

Научный отчет за 4 год выполнения проекта по гранту РФФ 21-72-30024

Проект направлен на решение проблемы эффективного управления характеристиками многомодового излучения за счет индуцированных фс-лазером 3-мерных (объемных) структур показателя преломления (ПП) регулярного и случайного характера внутри многомодового световода, которые позволят фильтровать, модифицировать, преобразовывать, связывать моды между собой, причем контролируемым образом. Это открывает принципиально новые возможности управления многомодовыми пучками как в линейном, так и нелинейном (совместно с эффектами ВКР, Керра, ЧВС и др.) режимах и создавать на этой основе новые технологии и устройства на основе фс-структурированных многомодовых и многосердцевинных световодов (ММС и МСС).

Фактически проделанная работа соответствует плану на 4 год. Краткое описание выполненных работ по пунктам плана и полученных результатов приведено ниже.

1) Исследование режимов генерации, селекции мод и коллапса спектральных линий в лазере на основе 7-сердцевинного МСС и расширение исследований на 2-сердцевинный и/или 19-сердцевинный МСС с 3D интерферометрическим отражателем и/или случайными структурами показателя преломления.

Были продолжены работы по исследованию режимов генерации, селекции мод и коллапса спектральных линий в лазере на основе многосердцевинных световодов (МСС) с 3D интерферометрическим отражателем из волоконных брэгговских решеток (ВБР), в том числе получены дополнительные результаты с 7-сердцевинным МСС и новые результаты с 2-сердцевинным МСС, для которого была построена аналитическая теория и проведено ее детальное сравнение с экспериментом, а 19-сердцевинный активный МСС с требуемыми параметрами оказалось практически невозможным купить или сделать под заказ.

Для лазера на основе 7-сердцевинного МСС с массивом ВБР в дополнение к оптическим спектрам, демонстрирующим коллапс независимых линий генерации сердцевин в одну линию при включении сильной связи между ними, были также измерены радиочастотные (РЧ) спектры генерации в двух вариантах: без связи (МСС №1) и со связью (МСС №2) между сердцевинами (рис.1.1). Как видно, РЧ спектры в исследуемых образцах лазеров также принципиально отличаются. При отсутствии связи в МСС №1 наблюдается широкий пик на частоте межмодовых биений $c/2nL \sim 12$ МГц в соответствии с длиной $L \sim 9$ м резонатора. В МСС №2 частота биения составляет около 3 МГц в соответствии с $L \sim 35$ м, а ширина линии на порядок уже, чем в предыдущем случае. Кроме того, наблюдается существенное увеличение подложки в РЧ спектре с ростом выходной мощности.

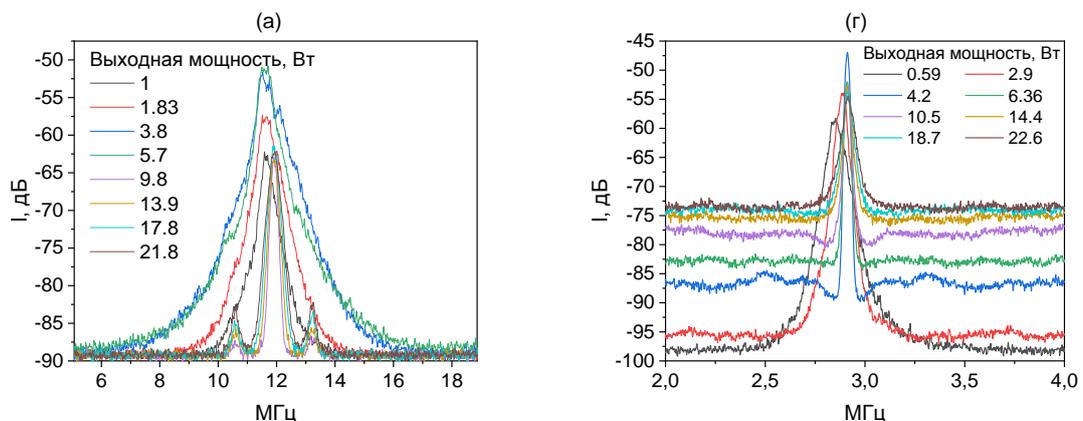


Рис. 1.1. Радиочастотные спектры генерации 7-сердцевинного лазера без межсердцевинной связи (а) и со связью (б) при различной выходной мощности.

Для объяснения результатов эксперимента была разработана аналитическая теория в упрощенной модели 2 сердцевин. В отсутствие связи в каждой сердцевине реализуется независимая лазерная генерация с частотами продольных мод вблизи максимума отражения

соответствующей ВБР. При наличии сильной связи между сердцевинами формируются когерентные суперпозиции мод (супермоды), которые при каждом обходе резонатора усиливаются в Yb МСС и ослабляются на слабоотражающем выходном торце лазера ($R_0 \sim 4\%$). Однако, поскольку плотные отражатели выполнены в виде массива ВБР, которые имеют разброс по фазе из-за неточности позиционирования вдоль волокна, супермоды перемешиваются (гибридируются), и собственными поперечными модами генерации (СМГ) являются некоторые суперпозиции супермод, генерирующие на одной частоте, соответствующей точке пересечения спектральных профилей отражения ВБР, а точнее максимуму их среднегеометрического значения:

$$|r_1(\omega^*)r_2(\omega^*)| = \max(r_1(\omega)r_2(\omega)), \quad (1.1)$$

где $r_{1,2}(\omega)$ – спектральные профили отражения ВБР₁ и ВБР₂, записанных в соответствующих сердцевинах МСС, ω^* – частота, на которой стартует генерация МСС со связью (коллапс).

Радиочастотный спектр генерируемого сигнала есть фурье-образ от парной корреляционной функции $K(\tau)$ мощности $I_{total}(t)$ или четверной коррелятор от амплитуды:

$$K(\tau) = \langle (I_{total}(t) - \langle I_{total} \rangle)(I_{total}(t + \tau) - \langle I_{total} \rangle) \rangle \quad (1.2)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение. Амплитуда сигнала является суммой случайных амплитуд СМГ, нумеруемых индексом j , и их продольных мод, нумеруемых индексом n , $\Delta = c/2n_{ef}L$, межмодовое расстояние, c/n_{ef} – скорость света в волноводе. Полную мощность удобно разделить на два вклада

$$I_{total}(t) = \sum_j \sum_n C_j^{n*} \sum_{n1} C_j^{n1} \exp(i\Delta(n_1 - n)t) + \sum_{j,k \neq j} \exp(i(\Delta_k - \Delta_j)t) \sum_n C_j^{n*} \sum_{n1} C_k^{n1} \exp(i\Delta(n_1 - n)t) \quad (1.3)$$

Первая из этих сумм дает автокорреляционный вклад в (1.2) в котором случайная отстройка частоты моды с номером $n=0$ от несущей Δ_j сокращается. Для гауссовой дельта-коррелированной статистики автокорреляционный вклад в РЧ спектр представляет собой стандартный набор пиков лоренцевой формы, разделенных межмодовым расстоянием Δ , с полушириной $\delta=2/\tau_c$ (τ_c – время корреляции независимых мод). Вторая из сумм дает кросскорреляционный вклад в (1.2), в котором случайные отстройки Δ_j не сокращаются, поэтому эти пики в РЧ спектре сдвинуты на случайную разность отстроек, усреднение по которым эквивалентно усреднению по частоте, поэтому кросскорреляционный вклад имеет вид подложки вблизи k -го пика. Отношение пиков в РЧ спектре к подложке, равно $\frac{\Delta}{(N-1)\pi\delta}$, где N – число СМГ или число сердцевин в МСС. Поскольку с ростом мощности

генерации корреляционное время падает из-за четырехволнового смешения продольных мод, то ширина РЧ пиков δ растет. Это приводит к видимому уменьшению РЧ пиков на фоне растущей подложки при наличии сильной связи сердцевин в МСС №2 (см. Рис.1.1г), тогда как в МСС №1 генерация из различных сердцевин практически независима и взаимодействие продольных мод излучения различных сердцевин отсутствует, поэтому в РЧ спектре не наблюдается роста шумовой подложки (см. Рис.1.1а), но при этом сами пики на порядок шире из-за относительного сдвига резонансов сердцевин.

Таким образом, поперечные моды сердцевин в МСС со связью гибридируются по частоте генерации, но имеют независимые друг от друга фазы, что при их интерференции дает эффект появления значительного фона в радиочастотном спектре сигнала. В МСС без связи генерация происходит в каждой сердцевине независимо и слабо перекрывается в пространстве и по спектру, поэтому в нем интерференция разных поперечных мод практически не проявляется в радиочастотном спектре.

Для более детального сравнения формы оптического спектра с аналитической моделью, разработанной для 2-сердцевинного лазера, см. (1.1), был собран и исследован лазер на основе 2-сердцевинного световода (2СС) с двойной оболочкой, легированного Yb , ранее

изготовленного в Научном центре волоконной оптики РАН (г. Москва). Полимерная оболочка с низким показателем преломления обеспечивала числовую апертуру $NA=0.38$ внутренней кварцевой оболочки для эффективного ввода излучения накачки от лазерного диода (ЛД). Диаметр внутренней оболочки вытянутого образца составлял 125 мкм, диаметр сердцевин 5.4 ± 0.4 мкм, а расстояние между центрами сердцевин 15.4 ± 0.4 мкм (рис.1.2а), числовая апертура $NA\approx 0.14$. Каждая сердцевина поддерживает основную моду на 1064 нм.

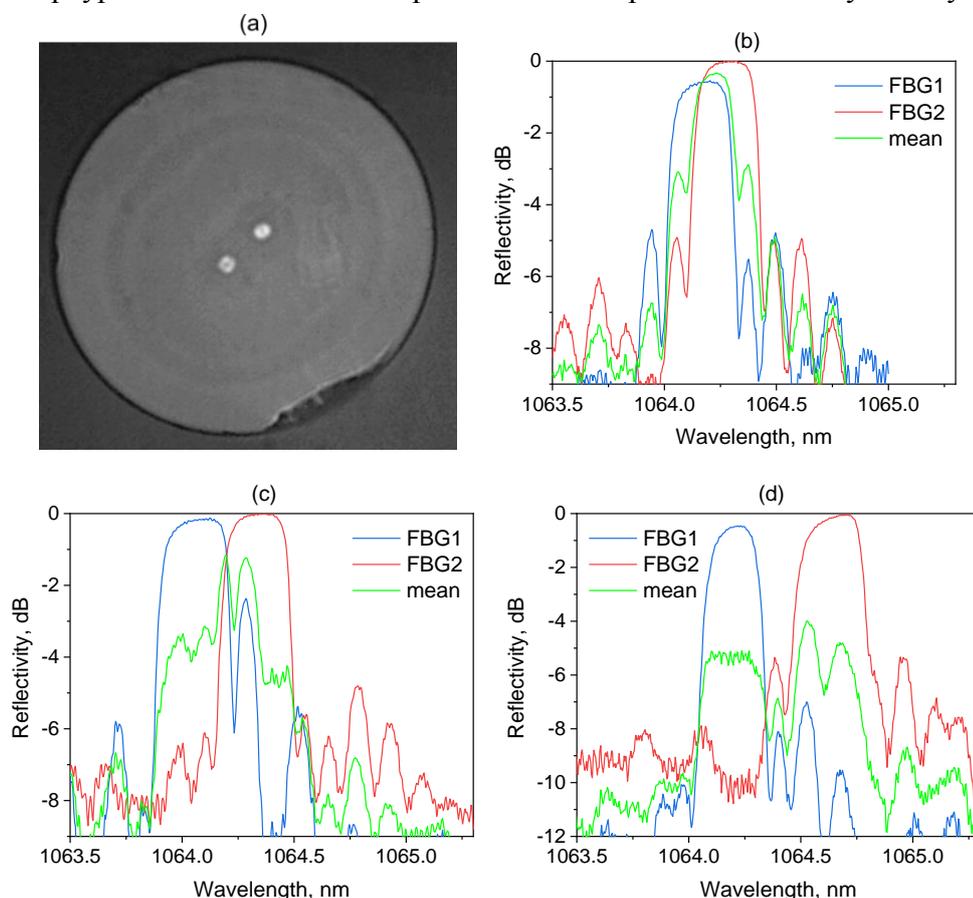


Рис. 1.2. (а) Изображение торца 2СС и спектры отражения ВБР в разных сердцевинах (1,2): (b) образец №1, (c) образец №2; (d) образец №3. Зеленым показаны средне-геометрические спектры каждой пары ВБР_{1,2}.

Для записи ВБР 2-го порядка в отдельных сердцевинах 2СС использовался метод поточечной записи, основанный на изменении показателя преломления в области воздействия сфокусированного излучения фемтосекундного (фс) лазера ($\lambda=1026$ нм, $\Delta t\approx 230$ фс, $f=1$ кГц) в сердцевине волокна. Резонансные длины волн ВБР определялись скоростью перемещения линейного транслятора, используемого для протягивания волокна. В случае образца № 1 (Рис.1.2b) скорость была одинаковой и равнялась 732,28 мкм/с, обеспечивая период ВБР около 732,28 нм, тогда как для № 2 и № 3 разница в скорости при фс записи ВБР в разных сердцевинах составляла 0,16 и 0,32 мкм/с соответственно, что приводило к разнице длин волн в паре ВБР 0,23 и 0,47 нм (рис.1.2c,d). Несоответствие в 0,09 нм между длинами волн ВБР, наблюдаемое в образце № 1 (рис. 1.2b), несмотря на одинаковый период, объясняется незначительным изменением эффективного показателя преломления.

На рис.1.3а показана схема лазерной установки. Для накачки использовался мощный многомодовый лазерный диод (ЛД) на 976 нм, излучение которого заводилось во внутреннюю оболочку легированного Yb 2СС с двойной оболочкой. Лазерный резонатор в каждой сердцевине был образован парой ВБР на входе и нормально сколотым торцом волокна, что обеспечивало обратную связь за счет френелевского отражения $\sim 4\%$. Три пары ВБР, описанные выше (Рис.1.2), были изготовлены последовательно в одном и том же куске активного 2СС таким образом, что после исследования образца 1 он был обрезан, а следующая пара ВБР была записана в оставшемся активном волокне. С одной стороны, это

позволило избежать сложного сращивания с соответствующим выравниванием сердцевин, но с другой стороны, для каждого нового образца длина активного волокна была немного короче предыдущего. Для управления связью между сердцевинами диаметр намотки активного волокна составлял 60 см (слабая связь) либо 6 см (сильная связь). Дихроичные зеркала M1-M3 разделяют непоглощенную накачку и луч генерации 1064 нм, ее характеристики измерялись измерителем мощности (P) и анализатором спектра (OSA).

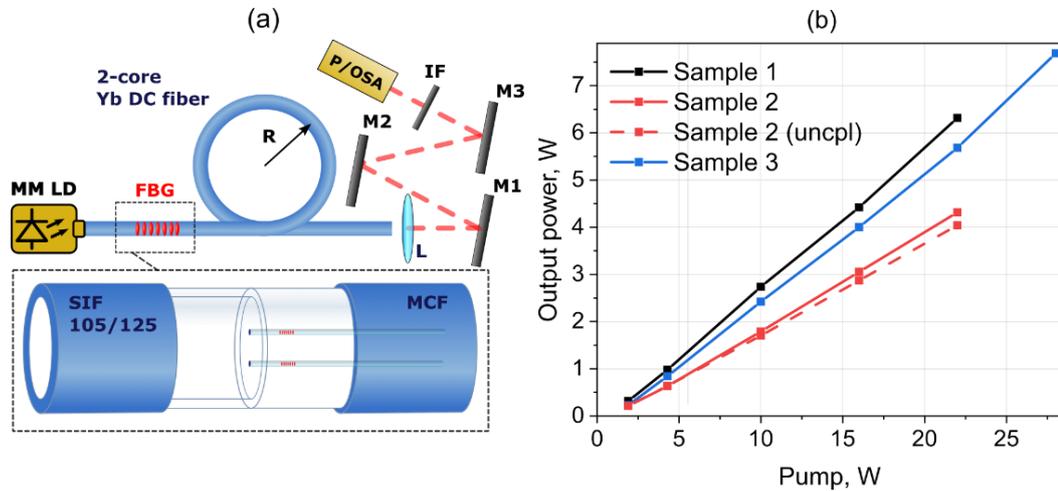


Рис. 1.3. (a) Схема Yb волоконного лазера: LD – многомодовый лазерный диод; ВБР – высокоотражающая матрица ВБР; L – линза; IF – интерференционный фильтр; M1-3 – дихроичные зеркала; P – измеритель мощности; OSA – анализатор оптического спектра. (b) Выходная мощность лазера с разными образцами ВБР в зависимости от входной мощности накачки.

Выходные характеристики лазера были исследованы с тремя образцами пар ВБР в сердцевинах, для которых расстояния между максимумами спектров отражения составляют 0.09, 0.23 и 0.47 нм, а длины резонаторов - около 3.5, 2.5 и 3.2 м соответственно. На рис. 1.3b показана выходная мощность 2СС-лазера с различными парами ВБР в зависимости от мощности накачки. При накачке 22 Вт выходная мощность варьировалась от 4.3 до 6.3 Вт. Разброс в основном обусловлен разницей в длинах активного волокна, при этом выходная мощность лазеров не сильно зависела (<7%) от диаметра намотки волокна. Однако спектры генерации лазера различаются в зависимости от диаметра намотки и параметров пар ВБР. В случае образца № 1 со слабой связью генерация происходит в сердцевинах практически независимо, а в суммарном спектре наблюдается 2 пика, которые соответствуют линиям генерации в каждой сердцевине в максимуме отражения ВБР_{1,2} (рис. 1.4). При сильной связи индивидуальные спектры коллапсируют в один пик, максимум которого совпадает с максимумом средне-геометрического спектра отражения двух ВБР по (1.1). Отметим, что спектры отражения ВБР смещаются на ~0.13 нм при максимальной мощности из-за нагрева.

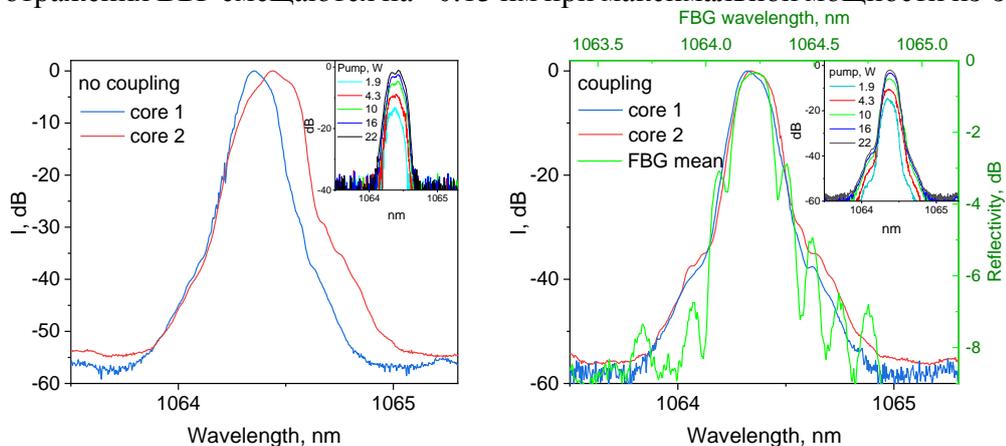


Рис. 1.4. Спектры лазера с №1 при мощности ~6Вт несвязанных (слева) и связанных сердцевин в сравнении со среднегеометрическим спектром ВБР_{1,2} (справа). Вставки: общий спектр пучка при разной накачке.

На рис.1.5а сравнивается общий спектр лазера для слабой и сильной связи, где видно эффективное сужение во втором случае. Соответствующие спектральные ширины в зависимости от выходной мощности лазера сравниваются на рис. 1.5б, показывая также существенно меньшее уширение с ростом мощности в случае сильной связи.

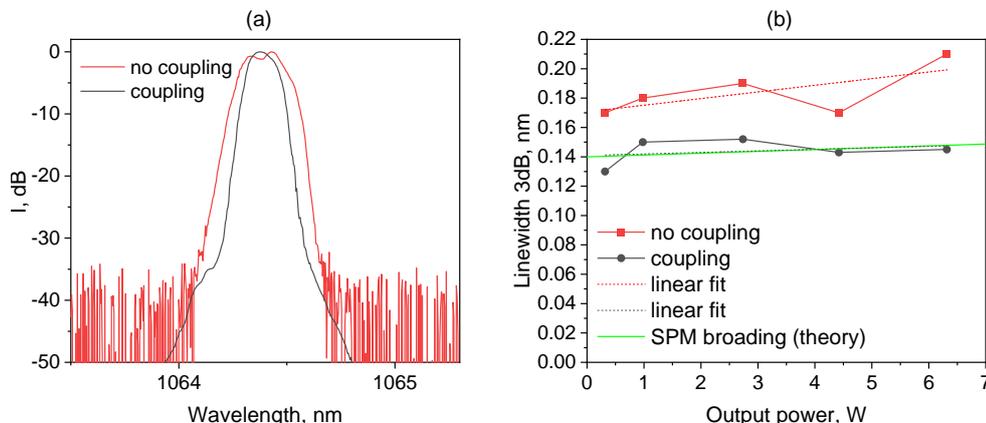


Рис. 1.5. Суммарный спектр лазера №1 (а) и ширина спектральной линии генерации в зависимости от суммарной выходной мощности (б) для несвязанных и связанных сердцевин в сравнении с теорией.

В случае образца №2 спектры ВБР_{1,2} имеют меньшее перекрытие, чем у образца № 1, что приводит к тому, что их среднее геометрическое имеет узкий максимум и довольно широкую подложку (см. рис. 1.2с). При отсутствии связи мы соответственно наблюдали два пика генерации, смещенных в соответствии со спектрами отражения отдельных ВБР, однако в случае сильной связи общий спектр генерации имеет форму, напоминающую средне-геометрический профиль отражения ВБР_{1,2}, при этом выходные спектры, измеренные в каждой сердцевине, практически одинаковы.

В образце №3 спектры ВБР настолько разнесены, что их спектральное перекрытие определяется боковыми риплами, амплитуда которых примерно на ~10 дБ ниже основных пиков отражения (см. рис. 1.2d). Генерация в отсутствие связи предсказуемо происходит в двух пиках, центрированных на соответствующих максимумах ВБР (рис. 1.6а). При наличии связи, из-за слабого спектрального перекрытия ВБР, также наблюдались два максимума при мощности накачки <16 Вт. Тем не менее, при более высокой мощности спектр начинает повторять средне-геометрический спектр отражения ВБР_{1,2}, в котором появляется центральный пик, определяемый перекрытием боковых риплов отдельных ВБР. Центральный пик растет с мощностью, становясь более стабильным.

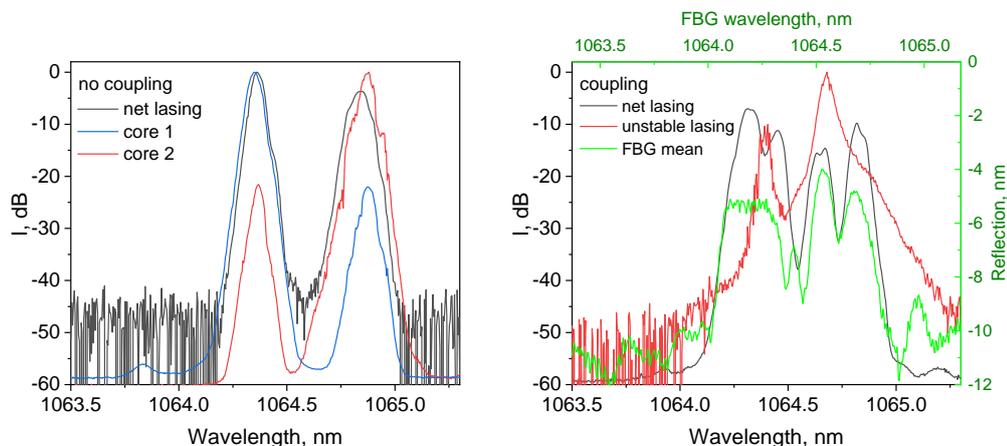


Рис. 1.6. Спектры лазера №3 при мощности ~5.5 Вт в случае несвязанных (слева) и связанных сердцевин (справа).

Из-за сложной структуры спектров генерации уширение линии было проанализировано только для лазера с образцом № 1, спектральная форма которого вблизи максимума может

быть аппроксимирована гиперболическим секансом. В этом случае формула уширения линии из-за эффекта само-модуляции фазы в обычном волокне определяется выражением

$$\Delta = 4 / \pi [\Delta_{FBG} \gamma L / \ln(1 / R_0)] P_{out} \quad (1.4)$$

Если положить эффективную ширину $\Delta_{FBG}=0.21$ нм (средне-геометрическая ширина ВБР_{1,2}), выходное отражение $R_0 = 0.04$, длину $L=3.5$ м и константу Керра $\gamma=2.8$ Вт⁻¹км⁻¹ (определяемую в 2 раза большей площадью моды, чем у 1-сердцевинного волокна), мы получим линейную аппроксимацию с наклоном, который близок к наклону в эксперименте при сильной связи (см. рис. 1.5b), тогда как предел нулевой мощности (~0.14 нм) определяется эффектом выжигания дыр. При отсутствии связи сердцевин наклон линейной аппроксимации экспериментальных данных соответствует эффективной ширине ВБР ~0.45 нм, что можно интерпретировать как уширение спектров генерации, возникающих от двух независимых ВБР с FWHM ~0.25 нм каждая и перекрытием <0.1 нм (суммарная ширина >0.4 нм). В соответствии с (1.4) наклон уширения здесь выше, чем при наличии связи.

Таким образом, мы напрямую проверили аналитическую модель коллапса спектра генерации в 2-сердцевинном волоконном лазере со смещенными ВБР. Эффект наблюдается вплоть до величины сдвига ~0.5 нм (почти вдвое больше индивидуальной полосы отражения ВБР), когда генерируемый центральный пик соответствует перекрытию боковых пиков в спектре отражения ВБР. Показано, что во всех случаях форма генерируемого спектра соответствует средне-геометрическому значению индивидуальных спектров отражения ВБР, в соответствии с разработанной моделью. При этом измеренные радиочастотные спектры имеют меньшую подложку по отношению к амплитуде пиков, чем в 7-сердцевинном лазере, что также соответствует модели.

2) Создание источников излучения на основе активных и пассивных структурированных ММС и МСС с одномодовой и многомодовой накачкой с уникальными выходными характеристиками, в том числе в новых спектральных диапазонах (например, за счет ВКР-преобразования), в т.ч.:

а) одночастотные лазеры с предельно узкой шириной линии и увеличенной мощностью (на основе активных ММС или МСС с массивом ВБР)

Был проведен эксперимент по усилению излучения одночастотного волоконного лазера с распределенной обратной связью (РОС) и усилителем на основе многомодового тейперированного Yb световода с градиентным профилем показателя преломления. Резонатор РОС-лазера был записан в одномодовом волокне с сохранением поляризации и его максимальная выходная мощность составила ~15 мВт на длине волны 1064 нм. Выход задающего лазера был приварен непосредственно к узкому концу тейперированного усилителя (рис. 2.1). Тейпер представлял собой конусообразный световод длиной около 10 м с квадратным сечением световедущей оболочки и многомодовой градиентной сердцевинной, легированной Yb. Длина ребра в сечении узкого конца составляла ~100 мкм, диаметр сердцевинной ~33 мкм, тогда как широкий конец имел длину ребра ~150 мкм и диаметр сердцевинной ~50 мкм (рис. 2.2а). Накачка усилителя осуществлялась с широкого конца фокусировкой в оболочку излучения многомодового ЛД с длиной волны излучения 976 нм и выходным волокном 105/125 мкм (NA~0.22 нм).

На рис. 2.3а приведена зависимость мощности на выходе усилителя в зависимости от входной мощности накачки. Максимальное значение выходной мощности составило 4.7 Вт. На рис. 2.3б показаны выходные оптические спектры из усилителя при различных уровнях выходного сигнала. Так как усилитель имел сердцевину, поддерживающую множество поперечных мод, было интересно проследить, как изменяется качество выходного пучка при усилении сигнала. Выходной пучок имел центральную часть с высокой интенсивностью и слабый ореол, повторяющий сечение сердцевинной (рис. 2.4а). Параметр качества пучка, вычисленный по изменению диаметра (на уровне $1/e^2$) вблизи перетяжки (рис. 2.4а), составил $M^2 \sim 1.7$ при выходной мощности 2 Вт, при этом заметный вклад в

увеличение измеренного M^2 может давать усиленное спонтанное излучение в ореоле. Интересно, что качество пучка почти не меняется с ростом выходной мощности (рис. 2.4b).

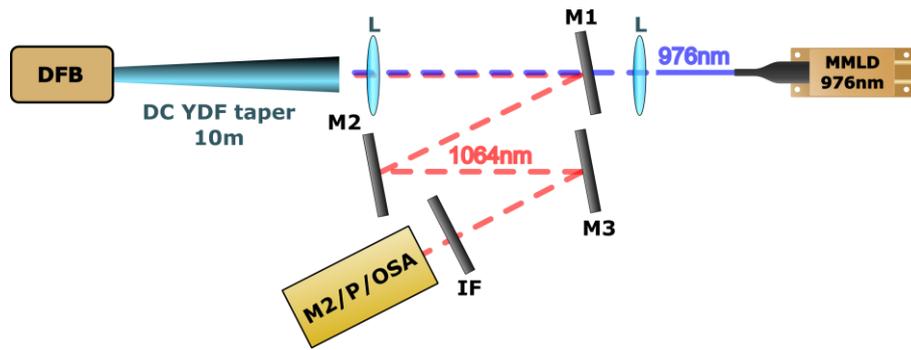


Рис. 2.1. Схема усиления одночастотного излучения многомодовым тейперированным услителем: MMLD – многомодовая накачка, L– коллимирующая линза; M1,2,3– дихроичные зеркала; OSA– оптический анализатор спектра, P – измеритель мощности; M^2 – измеритель качества пучка; IF – интерференционный фильтр.

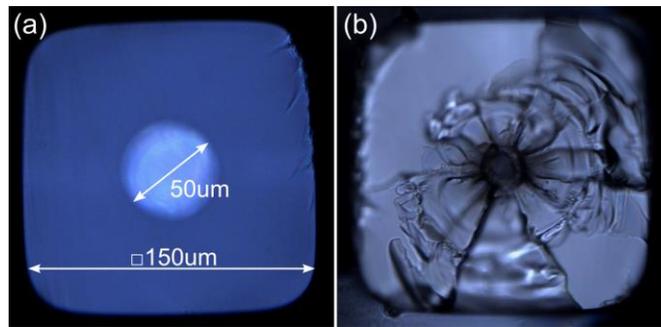


Рис. 2.2. Изображение выходного торца тейпера (a); и его изображение после разрушения (b).

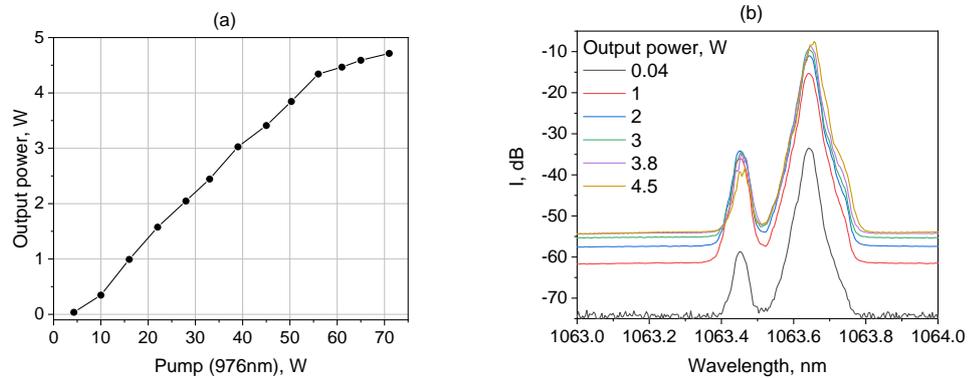


Рис. 2.3. Зависимость выходной мощности усиленного сигнала от мощности накачки (a) и спектры выходного сигнала при различной мощности (b).

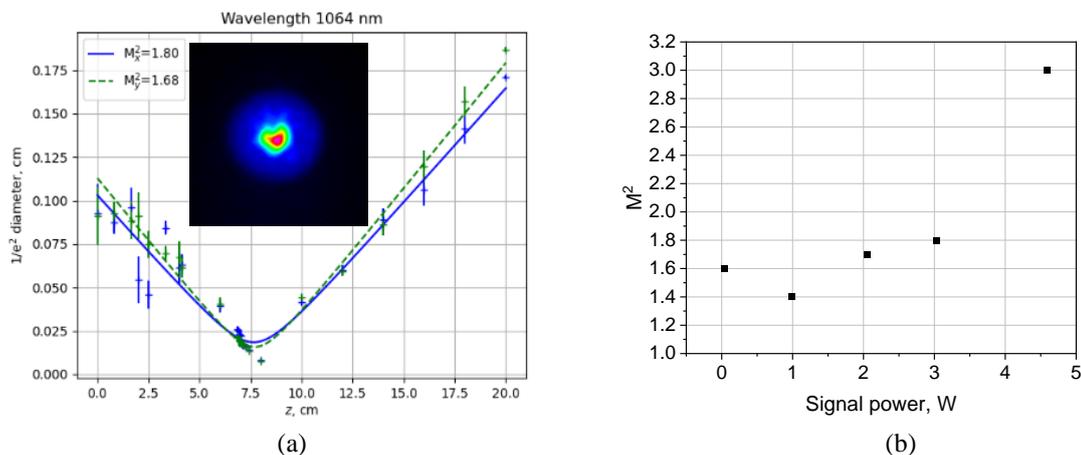


Рис. 2.4. (a) Измерение качества пучка при 2 Вт выходной мощности с профилем интенсивности в перетяжке (вставка); (b) параметр M^2 в зависимости от мощности выходного усиленного сигнала.

При выходной мощности сигнала выше 4.5 Вт произошло резкое ухудшение качества пучка, что оказалось связано с разрушением выходного торца тейпера. На рис. 2.2b приведена увеличенная фотография разрушившегося торца, где видно, что основное разрушение произошло в центральной области сердцевины диаметром ~ 12 мкм, что сравнимо с размером фундаментальной моды. С разрушением торца связан и излом в кривой мощности выходного сигнала на рис.3.3b при 55 Вт мощности накачки.

Таким образом, было продемонстрировано усиление одночастотного излучения многомодовым тейперированным услителем с 15 мВт до ~ 4.7 Вт. При этом параметр качества M^2 слабо меняется с ростом мощности выходного усиленного сигнала и остается достаточно высоким (< 1.8), несмотря большое количество усиливаемых поперечных мод. При > 4.5 Вт начинается разрушение выходного конца многомодового тейпера, что может быть связано с недостаточным качеством обработки плоскости торца и высокой интенсивностью в центре пучка. Сохранение высокого качества пучка при усилении в многомодовом тейперированном световоде с градиентным профилем можно объяснить тем, что из-за линейного взаимодействия поперечных мод профиль накачки становится параболическим с максимумом в центре, что приводит к преимущественному усилению фундаментальной моды, а локальное рассеяние сигнала в моды высоких порядков компенсируется увеличением диаметра сердцевины вдоль тейпера. Для количественного описания эффекта требуется его детальное моделирование.

Помимо многомодового усилителя, также были исследованы простые в реализации гибридные схемы лазера с использованием ММС/МСС для получения одночастотного излучения в максимально большом диапазоне выходной мощности лазера. В частности, в полукрытом резонаторе эрбиевого (Er) лазера со случайной распределенной обратной связью (СРОС) для дополнительной спектральной фильтрации был применен 2-сердцевинный световод с оптически связанными сердцевинами. Резонатор был образован плотной ($R > 90\%$) узкополосной (~ 100 пм) ВБР и широкополосным искусственным случайным (рэлеевским) отражателем длиной 30 м с интегральным коэффициентом отражения 0.012%, сформированным с помощью поточечной фс модификации показателя преломления. Отрезок 10 м пассивного 2-сердцевинного световода (2СС) был приварен между ВБР и активным Er световодом длиной 50 см, Рис.2.5. Спектр пропускания 2СС, намотанного на катушку, промодулирован с периодом 0.8-1 нм, Рис.2.6, при этом ширина пиков пропускания на уровне -3 дБ составляет ~ 100 пм, а амплитуда модуляции может превышать 10 дБ, что и создаёт дополнительную спектральную фильтрацию.

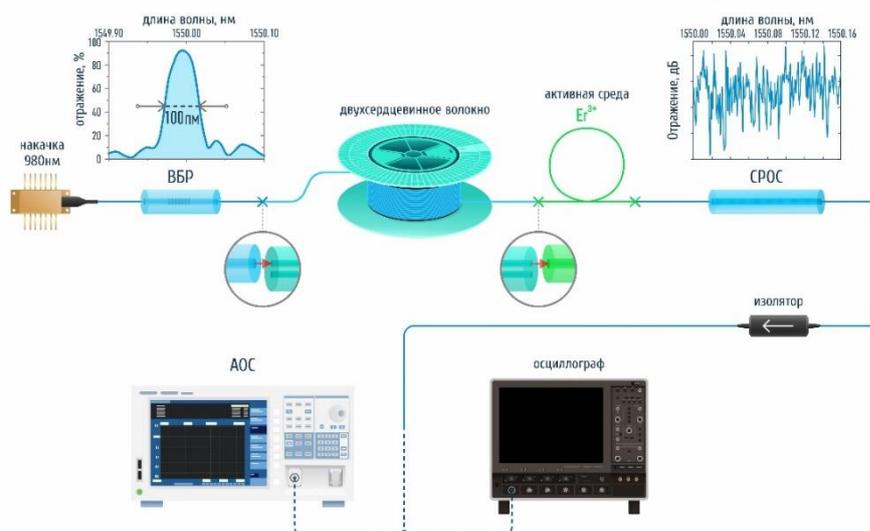


Рис. 2.5. Экспериментальная схема эрбиевого лазера с применением двухсердцевинного световода.

Выходная мощность при максимальной мощности накачки 500 мВт составила 11.5 мВт, а дифференциальная эффективность эрбиевого лазера - 3.3%. Одночастотный режим

генерации наблюдался до уровня мощности ~ 4.5 мВт, при этом измеренная ширина линии генерации составила 2 кГц. Показано, что замена 2СС на односердцевинный одномодовый световод (ОМС) аналогичной длины при эквивалентной выходной мощности приводит к появлению в спектре бокового пика с отстройкой 40 пм от основного, Рис.2.7.

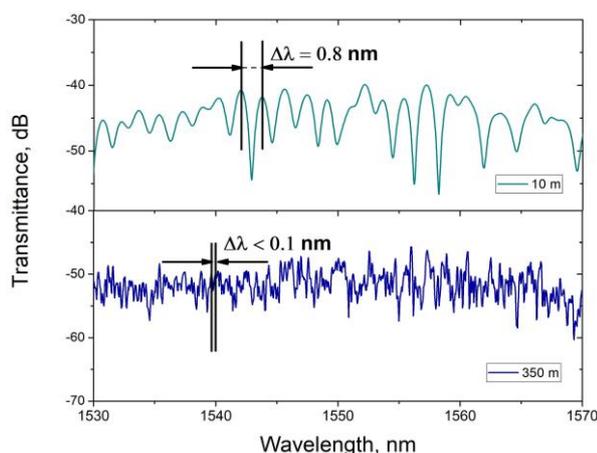


Рис. 2.6. Спектр пропускания для 10 и 350-метровых отрезков двухсердцевинного волоконного световода, намотанного на катушку с диаметром 9 см.

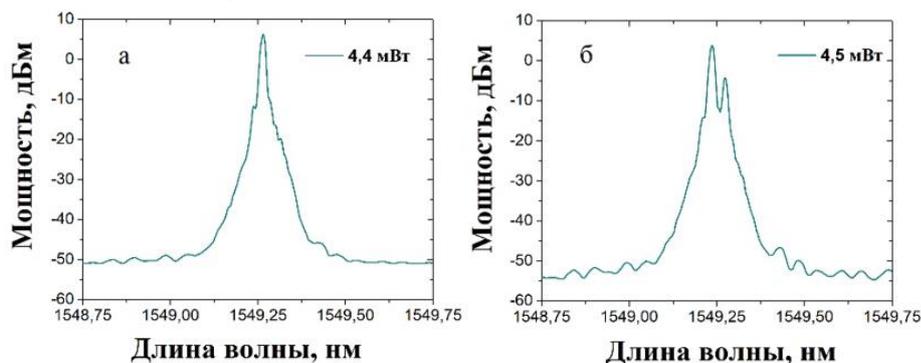


Рис. 2.7. (а) Оптический спектр лазера с 2СС при выходной мощности генерации 4.4 мВт. (в) Оптический спектр лазера с заменой 2СС на ОМС при выходной мощности генерации 4.5 мВт.

Таким образом, представленный эрбиевый лазер со СРОС на основе искусственного рэлеевского отражателя с применением двухсердцевинного световода в качестве дополнительного фильтра позволяет получить одночастотный режим генерации в широком диапазоне мощностей (до ~ 4.5 мВт) с высокой дифференциальной эффективностью ($\sim 3.3\%$), а при больших мощностях наблюдается узкополосный режим генерации. По спектральным и мощностным характеристикам данная схема лазера превосходит линейную конфигурацию с искусственной СРОС и является перспективной для дальнейших исследований и практических применений. Было проверено, что спектр пропускания 2СС при увеличении его длины до ~ 350 м случайно промодулирован с характерными периодами < 100 пм (Рис.2.6), что в совокупности со спектрально узкими ВБР, а также использованием высоколегированного эрбиевого световода с большим усилением может улучшить модовую селекцию и увеличить мощность одночастотной генерации Ег лазера.

б) мощные узкополосные квази-одномодовые ВКР-лазеры, в т.ч. с перестройкой в широком диапазоне длин волн (на основе пассивных ММС с прямой многомодовой диодной накачкой и интерферометрическими отражателями на основе 1D-3D внутриволоконных регулярных/случайных структур, в т.ч. ВБР и напыленного торцевого отражателя)

Было продолжено исследование и оптимизация характеристик мощных узкополосных квази-одномодовых ВКР-лазеров на основе пассивных ММС с прямой многомодовой

диодной накачкой и резонатором из многомодовой ВБР и напыленного торцевого отражателя с фокусом на оптимизацию модовой селекции и перестройку длины волны. Для исследования возможностей селекции мод в многомодовом ВКР-лазере были рассчитаны два варианта торцевого отражателя в виде круглого зеркала, напыленного центрально-симметрично на выходной торец градиентного световода (рис. 2.8, верхний ряд). Так как зеркало должно держать высокую интенсивность непрерывного излучения ($>10 \text{ МВт} / \text{см}^2$) и иметь сравнительно низкий коэффициент отражения ($\sim 20\%$), для этого был использован в первом случае один слой TiO_2 (рис. 2.8a), а в случае с просветленным торцом – два слоя из TiO_2 и SiO_2 (рис. 2.8b). Расчет просветляющего покрытия велся в приближении плоских волн. Торцевой отражатель для лазера был оптимизирован с точки зрения подавления коэффициента отражения высших мод и повышения коэффициента отражения основной моды путем вариации радиуса зеркала при расчете в COMSOL Multiphysics 6.0.

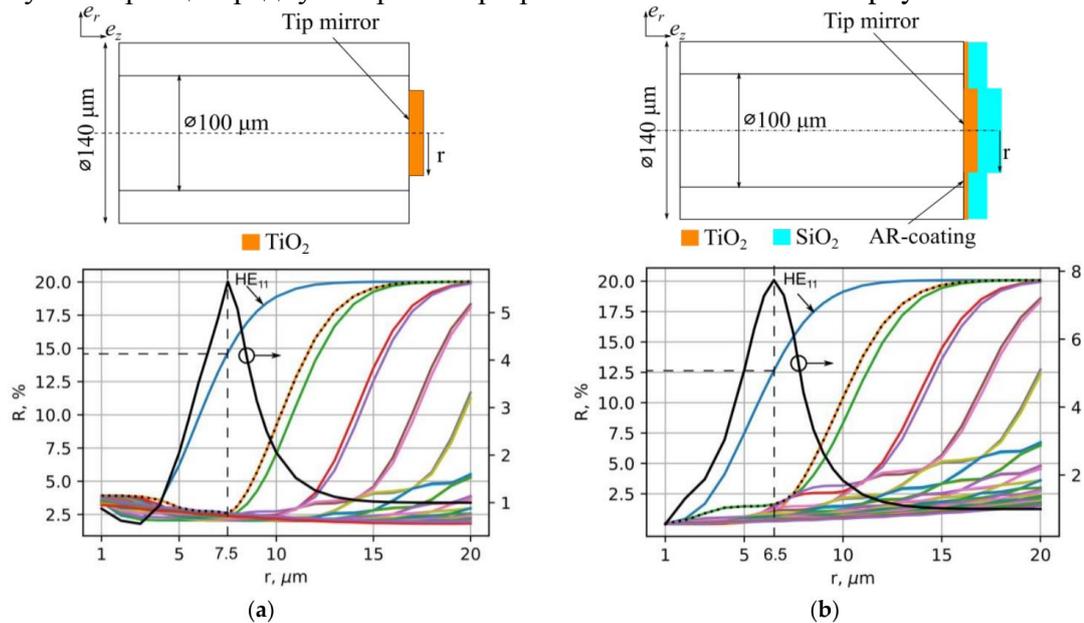


Рис. 2.8. Схема торцевого зеркала (сверху) и интегралы перекрытия 45 мод в зависимости от радиуса зеркала. Черная линия – отношение интегралов перекрытия основной моды HE_{11} к максимуму из остальных.

Моды рассчитывались для волокна Драка 100/140 мкм с градиентным профилем (GRIN) показателя преломления в сердцевине. Было рассчитано 45 мод с угловым индексом $\nu=1$. Моды с другими угловыми индексами в расчетах не учитывались, так как их коэффициенты отражения будут очень близки к ним из-за близости констант распространения и, следовательно, радиального пространственного распределения. Зависимости от радиуса зеркала на рис.2.8, (нижние графики), были получены путем вычисления интегралов перекрытия падающей моды и торцевой интерференционной структуры. Чтобы оптимизировать потери мод в резонаторе лазера, вычислялось отношение коэффициента отражения основной моды к максимуму из остальных мод. Максимум этого отношения дает оценку оптимального радиуса торцевого зеркала с точки зрения возбуждения основной моды и подавления высших. Для случая без просветляющего покрытия оптимальный диаметр составил $\sim 15 \mu\text{м}$, а с просветляющим покрытием $\sim 13 \mu\text{м}$.

По результатам расчетов методом фотолитографии были изготовлены зеркала нескольких радиусов, для поиска оптимума непосредственно в лазерном резонаторе. Схема ВКР-лазера с градиентным многомодовым волокном с ВБР и торцевым диэлектрическим зеркалом представлена на рис. 2.9. Три многомодовых лазерных диода с длиной волны $\sim 938 \text{ нм}$ были подключены к соответствующим входам объединителя накачки 3×1 , выходной порт которого приваривался к GRIN световоду Драка 100/140 мкм длиной $\sim 1 \text{ км}$ и числовой апертурой 0.29. Потери в объединителе накачки составляли около 2 дБ. Резонатор состоял из плотной ВБР, записанной УФ излучением интерференционным методом с

коэффициентом отражения $R \sim 90\%$ и выходным торцевым зеркалом с разным диаметром (рис. 2.10). Дихроичными зеркалами M1-3 осуществлялось разделение проходящей накачки и генерируемого в процессе ВКР стоксова пучка. Для ослабления излучения перед измерителем качества пучка устанавливался интерференционный фильтр.

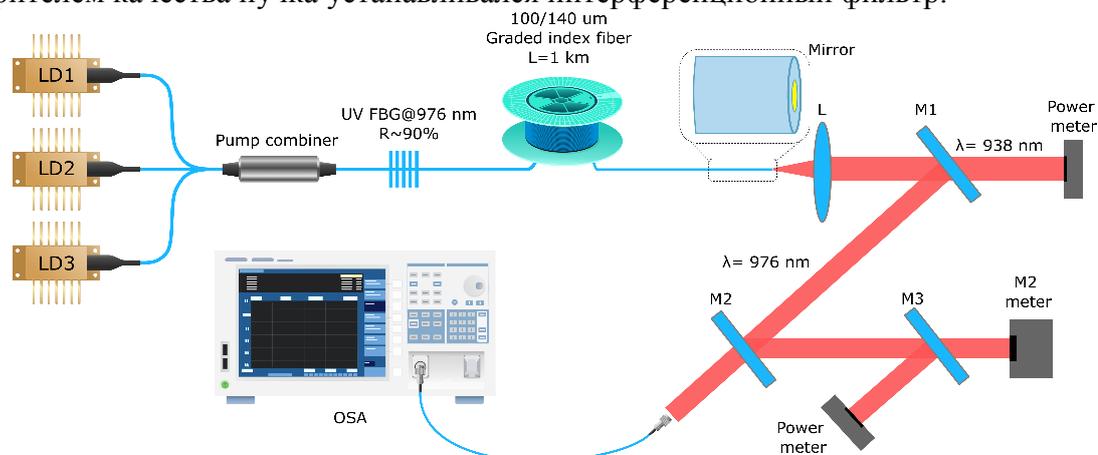


Рис. 2.9. Схема резонатора RFL: LD1, LD2, LD3 – многомодовые лазерные диоды; UV FBG – высокоотражающая волоконная брэгговская решетка, записанная УФ-лазером с соответствующей длиной волны Брэгга; L – коллимирующая линза; M1, M2, M3 – дихроичные зеркала; OSA – оптический анализатор спектра; измерители мощности и измеритель M2 показаны черными прямоугольниками.

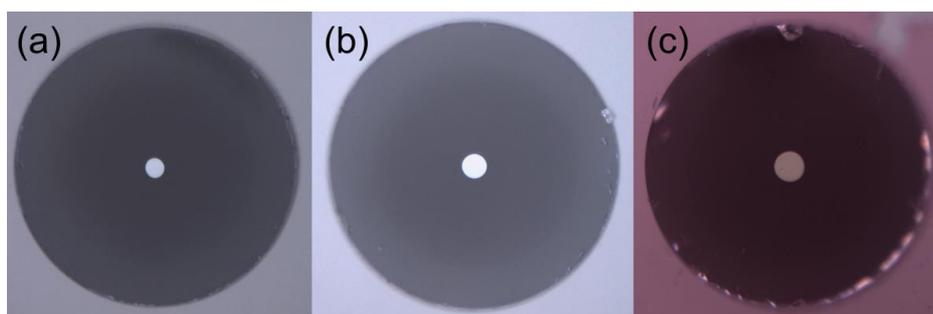


Рис. 2.10. Зеркала диаметром 10 (a), 12 (b) и 15 мкм (c), напыленные на торец волокна.

На рис. 2.11 показаны профили интенсивности, спроецированные на камеру с торца волокна с тонкопленочным зеркалом диаметром 15 мкм, как для прошедшего излучения диода накачки до порога ВКР (a), так и стоксова пучка выше порога ВКР генерации (b). Пучок накачки имеет параболический профиль, соответствующий сердцевине GRIN волокна, в центре которого видна круговая область зеркала и соответствующий ей провал на $\sim 20\%$ в профиле интенсивности. При увеличении мощности накачки выше порога в поперечном сечении зеркала наблюдается узкий стоксов пучок на длине волны 976 нм, а также подложка спеклов, слегка выходящая за область зеркала. Профиль пучка Стокса, показанный на рис. 2.11b, имеет мощность 4 Вт и параметр качества пучка (по уровню $d4\sigma$) $M^2=2.3$, который ухудшается до $M^2\sim 3.8$ при выходной мощности >18 Вт. Для улучшения качества пучка при высоких мощностях были также протестированы тонкопленочные зеркала меньших диаметров. Наилучшее качество пучка было получено с зеркалом диаметром 12 мкм: $M^2\approx 3.0$ при 21 Вт без существенных изменений параметра качества при дальнейшем росте мощности. Соответствующий профиль пучка при выходной мощности 31.4 Вт показан на рис. 2.11c, который становится более гладким, а отчетливо различимые боковые пики соответствуют краям зеркала.

Сравнение выходной мощности и параметра качества пучка многомодового волоконного ВКР-лазера в конфигурациях с торцевыми зеркалами $R\sim 20\%$ разного диаметра (15, 12 и 10 мкм) приведены на рис. 2.12 вместе с результатами, полученными с прямым сколом без зеркала. Лазер с $\sim 4\%$ френелевским отражением (прямой скол) имеет самый

высокий порог генерации ~ 120 Вт, а параметр качества пучка Стокса возрастает с $M^2 \sim 3$ при 5 Вт до $M^2 \sim 3.2$ при 15 Вт. Лазер с зеркалом 10 мкм имеет более низкий порог генерации, но с ростом мощности накачки его выходная мощность и параметр качества стремятся к характеристикам, полученным с френелевским отражением: $M^2 \sim 3.2$ (при 16 Вт) и растет с выходной мощностью, максимум которой достигает 35 Вт при накачке около 180 Вт. Отметим, что лазер с зеркалом 15 мкм имеет самый низкий порог (~ 80 Вт) и хорошее качество пучка при низкой выходной мощности ($M^2 \sim 2$ при 1 Вт), но при увеличении выходной мощности > 7.5 Вт качество пучка даже хуже, чем при прямом сколе. Лазер с зеркалом 12 мкм имеет промежуточный порог (~ 100 Вт) и наилучшие характеристики высоко над порогом генерации: выходная мощность растет с дифференциальной эффективностью около 60%, а качество пучка остается хорошим ($M^2 \sim 3$) вплоть до уровня выходной мощности ~ 30 Вт при накачке ~ 165 Вт. Для 12-мкм зеркала рост мощности (до 31.4 Вт) ограничен началом генерации 2-го порядка Стокса при мощности 29.4 Вт, что дополнительно подтверждает высокое качество пучка 1-го порядка Стокса, играющего роль накачки для ВКР-генерации 2-го порядка. Оптический спектр волны стокса ВКР лазера с 12-мкм выходным зеркалом показан на рис. 2.13. Он стабилен и относительно узок (ширина по уровню -3 дБ составляет < 0.5 нм) вплоть до максимальной мощности 31,4 Вт, некоторая нестабильность спектра наблюдается только вблизи порога генерации. Для 15-мкм зеркала (рис. 2.13с) измеренный спектр нестабилен практически во всей области высоких мощностей (≥ 7.5 Вт), с всплесками в коротковолновой части спектра, соответствующим резонансам мод высших порядка в спектре ВБР, также как и для 10-мкм зеркала.

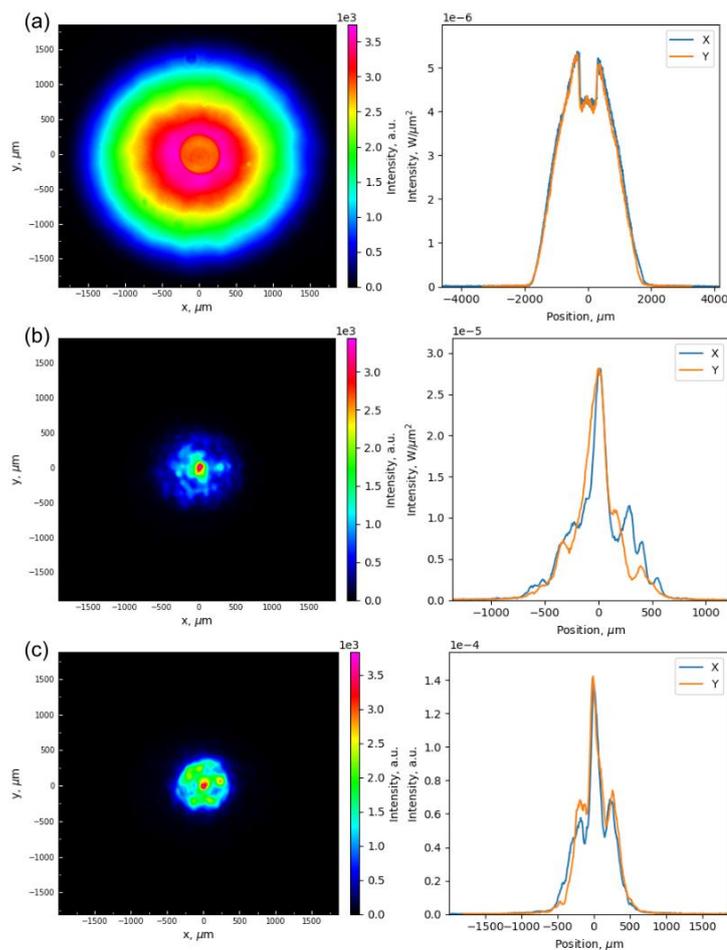


Рис. 2.11. Распределение интенсивности выходной накачки ниже порога ВКР (а) и сгенерированный стоков пучок при мощности 4 Вт (б) для 15-мкм зеркала. Распределение интенсивности сгенерированного стокова пучка при выходной мощности 31.4 Вт для 12-мкм зеркала (с).

Также нами было протестировано 10-мкм зеркало с просветляющим (AR) покрытием, поскольку покрытие смещает оптимальный диаметр зеркала к меньшим значениям. Нам не

удалось полностью устранить френелевское отражение от периферийной области (оно оценивается как 1-2%). Поэтому характеристики RFL для 10-мкм зеркала с AR покрытием оказались близкими к характеристикам 10-мкм зеркала без покрытия (см. Рис. 2.12), основным улучшением является параметр качества пучка на высоких мощностях ($M^2 \approx 3.2$), что близко к значениям M^2 , полученным для 12-мкм зеркала.

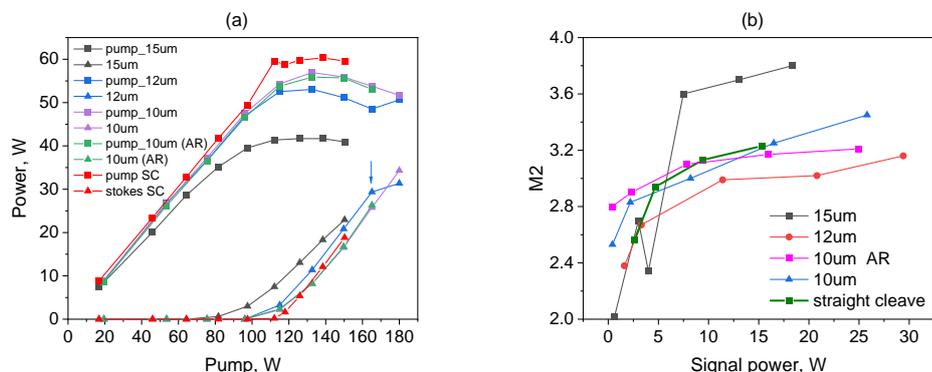


Рис. 2.12. Выходная мощность лазера (a) и качество пучка (b) для различных радиусов зеркала в сравнении с прямым сколом. На (a) также показана проходящая мощность накачки и порог Стокса 2-го порядка (стрелкой).

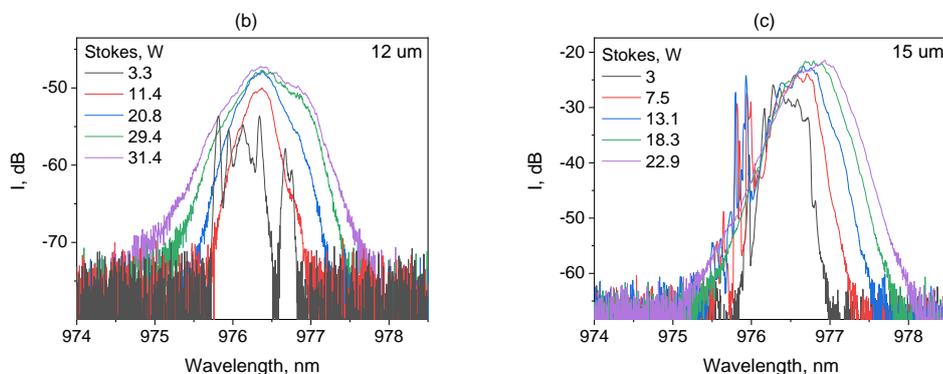


Рис. 2.13. Спектры Стокса RFL в конфигурациях с выходным зеркалом 12 мкм (b) и 15 мкм (c).

Так как выходное торцевое зеркало имеет широкий спектр отражения, это позволило впервые реализовать перестраиваемый волоконный ВКР лазер с диодной накачкой. Для этого была собрана конструкция растяжения плотной ВБР с помощью шагового двигателя. На рис. 2.14 приведены спектры генерации ВКР лазера при перестройке плотной ВБР в интервале 976.5-980.5 нм (мощность накачки ~125 Вт). Выходная мощность сигнала при увеличении длины волны ВБР снижается с 5 Вт до ~0.5 Вт и далее генерация пропадает. При увеличении мощности накачки диапазон перестройки растет, при этом повышается порог при отстройке ВБР от максимума ВКР и растет проходящая накачка. При перестройке длины волны качество пучка незначительно изменяется (рис. 2.15): $M^2 \sim 2.5$ на краях и ~ 2.8 в середине диапазона перестройки, при этом сам пучок достаточно круглый.

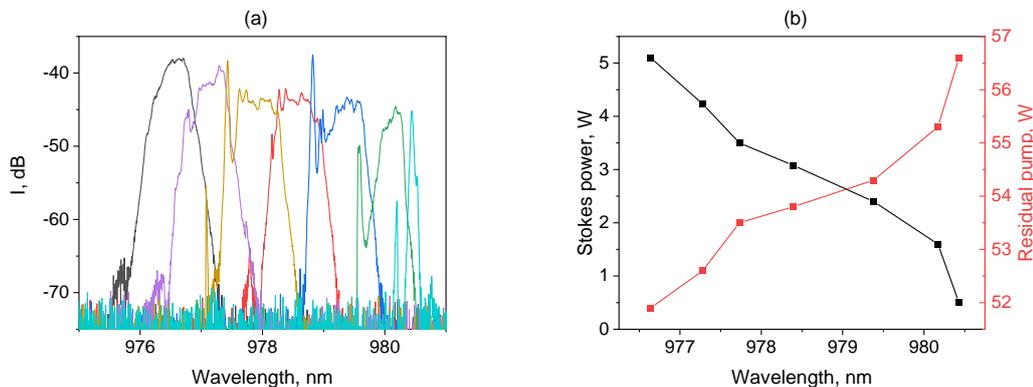


Рис. 2.14. Спектр генерации ВКР лазера при перестройке ВБР (a) и зависимость выходной мощности Стокса и накачки от длины волны генерации (b).

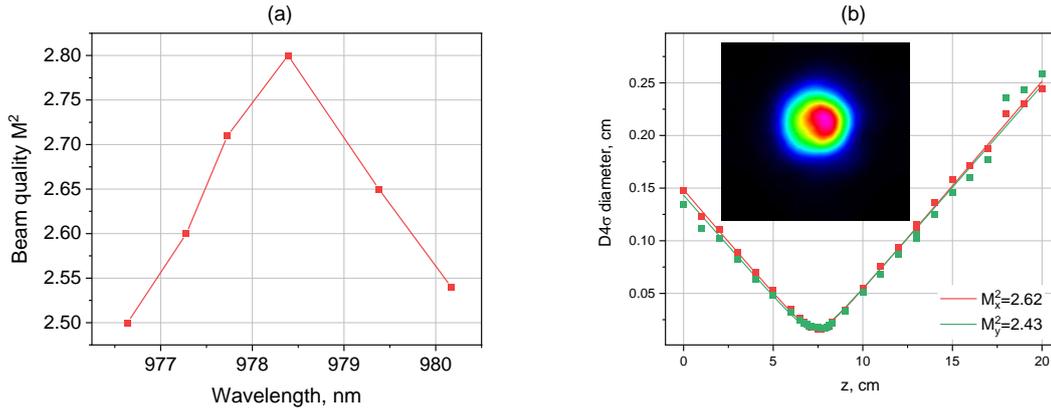


Рис. 2.15. Качество пучка при перестройке длины волны генерации (а), профиль пучка на 976.6 нм (б).

В качестве следующего шага в градиентном многомодовом волокне были записаны случайные структуры и затем апробированы в волоконном ВКР лазере с целью усиления случайной распределенной обратной связи для мод высоких порядков, в частности, с целью генерации кольцевого пучка. Запись случайных структур показателя преломления осуществлялась с помощью пространственного модулятора света, данный метод был существенно модифицирован с целью формирования структур сложной формы.

Для записи использовался фемтосекундный лазер с длиной волны, длительностью импульса и частотой следования 1026 нм, ~230 фс и 1 кГц соответственно. Диаметр лазерного пучка был увеличен с 4 до 8 мм с помощью 2-кратного расширителя, чтобы заполнить активную область (15.36×8.64 мм) отражающего фазового пространственного модулятора света (SLM) Holoeye Pluto-2.1-NIR-149 (см. Рис.2.16). SLM модулирует фазу лазерного пучка и отражает его под небольшим углом, используя фазовые маски, которые создаются вращением молекул жидких кристаллов под воздействием приложенного напряжения. Генерация фазовых масок позволяет перемещать фокусное пятно внутри статичной сердцевины волокна и может быть представлена следующими выражениями:

$$\varphi(x, y) = \varphi_{grating} + \varphi_{tilt}, \quad \varphi_{tilt}(x, y) = k_x x + k_y y,$$

где $\varphi_{grating}(x, y) = (2\pi/\Lambda) \times x$ – фазовая маска, представляющая собой периодическую решетку с периодом $\Lambda = 11$ пиксель для наблюдения +1 порядка дифракции лазерного пучка, $\varphi_{tilt}(x, y)$ – фазовая маска для перемещения фокальной точки в поле зрения микрообъектива (x_f, y_f), x, y – координаты относительно центра экрана SLM, k_x, k_y – параметры, зависящие от угла наклона пучка с координатами x_f, y_f в фокальной плоскости микрообъектива, имеющего фокусное расстояние f :

$$\frac{\lambda k_x}{2\pi} = \frac{x_f}{\sqrt{f^2 + x_f^2}}$$

В приближении $x_f \ll f$ мы можем переписать φ_{tilt} следующим образом:

$$\varphi_{tilt} = \frac{2\pi x_f}{\lambda f} x + \frac{2\pi y_f}{\lambda f} y$$

Для смещения фокальной точки по глубине вдоль оси z (фокусировка или дефокусировка зависит от знака z_f), может быть сгенерирована следующая фазовая маска:

$$\varphi(x, y) = \varphi_{grating} + \varphi_{focus}, \quad \varphi_{focus} = \frac{\pi z_f}{\lambda f^2} (x^2 + y^2),$$

где z_f – смещение по глубине от начальной фокальной плоскости в приближении $z_f \ll f$. Суммирование фазовых масок φ_{tilt} , φ_{focus} приводит к трехмерному смещению фокальной точки в объеме прозрачного материала в нужную точку с координатами (x_f, y_f, z_f) . После отражения от SLM лазерный пучок проходит через 4f-систему с фокусным расстоянием 20

см (рис.2.16), что позволяет разделить порядки дифракции в пространстве в Фурье-плоскости, где расположен пространственный фильтр для выделения 1-го порядка дифракции. Кроме того, оптическое волокно было расположено на трехмерной платформе позиционирования, которая позволяет выставлять начальную позицию фокусировки при использовании 20× микрообъектива.

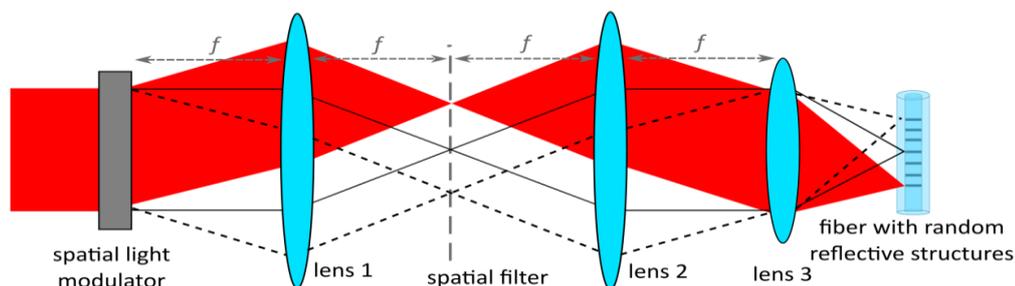


Рис. 2.16. Экспериментальная оптическая схема для записи случайных рэлеевских отражателей на основе 4f-системы с фокусным расстоянием 20 см и SLM.

Исследовались различные режимы прямой поточечной фс записи с помощью SLM с целью определения влияния параметров записи (энергия импульсов, общая длина отражателя) на сигнал обратного рассеяния и спектр отражения случайных рэлеевских отражателей. Измерение характеристик отражателей во временной и частотной областях осуществлялось с помощью оптического рефлектометра в частотной области LUNA OBR4600. На первом этапе проводилась поточечная запись в одномодовом волокне SMF 9/125. Серия коротких отражателей (0.2 мм) со случайной вариацией расстояния вдоль волокна в интервале 5 ± 0.5 мкм записывалась методом поперечного сканирования сердцевинки при разных энергиях импульсов от 160 до 300 нДж (см. Рис. 2.17). Длина отражателей ограничивалась полем объектива ($FOV \approx 400$ мкм). При этом один фс импульс формировал одну неоднородность (штрих) показателя преломления. Поперечное расстояние между штрихами Δu равнялось 1 мкм, а частота кадров SLM составляла 60 Гц. Из Рис. 2.17 видно, что с ростом энергии увеличивается прирост уровня обратного рассеяния относительно естественного уровня (-105 дБ/мм). При значениях энергии от 260 до 280 нДж прирост уровня обратного рассеяния достигает насыщения, а затем уменьшается. Мы предполагаем, что это связано с возрастающими оптическими потерями при увеличении энергии фс импульсов, которое приводит к увеличению размера неоднородности. Случайные отражатели для быстроты процесса записи были изготовлены при максимальной частоте кадров 60 Гц, которую может обеспечить используемый SLM.

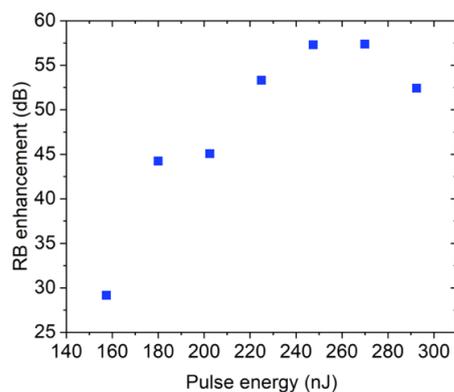


Рис.2.17. Прирост уровня обратного рассеяния в зависимости от энергии фс импульсов, падающих на волокно, при записи случайных отражателей длиной 0.2 мм методом поперечного сканирования сердцевинки.

Для получения необходимого коэффициента отражения были записаны протяженные случайные отражатели. Протяженные отражатели представляют собой массив случайных

отражателей длиной 0.2 мм со случайным перекрытием между соседними отражателями, при этом длина перекрытия 10-20 мкм. Расстояние вдоль волокна со случайной вариацией также составляло 5 ± 0.5 мкм. Наложение коротких случайных отражателей друг на друга осуществлялось путем продольного перемещения волокна с помощью трехмерной платформы позиционирования PlanarDL. На Рис. 2.18 представлена зависимость усредненного коэффициента отражения в спектральной области 1.55 мкм от общей длины случайных отражателей, записанных при энергии 1 мкДж. Видно, что с увеличением длины увеличивается коэффициент отражения, т.к. количество рассеивающих неоднородностей также увеличивается. При этом для отражателя длиной 0.2 мм в спектре отражения наблюдается модуляция с периодом равным ≈ 8 нм (Рис. 2.18b). С увеличением длины отражателя до 2 мм период модуляции уменьшается до ≈ 0.5 нм, как видно из Рис. 2.18a, где представлена зависимость периода модуляции от длины отражателя. Кроме того, случайная вариация расстояния вдоль волокна в пределах ± 0.5 мм отражателя позволила получить широкополосный спектр отражения в спектральном диапазоне 1.55 мкм шириной >80 нм.

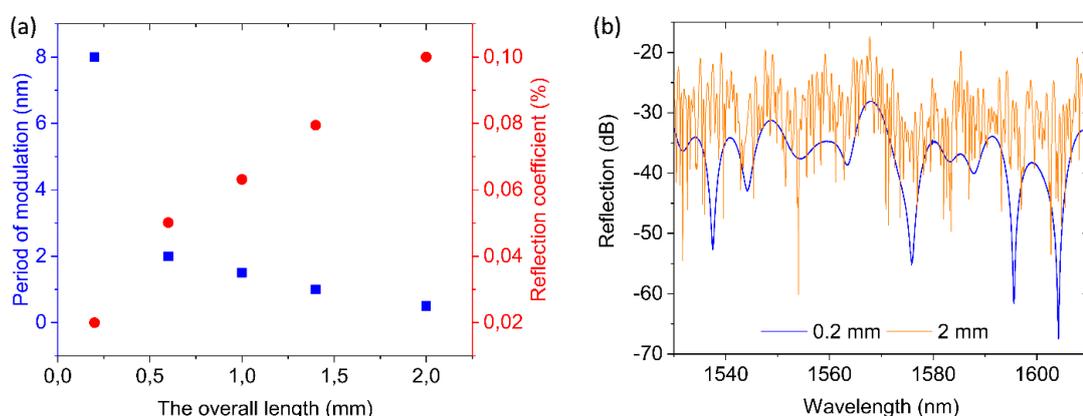


Рис. 2.18. Период модуляции спектра отражения и коэффициент отражения в спектральном диапазоне 1.55 мкм случайных отражателей в зависимости от общей длины отражателя (a). Спектры отражения случайных отражателей длиной 0.2 и 2 мм (b). Все отражатели записаны при энергии фс импульсов 1 мкДж.

Методика записи на основе SLM дает возможность изготавливать случайные рэлеевские отражатели со сложной поперечной геометрией, что является привлекательным подходом для селективного поперечных мод выходного излучения волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Для этого проводилась записи случайных отражателей с кольцеобразной геометрией в поперечном сечении (Рис. 2.19) многомодового GRIN волокна Draka 100/140 μm . В процессе записи с фокусировкой фс излучения через микрообъектив Mitutoyo APO NIR 20 \times использовались найденные выше параметры записи, при которых наблюдался требуемый уровень отражения $\sim 0.01\%$ при общей длине отражателей 2 мм. При этом расстояние между кольцами и диаметр колец отражателя варьировались случайным образом в пределах 4.5-5.5 мкм и 10-30 мкм, соответственно, поперечное расстояние между неоднородностями (штрихами) $\Delta x \sim 1$ мкм.

На Рис. 2.20a представлен прирост уровня обратного рассеяния кольцеобразного случайного отражателя, записанного при энергии 960 нДж. Вблизи области волокна с усиленным рэлеевским рассеянием, в измеренном сигнале обратного рассеяния наблюдается небольшое повышение, которые мы относим к артефактам измерения рефлектометром LUNA4600. На Рис. 2.20b приведен спектр отражения кольцеобразного отражателя, записанного при энергии 1 мкДж. Спектр отражения стал широкополосным из-за случайной вариации расстояния и диаметров колец, что также дает возможность создать перестраиваемый волоконный ВКР-лазер. При оптимальных параметрах спектр отражения имеет ширину >80 нм и представляет собой набор провалов и пиков с периодом ~ 0.5 нм.

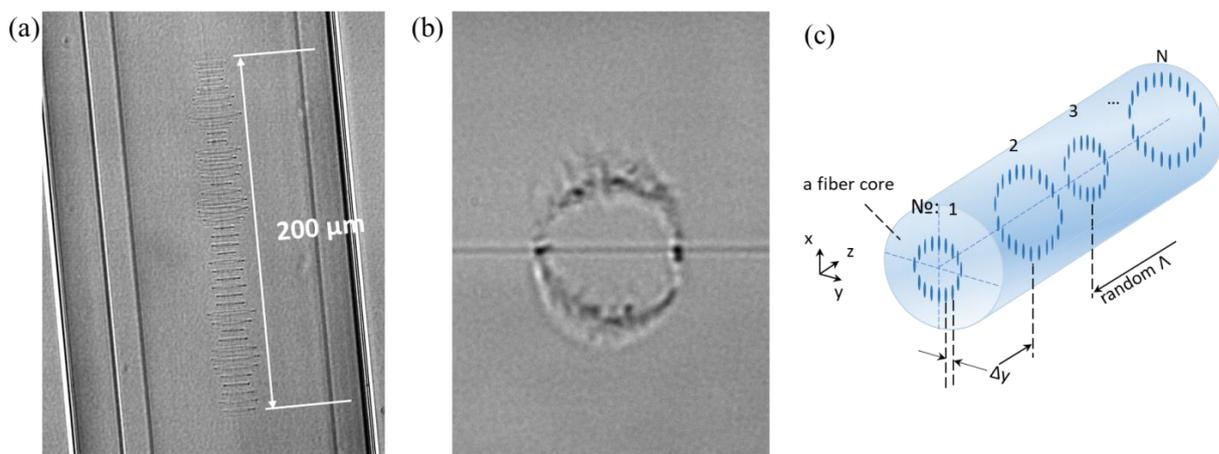


Рис. 2.19. Фотография сверху (а), в поперечном сечении (b) и схематический рисунок (c) кольцеобразного случайного отражателя.

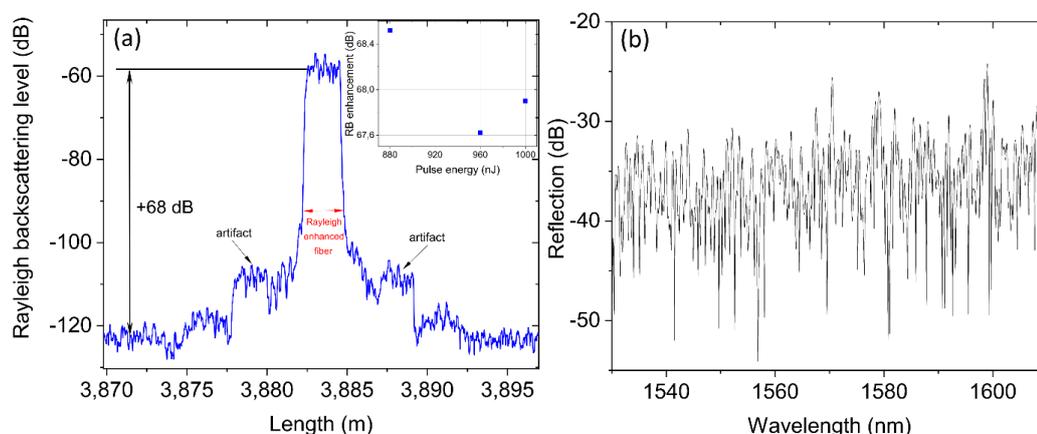


Рис. 2.20. Уровень обратного рассеяния (а) и спектр отражения (b) кольцеобразного случайного отражателя длиной 2 мм, записанного при энергии фс импульсов ~ 1 мкДж.

Далее записанные кольцевые случайные структуры проверялись в многомодовом ВКР-лазере с диодной накачкой (рис. 2.9), где торцевое зеркало заменялось на 3D случайный отражатель. Проверялись три выходных (ОС) 3D случайных отражателей, изготовленных при различной энергии фс импульсов вблизи оптимального значения (2.75, 3 и 3.2 мкДж) и соответственно имеющих различные коэффициенты отражения и потерь. На рис. 2.21 показана выходная мощность генерации стоксовой волны ВКР на 976 нм в зависимости от входной мощности накачки. Максимальная эффективность ВКР преобразования в волну Стокса достигается в случае ОС отражателя, записанного с максимально энергетичными импульсами (3.2 мкДж), выходная мощность случайной генерации достигает 5.3 Вт. Сравнение измеренных спектров генерации со спектром отражения ВБР, максимум которого соответствует длине волны отражения основной моды, а пики, расположенные левее максимума, соответствуют отражению высших поперечных мод GRIN волокна, показывает, что ВКР генерация происходит на коротковолновом склоне ВБР, т.е. возбуждаются высшие поперечные моды, причем тем сильнее, чем ниже энергия импульсов. Измерения параметра качества пучка (M^2) согласуются с анализом спектров генерации. Так, при использовании отражателей с энергией импульса фотомодификации 2.75, 3, 3.2 мкДж параметр M^2 изменялся как 5.6, 4.7 и 4.2 соответственно. На рисунке 2.21с показан профиль интенсивности выходного пучка для самого плотного отражателя (3.2 мкДж), измеренного в плоскости торца волокна. Видно подавление основной моды и образование кольцевой оптической структуры.

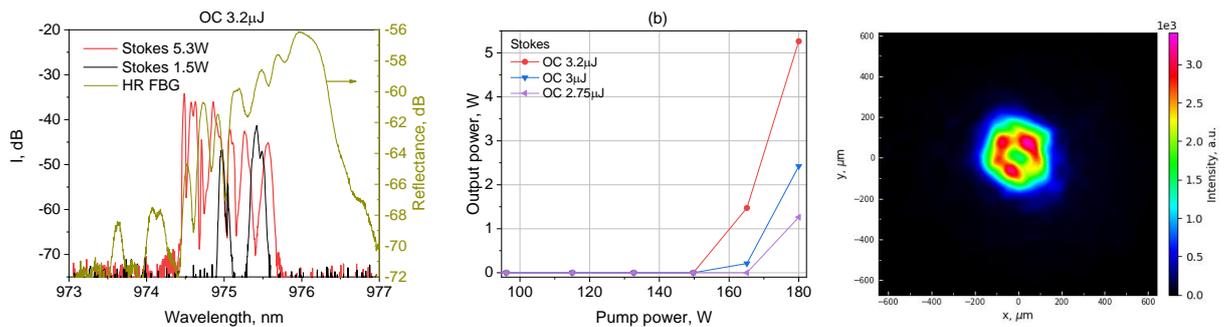


Рис. 2.21. (а) Спектр генерации ВКР-лазера с отражателем ОС 3.2 мкДж в сравнении со спектром отражения ВБР. (б) Выходная мощность лазера с различными образцами случайных отражателей. (с) Профиль интенсивности пучка, измеренный в плоскости торца волокна (ОС 3.2 мкДж).

Таким образом, разработана новая техника поточечной записи 3D структур фс-лазером с помощью фазового SLM. Эта техника записи дает возможность перемещать фокусное пятно внутри статического волокна, что позволяет записывать различные отражающие структуры со сложной геометрией. Продемонстрирована запись кольцевых случайных структур в многомодовом GRIN волокне 100/140 мкм с использованием оптимальных параметров записи, которые позволяют достичь усиления обратного рэлеевского рассеяния до +66 дБ/мм. Впервые реализован волоконный ВКР лазер со случайной распределенной обратной связью на основе записанных SLM случайных структур в многомодовом волокне, имеющий кольцевой выходной пучок при низком пороге генерации.

в) мощные квази-одномодовые ВКР и висмутовые волоконные лазеры с генерацией на новых линиях ИК диапазона (на основе ММС с прямой многомодовой диодной накачкой, в т.ч. на разных длинах волн) и исследование возможностей преобразования в видимый диапазон с нелинейным кристаллом внутри резонатора

Была продолжена работа по исследованию многомодового ВКР лазера с комбинированной диодной накачкой на двух длинах волн (~938 и ~970 нм). В этом случае излучение диода на 970 нм находится в спектральной полосе ВКР усиления диодной накачки на 938 нм, что позволяет избавиться от резонатора, генерирующего стоксово излучение 1го порядка. В первых экспериментах выяснилось, что длина волны генерации лазерного диода составляет 970 нм, что потребовало оптимизации длины волны выходной ВБР, т.к. максимум ВКР усиления в этом случае приходится на ~1013 нм. Были изготовлены два варианта выходных ВБР (ОС1,2) с помощью фемтосекундной поточечной записи, спектры отражения которых приведены на рис. 3.1. С их использованием получена и исследована генерация в схеме ВКР лазера (рис.2.9), в которой вместо торцевого зеркала использовалась фс-ВБР, а два лазерных диода накачки имели разную длину волны. На рис. 3.2 приведены спектры ВКР генерации с выходной ВБР ОС1 при выходной мощности сигнала ~20 мВт на 1012.6 нм. Измеренное качество пучка составило $M^2 \sim 2.1$ при максимальной накачке на 970 нм и ухудшается до 2.4 при добавлении накачки 32 Вт на длине волны ~938 нм.

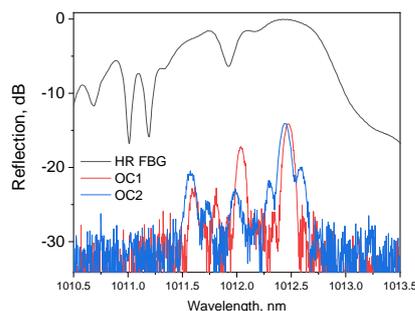


Рис. 3.1. Спектры отражения плотной (HR) и выходных (ОС) ВБР.

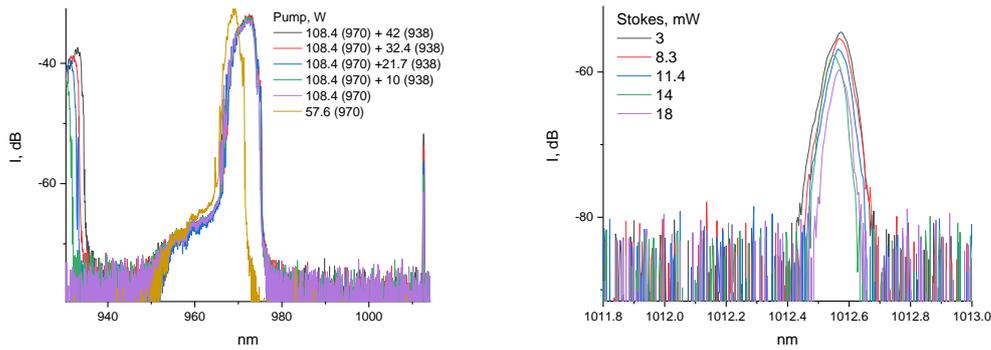


Рис. 3.2. Выходные спектры генерации лазера с выходной ВБР ОС1.

В случае выходной ВБР ОС2 спектр ВКР генерации приобретает многопиковый вид вблизи 1012.4 нм (рис. 3.3а), а мощность растет до 54 мВт при 108 Вт@970нм и 42 Вт@938 нм (рис. 3.3б). Качество пучка при этом практически не меняется по сравнению со случаем ОС1 и составляет $M^2 \sim 2.6$ при максимальной мощности. Т. о. дополнительная накачка в коротковолновой области позволяет генерировать новые длины волн, однако является менее эффективной, чем прямая накачка в максимум ВКР-усиления.

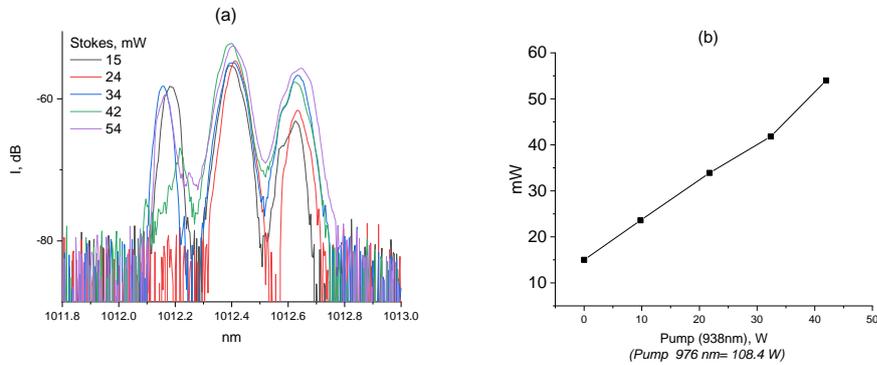


Рис. 3.3. Спектры генерации (а) и выходная мощность от мощности накачки 938нм (б) с ОС2 ВБР.

Также были продолжены эксперименты с многомодовым активным волокном, легированным Вi. В ИЦВО (г. Москва) было изготовлено висмутовое GRIN волокно с двойной оболочкой, обеспечивающей прямую диодную накачку (рис.3.4). Параболический профиль показателя преломления был получен путем непрерывного изменения химического состава заготовки, в частности, концентрации GeO_2 . Профиль показателя преломления (ПП) изготовленной заготовки был измерен с помощью профилометра преформ Photon Kinetics PK2600. Видно, что полученный образец имел ПП, близкий к так называемому градиентному профилю (GRIN). Максимальная разница в показателях преломления между сердцевиной и оболочкой составила 0,0098. Эта заготовка была модифицирована для вытяжки волокон с двойной оболочкой с 30- и 60-мкм сердцевиной и диаметром оболочки 130 мкм.

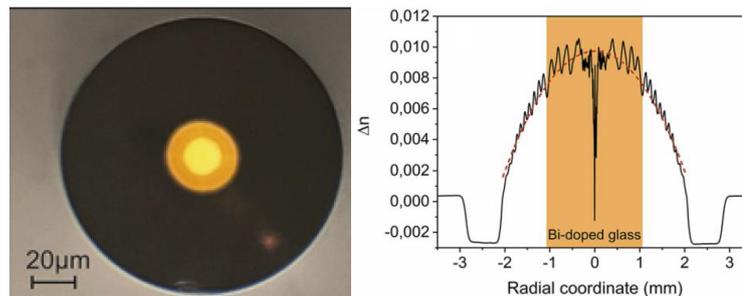


Рис. 3.4. Изображение поперечного скола активного висмутового волокна (а), профиль показателя преломления изготовленной заготовки (б).

В вытянутых GRIN волокнах методом поточечной записи были изготовлены ВБР как с низким, так и высоким коэффициентом отражения, которые использовались в качестве зеркал лазера в экспериментах по генерации. Периоды ВБР составляли около 1 мкм, что соответствует резонансу второго порядка на 1454 нм. В случае ВБР с низким коэффициентом отражения общая длина решетки составляла около 2 мм, тогда как длина ВБР с высоким коэффициентом отражения была почти в два раза больше. Кроме того, в данном случае использовалась повышенная энергия импульса около 800 нДж, чтобы создать большее изменение показателя преломления, тогда как в первом случае использовалась более низкая энергия импульса (~500 нДж). Спектры отражения записанных ВБР, измеренные с разрешением 0,07 нм, показаны на рис. 3.5. Коэффициент отражения составил $\approx 90\%$ и $\approx 5\%$ на 1454 нм для высокотражающей и слабоотражающей ВБР соответственно. Спектральная ширина составила $\approx 0,3$ нм.

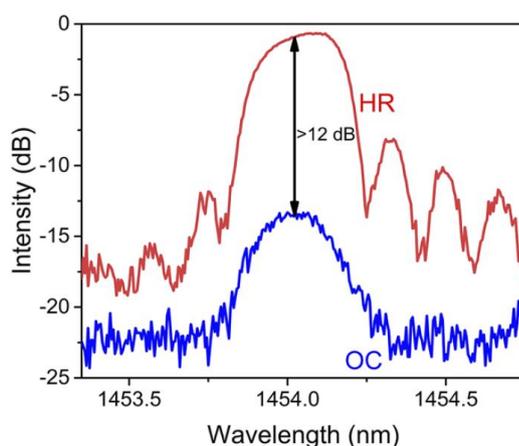


Рис. 3.5 Спектры отражения высокотражающей и слабоотражающей ВБР, записанных в активном висмутовом волокне.

Записанные ВБР далее использовались для формирования резонатора волоконного лазера, схема которого представлена на рис. 3.6. Излучение от 2 диодов накачки с длиной волны 808 нм и мощностью 30 Вт через объединитель накачки заводилось в резонатор лазера, сформированного в 170 м висмутового ММ GRIN волокна высокотражающей ВБР с одной стороны и различными типами отражателей с другой: прямой скол волокна ($R \approx 4\%$), слабоотражающая ВБР, слабоотражающая ВБР с приваренным отрезком одномодового волокна SMF-28 с прямым сколом на конце. В этой конфигурации была успешно достигнута генерация на длине волны ~ 1454 нм (см. вставка на рис. 3.7). На рис. 3.7 сравнивается зависимость выходной мощности лазеров с различными конфигурациями резонатора. Порог генерации лазеров составляет 2–6 Вт и дифференциальной эффективностью 2–5,7%. Как видно, полученные зависимости выходной мощности от поглощенной мощности накачки отклоняются от линейных, что обусловлено эффектами насыщения. Максимальная достигнутая мощность составила около 250 мВт в конфигурации лазера с меньшим коэффициентом отражения. На рисунке 3.8 представлены экспериментальные данные по измерению параметра M^2 для различных конфигураций лазера. Аналогичные результаты получены для конфигураций HR-прямой скол (а) и HR-OC ВБР (b), для которых параметр M^2 находился в диапазоне 1,2–1,3. Эти результаты показали, что основная часть ($>85\%$) лазерного излучения распространяется в основной моде, которая селективируется за счет HR FBG, записанной в центральной части сердцевины. Когда кусок одномодового волокна SMF-28 был помещен на выходе лазера, значение M^2 приблизилось к дифракционному пределу 1 (рис. 3.8с). Пространственное распределение интенсивности оптического пучка во всех конфигурациях лазера близко к гауссовому.

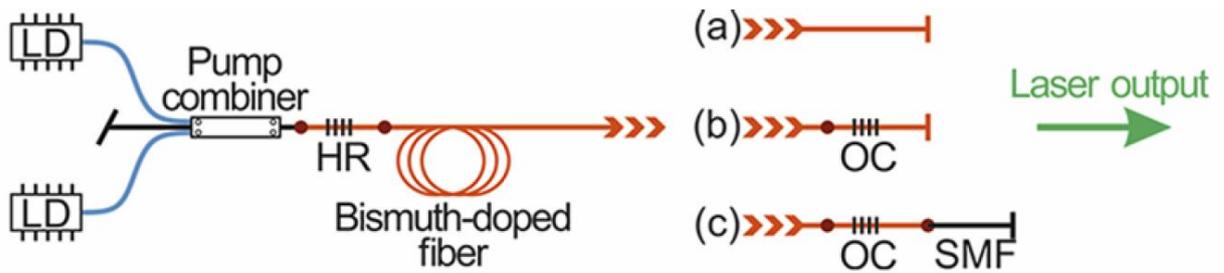


Рис. 3.6. Схема волоконного висмута лазера с различными вариантами отражателей: прямой скол, слабоотражающая ВБР, слабоотражающая ВБР с приваренным отрезком SMF с прямым сколом на конце.

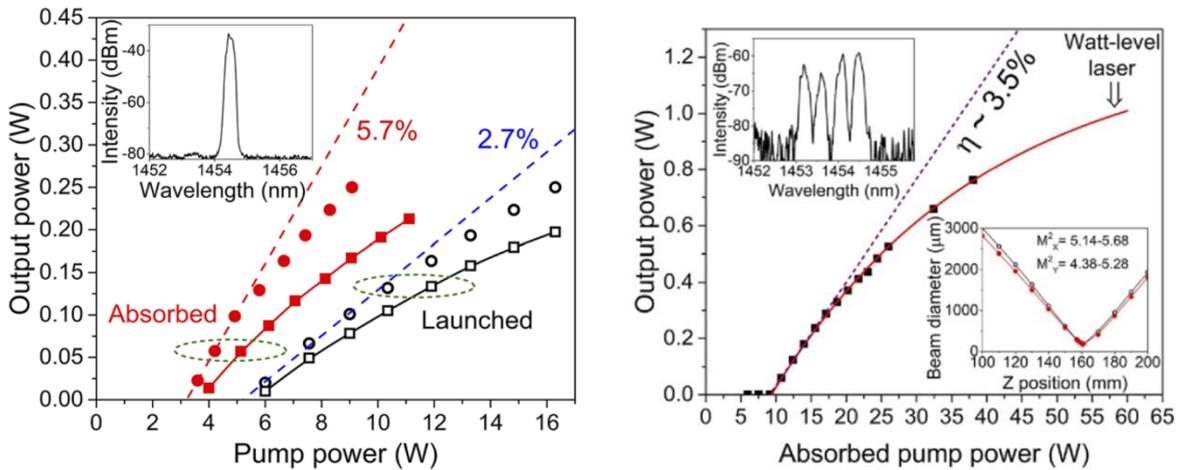


Рис. 3.7. (а) Зависимость выходной мощности лазера на основе MM GRIN висмута волокна (30 мкм) от поглощенной мощности накачки при различных вариантах отражателей: HR-OC ВБР (квадраты) и HR-прямой скол (круги). Вставка: типичный спектр излучения на выходе лазера. (б) Выходная мощность BDF-лазера на основе 60 мкм висмута волокна ($L \approx 140$ м). На вставках: спектр и параметр M^2 .

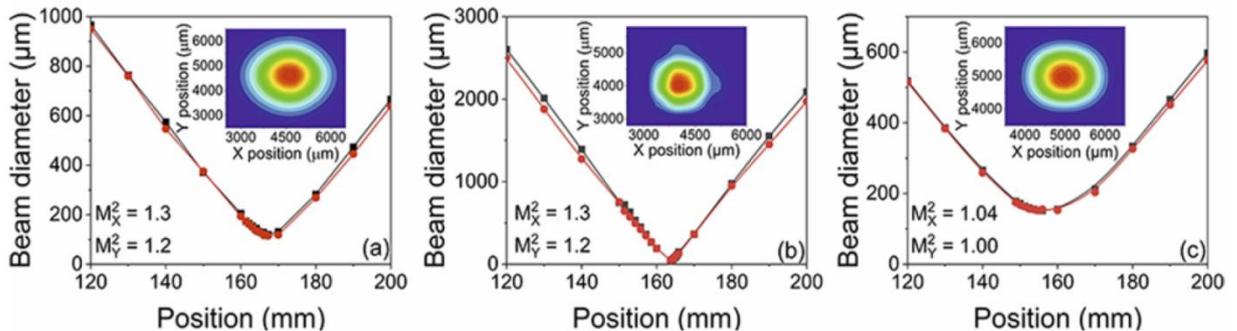


Рис. 3.8. Качество луча M^2 и профиля луча в ближнем поле (вставка) для различных конфигураций лазера: прямой скол волокна, слабоотражающая ВБР, слабоотражающая ВБР с приваренным отрезком волокна SMF с прямым сколом на конце.

При использовании висмута волокна с сердцевинной 60 мкм удалось реализовать волоконный лазер с выходной мощностью 0,8 Вт при максимальной мощности накачки на (рис. 3.7). Средняя дифференциальная эффективность лазера составила 3,5% для поглощенной мощности накачки < 20 Вт. Снижение дифференциальной эффективности лазера по сравнению с лазером с сердцевинной 30 мкм можно объяснить большим количеством поперечных мод для 60 мкм сердцевин, которые имеют меньшее перекрытие с областью легирования и большие вносимые потери на ВБР, участвуя в генерации менее эффективно. Выходной спектр лазера состоит из четырех пиков, которые соответствуют отражению различных групп мод от ВБР, аналогично отражению в пассивном MM GRIN волокне. Наличие большего количества высших мод также привело к увеличению параметра $M^2=4,3-5,7$, что означает неоптимальную селекцию мод записанной ВБР, что требует оптимизации ее структуры в волокне с 60-мкм сердцевинной. Решение всех упомянутых проблем следует рассматривать как следующие возможные шаги для усовершенствования висмута волоконного лазера.

Таким образом, представленные результаты демонстрируют применимость разработанного для ММ волоконного ВКР-лазера подхода и для получения одномодовой генерации в многомодовых висмутовых световодах с прямой диодной накачкой.

Далее исследовалась генерация второй гармоники (ГВГ) излучения ВКР-лазера с прямой диодной накачкой. Сначала была собрана однопроходная схема с новым термостатом и кристаллом PPLN длиной 10 для преобразования излучения на 976 нм. Лазер состоял из градиентного волокна длиной 1 км с 100-мкм сердцевинной и линейного резонатора из двух ВБР (см. схему на рис. 2.9 с учетом замены торцевого зеркала на фс-ВБР), накачка осуществлялась многомодовым лазерным диодом на ~940 нм через многомодовый объединитель накачки. Генерируемый пучок с выходной мощностью до 20 Вт на 976 нм (рис. 3.9а) и параметром качества $M^2 \approx 2,3$ при температуре фазового синхронизма 41,3 °С (рис. 3.9б) был преобразован во вторую гармонику на 488 нм мощностью до 620 мВт (рис. 3.9в), что соответствует квадратичной нелинейности $5.5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$. Это больше полученного ранее значения $1.8 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$, когда использовался кристалл PPLN длиной 5 мм и ВКР-лазер с аналогичными параметрами. Таким образом, с новым кристаллом мощность на 488 нм увеличилась в 1,6 раз.

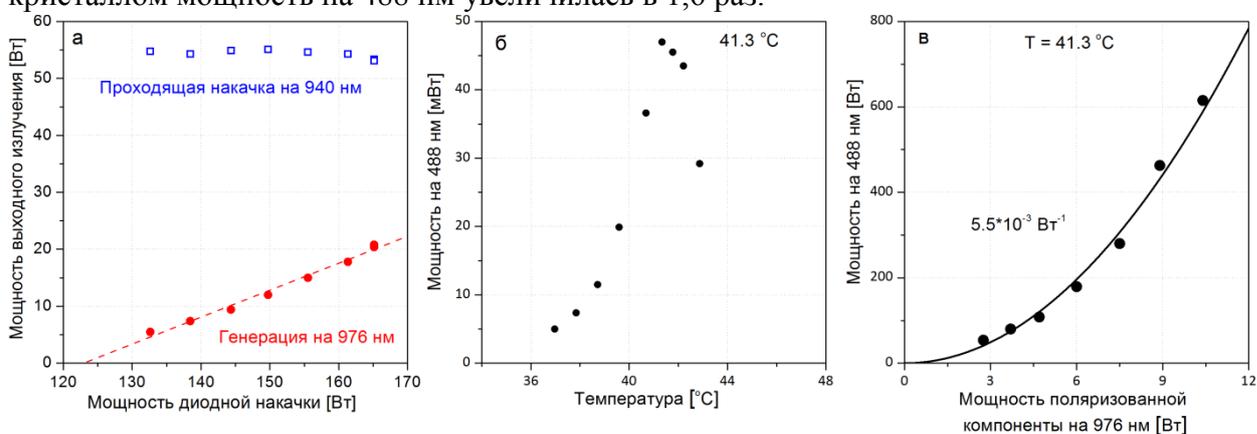


Рис.3.9 (а) Мощность проходящей накачки и генерации ВКР-лазера от мощности диодной накачки; (б) Зависимость мощности второй гармоники от температуры кристалла; (в) Зависимость мощности второй гармоники от мощности основной волны (учитывается одна компонента поляризации излучения).

Для увеличения эффективности ГВГ излучения многомодового ВКР-лазера при небольших мощностях было предложено исследовать резонаторные методы удвоения частоты. Для этого использовалась схема, показанная на рис. 3.10а, где мощность излучения ВКР-лазера накапливается в высокодобротном резонаторе-бабочке, за счет чего происходит эффективная ГВГ за один проход в кристалле PPLN длиной 5 мм. Обеспечение небольшой обратной связи в резонаторе-бабочке для резонатора волоконного лазера позволяет селективировать те продольные моды лазера, которые согласуются с модами высокодобротного резонатора. Таким образом, можно эффективно удваивать многочастотное излучение без необходимости подстройки резонаторной длины.

Для проверки принципиальной возможности резонаторной ГВГ был собран ВКР-лазер с длиной волны около 954 нм на основе многомодового GRIN волокна с сердцевинной 62,5 мкм и воздушным заведением многомодовой накачки, что позволяло защитить диод накачки от лазерного излучения и контролировать величину обратной связи от резонатора-бабочки. Резонатор лазера был сформирован плотной ВБР и прямым выходным торцом, помещенным в коллиматор СЗ (коэф. отражения 4%). Порог генерации для ВКР-лазера длиной 2 км был 40 Вт, а мощность генерации в прямом и обратном направлении достигала 3,2 и 1 Вт, соответственно. С уменьшением длины резонатора до 1 км пороговая мощность возросла на 10 Вт, из-за чего мощность генерации в прямом и обратном направлении уменьшилась до 1,8 и 0,4 Вт, соответственно. Из спектральных характеристик излучения

было видно, что при небольших мощностях генерации присутствовали спектральные компоненты соседних групп поперечных мод, отстроенных на $\sim 0,6$ нм от основного пика, которые с ростом мощности замывались. Измеренный параметр M^2 для резонатора 2 км был 2,8, т.е. ВКР-лазер генерировал несколько поперечных мод.

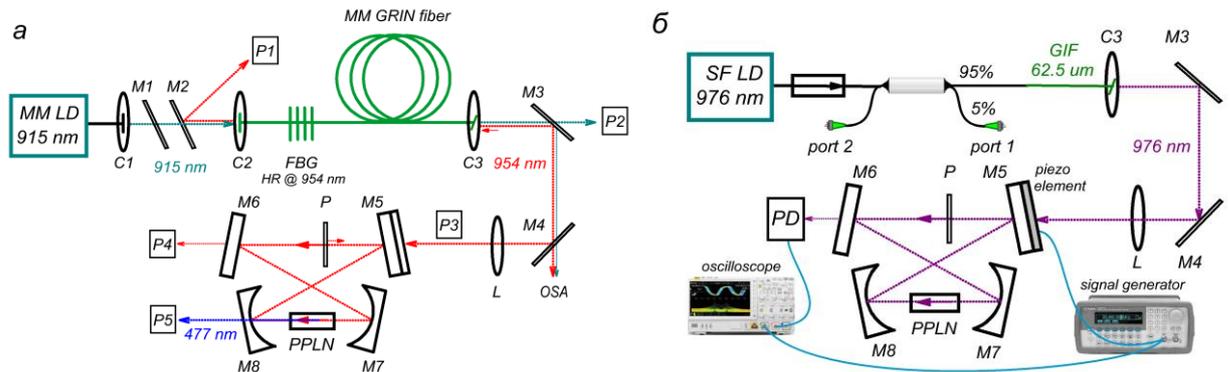


Рис. 3.10. (а) Схема резонаторного удвоения частоты ВКР-лазера: MM LD – многомодовый лазерный диод с длиной волны 915 нм; C1 – C3 – коллиматоры; M1 – M6 – плоские дихроичные зеркала; M7, M8 – сферические дихроичные зеркала; FBG – волоконная брэгговская решетка; MM GRIN fiber – многомодовое волокно с градиентным профилем показателя преломления и диаметром сердцевины 62,5 мкм; P1 – P5 – измерители мощности; L – линза; OSA – анализатор оптического спектра; P – пластинка с просветленными гранями; PPLN – кристалл PPLN; (б) Схема настройки высокодобротного резонатора: SF LD – одночастотный лазерный диод на 976 нм; PD – фотодетектор.

Далее был собран и настроен внешний резонатор-бабочка, для этого использовался одночастотный лазерный диод с длиной волны 976 нм и мощностью до 0,7 Вт, на выход к которому приваривался отрезок градиентного волокна длиной 2 м, чтобы получить многомодовый пучок (см. рис. 3.10б). Параметр M^2 пучка составлял 1,4, а перетяжка диаметром ~ 350 мкм, формировалась линзой L в середине большого плеча резонатора. Согласно расчетам, в данной конфигурации резонатора перетяжка в нелинейном кристалле была ~ 55 мкм. На пьезоэлемент, прикрепленный к зеркалу M5, подавался синусоидальный сигнал с генератора сигналов, в результате чего длина резонатора менялась и на фотодетекторе PD за зеркалом M6 были видны острые пики пропускания резонатора. На осциллограмме между максимальными пиками пропускания, соответствующими продольным модам резонатора, также видны пики пропускания поперечных мод с вдвое меньшей амплитудой (рис. 3.11б). После подстройки пластинки P, помещенной внутрь резонатора-бабочки для создания обратной связи и привязки резонатора ВКР-лазера к высокодобротному резонатору, величина отражения назад, детектируемая из порта 2 ответителя 95/5 на рис. 3.10б, выросла на 25 дБ (см. рис. 3.11а). При этом амплитуда пиков пропускания как продольных, так и поперечных мод уменьшилась на $\sim 50\%$ (рис. 3.11в).

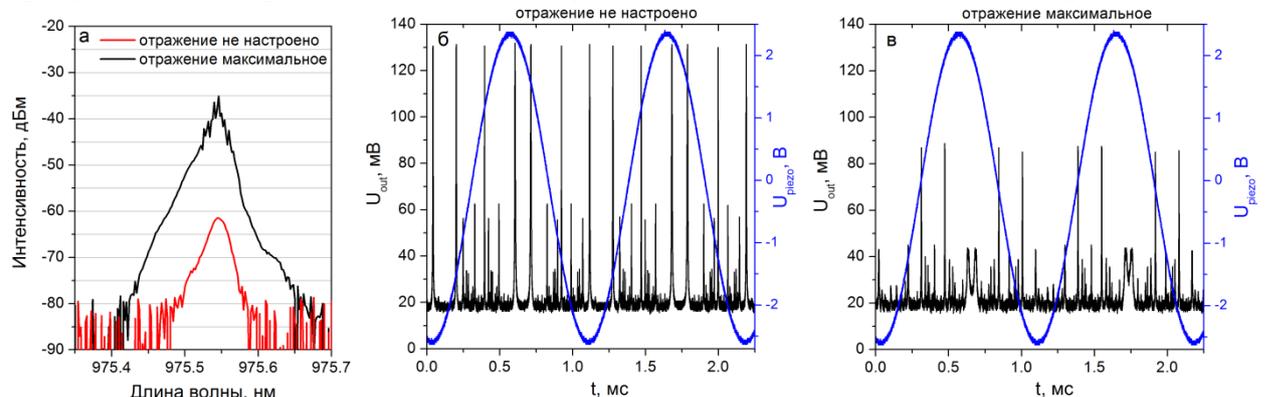


Рис. 3.11 (а) Спектры отражения назад от резонатора-бабочки; (б-в) Осциллограммы пропускания резонатора-бабочки при не настроенном и настроенном отражении от пластинки P, соответственно. Синим цветом показан сигнал, подаваемый на пьезоэлемент.

После настройки резонатора-бабочки была собрана схема, показанная на рис. 3.10а, и исследованы ее характеристики. В этом случае отражателями были плотная ВБР и пластинка P , помещенная внутрь резонатора. С изготовленной УФ-лазером ВБР с центром точно на 954 нм ширина (FWHM) спектра генерации составила 0,7 нм. Для сравнения также использовалась узкополосная ВБР, записанная фс излучением с центральной длиной волны 954 нм и FWHM=0,15 нм. Спектрально-мощностные характеристики генерации с использованием резонатора-бабочки для разных конфигураций ВКР-лазера показаны на рис. 3.12. Порог генерации уменьшился с 40 до 30 Вт, при этом истощения проходящей накачки не наблюдалось, а мощность генерации назад была в 2 раза меньше, чем для собственно ВКР-лазера, описанного выше. Судя по величине порога, коэффициент отражения назад от пластинки P был более 4%. С уменьшением длины резонатора до 1 км порог лазера незначительно возрастал. Спектры генерации, измеряемые OSA, были нестабильны и состояли из множества пиков. Для лазера длиной 2 км эти пики сливались, область их возникновения была широкой для широкополосной УФ ВБР (б) и сужалась для узкополосной фс ВБР (г). Для лазера длиной 1 км пики становились более различимыми (в), а с фс ВБР их количество сократилось до трех (д) с расстоянием $\sim 0,3$ нм. Вероятно, пики соответствуют двум группам поперечных мод лазера и пику взаимодействия между ними.

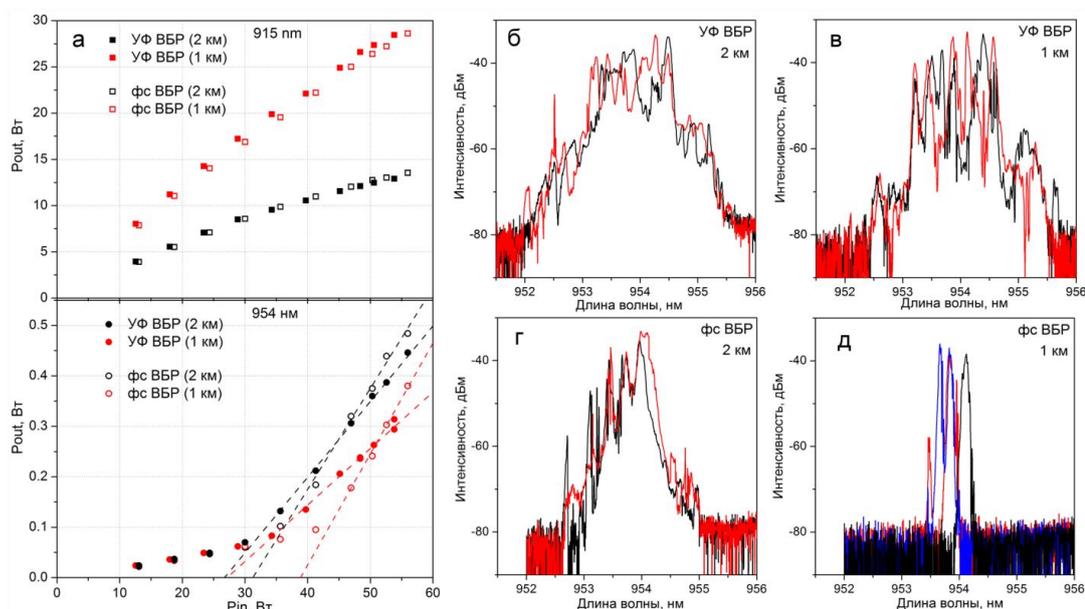


Рис. 3.12. Характеристики излучения ВКР-лазера с прямой диодной накачкой и резонатором, сформированным плотной ВБР и отражением от пластинки P : а. Мощность проходящей накачки на 915 нм (P_2) и генерации назад на 954 нм (P_1); б, г - выходные спектры для лазера длиной 2 км с УФ ВБР и фс ВБР, соответственно; в, д - выходные спектры для лазера длиной 1 км с УФ ВБР и фс ВБР, соответственно.

Частотно-временные характеристики основной волны на 954 нм с выхода P_4 и второй гармоники на 477 нм с выхода P_5 (см. рис. 3.10а) показаны на рис. 3.13. Здесь использовался ВКР-лазер длиной 2 км с УФ ВБР. На осциллограммах излучения (а,г) видна модуляция амплитуды с периодом 20 мкс. Только если для основной волны амплитуда модуляций относительно мала и излучение близко к непрерывному (а), то вторая гармоника сильно промодулирована (г). В измеренном радиочастотном спектре сигнала на 954 нм наблюдалась гребенка частот с расстоянием между линиями ≈ 50 кГц, что соответствует частоте обхода резонатора длиной 2 км (в). На (б,д) показаны частотные спектры излучения основной волны и второй гармоники, полученные из осциллограмм с помощью метода быстрого преобразования Фурье (БПФ). На них отчетливо виден пик с частотой 830 МГц, который соответствует межмодовой частоте резонатора-бабочки длиной 35 см. Пик промодулирован колебаниями с частотой 50 кГц (е). Таким образом, за счет обратной связи осуществилась привязка мод ВКР-лазера к модам резонатора-бабочки.

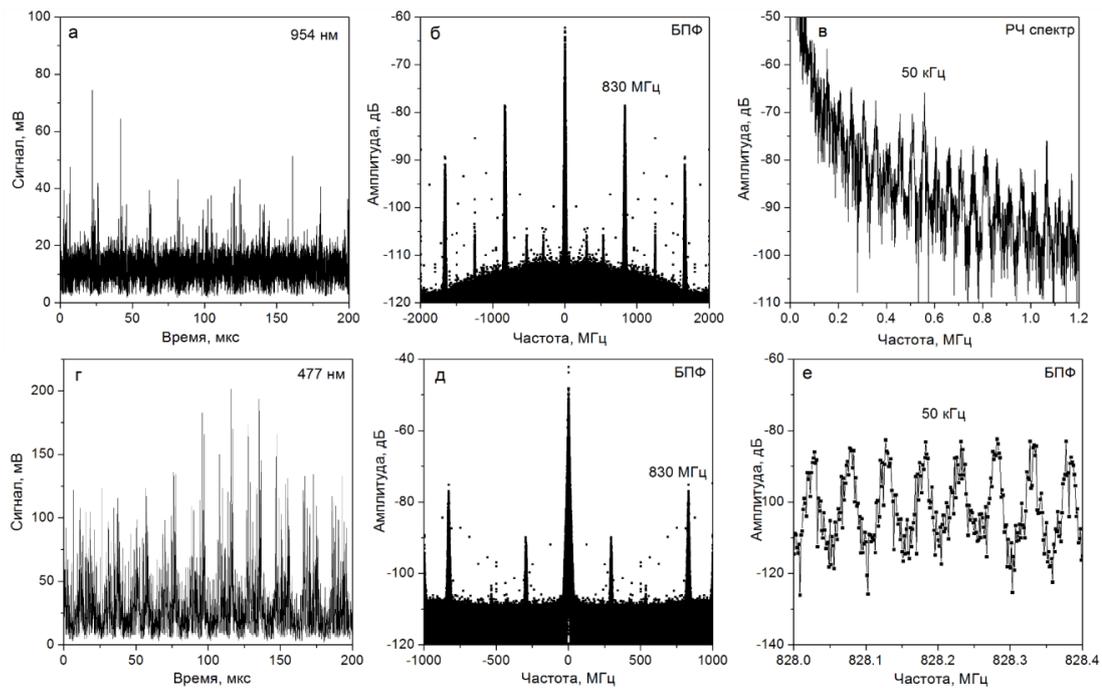


Рис. 3.13. (а,г) Осциллограммы излучения основной волны и второй гармоники на выходе резонатора-бабочки, соответственно; б,д – частотный спектр, полученный при БПФ осциллограмм а и г, соответственно; (в) Измеренный радиочастотный спектр основной волны; (г) Приближенная частотная область вблизи пика на 830 МГц из графика д.

С помощью ПЗС-камеры был измерен параметр M^2 (рис. 3.14) пучка основной волны на 954 нм с выхода Р4 (а) и второй гармоники на 477 нм с выхода Р5 (б). Видно, что качество пучка основной волны улучшается с помощью высокодобротного резонатора до фундаментальной моды ($M^2 \sim 1$), в то время как для второй гармоники $M^2 \sim 2$. Пучок на 477 нм (в) вместе с фундаментальной модой имеет вклад моды LP_{11} и заметно “дышит”.

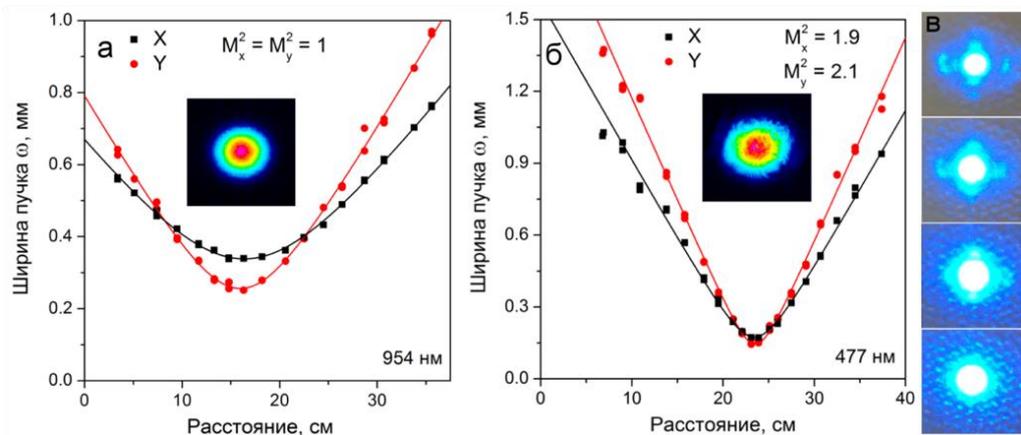


Рис. 3.14. Измерение параметра пучка M^2 основной волны (а) и второй гармоники (б) на выходе резонатора-бабочки. На вставках показан пучок в дальней зоне. Пучок второй гармоники на экране в разные моменты (в).

На рис. 3.15 показана зависимость мощности второй гармоники от температуры при разной длине ВКР-лазера и типах используемых ВБР. Для понимания результата максимальные значения мощности были аппроксимированы функцией $(\sin(x)/x)^2$. Видно, что для фс ВБР ширина температурного синхронизма уже, чем для УФ ВБР. При длине ВКР-лазера 2 км для УФ ВБР и фс ВБР максимальная мощность на 477 нм составляла 35 мВт (а) и 45 мВт (б), соответственно. Лучший результат ~60 мВт был получен при длине лазера 1 км с фс ВБР. Возможно, это связано с тем, что узкополосное излучение на 954 нм (д) лучше попадает в полосу фазового синхронизма кристалла, однако из-за скачков длины волны вблизи 954 нм увеличивается нестабильность мощности второй гармоники. Мощность неполяризованного излучения основной волны оценивается как 2 Вт, а при

аналогичной мощности и параметре пучка $M^2 = 2,2$ в однопроходной схеме с этим же кристаллом PPLN мощность второй гармоники ранее не превышала 10 мВт. То есть, эффект усиления ГВГ в резонаторной конфигурации составляет ~6 раз.

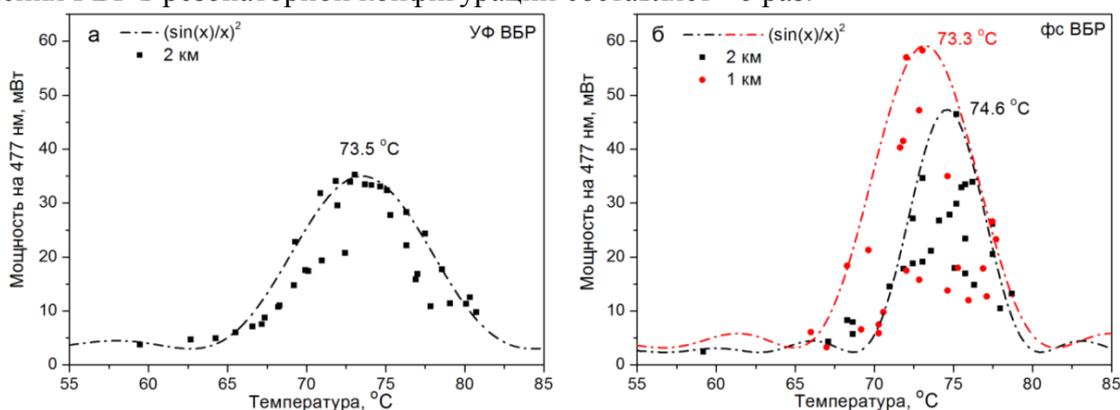


Рис. 3.15. Зависимость мощности второй гармоники от температуры кристалла для ВКР-лазера с широкополосной УФ ВБР (а) и узкополосной фс ВБР (б).

Таким образом, с помощью относительно небольшой обратной связи продольные моды многомодового ($M^2 > 2$) ВКР-лазера с межмодовой частотой 50 кГц были привязаны к модам высокодобротного резонатора-бабочки с межмодовой частотой 830 МГц, при этом параметр качества пучка излучения M^2 на выходе резонатора улучшался до 1. В кристалле PPLN в импульсном режиме генерировалась вторая гармоника излучения на 477 нм с качеством пучка $M^2 \sim 2$ и мощностью до 60 мВт, что в ~6 раз больше, чем в однопроходной схеме при таком же уровне мощности и качестве пучка основного излучения. То есть, впервые продемонстрирован эффект усиления в резонаторной конфигурации ГВГ излучения многомодового ВКР-лазера.

г) импульсные лазеры с активной, пассивной и гибридной синхронизацией мод (на основе ММС или МСС с лазерной или прямой многомодовой диодной накачкой), генерирующие в том числе высокоэнергетичные ультракороткие импульсы (например, пространственно-временные диссипативные солитоны) с исследованием возможностей их преобразования в новые спектральные диапазоны (за счет ВКР)

Многомодовые волоконные лазеры с синхронизацией мод, или, как их ещё называют, лазеры с пространственно-временной синхронизацией мод, привлекают крайне высокое внимание исследователей различных групп. Они обладают чрезвычайно богатым спектром режимов генерации и обещают значительное увеличение как средней мощности выходного излучения, так и энергии генерируемых импульсов (за счёт существенно большей площади моды в многомодовых волокнах). Особенно привлекательна полностью волоконная схема лазера с чётким контролем реализующегося режима и возможностью переключения между режимами по внешнему запросу. Однако, на практике такая реализация встречается со множеством трудностей. В отчётном периоде исследовались различные подходы к реализации гибридного волоконного резонатора, в котором сочетались бы как многомодовые, так и одномодовые оптические волокна. Первый, это реализация кольцевого резонатора с активной средой, и с использованием волокна с увеличенным диаметром моды (LMA). Это увеличивает пиковую мощность импульсов внутри до уровня порядка 1,5 кВт, что уже достаточно для проявления нелинейных эффектов в многомодовых волокнах, таких как керровская самоочистка. Второй подход заключается в использовании эффекта ВКР во внешнем пассивном резонаторе, выполненным преимущественно из многомодового оптического волокна с одномодовой синхронной накачкой. Далее приведены полученные результаты по обоим направлениям.

Несмотря на то, что эффект самоочистки Керра проявляется даже в отрезке одномодового волокна, предыдущие исследования показали, что использовать такой элемент в качестве амплитудного самомодулятора крайне затруднительно. В качестве альтернативного подхода было решено рассмотреть нелинейное оптическое кольцевое зеркало, полностью выполненное из многомодового волокна (ММ-NOLM). Ключевым элементом в нём является ответвитель, который может быть выполнен методом сплавки двух волокон. При таком методе при прохождении ответвителя происходит хаотичное перераспределение энергии по модам, что, как оказалось, является хорошей затравкой для эффекта керровской самоочистки внутри самой петли. Сначала пропускание ММ-NOLM исследовалось методом модовой декомпозиции. На вход подавались импульсы длительностью в 0.5 нс от Nd-YAG лазера с модуляцией добротности. Результаты представлены на Рис. 3.16. Видно, что распределение интенсивности на выходе достаточно быстро принимает гауссово-подобную форму с ярко выраженным максимум в центре, а распределение энергии по модам стремится к распределению Рэлея-Джинса. При этом полный коэффициент пропускания по мощности существенно от энергии импульса не зависит и составляет величину порядка 40%. Таким образом, можно ожидать, что эффект само-амплитудной модуляции в случае применения ММ-NOLM будет проявляться значительно ярче, чем с обычным отрезком многомодового волокна, за счёт более существенного изменения профиля интенсивности.

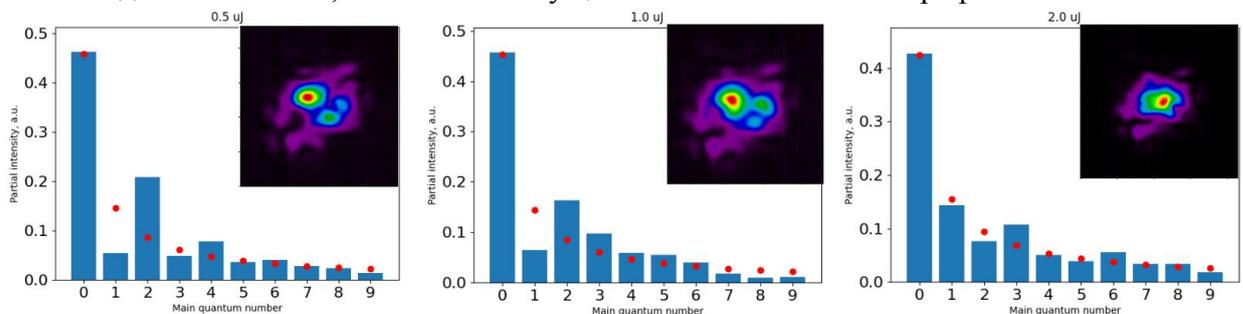


Рис. 3.16. Зависимость модового состава пучка на выходе ММ-NOLM от энергии входных импульсов. На вставках изображены соответствующие распределения интенсивности ближнего поля. Точками обозначено распределение Рэлея-Джинса.

На следующем этапе исследовалась зависимость профиля интенсивности на выходе ММ-NOLM для диссипативных солитонов, генерируемых полностью волоконным лазером с увеличенным диаметром моды (LMA). Длительность генерируемых импульсов оценивалась как 12 пс, а энергия составляла 11 нДж. При этом пиковая мощность составляет величину ~ 1 кВт. ММ-NOLM устанавливалась на выходе лазера. Исследовалось распределение интенсивности в отсутствие режима синхронизации мод (непрерывное излучение), когда пиковая мощность излучения эквивалентна средней и составляла величину порядка 100 мВт, и в импульсном режиме с высокой средней мощностью. Сварка волокон производилась строго по центру, без дополнительных смещений. В качестве дополнительного элемента, способствующего возбуждению мод высоких порядков, на входной порт ММ-NOLM был установлен модовый скрэмблер, представляющий из себя две линейки длиной порядка 5 см с взаимодополняющими выступами, обеспечивающими серию изгибов уложенного в них волокна. Результаты представлены на Рис. 3.17. В верхней строке представлены профили интенсивности для режима с низкой мощностью, а в нижней - в режиме синхронизации мод, т. е. с высокой мощностью. Слева на право отражена зависимость от степени воздействия скрэмблера на волокно. Видно, что есть оптимум по уровню воздействия, когда нелинейные эффекты компенсируют действие скрэмблера (3-ий и 4-ый столбцы), и происходит значительное изменение профиля интенсивности. Эти положения являются наиболее перспективными для дальнейшего изучения.

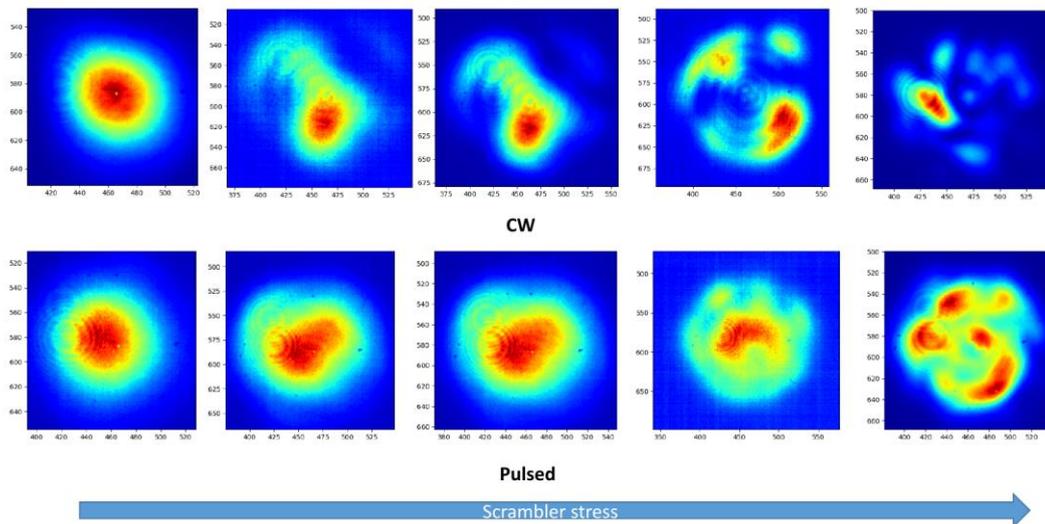


Рис. 3.17. Распределение интенсивности пучка на выходе многомодового нелинейного оптического петлевого зеркала от степени воздействия на волокно модовым скрэмблером.

При реализации второго подхода с внешним ВКР-резонатором особое внимание уделялось сопряжению одномодовой накачки с многомодовым световодом резонатора. В качестве наиболее простого решения использовался одномодовый спектрально-селективный ответвитель, выход которого напрямую сварен с ММ волокном. Для обратного сопряжения и вывода излучения использовалась платформа FiberBench с двумя коллиматорами, установленными волновыми пластинками для контроля поляризации и полупрозрачной пластинкой для вывода излучения (Рис. 3.18). Такая схема обеспечивает достаточную гибкость в плане выбора возбуждаемых мод, которая достигается взаимной юстировкой входного и выходного коллиматоров. При этом полного перекрытия мод не требуется поскольку, как было показано в прошлых работах коллектива лаборатории, для генерации диссипативных ВКР-солитонов достаточно обратной связи всего на уровне сотой доли процента ($1e-4$).

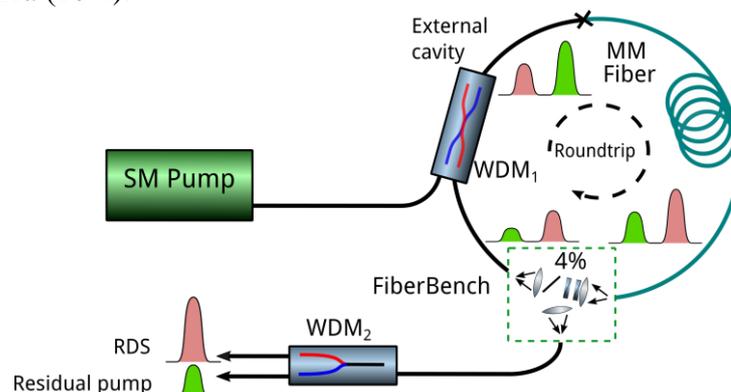


Рис. 3.18. Схема эксперимента по генерации многомодовых диссипативных ВКР-солитонов во внешнем резонаторе.

В качестве накачки использовалась полностью волоконная лазерная система, состоящая из генератора сильно-чирпованных диссипативных солитонов и усилителя. Энергия импульсов на выходе достигала 15 нДж, чего с избытком хватает для генерации не только на германиевом, но и на фосфоросиликатном пике усиления. Однако в случае с многомодовым световодом порог стохастической генерации оказался чрезмерно высоким, что не позволило точно подобрать длину внешнего резонатора. Положение осложняется тем, что достигнутый в усилителе уровень энергии уже является пороговым для генерации стоксова импульса в одномодовом волокне. Таким образом, для дальнейшего исследования генерации многомодовых ВКР-солитонов необходимо добавить дополнительный каскад

усиления с использованием специальных оптических волокон с увеличенным диаметром поля моды, а также установить дихроичное зеркало в платформу FiberBench для непосредственного заведения излучения накачки с многомодовое волокно.

Таким образом, были впервые исследованы нелинейные свойства нелинейного оптического петлевого зеркала, состоящего полностью из многомодового оптического волокна (ММ-NOLM). Измерения модового состава на выходе методом модовой декомпозиции показали, что распределение достаточно быстро (при энергии в 2 мкДж) приходит к распределению Рэлея-Джинса, а пучок приобретает гауссово-образную форму. Таким образом, можно ожидать, что эффект само-амплитудной модуляции в случае применения ММ-NOLM будет проявляться значительно ярче, чем с обычным отрезком многомодового волокна. Показано, что применение модового скремблера на входном порту ММ-NOLM позволяет добиться чёткого переключения характера распределения интенсивности в зависимости от режима работы задающего генератора диссипативных солитонов (непрерывный-импульсный). Кроме того, впервые исследована схема для генерации диссипативных ВКР-солитонов во внешнем резонаторе, состоящем из многомодового волокна. Определены ограничения, присущие одномодовой синхронной накачке (низкий порог ВКР) и пути дальнейших исследований.

3) Применение новых источников излучения и компонент на основе ММС и МСС с 3D структурами и создание экспериментальных макетов следующих систем с демонстрацией их принципиальных возможностей для:

а) генерации и передачи сложных пространственно-временных оптических сигналов (например, вихревых) с помощью ММС и МСС разного типа; оптической обработки сигналов, в том числе в реальном времени, для разложения многомодового излучения на составляющие моды/супермоды для мониторинга модовой динамики в ММС или МСС лазерах и потенциальных применений в оптической связи

Оптические вихревые пучки (вихревые пучки), это пучки со специальным распределением фазы поля, таким, что в центре луча световые волны компенсируют друг друга и образуется точка нулевой интенсивности, а по радиусу значение фазы изменяется от 0 до $2\pi n$, где n также называют топологическим зарядом. Величина этого заряда может использоваться, например, как дополнительная степень кодирования при передаче информации (наравне с фазой, амплитудой и частотой). В многосердцевинных световодах со связью между сердцевинами также возможно распространение вихревых пучков, которые, однако, приобретают дискретную природу (из-за счётного количества числа сердцевин). Для реализации подобного режима распространения фактически надо решить две задачи. Первая, сгенерировать нужное число пучков с требуемым распределением фазы. Вторая — обеспечить необходимую величину связи между сердцевинами оптического световода.

Для создания массива пучков можно использовать итеративный взвешенный алгоритм Герхберга-Сакстона. Он позволяет структурировать излучение с высокой эффективностью, но при этом полностью отсутствует контроль фазы отдельных пучков. Некоторые подробности исследования распространения излучения в 7-ми сердцевинном световоде с его применением были рассмотрены нами ранее. Другой способ, это использовать алгоритмы, позволяющие воспроизвести произвольное распределение поля. Основная сложность здесь - это реализация контроля амплитуды и фазы излучения с применением чисто фазового модулятора света. Для этого есть несколько математических приёмов, но наиболее точным является использование разложения Якоби-Ангера, того же самого разложения, что используется и для вычисления оптического скалярного произведения в методе модовой декомпозиции. Из данного разложения необходимо выделить лишь

корреляционный отклик первого порядка, содержащий необходимую информацию, и сделать «преобразование Фурье». Схема такой установки приведена на Рис. 4.1.

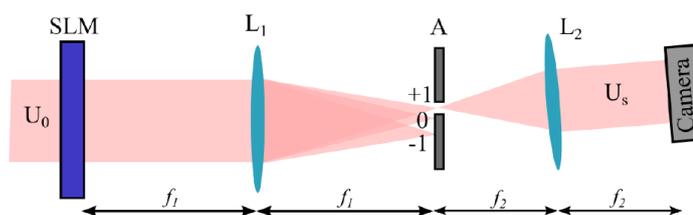


Рис. 4.1. Схема установки по созданию произвольного распределения поля s в точке наблюдения (на камере) из Гауссова пучка (U_0).

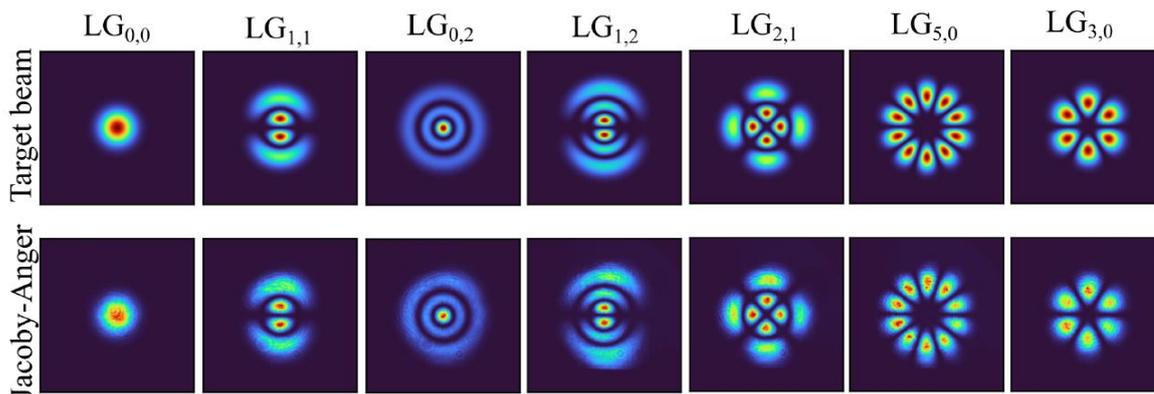


Рис. 4.2. Результаты структурирования поля с применением полностью фазового модулятора света и разложения Якоби-Ангера. Сверху - расчётный профиль, снизу- экспериментально измеренное распределение интенсивности. Коэффициент корреляции не хуже 0.97.

В качестве примера генерации сложных пространственно-временных оптических сигналов были выбраны несколько первых мод многомодового волокна с градиентным профилем показателя преломления. Результаты структурирования представлены на Рис. 4.2. Типичное значение коэффициента корреляции заданного профиля интенсивности (первая строчка) с измеренным (вторая строчка) составляло 0.985, а наихудшее — 0.97, что говорит об их высокой степени соответствия. Подробности алгоритма и возможность улучшения его эффективности были подробно рассмотрены и опубликованы отдельно. Кроме того, было экспериментально проверена возможность контроля фазы на классическом опыте Юнга, когда генерировались два гауссовых пучка, и в области их пересечения наблюдалась интерференционная картина. По смещению минимумов было установлено, что заданная разность фаз полностью соответствует измеренной. Впоследствии излучение разбивалось на 6 пучков, а шаг фазы выбирался таким образом, чтобы обеспечить значение топологического заряда $n=1$.

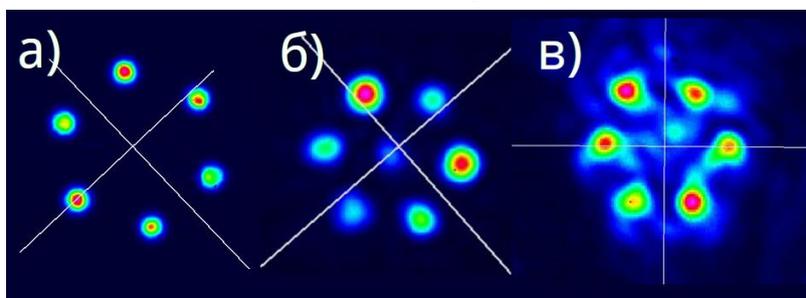


Рис. 4.3. Распространение дискретного вортекса (а) в многосердцевинном волокне с различным уровнем оптической связи между сердцевинами: $6e-6$ (б) и $1e-3$ (в).

При распространении излучения в многосердцевинном световоде решающее значение играет величина оптической связи, т. е. значение интеграла перекрытия между модами различных сердцевин. В имеющемся МСС сердцевинны имеют одинаковый диаметр 5 мкм,

оболочка имеет стандартный диаметр 125 мкм, а расстояние между ядрами равняется 17,3 мкм. При таких параметрах оценочное значение интеграла перекрытия составляет величину 6×10^{-6} , что находится на уровне флуктуаций показателя преломления, возникающих при изгибах световода. Это также приводит к различной степени взаимодействия сердцевин друг с другом, но в то же время, как было показано в предыдущем отчётном периоде, отрезок такого волокна проявляет нетривиальные нелинейные свойства. Для того, чтобы увеличить взаимодействие между сердцевинами была произведена вытяжка отрезка 7-ми сердцевинного световода до диаметра 100 мкм. Более сильная вытяжка нецелесообразна, поскольку волокно уже теряет волноводные свойства. При указанном внешнем диаметре диаметр сердцевин составил 4 мкм, а расстояние между ними уменьшилось до 14 мкм. В результате значение интеграла перекрытия увеличилось до 1×10^{-3} . Такая величина связи уже значительно превышает случайные флуктуации, и все сердцевинки оказываются связанными. При заведении вихря с топологическим зарядом 1 в исходное и вытянутое волокна наблюдается существенная разница выходных распределений интенсивности (Рис. 4.3). В случае без вытяжки, когда степень взаимодействия значительно различается, интенсивность различных сердцевин также сильно различается (Рис. 4.3б). Фактически происходит разрушение исходно заданного распределения вихря. После вытяжки распределение мощности по периферийным сердцевинам становится более однородным, а интенсивность центральной сердцевинки сильно подавлена, что соответствует распределению дискретного вихря на входе (Рис. 4.3в).

Кроме формирования полей произвольной конфигурации разложение Якоби-Ангера позволяет проводить процедуру параллельной модовой декомпозиции, при которой возможно одновременное измерение параметров нескольких мод с высокой скоростью (>300 Гц), ограниченной только параметрами регистрирующей камеры. Альтернативными являются методы с применением искусственных нейронных сетей и так называемая матричная модовая декомпозиция, использующая псевдо-обратную матрицу. Для обоих из них требуется лишь изображение пучка в ближнем поле, но максимальное число мод, при котором происходит уверенное восстановление модового распределения, равняется шести. При попытке восстановить пучок из 10-ти мод точность значительно падает из-за наличия экспериментальных шумов. С применением методики цифровой голографии и разложения Якоби-Ангера в отчётном периоде показана возможность одновременного измерения 10-ти мод со скоростью более 300 Гц, что является рекордом на сегодня. Данным методом исследована динамика мод ВКР-лазера с торцевым отражателем (Рис. 4.4.).

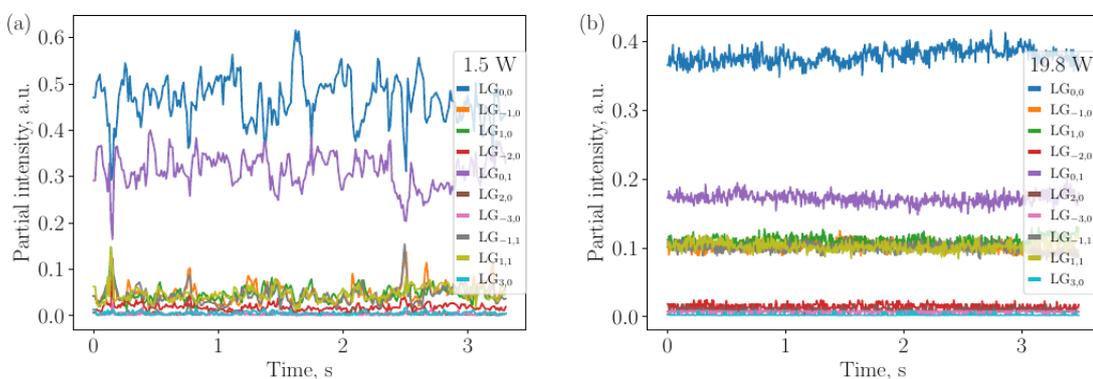


Рис. 4.4. Модовая динамика стоксового пучка ВКР-лазера для первых 10-ти мод вблизи порога (а) и при высокой выходной мощности (б) для торцевого зеркала диаметром 15 мкм.

Сравнение зеркал с диаметрами 12 и 15 мкм, напылённых на торец многомодового волокна, показало следующее. Типичное измеренное время динамики мод находится на уровне сотен миллисекунд и зависит от мощности и диаметра выходного зеркала.

Результаты декомпозиции позволяют сделать вывод, что зеркало с диаметром 12 мкм является оптимальным с точки зрения доли мощности основной моды (порядка 50 % в максимуме мощности). В то же время обнаружен значительный вклад следующей радиально-симметричной моды (порядка 20 %), который значительно увеличивается для зеркала с диаметром 15 мкм из-за большего интеграла перекрытия (Рис. 4.4.). С ростом мощности амплитуда колебаний модового состава значительно уменьшается (вблизи порога генерации она составляет 40 %, а при высокой мощности - 10 %). Сравнение времён нестабильности при различных мощностях приведено в Таб. 1 ниже, где СКО — среднеквадратичное отклонение мощности фундаментальной моды. Таб.1

15 мкм			12 мкм		
Мощность, Вт	СКО	Время, мс	Мощность, Вт	СКО	Время, мс
2,5	0,063	100	1,5	0,067	249
7	0,021	110	3,1	0,014	511
13,1	0,022	125	10,8	0,01	368
20	0,008	167	19,8	0,009	576

Таким образом, в отчётном периоде проведено исследование способов генерации оптических дискретных вихревых и способности многосердцевидных световодов с различной степенью связи поддерживать их распространение. Экспериментально показано, что с применением чисто фазового модулятора света возможно управление как фазой, так и амплитудой поля и, как следствие, создание произвольных распределений. Установлено, что при величине связи между сердцевинами порядка $6 \cdot 10^{-6}$ случайные флуктуации показателя преломления оказывают значительное влияние на режим распространения вихревого, что фактически приводит к его разрушению даже на относительно коротком участке световода (порядка 15 см). При вытяжке волокна и увеличении интеграла перекрытия до уровня $1 \cdot 10^{-3}$ (10^{-3}) уже наблюдается достаточно равномерное распределение интенсивности между периферийными сердцевинами на выходе световода со значительным подавлением центральной, что говорит о распространении устойчивого дискретного вихревого. Также исследована в реальном времени модовая динамика многомодового ВКР-лазера с торцевыми зеркалами разного диаметра, напылённых на торец многомодового световода. Применялась методика модового мультиплексирования, когда с одной фазовой маской, благодаря различным частотным сдвигам, одновременно измеряются параметры нескольких (десяти) мод с высокой скоростью (более 300 Гц), ограниченной лишь параметрами регистрирующей камеры. Характерное время динамики мод - на уровне сотен миллисекунд и зависит от мощности и диаметра выходного зеркала. Установлено, что зеркало с диаметром 12 мкм является оптимальным с точки зрения доли мощности основной моды (~50 %) и вклада (<20%) следующей радиальной моды.

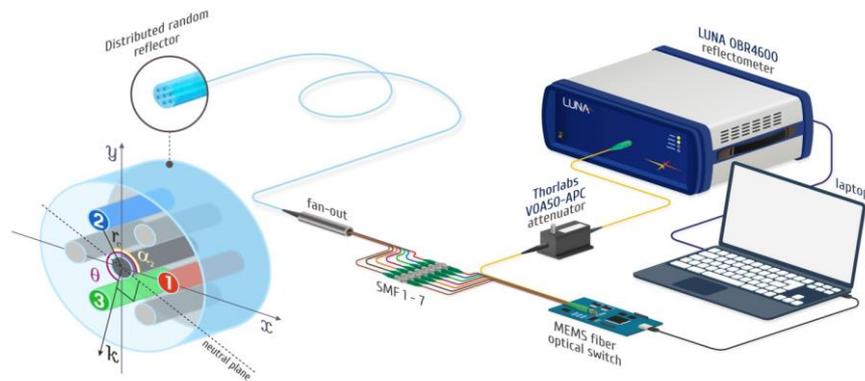
Метод МД был также применен для изучения «термализации» импульсного лазерного пучка, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, как некоего «газа» фотонов в ограниченном пространстве, что позволяет ввести аналогию с термодинамикой при описании поведения этого газа, т. е. перейти к макроскопическим параметрам излучения («температура» и «химический потенциал»). Действительно, полученное теоретически равновесное распределение, характерное для случая распространения излучения в параболическом потенциале (градиентном профиле показателя преломления) подтверждается измерениями распределения энергии пучка по модам, полученного методом МД. В отчётном периоде был сделан следующий шаг в построении аналогии —

вычисление энтропии излучения в зависимости от длины пройденного пути в световоде, что фактически соответствует времени, прошедшему с момент возмущения. Измеренные распределения по модам соответствуют состоянию системы в различные моменты времени, и в итоге оно должно прийти к равновесному распределению, характеризующемуся максимумом энтропии. В результате было получено прямое экспериментальное подтверждение максимизации энтропии, которая сопровождается термализацией многомодового светового пучка, при его нелинейном распространении в оптических волокнах с градиентным профилем ПП.

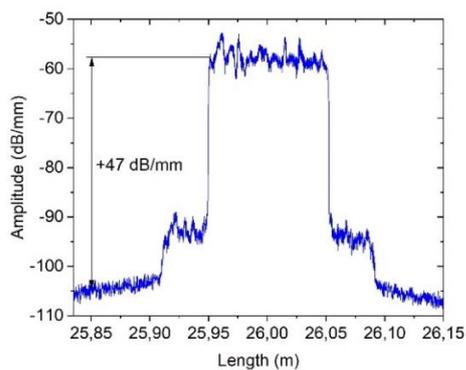
б) мониторинга, сенсинга 3D формы и перемещений с помощью МСС для применений в умных композитах, микрохирургии и других областях, 2D тактильных сенсоров, в том числе с машинным обучением

На данном этапе работ был разработан волоконный датчик 3-мерной формы на основе многосердцевинного волокна с усиленным уровнем обратного рэлеевского рассеяния за счет воздействия фс лазерного излучения. На Рис.4.5 представлена экспериментальная схема распределенного датчика 3-мерной формы на основе многосердцевинного волокна, у которого в боковых сердцевинах №1, 2, 3 и в центральной сердцевине №0 записаны случайные рэлеевские отражатели с помощью фс лазерных импульсов. Каждый отражатель представляет собой массив искусственных неоднородностей, сформированных при воздействии фс излучения, сфокусированного с помощью 50× объектива Mitutoyo с высокой числовой апертурой $NA=0.65$. Расстояние вдоль волокна между искусственными неоднородностями составляло 50 мкм со случайной вариацией ± 5 мкм. Найденная оптимальная энергия импульсов, равная 620 нДж, позволила повысить уровень обратного рассеяния до +50 дБ относительно естественного уровня (-105 дБ/мм) для всех отражателей, записанных в боковых сердцевинах. Кроме того, использование оптимальной энергии предоставило возможность получить относительно небольшие вносимые отражателем оптические потери, равные 8.58 дБ/м в спектральном диапазоне 1550 нм.

(a)



(b)



(c)

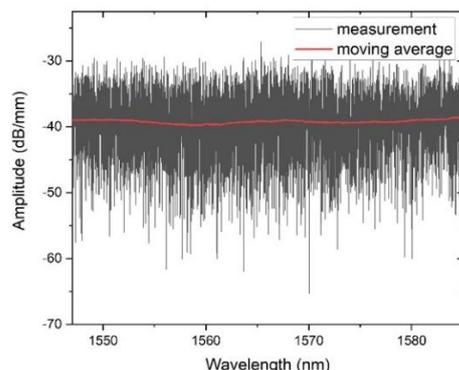


Рис.4.5. Экспериментальная схема волоконного распределенного датчика на основе многосердцевинного волокна с записанными случайными рэлеевскими отражателями (а), уровень обратного рассеяния (b) и спектр отражения (с) случайного рэлеевского отражателя, записанного в боковой сердцевине.

Уровень обратного рассеяния был измерен оптическим рефлектометром LUNA OBR4600 с пространственным разрешением ~ 10 мкм. Рефлектометр также использовался в качестве опросного устройства для полученного распределенного датчика (Рис.4.5). Сначала уровни обратного рассеяния в каждой сердцевине были измерены в отсутствие внешних воздействий, и в дальнейшем данные уровни использовались в качестве референсных. Затем волокно было изогнуто в виде спиральной кривых с различными диаметрами D и шагом h : 1) $D = 56$ мм, $h = 10$ мм, 2) $D = 30.5$ мм, $h = 20$ мм, 3) $D = 30.5$ мм, $h = 12.5$ мм. Таким образом были протестированы 3 различные 3-мерные формы. Уровни обратного рассеяния, полученные в этих измерениях, и референсные уровни были обработаны с помощью алгоритма взаимной корреляции для оценки спектральных ($\Delta\lambda$) или частотных ($\Delta\nu$) сдвигов вдоль волокна из-за деформации ε , вызванной изгибом:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\nu}{\nu} = K\varepsilon,$$

где λ и ν – средняя длина волны и частота, K – коэффициент, полученный из калибровки.

Для учета влияния температур на измерения, спектральный сдвиг в центральной сердцевине, вызванный только температурой, был вычтен из спектральных сдвигов, полученных в боковых сердцевинах. Так как оптический рефлектометр имеет только один оптический канал, уровни обратного рассеяния с разных боковых сердцевин измерялись с помощью MEMS-переключателя Sercalo Microtechnology SC 1 \times 8 (Рис.4.5а), подключенного к МСС через разветвляющее устройство. Использование этого MEMS-переключателя позволяет быстро измерять уровни обратного рассеяния во всех сердцевинах волокна без какого-либо механического воздействия на датчик, что устраняет дополнительные ошибки при восстановлении трехмерной кривой формы, вызванные деформацией. Кроме того, были сравнены восстановленные кривые в случаях естественного обратного рэлеевского рассеяния в сердцевинах волокна и с повышенным обратным рэлеевским рассеянием при различных оптических потерях от 0 до -20 дБ, создаваемых регулируемым волоконно-оптическим аттенуатором Thorlabs VOA50-APC.

После измерений всех уровней обратного рассеяния и последующей обработки с помощью алгоритма взаимной корреляции были получены спектральные сдвиги $\Delta\nu_{ij}$ в i -х сердцевинах в j -й точке вдоль волокна и пересчитаны в приложенную деформацию $\varepsilon_{ij} = -\frac{\lambda}{cK} \Delta\nu_{ij}$, где c - скорость света. Средняя длина волны λ и калибровочный коэффициент K равны 1567 нм и 0,78 соответственно. Для расчета кривизны κ_j в j -й точке вдоль волокна при изгибе на основе полученной деформации ε_{ij} использовалось следующее выражение:

$$\kappa_j = -\frac{2}{Nr_c} \left(\sum_{i=1}^N \varepsilon_{ij} \cos \alpha_i \mathbf{n}_x + \sum_{i=1}^N \varepsilon_{ij} \sin \alpha_i \mathbf{n}_y \right),$$

где r_c – расстояние от центра волокна до i -й боковой сердцевины, α_i – угол между осью x и вектором, направленным к i -й сердцевине (Рис. 4.5а), \mathbf{n}_x и \mathbf{n}_y – единичные вектора вдоль осей x и y , соответственно. Тогда модуль $\kappa = |\kappa_j|$ и аргумент $\vartheta = \arg \kappa_j$ вектора кривизны определяют величину кривизны и направление изгиба, соответственно. Далее для восстановления формы изгиба волокна использовался разработанный ранее метод однородных матриц преобразования

Относительные погрешности $\delta_{rel}(s)$ восстановления всех конфигураций. $\delta_{rel}(s)$ рассчитывались по формуле:

$$\delta_{rel}(s) = \|\mathbf{r}_{meas}(s) - \mathbf{r}_{ref}(s)\|/s,$$

где s – координата вдоль кривой, $\mathbf{r}_{\text{meas}}(s)$ — измеренный вектор положения, определяющий параметрическую кривую в пространстве, $\mathbf{r}_{\text{ref}}(s)$ – вектор положения для референсной кривой. Относительные погрешности при восстановлении кривых в случае датчика без отражателей составляют менее 4%. Такое же значение относительных погрешностей было получено при восстановлении кривой в случае датчика на основе повышенного обратного рассеяния при вносимых оптических потерях 0 дБ. В этом случае погрешность также составила менее 4%.

Было также изучено влияние вносимых потерь на погрешность восстановления формы для обоих типов датчиков. В случае датчика формы, основанного на естественном обратном рассеянии, дополнительные потери в 15 дБ приводят к значительному увеличению погрешности восстановления до 16%, тогда как в случае повышенного обратного рассеяния относительная погрешность остается низкой, как и при отсутствии вносимых потерь. Дальнейшее увеличение вносимых потерь до 20 дБ значительно ухудшает восстановление формы, что приводит к невозможности восстановить кривую в случае естественного обратного рассеяния. Однако, благодаря высокому проросту (≈ 50 дБ) уровня рэлеевского рассеяния в случае сердцевин с записанными отражателями по сравнению с вносимыми потерями восстановление формы имеет низкие относительные погрешности $< 4\%$.

Чтобы проанализировать влияние вносимых потерь на погрешность восстановления формы, мы оценили спектральные сдвиги (Рис. 4.6), измеренные вдоль волокна, в зависимости от вносимых потерь в случае S-образных кривых. Видно, что при отсутствии потерь в обоих случаях датчиков на основе естественном и повышенном обратном рассеянии спектральные сдвиги плавно увеличиваются или уменьшаются в зависимости от положения сердцевины относительно нейтральной плоскости. Однако в случае больших потерь зависимости становятся иными. Диапазон спектрального сдвига увеличивается почти в 10 раз (с -2500 до 1000 ГГц), и в случае датчика, основанном на естественном обратном рассеянии, появляются множественные всплески, что приводит к большим ошибкам в восстановлении формы. В то время как в случае датчика, основанного на повышенном обратном рассеянии, форма кривой и диапазон спектральных сдвигов остаются неизменными, что приводит к малой относительной погрешности.

Таким образом, повышение уровня обратного рассеяния улучшает отношение сигнал/шум волоконного распределенного датчика, что приводит к измерению спектрального сдвига и, следовательно, к восстановлению формы с меньшей погрешностью. Чтобы показать это более детально, проанализируем уровни обратного рассеяния, измеренные в сердцевинах с повышенным и с естественным обратным рассеянием в зависимости от оптических потерь (Рис.4.7). Для обоих датчиков формы при вносимых потерях до 15 дБ амплитуда сигнала обратного рассеяния превышает уровень шума, равный -125 дБ/мм, что приводит к приемлемому результату алгоритма взаимной корреляции для измерений спектрального сдвига. Однако дальнейшее увеличение вносимых потерь до 20 дБ приводит к снижению исходного собственного сигнала обратного рэлеевского рассеяния (-105 дБ/мм) в области измерения до уровня шума оптического рефлектометра (- 125 дБ/мм) (см. Рис. 4.7a). Это приводит к шумоподобному спектральному сдвигу (см. Рис. 4.6с) и значительной ошибке восстановления. Однако для датчика формы, основанного на повышенном обратном рассеянии, уровень сигнала значительно превышает уровень шума благодаря повышению сигнала обратного рассеяния до +50 дБ (см. Рис. 4.7b). Таким образом, спектральный сдвиг остается плавным даже при максимальных оптических потерях в 20 дБ (см. Рис. 4.6d), а кривые восстанавливаются с незначительными погрешностями.

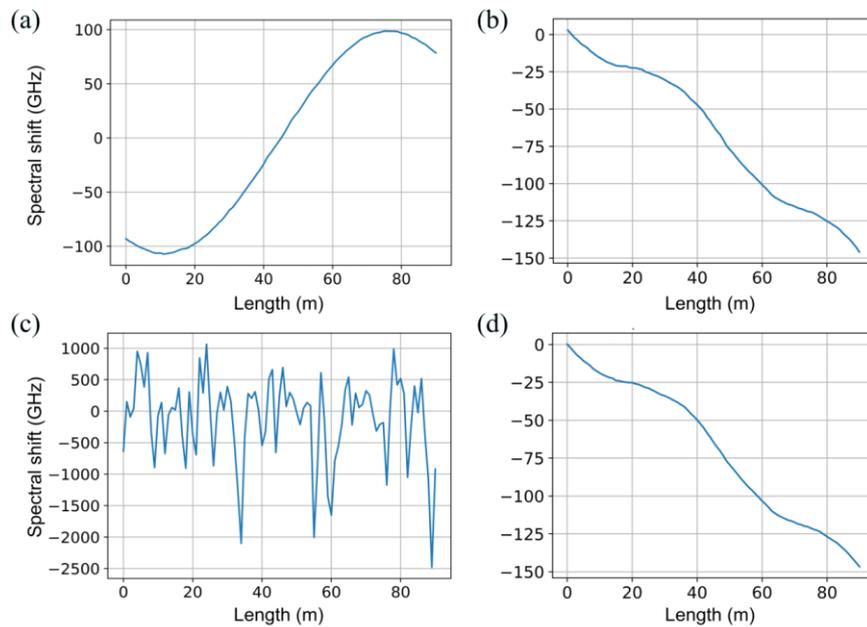


Рис. 4.6. Спектральные сдвиги, измеренные вдоль волокна в случае естественного обратного рассеяния (а, с) и в случае повышенного обратного рассеяния (b, d) без оптических потерь (а, b) и при наличии дополнительных оптических потерь до 20 дБ (с, d).

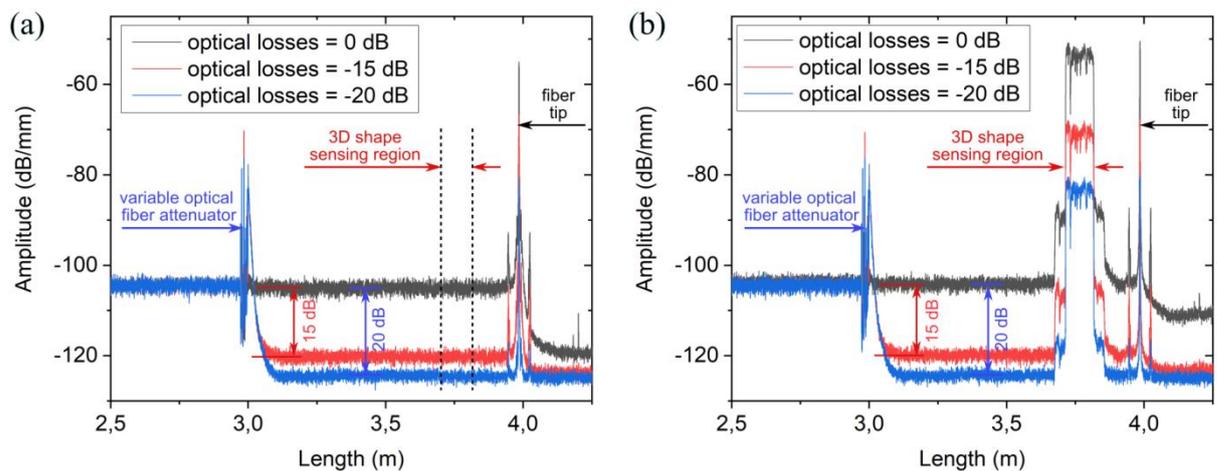


Рис.4.7. Уровни обратного рассеяния в сердцевинах с естественным обратным рассеянием (а) и повышенным обратным рассеянием (b).

Как было показано ранее для волоконного датчика формы на основе МСС с массивами волоконных брэгговских решеток (ВБР), относительная погрешность восстановления формы значительно возрастает при большом радиусе кривизны (>500 мм) из-за уменьшения спектрального сдвига ВБР до величины, сравнимой с флуктуацией длины волны, связанной с собственным двулучепреломлением ВБР. Чтобы выявить этот эффект для изготовленных датчиков с записанными случайными рэлеевскими отражателями, были проведены эксперименты по восстановлению формы при различных радиусах дуги 100, 200, 300, 400, 500 мм. В Таб. 2 приведены результаты восстановления радиусов кривизны R_{meas} с использованием обоих датчиков, основанных на естественном и повышенном обратном рассеянии, а также продемонстрированы значения относительной погрешности измерения δ_{rel} . Можно видеть, что, как и в случае датчика формы на основе массивов ВБР, погрешность восстановления также увеличивается с увеличением радиуса кривизны. Однако максимальная относительная погрешность не превышает 5% при радиусе кривизны 500 мм, тогда как датчик формы на основе записанных фс импульсами ВБР обеспечивает $\delta_{rel} \approx 14,5\%$.

Таб. 2. Результаты восстановления радиусов кривизны с использованием датчиков, основанных на повышенном и на естественном обратном рассеянии, где R_{ref} – референсные значения, R_{meas} – измеренные значения, δ_{rel} – относительные погрешности, а σ – стандартные отклонения:

	R_{ref} , мм	100	200	300	400	500
Повышенное обратное рассеяние	$R_{meas} \pm$ σ , мм	98.6 ± 1.0	198.4 ± 4.2	314.5 ± 6.2	404.0 ± 19.0	490.4 ± 27.1
	$\delta_{rel} \pm$ σ , %	1.5 ± 0.8	2.0 ± 1.0	4 ± 2.1	4.0 ± 2.8	5 ± 2.4
Естественное обратное рассеяние	$R_{meas} \pm$ σ , мм	99.2 ± 1.1	199.7 ± 4.9	317.5 ± 6.9	410.0 ± 20.9	503.6 ± 27.6
	$\delta_{rel} \pm$ σ , %	1.2 ± 0.56	2.1 ± 1.2	5.8 ± 2.3	4.8 ± 3.2	4.5 ± 3.2

Таким образом, датчик формы на основе многосердцевидного волокна с повышенным обратным рассеянием дает восстановление формы с меньшей погрешностью по сравнению с естественным рэлеевским рассеянием, а также позволяет более точно восстанавливать кривую при больших радиусах кривизны по сравнению с датчиком на основе массивов ВБР.

На данном этапе работ также была закончена разработка двумерного тактильного датчика на основе 8 массивов ВБР, записанных в волокне с полиимидным покрытием Fibercore SM1500(9/125)P и интегрированных в силиконовый полимер Elastolux PT 10 (коммерчески доступный в ООО «Зайцевские силиконы», Россия). Глубина расположения массивов ВБР внутри полимера составляет около 3 мм для обеспечения достаточной чувствительности к прикладываемым тактильным воздействиям через тонкий слой мягкого полимера. ВБР были записаны фемтосекундными лазерными импульсами с помощью поточечного метода записи, который был ранее подробно описан в предыдущих отчетах. Каждый массив ВБР состоит из 24 однородных ВБР с равноотстоящими длинами волн отражения в спектральном диапазоне 1500–1600 нм. Длина ВБР и расстояние между центрами соседних ВБР равны 2 и 10 мм соответственно. Каждая массив ВБР был согнут пополам таким образом, что участок волокна с ВБР № 0–11 располагался перед участком волокна с ВБР № 12–23 на расстоянии 9 мм (рис. 4.8). Таким образом, с помощью 8 массивов ВБР, размещенных таким образом, была получена двумерная сетка точек зондирования размером 150x130 мм с одинаковым шагом по осям x и y. После выравнивания массивы ВБР были помещены в самодельную 3D-печатную пластиковую заготовку на стеклянной подложке (б) и заполнены полимером с твердостью по Шору 10А и вязкостью 0,005–0,01 м²/с (в), обладающим достаточной эластичностью для измерения спектрального сдвига ВБР и стойкости к повреждениям, вызванным ударом металлического индентора, с полным восстановлением после удара. На заключительном этапе создания двумерного тактильного датчика пластиковая заготовка была удалена после затвердевания полимера (г). Принцип действия тактильного датчика основан на измерении смещения длины волны ВБР $\Delta\lambda$, вызванного деформацией ε , согласно следующему выражению: $\Delta\lambda = \lambda_{ВБР}(1-P_e)\times\varepsilon$, где $\lambda_{ВБР} = 2n_{eff}\Lambda/m$ – длина волны отражения ВБР m -го порядка с периодом Λ и эффективным показателем преломления n_{eff} , P_e – оптический коэффициент деформации волокна.

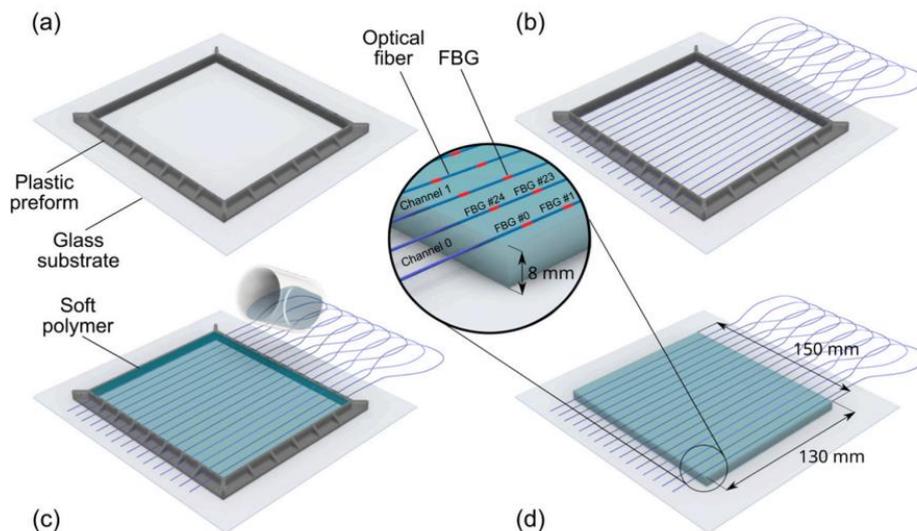


Рис. 4.8. Этапы создания тактильного сенсора и схема расположения массивов ВБР.

Для тестирования локальных воздействий на полимерный двумерный тактильный датчик мы использовали 3D-принтер PrintBox3d 180 в качестве мехатронной платформы для программируемых перемещений индентора по всей поверхности датчика (в плоскости x, y с шагом 0,1 мм) и управляемого перемещения в направлении z (шаг 0,01 мм), обеспечивающего переменные касательные воздействия на датчик алюминиевым цилиндром диаметром 8 мм. Сила касательных воздействий контролировалась датчиком силы HF-10, способным выполнять быстрые (10 Гц) измерения силы до 10 Н с разрешением 0,01 Н и относительной погрешностью $\pm 0,5\%$. Оптический интерферометр HBM FS22-SI использовался для измерений сдвига длины волны всех массивов ВБР с частотой 1 Гц, 20 001 точкой выборки и спектральным разрешением 5 пм. Более того, температурный датчик, расположенный на 3D-принтере, позволяет контролировать температуру тактильного датчика во время испытаний, чтобы выделить температурно-индуцированный сдвиг длины волны ВБР из измеренных данных. Сенсорные воздействия на тактильный датчик выполнялись в случайных положениях в плоскости $x-y$ на поверхности датчика. Координаты положения и сила воздействия выбирались методом Монте-Карло в диапазоне от 8 мм до 142 мм по оси x , от 7 мм до 123 мм по оси y и от 1 до 9 Н соответственно. Во время измерений трансляционный столик перемещал индентор в определенном (x, y) положении и изменял z -положение индентора, пока достигалась выбранная сила удара. После этого положение индентора фиксировалось на случайный интервал времени, выбранный от 4 до 10 секунд с последующей релаксацией датчика в течение случайного интервала времени, выбранного от 4 до 10 секунд после перемещения индентора в начальное положение z .

Рис. 4.9а иллюстрирует расположение сетки ВБР (отмечено черными квадратами) и положения нескольких точечных ударов (№ 1 - 8, отмечены красными точками) на тактильном датчике во время процедуры калибровки. Рис. 4.9б показывает сигналы, полученные с 7-го канала интервьюера ВБР № 12–23 и датчика силы во время этих точечных ударов. Когда удар происходит в непосредственной близости от ВБР (удары № 2, 5, 6, 7, 8), выявляется различный отклик от разных ВБР в зависимости от расстояния между ударом и местоположением ВБР, и эти сдвиги длины волны могут быть экстраполированы на основе силы удара и местоположения. Когда воздействие слишком далеко от ВБР (воздействия № 1, 3, 4) на 7-м канале, реакция практически отсутствует. Рис. 4.9с,д показывает, как тактильный датчик реагирует без воздействия и с воздействием (№ 4 на Рис. 4.9а) и представляет собой массив спектральных сдвигов ВБР и не соответствует

напрямую геометрии датчика. Точные координаты воздействия и соответствующая сила воздействия определяются мехатронной платформой и датчиком силы соответственно. Эти координаты связаны со спектральными сдвигами ВБР с помощью алгоритма машинного обучения. Тактильное зондирование включает в себя три отдельных задачи: определение факта нажатия, измерение силы нажатия и измерение положения нажатия. Первая задача - это задача классификации, а две другие - задачи регрессии в терминах машинного обучения.

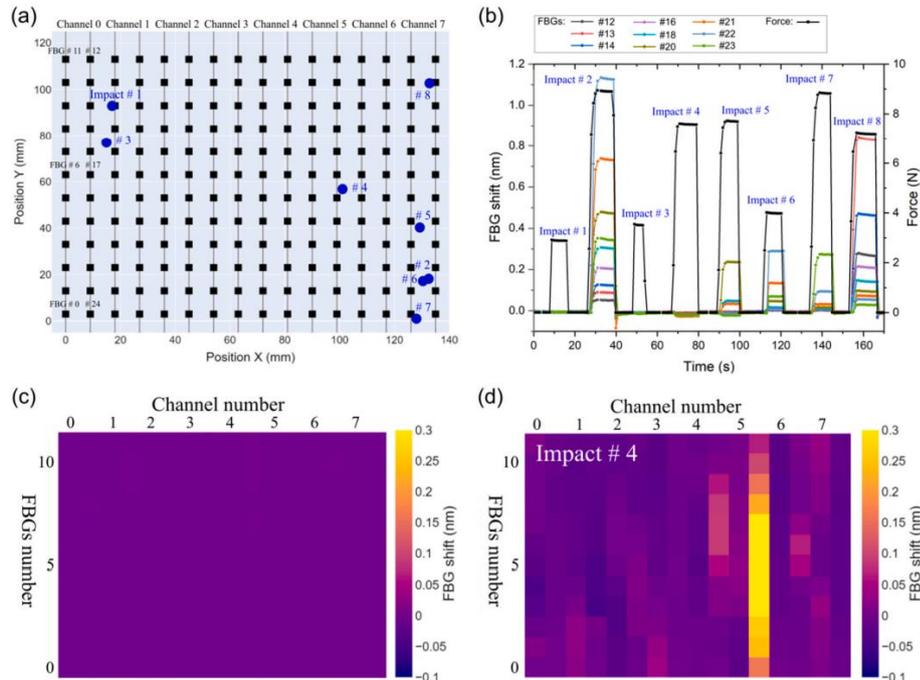


Рис. 4.9. Расположение массивов ВБР (отмечено черными квадратами) и положения нескольких точечных ударов (отмечено красными точками) на тактильном датчике во время процедуры калибровки (а). Зависимость приложенного деформационного воздействия на двумерный тактильный датчик и соответствующие сдвиги длин волн ВБР (б). 2D-карта сдвига длин волн ВБР до касательного воздействия (в) и воздействие локального точечного касания вокруг ВБР № 6 в 14-й строке датчика (г).

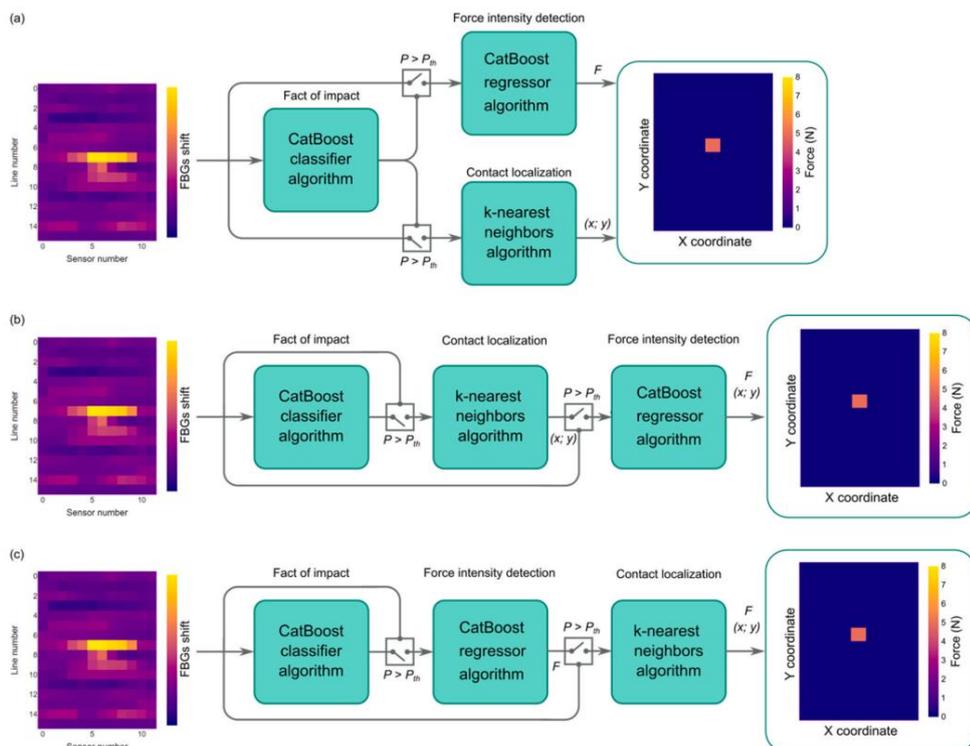


Рис. 4.10. Схемы объединения алгоритмов машинного обучения (а) Параллельная схема (б) Каскадная схема: Сначала определяется положение удара. (в) Каскадная схема: Сначала определяется сила удара.

Алгоритмы машинного обучения работают с одинаковой скоростью в рабочем режиме, поскольку сложность алгоритмов и размерность входных данных являются умеренными для современных CPU и GPU. Единственный разумный способ сравнить три алгоритма — сравнить их точность прогнозирования с точки зрения MAE и RMSE. Результаты, сравнения показали, что схема (с), изображенная на рис. 4.10, дает наилучшие результаты.

Таким образом, был разработан и создан мягкий 2D тактильный датчик для высокого разрешения и чувствительных измерений точечных ударов до 9 Н на основе плотного массива из 192 ВБР, встроенных в гибкий полимер. Различные алгоритмы машинного обучения были реализованы для калибровки разработанного тактильного датчика и измерений случайных точечных ударов с переменным давлением. Регрессор CatBoost показал наилучшую производительность для прогнозирования силы нажатия с MAE = 0,34 Н, тогда как алгоритм knearest neighbors показал наилучшую производительность для прогнозирования положения удара с MAE = 2,1 мм. Мы обнаружили, что каскадное сочетание используемых алгоритмов (основанное на последовательном прогнозировании значений первой моделью и использовании прогнозируемых значений в качестве входных данных для второй модели) обеспечивает меньшие ошибки в прогнозировании силы и положения удара. Использование алгоритмов машинного обучения облегчает калибровку разработанного тактильного датчика благодаря исключению необходимости отдельной калибровки ВБР и точного расположения массива ВБР в фиксированных точках сетки. Продемонстрированные результаты открывают путь для разработки гибких датчиков на основе ВБР для измерений с высоким разрешением для различных практических приложений в робототехнике, электронной коже, мало-инвазивной хирургии и датчиках.

Кроме того, на данном этапе работ на основе алгоритмов машинного обучения разрабатывались методы восстановления спектральных сдвигов ВБР в массиве с близко-расположенными резонансными длинами волн отражения. Массивы волоконных брэгговских решеток (ВБР) в 7-сердцевинном волокне были изготовлены методом фемтосекундной поточечной записи. В центральной сердцевине была создан массив из пяти ВБР (каждая длиной 3 мм с расстоянием 5 см между соседними ВБР) с близко-расположенными резонансными длинами волн отражения 1549 нм, 1549,5 нм, 1550 нм, 1550,5 нм и 1551 нм. В боковых сердцевинах были изготовлены отдельные ВБР, расположенные в той же точке вдоль волокна, что и ВБР, записанные в центральную сердцевину (Рис. 4.11). Для проверки температурного воздействия 7-сердцевинное волокно с записанными ВБР было помещено в печь, где нагрев и охлаждение волокна осуществлялись с помощью 5 нагревательных элементов и вентиляторов, изолированных друг от друга. Расположение соответствующих ВБР совпадает с центральной частью каждого нагревательного элемента для обеспечения более равномерного нагрева области волокна с ВБР. При этом температура в печи варьировалась от 27 до 110 °С. Скорость нагрева составляла $\approx 0,38$ °С/сек во всем диапазоне температур. Скорость охлаждения составляла $\sim 0,37$ °С/сек в диапазоне от 110 до 50 °С и $\sim 0,12$ °С/сек при охлаждении от 50 до 27 °С. Спектры ВБР измерялись с помощью интеррогатора ASTRO A313 со скоростью регистрации 1 Гц в спектральном диапазоне от 1500 до 1600 нм и спектральным разрешением 1 пм.

На Рис. 4.12 показан спектр отражения ВБР, записанных в центральную сердцевину многосердцевинного волокна. При комнатной температуре все пики ВБР1-5 отчетливо выражены и могут быть легко обнаружены с помощью алгоритма гауссовой аппроксимации. Однако алгоритм обнаружения пиков не может найти положения соответствующих пиков, когда они перекрываются, например, в случае, когда один из соседних ВБР нагревается, а другой охлаждается.

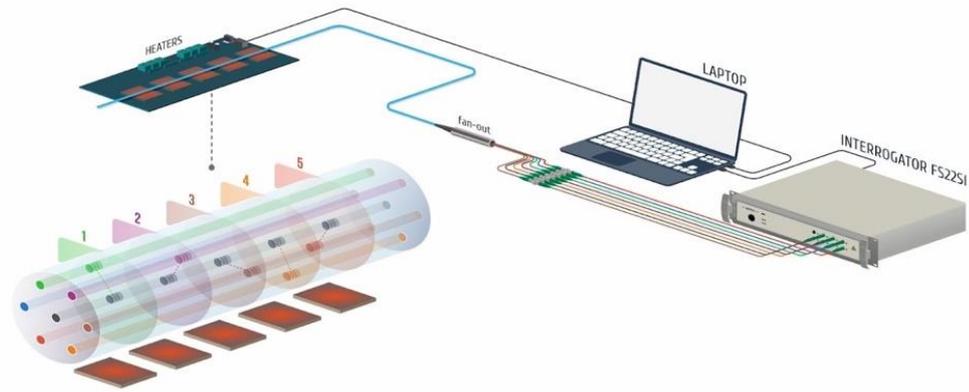


Рис. 4.11. Экспериментальная установка для калибровки и измерения температурного профиля с помощью датчика, основанного на массиве ВБР с высокой плотностью записи внутри многосердцевинного волокна.

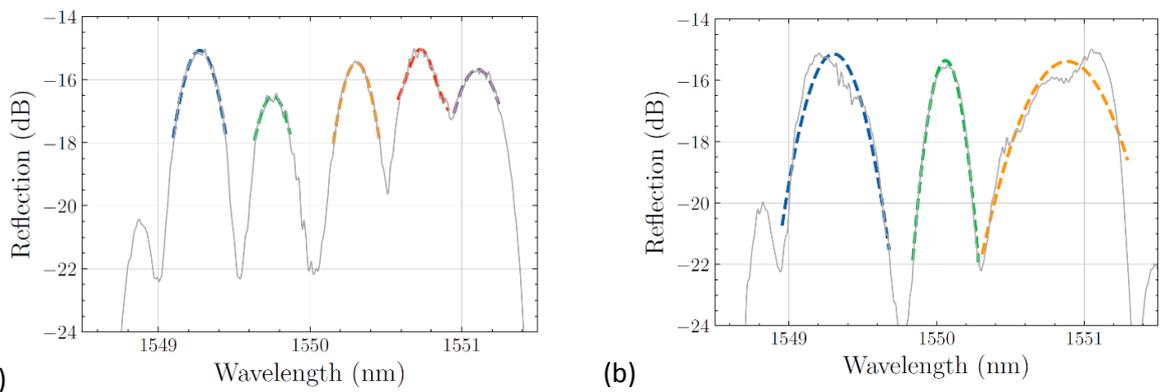


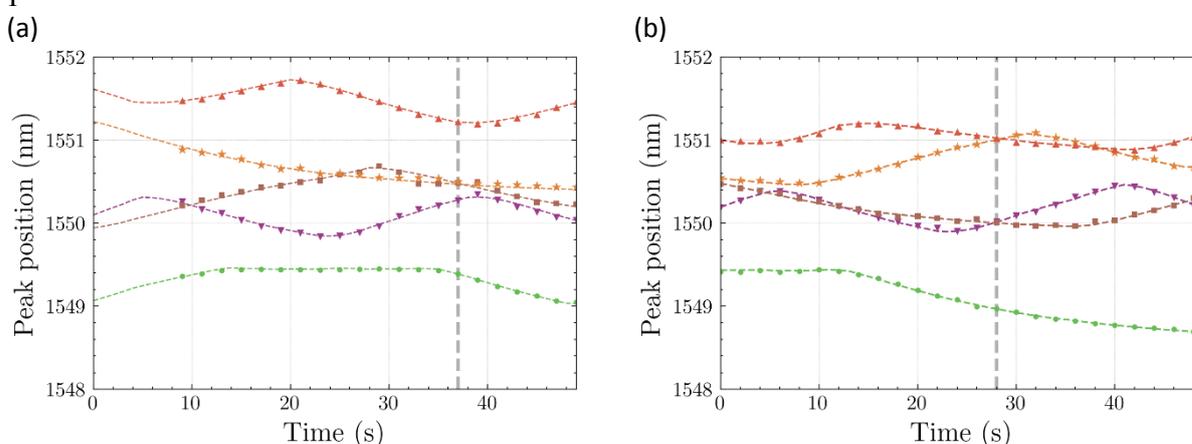
Рис. 4.12. Примеры спектров отражения ВБР в центральной сердцевине: а) без б) с перекрытием пиков отражения. Пунктирные линии соответствуют результатам аппроксимации пиков отражения по Гауссу.

Для анализа были выбраны две архитектуры алгоритмов машинного обучения: нейронная сеть с долговременной кратковременной памятью (LSTM) и CatBoost работают на принципиально разных алгоритмах. LSTM обрабатывает массив последовательных выборок спектра с течением времени, что позволяет ему изучать особенности, связанные с динамикой изменений температуры. В отличие от этого, CatBoost использует в качестве входных данных одну выборку спектра без какой-либо информации о предыдущем значении распределения температуры.

Первый канал с самой короткой длиной волны был намеренно выбран таким образом, чтобы он был спектрально хорошо отделен от других каналов. Это позволило нам сравнить производительность алгоритма машинного обучения в двух сценариях: когда спектральные пики коэффициента отражения не перекрывались, и когда они перекрывались. Гиперпараметры моделей машинного обучения были настроены с помощью Optuna framework. Оптимальный LSTM имел следующую структуру: входной слой размером 700 последовательностей из 10 выборок спектра отражения из центральной сердцевины, два скрытых слоя по 75 узлов в каждом и линейный выходной слой размером 5, равный количеству каналов с ВБР, записанными в боковых сердцевинах. Вероятность отсева в процессе обучения была равна 0,1. Оптимальными параметрами для модели CatBoost (CatBoostRegressor) были следующие: коэффициент при регуляризации $L2 = 1$, глубина из трех = 6, скорость обучения = 0,03, политика поэтапного увеличения глубины. Во время обучения использовалась функция потерь с несколькими уровнями MultiRMSE; остальные параметры модели оставались заданными по умолчанию.

На начальном этапе мы обучили оба алгоритма на первом наборе данных со случайно модулируемыми температурами. Для процесса обучения сети LSTM данные были разделены на 477 последовательностей по 50 временных точек в каждой. Эти последовательности были случайным образом разделены на обучающие и валидационные наборы в соотношении 80:20, в результате чего была получена 381 последовательность для обучения и 96 последовательностей для валидации. Исходными данными для модели LSTM были последовательности длиной 10 строк из центральных частей спектров по 700 точек спектра в каждой. Были использованы только центральные части спектров, включающие диапазон значений резонансных пиков отражения в наборе данных, чтобы сделать входную информацию более информативной для сети. Такое же разделение данных использовалось для обучения модели CatBoost; однако в этом случае данные передавались точно с использованием полных спектров с 4000 точками спектра, Catboost определяет важные части спектра для самостоятельного прогнозирования, а не последовательности длиной в 10 строк. Модели LSTM потребовалось почти 100 эпох, а CatBoost - более 1500 эпох, чтобы изучить временную динамику распределенной температурной модуляции.

Далее были выбраны примеры прогнозирования положения ВБР в боковых сердцевинах с помощью алгоритмов в рабочем режиме. Рис. 4.13 иллюстрирует эффективность алгоритмов в рабочих режимах и спектр отражения центральной сердцевины многосердцевинного волокна. Даже в случаях многократного перекрытия каналов алгоритмы смогли сохранить высокий уровень точности прогнозирования. На следующем этапе мы оценили эффективность алгоритмов, используя набор данных с синусоидальными колебаниями температуры. Этот набор данных не наблюдался во время обучения, поэтому периодическая модуляция температуры не была изучена. В результате точность обоих алгоритмов значительно снизилась. Примечательно, что производительность LSTM снизилась меньше, чем у CatBoost, для каналов с перекрывающимися пиками. Точность LSTM варьировалась от 32.63 до 94.34 пм, в то время как точность CatBoost варьировалась от 37.65 до 166.56 пм. Для ВБР1, соответствующего каналу без перекрытия, значения MAE для алгоритмов были примерно одинаковыми – 44.10 пм и 44.13 пм соответственно для LSTM и Catboost. Для этих наборов данных мы пришли к выводу, что LSTM демонстрирует больший потенциал для обобщения временной динамики температурной модуляции. Однако высокая частота ошибок не позволяет использовать обученные алгоритмы в реальном приложении.



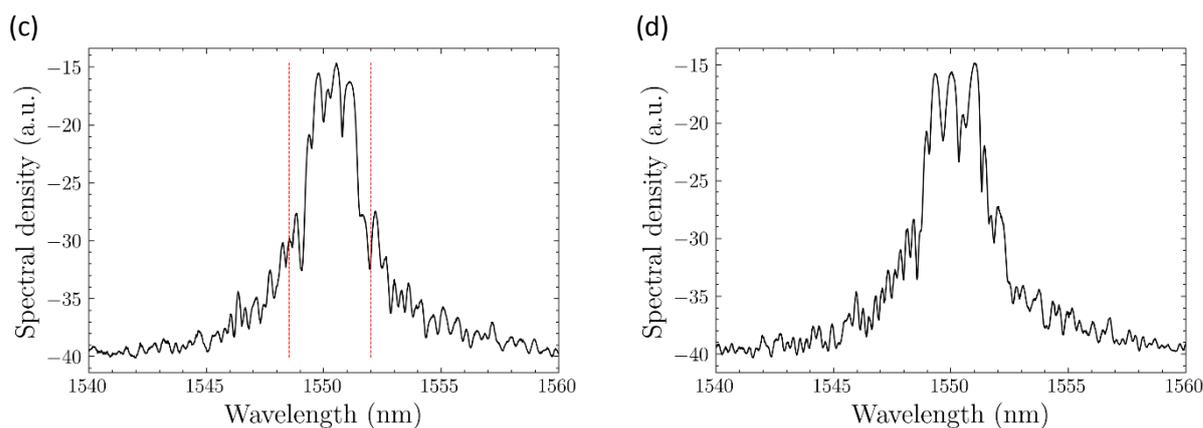


Рис. 4.13. Пример прогнозирования с использованием моделей: (a, c) LSTM, (b, d) CatBoost.

Таким образом, была продемонстрирована экспериментальная платформа на основе многосердцевинного волокна для распределенного измерения температуры с помощью алгоритмов машинного обучения. Для улучшения пространственного разрешения датчика температуры на основе ВБР, мы предложили экспериментальный метод калибровки плотно записанного массива ВБР в центральную сердцевину многосердцевинного волокна. Показано эффективное определение спектрального положения пиков отражения ВБР с близкорасположенными резонансными длинами волн с помощью алгоритма CatBoost. Наши результаты подчеркивают важность эффективных стратегий сбора данных в процессе калибровки, учитывающих временные последовательности и адаптированные к конкретным реальным приложениям, таким как сезонность, цикличность и другие повторяющиеся закономерности. В нашем случае, несмотря на то, что LSTM продемонстрировал большую способность к обобщению по сравнению с алгоритмом CatBoost для прогнозирования временных рядов, это значительно снизило точность прогнозируемых значений. Поэтому для критически важных приложений достижение высокой точности модели требует сбора статистически полного набора данных.

в) биосенсоров и систем мониторинга биообъектов на основе КР, исследование возможностей лазерного разогрева при криоконсервации

За отчетный период при активном участии пост-дока Конрада Ролле собран экспериментальный стенд для лазерного разогрева (рис.4.14), состоящий из специально разработанного лазера на основе лампы-вспышки и стеклянного Ег стержня, способного генерировать импульсы длительностью 1 мс и мощностью до 5 Дж на длине волны 1535 нм, а также автоматизированной системы для манипуляций с замороженными образцами. По сравнению с предыдущим этапом автоматическая система была модернизирована: (i) добавлена возможность настраиваемых задержек, которая позволяет контролировать испарение жидкого азота с поверхности образца на воздухе (пассивное испарение азота позволяет использовать импульсы с меньшей энергией); (ii) разработан новый тип криоконтейнеров, в которых образцы замораживаются на нейлоновой сетке, и которые могут воспроизводимо устанавливаться (при температуре жидкого азота) и изыматься (при физиологических условиях) из стенда; (iii) добавлен микроскоп с камерой, позволяющий отслеживать изменения в образце в процессе разогрева. Для лазерного отогрева образца объемом 0.6 мкл было достаточно лазерного импульса 1.75 Дж (энергия достаточная, чтобы в образце не происходила кристаллизация воды из-за недогрева). Лазерный пучок фиксировался на области диаметром $\sim 1.2 \text{ мм}^2$, т.е. непосредственно во время лазерного разогрева интенсивность излучения на образце составляла $\sim 145 \text{ кВт/см}^2$. Характерная глубина проникновения излучения в воду 0.7 мм (экстинкция 14 см^{-1}).

Описанный стенд был апробирован в эксперименте по размораживанию эмбрионов мыши. Эмбрионы мыши были получены и витрифицированы в Секторе криоконсервации и репродуктивных технологий (Институт цитологии и генетики СО РАН, ИЦиГ). Эмбрионы замораживались в соответствии со стандартным протоколом витрификации. Перед охлаждением эмбрионы помещались в каплю объемом 0,6 мкл с раствором криопротекторов (15 % ДМСО + 15 % этиленгликоль) на образце-держателе с нейлоновой сеткой. После охлаждения образцы переносились в жидком азоте из ИЦиГ в ИАиЭ и размещались в экспериментальном стенде для разогрева. Были проведены тесты по разогреву эмбрионов по стандартному протоколу вручную, с использованием автоматизированного манипулятора и с использованием манипулятора и лазерного разогрева. Из 5 эмбрионов, разогретых с помощью лазерного импульса, все 5 сохранили свою морфологию после отогрева, что свидетельствует о том, что интенсивное излучение на 1535 нм не оказывает разрушающего действия. Оценка долгосрочных последствий требует дополнительных исследований.

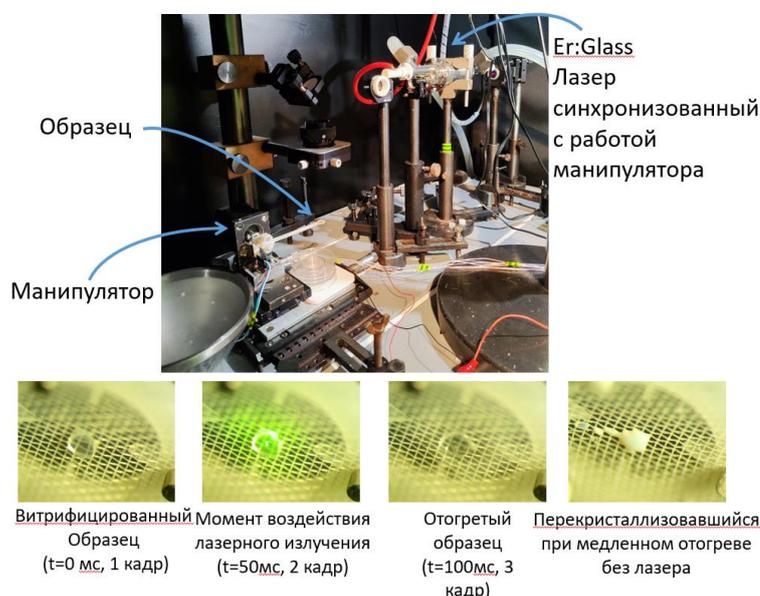


Рис. 4.14. Фотографии установки и тестового образца (капля криопротекторного раствора). Слева капля до отогрева, второй кадр – момент облучения (видно излучение накачки), третий кадр – отогретый образец, четвертый кадр- закристаллизовавшаяся капля в условиях медленного отогрева.

В сотрудничестве с Сектором генетических коллекций невропатологий ИЦиГ был отработан протокол лазерного разогрева икринок рыбок Данио. Икринки переносились на 30 мин в криопротекторный раствор (2 моль/л метанол, 2 моль/л пропиленгликоль), а затем выкладывались на держатель с нейлоновой сеткой, который быстро погружался в смесь твердого и жидкого пропана. Затем образец перекладывался из пропана в жидкий азот и переносился в ИАиЭ для разогрева. Большинство икринок после разогрева теряли целостность, что может быть связано либо с напряжением внутри витрифицированных образцов, вызванным высокими скоростями охлаждения, либо из-за слишком короткой глубины проникновения излучения, из-за которой нагрев происходит неоднородно.

Было также продолжено изучение кинетики роста кристаллов льда в ДМСО, отредактированных ранее излучением наносекундного лазера с модуляцией добротности, при их быстром нагреве с помощью разработанного волоконного ВКР-лазера (длина волны 1475 нм, длительность 1 мс, энергия в импульсе 8,5 мДж). Излучение лазера было сфокусировано на образец, чтобы увеличить скорость нагрева до 500 °C/с. На рис. 4.15 показаны изображения кристаллов льда в светлом поле с экспозициями 5 с и 10 с при быстром лазерном нагреве (а) и медленном нагреве в термостате со скоростью 0,5 °C/с (b).

Видно, что перекристаллизация отредактированных регионов происходит с одинаковой скоростью как в случае медленного, так и быстрого нагревания, что делает лазерное редактирование малоэффективными для уменьшения количества льда в образце. Однако в случае тригидрата ДМСО после разрушения кристаллов наносекундными импульсами наблюдается подавление скорости их повторного роста.

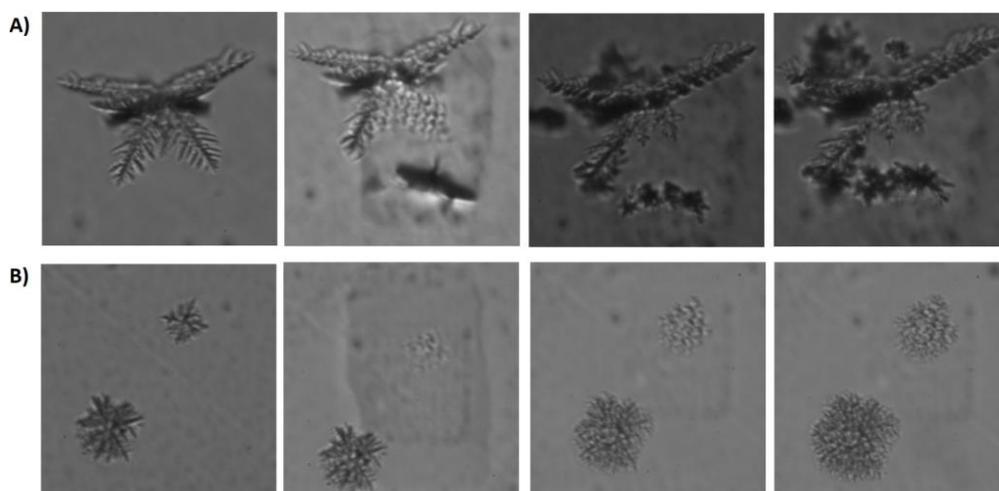


Рис. 4.15. Светлопольное изображение кристаллов льда в ДМСО при быстром лазерном (а) и медленном (б) отогреве образцов.

Таким образом все поставленные задачи на 4 год проекта были выполнены. По результатам 4 года опубликованы 17 статей WoS/Scopus [1-17] (из них 6 – в журналах 1 квартиля [1-6], 2 – 2 квартиля [6-8], 3 статьи отправлены в журналы 1 квартиля [18-20], 1 статья принята в журнал 3 квартиля [21], участниками проекта сделаны 25 докладов на ведущих конференциях (из них 1 – пленарный, 6 – приглашенных), из них материалы 7 докладов проиндексированы в РИНЦ, проведена Международная школа молодых ученых, принята к защите 1 кандидатская диссертация.

Основные публикации:

1. A. Dostovalov, A. Kokhanovskiy, E. Golikov, A. Revyakin, Z. Munkueva, D. Kharenko and S. Babin. Fiber Bragg Gratings inscription assisted by spatial light modulator. *Optics Letters* **49** (4), 1077-1080 (2024). <https://doi.org/10.1364/OL.514896> Q1
2. N. Shabalov, A. Wolf, A. Kokhanovskiy, A. Dostovalov and S. Babin, Soft 2D tactile sensor based on fiber Bragg gratings and machine learning algorithms, *Sensors and Actuators: A. Physical* **369**, 115219 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.sna.2024.115219> Q1
3. A. Vakhrushev, A. Umnikov, A. Dostovalov, K. Riumkin, S. Alyshev, E. Firstova, A. Khagai, M. Melkumov, S. Babin, S. Firstov. Cladding-pumped laser and amplifier for E- and S-bands based on multimode bismuth-doped graded-index fibers: toward “watt-level” output power. *Optics Letters* **49**(7), 1828-1831 (2024). <https://doi.org/10.1364/OL.514236> Q1
4. F. Mangini, M. Ferraro, W. Gemechu, M. Zitelli, Y. Sun, M. Gervaziev, D. Kharenko, S. Babin, V. Couderc, S. Wabnitz. On the Maximization of Entropy in the Process of Thermalization of Highly Multimode Nonlinear Beams. *Optics Letters* **49** (12), 3340-3343 (2024). <https://doi.org/10.1364/OL.521563> Q1
5. Zh. Munkueva, A. Dostovalov, K. Bronnikov, E. Golikov, O. Egorova, S. Semjonov, S.A. Babin. 3D shape sensor based on discrete-point Rayleigh reflectors inscribed by femtosecond pulses in multicore fibers. *Sensors and Actuators: A. Physical* **379**, 115946 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.sna.2024.115946> Q1

6. K. Rolle, K.A. Okotrub, E.A. Evmenova, A.G. Kuznetsov, S.A. Babin, N.V. Surovtsev. Reversal of Crystallization in Cryoprotected Samples by Laser Editing. *J. of Chem. Phys.* **160** (18) 184506 (2024) <https://doi.org/10.1063/5.0206117> Q1
7. A. G. Kuznetsov, V. S. Terentyev, V. A. Simonov, H. A. Rizk, I. N. Nemov, K. A. Bronnikov, A. V. Dostovalov, S. A. Babin. Raman lasing and transverse mode selection in a multimode graded-index fiber with a thin-film mirror on its end face. *Micromachines* **15** (8), 940 (2024). <https://doi.org/10.3390/mi15080940>
8. A. G. Kuznetsov, Z. E. Munkueva, A. V. Dostovalov, A. Y. Kokhanovskiy, P. A. Elizarova, I. N. Nemov, A. A. Revyakin, D. S. Kharenko, S. A. Babin. Random Raman lasing in diode-pumped multi-mode graded-index fiber with femtosecond laser-inscribed random refractive index structures of various shapes. *Photonics* **11**, 981 (2024). <https://doi.org/10.3390/photonics11100981>
9. A. G. Kuznetsov, A. A. Wolf, Zh. E. Munkueva, A. V. Dostovalov, E. V. Podivilov, and S.A.Babin. Spatio-spectral effects in coupled multicore all-fiber lasers with FBG arrays. *Proc. SPIE*, Vol.12865: Fiber Lasers XXI: Technology and Systems; 128651N (2024). <https://doi.org/10.1117/12.3000464>
10. F. Mangini, M. Ferraro, Y. Sun, P. Parra-Rivas, M. Gervaziev, D. Kharenko, V.Couderc, and S. Wabnitz. Nonlinear beam control via amplitude and phase locking in multimode GRIN fibers. *Proc. SPIE*, Vol. 12871: Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXVI; 128710E (2024) <https://doi.org/10.1117/12.3007886>
11. A.G. Kuznetsov, V.S. Terentyev, I.N. Nemov, V.A. Simonov, K.A. Bronnikov, S.A. Gladkikh, A.V. Dostovalov, S.A. Babin. Raman lasing in multimode graded-index fiber with mode-selective dielectric mirror on its end face. *Proc. SPIE*, Vol. 13001: Specialty Optical Fibres VIII, ed. by K. Kalli, P. Peterka, C.-A. Bunge, 130010N (2024). <https://doi.org/10.1117/12.3017782>
12. Z. E. Munkueva, A. V. Dostovalov, A. G. Kuznetsov, A. Y. Kokhanovskiy, A. Revyakin, D. S. Kharenko, S. A. Babin. Ring-shaped random structures inscription in multimode fibers assisted by a spatial light modulator. *Proc. SPIE*, Vol. 13234: Advanced Laser Processing and Manufacturing VIII; 132340C (2024). <https://doi.org/10.1117/12.3036259>
13. A. G. Kuznetsov, A. V. Dostovalov, A.Yu. Kokhanovskiy, and S. A. Babin. Multicore Fiber Lasers with fs-inscribed Grating Arrays: Recent Developments and Perspectives. *Proceedings of Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS) 2024*, IEEE Publ., 1-7 (2024). DOI: 10.1109/PIERS62282.2024.10618474
14. A. Kokhanovskiy, A. Dostovalov, D. Sakhno, E. Golikov, Z. Munkueva, and S. Babin. Highly Dense FBG Temperature Sensor at Multi-core Fiber Calibrated with Artificial Neural Network. *Proceedings of Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS) 2024*, IEEE Publ., 1-3 (2024). DOI: 10.1109/PIERS62282.2024.10618491
15. W.A. Gemechu, F. Mangini, M. Ferraro, M. Zitelli, Y. Sun, M. Gervaziev, D.S. Kharenko, S. Babin, V. Couderc, F. Frezza, and S. Wabnitz. Measuring the optical entropy of highly multimode beams in nonlinear optical fibers. *CLEO 2024. Technical Digest Series*, Optica Publishing Group, 2024, paper SM1E.5. https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2024.SM1E.5
16. M.D. Gervaziev, A.G. Kuznetsov, V.S. Terentyev, A.A. Revyakin, V.A. Simonov, A.V. Dostovalov, D.S. Kharenko, S.A. Babin. Mode dynamics of Raman lasing in multimode graded-index fiber with mode-selective mirror for Stokes beam. *2024 CLEO Pacific Rim. Tech. Digest*, IEEE Publ., 2024. DOI: 10.1109/CLEO-PR60912.2024.10676937
17. M. D. Gervaziev, N. Bochkarev, A. A. Revyakin, D. S. Kharenko, S. A. Babin. Linear and nonlinear coupling in a weak coupled normal dispersion 7-core optical fiber. *2024 CLEO*

18. A. Kokhanovskiy, D. Sakhno, Z. Munkueva, E. Golikov, A. Dostovalov, and S. Babin. A multicore fiber platform for distributed temperature sensing enhanced by machine learning algorithms. *Sensors and Actuators A* (submitted).
19. M.D. Gervaziev, A.G. Kuznetsov, A.A. Revyakin, V.A. Simonov, V.S. Terentyev, D.S. Kharenko, S.A. Babin. Real-time mode dynamics of Stokes beam in multimode Raman fiber laser with mode-selective mirror. *Opt. Las. Techn.* (submitted)
20. A.G. Kuznetsov, A.V. Dostovalov, E.V. Podivilov, S.A. Babin. 2-core fiber laser with wavelength-shifted FBG cavity. *Opt. Lett.* (submitted)
21. К.В. Проскурина, М.И. Скворцов, Е.В. Голиков, С.Р. Абдуллина, А.В. Достовалов, О.Н. Егорова, С.Л. Семёнов, С.А. Бабин. Применение двухсердцевинного световода со связью между сердцевинами для реализации узкополосного эрбиевого лазера. *Автометрия* (accepted)