

Тема 16. ВО- та ІО- датчики фізичних величин.

Лекція 16.

ВО- та ІО- датчики фізичних величин. Принципи побудови ВО- та ІО датчиків фізичних величин. Гідрофон. Волоконно-оптичний гіроскоп. Реферат.

Волоконно-оптичні датчики по характеру використання оптичного волокна розподіляються на два типи: 1) в яких волокно є чутливим елементом і 2) в яких волокно служить тільки для передачі сигналів.

Розглянемо спочатку датчики першого типу. Для роботи волоконно-оптичного чутливого елементу датчика можна використовувати зміну фази хвилі, що розповсюджується по оптичному волокну, поляризації, кута обертання площини поляризації, зміну втрат, явище розсіювання світла під дією зовнішніх факторів. Класифікація систем чутливих елементів на оптичному волокні приведена на **рис. 1**. На **Рис. 1а** представлена схема інтерферометру з оптичним трактом, який реалізовано на одномодовому волокні або на волокні з збереженням поляризації. В датчиках типу інтерферометру використовують різні функціональні можливості оптичного волокна (**рис. 2**). Найбільш типовими вимірюваними величинами є температура, довжина, тиск. У відповідності з їх коливаннями змінюється довжина і коефіцієнт заломлення оптичного волокна, а в результаті змінюється і фаза світла, що розповсюджується в ньому. Величини, які вимірюються (відмічені у правій частині рис. 2), перетворюються в любу з вищеназваних величин, наприклад за допомогою нанесеного на оптичне волокно відповідного покриття. Запропоновані амперметри на оптичному волокні з алюмінієвим покриттям, акселерометр з стисненням (або розтягненням) оптичного волокна від переміщення вантажу, вимірювачі напруженості магнітного поля або електричного струму поля і напруженості електричного поля або електричної напруги – з покриттям оптичного волокна відповідно з магніто стрикційного та електрострикційного матеріалу або з оптичним волокном, що намотано на циліндр з цих матеріалів. Окрім цього можливі різні інші конструкції подібних датчиків на оптичному волокні.

На **рис. 1б** представлена схема датчика, в якому використовується обертання площини поляризації. По суті він

відповідає вимірювачу струму або напруженості магнітного поля на ефекті Фарадея. Показаний на **рис. 1в** чутливий елемент на основі зміни втрат досліджується з точки зору його застосування в датчику тиску, концентрації газу і радіоактивного випромінювання. На **рис. 1г** представлена схема датчику розподілу, вимірюючого коефіцієнт відбиття методом спостереження за формою відбитого сигналу (OTDR). Цей метод був розроблений з метою виявлення місць розриву оптичного волокна в лінії зв'язку і визначення втрат вздовж оптичного волокна. Він передбачає вимірювання дуже слабкого світла зворотного релеєвського розсіювання в системі з високим відношенням сигнал-шум.

Датчики на основі інтерференції.

Структури волоконно-оптичних інтерферометрів та шумові фактори. Розглянемо принципи структуризації волоконно-оптичних інтерферометрів, властиві цим пристроям шуми та засоби боротьби з ними.

Структури. На **рис. 3** представлені основні структури волоконно-оптичних інтерферометрів, зокрема, на **рис. 3 а** та **б** – структури, що особливо важливі для волоконно-оптичних гіроскопів. Вони утворюють єдину систему. В інтерферометрах Маха-Цендера і Майкельсона одні кінці двох одномодових оптичних волокон призначені для чутливого елемента, інші для опорного сигналу. На відміну від них інтерферометри Фабрі-Перо і інтерферометри з поляризованими модами виконані лише на одному оптичному волокні і розроблені з врахуванням використання тих чи інших особливостей волокна.

Формування вихідного сигналу. В структурах інтерферометрів, за виключенням інтерферометрів Фабрі-Перо, інтенсивність інтерференції P_1 та P_2 при інтенсивності двох світлових хвиль I_1 та I_2 (на **рис. 3е** це світлові хвилі з ортогональною поляризацією) виражається наступним чином:

$$P_1 \approx I_1 + I_2 + \gamma 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \psi \quad (1)$$

$$P_2 \approx I_1 + I_2 - \gamma 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \psi \quad (2)$$

В цих формулах γ - показник, який називають ступінню когерентності інтерференції. Він є функцією добутку ширини Δf спектральної лінії джерела світла і різниці Δl двох оптичних шляхів:

$$\gamma(\Delta f \Delta l) \leq 1 \quad (3)$$

і при $\Delta f \Delta l = 0$ отримується рівним одиниці.

При зміні різниці фаз ψ між світловими хвилями бажано для підвищення чутливості (тобто для збільшення крутизни зміни вихідних сигналів P_1 та P_2), щоби $\Delta f \Delta l \rightarrow 0$. Для заданої величини Δf можливо знайти значення Δl при якому показник γ виявиться рівним e^{-1} , і ця довжина Δl називається довжиною когерентності (когерентним розсіюванням) джерела світла. Для звичайного гелій-неонового лазера, одномодового напівпровідникового лазера і гелій-неонового лазера з одною модою довжина когерентності складає відповідно декілька десятків сантиметрів, біля 10 м і біля 1 км. Таким чином, джерело світла необхідно вибирати у відповідності із структурою інтерферометра. Окрім цього з формул (1) та (2) випливає, що при $I_1 = I_2$ чутливість до зміни фази оптимальна.

Зазначимо, що в формулах (1) та (2) для двох інтерференційних вихідних сигналів P_1 та P_2 знаки при $\cos \psi$ протилежні. Це точно виконується, якщо спрямований відгалужувач, що об'єднує два світлових пучки, або розщеплював поляризованих променів не має втрат. Звичайно світло з інтенсивністю $I_1 + I_2$ передається по двох оптичних шляхах повністю, що є хорошою ілюстрацією закону збереження енергії.

Коефіцієнт шуму і способи його зниження.

Різницю фаз між двома світловими хвилями можна представити у вигляді фази вхідного сигналу ψ_s та дрейфу ψ_d в низькочастотній області, викликаного в основному коливаннями температури:

$$\psi = \psi_s + \psi_d \quad (4)$$

Звичайно важко усунути вплив коливань температури, тому в якості сигналу, що використовують у волоконно-оптичному інтерферометричному датчику, приймається тільки складова, яка розташована вище частотної смуги температурного дрейфу. Це

обмеження несприйнятливим при створенні датчика температури і не підходить також для оптичної системи з волокном опорного сигналу. В таких випадках застосовують інтерферометр на одному оптичному волокні (**рис. 3 в та е**).

На **рис. 4** приведені криві залежності вихідного сигналу від фаз ψ_s та ψ_d . Ясно, що за винятком випадку застосування для термометру, фаза ψ_d визначає робочу точку для фази ψ_s . Зокрема робочу точку необхідно встановлювати в точці *A* на рисунку, де наприклад значення $dP/d\psi_s$ максимальне. Крім цього, при коливаннях інтенсивності I_1 та I_2 змінюється масштаб вісі координат на **рис. 4**, тобто виникають коливання масштабного коефіцієнту датчика. До того ж, як видно з рисунку, при вхідному сигналі (фаза ψ_s) великої амплітуди вихідний сигнал виявляється нелінійним, що створює певну проблему. Таким чином, при створенні волоконно-оптичного датчика типу інтерферометру перш за все повинні бути враховані дрейф нуля, коливання масштабного коефіцієнту та не лінійність.

Заходи проти цих небажаних факторів різні для методів світлового гомодінування та гетеродінування. При методі світлового гомодінування передбачається рівність частот двох інтерферуючих світлових хвиль і отримання вихідного сигналу, що визначається формулами (1) та (2). В протилежність цьому, якщо в один з оптичних шляхів ввести частотний зсувач і встановити між світловими хвилями різницю $\Delta\omega$, то у відповідності з формулою (1) отримується електричний сигнал змінного струму з фазовою модуляцією, тобто

$$P = I_1 + I_2 + \gamma \sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\omega t + \psi_d + \psi_s) \quad (5)$$

Фазовим детектуванням цього сигналу можна отримати $\psi_d + \psi_s$, що і відповідає суті методу світлового гетеродінування.

На **рис. 5а** представлена найбільш загальна схема інтерферометру з гомодінуванням. В цій структурі складова дрейфу ψ_d компенсується за допомогою волоконно-оптичного фазового модулятора. Тут за допомогою диференціального підсилювача з вихідного сигналу інтерферометру усувається складова $I_1 + I_2$ постійного струму, а низькочастотна складова подається по

ланцюгу зворотного зв'язку і тим самим робоча точка встановлюється у точці A (див. **рис. 4**). Навіть при такій модифікації системи все ж залишаються дві з трьох вищезгаданих проблем. Тому необхідно з допомогою від слідування сигналів I_1 та I_2 ввести процедуру ділення вихідного сигналу або компенсувати коливання потужності джерела світла, контролюючи її за допомогою оптичного волокна з збереженням поляризації. Ці проблеми можуть бути вирішені і введенням так званого нульового методу. При структурі на **рис. 5а** вже проводяться вимірювання різниці фаз порядку 10^{-6} рад/Гц.

Інтерферометр Маха-Цендера. Структура з гомодінуванням і частотною модуляцією випромінювання напівпровідникового лазеру. При отриманні сигналу методом гомодінування усунення вказаних вище трьох шумових факторів стосуються в основному оптичної системи. При цьому в один з оптичних шляхів вводиться фазовий модулятор світла і його посередництвом реалізується зворотний зв'язок для зміни вихідного інтерференційного сигналу. Тоді навіть при появі вхідного сигналу вихідний сигнал P визначається точкою A (див. **рис. 4**): точка A відповідає нульовому вихідному сигналу, оскільки ця схема відповідає диференціальній системі на **рис. 5а**. В результаті вихідний сигнал не тільки не піддається впливу коливань I_1 та I_2 , але й покращується його лінійність. Але для цього потрібна хороша частотна характеристика і лінійність самого фазового модулятора.

Розглянемо структуру, в який реалізований метод гомодінування з використанням прямої частотної модуляції випромінювання напівпровідникового лазеру без застосування фазового модулятора (**рис. 6**). Частота випромінювання одномодового напівпровідникового лазеру звичайно є пропорційною зміні інжекційного струму ΔI . При заданій різниці Δl оптичної довжини шляху зміна частоти джерела світла у світло приймачі перетворюється у зміну фази. При цьому отримується наступна залежність:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta l}{c} \Delta\omega_0 = \frac{\Delta l}{c} k \Delta I \quad (6)$$

де k - постійна, що визначається типом напівпровідникового лазеру і дорівнює приблизно 1 ГГц/мА.

Як видно з формули (6), зміною інжекційного струму можна компенсувати зміну фази сигналу. На струм, який інжектується у напівпровідниковий лазер (**рис. 6**), накладається струм частотою ω (1 МГц), більшою, ніж частоти у смузі сигналу. Зворотний зв'язок організується таким чином, щоби складова цієї частоти у вихідному сигналі світло приймача, що виявляється за допомогою подвійного балансного змішувача, дорівнювала б нулю. Це призводить до того, що робоча точка встановлюється у точці B (див. **рис. 4**). В результаті складова P_ω у вихідному сигналі P при постійній η дається наступною формулою:

$$P_\omega \approx J_1(\eta) \sin(\psi_d + \psi_s) \quad (7)$$

тому у точці B (початок відліку $\psi_d + \psi_s$) складова $P_\omega = 0$.

Як випливає з формули (7) значення P_ω у точці B найбільш чутливо до зміни суми $\psi_d + \psi_s$. В цьому випадку, як видно з **рис. 5а**, немає необхідності позбавлятися від постійної складової вихідного сигналу інтерференційної системи, а отже (див. **рис. 6**), потрібен тільки один світло приймач і тим самим спрощується оптична система. У схемі на **рис. 6** сигнал температурного дрейфу, який має велику амплітуду у порівнянні з вихідним сигналом, передається по ланцюгу зворотного зв'язку на фазовий модулятор світла, який виконаний з п'єзоелементу.

Оптична система, яка представлена на **рис. 6**, містить одномодове волокно довжиною 9 см і одномодовий напівпровідниковий лазер із скритою гетеро структурою (з інтервалом когерентності біля 10м). При $\Delta I = 7.5 \text{ мА}$ постійна k виявилася рівною 1 ГГц/мА. На **рис. 7** приведені результати застосування цієї системи у гідроакустичних вимірюваннях. Верхня крива (**рис. 7а**) – сигнал генератору звукової хвилі частотою 40 кГц, а нижня крива – вимірювання ΔI , тобто вихідний сигнал датчику. Чутливість складала приблизно $10^{-5} \text{ рад/Гц}^{1/2}$. Тут амплітуда на нижній кривій 0.5 мА відповідає зміні фази в межах 0.79 рад.

На **рис. 7б** приведена крива ефективних значень вихідного сигналу у випадку вимушених коливань інтенсивності світла, що досягає світло приймача. Крива підтверджує, що за допомогою нульового методу забезпечується стійкість масштабного коефіцієнту. Крім того, на **рис. 8** пояснюється стабілізація складової дрейфу

шляхом подачі її на напівпровідниковий лазер по ланцюгу зворотного зв'язку (з врахуванням характеристики прямої частотної модуляції випромінювання напівпровідникового лазера). З рисунку можна відзначити, що для цього типу датчиків велику проблему складає температурний дрейф і, отже потрібно приймати дії по його усуненню.

Гідрофон на волоконно-оптичному інтерферометрі.
Вимірювання гідроакустичних коливань за допомогою волоконно-оптичних датчиків інтерферометричного типу привертало увагу багатьох спеціалістів, завдяки тому, що посередництвом оптичного волокна у вигляді кільця з багатьма витками можна отримати вельми високу чутливість, а різними способами намотування витків – потрібної характеристики спрямованості.

Зміна фази світла, що розповсюджується, від звукового тиску є різною для різних матеріалів покриття оптичного волокна і його товщини. Справа в тому, що матеріали покриття мають різний модуль Юнга і коефіцієнт Пуасона, в результаті чого різними виявляються і зміни показника заломлення, які визначаються зміною довжини волокна та його фотопружністю. Хорошим матеріалом для покриття оптичного волокна вважається поліетилен, нейлон та інші, що дозволяють отримати чутливість приблизно 100 рад/(атм·м). На **рис. 9** приведені розрахункові значення границі чутливості (границя дробового шуму світло приймача) інтерферометра з гомодініруванням (див. **рис. 5**). Видно, що внаслідок подовження волокна досягнута висока чутливість, до того ж чутливість волоконно-оптичного гідрофону збільшується нелінійно від довжини волокна, що пов'язано з втратами в ньому.

На **рис. 10** приведені характеристики гідрофону на волоконно-оптичному інтерферометрі. Було використано кільце діаметром 2.5 см з оптичного волокна. Детально досліджувалися матеріали покриття, способи їх нанесення та вплив на чутливість. В результаті виявилось, що металеве покриття робить волокно нечутливим до звукового тиску, а є такі покриття, що знижують чутливість волокна до температури. Ці покриття можуть виявитися корисними для волокон, які з'єднують чутливу частину гідрофону та його блок обробки сигналу. На **рис. 11** приведені дані залежності чутливості волокна до звукового тиску від матеріалів покриття.

Інші типи датчиків на інтерферометрі Маха-Цендера. На **рис. 12** показано спектрофон, що виконано як датчик на інтерферометрі Маха-Цендера. Це пристрій для вимірювання поглинання світла газоподібними речовинами. При дії на газ в комірці (в котушці) світлом, інтенсивність якого промодульована за допомогою переривача, газ внаслідок поглинання світла нагрівається і розширюється, і відповідно, розширюється і комірка. Ця зміна об'єму комірки вимірюється за допомогою високочутливого волоконно-оптичного інтерферометру. На **рис. 12а** показана оптична система, а на **рис 12б** - крива частотної змінни вихідного сигналу при поглинанні світла сумішшю повітря і метану. Частота переривача – 75 Гц. Довжина волокна 9.2 м, діаметр котушки – 2.5 см. Лазер – гелій-неоновий. У випадку застосування, наприклад аргонного лазера з випромінюванням потужністю 500 мВт і довжиною хвилі 496.5 нм можна вимірювати поглинання світла газом NO_2 концентрацією до 50 частин на мільйон.

Досліджувався високочутливий акселерометр, на основі інтерферометру Маха-Цендера, що вимірював стиснення і розширення стрижня з пружного матеріалу з намотаним на нього оптичним волокном та прикріпленим вантажем, що прискорюється. Чутливість подібного акселерометру 1000 рад/г і роздільна здатність приблизно 1 мкг, що дозволяє вимірювати прискорення порядку 10^{-10} г. Крім цього створений амперметр з використанням джоулеві тепла при протіканні електричного струму по оптичному волокну з алюмінієвим покриттям. Пристрій має чутливість приблизно $5 \cdot 10^{-6}$ А на 1 м волокна при частоті струму 10 Гц. Нанесенням на оптичне волокно покриття з електрострикційного матеріалу можна аналогічним чином створити вимірювач електричного поля. При покритті, наприклад полівініліденфторидом $PVDF_2$ вдалося досягти чутливості приблизно 4 рад/В на 1 м оптичного волокна. На **рис. 13а** приведена схема визначення динамічної характеристики тензометру, що містить сталеву трубу з протягнутим всередині її одномодовим оптичним волокном. На **рис. 13б** суцільною кривою показана характеристика, яка була отримана при компенсації дрейфу низької частоти за допомогою регулятора фази світлової хвилі. Вихідний сигнал звичайного тензодатчику показано на цьому ж рисунку штриховою лінією, яка добре узгоджується з кривою для волоконно-оптичного датчика.

Інтерферометр Майкельсона. На **рис. 14 а** представлена схема вимірювача магнітного поля постійного струму, з дзеркалами, що напилені на торці одномодового оптичного волокна. П'єзоелектричний перетворювач, як і у інтерферометрі Маха-Цендера є призначений для компенсації температурного дрейфу. Оптичне волокно чутливої частини датчику введено у нікелевий циліндр. Нікель – магнітострикційний матеріал. У магнітному полі циліндр деформується в результаті чого змінюється довжина оптичного волокна і його коефіцієнт заломлення, що в свою чергу призводить до модуляції фази. Відомі і інші подібні структури інтерферометрів Майкельсона, наприклад з намотуванням волокна на циліндр з магнітострикційного матеріалу, з нанесенням на поверхню волокна магнітострикційного покриття. Досягнута в цих інтерферометрах чутливість складає $4 \cdot 10^{-7} \text{ A/m}$ на 1 м довжини оптичного волокна.

Звичайно магнітострикційний матеріал має нелінійні властивості, тому при подачі калібровочного сигналу змінного струму (див. **рис. 14а**) реакція матеріалу, а точніше зміна амплітуди цього сигналу, як видно з **рис. 14б**, залежить від магнітного поля постійного зміщення. Отже, якщо, наприклад, встановити постійне зміщення в точці *A* (**рис. 14б**), то можна визначити напруженість магнітного поля постійного струму або струму низької частоти по вимірюванню амплітуди калібровочного сигналу змінного струму. На **рис. 14в** пояснюється детектування напруженості низькочастотного магнітного поля. В якості калібровочного подається сигнал з частотою 285 Гц.

Інтерферометр Фабрі-Перо. Як показано на **рис. 15а**, встановив напроти один проти одного напівпрозорі дзеркала, можна створити резонатор світла з фазовою характеристикою, яка різко змінюється при проходженні світла між дзеркалами *A* та *B* туди й назад (**рис. 15б**). При зміні фази кратній 2π настає резонанс. Тоді при частоті джерела світла ω діапазон фазового обертання $\theta = 2\omega l / c$, тому одну й ту саму резонансну характеристику можна отримати змінюючи як *l* так і ω . Частотний інтервал f_r називається вільною областю спектру, Δf_r - половиною шириною резонансної кривої:

$$f_r = c / (2l) \tag{8}$$

$$\Delta f_r = \frac{c}{2l} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \quad (9)$$

де R - коефіцієнт відбиття напівпрозорого дзеркала по інтенсивності світла.

Показник якості (finesse) резонатору

$$F = \frac{f_r}{\Delta f_r} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (10)$$

як видно з формули він також визначається коефіцієнтом відбиття R . Як правило чутливість вихідного сигналу до зміни фази вхідного світла у інтерферометра Фабрі-Перо в F разів більше ніж у звичайного.

Якщо якимось чином подовжити резонатори, то збільшиться діапазон θ і, отже чутливість структури до коливань l (наприклад під дією температури або тиску). При цьому значення Δf_r зменшиться і тим самим збільшиться роздільна здатність по частоті. Але при створенні інтерферометру із структурою по **рис. 15** з окремих оптичних деталей, необхідно придати певну кривизну напівпрозорим дзеркалам з огляду на дифракцію світлової хвилі, тому подовження резонатору ускладнює і робить інтерферометр дорожче. Тому був розроблений волоконно-оптичний інтерферометр Фабрі-Перо з безпосереднім напленням на торці одномодового оптичного волокна напівпрозорого дзеркального покриття з високим коефіцієнтом відбиття.

Для вимірювання волоконно-оптичним інтерферометром Фабрі-Перо акустичних або механічних коливань необхідно встановлювати робочу точку, що оптимізує чутливість до сигналу змінного струму, аналогічно тому як і для інших інтерферометрів – методом постійного струму (див. **рис 5а**) або методом змінного струму (див. **рис. 6**) \. Але, як впливає з рис. 15, при підвищенні чутливості інтерферометру обмежується його динамічний діапазон і для певних випадків потрібен нульовий метод. Волоконно-оптичний інтерферометр Фабрі-Перо може бути виконаним на одному оптичному волокні і придатним для вимірювання температури без опорного волокна. Вихідний сигнал (**рис. 16**) дозволяє шляхом

підрахунку імпульсів представити зміну температури у цифровій формі. У даному прикладі отримується 100 імп/(м·К).

Волоконно-оптичні-гіроскопи.

Гіроскоп виконує функції детектору кутової швидкості в інерціальному просторі і є структурним елементом інерціальних навігаційних систем, що обробляють інформацію про місцезнаходження об'єкту (літака, судна і т.п) з метою виведення його на курс.

Ефект Сан'яка. Принцип діє оптичного гіроскопу є основаним на ефекті Сан'яка, який був відкритий у 1913 році. По круговому оптичному шляху, як показано на **рис. 17**, завдяки розщеплювачу променя світло розповсюджується у двох протилежних напрямках. Якщо при цьому система знаходиться в покої відносно інерціального простору, обидва світлових променя розповсюджуються зустрічно по оптичному шляху однакової довжини. Тому при складенні променів у розщеплювачі по завершенні шляху немає фазового зсуву. Але, коли оптична система обертається в інерціальному просторі з кутової швидкістю Ω , між світловими хвилями виникає різниця фаз. Це явище і називають ефектом Сан'яка.

Нехай коефіцієнт заломлення на оптичному шляху $n=1$. При радіусі оптичного шляху a час досягнення розщеплювача променів світлом, що рухається по годинниковій стрілці, виражається як

$$t_r = (2\pi a + a\Omega t_r) / c \quad (11)$$

в протилежному напрямку -

$$t_l = (2\pi a - a\Omega t_l) / c \quad (12)$$

де c - швидкість світла.

З формул (11) та (12) різниця часу розповсюдження двох світлових хвиль з врахуванням $c \gg a\Omega$

$$\Delta t = t_r - t_l = \frac{4\pi a^2}{c^2} \Omega = \frac{4S}{c^2} \Omega \quad (13)$$

Це означає, що з'являється різниця оптичних шляхів

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega \quad (14)$$

або інакше кажучи, різниця фаз

$$\Delta \psi = \frac{4kS}{c} \Omega \quad (15)$$

Тут S - площа, яка окаймлена оптичним шляхом; k - хвильове число.

Формула (15) випливає з формули (13) при припущенні, що $n=1$ і оптичний шлях має кругову форму. Звичайно для довільної форми оптичного шляху (рис. 18) і довільного коефіцієнта заломлення різниця по часу розповсюдження по оптичному шляху, що обумовлена ефектом Сан'яка, виражається наступною формулою:

$$\Delta t = \frac{2}{c^2} \oint n^2 (1 - a_d) \mathbf{v} d\mathbf{r} \quad (16)$$

де \mathbf{v} -вектор швидкості обертання; $d\mathbf{r}$ - вектор елементарного переміщення по оптичному шляху; a_d - так званий коефіцієнт увлечения (drag coefficient).

Розглянемо середовище з коефіцієнтом заломлення n , що рухається відносно деякого інерціального простору із швидкістю v_m . Швидкість світла v_1 , що розповсюджується у тому ж напрямку, що і середовище, виражається наступним чином:

$$v_1 = c/n + a_d v_m \quad (17)$$

Тут $a_d < 1$. Якщо інерціальний простір замінити вакуумом ($n=1$), то $v_1 = c$ і $a_d = 0$.

Але в даному випадку рух середовища відносно інерціального простору є рівномірним та прямолінійним, тому $\Delta t = 0$. З іншого боку для цього випадку

$$\oint \mathbf{v} d\mathbf{r} = 0 \quad (18)$$

тому

$$a_d = 1 - C / n^2 \quad (19)$$

де C - стала.

При $n = 1$ отримується $a_d = 0$ і, значить $C = 1$, і отже,

$$\Delta t = \frac{2}{c^2} \oint \mathbf{v} d\mathbf{r} \quad (20)$$

При обертальному русі $\text{rot} \mathbf{v} = 2\Omega$, тому за допомогою теореми Стокса виводиться наступна формула, що ідентична формулі (13)

$$\Delta t = \frac{2}{c^2} \int \text{rot} \mathbf{v} dS = \frac{4S}{c^2} \Omega \quad (21)$$

Таким чином, формула (15) що отримується з формули (13), є основною для ефекту Сан'яка, яка не залежить від форми оптичного шляху, положення центру обертання і коефіцієнту заломлення. Всі ці фундаментальні формули підтверджені і більш строгим аналізом.

Системи оптичних гіроскопів.

На **рис. 19** приведені загальні схеми систем структур гіроскопів. Кільцевий лазерний гіроскоп (**рис. 19а**) відрізняється високою частотою світлової хвилі, тобто декілька сотен терагерц. Волоконно-оптичний гіроскоп на **рис. 19б** має високу чутливість, завдяки використанню довгого одномодового волокна з низькими втратами. У оптичному гіроскопі пасивного типу з кільцевим резонатором (**рис 19в**) використовується гостра резонансна характеристика резонатору.

Кільцевий лазерний гіроскоп. Кільцевий лазерний гіроскоп виготовляється подібно газовому лазеру: у кварцовому блоці шляхом розплавлення утворюється порожнина (канал) у формі трикутника і заповнюється сумішшю гелію та неону. Довжина хвилі випромінювання, що генерується лазером - 632.8 нм. Звичайно частота генерації змінюється в залежності від довжини лазерного резонатору. І в даному випадку частоти двох генеруємих світлових хвиль, що розповсюджуються у протилежних напрямках по трикутному оптичному шляху (**рис. 19а**), неоднакові із-за різниці оптичної довжини ΔL (див формулу (14)). Тому можна використати для вимірювань частоту биття обох генеруємих світлових хвиль

$$\Delta f = \frac{4S}{\lambda L} \Omega \quad (22)$$

Тут L - загальна довжина оптичного шляху в кільцевому резонаторі, λ - довжина хвилі генерації у стані покою.

Інакше кажучи, виміряв Δf можна визначити кутову швидкість відносно інерціального простору. Оскільки, як вже відмічалось, частота світла складає декілька сотень терагерц, навіть її незначні зміни дозволяють виміряти різницю частот. Якщо вихідним сигналом є частота, яка пропорційна кутовій швидкості, то підрахунком вихідних хвиль можна визначити приріст кута повороту у цифровій формі, що забезпечує високу точність інформації, яка подається у навігаційний пристрій. Вимірювання частоти можливо у широкому динамічному діапазоні, а отже, і динамічний діапазон кільцевого лазерного гіроскопу можна розширити і зробити достатнім для навігаційної системи. В цьому є велика перевага даних гіроскопів.

Досягнуті роздільна здатність та стабільність нульової точки приблизно $0.001^\circ/\text{г}$. Кільцеві лазерні гіроскопи застосовуються в інерціальній системі відліку в літаках „Боїнг”. „Аеробус”.

Волоконно-оптичні гіроскопи. На **рис. 20** приведена оптична схема волоконно-оптичного гіроскопу. По суті це інтерферометр Сан'яка (див. **рис 17**), в якому круговий оптичний контур замінено на котушку з довгого одномодового оптичного волокна. Частина схеми, яка обведена штриховою лінією, необхідна для підвищення стабільності нульової точки. Таким чином різниця фаз між двома світловими хвилями, що обумовлена ефектом Сан'яка з врахуванням формули (15) виражається як

$$\Delta \psi = \frac{4kSN}{c} \Omega \quad (23)$$

де N - число витків в котушці з волокна; L - довжина волокна; a - радіус котушки.

Завдяки вдосконаленню технології виробництва випускається волокно з дуже низькими втратами. Однак, щоби не пошкодити волокно. намотування проводиться на котушку радіусом декілька сантиметрів. При цьому не спостерігається помітного збільшення

втратах. Можна створити порівняно малогабаритний інтерферометр Сан'яка з котушкою невеликого радіусу (2...5 см) намотавши на неї волокно великої довжини (від декілька сотень метрів до декілька кілометрів). Сформувавши оптимальну оптичну систему можна вимірювати з великою точністю зміни фази (в інерціальній навігації – порядку 10^{-6} рад), а потім з формули (23) визначати кутову швидкість.

Границі спостереження кутової швидкості. В основній оптичній системі на **рис. 20** у стані спокою оптичні шляхи для світла в обох напрямках будуть однакові по довжині, а оскільки сигнал на виході світло приймача змінюється пропорційно $1 + \cos \Delta\psi$, то гіроскоп є нечутливим до дуже малих поворотів. Вважається, що в системі з оптимальною чутливістю теоретичні границі спостереження кутової швидкості зв'язані з дробовим шумом світло приймача. Аналіз показує, що для оптичного волокна з втратами α існує певна довжина, що дозволяє оптимізувати границі спостереження при дробовому шумі:

$$L_{opt} = 8.7 / \alpha \quad (24)$$

Результати розрахунку для типових значень параметрів приведені на **рис. 21а**. Для оптичного волокна з втратами 2 дБ/км границі спостереження приблизно 10^{-8} рад/с ($0.001^\circ/\text{ч}$). Це як раз значення, які застосовні у інерціальній навігації. На **рис. 21б** показано, що завдяки збільшенню радіусу котушки з волокном, а також використання світла з довжиною хвилі 1.55 мкм, на якій втрати в оптичному волокні дуже малі, є можливим створення вимірювача обертів в інерціальному просторі з надзвичайно малим дрейфом. Це дозволяє застосовувати вимірювач не тільки в навігації, але й в геофізиці.

Оптичний гіроскоп з кільцевим резонатором пасивного типу. Підвищити чутливість гіроскопу Сан'яка можна за допомогою кільцевого оптичного резонатору, використав для цього напівпрозоре дзеркало з високим коефіцієнтом відбиття (див. **рис 19**). Резонатор представляє собою інтерферометр Фабрі-Перо у формі кільця. При цьому вихідний сигнал світло приймача різко реагує на зміну фази $\omega\tau$ при однократному проходженні світловою хвилею кільцевого оптичного шляху. Отже, можна створити високочутливий датчик, наприклад, для вимірювання зміщення резонансного піку, яке

обумовлено обертанням (поворотом). Інакше кажучи, можна зменшити довжину волокна чутливого кільця.

В подібній структурі гіроскопа для отримання різкої резонансної характеристики потрібно джерело світла з високою когерентністю випромінювання.

Рекомендована література: 4, 12

4. Световодные датчики / Б.А.Красюк. О.Г.Семенов, А.Г.Шереметьев и др.- М.:Машиностроение, 1990.-256с.
12. Т.Окиси, и др. Волоконно-оптические датчики Энергоатомиздат, 1990.-256с.