

Sensado distribuido Brillouin en un láser ultralargo

Luis Romero-Cortés⁽¹⁾, Francisco J. Rodríguez-Ruiz⁽¹⁾, Sonia Martín-López⁽²⁾, Mercedes Alcón-Camas⁽¹⁾, Miguel González-Herráez⁽³⁾, Pedro Corredera-Guillén⁽²⁾, Juan Diego Ania-Castañón⁽¹⁾

luisromero_1@msn.com, franrui87@gmail.com, juan.diego@io.cfmac.csic.es

⁽¹⁾ Instituto de Óptica “Daza de Valdés”, CSIC. Serrano 121, 28006 Madrid

⁽²⁾ Instituto de Física Aplicada, CSIC. Serrano 144, 28006 Madrid

⁽³⁾ Departamento de Electrónica, Universidad de Alcalá de Henares. Carretera Madrid-Barcelona, 28871 Madrid

Abstract— Stimulated Brillouin scattering (SBS) is known to be dependent of some physical characteristics of the optical fiber, such as its temperature and strain. It has been demonstrated that SBS can be used to perform distributed long-distance sensing.

A performance study on a recently proposed measurement scheme based on SBS and second-order Raman amplification is presented. In this scheme, Raman pumping is introduced from both ends of a fiber cavity, in order to generate cascaded amplification to compensate the attenuation of the Brillouin pump and probe, so that the sensing distance can be increased without loss of contrast and resolution.

System limitations and optimal configuration parameters are analyzed from a numerical point of view, and experimental demonstration of improved system performance is provided.

I. INTRODUCCIÓN

Distintos sistemas ópticos de sensado distribuido, basados en fenómenos dependientes de la temperatura tales como el backscattering Rayleigh o el efecto Raman espontáneo, han sido ampliamente estudiados, siendo el BOTDA (*Brillouin Optical Time-Domain Analysis*) el que presenta mayores ventajas en cuanto a alcance y resolución espacial [1].

El BOTDA permite realizar sensado no sólo de la temperatura, sino también de otras magnitudes físicas como la tensión mecánica [2]. Sin embargo, debido al decaimiento exponencial de la potencia de la señal en su propagación a lo largo de la fibra, este método continúa presentando limitaciones en cuanto a la máxima longitud del sensor.

Una buena solución para mejorar las prestaciones del sistema consiste en dotarlo de amplificación Raman distribuida para compensar las pérdidas de la señal de prueba y del bombeo Brillouin. Esta técnica emplea uno o dos láseres de bombeo, con longitud de onda convenientemente escogida, para estimular la aparición del efecto Raman. Dicha configuración presenta importantes ventajas frente a otros métodos de amplificación, tales como una distribución más homogénea de la ganancia y menores niveles de ruido, lo cual relaja los requerimientos de potencia del sensor [3]. Se consigue así extender la distancia de sensado y mejorar la sensibilidad [4].

El presente artículo aborda el análisis de las limitaciones de un sensor BOTDA con amplificación Raman de segundo orden, la cual aventaja a la de primer orden al conseguir una distribución espacial de potencia media más plana para las señales amplificadas [5]. Para ello se ha convertido el sistema en un láser ultralargo, lo que permite amplificación de segundo orden en cascada mediante el uso de bombeo

Raman a una única longitud de onda [6]. Con esta técnica se persigue extender la longitud de sensado, manteniendo unas buenas prestaciones en cuanto a ruido y resolución espacial.

II. SISTEMA PROPUESTO Y MODELADO

A. Estructura del sistema

El esquema de sensado propuesto se muestra en la Fig. 1. Consta de una fibra óptica SMF de longitud L , a uno de cuyos extremos se conecta un láser pulsado que opera a 1553 nm, empleado para estimular el efecto Brillouin en la fibra. Por el extremo opuesto, un láser CW (*Continuous Wave*) a 1553.1 nm (10 GHz por debajo del anterior) inyecta la señal de prueba, que se verá amplificada por efecto Brillouin, alterando sus características espectrales en función de las magnitudes que se pretende medir.

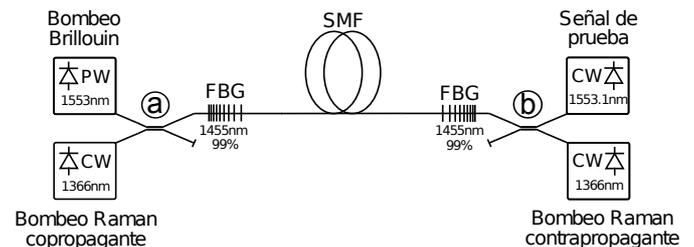


Fig. 1. Esquema teórico del sistema estudiado

Adicionalmente, con el fin de estimular el efecto Raman, se han conectado dos láseres CW a 1366 nm. Es importante notar la presencia de dos FBGs (*Fiber Bragg Grating*) en los extremos de la fibra, con alta reflectividad a 1455 nm, que es la longitud de la onda de Stokes generada por los láseres de bombeo Raman. De esta forma, la fibra queda convertida en una cavidad resonante. El efecto resultante es el confinamiento y amplificación estimulada de una segunda onda, que amplificará la señal de prueba y el bombeo Brillouin, ya que su longitud de onda de Stokes está muy próxima a las longitudes de onda de estas dos señales.

B. Modelo matemático

El modelo matemático consta del sistema de ecuaciones diferenciales dado por (1)-(7), de fácil deducción a partir de [5] y [7], junto con las condiciones de contorno dadas en (8).

Las ecuaciones aluden a variaciones de potencias medias de las señales involucradas a lo largo de la fibra, la cual

$$\frac{dP_{R1}^{\pm}}{dz} = \mp \alpha_1 P_{R1}^{\pm} \mp g_{R1} \frac{\nu_1}{\nu_2} (P_{R2}^+ + P_{R2}^- + 2n_{ase}(\nu_1, \nu_2)) P_{R1}^{\pm} \pm \varepsilon_1 P_{R1}^{\mp} \quad (1)$$

$$\frac{dP_{R2}^{\pm}}{dz} = \mp \alpha_2 P_{R2}^{\pm} \pm g_{R1} (P_{R2}^{\pm} + n_{ase}(\nu_1, \nu_2)) (P_{R1}^+ + P_{R1}^-) \mp g_{R2} \frac{\nu_2}{\nu_s} (P_B^+ + P_S^- + N_B^- + 2n_{ase}(\nu_2, \nu_s)) P_{R2}^{\pm} \pm \varepsilon_2 P_{R2}^{\mp} \quad (2)$$

$$\frac{dP_B^+}{dz} = -\alpha_B P_B^+ + g_{R2} (P_B^+ + n_{ase}(\nu_2, \nu_B)) (P_{R2}^+ + P_{R2}^-) - g_B (P_S^- + n_{ase}(\nu_B, \nu_S)) P_B^+ + \varepsilon_B N_B^- \quad (3)$$

$$\frac{dP_S^-}{dz} = \alpha_S P_S^- - g_{R2} P_S^- (P_{R2}^+ + P_{R2}^-) - g_B P_S^- P_B^+ \quad (4)$$

$$\frac{dN_B^-}{dz} = \alpha_B N_B^- - g_{R2} (N_B^- + n_{ase}(\nu_2, \nu_B)) (P_{R2}^+ + P_{R2}^-) - \varepsilon_B P_B^+ \quad (5)$$

$$\frac{dN_S^+}{dz} = -\alpha_S N_S^+ + g_{R2} (N_S^+ + n_{ase}(\nu_2, \nu_S)) (P_{R2}^+ + P_{R2}^-) + g_B (N_S^+ + n_{ase}(\nu_B, \nu_S)) N_B^- + \varepsilon_S (P_S^- + N_S^-) \quad (6)$$

$$\frac{dN_S^-}{dz} = \alpha_S N_S^- - g_{R2} (N_S^- + n_{ase}(\nu_2, \nu_S)) (P_{R2}^+ + P_{R2}^-) - g_B (N_S^- + n_{ase}(\nu_B, \nu_S)) P_B^+ - \varepsilon_S N_S^+ \quad (7)$$

$$\begin{aligned} P_{R1}^+(0) &= P_{R0}^a; & P_{R1}^-(L) &= P_{R0}^b; & P_{R2}^+(0) &= R^a P_{R2}^-(0); & P_{R2}^-(L) &= R^b P_{R2}^+(L); \\ P_B^+(0) &= P_{B0}^a; & P_S^-(L) &= P_{S0}^b; & N_B^-(L) &= 0; & N_S^+(0) &= 0; & N_S^-(L) &= P_{S0}^b \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (8)$$

se extiende a lo largo de la dimensión z . Los términos P y N representan a dichas potencias medias, empleando N en el caso del ruido. Los superíndices (+) y (-) representan respectivamente los sentidos de propagación de a a b (copropagación) y de b a a (contrapropagación), según se muestra en la Fig. 1. Los subíndices $R1$ y $R2$ denotan los bombeos Raman de primer y segundo orden, respectivamente, mientras que B y S se refieren a los términos de bombeo Brillouin y de la señal de prueba. $\Delta\nu_i$ es el ancho de banda efectivo de la onda denotada por el subíndice i , siendo ν_i su correspondiente frecuencia central. α_i es la constante de atenuación a la frecuencia de la onda denotada por i , g_{Ri} es la ganancia Raman a cada frecuencia particular y g_B es la ganancia Brillouin, de valor $0.155 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ a 1553.1 nm . R^j es la reflectividad de la FBG del extremo j a 1455 nm . k_B es la constante de Boltzmann, h es la constante de Planck, y T es la temperatura absoluta de la fibra, que se ha tomado igual a 298 K . n_{ase} es el factor de emisión espontánea, descrito en (9), y ε_i es el coeficiente DRS (*Double Rayleigh Scattering*) a cada frecuencia. Así pues, el ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) y el DRS son los mecanismos de generación de ruido que se han considerado.

$$n_{ase}(\nu_i, \nu_j) = 2h\nu_j \Delta\nu_j \left(1 + \frac{1}{e^{h(\nu_i - \nu_j)/k_B T} - 1} \right) \quad (9)$$

En (8), los valores de las magnitudes en los extremos a y b de la fibra se han denotado con sendos superíndices. El subíndice 0 denota valor inicial. También se ha considerado que el equipo transmisor de la señal de prueba tiene una OSNR (*Optical Signal to Noise Ratio*) de 40 dB . Para mejores valores

de la OSNR los resultados apenas varían, al ser dominante el ruido generado durante la propagación.

En la Tabla I se recogen los valores típicos de los parámetros anteriores para una fibra óptica SMF estándar, los cuales han sido empleados en las simulaciones. Para las reflectividades de las FBGs, se ha tomado $R^a = R^b = 0.99$. Los anchos de banda efectivos son: $\Delta\nu_2 = 125 \text{ GHz}$, $\Delta\nu_B = \Delta\nu_S = 5 \text{ GHz}$.

TABLE I
VALORES DE LOS PARÁMETROS FÍSICOS DE LA SMF

λ [nm]	α [dB/km]	g_R [$\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$]	ε [km^{-1}]
1366	0.38	0.51	10^{-4}
1455	0.27	0.42	$6 \cdot 10^{-5}$
1553, 1553.1	0.19	—	$4.3 \cdot 10^{-5}$

C. Parámetros de diseño

En todas las simulaciones, se ha ajustado la potencia de bombeo Raman, P_{R0}^a y P_{R0}^b , para satisfacer la ecuación (10).

$$P_S^-(z=0) = P_S^-(z=L) \quad (10)$$

Por tanto, la potencia total inyectada de bombeo Raman, $P_{R0}^a + P_{R0}^b$, no es un parámetro de diseño al estar sujeta a dicha condición. Sí lo es, sin embargo, la proporción de bombeo Raman copropagante frente al bombeo total, esto es, $P_{R0}^a / (P_{R0}^a + P_{R0}^b)$. Junto a este, otros parámetros que se pueden variar para un diseño óptimo son la longitud de la fibra (L) y las potencias inyectadas de bombeo Brillouin (P_{B0}^a) y

de señal de prueba (P_{S0}^b). Además, se ha estudiado el efecto de variar otros parámetros, como el ancho de banda efectivo de la señal de prueba ($\Delta\nu_S$, fijado por el ancho de banda de filtrado en b), el ancho de línea del láser de bombeo Brillouin (que conlleva una alteración del coeficiente de ganancia g_B) y la reflectividad de las FBGs (R^j).

III. ANÁLISIS DE LOS RESULTADOS

A. Restricciones al diseño

Al estudiar la variación de las potencias medias de cada una de las señales a lo largo de la fibra, se observan dos efectos perjudiciales que deben ser evitados:

- La potencia de la señal de prueba no debe superar en ningún punto de la fibra a la potencia del bombeo Brillouin en ese mismo punto, como se muestra en (11).

$$P_B^+(z) - P_S^-(z) > 0 \quad \forall z \in [0, L] \quad (11)$$

Si esta condición no se cumpliera, se perdería contraste al carecer de suficiente amplificación por SBS.

- La OSNR en el extremo a , obtenida como $10 \log_{10} (P_S^-(0)/N_S^-(0))$, debe ser lo suficientemente elevada para dar lugar a una medición aceptable. Se ha impuesto un umbral de 3 dB para este parámetro:

$$\text{OSNR}(z=0) > 3 \text{ dB} \quad (12)$$

B. Análisis de resultados

Un primer estudio del sistema muestra que las potencias de la señal de prueba y de bombeo Brillouin no pueden elegirse independientemente, ya que si $P_{B0}^a \gg P_{S0}^b$, el mínimo valor de $P_B^+(z) - P_S^-(z)$ evidentemente aumenta, pero se incumple (12). Esto se debe al consecuente aumento de P_B^+ en favor del ruido (ver (7)). Si, por el contrario, disminuye la diferencia entre P_{B0}^a y P_{S0}^b , ocurre el efecto inverso. Por tanto, se ha de encontrar un compromiso entre ambas situaciones. Es importante mencionar que el mecanismo dominante de generación de ruido en el sistema es el ASE, y que el efecto del DRS puede considerarse prácticamente despreciable en las condiciones de trabajo estudiadas.

Es lógico pensar que el sistema sufre una degradación si se aumenta la longitud de sensado (L), ya que podría ocurrir que no se encontrasen valores de los parámetros de diseño capaces de satisfacer (11) y (12). Así, para $L = 150$ km, existen valores de P_{B0}^a y P_{S0}^b que permiten satisfacer las dos restricciones simultáneamente, no siendo así para longitudes superiores. Para poder emplear un sensor de mayor longitud, se ha de recurrir a otros métodos, como se verá más adelante.

Otro parámetro de diseño del que se dispone es la proporción de potencia de bombeo Raman copropagante frente a la total. Un incremento de dicha proporción conlleva:

- Un aumento del ruido ASE en la zona cercana al extremo a , empeorando la OSNR en $z = 0$ debido a (10).
- Un aumento del valor mínimo de $P_B^+(z) - P_S^-(z)$, ya que se amplifica el bombeo Brillouin en el comienzo de su

propagación (donde aún no se ha atenuado considerablemente), mientras que la potencia de la señal de prueba se mantiene debido a la imposición dada por (10).

Si, por el contrario, se inyecta mayor potencia de bombeo Raman en sentido contrapropagante, ocurre lo opuesto, ya que se amplifica menos el ruido cerca del extremo a , pero en esta zona el bombeo Raman se habrá agotado demasiado como para conseguir una amplificación suficiente del bombeo Brillouin, desfavoreciéndose así la restricción (11).

Nuevamente, por tanto, se ha de encontrar una solución de compromiso para optimizar este parámetro. Las simulaciones han demostrado que la proporción $P_{R0}^a/(P_{R0}^a + P_{R0}^b)$ óptima es 0.5 (bombeo simétrico). Configuraciones no simétricas (con una proporción de 0.4 y, en raras ocasiones, de 0.6) logran en algunos casos alcanzar la misma distancia que empleando una proporción de 0.5, pero nunca con mejores prestaciones.

Se han realizado simulaciones variando el ancho de banda de filtrado de la señal de prueba ($\Delta\nu_S$), resultando, como cabría esperar, una notable degradación de las prestaciones al aumentarlo. Esto tiene sentido ya que el único efecto de incrementar $\Delta\nu_S$ es el aumento del rango espectral de ruido, disminuyendo así la OSNR. Para $\Delta\nu_S = 15$ GHz, la OSNR en $z = 0$ puede empeorar en unos 5 dB. Para $\Delta\nu_S = 4$ GHz, los resultados apenas mejoran respecto a la situación inicial.

Modificando el ancho de línea del láser de bombeo Brillouin, se consigue alterar el coeficiente de ganancia g_B . El efecto del ensanchamiento se considera a priori negativo, al traer consigo una reducción del contraste en el sensado, el cual depende directamente del producto $g_B P_S^- P_B^+$. No obstante, las simulaciones han revelado que dicho ensanchamiento (disminución de g_B) puede resultar beneficioso en aquellas situaciones en las cuales el agotamiento de P_B^+ y la amplificación excesiva del ruido de la señal de prueba resultan ser los factores limitantes. En estas circunstancias, un ensanchamiento del bombeo puede contribuir a mejorar la OSNR y, dado que la señal de prueba mantiene su valor en ambos extremos de la fibra, a aumentar la diferencia mínima entre $P_B^+(z)$ y $P_S^-(z)$. Sin atender cuantitativamente a su efecto negativo sobre el contraste, se ha comprobado que una reducción de g_B permite extender la distancia máxima restringida por (11) y (12). En la Tabla II se muestran estas distancias para distintos valores de la ganancia Brillouin.

TABLE II
EFECTO DE LA VARIACIÓN DE LA GANANCIA BRILLOUIN

g_B [$\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$]	0.0465	0.093	0.1395	0.186
Máxima distancia [km]	170	160	150	150

En la Fig. 2 se han representado dos familias de curvas relativas a las restricciones (11) (trazo continuo) y (12) (trazo discontinuo), para un valor de $g_B = 0.093 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$. En el eje de ordenadas de la izquierda se leen los valores mínimos de $P_B^+(z) - P_S^-(z)$, mientras que en el derecho se leen los valores de la OSNR en $z = 0$. En el eje de abscisas se muestra

P_{B0}^a , y para cada valor de P_{S0}^b existe una pareja de curvas, representadas con el mismo color. Los umbrales para ambos parámetros (0 W y 3 dB) se han hecho coincidir, de forma que sólo existe un rango de trabajo válido para P_{B0}^a si las dos curvas del mismo color intersectan por encima de los mismos.

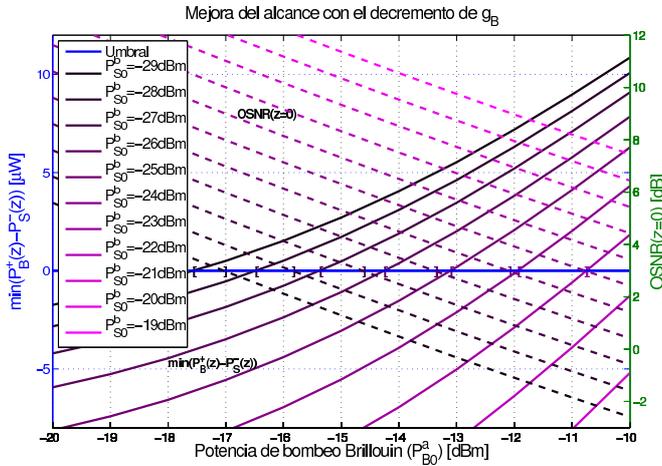


Fig. 2. Limitaciones para bombeo Raman simétrico, $g_B = 0.093 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ y $L = 160 \text{ km}$

El último de los parámetros de diseño que ha sido estudiado es la reflectividad de las FBGs. Los resultados de las simulaciones realizadas muestran una cierta tendencia a mejorar a medida que disminuye la reflectividad. El precio de dicha mejora es un aumento considerable de la potencia de bombeo Raman necesaria, como se muestra en la Fig. 3, lo cual podría suponer un riesgo para la integridad de la fibra.

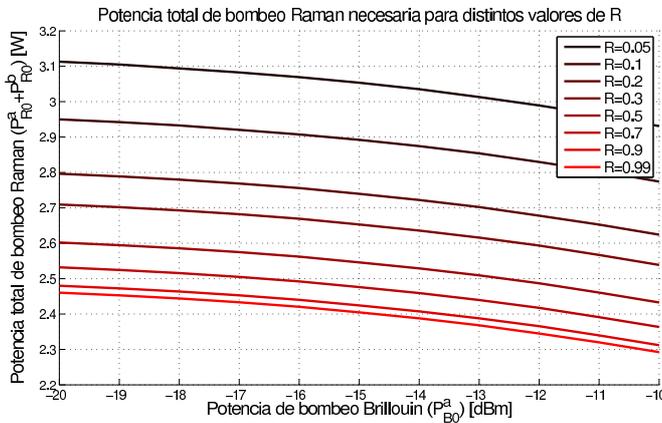


Fig. 3. Efecto de la variación de la reflectividad de las FBGs sobre la potencia total de bombeo Raman para $L = 150 \text{ km}$, bombeo Raman simétrico, $P_{S0}^b = -25 \text{ dBm}$, $g_B = 0.1350 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ y $R^a = R^b = R$.

Con esta disminución en las reflectividades se persigue aumentar la ganancia en los tramos centrales de la fibra, a costa de reducirla en los extremos, donde el valor de P_{R2}^\pm se ve más afectado debido a las nuevas condiciones de contorno. Esto se traduce en una menor variación de la intensidad de la señal de prueba, reduciéndose la acumulación de ruido.

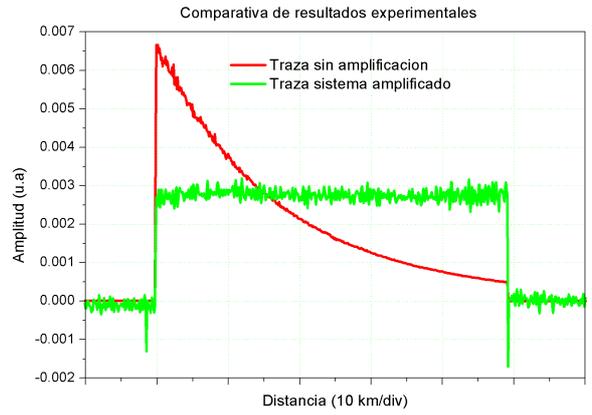


Fig. 4. Evolución de la potencia de bombeo Brillouin en $L = 50 \text{ km}$ para $P_{B0}^a = -9 \text{ dBm}$ sin amplificación Raman (curva roja) y $P_{B0}^a = -14.2 \text{ dBm}$ con potencia total de bombeo Raman simétrico de 1300 mW (curva verde).

Por último, la Fig. 4 muestra el resultado de un ensayo experimental en una SMF, a modo de comparativa entre dos sistemas BOTDA: con y sin bombeo Raman de segundo orden. Puede comprobarse cómo, en ausencia de bombeo Raman, P_B^+ decae exponencialmente, mientras que la amplificación Raman de segundo orden logra mantener plana la distribución espacial de potencia. Nótese cómo, aun inyectando una menor potencia de bombeo Brillouin, gracias a dicha amplificación se consigue mejorar el contraste para sensado de larga distancia.

IV. CONCLUSIONES

En conclusión, se ha estudiado el rendimiento potencial de un sistema capaz de mitigar las limitaciones del BOTDA convencional gracias al empleo de amplificación Raman distribuida de segundo orden. Dicho estudio ha desembocado en la optimización de varios parámetros de diseño, quedando libres algunos otros que pueden ser escogidos en función de cada aplicación particular. El sistema permitiría alcanzar distancias teóricas de hasta 170 km manteniendo su funcionalidad básica intacta.

REFERENCES

- [1] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers" *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 18, pp. 1038-1040, Sep. 1990.
- [2] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibers" *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 2, no. 5, pp. 352-354, May 1990.
- [3] C. Headley, G. P. Agrawal, *Raman amplification in fiber optical communication systems*, Elsevier, Amsterdam [etc.], 2005.
- [4] Y. T. Cho, M. N. Alahbabi, M. J. Gunning, and T. P. Newson, "Enhanced performance of long range Brillouin intensity based temperature sensors using remote Raman amplification" *Meas. Sci. Technol.*, **15**, pp. 1548-1552, Jul. 2004.
- [5] J. D. Ania-Castañón, "Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings" *Opt. Express*, vol. 12, no. 19, pp. 4372-4377, Sep. 2004.
- [6] J. D. Ania-Castañón, T. J. Ellingham, et al. "Ultralong Raman fiber lasers as virtually lossless optical media" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, pp. 023902 (1-4), Jan. 2006.
- [7] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 4th ed., Academic Press, San Diego [etc.], 2007.