

УДК 535

А.А. Крылов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр
волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва, Российская Федерация

КОГЕРЕНТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ГИРОСКОП НА ОСНОВЕ ДВУНАПРАВЛЕННОГО ЭРБИЕВОГО КОЛЬЦЕВОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Исследован гироскопический эффект в двунаправленном эрбиевом кольцевом волоконном лазере с гибридной синхронизацией мод, реализованной посредством совместного действия насыщаемого поглотителя на основе одностенных углеродных нанотрубок (ОУН) и нелинейной эволюции поляризации (НЭП), которая инициируется включением в резонатор специального поляризирующего световода. Благодаря влиянию керровской нелинейности посредством фазовой самомодуляции (ФСМ) и самоукручения импульсов на величину оффсетного фазового сдвига (carrier-to-envelope phase slip) солитонов, распространяющихся в противоположных направлениях кольца, продемонстрирована перестройка нулевой точки (подставки) гироскопа в широких пределах за счет варьирования мощности накачки, а также состояния поляризации солитонов внутри кольца. Диапазон детектируемых угловых скоростей простирается от 0,12 до 360 град/с, при этом максимальная вращательная чувствительность 7 кГц/(град/с) достигнута в одновитковом гироскопе эффективной площадью около 0,79 м², что хорошо согласуется с расчетной величиной его масштабного коэффициента. При вращении платформы по часовой стрелке обнаружена «мертвая» зона гироскопа с «нижней» границей угловой скорости ≈5,15 град/с, что соответствует ширине полосы захвата ≈30 кГц. Максимальная разрешающая способность гироскопа оценивается посредством долговременных измерений дрейфа частотной подставки и составляет ≈0,01 град/с = 38 град/ч.

Ключевые слова: лазерный гироскоп, солитон, эрбиевый световод, поляризирующий световод, лазер ультракоротких импульсов, нелинейный эффект Керра, углеродные нанотрубки.

A.A. Krylov

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Dianov Fiber Optics Research Center, Moscow, Russian Federation

COHERENT OPTICAL GYROSCOPE ON THE BASIS OF THE BIDIRECTIONAL ULTRA-SHORT PULSE ERBIUM RING FIBER LASER

A gyroscopic effect has been studied in the bidirectional ultra-short pulse erbium-doped fiber ring laser hybridly mode-locked with a co-action of a Single-Walled Carbon Nanotube-based saturable absorber (SWCNT-SA) and Nonlinear Polarization Evolution introduced by means of the short-segment polarizing fiber. Owing to the Kerr nonlinearity contribution through self-phase modulation and self-steepening effects to the carrier-to-envelope phase slip of both clockwise (CW) and counterclockwise (CCW) solitons, wideband controllable tuning of a gyroscope bias point has been demonstrated by

means of an appropriate adjustment of either intracavity polarization or pump power. Angular velocity detected ranges from 0.12 deg/s to 360 deg/s while the highest rotation sensitivity reaches 7 kHz/(deg/s) for 0.79 m² single-coil ring gyroscope being in agreement with the calculated scale factor value. The gyroscope dead band with upper limit of ≈ 5.15 deg/s corresponding to the beat-note frequency of ≈ 15 kHz has been detected during clockwise rotation of the gyroscope. The highest gyroscope resolution of ≈ 0.01 deg/s = 38 deg/h has been estimated on the basis of the bias point drift measurement.

Ключевые слова: Laser gyroscope, soliton, Erbium-doped fiber, polarizing fiber, ultra-short pulse laser, nonlinear Kerr effect, carbon nanotubes.

Введение

Двунаправленные кольцевые лазеры с синхронизацией мод весьма перспективны для использования в качестве высокочувствительных внутрирезонаторных фазовых интерферометрических (ВФИ) сенсоров, способных детектировать с высоким разрешением смещение, линейные и нелинейные изменения показателя преломления, а также рассеяние и вращение [1, 2]. Последнее особенно важно для разработки современных навигационных и геодезических систем, которые в настоящее время широко используют гелий-неоновые газовые лазеры, работающие в непрерывном режиме, в качестве источника излучения когерентного оптического гироскопа (КОГ). При этом одним из главных недостатков непрерывного КОГ является захват частоты встречных волн за счет слабого обратного рассеяния внутри кольца, что ведет к появлению «мертвой» зоны – области угловых скоростей, которые гироскоп не способен детектировать [3]. Тем не менее идея использования лазеров ультракоротких импульсов (УКИ) для снижения влияния этого нежелательного эффекта обсуждается с момента их появления в 60-х гг. XX в. [4]. Теоретически было предсказано [5], что если встречные импульсы пересекаются только в двух точках кольца, которые не совпадают с центрами рассеяния (т.е. в вакууме), захват частоты существенно ослабляется, что обеспечивает сужение «мертвой» зоны гироскопа. Однако применение этой идеи на практике стало возможным только благодаря появлению лазеров УКИ на красителях, работающих в режиме «столкновительной» синхронизации мод (colliding-pulse mode-locking) [6], которая предполагает наличие насыщаемого поглотителя в кольцевом резонаторе лазера для запуска и стабилизации двунаправленной импульсной генерации [7]. Более того, для реализации стабильной двунаправленной генерации УКИ требуется пересечение встречных импульсов именно в насыщаемом поглотителе, что способствует снижению внутрирезонаторных

потерь [7]. Однако, как отмечалось ранее, насыщаемый поглотитель является источником обратного рассеяния, что, в свою очередь, может ухудшить характеристики гироскопа за счет проявления эффекта захвата частоты [5].

Гироскопический эффект был успешно обнаружен и исследован разными коллективами авторов при использовании в качестве источника КОГ двунаправленных лазеров УКИ на красителях [2, 6, 8, 9]. Хотя внутрирезонаторное рассеяние критично для проявления захвата частоты, чрезвычайно узкая полоса захвата шириной менее 100 Гц была обнаружена в лазере УКИ на красителе благодаря влиянию нескольких механизмов, в частности, дополнительной фазовосопреженной связи в насыщаемом поглотителе [8, 10], симметричного рассеяния [2], а также быстрой вариации фазового сдвига при обратном рассеянии (связь, возникающая за счет рассеяния, усредняется благодаря быстрому поперечному движению молекул красителя и растворителя сквозь фокусное пятно пучка) [9]. Также было показано, что солитонные эффекты внутри резонатора, обуславливающие зависимость фазы и групповой скорости солитона от его мощности, отвечают за эффективную перестройку частотной подставки гироскопа (bias point) [11]. Однако, несмотря на обнадеживающие результаты по сужению зоны захвата, очевидно, что лазеры УКИ на красителях не могут использоваться в качестве источника КОГ в коммерческих системах в силу своей крайне низкой эргономичности. В связи с этим представляется вполне естественным экстраполировать эту идею на более перспективные волоконные и твердотельные лазеры УКИ благодаря их более высокой эффективности, компактности и стабильности по сравнению с аналогичными лазерами на красителях.

Стоит отметить, что исследования гироскопического эффекта в твердотельных импульсных кольцевых лазерах были не столь широки, как в лазерах УКИ на красителях, что предопределило отсутствие сколько-нибудь обнадеживающих результатов. Так, полоса захвата шириной более 60 кГц, соответствующая минимальной детектируемой угловой скорости ≈ 8 град/с, была продемонстрирована при использовании твердотельного лазера на Nd:YVO_4 с диодной накачкой, который излучал встречные импульсы длительностью около 64 пс в режиме столкновительной синхронизации мод с полупроводниковым

насыщаемым поглотителем SESAM внутри резонатора без управления дисперсией групповых скоростей [12].

Двунаправленная генерация УКИ в волоконном кольцевом лазере с пассивной синхронизацией мод была впервые реализована в работе [13] в 2008 г., т.е. 41 год спустя первой демонстрации двунаправленного кольцевого импульсного лазера на основе гелий-неоновой газовой смеси [4].

К настоящему времени представлен ряд работ, в которых успешно реализована двунаправленная генерация в режиме синхронизации мод в кольцевых волоконных лазерах [13–19]. При этом подавляющее большинство таких лазеров работает в режиме пассивной синхронизации мод, который инициируется посредством насыщаемых поглотителей на основе ОУН, и излучает импульсы, близкие по своим характеристикам к фундаментальным солитонам, длительностью от ~500 фс до ~1 пс. Это вполне естественно, учитывая, что солитон обладает внутренней устойчивостью к различным возмущениям внутри резонатора.

Хотя стабильная двунаправленная генерация УКИ в кольцевом волоконном лазере с синхронизацией мод была успешно реализована, лишь в небольшом числе работ демонстрируются биения встречных импульсов [13, 15, 17, 20], при этом ничего не сообщается об исследовании самого гироскопического эффекта. Как показано в работе [20], одним из основных препятствий на пути надежного детектирования гироскопического эффекта является существенная нестабильность частоты биений, возникающая вследствие высокой чувствительности оффсетной частоты (carrier-to-envelope offset frequency – f_{ceo}) встречных импульсов, как к внешним, так и внутренним возмущениям [20–22]. Более того, ненулевая разность оффсетных частот встречных импульсов приводит к появлению ненулевой частотной подставки гироскопа [20].

Относительно недавно автором данной работы совместно с коллегами был представлен двунаправленный эрбиевый кольцевой волоконный лазер с гибридной синхронизацией мод за счет совместного действия насыщаемого поглотителя на основе ОУН и нелинейной эволюции поляризации, которая реализована благодаря включению в резонатор специального световода-поляризатора [17]. Также был получен сигнал биений встречных импульсов, распространяющихся

в противоположных направлениях кольца по часовой стрелке (*cw*) и против неё (*ccw*), посредством их перекрытия вне резонатора, при этом они оказались синхронизированы по частоте повторения. Полученные результаты легли в основу экспериментального исследования реального гироскопического эффекта.

В данной работе представлено экспериментальное исследование основных гироскопических характеристик, а именно: вращательной чувствительности, ширины зоны захвата гироскопа, стабильности частоты биений встречных импульсов эрбиевого кольцевого волоконного гиролазера с гибридной синхронизацией мод, который излучает солитоны пико- и фемтосекундной длительности в обоих направлениях кольца. Также анализируется влияние нелинейных эффектов на характеристики гироскопа.

1. Схема эксперимента

1.1. Двунаправленный эрбиевый кольцевой волоконный лазер УКИ

Схема гироскопической установки, состоящей из двунаправленного эрбиевого кольцевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод и внешней линии задержки, необходимой для прецизионного совмещения *cw* и *ccw* импульсов, показана на рис. 1.

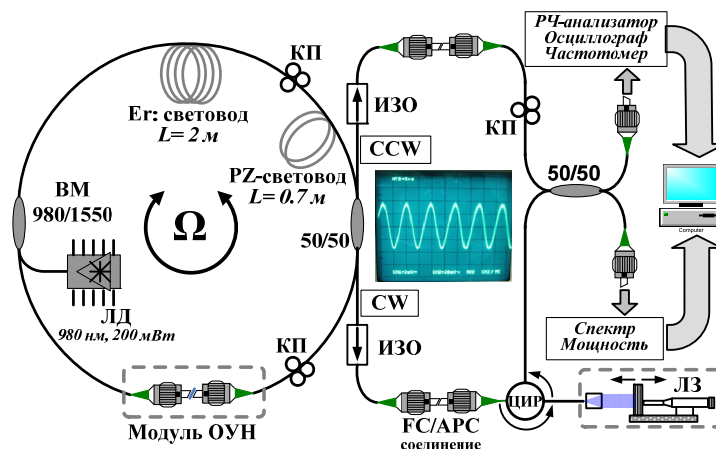


Рис. 1. Схема гироскопической установки

Кольцевой резонатор включает в себя активный эрбиевый алюмосиликатный световод (Er:световод) длиной $L_{Er} = 2$ м с диаметром поля основной моды 10,6 мкм и разностью показателей преломления сердцевинки и оболочки $\Delta n = 5 \times 10^{-3}$, что соответствует длине волны отсечки второй моды $\lambda_c \approx 1340$ нм. Измеренное поглощение сигнала накачки на длине волны 980 нм в сердцевине световода составляет ≈ 11 дБ/м. Эрбиевый световод накачивался одномодовым лазерным диодом (ЛД) максимальной мощностью 200 мВт на длине волны 980 нм через волоконный мультиплексор (ВМ), эффективно объединяющий сигналы с длинами волн 980 и 1550 нм. Измеренная дисперсия групповых скоростей (ДГС) эрбиевого световода отрицательная и составляет $\beta_2(Er) = -24,3$ пс²/км на длине волны 1560 нм, что довольно близко к ДГС стандартного телекоммуникационного световода SMF28.

Для реализации синхронизации мод во встречных направлениях кольца (столкновительная синхронизация мод) использовался насыщаемый поглотитель на основе тонкой пленки с одностенными углеродными нанотрубками (ОУН), которая размещалась внутри резонатора. ОУН со средним диаметром 1,4 нм, полученные в дуговом разряде, были диспергированы в полимерной пленке толщиной ≈ 50 мкм на основе карбокси-метил-целлюлозы (КМЦ) [23], которая затем зажималась в муфте между двумя FC/APC-коннекторами (модуль ОУН) [24, 25], что схематично показано на рис. 1. При этом для достижения наиболее надежной работы лазера в режиме синхронизации мод устанавливались сразу две одинаковые пленки ОУН, что соответствует ненасыщенному пропусканию модуля ОУН $T_0 \approx 58,5$ % [25].

Динамика насыщения ОУН исследовалась с помощью эрбиевого волоконного лазера с центральной длиной волны генерации 1,56 мкм, излучающего УКИ длительностью ≈ 120 фс с частотой повторения 38,1 МГц [25]. В результате глубина модуляции пропускания модуля ОУН составила $\Delta T = 3,6 \pm 0,2$ %, при этом соответствующая плотность энергии насыщения оказалась $F_{sat} = 26$ мкДж/см² [25]. Помимо этого оценка такого важного параметра, как время релаксации (τ_r) насыщенного состояния ОУН, дала $\tau_r \sim 700$ fs. Детальная информация о методах характеризации ОУН представлена в работе [25].

Дополнительным механизмом формирования УКИ была нелинейная эволюция поляризации (НЭП), реализованная за счет включения отрезка двулучепреломляющего (ДЛП) световода типа «Панда»,

который обладает поляризующим действием, в качестве внутрирезонаторного поляризатора (PZ-световод) [24]. Соотношение мощностей «медленной» и «быстрой» мод на выходе световода-поляризатора (поляризационная экстинкция) длиной 0,7 м превосходит 20 дБ в спектральной полосе шириной 100 нм с центром на длине волны 1,56 мкм. ДГС световода-поляризатора, рассчитанная с использованием измеренного профиля показателя преломления, также является отрицательной и составляет $\beta_2 \approx -28,6$ пс²/км, что близко к ДГС эрбиевого световода.

Для обеспечения работоспособности механизма НЭП в резонаторе лазера были размещены два волоконных контроллера поляризации в соответствии с рис.1. При этом необходимо отметить, что НЭП вносит заметный вклад в вариацию внутрирезонаторных потерь (поляризационно-зависимые потери), что существенно влияет на работу двунаправленного лазера в режиме синхронизации мод.

Лазерный резонатор, разумеется, не содержит оптического изолятора, что является необходимым условием реализации двунаправленной генерации. При этом выходы *sw* и *ssw* каналов снабжены изоляторами (ИЗО) для предотвращения паразитных отражений от элементов установки.

С учетом ДГС световодов, входящих в состав кольца длиной 4,6 м, суммарная внутрирезонаторная ДГС является отрицательной и составляет $D_T \approx -0,11$ пс², что предполагает генерацию солитонов [17, 24], которые, как уже отмечалось, наиболее устойчивы к возмущениям, вызванным неоднородностью резонатора. Это свойство солитонов особенно важно для получения стабильной генерации в двунаправленном лазере в режиме синхронизации мод [17].

1.2. Гироскопическая установка

Используя представленный выше двунаправленный лазер с гибридной синхронизацией мод, были созданы две гироскопические установки с различными масштабными коэффициентами и количеством витков. В одной из них волоконный кольцевой резонатор и диод накачки размещались на фанерном диске, формируя одновитковый гироскоп (Гироскоп №1) с диаметром кольца около $d_1 \approx 100$ см. С целью повышения температурной стабильности и вибрационной устойчивости гироскопа волоконный кольцевой резонатор был

аккуратно упакован в теплоизоляционный материал (поролоновые блоки). При этом оптическая линия задержки, которая необходима для прецизионного совмещения sw - и $сsw$ - импульсов, была статичной и располагалась вне кольца на оптическом столе.

Во второй гироскопической установке (Гироскоп №2) все оптические элементы, включая линию задержки, компактно располагались на алюминиевом диске, формируя четырехвитковый гироскоп с диаметром кольца $d_2 = 42$ см.

Для того чтобы совместить импульсы sw и $сsw$, была создана оптическая схема, состоящая из 50 % волоконного ответвителя и прецизионной линии задержки (ЛЗ) на основе высокоотражающего зеркала и линейного транслятора с разрешением 10 мкм, которая интегрировалась в волоконную часть схемы посредством пигтейлированного GRIN-коллиматора и волоконного циркулятора (ЦИР). При этом линия задержки вносила пассивные потери около 1 дБ. Таким образом, прецизионное варьирование длины воздушного промежутка ЛЗ дало возможность контролировать расстояние между встречными импульсами с высокой точностью. Более того, чтобы увеличить глубину модуляции биений импульсов sw и $сsw$, необходимо также синхронизировать их состояния поляризации, что было реализовано с помощью волоконного контроллера поляризации, установленного вне кольца согласно рис. 1.

Сигналы с двух портов 50 % ответвителя анализировались во временном и частотном измерениях посредством двухканального 500 МГц осциллографа **TEKTRONIX** TDS3052B и радиочастотного спектроанализатора (РЧ СА) **ROHDE&SCHWARZ** FSL с полосой 9 кГц÷3 ГГц и разрешением 300 Гц. Кроме того, частота огибающей сигнала биений sw и $сsw$ каналов отфильтровывалась от высокочастотной составляющей с помощью фильтра низких частот (НЧ) и регистрировалась частотомером **AGILENT** 53132A, синхронизированным с внешним генератором прямоугольных импульсов [26].

Оба гироскопа устанавливались на моторизованную платформу с дискретным набором угловых скоростей в диапазоне от 75 град/ч до 360 град/с, которая вращалась относительно оси, перпендикулярной плоскости лазерного резонатора.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Генерационные характеристики двунаправленного лазера УКИ

Стабильная генерация в режиме синхронизации мод с самозапуском в обоих направлениях кольца была получена в диапазоне мощностей накачки от 60 до 110 мВт. На рис. 2 представлены автокорреляционные функции (АКФ) интенсивности и спектры sw и ssw импульсов при мощности накачки 85 мВт в случае практически полной их эквивалентности, которая реализована благодаря настройке внутрирезонаторных КП. Следует также подчеркнуть, что центральные длины волн встречных импульсов равны с точностью спектрального разрешения (0,2 нм) анализатора ANDO. При этом длительности sw и ssw импульсов (на полувысоте) составляют 800 и 810 фс, а выходные средние мощности 1,23 и 1,26 мВт соответственно. Исходя из рис. 2, качественная аппроксимация экспериментальных данных функциями, соответствующими солитонам ($P(\omega) \propto \text{sech}^2(\omega)$), а также наличие хорошо разрешимых (в логарифмическом масштабе) боковых пиков Келли свидетельствуют в пользу генерации солитонов в обоих направлениях кольца. Однако параметр спектральной ограниченности импульсов (произведение ширины спектра и длительности импульсов (на уровне -3 дБ) $TBP = \Delta\nu \cdot \tau_p$) варьируется при этом в диапазоне от 0,36 до 0,42, что немного превосходит стандартную величину $TBP = 0,315$, характерную для спектрально-ограниченных фундаментальных солитонов.

Согласно работе [17], варьирование характеристик sw и ssw импульсов (длительность, энергия и ширина спектра) в широких пределах достигается за счет изменения настроек внутрирезонаторных КП, что соответствует варьированию поляризационно-зависимых потерь и, как следствие, условий реализации НЭП во встречных направлениях кольца. Действительно, рост потерь приводит к уменьшению энергии импульса, и, в соответствии с теоремой о площади солитона, увеличению его длительности. В зависимости от мощности накачки и настроек КП длительность солитонов может варьироваться от ≈ 500 фс до 1,6 пс в обоих каналах генерации с соответствующим изменением выходной средней мощности от 0,4 до 2,3 мВт, при этом солитоны остаются

практически спектрально-ограниченными. Далее будет показано, что прецизионный контроль характеристик встречных импульсов тесно связан с возможностью перестройки частотной подставки гироскопа в широком диапазоне.

Также стоит отметить, что существует возможность значительного подавления одного из каналов (*cw* или *ccw*) за счет настройки КП, что приводит к стабильной генерации солитонов только в одном направлении кольца, которая, однако, сопровождается слабым паразитным сигналом, распространяющимся в противоположном его направлении [17]. Возникновение этого паразитного сигнала связано с рассеянием в насыщаемом поглотителе на основе ОУН, так как значительная часть его ненасыщаемых потерь обусловлена рассеянием падающего излучения случайно-распределенными ОУН [27] и последующим его захватом одномодовым световодом.

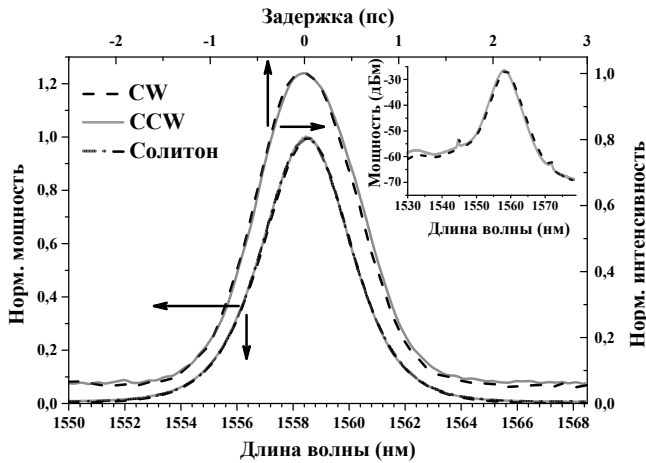


Рис. 2. Автокорреляционные функции интенсивности и спектры импульсов *cw* и *ccw* при мощности накачки 85 мВт

В отличие от струи красителя обратное рассеяние в стационарном насыщаемом поглотителе на основе ОУН может быть причиной установления взаимной связи *cw* и *ccw* импульсов [2, 8, 9, 17]. Действительно, так как слабый, рассеянный в обратную сторону, и регулярный импульсы непрерывно перекрываются в процессе их распространения по кольцу вследствие механизма столкновительной синхронизации мод, то слабое рассеянное излучение, являясь затравкой, заставляет встречные волны осциллировать с одной и той же частотой

(инжекционный захват), что в итоге приводит к появлению зоны захвата гироскопа.

Чтобы продемонстрировать возникновение взаимной связи встречных импульсов из-за обратного рассеяния в пленке ОУН, РЧ-спектры каналов *sw* и *ccw* регистрировались отдельно (без смешивания) в случае как практически эквивалентных ($\tau_p^{CW} = 1,45$ пс, $\tau_p^{CCW} = 1,51$ пс), так и различных ($\tau_p^{CW} = 1,1$ пс, $\tau_p^{CCW} = 1,43$ пс) параметров встречных импульсов при одной и той же мощности накачки 60 мВт. На представленных (рис. 3) РЧ-спектрах хорошо различимы слабые боковые пики около центрального пика, соответствующего фундаментальной частоте повторения $f_{rep} = 43,6$ МГц, которая совпадает для обоих каналов генерации.

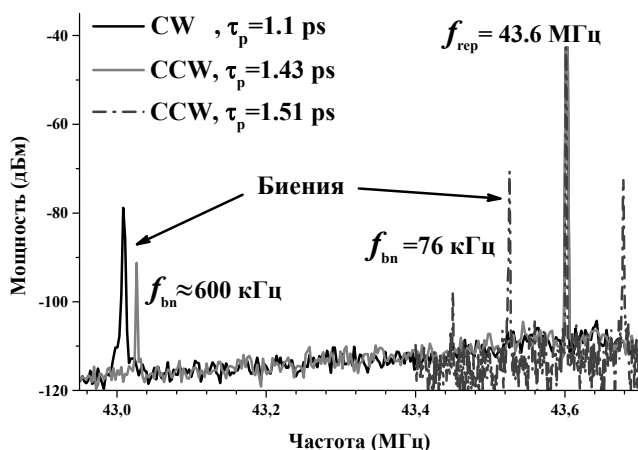


Рис. 3. РЧ-спектры каналов *sw* и *ccw*, записанные отдельно без их смешивания. Разрешение 300 Гц, время сканирования – 5 с

Несомненно, что наблюдаемые РЧ-спектры можно интерпретировать как биения импульсов *sw* и *ccw* и соответствующих паразитных сигналов, возникающих вследствие рассеяния в пленке ОУН. Следует отметить, что частота биений отличается в этих двух случаях практически на порядок ($f_{bn} \approx 76$ кГц и $f_{bn} \approx 600$ кГц в случае эквивалентных и различных параметров *sw* и *ccw* импульсов). При этом частотный пик 76 кГц имеет заметно большую амплитуду (на ≈ 12 дБ), что может быть обусловлено более сильной связью в случае близости параметров импульсов *sw* и *ccw*. Исходя из этого, естественно

ожидать, что дальнейшее уменьшение частоты биений приведет к их исчезновению вследствие эффекта захвата частоты и в конечном счете возникновению нежелательной «мертвой» зоны гироскопа. Далее это предположение будет проверено экспериментально.

Таким образом, двунаправленный эрбиевый кольцевой волоконный лазер с гибридной синхронизацией мод излучает фундаментальные солитоны с прецизионно контролируруемыми характеристиками в обоих направлениях кольца за счет настройки контроллеров поляризации и варьирования мощности накачки.

2.2. Анализ биений sw и ssw импульсов

Как показано в работе [17], для получения стабильного сигнала биений sw и ssw импульсов необходимо выполнение двух основных условий: 1) встречные импульсы должны быть синхронизованы по фазе, что реализуется благодаря наличию тонкопленочного насыщаемого поглотителя на основе ОУН за счет механизма столкновительной синхронизации мод; 2) частоты повторения sw и ssw импульсов должны быть равны, что, в свою очередь, означает равенство времен обхода резонатора (т.е. средних групповых скоростей) встречными импульсами. При этом второе условие подразумевает чрезвычайно низкую поляризационно-модовую дисперсию (ПМД) внутри резонатора. Действительно, несмотря на то, что волоконный резонатор сам по себе является поляризационно-чувствительным в силу наличия в нем поляризующего световода, частоты повторения встречных импульсов оказались равны и, к тому же, не зависят от настроек КП, что гарантирует наблюдение стабильного сигнала биений sw и ssw импульсов [17]. Более того, естественно предположить, что частоты повторения встречных импульсов имеют практически идентичную чувствительность к внешним возмущениям, что таким образом существенно повышает стабильность биений [17].

Известно, что спектр регулярных УКИ, следующих с заданной частотой повторения f_{rep} , состоит из огромного числа узких эквидистантных линий (оптическая гребенка или комб) [1, 21, 22]. Положение N -й линии на шкале частот ν_N определяется частотой повторения f_{rep} и оффсетной частотой f_{ceo} , которая возникает вследствие разности групповой и фазовой скоростей импульса как $\nu_N = f_{\text{ceo}} + N \cdot f_{\text{rep}}$ [1, 21,

22]. При этом хорошо известно, что частота биений двух непрерывных сигналов с близкими несущими частотами ν_c выражается простым соотношением: $f_{bn} = \nu_c^{(1)} - \nu_c^{(2)}$. Таким образом, в случае равных частот повторения импульсов cw и ccw частота биений f_{bn} при их идеальном перекрытии во времени дается следующим выражением:

$$f_{bn} = \nu_c^{CW} - \nu_c^{CCW} = f_{ceo}^{CW} + N_c \cdot f_{rep} - (f_{ceo}^{CCW} + N_c \cdot f_{rep}) = f_{ceo}^{CW} - f_{ceo}^{CCW} = \Delta f_{ceo}, \quad (1)$$

которое не зависит от конкретного номера N . Следует подчеркнуть, что это выражение верно только при условии равного межмодового частотного расстояния, что эквивалентно равенству частот повторения встречных импульсов, а также близости их несущих частот ($N_c^{CW} = N_c^{CCW}$). Другими словами, биения двух сфазированных оптических гребенок с равными межмодовыми частотными интервалами можно интерпретировать как конструктивную интерференцию большого числа биений отдельных пар спектральных линий гребенок с одним и тем же номером N . Таким образом, частота биений полностью определяется разностью офсетных частот (Δf_{ceo}) cw и ccw импульсов [20].

На рис. 4 показаны практически гармонические сигналы биений ($a, в, д$) с близкой к 100 % глубиной модуляции, а также соответствующие им РЧ-спектры ($б, з, е$) в случае различных частот биений $f_{bn} = 280, 952$ и $1,61$ МГц, зарегистрированные в гироскопической установке № 1 в условиях покоя. Сигнал биений после прохождения фильтра НЧ представлен на рис. 1.

Соотношение сигнала на фундаментальной частоте повторения f_{rep} к шуму (более 70 дБ) существенно превосходит эту величину для пика, соответствующего биениям (≈ 30 дБ), что обусловлено нестабильностью самих биений, а также дополнительными фазовыми и амплитудными шумами, возникающими во внешней линии задержки. Более того, практически гармонический сигнал биений (РЧ-спектр которых аналогичен спектру гармонической амплитудной модуляции) имеет близкую к 100 % глубину модуляции вне зависимости от значений f_{bn} .

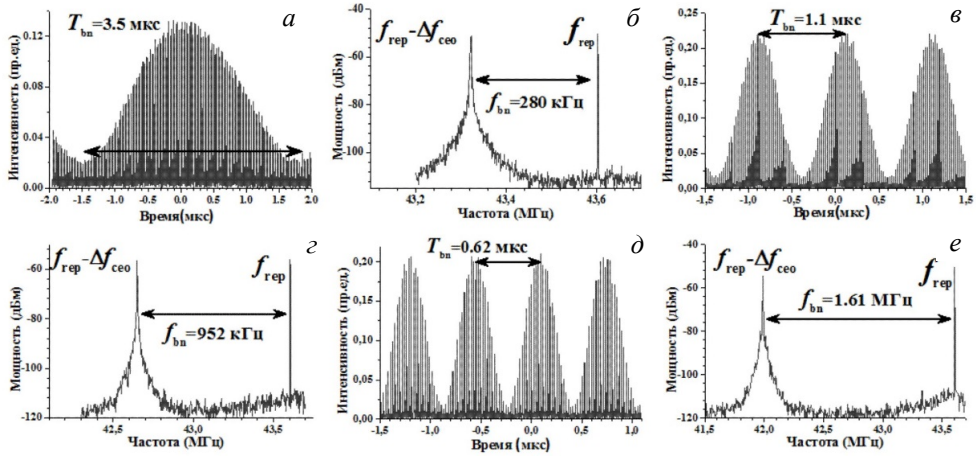


Рис. 4. Сигналы биений sw и csw каналов (а, в, д) и соответствующие РЧ-спектры (б, г, е) при мощности накачки 76 мВт; разрешение – 300 Гц; время сканирования – 5 с; $f_{rep} = 43,601$ МГц

Глубина модуляции m сигнала биений двух сфазированных солитонов (т.е. в данном случае импульсов sw и csw) с одним и тем же периодом следования T_{res} выражается следующей формулой:

$$m = \frac{\sqrt{\eta \cdot z}}{\eta + 1} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{ch(t) \cdot ch(z \cdot t)}. \quad (2)$$

Здесь $\eta = P_{av}^{CW} / P_{av}^{CCW}$ – отношение средних мощностей sw и csw солитонов, которое эквивалентно отношению их энергий ($E_p = P_{av} \cdot T_{res}$); $z = \tau_s^{CW} / \tau_s^{CCW}$ – отношение их длительностей (на полувысоте). Так, даже в условиях значительной неэквивалентности sw и csw импульсов, что соответствует, например, $z = 0,5$ и $\eta = 3$, рассчитанная по формуле (2) глубина модуляции составляет $m \approx 0,87$. Это означает отсутствие необходимости уравнивания средних мощностей (и энергий), а также длительностей встречных импульсов для получения сигнала биений с близкой к 100 % глубиной модуляции.

Следует отметить, что варьирование частоты биений согласно рис. 4 было реализовано посредством управления состоянием поляризации встречных импульсов с помощью настройки внутрирезонаторных КП при постоянной мощности накачки 76 мВт. Используя эту методику, можно перестраивать частоту биений в диапазоне от ≈ 60 кГц (что соответствует границе зоны захвата и наступающему коллапсу

сигнала биений) до $\approx 2,3$ МГц с дальнейшим срывом режима синхронизации мод в одном из двух каналов генерации.

Для исследования эволюции параметров sw и ssw импульсов при перестройке частоты биений были измерены их длительности, а также спектры и выходные мощности, соответствующие частотам биений на рис. 4. Автокорреляционные функции (АКФ) и спектры sw и ssw импульсов при $f_{bn} = 280$ кГц и 1.61 МГц представлены на рис. 5, а, б. Несмотря на то, что это исследование было проведено лишь для нескольких значений частоты биений в силу экспериментальных трудностей, очевидно, что длительности, а также ширины спектров sw и ssw импульсов выравниваются с приближением частоты биений к нулю, что подтверждает выводы, сделанные в конце параграфа 2.1. Эта тенденция вполне естественна в случае генерации солитонов в двунаправленном кольцевом волоконном лазере, что будет далее подтверждено теоретически.

Исходя из того, что частота биений f_{bn} равна разности оффсетных частот sw и ssw импульсов Δf_{ceo} , именно зависимость f_{ceo} от параметров солитона полностью определяет эволюцию f_{bn} на рис. 5, а и б. Оффсетная частота f_{ceo} , которая возникает вследствие разности фазовой и групповой скоростей солитона, определяется выражением [1, 21, 28]:

$$f_{ceo} = \frac{\Delta\phi_{ce}}{2\pi T_{\text{геп}}} = f_{\text{геп}} \frac{\Delta\phi_{ce}}{2\pi} = v_c \left(1 - \frac{v_g(v_c)}{v_p(v_c)} \right). \quad (3)$$

Здесь v_g и v_p – групповая и фазовая скорости солитона на несущей частоте v_c ; $\Delta\phi_{ce}$ – оффсетный фазовый сдвиг солитона за один обход резонатора длиной L [1, 21, 28], состоящий из линейной $\Delta\phi_{ce}^L = \beta(\omega_c)L - \omega_c\beta'(\omega_c)$ и нелинейной $\Delta\phi_{ce}^{NL}$ частей согласно выражению [29]:

$$\Delta\phi_{ce} = \Delta\phi_{ce}^L + \Delta\phi_{ce}^{NL} = \beta(\omega_c)L - \omega_c\beta'(\omega_c) - \frac{1}{2}\gamma\frac{E_s}{2\tau_0}L, \quad (4)$$

где γ – коэффициент керровской нелинейности световода; β – линейная константа распространения солитона с энергией E_s и длительностью на полувысоте $\tau_s = 2\ln(1+\sqrt{2})\tau_0$ [29]. Как было установлено в работах

[29] и [30], $\Delta\varphi_{\text{ce}}^{\text{NL}}$ возникает за счет влияния фазовой самомодуляции (ФСМ) на фазовую скорость (фазу солитона) и эффекта, связанного с самоукручением, – на групповую скорость солитона, причем вклад второго эффекта в 2 раза больше, чем первого [29, 30]. В результате частота биений f_{bn} состоит из линейного f_{bn}^{L} и нелинейного $f_{\text{bn}}^{\text{NL}}$ вкладов согласно следующей формуле как:

$$f_{\text{bn}} = \Delta f_{\text{ceo}} = \frac{f_{\text{rep}}}{2\pi} \left| \Delta\varphi_{\text{ce}}^{\text{CW}} - \Delta\varphi_{\text{ce}}^{\text{CCW}} \right| = f_{\text{bn}}^{\text{L}} + f_{\text{bn}}^{\text{NL}} = 2\pi c |D_T| f_{\text{rep}} \frac{\Delta v^0}{\lambda_{\text{CW}}} + f_{\text{bn}}^{\text{NL}}, \quad (5)$$

здесь D_T – суммарная внутрирезонаторная ДГС, $\Delta v^0 = |v_{\text{CW}}^0 - v_{\text{CCW}}^0|$ – разность несущих частот солитонов CW и CCW , которая эквивалентна частоте биений $f_{\text{bn}} = v_{\text{c}}^{(1)} - v_{\text{c}}^{(2)}$. Таким образом, для f_{bn}^{L} можно написать:

$$f_{\text{bn}}^{\text{L}} = k \cdot f_{\text{bn}} = \frac{2\pi c |D_T| f_{\text{rep}}}{\lambda_0} f_{\text{bn}}. \quad (6)$$

Учитывая, что $|D_T| = 0,11 \text{ пс}^2$, $\lambda_0 = 1,56 \text{ мкм}$, а $f_{\text{rep}} = 43,6 \text{ МГц}$ ($T_{\text{rep}} = 22,9 \text{ нс}$), оценка параметра k дает $k \approx 5 \cdot 10^{-3}$, что делает вклад линейной составляющей частоты биений f_{bn}^{L} незначительным ($f_{\text{bn}}^{\text{L}} \ll f_{\text{bn}}^{\text{NL}}$). Следовательно, именно влияние нелинейных эффектов в лице ФСМ и самоукручения на оффсетный фазовый сдвиг встречных солитонов отвечает за перестройку частоты биений на рис. 5, а, б.

В соответствии с проведенным анализом и формулой (4) частота биений f_{bn} может быть записана так:

$$\begin{aligned} f_{\text{bn}} = \Delta f_{\text{ceo}} &= \frac{f_{\text{rep}}}{2\pi} \left| \Delta\varphi_{\text{ce}}^{\text{CW}} - \Delta\varphi_{\text{ce}}^{\text{CCW}} \right| \approx \Delta f_{\text{ceo}}^{\text{NL}} = \\ &= \frac{f_{\text{rep}} L_{\text{res}} \gamma}{4\pi} \left| \left\langle P_s^{\text{CW}} \right\rangle - \left\langle P_s^{\text{CCW}} \right\rangle \right| = \frac{f_{\text{rep}} L_{\text{res}}}{4\pi} \left| \left\langle \frac{1}{L_{\text{NL}}^{\text{CW}}} \right\rangle - \left\langle \frac{1}{L_{\text{NL}}^{\text{CCW}}} \right\rangle \right|, \end{aligned} \quad (7)$$

где введена нелинейная длина солитона $L_{\text{NL}} = (P_s \cdot \gamma)^{-1}$, которая определяется усредненной пиковой мощностью солитона внутри резонатора как $\langle P_s \rangle = \ln(1 + \sqrt{2}) \cdot \langle E_s \rangle / \langle \tau_s \rangle$. При прохождении резонатора солито-

неподобный импульс испытывает действие различных возмущающих факторов, связанных с неоднородностью резонатора, что приводит, в частности, к вариации его параметров и, как следствие, его отклонению от фундаментального солитона, для которого порядок N ($N_s = \sqrt{L_D/L_{NL}}$) строго равен единице ($N = 1$). Вводя одинаковый средний порядок $\langle N \rangle$ для sw и ccw импульсов, выражение (7) можно переписать с учетом средней длительности солитонов $\langle \tau_s \rangle$, которая измеряется экспериментально, следующим образом:

$$\begin{aligned}
 f_{bn} &= \frac{\langle N^2 \rangle f_{rep} L_{res}}{4\pi} \left| \left\langle \frac{1}{L_D^{CW}} \right\rangle - \left\langle \frac{1}{L_D^{CCW}} \right\rangle \right| = \\
 &= \frac{(\ln(1 + \sqrt{2}))^2 \langle N^2 \rangle |D_T| f_{rep}}{\pi} \left| \frac{1}{\langle \tau_{CW}^2 \rangle} - \frac{1}{\langle \tau_{CCW}^2 \rangle} \right| = X \cdot \langle N^2 \rangle. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Зависимость частоты биений встречных импульсов f_{bn} от параметра X для экспериментальных значений, соответствующих рис. 5, а, б, показана на рис. 5, в. Качественная линейная аппроксимация экспериментальных данных дает величину наклона прямой $B = \langle N^2 \rangle = 1,668 \pm 0,008$, что соответствует вполне разумной величине усредненного периода $\langle N \rangle \approx 1,3$ для солитонов sw и ccw внутри резонатора. Следует также подчеркнуть, что влияние нелинейных эффектов на величину оффсетной частоты f_{ceo} (и следовательно, частоты биений f_{bn}) значительно ниже для гауссовых импульсов, которые формируются в волоконном лазере с управлением внутрирезонаторной дисперсией за счет включения световодов как с положительной, так и отрицательной ДГС [29, 30]. Поэтому, в отличие от солитонного волоконного лазера, двунаправленный лазер с управлением внутрирезонаторной ДГС должен иметь существенно более низкую чувствительность биений импульсов sw и ccw к вариации их характеристик, что, однако, требует экспериментальной проверки.

Зависимость частоты биений от мощности накачки P_{pump} , представленная на рис. 5, г, измерялась для двух различных рабочих точек гироскопической установки №1 (обозначенных цифрами 1 и 2), которые отличались начальными значениями f_{bn} , устанавливаемыми

посредством настройки внутризональных КП (эти настройки в процессе экспериментов оставались неизменными). Как следует из рис. 5, ε , рост мощности накачки приводит к увеличению частоты биений в обоих случаях.

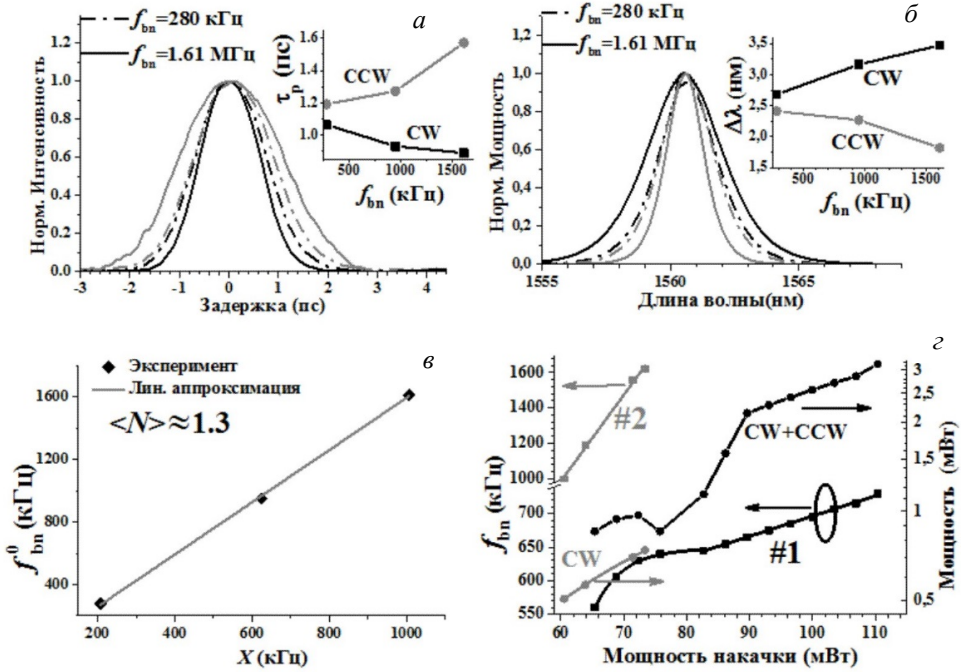


Рис. 5. АКФ (а) и спектры (б) *cw* (черный) и *ccw* (серый) солитонов при различной частоте биений f_{bn} ; в – зависимость f_{bn} от параметра X из формулы (8); z – зависимость f_{bn} и выходной средней мощности каналов от мощности накачки двунаправленного лазера

При этом кривая эволюции f_{bn} в случае 1 состоит из двух участков с существенно различным поведением: а именно участка с экспоненциальным насыщением f_{bn} до уровня $f_{bn} = 648 \pm 2$ (кГц), за которым следует линейный участок с соответствующей дифференциальной чувствительностью частоты биений $df_{bn}/dP_{pump} = d(\Delta f_{ceo})/dP_{pump} = 3,00 \pm 0,05$ (кГц/мВт), которая, что интересно, оказалась на ~ 3 порядка меньше характерной чувствительности оффсетной частоты df_{ceo}/dP_{pump} солитонного лазера [31]. Эволюция частоты биений в случае 2 линейна во всем диапазоне доступных мощностей накачки,

при этом дифференциальная чувствительность f_{bn} оказалась больше, чем в случае 1, и составляет $df_{bn}/dP_{pump} = 49 \pm 2$ (кГц/мВт).

Тот факт, что частота биений зависит от мощности накачки лазера, дает основания считать, что параметры sw и ssw солитонов (длительность и энергия) эволюционируют по-разному при варьировании мощности накачки. Более того, как следует из анализа, представленного выше, биения в состоянии покоя возникают именно вследствие различия характеристик sw и ssw импульсов. Таким образом, зависимости на рис. 5, 2 связаны с выбором начальной рабочей точки двунаправленного лазера за счет настройки внутрирезонаторных КП.

Интересно отметить, что участок с насыщением зависимости f_{bn} от P_{pump} для случая 1 коррелирует с соответствующей нелинейной зависимостью суммарной выходной средней мощности sw и ssw каналов, представленной также на рис. 5, 2. При этом уменьшение выходной средней мощности с ростом мощности накачки обусловлено увеличением внутрирезонаторных потерь, которое можно связать с «перенасыщением» механизма НЭП (т.е. рост интенсивности импульса ведет не к снижению, а к росту потерь при прохождении поляризатора) в одном или сразу двух каналах в зависимости от выбора начальной рабочей точки двунаправленного лазера. Действительно, рабочая точка НЭП для каждого канала также устанавливается исключительно за счет настройки внутрирезонаторных КП. Далее она эволюционирует при изменении мощности накачки таким образом, что сигнал на выходе поляризующего световода может либо возрастать, либо уменьшаться в зависимости от положения начальной рабочей точки (т.е. величины f_{bn}), что приводит к соответствующему росту либо снижению энергии солитонов и изменению связанной с ней длительности. Таким образом, динамика изменения параметров солитонов sw и ssw может существенно различаться, что в результате приводит к различной динамике зависимости f_{bn} от P_{pump} . При этом режим синхронизации мод поддерживается за счет «столкновительного» механизма, который реализуется благодаря включению насыщаемого поглотителя на основе ОУН. Тем не менее стоит указать, что в дальнейшем эволюция параметров sw и ssw солитонов при варьировании мощности накачки должна быть исследована более тщательно.

2.3. Детектирование гироскопического эффекта

При вращении платформы детектировался гироскопический эффект, который проявлялся в отклонении частоты биений cw и ccw каналов от ее начального значения f_{bn}^0 (частотной подставки гироскопа) в состоянии покоя. Измеренные графики вращательной чувствительности гироскопической установки №1 ($f_{bn}^0 \approx 700$ кГц) и №2 ($f_{bn}^0 \approx 400$ кГц) представлены на рис.6 (отклонения частоты биений Δf_{bn} от начального значения f_{bn}^0 усреднялись для двух противоположных направлений вращения платформы при данной угловой скорости Ω). При этом на рис. 6, а показана общая вращательная чувствительность, тогда как на рис. 6, б отдельно продемонстрирована вращательная чувствительность гироскопа №1 в случае малых угловых скоростей. В отличие от наибольшей детектируемой угловой скорости $\Omega_{max} = 360$ (град/с), которая ограничена исключительно техническими возможностями вращательной платформы, наименьшая детектируемая угловая скорость, которая составила $\Omega_{min} = 0,12$ (град/с) = 432 (град/ч), определяется нестабильностью частотной подставки гироскопа, что более детально будет проанализировано ниже. Более того, стабильные биения с близкой к 100 % глубиной модуляции свидетельствуют об инвариантности частот повторения cw и ccw импульсов в процессе вращения платформы. Для того чтобы подтвердить это предположение, теоретически исследована эволюция положения частотных мод кольцевого резонатора при его вращении относительно оси, перпендикулярной плоскости резонатора. Действительно, для величины сдвига N -й частотной моды вследствие изменения длины обхода кольцевого резонатора можно написать:

$$v_N = \frac{cN}{n(L_{res} \pm \Delta L)} \approx \frac{cN}{nL_{res}} \mp \frac{cN}{nL_{res}^2} \Delta L = v_N^0 \mp \Delta v_N, \quad (9)$$

где c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления среды резонатора; L_{res} – длина резонатора; знаки «+» и «-» соответствуют противоположным направлениям обхода резонатора. Подставляя соответствующее изменение длины обхода резонатора (в лабораторной системе) при его вращении $\Delta L = 2\Omega \cdot A/c$, где A – площадь, ограниченная кольцевым резонатором, в формулу (9), можно написать выражения, которые учитывают частотные сдвиги N -й и $(N+1)$ -й мод как:

$$v_N = \frac{cN}{nL_{\text{res}}} \mp \frac{2N\Omega A}{ncL_{\text{res}}^2}, v_{N+1} = \frac{c(N+1)}{nL_{\text{res}}} \mp \frac{2(N+1)\Omega A}{ncL_{\text{res}}^2}, \quad (10)$$

Таким образом, межмодовое частотное расстояние при вращении резонатора согласно (10) определяется как:

$$\Delta v = v_{N+1} - v_N = \frac{c}{nL_{\text{res}}} \mp \frac{c}{nL_{\text{res}}} \frac{\Delta L}{L_{\text{res}}}. \quad (11)$$

Поскольку $\Delta L \ll L_{\text{res}}$ ($\Delta L/L_{\text{res}} \sim 10^{-9}$ при $\Omega \sim 1$ (рад/с) и $L_{\text{res}} = 4,6$ (м), что значительно меньше температурных вариаций длины волоконного резонатора), то с довольно высокой точностью (порядка 10^{-9}) можно считать межмодовое частотное расстояние для sw и $cssw$ каналов неизменным ($\Delta v \approx c/nL_{\text{res}} = \Delta v^0$) во всем диапазоне угловых скоростей вращения платформы. Из этого, в свою очередь, следует инвариантность частоты повторения sw и $cssw$ импульсов при вращении. Таким образом, гироскопический эффект во вращающемся кольцевом лазере УКИ можно интерпретировать как сдвиг оптических гребенок, соответствующих sw и $cssw$ импульсам, в противоположных направлениях шкалы частот, который и приводит к изменению частоты биений.

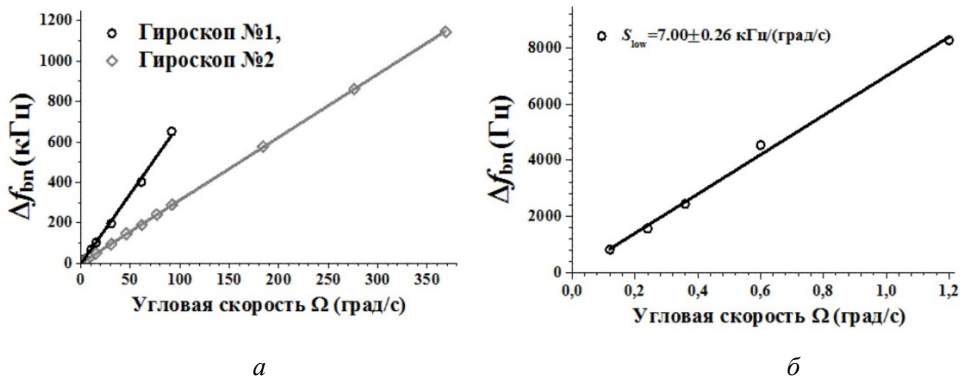


Рис. 6. Вращательная чувствительность: *a* – общая для гироскопов №1 и 2; *б* – для гироскопа №1 при малых угловых скоростях

Качественная линейная аппроксимация экспериментальных данных на рис. 6 дает величину вращательной чувствительности $S_1 = (6,95 \pm 0,11)$ кГц/(град/с) для гироскопа №1 $S_1^{\text{low}} = (7,00 \pm 0,26)$ кГц/(град/с) – вращательная чувствительность в случае малых угловых

скоростей, полученная интерполяцией данных на рис. 6, б), и $S_2 = (3,12 \pm 0,01)$ кГц/(град/с) для гироскопа №2. При этом вращательная чувствительность идеального одновиткового гироскопа вдали от зоны захвата рассчитывается так:

$$\Delta f_{bn} [\text{Гц}] = \frac{4A}{\lambda_0 n P} \cdot \Omega [\text{рад/с}], \quad (12)$$

и определяется величиной масштабного коэффициента S :

$$S = \frac{4A}{\lambda_0 n P} = \frac{d}{\lambda_0 n} \cdot \frac{\pi}{180} \left[\frac{\text{Гц}}{\text{град/с}} \right], \quad (13)$$

Здесь $P = \pi \cdot d$ – периметр кольца; λ_0 – длина волны несущей в вакууме ($\lambda_0 = 1,56$ мкм), а n – показатель преломления в данном случае плавленого кварца ($n \approx 1,46$). Следует подчеркнуть, что поскольку масштабный коэффициент является безразмерной величиной, то множитель $\pi/180$ в формуле (13) необходим для корректного сравнения рассчитанного масштабного коэффициента с вращательной чувствительностью гироскопа, полученной из эксперимента и выраженной в (Гц/(град/с)). Также следует подчеркнуть, что обратная зависимость S от показателя преломления среды n была ранее обнаружена в лазерном гироскопе с полупроводниковым усилителем в качестве активной среды [32, 33].

С учетом геометрических параметров гироскопов рассчитанная величина масштабных коэффициентов составляет $S_1 = 7,66$ кГц/(град/с) для гироскопа №1 и $S_2 = 3,22$ кГц/(град/с) для гироскопа №2, что хорошо согласуется с вращательными чувствительностями, полученными экспериментально. На основании этих результатов можно сделать ряд важных замечаний. Во-первых, однозначно доказана обратная зависимость вращательной чувствительности гироскопа от показателя преломления материала среды резонатора. Во-вторых, оказалось, что вращательная чувствительность гироскопа не зависит от количества витков, что видно на примере четырехвиткового гироскопа №2. Последнее обстоятельство принципиально отличает когерентный (лазерный) оптический гироскоп (КОГ) с кольцевым резонатором от лазерного гироскопа с пассивным петлевым интерферометром Санька в качестве датчика вращения [34, 35].

Из-за большой начальной частоты биений f_{bn}^0 зона захвата не была обнаружена в процессе измерения вращательной чувствительности гироскопов при малых угловых скоростях вращения платформы. С целью обнаружения зоны захвата частотная подставка гироскопа №2 была опущена до значения $f_{bn}^0 \approx 112$ кГц. Полученная экспериментально зависимость отклонения частоты биений от начального положения $(\Delta f_{bn} - f_{bn}^0)$ от величины угловой скорости Ω в процессе вращения платформы по часовой стрелке показана на рис.7, на котором отчетливо видна область угловых скоростей, где гироскоп не чувствителен к вращению, что также сопровождается исчезновением гармонического сигнала биений встречных импульсов. При этом частота биений f_{bn} уменьшается вплоть до значения угловой скорости $\Omega = 27,6$ град/с и далее начинает расти, что однозначно свидетельствует об изменении знака выражения $f_{ceo}^{CW} - f_{ceo}^{CCW}$ (т.е. разности оффсетных частот cw и ccw импульсов) в процессе увеличения Ω . Это можно трактовать как прохождение гребенок cw и ccw солитонов друг сквозь друга на частотной шкале. Таким образом, рис. 7 демонстрирует появление «мертвой» зоны гироскопа в процессе вращения платформы по часовой стрелке. Стоит, однако, подчеркнуть, что за счет возможности перестраивать частотную подставку гироскопа (т.е. начальную частоту биений) его «мертвая» зона может быть просто сдвинута в направлении более высоких или более низких угловых скоростей вращения по часовой стрелке. В связи с этим созданный КОГ можно назвать гироскопом с перестраиваемой «мертвой» зоной.

Вследствие ограниченного набора доступных угловых скоростей вращения платформы можно только приблизительно оценить ширину зоны захвата гироскопа на основании рис. 7. В частности, учитывая минимальную регистрируемую частоту биений $f_{bn}^{\min} \approx 15$ кГц в процессе вращения платформы, а также усредненную вращательную чувствительность в этом интервале угловых скоростей $S_{db} = (2,98 \pm 0,03)$ кГц/(град/с), полученную, исходя из линейной аппроксимации данных на рис. 7, ширина «мертвой» зоны гироскопа Ω_{db} составляет: $\Omega_{db} = f_{bn}^{\min} \cdot S_{db} \approx \approx 5,15$ (град/с) = 0,09 (рад/с). Эта величина примерно на 2 порядка хуже, чем в современных КОГ на основе гелий-неоновых газовых лазеров.

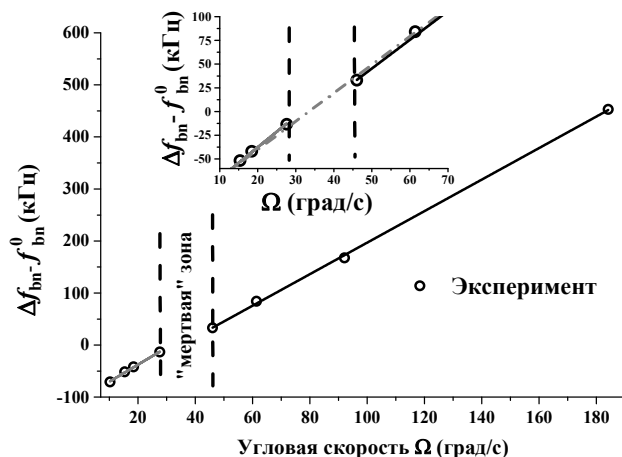


Рис. 7. Регистрация зоны захвата гироскопа №2 при вращении платформы по часовой стрелке

Как уже обсуждалось выше в подразд. 2.1, захват частоты встречных волн, который и приводит к появлению «мертвой» зоны гироскопа, обусловлен возникновением связи встречных импульсов за счет обратного рассеяния в насыщаемом поглотителе на основе ОУН, который является точкой пересечения импульсов cw и ccw внутри резонатора. При этом угловая скорость, при которой происходит захват Ω_{db} , может быть использована для оценки эффективной амплитуды обратного рассеяния r по формуле [2, 8, 9]:

$$r = \frac{2A}{\lambda_0 n c} \Omega_{db}. \quad (14)$$

Подстановка экспериментальных значений ($A = 0,139 \text{ м}^2$, $\lambda_0 = 1,56 \text{ мкм}$, $\Omega_{db} = 0,09 \text{ рад/с}$) в формулу (14) дает $r \cong 5 \cdot 10^{-5}$, что согласуется с опубликованными ранее данными по обратному рассеянию в лазерах УКИ на красителях, работающих в режиме столкновительной синхронизацией мод [2, 8, 9]. Следует также отметить, что ширина зоны захвата $\Delta f_{db} = 2 \cdot f_{bn}^{\min} \approx 30 \text{ кГц}$ по порядку величины близка к ширине отдельной линии оптической гребенки волоконного лазера УКИ с пассивной синхронизацией мод [22]. В частности, измеренная ширина линии гребенки для однонаправленного эрбиевого полностью волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод на основе ОУН и НЭП, и генерирующего импульсы минимальной

длительностью 130 фс составила 32 кГц [36]. Однако необходимы дополнительные исследования для установления взаимосвязи между шириной зоны захвата гироскопа и шириной отдельной частотной моды УКИ.

На завершающем этапе была исследована временная стабильность частотной подставки гироскопа посредством записи эволюции f_{bn}^0 в процессе непрерывной работы двунаправленного кольцевого лазера в состоянии покоя платформы. На рис. 8, *a* представлена эволюция f_{bn}^0 гироскопа №1 (мощность диодной накачки – 72 мВт) в течение $\approx 8,7$ ч, записанная в условиях интервала усреднения (gate time) измерителя частоты $\tau_g = 100$ мс (соответствующее время простоя $\tau_d \approx 4,4$ мс). Сразу после включения двунаправленного лазера наблюдается экспоненциальный спад f_{bn}^0 с постоянной времени $\approx 5,5$ мин, за которым следует стохастический дрейф, сопровождающийся как быстрыми, так и медленным флуктуациями частоты биений встречных импульсов, с максимальным размахом около 30 кГц. При этом, взяв в расчет промежутки времени между 7,6 и 8,2 ч, в котором f_{bn}^0 имеет наименьшее отклонение от среднего значения, можно вычислить девиацию Аллана подставки гироскопа $\sigma_y(\tau)$ – стандартную величину, характеризующую стабильность f_{bn}^0 при различных временах усреднения τ , которая показана на вставке (рис. 8, *a*). Видно, что $\sigma_y(\tau)$ монотонно растет, начиная с минимального интервала усреднения $\tau = 0,1$ с, что является результатом воздействия различных возмущающих факторов, таких как флуктуации температуры, диодной мощности накачки двунаправленного лазера, а также вибрации платформы в процессе долговременной работы лазера. Тем не менее, исходя из минимального значения девиации Аллана $\sigma_y(\tau) = 73,9 \pm 0,3$ Гц при длительности интервала усреднения $\tau = 0,1$ с, разрешение гироскопа (т.е. минимальная детектируемая угловая скорость вращения платформы) можно оценить как $R \approx \sigma_y(\tau) / S_1 \approx 0,01$ (град/с) = 38 (град/ч). Стоит, однако, подчеркнуть, что полученная величина существенно выше требуемого разрешения ($\sim 0,01$ град/ч) для КОГ, которые применяются в современных навигационных системах [3, 15].

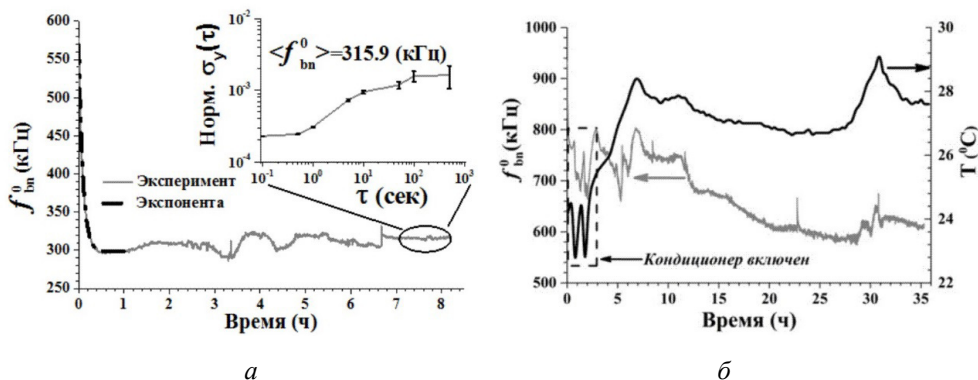


Рис. 8. Исследование дрейфа нулевой точки гироскопа №1 в процессе непрерывной работы двунаправленного лазера (вкладка – нормированная девиация Аллана

$$\sigma_y(\tau) / \langle f_{bn}^0 \rangle$$

Очевидно, что f_{bn}^0 подвержена влиянию как внешних (флуктуации температуры и вибрации), так и внутренних (флуктуации f_{ceo} вследствие нестабильности мощности накачки) факторов [20–22, 28, 31], что и приводит к флуктуационной модели поведения f_{bn}^0 , обнаруженной экспериментально. Однако вышеперечисленные факторы действуют на существенно различных временных масштабах. В частности, чтобы показать влияние температурных изменений на эволюцию частотной подставки, f_{bn}^0 регистрировалась в течение 35 ч непрерывной работы двунаправленного лазера (интервал усреднения частотомера составлял $\tau_g = 100$ мс, диодная мощность накачки – 72 мВт) совместно с регистрацией температуры вблизи гироскопа №1 каждые 15 мин. Результат этого эксперимента показан на рис. 8, б. Следует напомнить, что в гироскопической установке №1 кольцевой волоконный резонатор был упакован в теплоизоляционный материал для смягчения влияния температурных вариаций. Несмотря на это, наблюдается очевидная корреляция медленных вариаций температуры и частоты биений f_{bn}^0 , что подтверждает вклад тепловых процессов в нестабильность f_{bn}^0 на больших временных интервалах.

Для того чтобы существенно улучшить разрешающую способность КОГ на основе двунаправленного кольцевого волоконного лазера УКИ и сделать его пригодным для использования в реальных

навигационных системах, дальнейшая работа должна быть направлена на создание высококачественных систем стабилизации температуры и мощности накачки, а также виброизоляции всей платформы.

Заключение

Создана гироскопическая установка на основе двунаправленного эрбиевого кольцевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод, генерирующего пико- и фемтосекундные импульсы в обоих направлениях кольца, а также экспериментально исследованы ее основные характеристики, такие как вращательная чувствительность, ширина зоны захвата гироскопа, стабильность частоты биений встречных импульсов (т.е. частотной подставки гироскопа).

Показано, что перестройка частоты биений сфазированных и синхронизованных по частоте повторения встречных импульсов полностью определяется зависимостью оффсетной частоты солитона от его пиковой мощности вследствие влияния фазовой само-модуляции и самоукручения на нелинейную часть оффсетного фазового сдвига солитона. В результате реализована перестройка частотной подставки гироскопа в диапазоне от ≈ 60 кГц до $\approx 2,3$ МГц посредством настройки внутрирезонаторных контроллеров поляризации и варьирования мощности накачки двунаправленного лазера.

На основании проведенных экспериментов по измерению вращательной чувствительности подтверждена обратная зависимость масштабного коэффициента КОГ от показателя преломления среды резонатора, а также его инвариантность относительно количества витков. Максимальная вращательная чувствительность составила 7 кГц/(град/с) для одновиткового гироскопа с эффективной площадью $0,79$ м², что хорошо согласуется с рассчитанным масштабным коэффициентом.

В процессе вращения платформы по часовой стрелке была обнаружена «мертвая» зона гироскопа с нижним пределом угловой скорости $\approx 5,15$ (град/с), соответствующим частоте биений встречных импульсов ≈ 15 (кГц). Благодаря возможности перестраивать начальную частоту биений встречных импульсов «мертвая» зона может быть сдвинута в направлении больших или меньших угловых скоростей вращения платформы в направлении часовой стрелки.

Максимальная детектируемая угловая скорость вращения составила $\Omega_{\max} = 360$ (град/с) и ограничивалась исключительно техническими возможностями вращательной платформы, тогда как минимальная детектируемая угловая скорость $\Omega_{\min} = 0,12$ (град/с) = 432 (град/ч) обусловлена флуктуационной моделью поведения частотной подставки гироскопа, которая подвержена влиянию как внешних (флуктуации температуры и вибрации), так и внутренних (флуктуации оффсетной частоты вследствие нестабильности мощности накачки лазера) возмущающих факторов, что в результате препятствует созданию гироскопа высокого разрешения на основе двунаправленного кольцевого волоконного лазера УКИ для современных навигационных систем.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность Д.С. Черных (ФИАН им. П.Н. Лебедева) за помощь в создании гироскопической установки и проведении экспериментов, а также Е.Д. Образцову (ИОФ РАН им. А.М. Прохорова) за предоставленные образцы пленок ОУН.

Автор благодарит М.М. Бубнова, М.Е. Лихачева (ИОФ РАН им. А.М. Прохорова) и Б.Л. Давыдова (ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова) за предоставленные эрбиевый и полярирующий световоды.

Автор также признателен С.О. Леонову (МГТУ им. Н.Э. Баумана) за расчет девиации Аллана, А.К. Сенаторову (ИОФ РАН им. А.М. Прохорова), измерившему ДГС световодов, а также П.Г. Крюкову, А.Е. Левченко, В.М. Машинскому (ИОФ РАН им. А.М. Прохорова), А.С. Шелковникову (ФИАН им. П.Н. Лебедева), А.А. Оглезневу (ПНППК) и В.А. Попку за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Автор благодарит за помощь исследовательский и образовательный центр «Фотоника и ИК-техника» МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Список литературы

1. Arissian L., Diels J.-C. Intracavity phase interferometry: frequency combs sensor inside a laser cavity // *Laser Photonics Rev.* – 2014. – № 8. – P. 799–826.
2. Diddams S., Atherton B., Diels J.-C. Frequency locking and unlocking in a femtosecond ring laser with application to intracavity phase measurements // *Applied Physics B.* – 1996. – № 63. – P. 473–480.

3. The ring laser gyro / W.W. Chow, J. Gea-Banacloche, L.M. Pedrotti, V.E. Sanders, W. Schleich, M.O. Scully // *Reviews of Modern Physics*. – 1985. – № 57. – P. 61–104.
4. Buholz N., Chodorow M. 3.2 – Acoustic wave amplitude modulation of a multimode ring laser // *IEEE Journal of Quantum Electron.* – 1967. – № 3. – P. 454–459.
5. Chesnoy J. Picosecond gyrolaser // *Opt. Letters*. – 1989. – № 14. – P. 990–992.
6. Gnass D., Ernsting N.P., Sehifer F.P. Sagnac Effect in the Colliding-Pulse-Mode-Locked Dye Ring Laser // *Applied Physics B*. – 1991. – № 53. – P. 119–120.
7. Fork R.L., Greene B.I., Shank C.V. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode Locking // *Appl. Phys. Letters*. – 1981. – № 38. – P. 671–672.
8. Dennis M.L., Diels J.-C.M., Lai M. Femtosecond ring dye laser: a potential new laser gyro // *Optics Letters* – 1991. – № 16. – P. 529–531.
9. Lai M., Diels J.-C., Dennis M.L. Nonreciprocal measurements in femtosecond ring lasers // *Optics Letters*. – 1992. – № 17. – P. 1535–1537.
10. Diels J.-C., McMichael I.C. Influence of wave-front-conjugated coupling on the operation of a laser gyro // *Optics Letters*. – 1981. – № 6. – P. 219–221.
11. Nonreciprocal phase shifts in a femtosecond dye laser / F. Salin, P. Grangier, P. Georges, G. Le Saux, A. Brun // *Optics Letters*. – 1990. – № 15. – P. 906–908.
12. Bidirectional operation and gyroscopic properties of passively mode-locked Nd:YVO₄ ring laser / Y. Liu, L. Sun, H. Qiu, Y. Wang, Q. Tian, X. Ma // *Las. Phys. Letters* – 2007. – № 4. – P. 187–190.
13. Kieu K., Mansuripur M. All-fiber bidirectional passively mode-locked ring laser // *Optics Letters*. – 2008. – № 33. – P. 64–66.
14. Dual-wavelength, bidirectional single-wall carbon nanotube mode-locked fiber laser / X. Zhao, Z. Zheng, Ya Liu, G. Hu, J. Liu // *IEEE Photonics Technol. Letters* – 2014. – № 26. – P. 1722–1725.
15. Bidirectional mode-locked fiber ring laser using self-regenerative, passively controlled, threshold gating / A. Braga, J.-C. Diels, R. Jain, R. Kay, Li Wang // *Optics Letters*. – 2010. – № 35. – P. 2648–2650.
16. Zeng C., Liu X., Yun L. Bidirectional fiber soliton laser mode-locked by single-wall carbon nanotubes // *Optics Express*. – 2013. – № 21. – P. 18937–18942.

17. Generation regimes of bidirectional hybridly mode-locked ultrashort pulse erbium-doped all-fiber ring laser with a distributed polarizer / A.A. Krylov, D.S. Chernykh, N.R. Arutyunyan, V.V. Grebenyukov, A.S. Pozharov, E. D. Obraztsova // *Appl. Opt.* – 2016. – № 55. – P. 4201–4209.

18. Isolator-free switchable uni- and bidirectional hybrid mode-locked erbium-doped fiber laser / M. Chernysheva, M. Al Aرامي, H. Khashi, R. Arif, S.V. Sergeyev, A. Rozhin // *Optics Express.* – 2016. – № 24. – P. 15721–15729.

19. Yao X. Generation of bidirectional stretched pulses in a nanotube-mode-locked fiber laser // *Appl. Optics.* – 2014. – № 53. – P. 27–31.

20. All-fiber bidirectional optical parametric oscillator for precision sensing / R. Gowda, N. Nguyen, J.-C. Diels, R. A. Norwood, N. Peyghambarian, K. Kieu // *Optics Letters.* – 2015. – № 40. – P. 2033–2036.

21. Newbury N.R., Swann W.C. Low-noise fiber-laser frequency combs // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2007. – № 24. – P. 1756–1769.

22. J. Kim Y. Song Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: Principles, status, and applications // *Advances in Optics and Photonics.* – 2016. – № 8. – P. 465–540.

23. Chernov A.I., Obraztsova E.D., Lobach A.S. Optical properties of polymer films with embedded single-wall nanotubes // *Physica Status Solidi (b).* – 2007. – № 244. – P. 4231–4235.

24. Hybrid mode-locked erbium-doped all-fiber soliton laser with a distributed polarizer / D.S. Chernykh, A.A. Krylov, A.E. Levchenko, V.V. Grebenyukov, N.R. Arutyunyan, A.S. Pozharov, E.D. Obraztsova, E.M. Dianov // *Appl. Optics.* – 2014. – № 53. – P. 6654–6662.

25. Performance Peculiarities of Carbon Nanotube-Based Thin-Film Saturable Absorbers for Erbium Fiber Laser Mode-Locking / A.A. Krylov, S.G. Sazonkin, N.R. Arutyunyan, V.V. Grebenyukov, A.S. Pozharov, D.A. Dvoretzkiy, E.D. Obraztsova, E.M. Dianov // *Journal of the Opt. Soc. Of Am. B.* – 2016. – № 33. – P. 134–142.

26. Dawkins S.T., McFerran J.J., Luiten A.N. Considerations on the measurement of the stability of oscillators with frequency counters // *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency control* – 2007. – № 54. – P. 918–925.

27. Boosting the nonlinear optical response of carbon nanotube saturable absorbers for broadband mode-locking of bulk lasers / W.B. Cho,

J.H. Yim, S.Y. Choi, S. Lee, A. Schmidt, G. Steinmeyer, U. Griebner, V. Petrov, D.-I. Yeom, K. Kim, F. Rotermund // *Advanced Functional Materials*. – 2010. – № 20. – P. 1937–1943.

28. Carrier-envelope phase dynamics and noise analysis in octave-spanning Ti:sapphire lasers / L. Matos, O.D. Mücke, J. Chen, F.X. Kartner // *Optics Express*. – 2006. – № 14. – P. 2497–2511.

29. Haus H.A., Ippen E.P. Group velocity of solitons // *Optics Letters*. – 2001. – № 26. – P. 1654–1656.

30. Ablowitz M.J., Ilan B., Cundiff S.T. Carrier-envelope phase slip of ultrashort dispersion-managed solitons // *Optics Letters*. – 2004. – № 29. – P. 1808–1810.

31. Washburn B.R., Swann W.C., Newbury N.R. Response dynamics of the frequency comb output from a femtosecond fiber laser // *Optics Express*. – 2005. – № 13. – P. 10622–10633.

32. Ring-laser gyroscope without the lock-in phenomenon / S. Sunada, S. Tamura, K. Inagaki, T. Harayama // *Phys. Rev. A*. – 2008. – № 78. – P. 053822.

33. A semiconductor ring laser: Study of its characteristics as a rotation sensor / V.V. Akparov, V.G. Dmitriev, V.P. Duraev, A.A. Kazakov // *Quantum Electronics*. – 2010. – № 40. – P. 851–854.

34. Jeon M.Y., Jeong H.J., Kim B.Y. Mode-locked fiber laser gyroscope // *Optics Letters*. – 1993. – № 18. – P. 320–322.

35. Lee B.W., Jeong H.J., Kim B.Y. High-sensitivity mode-locked fiber laser gyroscope // *Optics Letters*. – 1997. – № 22. – P. 129–131.

36. Stable similariton generation in an all-fiber hybrid mode-locked ring laser for frequency metrology / V. Lazarev, A. Krylov, D. Dvoretzkiy, S. Sazonkin, A. Pnev, S. Leonov, D. Shelestov, M. Tarabrin, V. Karasik, A. Kireev, M. Gubin // *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency control*. – 2016. – № 63. – P. 1028–1033.

References

1. Arissian L., Diels J.-C. Intracavity phase interferometry: frequency combs sensor inside a laser cavity. *Laser Photonics Rev.*, 2014, no. 8, pp. 799–826.

2. Diddams S., Atherton B., Diels J.-C. Frequency locking and unlocking in a femtosecond ring laser with application to intracavity phase measurements. *Applied Physics B*, 1996, no. 63, pp. 473–480.

3. Chow W.W., Gea-Banacloche J., Pedrotti L.M., Sanders V.E., Schleich W., Scully M.O. The ring laser gyro. *Reviews of Modern Physics*, 1985, no. 57, pp. 61-104.
4. Buholz N., Chodorow M. 3.2 - Acoustic wave amplitude modulation of a multimode ring laser. *IEEE Journal of Quantum Electron*, 1967, no. 3, pp. 454-459.
5. Chesnoy J. Picosecond gyrolaser. *Opt. Letters*, 1989, no. 14, pp. 990-992.
6. Gnass D., Ernsting N.P., Sehifer F.P. Sagnac Effect in the Colliding-Pulse-Mode-Locked Dye Ring Laser. *Applied Physics B*, 1991, no. 53, pp. 119-120.
7. Fork R.L., Greene B.I., Shank C.V. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode Locking. *Appl. Phys. Letters*, 1981, no. 38, pp. 671-672.
8. Dennis M.L., Diels J.-C.M., Lai M. Femtosecond ring dye laser: a potential new laser gyro. *Optics Letters*, 1991, no. 16, pp. 529-531.
9. Lai M., Diels J.-C., Dennis M.L. Nonreciprocal measurements in femtosecond ring lasers. *Optics Letters*, 1992, no. 17, pp. 1535-1537.
10. Diels J.-C., McMichael I.C. Influence of wave-front-conjugated coupling on the operation of a laser gyro. *Optics Letters*, 1981, no. 6, pp. 219-221.
11. Salin F., Grangier P., Georges P., G. Le Saux, Brun A. Nonreciprocal phase shifts in a femtosecond dye laser. *Optics Letters*, 1990, no. 15, pp. 906-908.
12. Liu Y., Sun L., Qiu H., Wang Y., Tian Q., Ma X. Bidirectional operation and gyroscopic properties of passively mode-locked Nd:YVO₄ ring laser. *Las. Phys. Letters*, 2007, no. 4, pp. 187-190.
13. Kieu K., Mansuripur M. All-fiber bidirectional passively mode-locked ring laser. *Optics Letters*, 2008, no. 33, pp. 64-66.
14. Zhao X., Zheng Z., Liu Ya, Hu G., Liu J. Dual-wavelength, bidirectional single-wall carbon nanotube mode-locked fiber laser. *IEEE Photonics Technol. Letters*, 2014, no. 26, pp. 1722-1725.
15. Braga A., Diels J.-C., Jain R., Kay R., Wang Li. Bidirectional mode-locked fiber ring laser using self-regenerative, passively controlled, threshold gating. *Optics Letters*, 2010, no. 35, pp. 2648-2650.
16. Zeng C., Liu X., Yun L. Bidirectional fiber soliton laser mode-locked by single-wall carbon nanotubes. *Optics Express*, 2013, no. 21, pp. 18937-18942.

17. Krylov A.A., Chernykh D.S., Arutyunyan N.R., Grebenyukov V.V., Pozharov A.S., Obraztsova E.D. Generation regimes of bidirectional hybridly mode-locked ultrashort pulse erbium-doped all-fiber ring laser with a distributed polarizer. *Appl. Opt.*, 2016, no. 55, pp. 4201-4209.
18. Chernysheva M., Al Araimi M., Khashi H., Arif R., Sergeyev S.V., Rozhin A. Isolator-free switchable uni- and bidirectional hybrid mode-locked erbium-doped fiber laser. *Optics Express*, 2016, no. 24, pp. 15721-15729.
19. Yao X. Generation of bidirectional stretched pulses in a nanotube-mode-locked fiber laser. *Appl. Optics*, 2014, no. 53, pp. 27-31.
20. Gowda R., Nguyen N., Diels J.-C., Norwood R.A., Peyghambarian N., Kieu K. All-fiber bidirectional optical parametric oscillator for precision sensing. *Optics Letters*, 2015, no. 40, pp. 2033-2036.
21. Newbury N.R., Swann W.C. Low-noise fiber-laser frequency combs. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, no. 24, pp. 1756-1769.
22. Kim J., Song Y. Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: Principles, status, and applications. *Advances in Optics and Photonics*, 2016, no. 8, pp. 465-540.
23. Chernov A.I., Obraztsova E.D., Lobach A.S. Optical properties of polymer films with embedded single-wall nanotubes. *Physica Status Solidi (b)*, 2007, no. 244, pp. 4231-4235.
24. Chernykh D.S., Krylov A.A., Levchenko A.E., Grebenyukov V.V., Arutyunyan N.R., Pozharov A.S., Obraztsova E.D., Dianov E.M. Hybrid mode-locked erbium-doped all-fiber soliton laser with a distributed polarizer. *Appl. Optics*, 2014, no. 53, pp. 6654-6662.
25. Krylov A.A., Sazonkin S.G., Arutyunyan N.R., Grebenyukov V.V., Pozharov A.S., Dvoretzkiy D.A., Obraztsova E.D., Dianov E.M. Performance Peculiarities of Carbon Nanotube-Based Thin-Film Saturable Absorbers for Erbium Fiber Laser Mode-Locking. *Journal of the Opt. Soc. Of Am. B*, 2016, no. 33, pp. 134-142.
26. Dawkins S.T., McFerran J.J., Luiten A.N. Considerations on the measurement of the stability of oscillators with frequency counters. *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency control*, 2007, no. 54, pp. 918-925.
27. Cho W.B., Yim J.H., Choi S.Y., Lee S., Schmidt A., Steinmeyer G., Griebner U., Petrov V., Yeom D.-I., Kim K., Rotermund F. Boosting the nonlinear optical response of carbon nanotube saturable absorbers for broadband mode-locking of bulk lasers. *Advanced Functional Materials*, 2010, no. 20, pp. 1937-1943.

28. Matos L., Mücke O.D., Chen J., Kartner F.X. Carrier-envelope phase dynamics and noise analysis in octave-spanning Ti:sapphire lasers. *Optics Express*, 2006, no. 14, pp. 2497-2511.
29. Haus H.A., Ippen E.P. Group velocity of solitons. *Optics Letters*, 2001, no. 26, pp. 1654-1656.
30. Ablowitz M.J., Ilan B., Cundiff S.T. Carrier-envelope phase slip of ultrashort dispersion-managed solitons. *Optics Letters*, 2004, no. 29, pp. 1808-1810.
31. Washburn B.R., Swann W.C., Newbury N.R. Response dynamics of the frequency comb output from a femtosecond fiber laser. *Optics Express*, 2005, no. 13, pp. 10622-10633.
32. Sunada S., Tamura S., Inagaki K., Harayama T. Ring-laser gyroscope without the lock-in phenomenon. *Phys. Rev. A*, 2008, no. 78, 053822 p.
33. Akparov V.V., Dmitriev V.G., Duraev V.P., Kazakov A.A. A semiconductor ring laser: Study of its characteristics as a rotation sensor. *Quantum Electronics*, 2010, no. 40, pp. 851-854.
34. Jeon M.Y., Jeong H.J., Kim B.Y. Mode-locked fiber laser gyroscope. *Optics Letters*, 1993, no. 18, pp. 320-322.
35. Lee B.W., Jeong H.J., Kim B.Y. High-sensitivity mode-locked fiber laser gyroscope. *Optics Letters*, 1997, no. 22, pp. 129-131.
36. Lazarev V., Krylov A., Dvoretzkiy D., Sazonkin S., Pnev A., Leonov S., Shelestov D., Tarabrin M., Karasik V., Kireev A., Gubin M. Stable similariton generation in an all-fiber hybrid mode-locked ring laser for frequency metrology. *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency control*, 2016, no. 63, pp. 1028-1033.

Сведения об авторах

КРЫЛОВ А.А.

e-mail: krylov@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

About the authors

KRYLOV A.A.

e-mail: krylov@fo.gpi.ru

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, senior research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00361, <https://rscf.ru/project/19-12-00361/>.

Вклад автора 100 %.

Получена: 10.06.2023

Одобрена: 15.06.2023

Принята к публикации: 20.06.2023

Financing. The work was supported by the Russian Science Foundation grant No. 19-12-00361, <https://rscf.ru/project/19-12-00361/>

The contribution of the author 100 %.

Received: 10/06/2023

Approved: 15/06/2023

Accepted for publication: 20/06/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Крылов, АА. Когерентный оптический гироскоп на основе двунаправленного эрбиевого кольцевого волоконного лазера ультракоротких импульсов / А.А. Крылов // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 4. – С. 5–39.

Please cite this article in English as: Krylov A.A. Coherent optical gyroscope on the basis of the bidirectional ultra-short pulse Erbium ring fiber laser // Applied photonics, 2023, no. 4, pp. 5-39.