

Límite de detección de un giroscopio de fibra óptica usando una fuente de radiación superluminiscente

G.E. Sandoval-Romero

*Laboratorio de Optica Aplicada, Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico,
Universidad Nacional Autónoma de México
Apartado Postal 70-186, México D.F. 04510, México.
e-mail: eduardos@aleph.cinstrum.unam.mx*

V.A. Nikolaev

*Departamento de Optica y Radiofísica Cuántica
Universidad Estatal de Telecomunicaciones de San Petersburgo, "M.A. Bonch-Bruyevich"
Kanal Moika 61, Saint Petersburg 191186, Russia.
e-mail: nikolaev@sut.ru*

Recibido el 12 de junio de 2002; aceptado el 21 de noviembre de 2002

El objetivo de este trabajo es determinar la dependencia de las características del giroscopio de fibras ópticas de tipo fase, respecto a los parámetros de la fuente de radiación superluminiscente basada en fibra óptica dopada con tierras raras y fundamentar la elección del régimen de bombeo de la fibra óptica dopada para obtener las características límites de sensibilidad del giroscopio de fibras ópticas. Utilizando este tipo de fuente de radiación en el giroscopio de fibras ópticas se recomienda utilizar el régimen cuando coinciden las direcciones de la señal de bombeo con la señal de superluminiscencia. Los resultados más importantes son la proposición y fundamentación de la elección de la fibra óptica dopada como fuente de radiación óptima para utilizarla en el giroscopio de fibras ópticas de tipo fase. Tal decisión permite aumentar las características de sensibilidad del giroscopio de fibras ópticas en comparación con la utilización de fuentes luminiscentes de radiación semiconductoras que son ampliamente utilizadas en la actualidad; la utilización de fuentes de radiación de tipo fibra óptica dopada permite acercarse al umbral de sensibilidad límite obtenido (límite de detección), el cual se determina sólo con el ruido de disparo.

Descriptores: Fibra óptica dopada; giroscopio de fibra óptica; fuente de radiación superluminiscente basada en fibra óptica.

The main objective of this work is to establish the dependence of characteristics of the fiber optics gyroscope (FOG) with respect to the parameters of the superluminiscent emission source based on doped optical fiber with rare earth elements (Superluminiscent Fiber Source, SFS), argument the pumping rate election of the SFS to obtain characteristics limits of the FOG sensibility. By using this type of emission source in the FOG is recommend to use the rate when the direction of the pumping signal coincide with the superluminiscent signal. The most results are the proposition and argumentation of the SFS election as emission source to be use in the FOG of the phase type. Such a decision allow to increase the characteristics of the FOG sensibility in comparison with the use of luminiscent source of semiconductors emission which are extensively used in the present time. The use of emission source of the SFS type allow to come closer to the threshold of the obtained sensibility limit (detection limit) which is determined with the shot noise.

Keywords: Doped fiber optic; fiber optic gyroscope; superluminiscent fiber source.

PACS: 42.81.Pa; 42.72.g

1. Introducción

En los últimos tiempos los sensores de fibra óptica han adquirido una gran relevancia en las áreas de medición de magnitudes físicas, en particular en los sistemas y equipos de técnicas de medición. Un lugar especial entre estos sensores ocupa el giroscopio de fibras ópticas (GFO), que es la representación de un interferómetro de Sagnac, formado completamente en fibra óptica [1], utilizado, principalmente, para la medición angular de la velocidad de rotación [2-5]. Esto significa que, por un lado, el GFO es un sensor de tipo interferométrico [6], que posee alta sensibilidad [7], y por otro lado, sus parámetros son suficientemente estables en comparación con otros esquemas interferométricos a la acción de los efectos recíprocos, tales como el cambio de temperatura, el cambio de presión, y a las variaciones del campo magnético. En la actualidad en los países altamente industrializados los GFOs

se producen en serie y se realiza un trabajo intenso con el objetivo de mejorar sus características de precisión [8].

El mayor interés práctico lo representan los GFOs de tipo fase; sin embargo, un serio factor limita sus características de precisión. Este factor aparece en forma de ruido, ruido inducido cuando se utilizan en ellos fuentes de bombeo semiconductoras de radiación tipo luminiscente con un ancho de banda del espectro de la emisión $\Delta\lambda$ del orden de 10 nm [9]. Para la reducción de la componente de ruido en la señal de salida del GFO se necesita utilizar una fuente de radiación con un amplio ancho de banda, afectando directamente a los procesos de ruido que disminuyen la sensibilidad, por ejemplo, un diodo láser; por lo tanto, se descarta un láser. Sin embargo, debido a que existe baja efectividad de entrada de la radiación óptica entre el diodo y una fibra óptica unimodal, estas fuentes de radiación no ayudan considerablemente a aumentar la relación señal-ruido en la salida del GFO.

La situación cambia al utilizar una fuente de radiación superluminiscente basada en fibra óptica (FSFO), que es una fibra óptica unimodal activada con iones de tierras raras, las cuales tienen un ancho de banda del espectro óptico considerablemente más amplio que las fuentes semiconductores superluminiscentes de radiación [10]. Las fuentes de radiación de este tipo al conectarlos coinciden casi al cien por ciento con la fibra óptica unimodal con la cual es fabricado el embobinado sensible del giroscopio [11].

Este trabajo está dirigido a la investigación y aplicación del método de cálculo de los parámetros de las FSFO unimodal, activada con iones de erbio, la optimización de los parámetros de la FSFO y su uso en GFO con un mejoramiento sustancial de su sensibilidad [7, 8, 11, 12, 13].

2. Efecto de Sagnac

El giroscopio de fibra óptica basa su funcionamiento en el efecto de Sagnac (interferómetro de Sagnac) demostrado por él en el año 1913 [14]; demostrando, que al girar un anillo interferométrico alrededor del eje perpendicular a su plano, (Fig. 1a) aparece una diferencia en la fase de las ondas luminosas, que se transportan en círculo cerrado en direcciones contrarias. De acuerdo con la teoría relativista, el tiempo de traslación de la luz a través del contorno óptico cerrado, (Fig. 1b) de un sistema giratorio de coordenadas, será diferente para las direcciones contrarias. La diferencia en el tiempo está dada de la siguiente forma;

$$\delta t = \oint \frac{2\Omega r^2}{c^2 \left[1 - \left(\frac{r\Omega}{c} \right)^2 \right]} d\varphi, \quad (1)$$

en donde Ω es la velocidad angular de giro; r y φ son las coordenadas cilíndricas de un punto dentro del contorno óptico; c es la velocidad de la luz en el espacio libre. Suponiendo $\Omega r/c \ll 1$, tenemos que

$$\delta t = \frac{2\Omega}{c^2} \oint r^2 d\varphi = \frac{4A\Omega}{c^2}, \quad (2)$$

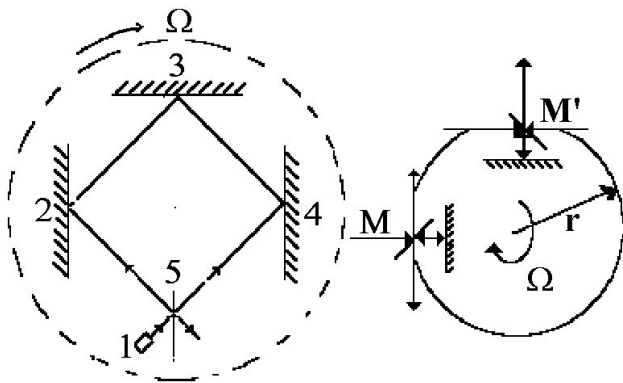


FIGURA 1. a) Interferómetro de Sagnac; b) interpretación clásica del efecto de Sagnac. En donde 1 fuente de luz; 2, 3, 4 espejos con refracción total; 5 espejo semitransparente.

en donde A es el área que abarca el contorno. La Ec. (2) también sirve para contornos de cualquier forma y no depende de la ubicación del centro de giro.

La diferencia en el tiempo δt al utilizar luz monocromática corresponde a la diferencia de fase entre las ondas encontradas, determinada por el giro:

$$\Phi_r = \frac{8\pi A\Omega}{\lambda c}. \quad (3)$$

Esta ecuación no cambia si en el interferómetro se agrega el coeficiente de refracción n .

La Ec. (3) se puede obtener partiendo de algunas representaciones clásicas no rigurosas. Para esto, observando el contorno, representado por la superficie con radio r , (Fig. 1b), tenemos que la luz en el punto M se divide en dos rayos de luz, los cuales se trasladan por el contorno en direcciones contrarias, solo después de darle la vuelta al contorno se juntan.

En un interferómetro inerte el tiempo para darle la vuelta al contorno de cada rayo de luz es idéntico e igual a $t = 2\pi r/c$. En un interferómetro giratorio el lugar de encuentro de los rayos de luz se lleva a cabo ya no en el punto M , sino ahora en el punto M' . Contando que la velocidad de la luz no cambia, tenemos que, para las ondas que se mueven en la dirección del giro,

$$2\pi r + r\Omega t_+ = ct_+; \quad (4)$$

para las ondas contrarias al giro

$$2\pi r - r\Omega t_- = ct_- . \quad (5)$$

De donde

$$t_{\pm} = \frac{2\pi r}{c(1 \pm r\Omega/c)}, \quad (6)$$

Para $r\Omega/c \ll 1$, tenemos que

$$\delta t = t_+ - t_- = \frac{4A}{c^2} \Omega, \quad (7)$$

y

$$\Phi_r = \frac{8\pi A}{\lambda c} \Omega. \quad (8)$$

La diferencia de fase Φ_r y la diferencia de tiempo δt corresponden a la diferencia del camino óptico;

$$\delta L = c\delta t = \frac{4A}{c} \Omega, \quad (9)$$

3. Giroscopio de fibra óptica

Los giroscopios de fibra óptica los podemos dividir en dos clases:

- los de fase, en los cuales se mide la diferencia de fase Φ_r , condicionada por el giro;

- b) los de resonador (o de dos frecuencias), en los cuales se mide la división $\delta\nu_r$ de frecuencias resonantes del anillo resonador pasivo, proporcional a la velocidad angular.

Nuestra investigación está basada en los giroscopios de la primera clase, (Fig. 2), los cuales se representan como un giroscopio de fibra embobinada versión análoga del interferómetro de Sagnac. Los giroscopios de resonador son menos utilizados básicamente por dos razones técnicas; la primera, en la bobina del GFO, la diferencia de fase Φ_r es proporcional al N números de vueltas con radio R , mientras que la división de frecuencias $\delta\nu_r$ es proporcional solo al radio R . La segunda razón es que la sensibilidad depende del coeficiente efectivo de reflexión de la fibra óptica, el cual a su vez depende del número de moda. Además, aquí aparecen errores inducidos, debido a la dependencia del coeficiente efectivo de reflexión a los cambios de la temperatura, presión, etc.

La construcción de un GFO basado en una bobina de fibra permite aumentar la sensibilidad del aparato sin aumentar sus dimensiones. En este caso el área, que restringe el contorno es

$$A = Na, \quad (10)$$

en donde N es el número de vueltas de fibra en la bobina, a es el área de una vuelta en la bobina. La ecuación para Φ_r tiene la siguiente forma:

$$\Phi_r = \frac{8\pi Na}{\lambda c} \Omega; \quad (11)$$

en un embobinado cilíndrico con radio R , tenemos que

$$\Phi_r = \frac{8\pi^2 NR^2}{\lambda c} \Omega. \quad (12)$$

Como en la mayoría de los trabajos publicados, aquí se estudia un giroscopio de fase, en donde su construcción se basa en fibra óptica unimodal; actualmente ya se reportan construcciones en fibra óptica multimodal [15].

En la Fig. 2, se estudia un esquema sencillo de un GFO con dos espejos divisores de intensidad de luz ubicados a la

entrada de los fotodetectores (sin tomar en cuenta las pérdidas en los elementos del GFO):

$$I_1 = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \Phi_r), \quad (13)$$

$$I_2 = \frac{I_0}{2} (1 - \cos \Phi_r), \quad (14)$$

en donde I_0 es la intensidad de la luz en la salida de la fuente de radiación.

Realizando algunas operaciones matemáticas sencillas con la señal eléctrica en la salida de los fotodetectores, tenemos la siguiente señal de salida:

$$J = k \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = k \cos \Phi_r, \quad (15)$$

en donde k es el coeficiente de proporcionalidad determinado por los parámetros de los fotodetectores y del circuito electrónico. Aquí no se toma en cuenta la dependencia de la señal de salida con la fluctuación de la fuente de radiación.

Cuando se creó este modelo de GFO, la primera deficiencia encontrada fue la baja sensibilidad a pequeñas velocidades de giro. De la definición de sensibilidad de un GFO,

$$s = \frac{dJ}{d\Phi_r} = -k \sin \Phi_r, \quad (16)$$

se ve que ante pequeñas velocidades de giro, el valor numérico es pequeño.

La máxima sensibilidad del modelo se alcanza cuando se utiliza un desfaseamiento extra de $\pi/2$ entre las ondas encontradas, de tal forma que

$$I_1 = \frac{I_0}{2} (1 - \sin \Phi_r), \quad (17)$$

$$I_2 = \frac{I_0}{2} (1 + \sin \Phi_r), \quad (18)$$

$$J = k \sin \Phi_r, \quad (19)$$

$$s = k \cos \Phi_r. \quad (20)$$

Como resultado, la sensibilidad del giroscopio es máxima cuando $\Phi_r = 0$. Ante pequeñas velocidades de giro ($\Phi_r \ll 1$), la señal de salida es directamente proporcional a la velocidad angular:

$$J \approx k\Phi_r = k \frac{8\pi Na}{\lambda c} \Omega. \quad (21)$$

Con frecuencia se utiliza el concepto de "factor de escala del giroscopio". Por esto se entiende un coeficiente que caracteriza la relación existente entre la velocidad angular y el valor medido. En el caso del GFO de fase con un suministro de $\pi/2$, la velocidad angular y la señal de salida (corriente o tensión eléctrica) se relacionan con

$$\Omega = \frac{\lambda c}{8\pi^2 NR^2} \arcsin \frac{J}{k}. \quad (22)$$

Se necesita crear un instrumento que trabaje en un ancho de banda amplio con los mínimos márgenes de error tanto sistemático como aleatorio y baja sensibilidad de umbral

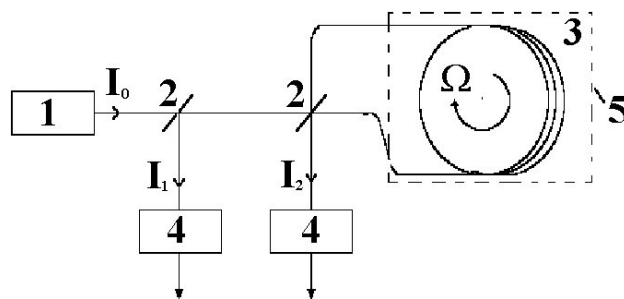


FIGURA 2. Modelo de GFO de fase, en donde; 1) fuente de radiación; 2) espejos divisores de intensidad; 3) contorno de fibra óptica; 4) fotodetectores; 5) plataforma giratoria.

(límite). Teóricamente, como en todos los sensores de fibra óptica (GFOs) el factor principal limitante para alcanzar el máximo umbral de sensibilidad y exactitud está en la presencia de ruido de disparo en el fotodetector, pero más aún afecta la presencia de ruido provocado por otros efectos físicos.

En la Fig. 3a, tenemos un GFO modelado casi en su totalidad en fibra (para minimizar las superficies de reflexión y las pérdidas de radiación por contacto), tiene como característica la salida lineal y ancho de banda dinámico amplio. Aquí el modulador de fase está realizado por un cilindro piezoeléctrico enrollado con algunas vueltas de fibra óptica, se encuentra asimétricamente ubicado con respecto a la entrada-salida del interferómetro, por tal razón se produce la modulación del desfase entre las ondas encontradas.

Si al modulador se le aplica un voltaje eléctrico con frecuencia angular ω , entonces la corriente en la salida del fotodetector cambia por la siguiente ley;

$$I(t) = k[1 + \cos(\Phi_m \sin \omega t + \Phi_r)], \quad (23)$$

en donde k es el coeficiente de proporcionalidad y Φ_m es la amplitud de la fase modulada.

Al realizarse la conexión entre el canal 1 y 2 en el instante de tiempo, correspondientes al máximo y mínimo de la tensión modulada, como se muestra en el diagrama de tiempo de la Fig. 3b; y designarse en los filtros una señal en frecuencia 2ω , obtenemos en la salida del primer canal

$$I_1 = B \cos(2\omega t - \Phi_r), \quad (24)$$

y en la salida del segundo canal

$$I_2 = B \cos(2\omega t + \Phi_r), \quad (25)$$

en donde B es un coeficiente de proporcionalidad, determinado por los parámetros del fotodetector, el circuito eléctrico y la profundidad de modulación [1]. Al medirse la diferencia de fase entre las señales del primero y segundo canal con un medidor análogo de desfase o con un contador digital de intervalos de tiempo, obtenemos el doble del valor del desfase de Sagnac, directamente proporcional a la velocidad angular de giro.

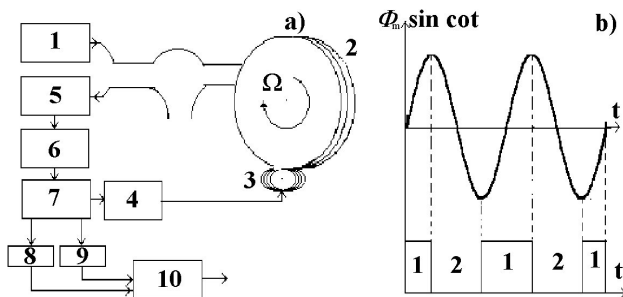


FIGURA 3. GFO con factor de escala lineal, en donde a) modelo esquemático; b) diagrama de tiempo; 1 fuente de radiación, 2 fibra embobinada, 3 modulador de fase, 4 generador de la frecuencia modulada ω , 5 fotodetector, 6 amplificador de franja, 7 interconector de canales, 8 y 9 filtros de franja, 10 medidor de desfase.

De tal forma en el modelo anteriormente visto, el registro de la señal por corriente alterna baja considerablemente el nivel de ruido, la medición directa del desfase Φ_r hace lineal el factor de escala del aparato. Pero los errores atribuidos a los efectos de Kerr y birrefringencia, entre otros, quedan presentes, es por eso que se necesitan otros métodos para su minimización.

4. Descripción de ruidos

El análisis de los mecanismos básicos en la aparición de errores en un GFO y el método de minimizar estos errores demostró que las causas principales de error son el ruido inducido por el efecto Kerr [16,17,18], el ruido inducido por la birrefringencia [19,20] y el ruido inducido por la dispersión de Rayleigh [21,22]. Ante esto, las formas básicas de minimizar dichos errores son la utilización de una fuente de radiación con amplio ancho de banda del espectro y baja coherencia.

Un análisis comparativo de los tipos básicos de fuentes de radiación, demostró que tiene perspectiva la utilización de las fuentes de radiación superluminiscente basadas en fibra óptica FSFO [11]. La utilización de FSFO basada en fibra óptica activada con iones de erbio (Er^{+3}) [11,23-27,30] potencialmente aumenta la sensibilidad del GFO debido a la notable disminución de la componente de la señal de ruido, gracias al aumento del ancho de banda del espectro óptico con respecto a la utilización de las tradicionales fuentes de radiación basadas en semiconductores, y también por el aumento de la estabilidad térmica del dispositivo completo, los parámetros de la estabilidad térmica de las FSFOs de radiación son superiores en varios órdenes con respecto a las fuentes de radiación semiconductoras. Esto es muy importante tomarlo en cuenta al momento de la aplicación en los modelos de los GFOs, así como el factor de escala (desfase de Sagnac) que es inversamente proporcional a la longitud de onda de la radiación; ante esto, la efectividad de inyección de la radiación es notablemente superior a la del diodo láser, la atenuación de la radiación en el embobinado de medición del GFO es insignificante, así como la principal longitud de onda de radiación luminiscente de los iones de erbio se encuentran cercanos a la longitud de onda $1.55 \mu\text{m}$, la cual coincide con el ancho de banda en donde las pérdidas son mínimas al acoplarse a una fibra óptica estándar para el GFO [11,25-27].

Un valor importante para la elección adecuada del régimen de trabajo de la fuente de radiación, es la elaboración y perfeccionamiento de la metodología del cálculo de las características de la FSFO con el objetivo de determinar los parámetros básicos de la fuente de radiación, que considerablemente influyen en las características del GFO, tales como el ancho de banda del espectro de radiación y la potencia total de salida de la radiación. El análisis de diferentes modelos de cálculo demostró que si se cumplen las condiciones

de suposiciones correctas, el modelo analítico facilita considerablemente el resto del análisis para trabajar con el GFO completamente, ante esto, la exactitud de los resultados son válidos para la solución del problema de ingeniería.

Respecto a la calidad del parámetro básico de sensibilidad del GFO fue elegido el umbral de sensibilidad (que es el límite de detección de la mínima velocidad de rotación encontrada cuando la relación señal/ruido = $S/N = 1$) [4-7]. Para valorar la relación (S/R) se utilizaron ecuaciones en donde sólo se utiliza la aportación óptica de las componentes de ruido en el giroscopio de fibras ópticas, lo cual define las características del límite de detección del GFO. Tales fuentes de ruido son: ruido de disparo, ruido inducido por el efecto Kerr, el ruido inducido por la dispersión de Rayleigh y el ruido inducido por la birrefringencia.

Tomando en cuenta que el GFO tiene una combinación estática de fase en $\pi/2$, la dependencia de la potencia de radiación de la fase de Sagnac, que es captada en el fotodetector, puede ser descrita de la siguiente forma:

$$P_f = \frac{1}{2} P_{\text{tots}}^{\pm} (1 - \sin \Delta\varphi_c), \quad (26)$$

en donde P_{tots}^{\pm} es la potencia de radiación a la entrada del GFO y $\Delta\varphi_c$ es el desfase de Sagnac.

Ante la medición de velocidades angulares muy pequeñas, cumpliendo la condición $\Delta\varphi_c \ll 1$, en donde se puede definir que $\sin \Delta\varphi_c \approx \Delta\varphi_c$, tenemos que la potencia de la señal efectiva a la salida del fotodetector tiene la siguiente forma [2,4,5]:

$$i_c^2(P_{\text{tots}}^{\pm}) = \left(\frac{e\lambda_s q}{2hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta\varphi_c \right)^2. \quad (27)$$

La potencia inducida por el ruido de disparo se escribe de la siguiente forma:

$$i_{sn}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}) = \frac{e^2 q \lambda_s}{hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta f. \quad (28)$$

en donde q es la eficiencia cuántica del fotodetector, h es la constante de Planck, e es la carga del electrón; λ_s es la longitud de onda de la señal, c es la velocidad de la luz en el vacío, R es el radio del contorno del GFO, l es la longitud de la fibra embobinada y Δf es el ancho de banda del sistema. Todas éstas son características correspondientes de fabricación de los GFO existentes en el mercado.

Calculando la relación S/N , tomando en cuenta solamente el efecto del ruido de disparo, tenemos que

$$\frac{S}{N} = \frac{i_c^2}{i_{sn}^2} = \frac{q \lambda_s P_{\text{tots}}^{\pm}}{4hc \Delta f} \Delta\varphi_c^2. \quad (29)$$

Siguiendo que $S/N = 1$ a la salida del GFO y escribiendo en lugar de $\Delta\varphi_c$ la velocidad angular de giro [5], obtenemos el límite de detección [4]

$$\Omega_{\text{lim}}^{\pm}(P_{\text{tots}}^{\pm}) = \sqrt{\frac{hc \Delta f}{q \lambda_s P_{\text{tots}}^{\pm}}} \cdot \left(\frac{\lambda_s c}{4\pi R l} \right). \quad (30)$$

Para el cálculo del límite de detección tomando en cuenta la influencia de las fuentes de ruidos inducidos por el efecto Kerr, la dispersión de Rayleigh y la birrefringencia, se utilizó una expresión en la cual se calcula la influencia de estos ruidos en potencia. En analogía con el cálculo de la S/N [Ec. (29)], aquí se calcula el valor únicamente de las componentes ópticas de ruido arriba mencionadas que actúan en el GFO; entonces tenemos que a partir de la Ec. (29) la relación S/N toma la forma de la Ec. (31) [4, 5, 16, 30]:

$$\frac{S}{N} = \frac{i_c(P_{\text{tots}}^{\pm})}{\sqrt{i_{sn}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}) + i_k^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm}) + i_{DR}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm}) + i_{br}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm})}}, \quad (31)$$

en donde, $i_k^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm})$ es la potencia de la señal de ruido, inducida por el efecto Kerr, $i_{DR}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm})$ es la potencia de la señal de ruido inducida por el efecto de la dispersión de Rayleigh e $i_{br}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm})$ es la potencia de la señal de ruido inducida por el efecto de la birrefringencia.

Calculando la potencia de la señal de ruido inducido por el efecto Kerr con ayuda de la Ec. (27), en donde se toma en cuenta el desfase Sagnac, la ecuación queda de la siguiente forma:

$$i_k^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm}) = \left(\frac{eq\lambda_s}{2hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta\varphi_k(\Delta\lambda^{\pm}) \right)^2, \quad (32)$$

en donde $\Delta\varphi_k(\Delta\lambda)$ es el desfase Sagnac por efecto Kerr, calculado por la siguiente ecuación [2,17,18,30]:

$$\Delta\varphi_K(\Delta\lambda) = m L_c (1 - 2K) [I(t - \tau_0) - 2 \langle I(t) \rangle] \text{ [rad]}, \quad (33)$$

en donde $m = 4\pi\eta_c n_k \delta / \lambda$; η_c es la impedancia del medio, n_k es el coeficiente Kerr del medio, δ es el coeficiente dependiente de la distribución transversal de las modas (comúnmente uno), L_c es la distancia de la fibra óptica coherente, K es el coeficiente de fragmentación en potencia, τ_0 es el tiempo de distribución grupal del haz dentro de la fibra óptica embobinada, $I(t)$ es la intensidad de la fuente de

radiación. L_c esta calculado por [4,17,18,30]

$$L_c \ll \lambda^2 / [(d\tau/d\lambda) 2\pi c(\Delta\lambda)^2], \quad (34)$$

en donde $d\tau/d\lambda$ es la dispersión por unidad de longitud del material; $\Delta\lambda$ es el ancho espectral.

Como en la Ec. (27), la potencia de la señal de ruido inducido por el efecto de la dispersión de Rayleigh queda expresado de la siguiente forma:

$$i_{DR}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm}) = \left(\frac{eq\lambda_s}{2hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta\varphi_{DR}(\Delta\lambda^{\pm}) \right)^2, \quad (35)$$

en donde $\Delta\varphi_{DR}(\Delta\lambda)$ es el desfaseamiento de Sagnac por efecto de dispersión de Rayleigh calculado por la siguiente expresión [20,28,30]:

$$\Delta\varphi_{DR}(\Delta\lambda) = \frac{\beta_R}{4} \sqrt{\frac{\alpha_0 \lambda^2}{n\sqrt{\pi}\Delta\lambda}} [\text{rad}], \quad (36)$$

en donde α_0 son las pérdidas por la dispersión de Rayleigh en la fibra óptica, $\Delta\lambda$ es el ancho espectral de la fuente de radiación, β_R es parte de luz de la dispersión de Rayleigh que se desplaza en sentido contrario a la fuente calculada por [30]

$$\beta_R = \frac{n_1^2 - n_2^2}{4n_1^2}. \quad (37)$$

Por la misma analogía de la Ec. (27), la señal de ruido inducido por efecto de la birrefringencia queda expresado de la siguiente forma:

$$i_{br}^2(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm}) = \left(\frac{eq\lambda_s}{2hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta\varphi_{br}(\Delta\lambda^{\pm}) \right)^2, \quad (38)$$

en donde $\Delta\varphi_{br}(\Delta\lambda)$ es el desfaseamiento de Sagnac por efecto de la birrefringencia calculada por la siguiente fórmula [19,20,21,30]:

$$\Delta\varphi_{br}(\Delta\lambda) = \left(\frac{\Delta\lambda}{H\lambda L_B} \right)^2 [\text{rad}], \quad (39)$$

en donde H son los parámetros “H” de la fibra óptica, L_B es la longitud de pulsación de una fibra óptica unimodal con polarización mantenida, calculada por [29,30]:

$$L_B = \frac{\lambda}{B}, \quad (40)$$

$$B = |n_x - n_y|, \quad (41)$$

en donde n_x y n_y son los indicadores efectivos del coeficiente de reflexión de los dos modos de las polarizaciones ortogonales.

Regresando a la Ec. (31), realizando los cambios necesarios de tal forma que la relación quede $S/N = 1$, sustituyendo a $\Delta\varphi_c$ a través del valor de la velocidad de giro angular, el límite de detección $\Omega_{\text{lim}}^{\pm}$ del GFO calculando la influencia de las fuentes extras de ruidos queda de la siguiente forma:

$$\Omega_{\text{lim}}^{\pm}(P_{\text{tots}}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm}) = \left(\frac{hc^2}{2\pi eqRLP_{\text{tots}}^{\pm}} \right) \times \sqrt{i_{sn}^2 + i_k^2 + i_{DR}^2 + i_{br}^2} [\text{rad/s}], \quad (42)$$

En la Ec. (42) se presenta la componente media cuadrática de las fotocorrientes provocadas por las correspondientes fuentes de ruido. Así que, al escribir la Ec. (42) para el límite de detección del GFO tomando en cuenta las fuentes de ruido anteriores, representadas en las Ecs. (28,32,35,38), respectivamente, puede realizarse la elección del régimen de trabajo de la FSFO y calcular sus parámetros tomando el límite de detección del GFO completo [30].

5. Metodología

Los pasos básicos realizados en esta investigación son:

1. Perfeccionar el método de cálculo de las características de la FSFO por medio de la solución analítica de las ecuaciones de razón que modelan el proceso de amplificación.
2. Aplicar el resultado de los cálculos para determinar las características espectrales y de potencia de la FSFO y la longitud óptima de la fibra óptica dopada
3. Aplicar los resultados de los cálculos para determinar el límite de detección del GFO basado en una FSFO con diferentes regímenes de bombeo.
4. Establecer la configuración óptima del GFO de tipo fase, basado en una FSFO, según los resultados investigados.

6. Cálculo de la señal de la FSFO

El modelo analítico elegido permitió realizar el cálculo de la longitud óptima de la fibra óptica activada, longitud óptima desde el punto de vista para obtener la máxima potencia luminiscente en la salida de la fibra óptica activada, fijando la potencia de bombeo; el cálculo del ancho espectral $\Delta\lambda$ de la fuente de radiación, el cálculo de la potencia total de salida. Se utilizó una versión modificada del sistema de ecuaciones de razón [11, 23-27], el cual describe la evolución de la potencia de la señal de amplificación y la potencia de la señal bombeada a través de la fibra activada [Ecs. (43) y (44)]:

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\gamma_p(z)P_p(z), \quad (43)$$

$$\frac{dP_s^{\pm}(z, \lambda_i)}{dz} = \pm G_e(z, \lambda_i) [P_s^{\pm}(z, \lambda_i) + P_0] - G_a(z, \lambda_i)P_s^{\pm}(z, \lambda_i), \quad (44)$$

en donde z es la coordenada longitudinal a través del eje de la fibra dopada; $P_p(z)$ es la potencia de bombeo de la fibra dopada; $\gamma_p(z)$ es la coeficiente de la absorción del bombeo

dependiente del cambio de la coordenada (z) a través del eje de la fibra dopada; $P_s^\pm(z, \lambda_i)$ es la densidad espectral de la potencia de la señal dependiente de la longitud de onda (λ) y de la fibra óptica (z); en donde P_s^+ corresponde a la dirección coincidente de la señal de radiación con la señal de bombeo; P_s^- corresponde a la dirección cuando la señal de radiación es contraria a la señal de bombeo; $G_e(z, \lambda_i)$ es el coeficiente de amplificación en potencia para la radiación espontánea; $G_a(z, \lambda_i)$ es el coeficiente de absorción en potencia para la radiación espontánea; P_0 es el equivalente del espectro de la densidad de potencia de entrada de la radiación espontánea amplificada, definido para los dos estados de polarización ortogonal en donde ocurre la emisión:

$$P_0 = 2h\nu_s \Delta\nu, \quad (45)$$

ν_s es la frecuencia de la señal, $\Delta\nu = (c/\lambda_s^2) \cdot \Delta\lambda_s$, intervalo de frecuencia de la señal, en donde $\Delta\lambda_s = 1$ nm [23],

Se estudió el caso cuando la amplificación espontánea de la radiación es relativamente pequeña y la FSFO trabaja en el régimen de señal débil $P_s < P_{sat}$, en donde P_{sat} es la potencia de saturación y se define como

$$P_{sat} = \frac{h\nu_s \pi \omega_s^2}{[\sigma_{as} + \sigma_{es}] \tau}, \quad (46)$$

en donde ω_s es el radio de la distribución del campo de la moda de la señal útil: $3,2 \times 10^{-6}$ m, [23]; τ es el tiempo de vida del nivel de trabajo superior para la radiación espontánea: 10×10^{-3} s; σ_{es} es la sección transversal de transición estimulada de la señal en la longitud de onda λ_s : 8×10^{-25} m² [23]; σ_{as} es la sección transversal de transición de la absorción de la señal en la longitud de onda λ_s : $4,8 \times 10^{-25}$ m² [23].

Esta suposición es correcta, ya que ante una potente señal estimulada se presenta el cambio del régimen de la radiación de superluminiscencia al régimen de láser con una sustancial reducción en ancho espectral. Como resultado del análisis de la solución conocida de las ecuaciones de razón ante diferentes niveles de potencia de bombeo y la longitud de la fibra óptica activada fue demostrado que, dependiendo de la potencia de bombeo, la Ec. (43) puede ser descrita de la siguiente forma [11]:

Cuando $P_p(z) < P_p^{th}$,

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\gamma_p P_p(z), \quad (47)$$

en donde γ_p es constate. Si $P_p(z) > P_p^{th}$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -N_T \pi a^2 \left(\frac{h\nu_p}{\tau} \right). \quad (48)$$

Aquí P_p^{th} es la potencia de umbral. Dependiendo de los parámetros de la fibra óptica dopada, se describe de la siguiente forma:

$$P_p^{th} = \pi a^2 \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau}, \quad (49)$$

donde σ_p es la sección transversal de transición de la absorción del bombeo: $2,5 \times 10^{-25}$ m², a es el radio del núcleo de la fibra óptica: $3,5 \times 10^{-6}$ m, ν_p es la frecuencia de bombeo, λ_p es la longitud de onda de bombeo: 980 nm [23].

Con la condición de que $P_p(z) > P_p^{th}$, debido a que hay una parte de saturación en el bombeo la Ec. (43) se escribe como

$$P_p(z) = P_{in} - \left(N_T \pi a^2 \left(\frac{h\nu_p}{\tau} \right) \right) z, \quad (50)$$

en donde N_T es la concentración de los iones de erbio: 8×10^{24} iones/m³ [23]. El análisis de los regímenes de la FSFO demuestran que precisamente este caso es el característico para la utilización de FSFO en el GFO.

De la Ec. (48) con condición de frontera $P_p(0) = P_{in}$, en donde P_{in} es la potencia inicial de bombeo en uno de los extremos de la fibra óptica activada, puede determinarse la ley de cambio de la potencia de bombeo en el núcleo de la fibra óptica activada [11] como se ve en la Ec. (50).

Tomando en cuenta la suposición realizada con anterioridad, (de trabajar en el régimen de señal débil y poniendo atención a la Ec. (50), los factores $G_e(z, \lambda_i)$ y $G_a(z, \lambda_i)$ en la Ec. (44) pueden ser definidos de la siguiente forma [24-27]:

$$G_e(z, \lambda_i) = N_T \sigma_e(\lambda_i) (1 - \eta) \left[\frac{\frac{P_p(z)}{P_p^{th}}}{\frac{P_p(z)}{P_p^{th}} + 1} \right], \quad (51)$$

$$G_a(z, \lambda_i) = N_T \sigma_a(\lambda_i) (1 - \eta) \left[\frac{1}{\frac{P_p(z)}{P_p^{th}} + 1} \right], \quad (52)$$

$$\eta = \exp \left(\frac{-a^2}{\omega_s^2} \right), \quad (53)$$

Como resultado de las suposiciones adoptadas, la solución de las Ecs. (43), (44) puede ser escritas como las Ecs. (54) y (55) en donde η es el factor de encubrimiento, que cuantifica el grado de localización del campo de la señal modal en el corazón de la fibra óptica. En la solución se utilizaron las condiciones de frontera para $P_s^+(z=0, \lambda_i) = 0$ y $P_s^-(z=L, \lambda_i) = 0$. Las magnitudes $\sigma_e(\lambda_i)$ y $\sigma_a(\lambda_i)$ son funciones de la sección transversal de la transición de amplificación y de la absorción dependiendo de la longitud de onda calculadas gráficamente [23]; sustituidas en las ecuaciones para $G_e(z, \lambda_i)$ y $G_a(z, \lambda_i)$, definidas en todo el ancho de banda de trabajo de la longitud de onda λ_i [1400, 1650 nm] para un determinado tipo de fibra óptica activada a partir de

sus características espectrales [23-27]:

$$P_s^+(z, \lambda_i) = \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 e^{z G_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (54)$$

$$P_s^-(z, \lambda_i) = \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 e^{(L-z) G_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (55)$$

en donde

$$G_b(z, \lambda_i) = G_e(z, \lambda_i) - G_a(z, \lambda_i), \quad (56)$$

Como resultado de las Ecs. (54) y (55) se puede definir la longitud óptima y la potencia máxima en la salida de la FSFO para dos direcciones de radiación ($P_s^+(z, \lambda_s)$ y $P_s^-(z, \lambda_s)$), en donde $\lambda_i = \lambda_s$.

En la Fig. 4 se muestra la dependencia del régimen cuando la señal de la potencia de salida para el caso en que la dirección de la señal de salida concuerda con la dirección de la señal de bombeo en la fibra óptica z .

La Fig. 5 muestra la dependencia de la potencia de salida para el caso en que se mueve en dirección contraria a la dirección de la señal de bombeo en la fibra óptica $z = L$.

Para calcular la densidad espectral de la potencia de salida se utilizaron las Ecs. (54) y (55); aquí para cada curva se fijó el valor determinado de z_{opt} y se calcularon los valores cuando los regímenes de trabajo de la señal de salida coincidieron con la dirección de la señal de bombeo y cuando fueron contrarias, $P_s^+(z, \lambda_s)$, $P_s^-(z, \lambda_s)$ dependiendo de λ para diferentes valores de la potencia de bombeo de entrada. Los resultados de los cálculos se presentan en las Figs. 6 y 7.

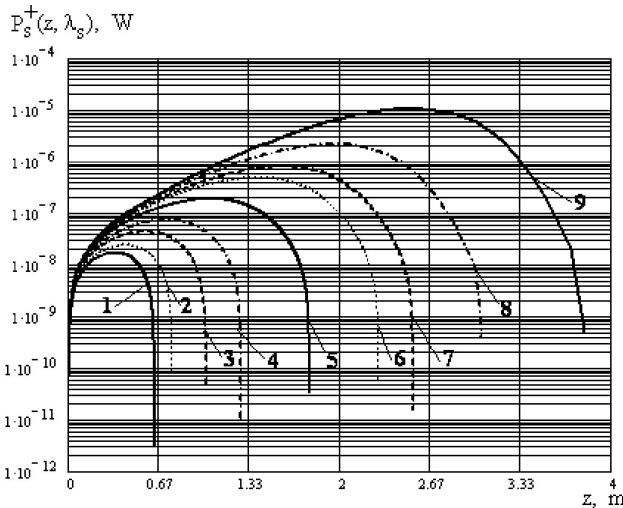


FIGURA 4. Dependencia de la potencia de la señal de salida en el régimen que coincide con la dirección de la señal de bombeo $P_s^+(z, \lambda_s)$ de la longitud de la fibra óptica z , en donde las unidades de P_{in} están en mW; 1) $P_{in} = 2,5$; 2) $P_{in} = 3$; 3) $P_{in} = 4$; 4) $P_{in} = 5$; 5) $P_{in} = 7$; 6) $P_{in} = 9$; 7) $P_{in} = 10$; 8) $P_{in} = 12$; 9) $P_{in} = 15$.

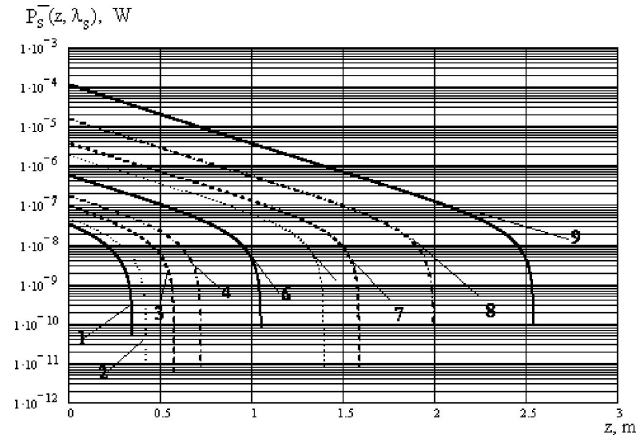


FIGURA 5. Dependencia de la potencia de la señal de salida en el régimen que es contraria a la dirección de la señal de bombeo $P_s^-(z, \lambda_s)$ de la longitud de la fibra óptica $z = L$, en donde las unidades de P_{in} están en mW; 1) $P_{in} = 2,5$; 2) $P_{in} = 3$; 3) $P_{in} = 4$; 4) $P_{in} = 5$; 5) $P_{in} = 7$; 6) $P_{in} = 9$; 7) $P_{in} = 10$; 8) $P_{in} = 12$; 9) $P_{in} = 15$.

El ancho espectral de la radiación $\Delta\lambda$ se determina a partir del resultado obtenido al calcular las Ecs. (54) y (55), (Fig. 6 y 7); al fijar el nivel 0.5 del valor de la densidad de potencia máxima $P_s^+(z, \lambda_s)$ y $P_s^-(z, \lambda_s)$. La dependencia de $\Delta\lambda$ con $P_p(z)$ se presenta en la Fig. 8. La potencia total de salida de la amplificación espontánea de radiación P_{tot}^+ y P_{tot}^- se calcula a través de la integración de las ecuaciones

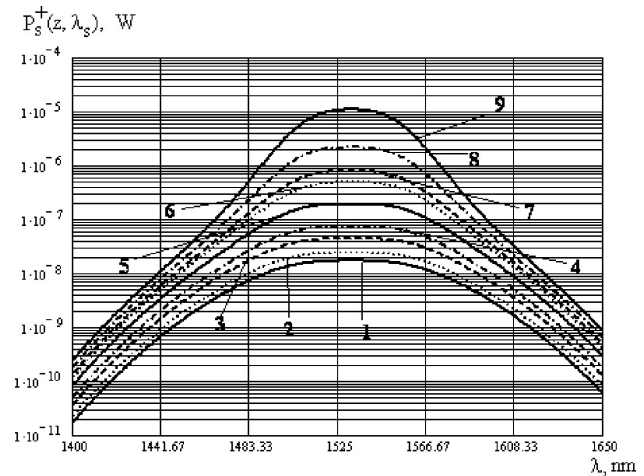


FIGURA 6. Dependencia de la densidad espectral de la potencia de salida cuando la dirección de la señal coincide con la señal de bombeo $P_s^+(z, \lambda_s)$ de la longitud de onda λ teniendo la longitud óptima en la fibra óptica z en m; en donde las unidades de P_p están en mW y z en m, 1) $P_p(0) = 2,5$ y $z = 0,348$; 2) $P_p(0) = 3$ y $z = 0,421$; 3) $P_p(0) = 4$ y $z = 0,575$; 4) $P_p(0) = 5$ y $z = 0,719$; 5) $P_p(0) = 7$ y $z = 1,050$; 6) $P_p(0) = 9$ y $z = 1,390$; 7) $P_p(0) = 10$ y $z = 1,585$; 8) $P_p(0) = 12$ y $z = 1,990$; 9) $P_p(0) = 15$ y $z = 2,540$.

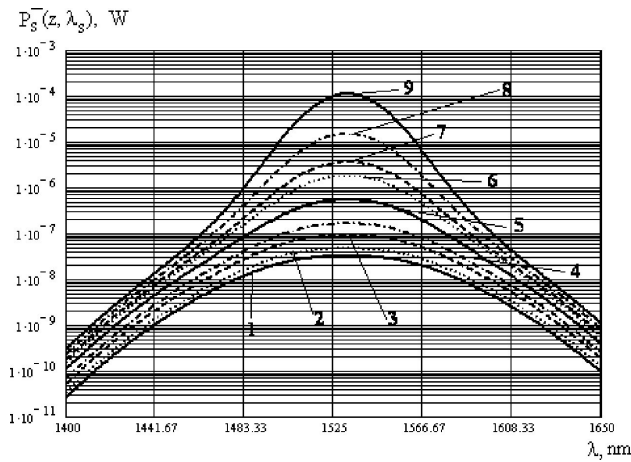


FIGURA 7. Dependencia de la densidad espectral de la potencia de salida cuando la dirección de la señal es contraria a la señal de bombeo $P_s^-(z, \lambda_s)$ de la longitud de onda λ , teniendo la longitud óptima en la fibra óptica $z = L$; en donde las unidades de P_p en mW y L en m, 1) $P_p(0) = 2,5$ y $L = 0,348$; 2) $P_p(0) = 3$ y $L = 0,421$; 3) $P_p(0) = 4$ y $L = 0,575$; 4) $P_p(0) = 5$ y $L = 0,719$; 5) $P_p(0) = 7$ y $L = 1,050$; 6) $P_p(0) = 9$ y $L = 1,390$; 7) $P_p(0) = 10$ y $L = 1,585$; 8) $P_p(0) = 12$ y $L = 1,990$; 9) $P_p(0) = 15$ y $L = 2,540$.

diferenciales (54), (55) de λ en los límites de las bandas de los niveles de amplificación de los iones del erbio ($^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$), Ecs. (57) y (58); los resultados se muestran en la Fig. 9.

$$P_{\text{tots}}^+ = \int_{1400}^{1650} P_s^+(z, \lambda_i) d\lambda_{z=z_{\text{opt}}}, \quad (57)$$

$$P_{\text{tots}}^- = \int_{1400}^{1650} P_s^-(z, \lambda_i) d\lambda_{z=L}, \quad (58)$$

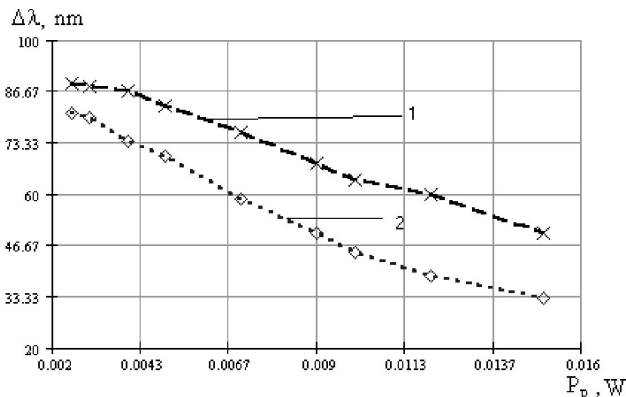


FIGURA 8. Dependencia del ancho espectral de la radiación de la FSFO $\Delta\lambda^\pm$ con la potencia de bombeo P_p ; en donde 1) con $\Delta\lambda^+$ cuando la dirección de la señal coincide con la dirección de la potencia de bombeo $P_s^+(z, \lambda)$; 2) con $\Delta\lambda^-$ cuando la dirección de la señal es contraria con la dirección de la potencia de bombeo $P_s^-(z, \lambda)$.

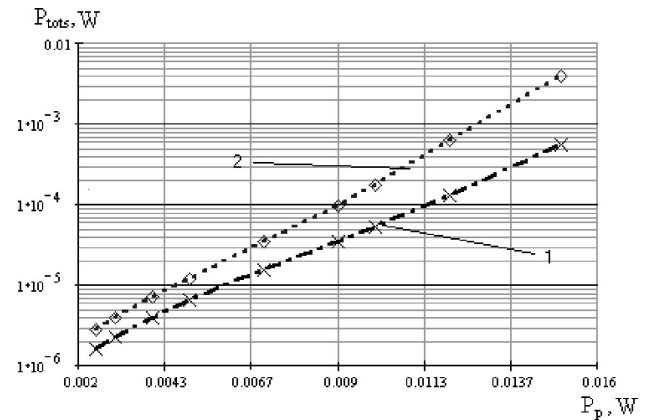


FIGURA 9. Dependencia de la potencia total P_{tots}^\pm con la potencia de bombeo P_p , en donde 1) cuando la dirección de la señal coincide con la dirección de la potencia de bombeo $P_s^+(z, \lambda)$, 2) cuando la dirección de la señal es contraria con la dirección de la potencia de bombeo $P_s^-(z, \lambda)$.

Como se observa en las graficas anteriores, desde el punto de vista de la obtención grandes potencias de radiación es preferible utilizar el régimen de trabajo de la señal contraria $P_s^-(z, \lambda_s)$. Sin embargo el ancho de banda del espectro en este régimen puede ser menor que cuando la señal coincide con la señal de bombeo $P_s^+(z, \lambda_s)$.

Los resultados, al sustituir en la Ec. (30) los valores de P_{tots}^\pm de las Ecs. (50) y (51), para determinar los valores de $\Omega_{\text{lim}}^\pm(P_{\text{tots}}^\pm)$ se muestran en la Fig. 10.

De la Fig. 10 se observa que en cuanto más se incrementa la potencia de bombeo $P_p(z)$ (al mismo tiempo aumenta la potencia total de salida en los regímenes P_{tots}^\pm); entonces Ω_{lim}^+ y Ω_{lim}^- disminuyen. Se observa que se tienen mejores características en el régimen cuando las direcciones son contrarias $\Omega_{\text{lim}}^-(P_{\text{tots}}^-)$.

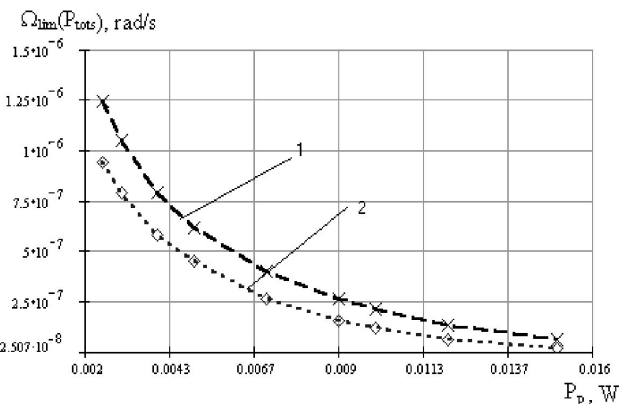


FIGURA 10. Dependencia del límite de detección $\Omega_{\text{lim}}^\pm(P_{\text{tots}}^\pm)$ del GFO con la potencia de bombeo P_p de la FSFO, tomando en cuenta solamente el ruido de disparo, en donde: 1) dependencia $\Omega_{\text{lim}}^+(P_{\text{tots}}^+)$ para el régimen cuando la dirección de la señal coincide con dirección de la potencia de bombeo; 2) dependencia $\Omega_{\text{lim}}^-(P_{\text{tots}}^-)$ para el régimen cuando la dirección de la señal es contraria con la dirección de la potencia de bombeo.

Los resultados obtenidos del límite de detección cuando actúan además del ruido de disparo, fuentes de ruidos inducidos por el efecto Kerr, dispersión de Rayleigh y por la birrefringencia $\Omega_{lim}^{\pm}(P_{tots}^{\pm}, \Delta\lambda^{\pm})$, calculados por la Ec. (42); se muestran en las Figs. 11 y 12.

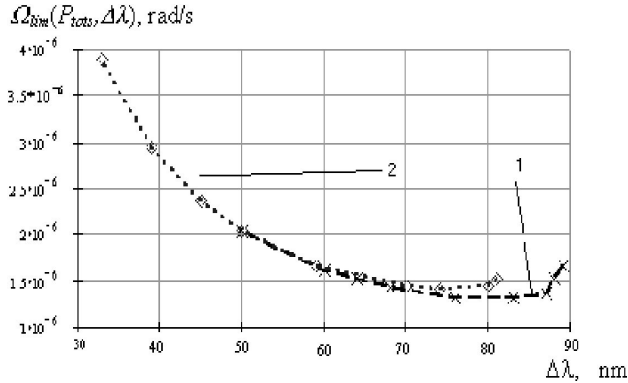


FIGURA 11. Dependencia del límite de detección $\Omega_{lim}^{\pm}(P_{tots}, \Delta\lambda^{\pm})$ del GFO con el ancho espectral $\Delta\lambda^{\pm}$ de la señal de salida de la FSFO, tomando en cuenta las fuentes de ruido, en donde: 1) dependencia $\Omega_{lim}^{+}(P_{tots}, \Delta\lambda^{+})$ para el régimen cuando la dirección de la señal coincide con la dirección de la potencia de bombeo, 2) dependencia $\Omega_{lim}^{-}(P_{tots}, \Delta\lambda^{-})$ para el régimen cuando la dirección de la señal es contraria con la dirección de la potencia de bombeo.

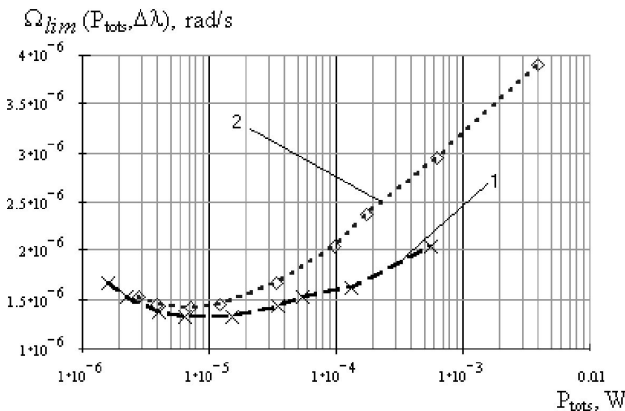


FIGURA 12. Dependencia del límite de detección $\Omega_{lim}^{\pm}(P_{tots}, \Delta\lambda^{\pm})$ del GFO con la potencia total de salida P_{tots}^{\pm} de la FSFO, tomando en cuenta las fuentes de ruido, en donde: 1) dependencia $\Omega_{lim}^{+}(P_{tots}, \Delta\lambda^{+})$ para el régimen cuando la dirección de la señal coincide con la dirección de la potencia de bombeo; 2) dependencia $\Omega_{lim}^{-}(P_{tots}, \Delta\lambda^{-})$ para el régimen cuando la dirección de la señal es contraria con la dirección de la potencia de bombeo.

7. Discusión

El límite de detección del GFO, teniendo en cuenta todas las fuentes básicas de ruido, disminuye con el aumento del ancho espectral de la FSFO hasta llegar a un determinado valor, después del cual empieza a crecer, como se ve en la Fig. 11.

Esta dependencia también se percibe en el comportamiento de la potencia total de la FSFO, (Fig. 12); y de la potencia de bombeo de la FSFO; de tal forma que el límite de detección del GFO tiene un valor óptimo para una potencia dada, en la entrada del GFO. Ejemplo, con $P_{in}=5$ mW, obtenemos dos pares de valores, el primero en $P_s^{+}(z, \lambda_s)$ obtenemos ($P_{tots}=7 \times 10^{-6}$ mW, $\Delta\lambda \approx 85$ nm, $\Omega_{lim}(P_{tots}, \Delta\lambda)=1,3 \times 10^{-6}$ rad/s); por otro lado en $P_s^{-}(z, \lambda_s)$ obtenemos, ($P_{tots} = 1,5 \times 10^{-5}$ mW, $\Delta\lambda \approx 70$ nm, $\Omega_{lim}(P_{tots}, \Delta\lambda) = 1,45 \times 10^{-5}$ rad/s). Cabe hacer notar que esto es característico, tanto para el régimen de trabajo cuando la dirección de la radiación coincide con la dirección de la señal de bombeo como cuando las direcciones son contrarias.

8. Regimenes de trabajo de la FSFO

Así que el régimen óptimo de trabajo de la FSFO acoplada al GFO corresponde cuando la dirección de la señal de bombeo coincide con la de la señal amplificada dentro de la fibra óptica P_{tots}^{+} , Fig. 13; debido a que en este régimen se logra tener el límite de detección en el GFO, a diferencia del régimen cuando las direcciones son contrarias, como se muestra en la Fig. 14.

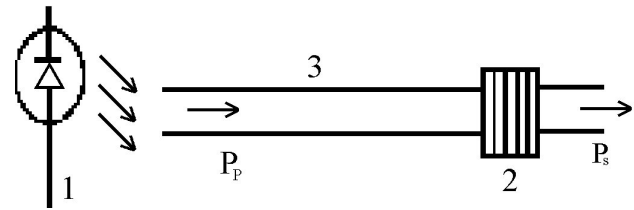


FIGURA 13. Esquema de la FSFO cuando la señal de amplificación va en dirección de la señal de bombeo en donde: 1) fuente de radiación semiconductora; 2) filtro; 3) fibra óptica activada con iones de erbio.

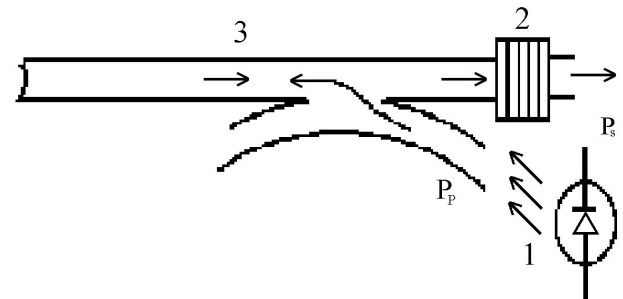


FIGURA 14. Esquema de la FSFO cuando la señal de amplificación es contraria a la señal de bombeo, en donde: 1) fuente de radiación semiconductora; 2) filtro; 3) fibra óptica activada con iones de erbio.

9. Conclusiones

El resultado, cuando el límite de detección $\Omega_{lim}^{\pm}(P_{tots}^{\pm})$ depende solo del ruido de disparo, esta dentro de los valores reales, Fig. 10; que se utilizan en los instrumentos existentes

en la industria; los cuales pueden medir con gran exactitud, la velocidad de rotación de la Tierra que es aproximadamente de $\Omega_T = 10^{-4}$ rad/s equivalente a $(15.041^\circ/\text{h})$.

El valor del límite de detección $\Omega_{\text{lim}}^\pm(P_{\text{tots}}^\pm, \Delta\lambda^\pm)$, en donde actúan las fuentes de ruidos inducidos antes descritos, (Figs. 11 y 12); es muy cercano al valor del límite de detección del GFO en presencia única del ruido de disparo.

Para finalizar se realizan las siguientes conclusiones y se propone el esquema final de la configuración óptima del GFO y de la FSFO, como se muestra en la Fig. 15.

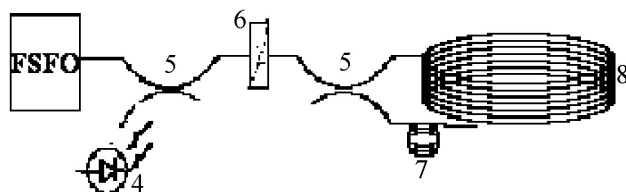


FIGURA 15. Esquema de la configuración mínima óptima del GFO basado en la FSFO; en donde: 4) fotodetector; 5) dos divisores direccionales; 6) polarizador; 7) modulador de fase; 8) giroscopio de fibra óptica.

El límite de detección del GFO tomando en cuenta las fuentes de ruido, descritas en este trabajo, disminuye con el aumento de la potencia de bombeo de la FSFO hasta determinado valor, después del cual empieza a crecer. Esta dependencia se observa en el ancho del espectro de la FSFO y en la potencia total de salida de la FSFO. De tal forma, el límite de detección del GFO tiene un valor óptimo para determinada potencia de entrada en el FSFO. Cabe indicar, que esto es característico en los dos regímenes, cuando la señal de bombeo coincide con la señal superluminiscente y cuando son contrarias en sentido de dirección las señales.

El régimen óptimo de trabajo de la FSFO en el GFO, es el régimen en el que coinciden en dirección, la señal de bombeo y la señal superluminiscente P_{tots}^+ , ya que es en este régimen en el que se alcanza la mayor detección de señal en el GFO.

Agradecimientos

Este trabajo de investigación fue realizado en el periodo de los estudios del posgrado doctoral, apoyado con la beca-crédito de CONACYT No. 110921/111056.

1. H.H. Cerecedo-Núñez, E. A. Kuzin, *Rev. Mex. Fís.* **46** (5) (2000) 512.
2. H. Lefevre, *The fiber optics gyroscope*, (Boston-London, Artech House, 1993).
3. W.K. Burns, *Laser focus/Electro-optics* **2** (1984) 83.
4. A.G. Sheremetiev, (Ed. en ruso.) (Editorial Radio y comunicación, Moscú, 1987).
5. M.M. Butusov, S.L. Galkin, *Fibra óptica y la construcción de instrumentos* (Edición en ruso.) (Leningrado. Editorial Mashinostroyeniya. 1987).
6. S. L. Galkin, A. V. Ignatiev, V. A. Nikolaev, *Trabajos científicos de los institutos de comunicación*, LEIS, Leningrado, (1988) 52.
7. S.L. Galkin, V.A. Nikolaev, *Trabajos científicos de los institutos de comunicación*, LEIS, Leningrado, **141** (1988) 21.
8. K.A. Fesler, *et al.*, *Optics Letters* **15** (22) (1990) 1321.
9. W.K. Burns, C.L. Chen, R.P. Moeller, *J. of L. Technol* **LT-1** (1983) 98.
10. W.K. Burns, *et al.*, in *Optical Fibre Sensors*, H.J. Arbitty, J.P. Dakin and R. Th. Kertsen, eds., **44**, of Springer Series in Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1989) 113.
11. M.J. Digonnet, *SPIE 2070, Fiber Optic and Laser Sensors XI* (1993) 113.
12. H. Bülow, Th. Pfeiffer, *IEEE Photonics Technol. Letters* **4** (12) (1992) 1351.
13. I.I.N. Dulling, W.K. Burns, L. Goldberg, *Optics Letters* **15** (1) (1990) 33.
14. G. Sagnac, *C.R. Acad. Sci.* **157** (1913) 708.
15. W. Auch, *RTO-AG- 339* NATO (1999) 10-1..10-10.
16. R.A. Bergh, B. Culshaw, C.C. Cutler, H.C. Lefevre, H.J. Shaw, *J. of L. Technology* **LT 2** (1984) 91.
17. R.A. Bergh, H.C. Lefevre, H.J. Shaw, *Optics Letters* **7** (1982) 282.
18. K. Petermann, *Optics Letters* **7** (1982) 623.
19. I.P. Kaminow, in *Fibre-Optic Rotation Sensor and Related Technologies*, S. Ezekiel and H.J. Arbitty, eds., 32, of Springer Series in Optical Sciences (Springer-Verlag, Berlin, 1982) p. 169.
20. E.C. Kintner, *Optics Letters* **6** (1981) 154.
21. I.P. Giles, B. Culshaw, *Proc. of SPIE.* **514** (1984) 317.
22. C.C. Cutler, S.A. Newton and H.J. Shaw, *Opt. Lett.* **5** (1980) 488.
23. E. Desurvire, J.R. Simpson, *J. of L. Technol.* **7** (5) (1989) 835.
24. E. Desurvire, J.L. Zykind, C.R. Giles, *J. of L. Technol* **8** (11) (1990) 1730.
25. J.R. Armitage, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **26** (3) (1990) 423.
26. E. Desurvire, C.R. Giles, J.R. Simpson, *J. of L. Technol* **7** (1989) 2095.
27. E. Desurvire, J.R. Simpson, P.C. Becker, *Optics Letters* **12** (11) (1987) 888.
28. T. Okosi *et al.* "Volokonieye-opticheskiye datchiki", *Energoatomizdat*; Leningrad (1990).
29. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Moscu, Ed. Mir, 1996.-323pp.
30. G. E. Sandoval-Romero, Tesis para obtener el grado de Doctor en Ciencias Técnicas, Depto. Óptica y Radiofísica Cuántica, Universidad Estatal de Telecomunicaciones de San Petersburgo, Rusia, (2000).