

УПРАВЛЕНИЕ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ КОГЕРЕНТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ

В.О. Гладышев¹

gladyshev@bmstu.ru

Д.Д. Горюшкина¹В.Н. Курятов²

navigator@niipolyus.ru

¹ МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация² АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, Российская Федерация

Аннотация

Рассмотрена возможность использования эффекта Физо в целях управления фазой волнового фронта лазерного излучения в кольцевом резонаторе. Метод может быть использован для решения проблемы захвата частот в лазерной гироскопии. Проведен анализ влияния невязимного оптического элемента, выполненного в виде двух поступательно движущихся призм, на выходную характеристику гироскопа. Приведена численная оценка эффективности предложенного метода

Ключевые слова

Лазерный гироскоп, кольцевой резонатор, захват частот, эффект Физо, когерентное электромагнитное излучение

Поступила в редакцию 09.03.2017

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №16-02-00488 А, №16-08-00618 А)

Введение. О возможности использовать кольцевые лазерные интерферометры для измерения скорости углового вращения известно еще с середины прошлого столетия. Вследствие некоторых преимуществ, таких как малая потребляемая мощность, высокая устойчивость в условиях больших перегрузок и широкий диапазон измерений, лазерные гироскопы нашли практическое применение в системах бесплатформенной навигации и стали основой навигационных комплексов современных подвижных объектов. Перспективным направлением исследований в указанной области является разработка технических методов повышения точности и чувствительности лазерного гироскопа к угловому смещению.

В общем виде лазерный гироскоп представляет собой кольцевой оптический резонатор, в котором генерируются две независимые противоположно направленные бегущие волны. Частота бегущих волн зависит от вращения кольцевого резонатора в инерциальном пространстве [1]. По возникающей частотной разности можно непосредственно определить направление и угловую скорость вращения резонатора.

Поворот оптического контура площадью S и периметром L в инерциальном пространстве с угловой скоростью Ω , вектор которой перпендикулярен плоскости контура, приводит к появлению частотной разности набегающих волн:

$$\Delta\nu = \frac{4S\Omega}{L\lambda} = k\Omega, \quad (1)$$

где $k = \frac{4S}{L\lambda}$ — масштабный коэффициент лазерного гироскопа. Типичная зависимость выходного сигнала идеального лазерного гироскопа от скорости углового вращения приведена на рис. 1 (кривая 1).

Любой эффект, приводящий к отклонению характеристики от приведенной, рассматривается как источник погрешностей. Среди погрешностей, являющихся критическими при конструировании лазерных гироскопов, выделяют погрешность синхронизации частот встречных волн (погрешность захвата).

Проблема захвата частот в лазерной гироскопии.

Захват частот является общим для всех лазерных гироскопов и обусловлен главным образом присутствием на оптических поверхностях микроскопических дефектов, служащих центрами обратного рассеяния энергии одного луча в направлении распространения другого [2–4]. Обратное рассеяние приводит к тому, что при малых скоростях углового вращения гироскопа частотная разность встречных волн приближается к нулю быстрее, чем скорость углового вращения, а при значениях скорости Ω , меньших некоторого критического значения (порога захвата), бегущие волны синхронизируются и прибор становится нечувствителен к изменению угловой скорости. Разрыв характеристики лазерного гироскопа, вызванный синхронизацией встречных волн, показан на рис. 1 (кривая 2).

В системах отсчета, вращающихся с определенной угловой скоростью, возникает невзаимная разность фаз встречных волн, распространяющихся по одному и тому же контуру. Это явление, известное как эффект Саньяка, является неотъемлемым свойством неинерциальных систем отсчета, положенным в основу работы лазерных гироскопов [5].

Методы устранения захвата частот основаны на создании дополнительной постоянной фазовой невзаимности между двумя бегущими волнами. Один из наиболее распространенных методов устранения взаимной синхронизации базируется на использовании знакопеременной частотной подставки, обеспечивающей крутильные колебания корпуса гироскопа около положения равновесия с угловой скоростью, превышающей порог захвата [6]. Таким образом, рабочая точка прибора смещается из зоны захвата в область, где выходная характеристика изменяется по линейному закону. В этом случае истинное угловое смещение гироскопа суммируется с угловым смещением подставки в одну половину периода колебания и вычитается в другую при изменении направления смещения. Проинтегрированный выходной сигнал представляет собой истинный угол поворота.

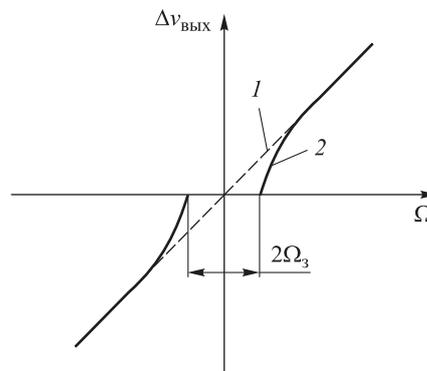


Рис. 1. Зависимость выходного сигнала от угловой скорости вращения идеального (1) и реального (2) лазерного гироскопа (с учетом влияния синхронизации частот)

Наряду с очевидными преимуществами, такими как простота технической реализации и невысокие требования к стабильности углового смещения, частотная подставка обладает и недостатками. Среди них следует отметить необходимость вращения всего корпуса гироскопа, что может представлять сложность при работе с крупногабаритными приборами, а также наличие механических частей, испытывающих физический износ в результате действия силы трения. Это выявило необходимость поиска других методов создания фазовой невзаимности в лазерной гироскопии.

Анализ современного арсенала технических средств показывает, что повысить чувствительность гироскопа за счет уменьшения взаимосвязи встречных волн можно, обеспечив невзаимность показателя преломления [7, 8]. Это позволяет имитировать знакопеременную подставку, не прибегая при этом к вращению всего прибора. Такой метод основан на введении в резонатор оптически плотной прозрачной среды, движущейся с известной скоростью. При этом в движущейся среде, изотропной в неподвижной системе координат, возникает наведенная движением «анизотропия», которая приводит к «увлечению» плоскости поляризации световой волны, т. е. имеет место эффект, аналогичный эффекту увлечения Френеля — Физо [9]. Другими словами, оптическая длина резонатора для двух противоположно направленных волн становится разной, вследствие чего между ними возникает частотный сдвиг, обеспечивающий выведение рабочей точки гироскопа из зоны захвата.

Вопрос о влиянии оптической среды, заполняющей часть кольцевого резонатора, на частотную разность встречных волн рассмотрен в работе [10]. В частности, теоретически доказано: если среда с коэффициентом преломления n перемещается равномерно, то групповая скорость световой волны зависит от направления ее распространения, что приводит к возникновению невзаимного фазового сдвига встречных волн.

Наглядный пример практической реализации изложенного метода можно найти в работе [11]. В качестве движущейся среды был выбран кварцевый диск толщиной 20 мм с зеркальным покрытием на плоских поверхностях, вращающийся вокруг своей оси с частотой 100...380 Гц. Для уменьшения потерь диск был наклонен под углом Брюстера по отношению к падающему на него лучу.

Результаты проведенного эксперимента полностью подтвердили линейный характер зависимости частотной разности двух бегущих волн от угловой скорости вращения оптической среды. Это доказывает принципиальную возможность применения невзаимного оптического элемента в качестве фазосдвигающего устройства в лазерных гироскопах.

Основной недостаток всех невзаимных устройств, использующих эффект увлечения света, — высокие требования к стабильности скорости движения и однородности среды на всей длине оптического пути света. На практике вращение диска приводит к тому, что линейная скорость движения среды по сечению светового пучка оказывается неодинаковой (точки, лежащие ближе к оси вращения, имеют меньшую линейную скорость), а также к искажению волновых

фронтов вследствие того, что свет проходит через разные области оптического элемента. Это обуславливает неоднородность свойств оптической системы в целом и искажает точность результатов.

В литературе можно найти описание экспериментальных исследований, в которых в качестве движущейся среды использован направленный поток газа или жидкости. Следует отметить, что турбулентные явления и неравномерность скорости потока по сечению лазерного луча не позволили получить удовлетворительного соответствия экспериментальных и теоретических данных [12, 13].

В связи с этим практический интерес представляет возможность заменить вращательное движение твердой среды поступательным.

Влияние эффекта увлечения света движущейся средой на выходную характеристику лазерного гироскопа. Близким по технической реализации к вращающемуся диску является устройство, в котором колебания частотной подставки имитируются колебаниями двух плоскопараллельных прозрачных призм с показателем преломления, большим единицы, и установленных на пути лазерного луча так, что колебательное движение происходит параллельно направлению распространения света [14].

Схема лазерного гироскопа с таким устройством приведена на рис. 2. Резонатор гироскопа включает в себя четыре призмы 1, 2, 3 и 4, которые направляют лазерный луч по замкнутому контуру 9, и активную среду 5. Все вместе образует кольцевой лазер, в котором могут существовать волны, распространяющиеся по оптическому пути в направлениях по ходу часовой стрелки и против. Призма 3 пропускает небольшую часть световых волн в фотосмеситель 6, который объединяет световые пучки в один и направляет его в фотодетектор (не показан на рисунке), регистрирующий интерференционную картину. Информацию об угле и направлении поворота гироскопа получают электронной обработкой сигналов фотодетектора. На оптическом пути лазера установлены две плоскопараллельные призмы 7 и 8 так, что лазерный луч пересекает их поверхности под углом Брюстера. Призмы подсоединены к генератору (не показан на рисунке), который заставляет их вибрировать с частотой в несколько сотен герц и амплитудой, равной 2 мм, и придает им поступательное колебательное движение вдоль направления распространения света.

Запишем выражение для частотного сдвига встречных волн, обусловленного движением оптической среды.

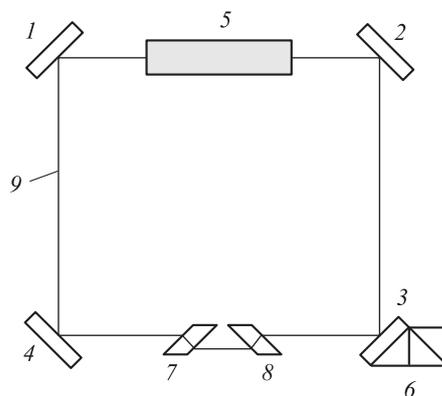


Рис. 2. Схема лазерного гироскопа с двумя подвижными призмами:

1, 2, 3, 4 — призмы; 5 — активная среда; 6 — фотосмеситель; 7, 8 — плоскопараллельные призмы; 9 — замкнутый контур

Для расчета продольного эффекта увлечения света используем приближенную формулу Френеля для скорости света в движущейся среде. Поскольку скорость движения границы раздела сред много меньше скорости света в среде, рассмотрим бездисперсионное приближение. Полагаем, что граница раздела сред покоится, поэтому $\beta = 0$, а решение дисперсионного уравнения для электромагнитной волны, распространяющейся в противоположных направлениях в движущейся среде с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_2, μ_2 , имеет вид

$$(k_{2n})_{1,2} = \frac{\omega_0}{c} \frac{-\kappa_2 \gamma_2^2 \beta_{2n} \pm \sqrt{1 + \kappa_2 \gamma_2^2 (1 - \beta_{2n}^2)}}{1 - \kappa_2 \gamma_2^2 \beta_{2n}^2}. \quad (2)$$

Здесь $(k_{2n})_{1,2}$ — нормальные проекции волнового вектора на границу раздела сред преломленных волн, распространяющихся в противоположных направлениях; $\kappa_2 = \epsilon_2 \mu_2 - 1$; $\gamma_2^{-2} = 1 - \beta_{2n}^2$; $\beta_{2n} = u_{2n}/c$; u_{2n} — скорость среды.

Подставим $\kappa_2, \gamma_2, \beta_{2n}$ в (2) и с учетом $\epsilon_2 \mu_2 = n_2^2$ получим

$$(k_{2n})_{1,2} = \frac{\omega_0}{c} \frac{-\frac{(n_2^2 - 1)u_{2n}/c}{1 - u_{2n}^2/c^2} \pm n_2}{1 - \frac{(n_2^2 - 1)u_{2n}^2/c^2}{1 - u_{2n}^2/c^2}}. \quad (3)$$

Фазовым скоростям электромагнитных волн в среде будет соответствовать уравнение

$$c'_{1,2} = \frac{\omega_0}{(k_{2n})_{1,2}} = c \frac{(1 - u_{2n}^2/c^2) - (n_2^2 - 1)u_{2n}^2/c^2}{-(n_2^2 - 1)u_{2n}/c \pm n_2(1 - u_{2n}^2/c^2)}. \quad (4)$$

В нерелятивистском приближении достаточно ограничиться величиной u_{2n}/c , тогда выражение (4) примет вид

$$c'_{1,2} = \frac{c/n_2}{(-1)(1 - 1/n_2^2)u_{2n}n_2^2/c \pm 1}. \quad (5)$$

Для описанной схемы частотный сдвиг волн, обусловленный движением оптической среды, будет определяться по следующему выражению:

$$\Delta v' = \frac{c'_1 - c'_2}{\lambda} = 4 \frac{(1 - 1/n^2)V}{\lambda}, \quad (6)$$

где $(1 - 1/n^2)$ — коэффициент увлечения Френеля, n — показатель преломления среды; V — скорость движения призм; λ — длина волны лазерного излучения.

Как отмечено выше, информацию о параметрах вращения гироскопа получают за счет измерения частоты биений встречных волн. Для выделения сигнала биений часть энергии волн выводится за пределы резонатора, предварительно совмещается в пространстве и направляется в фотодетектор. При этом образуется суммарное поле, которое характеризуется последовательностью интерфе-

ренционных максимумов и минимумов. Скорость перемещения полос интерференции в плоскости наблюдения интерференции определяется частотной разностью световых волн.

Интегрирование по времени частотной разности (1) с учетом дополнительного частотного сдвига (6) для гироскопа с подвижными призмами позволяет получить

$$N = \int_0^t dv + \Delta v' dt = k\gamma + 4 \frac{(1-1/n^2)l}{\lambda}, \quad (7)$$

где N — число полос интерференции, прошедших в плоскости апертуры фотодетектора за время t ; γ — полный угол поворота прибора; l — расстояние, на которое сместились призмы за указанный интервал времени; k — масштабный коэффициент. Из (7) следует зависимость сдвига полос в плоскости регистрации от скорости перемещения призм.

Оценка эффективности управления фазой электромагнитной волны в кольцевом интерферометре. Рассмотрим работу невзаимного оптического элемента в качестве фазосдвигающего устройства. Принципиальный интерес представляет оценка величины $\Delta N = 4 \frac{(1-1/n^2)l}{\lambda}$, характеризующей дополнительную частотную разность встречных волн, возникающую вследствие движения оптической среды.

Пусть призмы совершают гармонические колебания на некоторой заданной частоте f

$$l(t) = A \sin(\omega t), \quad (8)$$

где A — амплитуда; $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота колебаний оптического элемента.

Определим интерференционный сдвиг, возникающий за один полупериод колебаний. Скорость движения призм несравнимо мала по отношению к скорости света, что позволяет световым волнам, распространяющимся по замкнутому контуру, совершить за полупериод $T_{1/2} = \frac{1}{2f}$ некоторое эффективное число i проходов сквозь оптическую среду. При каждом i -м проходе волны приобретают элементарный фазовый сдвиг, вызванный смещением оптического элемента. Тогда действительное расстояние l , пройденное призмами за полупериод колебаний, можно представить как сумму малых смещений \tilde{l} , происходящих за время \tilde{t} , в течение которого свет распространяется в среде:

$$l = \sum_{k=0}^i \tilde{l}_k \approx i\tilde{l} = iA \sin(\omega \tilde{t}), \quad (9)$$

где $i = Tc/(2L)$ — число проходов лазерным лучом периметра резонатора за полупериод колебания призм, c — скорость света в вакууме.

Интервал времени можно оценить для призмы толщиной d :

$$\tilde{t} = \frac{2nd}{c}. \quad (10)$$

С учетом (8), (9) и (10) выражение для величины ΔN преобразуется к виду

$$\Delta N = \frac{4Ai}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \sin\left(\frac{4\pi fnd}{c}\right) \quad (11)$$

или в приближении малых смещений — к виду

$$\Delta N = \frac{8A\pi d(n^2 - 1)}{nL\lambda}. \quad (12)$$

В соответствии с выражением (12) дополнительный частотный сдвиг, обуславливающий выведение рабочей точки гироскопа из зоны захвата, в значительной мере зависит от параметров A , d и n подвижного оптического элемента.

В ходе экспериментальных исследований было доказано, что параметр эффективности увлечения света движущейся средой в основном приближении зависит от произведения $\chi = (n^2 - 1)l_0V$, где l_0 — геометрическая длина пути, пройденного лазерным лучом в среде; V — линейная скорость перемещения (в проекции на луч) [15]. Для рассмотренного выше оптического устройства $l_0 = d$, а $V = 2A\pi f$ — максимальная по модулю скорость призм.

Приведем возможные значения сдвига интерференционных полос ΔN , которые могут быть достигнуты при различных параметрах движения оптического элемента. Примем $\lambda = 633$ нм, $L = 1,5$ м. Результаты расчета, проведенного по формуле (11), приведены в таблице. Зависимость сдвига интерференционных полос ΔN от параметра сдвига интерференционных полос χ показана на рис. 3.

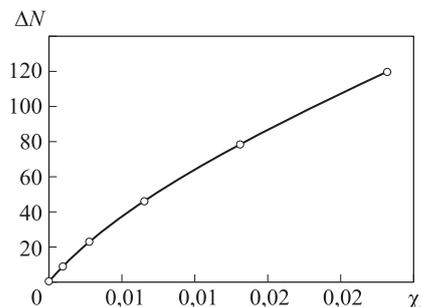
Результаты расчета, проведенного по формуле (11)

d , м	n (материал)	A , м	f , Гц	χ	ΔN
0,001	1,46 (кварц)	0,0001	200	0,00014	2,0
0,002	1,53 (крон К20)	0,0002	250	0,00084	9,3
0,003	1,61 (тяжелый крон ТК4)	0,0003	300	0,00270	23,5
0,004	1,69 (сверхтяжелый крон СТК7)	0,0004	350	0,00653	46,5
0,005	1,76 (тяжелый флинт ТФ5)	0,0005	400	0,01318	78,9
0,006	1,81 (тяжелый флинт ТФ10)	0,0006	450	0,02317	119,8

Характер представленной зависимости близок к прямой пропорционально-сти. Дальнейшее возрастание частотной разности встречных волн в рамках изложенного метода может быть достигнуто за счет увеличения толщины призмы d , а также амплитуды A и частоты f их колебаний.

Расчеты сдвига интерференционных полос ΔN выполнены для реальных параметров оптического элемента и его движения. При этом значения ΔN достаточно

Рис. 3. Зависимость сдвига интерференционных полос ΔN от параметра эффективности увлечения света χ



велики, что обеспечивает надежную регистрацию сдвига интерференционных полос, и, следовательно, выведение лазерного гироскопа из зоны захвата.

Заключение. Метод выведения лазерного гироскопа из зоны захвата основан на эффекте увлечения света движущейся средой и может быть использован в качестве альтернативной замены частотной подставки.

Проведенный анализ схемы, содержащей фазосдвигающее устройство в виде невзаимного оптического элемента, позволяет с высокой степенью достоверности говорить об эффективности предложенного метода. Следует отметить, что описанная схема не предъявляет жестких требований к стабильности движения оптической среды ввиду периодичности смещения и не накладывает существенных ограничений на использование невзаимного элемента для повышения чувствительности лазерных гироскопов.

Выходной сигнал устройства, содержащего колеблющийся оптический элемент, идентичен выходному сигналу гироскопа, работающего на знакопеременной подставке, что позволяет беспрепятственно применять все известные на настоящий момент способы цифровой обработки и устранения погрешностей. Вследствие высокой стабильности, компактности и отсутствия трущихся механических частей описанная схема выведения рабочей точки прибора из зоны захвата может быть применена в лазерных гироскопах систем ориентации космических летательных аппаратов, лазерных гироскопах и системах автоматического управления и стабилизации.

Возможно использование предложенного метода циклического управления волновым фронтом электромагнитной волны в задаче регистрации сверхмалых смещений, а также при интерферометрической регистрации гравитационных волн. Использование низкочастотного оптического резонанса для увеличения отношения сигнал/шум в многолучевом резонаторе Фабри — Перо предложено в работах [16, 17]. Было показано, что одним из возможных путей повышения эффективности приема слабого квазигармонического сигнала является гармоническое управление начальной фазой электромагнитной волны $\varphi_0(t)$ на частоте ожидаемого сигнала. Из приведенных выше оценок следует, что кольцевая схема лазерного гироскопа может быть предложена для накопления амплитуды фазового сдвига электромагнитной волны на входе в резонаторе Фабри — Перо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ароновиц Ф. Лазерные гироскопы // Применение лазеров. М.: Мир, 1974. С. 182–269.
2. Богданов А.Д. Гироскопы на лазерах. М.: Воениздат, 1973. 72 с.

3. *Klimontovich Yu.L., Kuryatov V.N., Landa P.S.* Wave synchronization in a gas laser with a ring resonator // JETP. 1967. Vol. 24. No. 1. P. 1–7.
4. *Померанцев Н.М., Скроцкий Г.В.* Физические основы квантовой гироскопии // УФН. 1970. Т. 100. Вып. 3. С. 361–394. DOI: 10.3367/UFNr.0100.197003a.0361
5. *Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И.* Лазерный гироскоп. М.: Советское радио, 1975. 424 с.
6. *Частотные* характеристики кольцевого лазера с кинематической подставкой / Л.С. Корниенко, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, С.Р. Палеев, В.А. Сидоров // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 1. С. 221–223.
7. *Macek W.N., Schneider J.R., Salamon R.M.* Measurement of Fresnel drag with the ring laser // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. Iss. 8. P. 2556–2557. DOI: 10.1063/1.1702908
8. *Малькин Г.Б.* Эффект Саньяка в кольцевых лазерах и кольцевых резонаторах. Влияние показателя преломления оптической среды на чувствительность к вращению // УФН. 2014. Т. 184. Вып. 7. С. 775–781. DOI: 10.3367/UFNr.0184.201407g.0775
9. *Франкфурт У.И., Френк А.М.* Оптика движущихся тел. М.: Наука, 1972. 212 с.
10. *Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н.* Невзаимные эффекты в кольцевых лазерах // Квантовая электроника. 1999. Т. 27. № 2. С. 98–120.
11. *Гладышев В.О., Гладышева Т.М., Дашко М., Подгузов Г.В.* Анизотропия пространства скоростей электромагнитного излучения в движущихся средах // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2006. Т. 3. № 6-2. С. 175–189.
12. *Привалов В.Е., Филатов Ю.В.* Исследование выходной характеристики вращающегося кольцевого лазера // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 7. С. 1418–1425.
13. *Bilger H., Zavodny A.* Fresnel drag in a ring laser: measurement of the dispersive term // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 5. Iss. 2. P. 591.
14. *Lindop A.J.* Ring lasers. US Patent 4247831. Appl. 29.11.1978, publ. 27.01.1981.
15. *Исследование* анизотропии пространства скоростей электромагнитного излучения в движущейся среде / В.О. Гладышев, П.С. Тиунов, А.Д. Леонтьев, Т.М. Гладышева, Е.А. Шарандин // Журнал технической физики. 2012. Т. 82. № 11. С. 54–63.
16. *Гладышев В.О., Морозов А.Н.* Низкочастотный оптический резонанс в многолучевом интерферометре Фабри — Перо // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 14. С. 38–42.
17. *Gladyshev V.O., Morozov A.N.* The theory of a Fabry — Perot interferometer in a gravitational-wave experiment // J. Moscow Phys. Soc. 1996. Vol. 6. No. 3. P. 209–221.

Гладышев Владимир Олегович — д-р физ.-мат. наук, декан факультета «Фундаментальные науки», профессор кафедры «Физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Горюшкина Дарья Дмитриевна — студентка кафедры «Физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Курятов Владимир Николаевич — д-р техн. наук, сотрудник АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стальмаха» (Российская Федерация, 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1).

Просьба сослаться на эту статью следующим образом:

Гладышев В.О., Горюшкина Д.Д., Курятов В.Н. Управление волновым фронтом когерентного электромагнитного излучения в кольцевом резонаторе // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2018. № 5. С. 54–64.
DOI: 10.18698/1812-3368-2018-5-54-64

WAVEFRONT CONTROL FOR COHERENT ELECTROMAGNETIC RADIATION IN AN OPTICAL RING RESONATOR

V.O. Gladyshev¹

gladyshev@bmstu.ru

D.D. Goryushkina¹

V.N. Kuryatov²

navigator@niipolyus.ru

¹ Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

² JSC Polyus Research Institute of M.F. Stelmakh, Moscow, Russian Federation

Abstract

The paper investigates whether it is possible to employ the Fizeau effect in order to control the phase of the laser radiation wavefront in an optical ring resonator. This method may potentially solve the issue of frequency lock-in, also known as mode locking, occurring in laser gyroscopes. We analysed the effect that a non-reciprocal optical element consisting of two linearly moving prisms has on the gyroscope output. We present a numerical assessment of the efficiency of our method

Keywords

Ring laser gyroscope, optical ring resonator, frequency lock-in, Fizeau effect, coherent electromagnetic radiation

Received 09.03.2018

© BMSTU, 2018

The study was supported by RFBR (grants no. 16-02-00488 A, no. 16-08-00618 A)

REFERENCES

- [1] Aronowitz F. The laser gyro. In: Laser applications. Vol. 1. Academic Press, 1971. Pp. 133–200.
- [2] Bogdanov A.D. Giroskopy na lazerakh [Laser gyros]. Moscow, Voenizdat Publ., 1973. 72 p.
- [3] Klimontovich Yu.L., Kuryatov V.N., Landa P.S. Wave synchronization in a gas laser with a ring Resonator. *JETP*, 1967, vol. 24, no. 1, pp. 1–7.
- [4] Pomerantsev N.M., Skrotskiĭ G.V. Physical principles of quantum gyroscopy. *Soviet Physics Uspekhi*, 1970, vol. 13, no. 2, pp. 147–165. DOI: 10.1070/PU1970v013n02ABEH004203
- [5] Bychkov S.I., Luk'yanov D.P., Bakalyar A.I. Lazernyy giroskop [Laser gyro]. Moscow, Sovetskoe radio Publ., 1975. 424 p.
- [6] Kornienko L.S., Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Paleev S.R., Sidorov V.A. Frequency characteristics of a ring laser with a kinematic offset. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 1986, vol. 16, no. 1, pp. 149–150. DOI: 10.1070/QE1986v016n01ABEH005699
- [7] Macek W.N., Schneider J.R., Salamon R.M. Measurement of Fresnel drag with the ring laser. *J. Appl. Phys.*, 1964, vol. 35, iss. 8, pp. 2556–2557. DOI: 10.1063/1.1702908
- [8] Malykin G.B. Sagnac effect in ring lasers and ring resonators. How does the refractive index of the optical medium influence the sensitivity to rotation? *Physics–Uspekhi*, 2014, vol. 57, no. 7, pp. 714–720. DOI: 10.3367/UFNe.0184.201407g.0775
- [9] Frankfurt U.I., Frenk A.M. Optika dvizhushchikhsya tel [Optics of moving bodies]. Moscow, Nauka Publ., 1972. 212 p.
- [10] Kravtsov N.V., Kravtsov N.N. Nonreciprocal effects in ring lasers. *Quantum Electronics*, 1999, vol. 29, no. 5, pp. 378–399. DOI: 10.1070/QE1999v029n05ABEH001495
- [11] Gladyshev V.O., Gladysheva T.M., Dashko M., Podguzov G.V. The anisotropy of the space of velocities of the electromagnetic radiation in moving media. *Giperkompleksnye chisla v geometrii i fizike* [Hypercomplex Numbers in Geometry and Physics], 2006, vol. 3, no. 6-2, pp. 175–189 (in Russ.).

- [12] Privalov V.E., Filatov Yu.V. Investigation of the output characteristic of a rotating ring gas laser. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 1977, vol. 7, no. 7, pp. 802–806. DOI: 10.1070/QE1977v007n07ABEH012652
- [13] Bilger H., Zavodny A. Fresnel drag in a ring laser: measurement of the dispersive term. *Phys. Rev. A*, 1972, vol. 5, pp. 591.
- [14] Lindop A.J. Ring lasers. US Patent 4247831. Appl. 29.11.1978, publ. 27.01.1981.
- [15] Gladyshev V.O., Tiunov P.S., Leont'ev A.D., Gladysheva T.M., Sharandin E.A. Anisotropy of the velocity space of electromagnetic radiation in a moving medium. *Technical Physics*, 2012, vol. 57, iss. 11, pp. 1519–1528. DOI: 10.1134/S1063784212110114
- [16] Gladyshev V.O., Morozov A.N. Low-frequency optical resonance in a multiple-wave Fabry — Perot interferometer. *Pis'ma v ZhTF*, 1993, vol. 19, no. 14, pp. 38–42 (in Russ.).
- [17] Gladyshev V.O., Morozov A.N. The theory of a Fabry — Perot interferometer in a gravitational-wave experiment. *J. Moscow Phys. Soc.*, 1996, vol. 6, no. 3, pp. 209–221.

Gladyshev V.O. — Dr. Sc. (Phys.-Math.), Dean, Fundamental Sciences Faculty, Bauman Moscow State Technical University, Professor, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Goryushkina D.D. — student, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Kuryatov V.N. — Dr. Sc. (Eng.), member of JSC Polyus Research Institute of M.F. Stelmakh (Vvedenskogo ul. 3, korp. 1, Moscow, 117342 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Gladyshev V.O., Goryushkina D.D., Kuryatov V.N. Wavefront Control for Coherent Electromagnetic Radiation in an Optical Ring Resonator. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2018, no. 5, pp. 54–64 (in Russ.). DOI: 10.18698/1812-3368-2018-5-54-64