меньшей концентрацией легирования сердцевины и соответствующий выбор длины активного световода при фиксированной эффективности преобразования мощности излучения накачки в сигнал позволяют применять световоды с меньшим уровнем внесенных потерь для подавления фундаментальной моды. Увеличение эффективности преобразования с ростом потерь в спектральном диапазоне, где мода сердцевины должна быть подавлена, носит нелинейный характер, и при определенном уровне потерь наблюдается насыщение, очевидно, связанное с тем, что усиленное спонтанное излучение практически полностью подавлено и практически все активные ионы излучают в районе 0.98 мкм (рис.5).

Таким образом, можно заключить, что применение методики спектрально-селективного подавления рабочей моды световода позволяет увеличить эффективность преобразования излучения накачки в сигнал. При этом необходимая для достижения максимальной эффективности величина индуцируемых в заданном спектральном диапазоне потерь определяется концентрацией активного элемента в сетке кварцевого стекла.

6. Заключение

В работе рассмотрена методика селективного подавления распространения рабочей моды сердцевины световода в заданном спектральном диапазоне посредством деформации ее формы и поглощения в оптически более плотных стержнях, интегрированных в кварцевую оболочку световода. В общем случае конструкция световода может содержать произвольное число стержней, но, как показано в настоящей работе, достаточно уже трех поглощающих стержней, чтобы в выбранном спектральном диапазоне индуцируемый спектр поглощения был близок к прямоугольному. Важным практическим свойством предложенной методики является то, что ширину спектра потерь можно изменять посредством выбора радиуса изгиба световода. Чувствительность спектра поглощения к изгибу может быть задана выбором показателя преломления поглощающего стержня и расстояния от него до оси световода. Таким образом, конструкция световода с поглощающими стержнями в действительности является достаточно гибкой в плане волноводных характеристик структуры и не накладывает жестких требований на технологию производства волоконного световода. Возможные ошибки в процессе изготовления структуры могут быть скомпенсированы путем вытяжки световода соответствующего диаметра (грубая регулировка положения резонансного пика) и выбором радиуса изгиба световода (точная регулировка), что позволяет сместить полосу поглощения к заданной длине волны. Предложенная в работе методика позволяет управлять шириной и положением спектра резонансного поглощения для решения каждой конкретной задачи.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант №16-12-10553.

- 1. Boullet J. et al. Opt. Express, 16, 17891 (2008).
- 2. Röser F., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. Opt. Express, 16, 17310 (2008).
- Khudyakov M.M., Bubnov M.M., Senatorov A.K., Lipatov D.S., Guryanov A.N., et al. Proc. SPIE, 10512, 1051216 (2018).
- Кочергина Т.А., Алешкина С.С., Худяков М.М., Яшков М.В., Липатов Д.С., Абрамов А.Н. и др. Квантовая электроника, 48, 733 (2018) [Quantum Electron., 48, 733 (2018)].
- Li W., Matniyaz T., Gafsi S., Kalichevsky-Dong M.T., Hawkins T.W., Parsons J., Gu G., Dong L. *Opt. Express*, 27, 24972 (2019).
- 6. Aleshkina S.S., Kochergina T.A., et al. Sci. Reports, 10, 7174 (2020).
- Geckeler S. Siemens Forschungs- und Entwicklungsberichte, 14, 89 (1985).
- 8. Marcuse D. J. Opt. Soc. Am., 66, 216 (1976).
- Martins A., Rocha A., Neto B., Teixeira A., Facão M., Nogueira R., Lima M.J., André P., in *7th Conference on Telecommunications* (Portugal, Aveiro: IT Publ., 2009, vol. 1).
- 10. Desurvire E. Erbium-doped Fiber Amplifiers. Principals and Applications (Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2002).
- Shubin A.V., Yashkov M.V., Melkumov M.A., Smirnov S.A., Bufetov I.A., Dianov E.M., in *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conf. Digest* (Munich, Germany) (OSA Publ., 2007, p. CJ3-1).
- Мелькумов М.А., Буфетов И.А., Кравцов К.С., Шубин А.В., Дианов Е.М. Квантовая электроника, 34, 843 (2004) [Quantum Electron., 34, 843 (2004)].
- Likhachev M.E., Aleshkina S.S., Shubin A.V., Bubnov M.M., Dianov E.M., Lipatov D.S., Guryanov A.N., in *CLEO/Europe and EQEC* 2011 Conf. Digest (Munich, Germany) (OSA Publ., 2011, p. CJ-P24).
- Koponen J.J., Söderlund M.J., Tammela S.K.T., Po H. Proc. SPIE, 5990, 599008 (2005).