

Ю. В. ФИЛАТОВ

ОПТИЧЕСКИЕ ГИРОСКОПЫ

Рассмотрены основные направления оптической гироскопии, основанной на применении эффекта Саньяка. Описан принцип действия лазерного гироскопа и основные методы борьбы с зоной захвата, включая знакопеременную подставку и линеаризацию выходной характеристики. Обсуждаются волоконно-оптические гироскопы, их точностные характеристики и особенности конструкции. Анализируются возможности построения микрооптических гироскопов на основе пассивных кольцевых резонаторов.

Ключевые слова: эффект Саньяка, лазерный гироскоп, волоконно-оптический гироскоп, микрооптический гироскоп.

Введение

В 1960-х годах XX в., сразу же после разработки первых лазеров, были предприняты попытки сконструировать оптический гироскоп, принципиальная возможность создания которого была доказана еще в начале века. Исследования по использованию в этих приборах кольцевых лазеров выявили основной недостаток лазерных гироскопов – наличие зоны синхронизации частот встречных волн, не позволяющей измерять малые угловые скорости. Усилия ряда научных коллективов, направленные на решение этой проблемы, позволили создать приборы, способные конкурировать с традиционными механическими гироскопами, а вместе с ними и новое поколение инерциальных навигационных систем (ИНС), которые сейчас широко применяются во всем мире. Основными недостатками лазерных гироскопов (ЛГ) являются сравнительно высокая стоимость, большие вес и габариты.

Примерно через десять лет после старта работ в области лазерной гироскопии началось проектирование волоконно-оптических гироскопов (ВОГ), принцип действия которых также основан на эффекте Саньяка. Бурное развитие в последние годы XX в. интегральной и волоконной оптики, связанное в основном с широким распространением волоконно-оптических линий связи, создало предпосылки для проведения в ряде стран (среди них прежде всего следует указать США, Францию и Россию) исследований, направленных на существенное улучшение характеристик ВОГ. Результатом их стал чрезвычайно быстрый прогресс этих гироскопов. Если в конце 1980-х гг. наиболее точные приборы имели дрейф порядка 1 град/ч, то в конце 1990-х гг. они вышли на уровень сотых и даже тысячных долей градуса в час.

1. Эффект Саньяка

В основе работы оптических гироскопов всех типов лежит эффект Саньяка. В 1913 г. французский физик Ж. Саньяк, проводя эксперименты по обнаружению

Филатов Юрий Владимирович. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» имени В. И. Ульянова (Ленина). Действительный член общественного объединения «Академия навигации и управления движением».

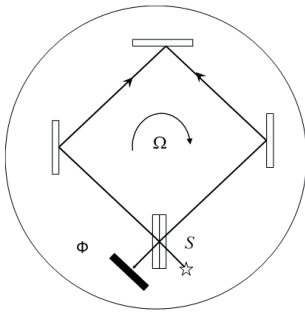


Рис. 1. Упрощенная схема интерферометра Саньяка

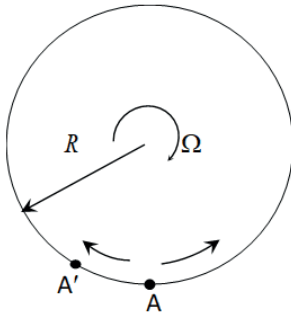


Рис. 2. Замкнутый оптический контур

увлечения «эфира» вращающейся установкой, открыл «вихревой оптический эффект», дающий возможность измерять скорость вращения оптическими методами. Схема опыта Саньяка приведена в упрощенном виде на рис. 1.

Параллельный пучок света от источника S вводили в интерферометр, где он разделялся светоделителем на два пучка, обходивших интерферометр во встречных направлениях. После обхода пучки совмещались светоделителем, и полученная при этом интерференционная картина регистрировалась на фотопластинке Φ .

Эксперименты показали, что при вращении установки интерференционная картина сдвигалась, причем величина сдвига оказалась пропорциональной скорости вращения. Возникновение сдвига говорит о том, что при вращении оптическая длина пути и время обхода интерферометра становятся различными для встречно распространяющихся пучков. Рассмотрим полученные результаты на примере упрощенного замкнутого оптического контура в виде окружности (рис. 2) [1].

В неподвижном интерферометре при распространении двух световых пучков по окружности с радиусом R время обхода контура одинаково для обоих пучков и равно $t_0 = 2\pi R/c$, где c – скорость света. При вращении за время обхода контура точка A переместится в точку A' , из-за чего условия распространения для встречных пучков станут различными. Путь, который необходимо пройти пучку, распространяющемуся в направлении вращения, можно рассчитать по формуле $L_+ = 2\pi R + \Omega R t_0$, где Ω – скорость вращения; для другого пучка $L_- = 2\pi R - \Omega R t_0$. Подставляя значение t_0 и учитывая, что скорость распространения пучков, в соответствии с постулатом Эйнштейна, равна c для любой инерциальной системы независимо от скорости ее движения, находим время $t_{\pm} = t_0 \pm \Delta t/2$ обходов контура:

$$t_{\pm} = \frac{L_{\pm}}{c} = t_0 \pm \frac{2\pi R^2}{c^2} \Omega.$$

Таким образом, разность времени обходов для встречных пучков

$$\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c^2} \Omega$$

пропорциональна скорости вращения Ω . Из этой разности получаем разность оптических длин путей распространения света в противоположных направлениях

$$\Delta L = c\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c} \Omega,$$

наличие которой и приводит к сдвигу интерференционной картины. Следует отметить, что это выражение справедливо для наблюдателя, находящегося в неподвижной системе отсчета, и содержит довольно много допущений. Физическую картину в целом необходимо рассматривать в рамках общей теории относительности. Согласно этой теории, часы на вращающейся платформе не синхронны с часами,

находящимися в инерциальной системе отсчета. Это различие обуславливает разное время обхода замкнутого контура встречными световыми пучками. Значение Δt вычисляется как интеграл по контуру:

$$\Delta t = \frac{1}{c^2} \oint \frac{2R^2\Omega}{1 - (\Omega R/c)^2} d\varphi.$$

В первом приближении по $\Omega R/c$ получаем

$$\Delta t = \frac{2\Omega}{c^2} \oint R^2 d\varphi = \frac{4S}{c^2} \Omega,$$

где S – проекция площади, охватываемой замкнутым контуром, на плоскость, перпендикулярную оси вращения.

Следовательно, в общем случае

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega.$$

По сути дела, в своем эксперименте Саньяк уже задействовал устройство, являющееся гироскопом, но с очень слабой чувствительностью. В опыте при $\Omega = 2\pi \cdot 2,35 \text{ с}^{-1}$, $S = 866 \text{ см}^2$ разность хода составила $\Delta L = 0,017 \text{ мкм}$. Таким образом, при длине волны $\lambda = 0,43 \text{ мкм}$ интерференционная картина смещается на 0,08 ширины полосы, а Саньяк получил смещение на 0,077 ширины полосы. Поскольку чувствительность пропорциональна площади контура, повысить ее можно за счет увеличения размеров интерферометра. Используя это свойство, А. Майкельсон и Х. Гейль в 1925 г. провели удивительный эксперимент, в котором площадь контура составляла $0,2 \text{ км}^2$. При этом скорость вращения Земли, которая измерялась в данном опыте, привела к смещению, равному 0,23 полосы. Один из путей повышения чувствительности интерферометра Саньяка – переход от фазовых измерений к частотным. Именно поэтому сразу после появления первых лазеров возникла идея регистрации угловых перемещений с помощью кольцевых лазеров [2], т.е. идея создания ЛГ. Другим путем увеличения чувствительности интерферометра к скорости вращения является применение оптоволокна, сформированного в многовитковую катушку, – это стало основой разработки ВОГ.

2. Лазерный гироскоп

2.1. Кольцевой лазер

В кольцевом оптическом резонаторе, образованном тремя и более зеркалами, две волны распространяются по замкнутому контуру в противоположных направлениях (рис. 3). Встречные волны независимы друг от друга, что предполагает возможность их различия по частоте. Частоты собственных типов колебаний (мод) кольцевого резонатора определяются его длиной (периметром) L :

$$v_q = q \frac{c}{L}, \quad (1)$$

где q – целое число, являющееся номером моды резонатора.

Для мод выполняется условие $L/\lambda = q$, т.е. на длине резонатора укладывается целое число длин волн. При вращении оптическая длина резонатора для встречных волн разная, поэтому отличаться будут и их частоты. Отсюда следует, что

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta L}{L} \text{ и } \Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = 2\pi\frac{4S}{\lambda L}\Omega. \quad (2)$$

Таким образом, при вращении собственные частоты резонатора для встречных волн расщепляются, причем их разность пропорциональна скорости вращения относительно инерциального пространства, что и дает возможность использовать кольцевой резонатор в качестве гироскопа [3, 4]. При помещении в него активной среды, характеризующейся способностью усиливать свет, возникает генерация встречных волн, т.е. реализуется кольцевой лазер (КЛ). Схема КЛ с кольцевым резонатором, образованным четырьмя зеркалами, представлена на рис. 4.

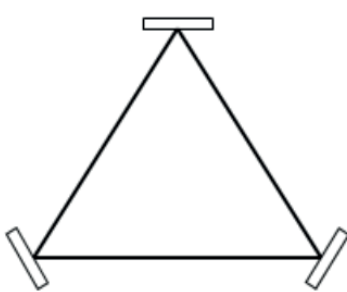


Рис. 3. Трех- и четырехзеркальный кольцевой резонатор

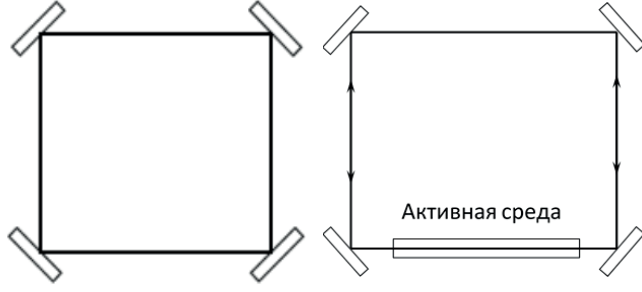


Рис. 4. Кольцевой лазер

Генерируемые в КЛ встречные электромагнитные волны в первом приближении независимы друг от друга, и в общем случае в резонаторе не существует характерной для линейного лазера стоячей волны с узлами в области зеркал. Значительное повышение чувствительности КЛ по сравнению с интерферометром Саньяка обусловлено тем, что в этом интерферометре изменение длины обхода контура, равное λ , приводит к смещению интерференционной картины на одну полосу, а в лазере – к изменению частоты, равному частотному интервалу между соседними модами кольцевого резонатора:

$$\Delta\nu_m = \frac{c}{L}.$$

Именно этим обстоятельством объясняются высокая чувствительность ЛГ и их широкое применение в навигационных системах.

2.2. Масштабный коэффициент лазерного гироскопа

Итак, переходя от кольцевого резонатора к ЛГ и учитывая, что частоты генерации встречных волн в первом приближении определяются собственными частотами кольцевого резонатора, получаем из (2) коэффициент пропорциональности, связывающий скорость вращения с разностью частот встречных волн, который обычно называют масштабным коэффициентом лазерного гироскопа:

$$K = \frac{4S}{\lambda L}, \text{ или } \tilde{K} = 2\pi\frac{4S}{\lambda L}.$$

Следует отметить, что для обеспечения генерации встречных волн в резонатор ЛГ вводится активная среда, оказывающая влияние на масштабный коэффициент гироскопа. Выражение (1) для собственных частот кольцевого резонатора справедливо только при пустом резонаторе. При наличии в резонаторе активной среды необ-

ходимо учитывать ее коэффициент преломления и явление дисперсии. Собственная частота продольной моды резонатора зависит от его оптической длины:

$$\nu_q = q \frac{c}{L_{\text{опт}}} = q \frac{c}{\sum_k l_k n_k} = q \frac{c}{L + l(n_a - 1)},$$

где l_k – участки периметра резонатора с коэффициентом преломления n_k ; l , n_a – длина активной среды и ее коэффициент преломления соответственно.

Наличие аномальной дисперсии активной среды приводит к тому, что $(n_a - 1)$ меняет знак в центре линии усиления при $\omega_i = 2\pi\nu_i = \omega_{ab}$. В результате частота генерации сдвигается от собственной частоты пустого резонатора всегда в сторону ω_{ab} , в этом случае обычно говорят о «затягивании» частоты генерации к центру линии. При расщеплении частот встречные волны за счет вращения по-разному затягиваются к центру линии усиления, вследствие этого разность частот $\Delta\omega$ меняется пропорционально скорости вращения, что следует интерпретировать как изменение масштабного коэффициента.

Связь разности частот со скоростью вращения в этом случае можно описать как

$$\Delta\omega = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} (1 + K_a) \Omega = \tilde{K} (1 + K_a) \Omega,$$

где множитель перед Ω представляет собой масштабный коэффициент ЛГ, а K_a является вкладом активной среды в масштабный коэффициент, составляющий примерно 0,01...0,1% при значениях коэффициента усиления порядка 10^{-3} ... 10^{-2} .

2.3. Сдвиг нуля выходной характеристики ЛГ

При различии условий распространения встречных волн в резонаторе КЛ (невзаимности резонатора для встречных волн) возникает сдвиг нуля выходной характеристики ЛГ. Следует иметь в виду, что полезный эффект в КЛ (расщепление частот встречных волн за счет вращения) также является невзаимным. Все остальные проявления невзаимности (разность потерь и рассматриваемые далее другие факторы) приводят к сдвигу нуля выходной характеристики и становятся для ЛГ источником погрешностей. Дополнительное расщепление частот встречных волн $\Delta\omega_0 = 2\pi\Delta\nu_0$, обусловленное невзаимностью, присутствует при любом значении Ω как добавка к разности частот, вызванной вращением. В этом случае

$$\Delta\omega = \tilde{K}\Omega + \Delta\omega_0, \Delta\nu = K\Omega + \Delta\nu_0$$

и зависимость $\Delta\nu(\Omega)$ (выходная характеристика ЛГ) сдвигается по оси абсцисс (рис. 5). Сдвиг нуля – это частота выходного сигнала ЛГ при отсутствии входной скорости. Скорость вращения ЛГ, полученная пересчетом из величины сдвига нуля $\Omega_0 = \frac{1}{K} \Delta\nu_0$, является кажущейся. Она аналогична дрейфу механического гироскопа, и поэтому ее часто называют дрейфом ЛГ (в англоязычной литературе обычно используется термин *bias* – «смещение»).

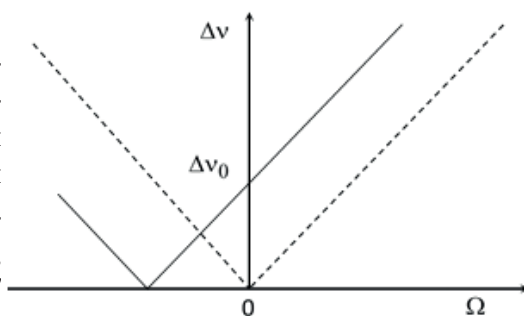


Рис. 5. Сдвиг нуля выходной характеристики ЛГ

Источниками появления сдвига нуля могут быть самые разные виды невязимности. Одной из наиболее характерных является амплитудная невязимность резонатора, выражающаяся в разности потерь (добротностей) резонатора для встречных волн. В этом случае возникает разность интенсивностей встречных волн ΔI и связанная с ней разность дисперсионных характеристик активной среды, приводящая к разности частот [5]:

$$\Delta\omega_0 = (\rho - \tau)\Delta I = \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta}\Delta\mu,$$

где $\Delta\mu$ – разность потерь резонатора.

Сдвиг нуля выходной характеристики за счет разности потерь физически обусловлен разной глубиной провалов, образуемых в контуре инверсной населенности встречными волнами, и, соответственно, разной величиной насыщения дисперсии (изменения коэффициента преломления за счет насыщения усиления). Основным источником разности потерь в ЛГ служат анизотропные элементы в резонаторе, такие как невязимный элемент и пр.

Еще одним типичным проявлением невязимности является сдвиг нуля за счет дрейфа активных атомов при возбуждении разряда в активном элементе постоянным током [5]. В тлеющем разряде наблюдается эффект Ленгмюра, заключающийся в том, что электроны за счет большей подвижности передают стенкам трубки отрицательный заряд (рис. 6).

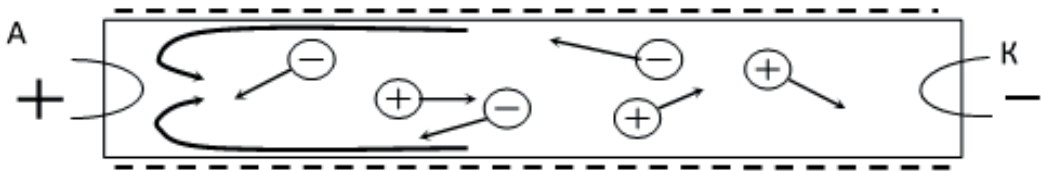


Рис. 6. Ленгмюровский дрейф активных атомов

Положительно заряженные ионы, притягиваясь к стенкам, частично отдают им свой импульс, что приводит к различию суммарных импульсов электронов и положительных ионов. В результате часть импульса электронов передается атомам, благодаря этому создается дрейф атомов вдоль стенок по направлению к аноду (А) и увеличение давления около него. Появившийся градиент давления компенсируется течением атомов к катоду (К) в приосевой области трубки. Поскольку электромагнитное поле в лазере сосредоточено в приосевой части активного элемента, встречные волны КЛ взаимодействуют в основном с атомами, дрейфующими вдоль трубки к катоду.

Наличие дрейфа эквивалентно возникновению сдвига максвелловского распределения атомов по скоростям и соответствующего доплеровского сдвига кривой усиления, причем для встречных волн кривая сдвигается в противоположных направлениях. Вследствие этого возникает разность коэффициентов преломления (коэффициентов линейной дисперсии) активной среды Δn_a и разность интенсивностей встречных волн, сопровождающаяся разностью нелинейных дисперсий. В результате появляется дополнительная разность частот

$$\Delta\omega_0 \cong 2\pi \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \right] 2 \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku},$$

где V_0 – скорость дрейфа атомов, дающая сдвиг нуля выходной характеристики.

Скорость ленгмюровского дрейфа атомов пропорциональна величине тока разряда. При обычных параметрах активного элемента (диаметр 2...3 мм, длина разрядного промежутка 50...100 мм) значение V_0 составляет единицы сантиметров в секунду, а сдвиг нуля выходной характеристики – доли герца на миллиампер. Чтобы исключить влияние дрейфа атомов, в ЛГ обычно делают два разрядных промежутка со встречно направленной полярностью.

Кроме того, вызвать сдвиг нуля выходной характеристики может дифракция встречных волн на элементах резонатора, порождающая дифракционное расщепление частот встречных волн [6].

2.4. Синхронизация частот встречных волн

Первые попытки применения КЛ в качестве ЛГ выявили их основной недостаток – синхронизация частот встречных волн при малых скоростях вращения и, соответственно, малая разность этих частот. Результатом этого эффекта стала невозможность измерить угловые скорости в диапазоне от нуля до десятых долей градуса в секунду. Дальнейшее развитие лазерной гироскопии свелось, по сути дела, к разработке методов борьбы с этим недостатком.

Очень малая шероховатость поверхности отражателей кольцевого резонатора (как правило, это зеркала, но иногда используются призмы полного внутреннего отражения) приводит к рассеянию части излучения. Индикатриса рассеяния показана на рис. 7. Как видно, небольшая часть излучения $r_2 E_2$ рассеивается в направлении распространения встречной волны E_1 , вследствие чего появляется слабая связь между встречными волнами.

Проанализируем, что происходит при этом с частотами генерации встречных волн [5], рассматривая электрические поля волн в комплексной форме $E_i(t) = E_i e^{j\phi_i(t)}$. Средняя за период разность фаз полей встречных волн связана с разностью их частот как

$$\langle \phi_2(t) - \phi_1(t) \rangle_T = \psi = \Delta\omega t, \quad \frac{d\psi}{dt} = \Delta\omega. \quad (3)$$

Покажем векторы электрических полей встречных волн в системе координат, связанной с одним из векторов, например E_1 (рис. 8).

В таком случае вектор E_2 вращается в выбранной системе координат со скоростью $d\psi/dt$, где ψ – мгновенное значение угла между векторами E_1 и E_2 . Рассеяние

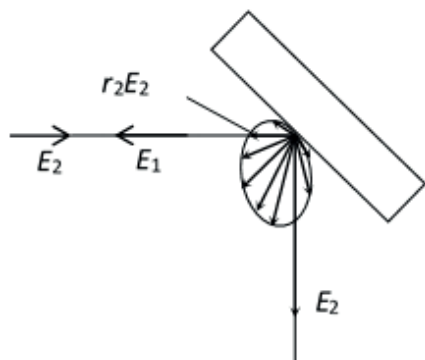


Рис. 7. Рассеяние света шероховатой поверхностью зеркала

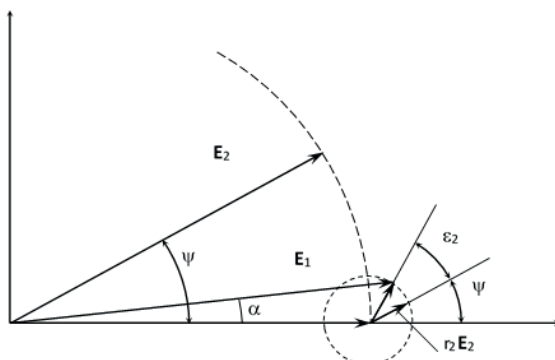


Рис. 8. Векторное представление связи встречных волн за счет рассеяния

волны E_2 в сторону распространения волны E_1 с коэффициентом r_2 и фазовым углом ε_2 приводит к тому, что вектор E_1 формируется сложением невозмущенного вектора E_1^0 и вектора $r_2 E_2$. За счет вращения вектора E_2 вектор E_1 модулируется по фазе и амплитуде на частоте $d\psi/dt$.

Поскольку в КЛ фазовые изменения приводят к изменениям частоты в соответствии с соотношением

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{\delta\nu}{c/L},$$

где α – угол между направлениями векторов E_1^0 и E_1 , то можно считать, что рассеяние волны E_2 ведет к изменению частоты волны E_1 на величину

$$\delta\nu_1 = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{c}{L}.$$

Согласно рис. 8, имеем

$$\sin \alpha = \frac{r_2 E_2}{E_1} \sin(\psi + \varepsilon_2),$$

где $E_{1,2}$ – амплитуды встречных волн.

Будем считать, что $\sin \alpha \cong \alpha$. Подставив это выражение в формулу для $\delta\nu_1$, мы получим изменение частоты волны E_1 за счет рассеяния:

$$\delta\nu_1 = \frac{cr_2}{2\pi L} \frac{E_2}{E_1} \sin(\psi + \varepsilon_2).$$

Следовательно, вместо тривиального уравнения (3) нужно записать:

$$\frac{d\psi}{dt} = \Delta\omega - \Delta\omega_3 \sin(\psi + \varepsilon_2), \text{ где } \Delta\omega_3 = r_2 \frac{c}{L} \frac{E_2}{E_1}. \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет два решения. Одно из них, справедливое при выполнении неравенства $\Delta\omega_p < \Delta\omega_3$, дает отсутствие разности частот встречных волн: $\Delta\omega = d\psi/dt = 0$. Эта область называется областью захвата, или синхронизации встречных волн (синхронизация обусловлена рассеянием волн на элементах резонатора). Измерение угловых перемещений, являющееся основной задачей ЛГ, здесь невозможно.

Второе решение, периодическое, верно при выполнении условия $\Delta\omega_p < \Delta\omega_3$:

$$\Delta\omega = \frac{d\psi}{dt} = \sqrt{[(1 + K_a)\Delta\omega_p + \Delta\omega_0]^2 - \Delta\omega_3^2}. \quad (5)$$

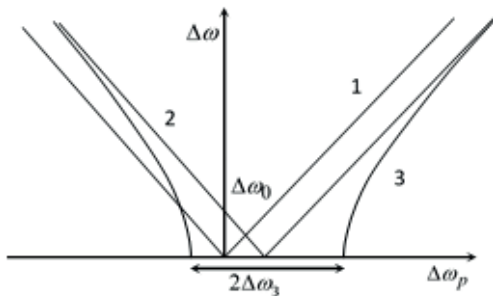


Рис. 9. Выходные характеристики ЛГ:
1 – идеальная; 2 – с учетом сдвига нуля;
3 – реальная

Уравнение (5) отражает реальную выходную характеристику ЛГ вблизи зоны захвата (рис. 9). На рисунке показаны зона захвата, равная $2\Delta\omega_3$, сдвиг нуля выходной характеристики $\Delta\omega_0$ и ее нелинейность, имеющая вид гиперболической зависимости $\Delta\omega$ от $\Delta\omega_p$. Выражение (5) справедливо вблизи зоны захвата, а вдали от нее, когда соблюдается условие $\Delta\omega_p \gg rc/L$, оно приобретает вид

$$\Delta\omega = (1 + K_a)\Delta\omega_p + \Delta\omega_0 + \frac{c^2}{L^2} \frac{r_1 r_2}{2\Delta\omega_p} \left[\cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \right].$$

Видно, что член выражения, обусловленный связью встречных волн, пропорционален $1/\Delta\omega_p$.

Это связано с тем, что с увеличением $\Delta\omega_p$ растёт расстояние между линиями резонатора для встречных волн и, соответственно, рассеянный свет одной волны уже не попадает в центр линии резонатора для встречной волны и не оказывает такого влияния, как при малых значениях $\Delta\omega_p$.

2.5. Линеаризация выходной характеристики ЛГ

Как было сказано выше, задача уменьшения (или ликвидации) зоны захвата стала главной для развития лазерной гироскопии. Перечислим основные направления, по которым проводились исследования:

- 1) повышение качества оптических элементов резонатора (прежде всего зеркал) для уменьшения рассеяния и, соответственно, связи между встречными волнами ЛГ;
- 2) создание начального разнеса частот (начального смещения), при котором рабочая точка выводится за зону захвата;
- 3) реализация знакопеременного начального смещения;
- 4) использование многочастотного режима работы ЛГ.

Анализ современного состояния лазерной гироскопии показывает, что арсенал технических средств, позволяющих повысить чувствительность за счет улучшения качества зеркал, сравнительно невелик и не дает оснований рассчитывать на полное устранение зоны захвата, хотя может способствовать ее уменьшению.

2.5.1. Знакопеременное начальное смещение. Ранее было отмечено, что использование ЛГ в навигационных системах требует от него возможности измерять малые скорости вращения, в том числе и в области зоны захвата. На первых этапах разработки ЛГ эта задача решалась посредством введения искусственного начального расщепления частот встречных волн (создания подставки). При этом скорость вращения Ω измеряли с использованием соотношений

$$\Delta\nu = K\Omega + \Delta\nu_n, \quad \Omega = \frac{1}{K}(\Delta\nu - \Delta\nu_n).$$

Из этих выражений следует, что для снижения погрешности измерений необходимо добиваться стабильности величины $\Delta\nu_n$ (подставки). Однако постоянное начальное смещение, создаваемое с помощью невзаимного фазового устройства (НФУ) на основе эффекта Фарадея, не обеспечивает ЛГ высоких точностных характеристик. Как правило, нестабильность дрейфа ЛГ с НФУ оказывается в лучшем случае на уровне $0,1^\circ/\text{ч}$. Причинами тому являются чувствительность НФУ к изменению температуры, нестабильность магнитного поля, неточность преобразования поляризации фазовыми пластинками и ряд других факторов.

В настоящее время для уменьшения влияния связи встречных волн на работу ЛГ чаще всего используют метод знакопеременного начального смещения. Его идея состоит в том, что при смещении рабочей точки выходной характеристики ЛГ по периодическому закону гироскоп большую часть времени находится вне зоны захвата и реагирует

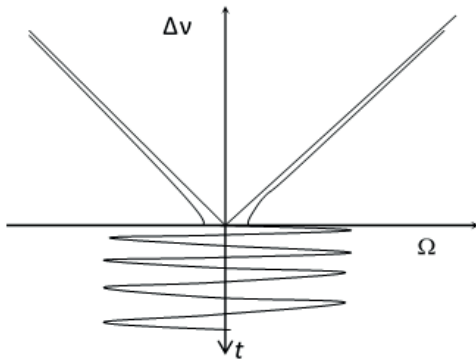


Рис. 10. Знакопеременное начальное расщепление

на угловую скорость вращения (рис. 10). Соответственно, чем больше амплитуда изменения смещения и чем быстрее ЛГ проходит через зону захвата, тем меньше влияние этой зоны. Оптимальным с этой точки зрения является прямоугольный закон изменения начального смещения, поскольку при этом время нахождения в зоне захвата равно нулю.

Знакопеременное начальное смещение можно реализовать двумя путями. Во-первых, путем формирования переменного магнитного поля, накладываемого на НФУ. В этом случае может быть реализован любой

закон изменения начального смещения (прямоугольный, синусоидальный и др.), однако сохраняются многие недостатки, присущие ЛГ с НФУ (влияние внешнего магнитного поля и пр.). Кроме того, закон изменения начального смещения обязательно должен быть строго симметричным, так как при отсутствии симметрии накапливается погрешность (возникает дрейф ЛГ).

Второй путь заключается в создании механических крутильных колебаний ЛГ. В этом случае гироскоп устанавливается на специальную конструкцию, которая под воздействием электромагнитных или пьезокерамических преобразователей совершает вынужденные угловые колебания на собственной резонансной частоте вокруг оси, нормальной к плоскости резонатора. Преимущество механической знакопеременной подставки (виброподставки) заключается в отсутствии НФУ и «накапливания» асимметрии подставки, так как средняя точка механических колебаний ЛГ не может совершать однонаправленные уходы относительно основания прибора. Недостатком этого способа является нежесткое крепление ЛГ и, следовательно, его чувствительность к ударам и вибрациям.

Анализируя работу ЛГ с механической знакопеременной подставкой, при которой колебания ЛГ происходят по закону $\theta(t) = \theta_0 \sin \omega_{\Pi} t$, можем получить выражение для динамической зоны захвата $\Delta\omega_{\text{зд}}$ (зоны захвата при использовании виброподставки):

$$\Delta\omega_{\text{зд}} = \Delta\omega_3 \left| J_k \left(\frac{\Delta\omega_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \right) \right| = \Delta\omega_3 |J_k(\tilde{K}\theta_0)|,$$

где J_k – функция Бесселя k -го порядка; $\Delta\omega_{\Pi}$ – амплитуда изменения $\Delta\omega$.

Зависимость $\Delta\omega_{\text{зд}}$ от параметра $\tilde{K}\theta_0$ показывает, что при определенных амплитудах угловых колебаний ЛГ динамическая зона захвата обращается в ноль. Однако на практике этого не происходит из-за флуктуаций амплитуды колебаний, поэтому для уменьшения зоны захвата стремятся добиться как можно больших значений амплитуды. При $\Delta\omega_{\Pi}/\omega_{\Pi} \gg 1$ для функции Бесселя можно использовать ее асимптотическое выражение

$$J_k(\tilde{K}\theta_0) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi\tilde{K}\theta_0}} \cos\left(\tilde{K}\theta_0 - \frac{1}{2}k\pi - \frac{\pi}{4}\right),$$

откуда следует, что при значительных амплитудах колебаний динамическая зона захвата ограничивается условием

$$\Delta\omega_{зд} \leq \Delta\omega_z \sqrt{\frac{2}{\pi \tilde{K} \theta_0}}.$$

Для типичных параметров виброподставки динамическая зона захвата в 50...100 раз меньше статической.

При работе в режиме виброподставки ЛГ закрепляют на упругом подвесе и с помощью электромагнитного или пьезоэлектрического моментного устройства подвергают принудительным угловым колебаниям (рис. 11).

В настоящее время наиболее распространены виброподвесы на основе пьезокерамических преобразователей. Амплитуда угловых колебаний корпуса ЛГ составляет обычно 2–3 угл. мин, частота колебаний лежит в диапазоне 400–500 Гц. Виброподвесы, как правило, снабжаются датчиками углового положения (ДУП) относительно основания ЛГ. По принципу действия современные ДУП можно разделить на электромагнитные, фотоэлектрические и тензометрические. ДУП используются для вычитания вклада виброподставки в выходной сигнал ЛГ, а также для стабилизации или измерения частоты виброподставки.

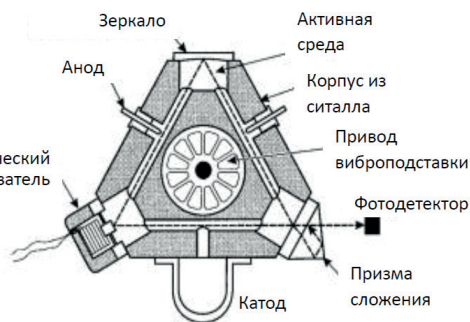


Рис. 11. Конструкция ЛГ с трехзеркальным резонатором и виброподвесом

2.5.2. Многочастотные лазерные гироскопы. Другой эффективный метод борьбы с синхронизацией частот встречных волн – применение четырехволнового режима генерации [7]. Обобщенная оптико-физическая схема многочастотного ЛГ представлена на рис. 12. В плоский резонатор ЛГ введены два элемента: фарадеевское НФУ и ячейка оптически активного кварца (взаимный элемент). Собственными волнами такой системы являются две встречно бегущие волны, каждая из которых, в свою очередь, состоит из двух волн – с левоциркулярной поляризацией и с правоциркулярной. У волн с разными циркулярными поляризациями, проходящих через взаимный элемент, возникают противоположные сдвиги по фазе, что приводит к их расщеплению по частоте.

После этого в резонаторе ЛГ появляются две встречно бегущие волны (ПБ – бегущая по часовой стрелке и ЛБ – против нее) с левоциркулярной поляризацией (Л) и две – с правоциркулярной (П).



Рис. 12. Оптико-физическая схема многочастотного ЛГ

Волны с разной поляризацией разнесены по частоте с помощью взаимного элемента, что приводит к возникновению в исходном контуре как бы двух независимых лазерных субгироскопов, собственные волны которых разделены по частоте и состоянию поляризации, а встречные разнесены по частоте с помощью НФУ.

Работа двух выделенных субгироскопов на циркулярных поляризациях создает более благоприятные условия для уменьшения связи встречных волн, чем ЛГ на волнах с линейными поляризациями. Действительно, при обратном рассеянии циркулярно поляризованной волны от зеркала направление вращения

электрического вектора меняется на обратное и в идеальном случае прямая и рассеянная волны не взаимодействуют. Однако в реальных условиях встречные волны имеют не строго круговую, а эллиптическую поляризацию и в обратно рассеянной волне присутствует составляющая, совпадающая по поляризации с прямой волной. Расщепление частот встречно бегущих волн с помощью НФУ исключает остаточное влияние связи встречных волн в резонаторе ЛГ. При этом в НФУ частоты генерации встречных волн смещаются в противоположных направлениях (рис. 13).

В свою очередь, невязанный фазовый сдвиг, вызванный вращением ЛГ, приводит к дополнительному разнесу частот, но при этом бегущие по часовой стрелке волны сдвигаются по оси частот в одну сторону, а бегущие против часовой стрелки – в другую. В результате для левополяризованного субгироскопа расщепление частот за счет вращения добавляется к расщеплению за счет НФУ, а для правополяризованного – вычитается. Таким образом, разность частот встречных волн для субгироскопов с ортогональными круговыми поляризациями составит:

- для левополяризованного субгироскопа – $\Delta\nu_{\text{Л}} = \Delta\nu^F + K\Omega$;
- для правополяризованного – $\Delta\nu_{\text{П}} = \Delta\nu^F - K\Omega$, где $\Delta\nu^F$ – расщепление частот за счет НФУ, $K = 4S/\lambda L$ – масштабный коэффициент ЛГ.

Окончательно находим $\Delta\nu_{\text{П}} - \Delta\nu_{\text{Л}} = 2K\Omega$, что свидетельствует об увеличении вдвое масштабного коэффициента и независимости выходного сигнала ЛГ от вариаций частоты (например, температурных), формируемых фарадеевским НФУ.

Недостаток рассмотренной схемы ЛГ – это наличие в резонаторе двух анизотропных элементов, вносящих существенные дополнительные потери и тем самым уменьшающих добротность резонатора. Чтобы исключить один из элементов (взаимный), была предложена концепция многочастотного ЛГ с неплоским «сломанным» резонатором (рис. 14). В таком резонаторе (так же как в резонаторе с взаимным элементом на оптически активном кварце) собственными типами колебаний являются разнесенные по частоте волны с круговой поляризацией. В зависимости от угла излома контура изменяется разнос частот лево- и правоциркулярных волн [8].

Современные многочастотные ЛГ имеют следующие характеристики:

- нестабильность дрейфа от включения к включению – $0,003^\circ/\text{ч}$;
- случайный дрейф $< 0,0015^\circ/\sqrt{\text{ч}}$;
- относительная нестабильность масштабного коэффициента – $2 \cdot 10^{-7}$.

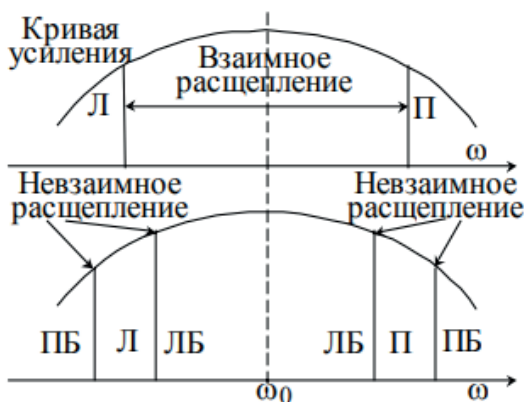


Рис. 13. Частоты встречных волн в 4-частотном ЛГ

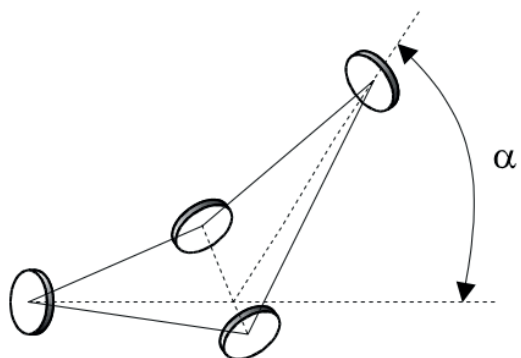


Рис. 14. Неплоский резонатор ЛГ

Их существенное преимущество перед ЛГ с виброподставкой заключается в отсутствии каких-либо механических устройств и соответствующем снижении случайного дрейфа за счет устранения многократного пересечения зоны захвата и ошумления виброподставки.

Идея ЛГ с неплоским резонатором оказалась весьма плодотворной и привела к созданию еще одного вида приборов со встречными волнами на круговых поляризациях. К ним относятся зеэмановские лазерные гироскопы, в которых невзаимное расщепление встречных волн реализуется с помощью эффекта Зеэмана [9, 10]. В таких ЛГ магнитное поле накладывается непосредственно на активную среду и вызывает расщепление линии ее усиления в магнитном поле на две компоненты с ортогональными круговыми поляризациями, что приводит к затягиванию лево- и правоциркулярных волн к центрам расщепленных линий усиления и в результате к расщеплению частот встречных волн.

Преимуществом зеэмановских ЛГ является отсутствие в резонаторе невзаимного элемента, вместо него используется He-Ne активная среда, что увеличивает добротность резонатора. Несмотря на это, зеэмановские ЛГ в настоящее время характеризуются более низкой точностью.

2.6. Потенциальная точность лазерного гироскопа

Источники погрешностей измерения угловой скорости ЛГ делятся на две группы – технические и естественные. Технические погрешности, или флуктуации параметров КЛ, зависят от вибраций, изменений температуры, колебаний тока разряда и других причин конструктивно-технологического характера. Их можно снизить и, в сущности, полностью ликвидировать. Естественные флуктуации, определяющие предельно достижимую точность ЛГ, обусловлены принципиально неустранимыми причинами – квантовым характером излучения (в основном спонтанного) и атомной структурой вещества резонатора, приводящей к колебаниям его длины.

Вследствие суперпозиции когерентного вынужденного излучения и спонтанного излучения возникает уширение спектральных линий встречных волн ЛГ, которое проявляется в сигнале биений. Проиллюстрируем этот эффект диаграммой. Если представить одну из встречно бегущих волн в виде вектора A , то спонтанная эмиссия S будет складываться с этим вектором в произвольной фазе (рис. 15), что приведет к случайным вариациям фазы $\Delta\psi$.

Ширина линии генерации δ определяется выражением

$$\delta\omega_0 \cong \frac{\hbar\omega_{ab}}{2P}(\Delta\omega_c)^2,$$

где $\Delta\omega_c$ – ширина линии резонатора; P – мощность генерации, теряемая в резонаторе (главным образом за счет поглощения и пропускания зеркал).

Анализ показывает, что дисперсия флуктуаций разности фаз пропорциональна времени измерения T , т.е. флуктуации разности фаз, обусловленные наличием спонтанного излучения, накапливаются во времени. Эта закономерность хорошо известна

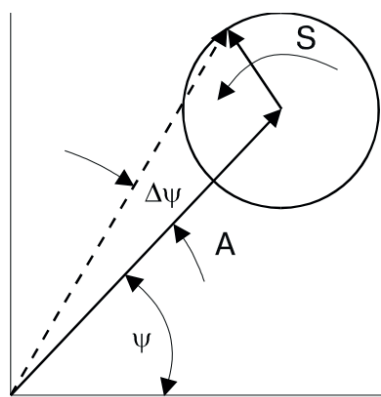


Рис. 15. Изменение фазы волны, генерируемой в ЛГ, за счет сложения со спонтанным излучением

и всегда имеет место при интегрировании белого шума. Такой процесс обычно называют диффузией фазы, или случайным дрейфом.

Как правило, используется коэффициент случайного дрейфа R , который вычисляют путем деления среднеквадратического отклонения флуктуаций разности фаз на корень из времени измерения:

$$R_{\delta\psi} = \frac{\left(\langle(\delta\psi)^2\rangle\right)^{1/2}}{\sqrt{T}} = \frac{\sigma_{\delta\psi}}{\sqrt{T}} = \sqrt{\frac{D_{\delta\psi}}{T}} = \sqrt{2D}.$$

Учитывая, что дисперсия D (коэффициент диффузии фазы) равна ширине линии, обусловленной спонтанным излучением, находим

$$R_{\delta\psi} = \Delta\omega_c \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P}}.$$

Коэффициент случайного дрейфа определяет минимально достижимые уровни флуктуаций разности фаз встречных волн (при устранении всех технических источников флуктуации) и, соответственно, предельную точность ЛГ. Поскольку точность ЛГ обычно оценивают через погрешность измерения скорости вращения Ω или угла поворота θ , коэффициент случайного дрейфа удобно представить через погрешность измерения угла поворота θ :

$$R_{\theta} = \frac{\Delta\omega_c}{\tilde{K}} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P}}.$$

Оценим коэффициент случайного дрейфа для следующих параметров ЛГ: $L = 20$ см; потери $\mu = 4 \cdot 10^{-4}$; коэффициент пропускания $T_3 = 10^{-4}$; $P_{\text{вых}} = 50$ мкВт:

$$R_{\theta} = 6 \cdot 10^{-8} \left(\text{рад} / \sqrt{\text{с}} \right) = 0,012 \left(^\circ / \sqrt{\text{с}} \right) = 0,0002 \left(^\circ / \sqrt{\text{ч}} \right),$$

т.е. у такого ЛГ спонтанное излучение приводит к погрешности измерения угла за час порядка $2 \cdot 10^{-4}$ град. Для сравнения напомним, что Земля за час поворачивается на 15° и, следовательно, ЛГ с предельными точностными характеристиками характеризуется чрезвычайно высокой точностью инерциальных измерений углов и угловых скоростей.

3. Волоконно-оптический гироскоп

В [1] показано, что интерферометр Саньяка может использоваться в качестве гироскопа, однако такой прибор обладает слишком малой чувствительностью к скорости вращения. Основной путь к повышению его чувствительности – увеличение площади оптического контура, в частности с использованием световолокна. Само по себе световолокно не может изменить чувствительность, но когда из него формируется многовитковая катушка (рис. 16), эффективная площадь и, соответственно, чувствительность возрастают в N раз, где N – число витков.

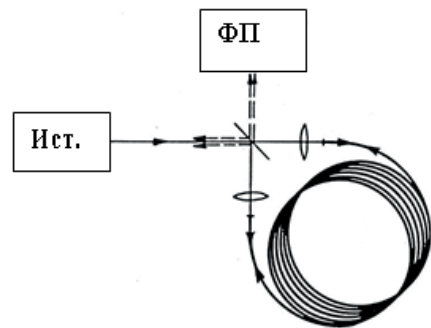


Рис. 16. Принципиальная схема волоконно-оптического гироскопа

Разность фаз встречных волн φ_c после обхода контура в волоконно-оптическом интерферометре Саньяка определяется выражением [11]

$$\varphi_c = \frac{8\pi NS}{\lambda c} \Omega = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega,$$

где L – длина волокна в оптическом контуре.

Сложением световых пучков на выходе интерферометра создается интерференционная картина. Если при этом угол между пучками равен нулю, то интенсивность света в интерференционной картине равна

$$I = 2I_0(1 + \cos \varphi_c).$$

Таким образом, можно утверждать, что изменение скорости вращения ведет к изменению интенсивности по косинусу разности фаз встречных волн. График зависимости интенсивности света от скорости вращения представлен на рис. 17. Как видно, выходная характеристика ВОГ (зависимость интенсивности света в интерференционной картине от разности фаз встречных волн или скорости вращения) является существенно нелинейной. Кроме того, в области малых скоростей чувствительность к вращению минимальна, поскольку рабочая точка здесь находится на плоской вершине косинуса. Методы борьбы с этими недостатками и техника обработки выходного сигнала будут рассмотрены ниже.

Следует отметить одну особенность схемы построения ВОГ, необходимую для реализации принципа взаимности: набег фаз встречных волн при обходе волоконного контура (в отсутствие вращения) должны быть равны между собой. Однако простейшая конфигурация ВОГ (см. рис. 16) не отвечает принципу взаимности для волн, направленных на фотоприемник (ФП). Из рис. 16 видно, что волна, распространяющаяся по часовой стрелке, дважды проходит через светоделитель, а встречная волна дважды отражается от него. При отражении возникает скачок фазы, и мы получаем разность набегов фаз встречных волн, т.е. такая конфигурация характеризуется невзаимностью. В то же время для волн, прошедших контур и вышедших в направлении источника, принцип взаимности соблюдается. Следовательно, добиться взаимности можно путем размещения второго светоделителя вдоль входного оптического пути (рис. 18). Такая схема обычно называется минимальной конфигурацией ВОГ, в которой свет вводится в интерферометр через одномодовый волноводный фильтр и в нем же обрабатывается выходящая из интерферометра сигнальная световая волна. В такой конфигурации обе волны, идущие на ФП, по два раза проходят светоделитель и по два раза отражаются от него. Это обеспечивает обеим волнам, прошедшим интерферометр, одинаковую общую фазу, несмотря на возможные дефекты светоделителя.

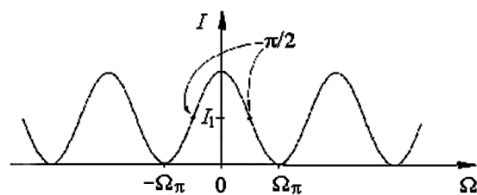


Рис. 17. Зависимость интенсивности света на выходе ВОГ от скорости вращения

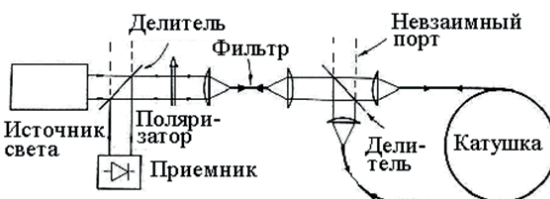


Рис. 18. Минимальная конфигурация ВОГ

3.1. Основные схемы построения ВОГ

Как отмечалось выше, из графика на рис. 17 видно, что при малых угловых скоростях интенсивность света зависит от изменения скорости, поскольку работа ведется на вершине косинуса, т.е. чувствительность к малым угловым скоростям мала. Скорость вращения порядка $1^\circ/\text{ч}$ соответствует сдвигу фазы $10^{-6} \dots 10^{-5}$ рад. Однако при разработке гироскопов большое внимание уделяется возможности регистрировать именно малые угловые скорости, поскольку порог чувствительности приборов определяется минимальной измеряемой скоростью.

Чувствительность рассматриваемого интерферометра можно рассчитать через производную от интенсивности света в интерференционной картине по разности фаз. В этом случае чувствительность равна синусу санныковской разности фаз и, соответственно, оказывается слабой из-за малого $\sin \varphi_s$ при низких скоростях. Чтобы увеличить чувствительность в этой области, можно ввести искусственную невязимную разность фаз встречных волн, равную $\pi/2$, и тем самым выйти на наиболее крутой участок характеристики прибора.

Невязимный фазовый сдвиг на $\pi/2$ может быть создан, например, с помощью эффекта Фарадея, являющегося невязимным. В этом случае получаем

$$I = 2I_0(1 - \sin \varphi_c).$$

Однако такая схема обладает недостатком, связанным с чувствительностью создающего невязимный фазовый сдвиг элемента (он обычно называется невязимным фазовым элементом) к вариациям внешних условий (магнитного поля, температуры окружающей среды и др.). Изменения разности фаз, обусловленные такими факторами, воспринимаются как полезный эффект зависимости от Ω . В связи с этим схема с невязимным фазовым элементом не используется.

Наиболее удачной оказалась схема обработки выходного сигнала со взаимным фазовым модулятором на одном из концов волоконной катушки (рис. 19). Разность фаз φ модулируется (рис. 20) от $\pi/2$ до $-\pi/2$ на частоте $1/2\tau_0$, где τ_0 – время обхода светом волоконного контура [8].

Волоконная катушка в этом случае играет роль временной линии задержки. Разность фаз встречных волн на выходе интерферометра равна $\varphi = \varphi_m(t) - (t - \tau_0)$. При частоте модуляции $1/2\tau_0$ световая волна, испускаемая в момент времени t в направлении по часовой стрелке, получает задержку по фазе на π относительно встречной световой волны, избегающей такой задержки благодаря положению модулятора. В результате разность φ оказывается (см. рис. 20)

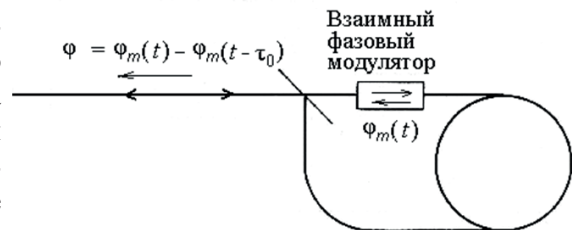


Рис. 19. Использование взаимного модулятора для увеличения чувствительности ВОГ

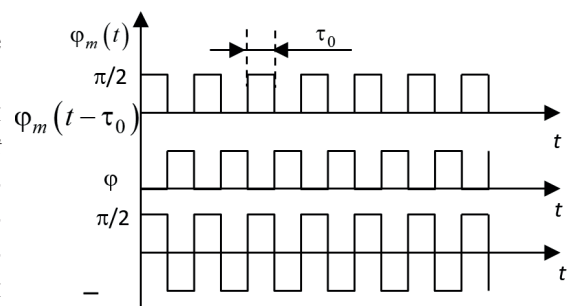


Рис. 20. Диаграмма модуляции разности фаз в ВОГ со взаимным модулятором

промодулированной по прямоугольному закону от $-\pi/2$ до $\pi/2$. Взаимная фазовая модуляция приводит в общем случае к модуляции интенсивности света I , падающего на ФП (рис. 21). В отсутствие вращения имеем постоянный уровень интенсивности, а при скорости вращения Ω – модуляцию по частоте работы модулятора $1/2\tau_0$. Выходной сигнал ФП $i = \gamma(1 + \cos \varphi_c)$ при модуляции равен:

$$i = \gamma[1 + \cos(\pi/2 + \varphi_c)] = n\gamma(1 - \sin \varphi_c) \text{ при } 2n\tau_0 \leq t \leq (2n+1)\tau_0;$$

$$i = \gamma[1 + \cos(-\pi/2 + \varphi_c)] = \gamma(1 + \sin \varphi_c) \text{ при } (2n+1)\tau_0 \leq t \leq 2(n+1)\tau_0;$$

$$\Delta i = \gamma 2 \sin(\varphi_c).$$

Глубина модуляции определяется величиной φ_c (т.е. по глубине модуляции можно определять полезный эффект). В качестве взаимного фазового модулятора используют цилиндр, выполненный из пьезокерамики, на который намотано несколько витков волокна. При подаче на его стенки напряжения диаметр цилиндра изменяется вследствие обратного пьезоэффекта. Модуляция может осуществляться по различным законам, график выходного сигнала при прямоугольном законе представлен на рис. 21.

После демодуляции мы получаем измеряемый полезный сигнал с очень стабильным значением нулевого сигнала, поскольку изменения интенсивности света и амплитуды модуляции по отношению к нему дают мультипликативный эффект, т.е. не вносят сдвига нуля (рис. 22).

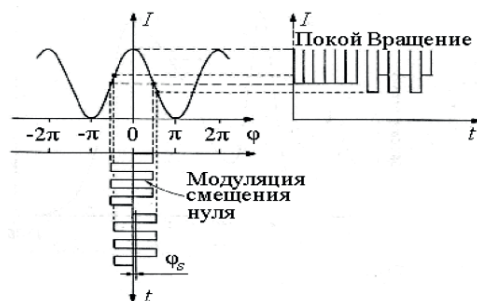


Рис. 21. Интенсивность I падающего на ФП света при взаимной модуляции

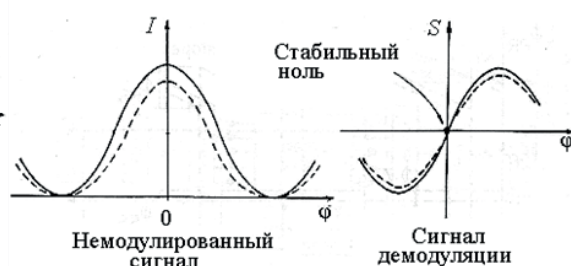


Рис. 22. Выходная характеристика ВОГ при взаимной модуляции

Взаимный модулятор обеспечивает точное соответствие нулю средней величины периодически модулируемой разности фаз. При применении рассмотренной схемы важен выбор соответствующей частоты модуляции для исключения паразитных погрешностей, обусловленных дефектами закона модуляции. Если используется прямоугольный закон, то дефекты могут возникать за счет остаточной асимметрии, а при синусоидальном законе они связаны прежде всего с нелинейными искажениями в модулирующем сигнале.

ВОГ со взаимной модуляцией характеризуется очень высокой стабильностью нулевого сигнала за счет сохранения взаимности интерферометра. Вместе с тем применение ВОГ в ИНС подвижных объектов требует высокой точности во всем диапазоне угловых скоростей, а не только в районе нуля.

Проблемы получения линейной выходной характеристики и работы в широком диапазоне скоростей решаются путем создания замкнутых схем обработки сигнала. В этом случае демодулированный сигнал служит в качестве сигнала ошибки, пода-

ющего обратно в систему для выработки сигнала обратной связи, посредством которого вводится разность фаз φ_{fb} , равная саньяковской разности фаз за счет вращения φ_c и противоположная ей по знаку (рис. 23).

В замкнутой схеме измеряемой величиной становится разность фаз φ_{fb} , что обеспечивает линейность выходной характеристики и ее высокую стабильность, поскольку такой сигнал обратной связи не зависит от мощности света на фотодетекторе и коэффициента усиления в цепи ФП. В первых вариантах ВОГ с этой схемой обработки сигнала применялись акустооптические модуляторы (АОМ), где создается сдвиг частоты световой волны, поступающей в катушку волокна [11]. Упрощенная схема такого ВОГ приведена на рис. 24.

АОМ установлен, как и в схеме на рис. 19, около одного из концов волоконной катушки. Волна, поступающая от источника света с частотой f_0 на светоделитель, падает на АОМ и сдвигается по частоте на величину f_M , а затем проходит волоконную катушку с частотой $f_0 + f_M$. Встречно распространяющаяся волна проходит катушку с частотой f_0 , после этого поступает на АОМ, сдвигается по частоте и попадает на фотодетектор (ФД). Таким образом, обе волны приходят на ФД с одинаковой частотой, но с разными набегам фазы (за счет прохождения катушки с разными частотами). Волна, проходящая катушку волокна по часовой стрелке, получает дополнительный набег фазы за счет большей частоты. Набег фазы волны вычисляется как интеграл от частоты за время наблюдения, поэтому дополнительный набег равен:

$$\Phi_M = 2\pi f_M \cdot \tau_0 = f_M \frac{2\pi L n}{c},$$

где τ_0 – время обхода контура световой волной; n – коэффициент преломления волокна.

Поскольку вторая волна проходит контур с частотой f_0 , разность фаз встречных волн φ после прохождения неподвижного контура составляет Φ_M . При вращении контура разность фаз будет определяться двумя компонентами – набегом фазы за счет модуляции и саньяковской разностью фаз (причем, как указывалось ранее, они имеют разные знаки):

$$\varphi = 2\pi f_M \tau_0 - \varphi_c = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(\frac{n}{f_0} f_M - \frac{2R\Omega}{c} \right).$$

Из приведенного выражения следует: изменением частоты, подаваемой на АОМ, можно свести к нулю разность фаз встречных волн после прохождения контура, что и требуется в замкнутой схеме работы ВОГ. Частота регулируется изменением управляющего напряжения, подаваемого со схемы обработки выходного сигнала ФД

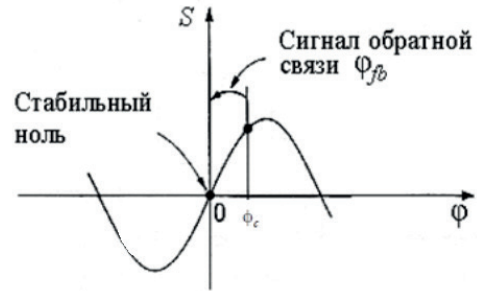


Рис. 23. Принцип построения ВОГ с замкнутой схемой

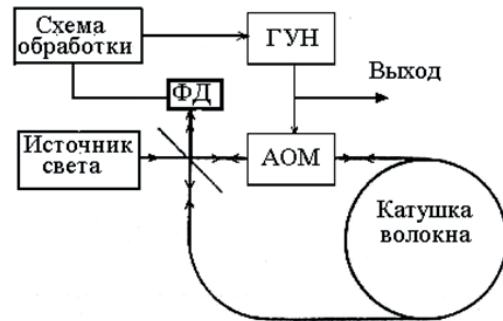


Рис. 24. ВОГ с замкнутой схемой на основе АОМ

на генератор. Чтобы разность фаз ϕ обратилась в ноль, сигнал обратной связи ϕ_{fb} должен быть равен саньяковской разности фаз. В этом случае частота модуляции составляет

$$f_M = \frac{2R}{\lambda n} \Omega.$$

Интересно отметить, что связь частоты модуляции со скоростью вращения в этом выражении аналогична связи со скоростью вращения разности частот встречных волн ЛГ (в том случае, когда он имеет оптический контур в виде окружности). Это совпадение объясняется тем, что принцип действия обоих приборов (ВОГ и ЛГ) основан на эффекте Саньяка.

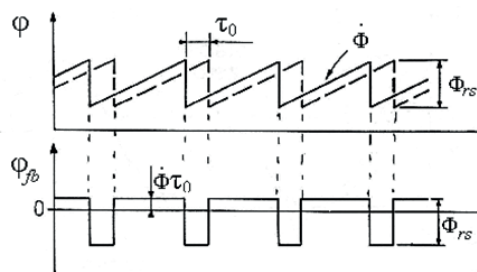


Рис. 25. пилообразное изменение разности фаз для замкнутой схемы ВОГ

Таким образом, использование взаимного АОМ на одном из концов волоконного контура позволяет реализовать замкнутую схему работы ВОГ. Тем не менее она характеризуется существенным недостатком, связанным с нарушением принципа взаимности за счет прохождения встречными волнами контура на разных частотах. В связи с этим наибольшее распространение получила схема, в которой сигнал обратной связи вырабаты-

вается при пилообразной модуляции разности фаз встречных волн (рис. 25) [11].

В этом случае во взаимном модуляторе формируется линейно изменяющийся во времени набег фазы $\Phi(t)$. АОМ расположен несимметрично центру оптического контура, поэтому возникает разность фаз между встречными волнами:

$$\phi_{fb} = \frac{d\Phi}{dt} \cdot \tau_0.$$

Эта разность может использоваться в качестве сигнала обратной связи (как и в предыдущей схеме) для компенсации саньяковской разности фаз и выхода в нулевую точку. Если пилообразная модуляция производится на частоте f_{Π} , то компенсирующая разность фаз равна

$$\phi_{fb} = \Phi_{rs} f_{\Pi} \tau_0 = \Phi_{rs} f_{\Pi} \frac{Ln}{c}.$$

С учетом того, что компенсирующая разность должна быть равна саньяковской разности фаз, получаем

$$\Phi_{rs} f_{\Pi} = \frac{4\pi R}{\lambda n} \Omega.$$

Следует отметить, что при формировании пилообразного сигнала величина скачка фазы Φ_{rs} при ее обнулении должна составлять 2π радиан. В этом случае получается, что частота пилообразной модуляции определяет измеряемую скорость вращения:

$$\Omega = \frac{\lambda n}{2R} f_{\Pi}.$$

При фиксированной частоте пилообразной модуляции ее амплитуда Φ_{rs} является мерой измеряемой скорости.

Существенно улучшается качество работы замкнутой схемы ВОГ в цифровом варианте. В этом случае сигнал обратной связи формируется в виде ступенек, в сумме составляющих φ_{fb} , что обеспечивает скачки обнуления фазы, равные 2π радиан. Цифровая модуляция ведет к полностью цифровой замкнутой схеме обработки сигнала, где нет внутренних источников сдвига нуля. Электронные модули, работающие в диапазоне частот от 0,1 до 1 МГц при длине волокна в катушке от 100 до 1000 м, включают: детектор, фильтры, аналого-цифровой преобразователь модулированного сигнала, цифровую схему обработки (демодуляция, интегральная фильтрация для замыкания цепи обратной связи, генерация пилообразного сигнала модуляции сдвига нуля), цифроаналоговый преобразователь модулирующего сигнала и усилителя.

3.2. Основные источники погрешностей

Теоретически в ВОГ, как и в других оптоэлектронных системах, основные ограничения на точность накладывают дробовые шумы ФП. Однако в действительности важную роль играет ряд эффектов, приводящих к возникновению паразитной невязимости.

Проанализируем некоторые источники погрешностей и методы их исключения.

3.2.1. Потенциальная точность ВОГ. Рассмотрим подробнее вопрос о влиянии на точность ВОГ дробовых шумов ФП. Мощность излучения, падающего на ФП, определяется выражением

$$P = 2P_0(1 + \cos \varphi),$$

где P_0 – мощность входящего излучения.

При статическом фазовом смещении в точку рабочей характеристики с наибольшей чувствительностью эта формула принимает вид

$$P = 2P_0(1 - \sin \varphi).$$

Число фотонов, падающих на ФП, является случайной величиной, ее математическое ожидание за время наблюдения T составляет

$$\bar{N} = 2P_0T / h\nu,$$

где h – постоянная Планка; ν – частота света.

Среднеквадратическое отклонение (СКО) числа фотонов от среднего для пуассоновского распределения равно

$$\sigma = \sqrt{\bar{N}}.$$

С учетом линейности выходной характеристики в районе нуля можно утверждать, что флуктуации фазы пропорциональны флуктуациям мощности и, следовательно, флуктуациям числа фотонов:

$$\delta\varphi = \frac{\delta P}{P_0} = \frac{\delta N}{\bar{N}}.$$

Тогда СКО флуктуаций фазы выходного сигнала вычисляется как

$$\sigma_\varphi = \sqrt{\frac{h\nu\Delta f}{2P_0}},$$

где Δf – полоса пропускания системы обработки сигнала.

Минимальная скорость вращения, регистрируемая ВОГ на фоне шума выходного сигнала:

$$\Omega_{\min} = \sigma_{\Omega} = \sigma_{\varphi} \frac{1}{K} = 3 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{1}{T}} \cdot \frac{1}{2} \text{ рад/с} \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\sqrt{T}} \text{ угл. с/с}.$$

При времени усреднения, равном 1 с, $\Omega_{\min} = 3 \cdot 10^{-3}$ угл. с/с; при усреднении в течение часа $\Omega_{\min} = 5 \cdot 10^{-5}$ град/ч. Введя коэффициент случайного дрейфа R , получим

$$R = \sigma_{\Omega} \sqrt{T} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ град}/\sqrt{\text{ч}}.$$

Следует отметить, что такая оценка предельной чувствительности соответствует очень высокому уровню точности ВОГ.

3.2.2. Влияние обратного рассеяния. Обратное рэлеевское рассеяние является источником шума, ограничивающим чувствительность ВОГ. Каждая из встречных волн рассеивается на микронеоднородностях материала волокна и его стенок, в результате чего возникают рассеянные волны, распространяющиеся в противоположных основным волнам направлениях и интерферирующие с ними. Фаза рассеянной волны является обычно случайной величиной. Интерференция основных встречных волн с рассеянными волнами приводит к изменению разности фаз встречных волн и появлению флуктуации сдвига фазы выходного сигнала.

Оценим погрешность измерения скорости вращения, возникающую за счет рассеяния света. На выходе волокна, после одного обхода контура, мощность световой волны P_1 составляет:

$$P_1 = P_0 e^{-\alpha_s L},$$

где α_s – коэффициент рассеяния.

Тогда рассеянная мощность световой волны равна $P_s = P_0(1 - e^{-\alpha_s L})$. Будем считать, что индикатриса рассеяния определяется по закону Ламберта, тогда из всего потока рассеянного света во встречную волну попадет

$$P_c = P_0(1 - e^{-\alpha_s L}) \frac{\pi \beta^2}{4},$$

где $\pi \beta^2/4$ – телесный угол; β – плоский угол.

В этом случае максимальная величина изменения сдвига фаз выходного сигнала, обусловленного рассеянием, будет определяться выражением

$$\delta(\varphi)_{\max} = 2\sqrt{P_c/P_1} = \beta\sqrt{\pi\alpha_s L}.$$

При $L = 1$ км, $\alpha_s = 10^{-5}$ 1/м, $\beta = 0,1$ рад получаем оценку максимального изменения сдвига фаз выходного сигнала:

$$\delta(\varphi)_{\max} = 0,1\sqrt{\pi \cdot 10^{-5} \cdot 10^3} \approx 0,017 \text{ рад}.$$

Теперь найдем максимальную погрешность измерения скорости вращения:

$$\delta\Omega_{\max} = \frac{\delta(\varphi)_{\max}}{K} \approx 0,008 \text{ рад/с} = 1,6 \cdot 10^3 \text{ град/ч} = 0,4 \text{ град/с}.$$

Полученное значение оказывается очень большим. Наиболее эффективным и простым способом снижения влияния обратного рассеяния является использова-

ние источников света с широкой линией излучения и, соответственно, низкой когерентностью. В этом случае рассеянные волны, которые проходят другой путь и имеют другой набег фазы, не интерферируют с основными волнами и, следовательно, вносят существенно меньшую погрешность.

3.2.3. Влияние эффекта Фарадея. Эффект Фарадея является невзаимным. Две встречно направленные электромагнитные волны с круговыми поляризациями при прохождении через магнитооптическую среду в магнитном поле получают разные набег фаз. В замкнутом контуре влияние эффекта Фарадея не проявляется, если в волокне отсутствует двулучепреломление. В этом случае невзаимная разность фаз, обусловленная эффектом Фарадея, после интегрирования по замкнутому волоконному контуру будет равна нулю, поскольку нулю равен интеграл по замкнутому контуру тангенциальной составляющей внешнего магнитного поля. При наличии в волоконном контуре двулучепреломления состояние поляризации встречных волн изменяется при прохождении контура. Вследствие этого невзаимные разности фаз, накопленные на разных участках контура, отличаются, и при обходе контура компенсация уже оказывается неполной.

3.2.4. Влияние температурных градиентов и механических напряжений. При анализе схем обработки сигнала ВОГ было показано, что взаимная модуляция фазы на отрезке волокна, расположенном несимметрично относительно центра катушки, приводит к невзаимной модуляции сдвига нуля характеристики ВОГ. Из этого можно сделать вывод, что любые набег фаз, происходящие несимметрично относительно центра волоконной петли, могут вызвать паразитные невзаимные эффекты.

Такого рода воздействия на выходной сигнал ВОГ обуславливаются неоднородными температурными изменениями в волоконной катушке (эффект Шупе) и механическими напряжениями. С другой стороны, важно, что симметричные относительно средней точки волоконного контура колебания температуры компенсируют друг друга и не дают паразитных сдвигов фаз. Этот фактор стал основным при разработке перспективного способа решения проблемы с помощью специального метода намотки волоконной катушки. Намотка начинается с середины и производится симметрично – так, чтобы участки волокна, находящиеся на равном расстоянии от середины контура, располагались рядом друг с другом. Таким образом температура T распределяется симметрично вокруг точки $l = L/2$ и влияние ее градиентов становится пренебрежимо малым.

3.2.5. Влияние нелинейного оптического эффекта Керра. Оптический нелинейный эффект Керра также является невзаимным и состоит в изменении коэффициента преломления среды под воздействием распространяющегося в ней электромагнитного поля. Разбалансировка мощностей встречных волн в ВОГ создает разность набегов фаз и соответствующий сдвиг нуля, поскольку коэффициенты преломления волокна для встречных волн тоже различны. В настоящее время доказано, что применение широкополосного источника излучения уравнивает нелинейности для встречных волн и полностью ликвидирует паразитный сдвиг фаз.

3.3. Высокоточные ВОГ

Гироскоп в ИНС обычно должен иметь погрешность менее $0,01 \text{ }^\circ/\text{ч}$ [12] и стабильность масштабного коэффициента 10^{-5} в диапазоне скоростей до $1000 \text{ }^\circ/\text{с}$. Эти требования представляются особенно жесткими при учете условий эксплуатации приборов (как правило, диапазон температур окружающей среды от -50 до $+70 \text{ }^\circ\text{C}$; скорость изменения температуры – до $1,0 \text{ }^\circ\text{C}/\text{мин}$; уровень вибраций – до $6...9 \text{ g}$; внешние магнитные поля – до 10 Гс).

При создании таких ВОГ необходимо использовать замкнутую схему, что крайне важно для обеспечения стабильного масштабного коэффициента.

Кроме того, способствует удовлетворению высоких требований к точности и применение в катушке ВОГ волокна с сохранением поляризации (СП-волокна). Типичная схема такого ВОГ представлена на рис. 26.

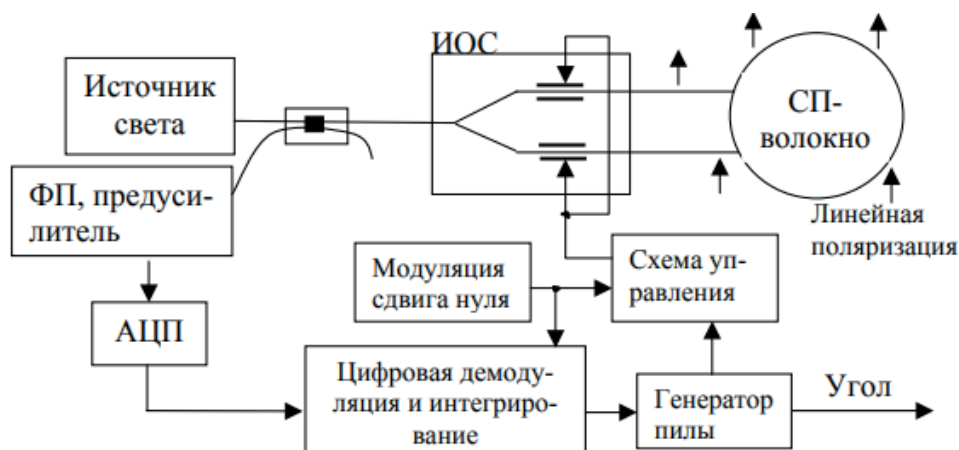


Рис. 26. Схема высокоточного ВОГ

Фазовая модуляция встречных волн по пилообразному закону происходит в двух электрооптических модуляторах, входящих в состав интегральной оптической схемы (ИОС). ВОГ с СП-волокном, построенные по приведенной схеме, удовлетворяют перечисленным выше требованиям во всем установленном диапазоне изменения параметров окружающей среды, а следовательно, могут использоваться в авиационных ИНС [13].

Высокая мощность излучения является необходимым, но не достаточным условием достижения низкого уровня случайного дрейфа ВОГ. Интерференция между независимыми спектральными компонентами широкополосного источника излучения вызывает шум, который превалирует над остальными составляющими при большой мощности излучения. Влияние этого источника случайного дрейфа компенсируется введением дополнительного ФП, регистрирующего шум непосредственно на выходе источника излучения. Выходной сигнал этого ФП вычитается из выходного сигнала основного ФП.

4. Оптический гироскоп на основе пассивного кольцевого резонатора

Необходимость создания устойчивых к внешним воздействиям чувствительных элементов инерциальных систем ориентации и навигации с дрейфом порядка $10 \text{ град}/\text{ч}$

привела к появлению микромеханических гироскопов, развивающихся сейчас быстрыми темпами. Одновременно продолжается проектирование высокоточных оптических гироскопов, практически нечувствительных к ускорениям и работающих в большом диапазоне скоростей. Главными их недостатками являются сравнительно высокая стоимость и большие размеры, однако бурное развитие интегральной оптики создало предпосылки для проведения исследований, направленных на значительное снижение габаритов и стоимости приборов. Основным направлением в этой области стало конструирование оптических гироскопов на пассивных кольцевых резонаторах (ПКР).

Впервые ПКР был предложен в конце 1970-х гг. в работах [14, 15], где исследовался зеркальный вариант прибора, по габаритам сходного с ЛГ (треугольная или квадратная конфигурация с периметром 20...60 см).

В отличие от ЛГ в ПКР отсутствует активный элемент, обеспечивающий генерацию встречных волн. Основной идеей построения ПКР было создание оптического гироскопа, равного ЛГ по чувствительности, но без зоны захвата. Синхронизация частот встречных волн в ЛГ является нелинейным эффектом, аналогичным синхронизации частот связанных генераторов. В то время считалось, что в ПКР синхронизация встречных волн принципиально невозможна из-за отсутствия генерации и, соответственно, нелинейных эффектов.

Расщепления частот в ПКР (рис. 27) можно измерить следующим образом. В кольцевой резонатор, образованный зеркалами $З_1$ – $З_4$, от внешнего лазера поступают две световые волны, обходящие резонатор в противоположных направлениях. После многократного обхода световые волны выходят из ПКР, и их интенсивность регистрируется двумя ФП. Пропускание кольцевого резонатора аналогично пропусканию интерферометра Фабри–Перо, т.е. световая волна проходит через резонатор только тогда, когда их частоты совпадают. При отклонении частоты волны от центра собственной линии резонатора интенсивность света на выходе ПКР резко уменьшается.

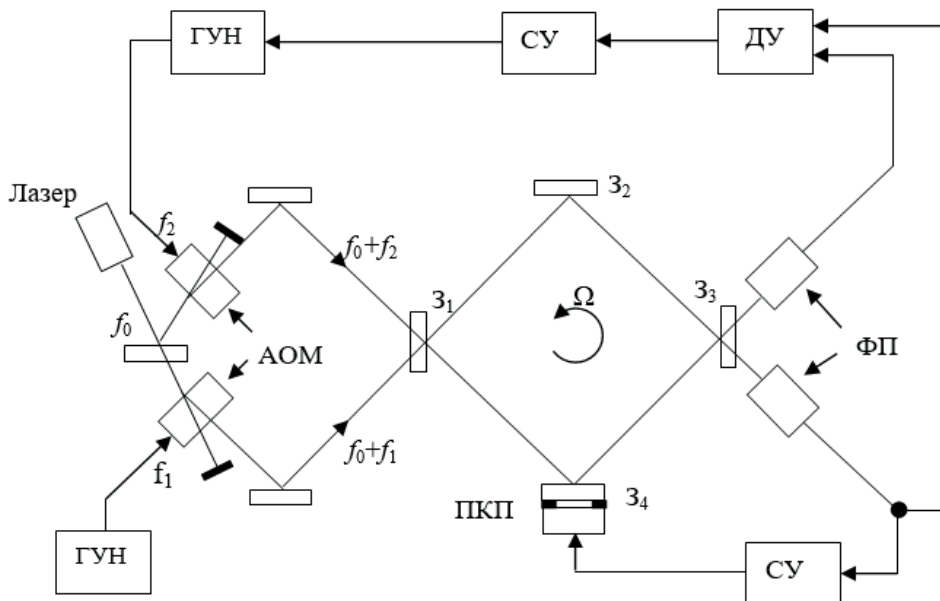


Рис. 27. Схема гироскопа на пассивном кольцевом резонаторе

Частоты регулируются за счет прохождения волн через АОМ, куда подаются переменные сигналы с генератора, управляемого напряжением (ГУН), и стандартного (Г). С помощью пьезокерамического преобразователя (ПКП) регулируется длина периметра ПКР, и собственная частота резонатора подстраивается под частоту одной из вводимых в него волн ($f_0 + f_1$).

Во время вращения ПКР собственные частоты резонатора для встречных волн расщепляются на величину Δf , пропорциональную скорости вращения, и собственная частота ПКР смещается относительно частоты ($f_0 + f_1$) входящей волны. При этом собственное колебание резонатора смещается по резонансной линии, выходной сигнал соответствующего ФП уменьшается, и на выходе дифференциального усилителя (ДУ) вырабатывается постоянное напряжение, пропорциональное скорости вращения. Этот сигнал, проходя через систему управления (СУ), попадает на ГУН, который генерирует переменный сигнал, поступающий на АОМ. В результате частота световой волны ($f_0 + f_2$), проходящей через этот АОМ, изменяется и настраивается на собственную частоту резонатора. Таким образом, разность частот ($f_1 - f_2$) оказывается равной частоте Δf , пропорциональной скорости вращения.

Впоследствии в ПКР обнаружили зону захвата. Было показано, что причиной синхронизации частот в нем являются нелинейные эффекты, возникающие при использовании цепей обратной связи, удерживающих частоты вводимых световых волн в центрах собственных линий ПКР. Вследствие этого макроскопическая модель ПКР не нашла широкого распространения, однако с самого начала работ по созданию микрооптического гироскопа (МОГ) стало ясно, что здесь ПКР является наиболее перспективным вариантом.

В МОГ с оптическим планарным кольцевым резонатором схема ПКР принимает такой вид, как показано на рис. 28. Чтобы получить резкость порядка 300 без введения усиления, потери резонатора и соединителя должны составлять менее 0,5% на каждый элемент (при диаметре резонатора 2 см, длине волны источника излучения

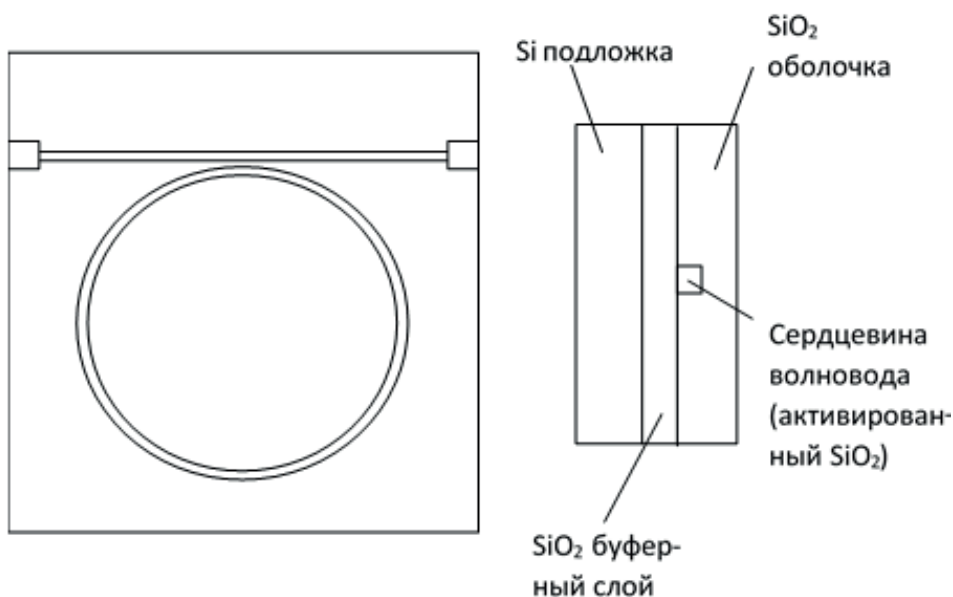


Рис. 28. Резонаторный МОГ с ПКР (один из вариантов исполнения)

1550 нм, коэффициенте преломления резонатора 1,62). Это соответствует теоретическому дрейфу порядка 0,1 град/ч, т.е. требуется волновод с очень низкими собственными потерями и потерями на соединения. Для компенсации потерь и повышения качества работы в резонатор можно ввести усиление.

В подавляющем большинстве схем и прототипов оптических резонаторных гироскопов применяются перестраиваемые высококогерентные источники излучения (лазеры), но именно когерентность обуславливает высокий уровень погрешностей, происходящих от оптического эффекта Керра, перекрестных поляризационных помех и обратного рассеяния.

Существует альтернативный подход к построению оптических резонаторных гироскопов на основе низкокогерентных источников излучения [16], например усилителя спонтанного излучения со световодом, легированным эрбием.

Ширина спектральной линии резонатора в этом случае много меньше ширины линии источника излучения. В результате ПКР работает как полосовой фильтр для волн, вводимых в два его канала (CCW и CW). В открытой конфигурации после прохождения резонатора CCW - и CW -волны сводятся вместе и интерферируют (рис. 29). При неподвижном резонаторе они идентичны и интенсивность излучения на ФП максимальна, а при вращении частотные характеристики пассивного кольцевого резонатора для CCW - и CW -волн за счет эффекта Саньяка смещаются в противоположные стороны (собственные частоты фильтра расщепляются на Δf_s). Вследствие этого меняется результат интерференции. При увеличении угловой скорости (по модулю) интенсивность излучения на ФП будет снижаться в соответствии с некоторой нелинейной монотонной функцией [17], которая фиксируется и используется для определения угловой скорости. С помощью фазовых модуляторов создается частотная подставка, позволяющая работать на максимально крутом и минимально нелинейном участке выходной характеристики, где можно определить знак угловой скорости [17, 18].

В замкнутой конфигурации обратная связь обеспечивает линейность выходной характеристики и помогает расширить диапазон измеряемых скоростей. В этом случае на одном из выходов ПКР устанавливают систему из модулятора и отражателя [12], позволяющую компенсировать сдвиг частотных характеристик фильтра для CCW - и CW -направления его обхода.

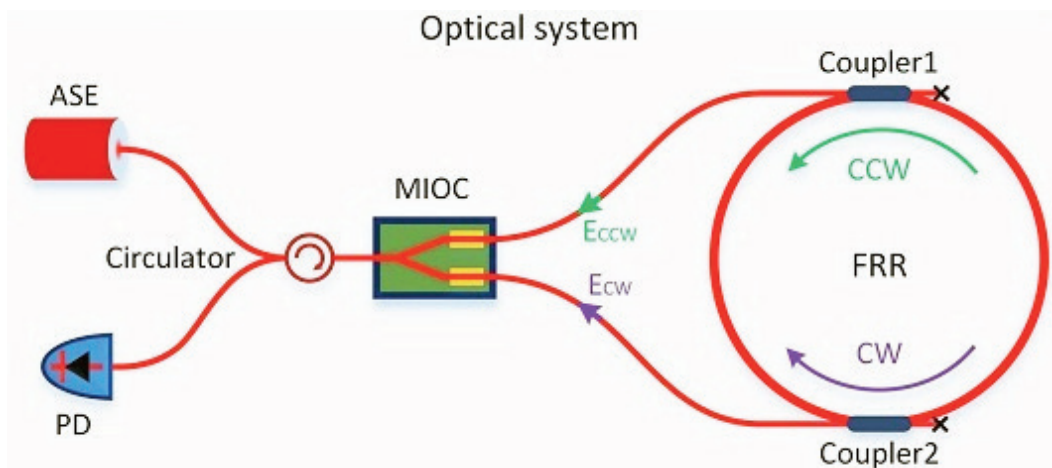


Рис. 29. Резонаторный гироскоп с широкополосным источником излучения

Таким образом, проведенный анализ подтверждает перспективность разработки МОГ. Экспериментальные и теоретические исследования показывают возможность добиться точности порядка 1 град/ч, а малый размер и высокая жесткость прибора являются важными преимуществами при использовании на объектах, движущихся с большим ускорением.

Заключение

В настоящее время оптические лазерные гироскопы являются наиболее широко используемыми среди гироскопов навигационного класса точности. По стабильности масштабного коэффициента, достигающей 10^{-7} , они превосходят любые другие типы гироскопов, а по стабильности сдвига нуля ($10^{-3} \dots 10^{-4}$ град/ч) ЛГ и ВОГ уступают только электростатическому гироскопу.

Серьезную конкуренцию оптическим гироскопам сегодня составляют волновые твердотельные гироскопы с полусферическим резонатором из кварца. Однако создание таких резонаторов требует наличия весьма сложной и дорогостоящей технологии, развитой пока только в США и Франции. Современные перспективы развития оптических гироскопов связаны в основном с разработкой приборов на основе ПКР, исследования в этом направлении активно ведутся в разных странах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Post, E. J., Sagnac Effect, *Rev. Mod. Phys.*, 1967, vol. 39, no. 2. p. 475–493.
2. Rosental, A.H., Regenerative circulatory multiplebeam interferometry for the study of light-propagation effects, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1962, vol. 52, no 12, pp. 1143–1151.
3. Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный гироскоп. М.: Советское радио, 1975.
4. Лукьянов Д.П., Распопов В.Я., Филатов Ю.В. Прикладная теория гироскопов. СПб.: ГНЦ РФ ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электрон», 2015. 316 с.
5. Аронович Ф. Лазерные гироскопы // Применения лазеров. М.: Мир, 1974.
6. Зейгер С.Г., Климантович Ю.Л., Ланда П.С. и др. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. М.: Наука, 1974.
7. Chow, W., Gea-Banacloche, J., Pedrotti, L., et al., The ring laser gyro, *Rev. Mod. Phys.*, 1985, vol. 57, no. 1, pp. 61–104.
8. Volk, C.H., Gillespie, S.C., Mark, J.G., Tazartes, D.A., Multioscillator ring laser gyroscopes and their applications, *NATO RTO AGARDograph 339*, May 1999.
9. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Савельев И.И. Зеemanовские лазерные гироскопы // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 2. С. 171–179.
10. Азарова В.В., Макеев А.П., Кузнецов Е.В., Голяев Ю.Д. Частотная характеристика лазерных гироскопов в широком диапазоне угловых скоростей вращения // Гироскопия и навигация. 2018. Т. 26. №2 (101). С. 3–14. DOI 10.17285/0869-7035.2018.26.2.003-014.
11. Lefevre, H. The Fiber-Optic Gyroscope. 3rd edition. Boston: Artech House, 2022.
12. Коркишко Ю.Н., Федоров В.А., Прилуцкий В.Е. [и др.]. Бесплатформенные инерциальные навигационные системы на основе волоконно-оптических гироскопов // Гироскопия и навигация. 2014. №1 (84). С. 14–25.
13. Коркишко Ю.Н., Федоров В.А., Прилуцкий В.Е. [и др.]. Высокоточный волоконно-оптический гироскоп с линейным цифровым выходом // Гироскопия и навигация. 2004. №1. С. 69–83.
14. Balsamo, S.R., Esikiel, S., New approach for laser gyroscopes, *NAECON'77 RECORDS*, 1977, p. 1062.
15. Esikiel, S., Balsamo, S.R., Passive ring resonator laser gyroscope, *Appl. Phys. Letters*, 1977, vol. 30, p. 478.
16. Иванов В.В., Новиков М.А., Геликонов В.М. Наблюдение эффекта Саньяка в кольцевом резонансном интерферометре с низкокогерентным источником света // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 2. С. 119–124.

17. Zhao, S., Liu, Q., Liu, Y., Ma, H., He, Z., Navigation-grade resonant fiber-optic gyroscope using ultra-simple white-light multibeam interferometry, *Photon. Res.*, 2022, vol. 10, no. 2, pp. 542–549.
 18. Zhao, S., Liu, Q., Ma, H., He, Z., White-light-driven resonant fiber-optic gyro based on round trip filtering scheme, *Opt. Lett.*, 2022, vol. 47, no. 5, pp. 1137–1140.
-

Filatov, Yu.V. (St. Petersburg Electrotechnical University LETI)
Optical Gyroscopes, *Giroskopiya i Navigatsiya*, 2026, vol. 34, no. 2 (133), pp. 69–96.

Abstract. The paper considers the main directions in optical gyroscopy based on Sagnac effect. The operation principles of laser gyroscopes and methods to suppress the lock-in zone including alternating dithering and output linearization are described. Information on fiber-optic gyroscopes, their accuracy performance and design features is provided. Perspectives of constructing microoptical gyroscopes based on passive ring resonators are analyzed.

Key words: Sagnac effect, laser gyroscope, fiber-optic gyroscope, microoptical gyroscope.

Материал поступил 27.04.2026