

UNIVERSIDAD DE GRANADA



Generación de frecuencias de
referencia para la calibración de
sistemas WDM en
comunicaciones ópticas

TESIS DOCTORAL

por

Ana Carrasco Sanz
Ingeniera en Electrónica
Licenciada en Ciencias Físicas

Directores: Pedro Corredera Guillén
Doctor en Ciencias Físicas
Sonia Martín López
Doctora en Ciencias Físicas

Granada, 2007

El **Dr. Pedro Corredera Guillén**, y la **Dra. Sonia Martín López**, ambos pertenecientes al Departamento de Metrología del Instituto de Física Aplicada del Consejo Superior de Investigaciones Científicas:

CERTIFICAN:

Que el trabajo de investigación que se recoge en la presente Memoria, titulada *Generación de frecuencias de referencia para la calibración de sistemas WDM en comunicaciones ópticas*, y presentada por **Dña. Ana Carrasco Sanz** para optar al grado de Doctor por la Universidad de Granada con suplemento de *Doctor Europeus*, ha sido realizado en su totalidad bajo nuestra dirección en el Departamento de Metrología (IFA-CSIC).

Dr. Pedro Corredera Guillén

Dra. Sonia Martín López

UNIVERSIDAD DE GRANADA

FACULTAD DE CIENCIAS

**Generación de frecuencias de
referencia para la calibración de
sistemas WDM en
comunicaciones ópticas**

TESIS DOCTORAL

por

Ana Carrasco Sanz
Licenciada en Ciencias Físicas
Ingeniera en Electrónica

Granada, 2007

A Cuco
A mi abuelo

Resumen

En este trabajo se ha abordado la generación de frecuencias de referencia en el rango de longitudes de onda entre 1250 y 1650 nm para la calibración de analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda para comunicaciones ópticas. Las frecuencias de referencia han sido generadas a través de dos métodos bien diferenciados. Por una parte se han estabilizado diodos láser sintonizables en células de absorción de gases, usando como referencia: acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ (para la región espectral de 1550 nm), vapor de agua H_2O (en la región espectral de 1400 nm) y metano CH_4 (en la región espectral de 1300 nm). Los resultados obtenidos dependen de la incertidumbre en la asignación de los valores de referencia de las absorciones usadas, consiguiéndose las menores incertidumbres en la célula de acetileno fabricada y calibrada en el NIST.

Por otra parte, para obtener referencias en las zonas del espectro donde estos gases no presentan absorciones, se ha procedido a la conversión de frecuencias usando efectos no lineales en fibras ópticas y amplificadores ópticos de semiconductor.

Finalmente, se ha probado el uso de fibras de núcleo hueco rellenas de metano para la fabricación de células de referencia para instrumentación de campo en la región de 1300 nm.

Como resultado de la presente tesis, la escala de medida de longitudes de onda del Departamento de Metrología del Instituto de Física Aplicada del CSIC en la región espectral entre 1300 y 1600 nm se establece en $\pm 1,5$ pm con trazabilidad directa al NIST.

Abstract

This thesis deals with the generation of reference frequencies in the wavelength range between 1250 and 1650 nm suitable for the calibration of optical spectrum analyzers and wavelength meters used in the characterization of dense wavelength-division multiplexed (DWDM) systems. The reference frequencies have been generated using two clearly distinct methods. On one side, we have demonstrated active stabilization of tunable laser diodes in absorption lines of several reference gas samples: acetylene $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ (for the wavelength region around 1550 nm), water vapour H_2O (in the spectral region of 1400 nm) and methane CH_4 (in the spectral region of 1300 nm). The results obtained depend on the uncertainty in the frequency of the reference absorption line, reaching the best results with the cell fabricated and calibrated at NIST.

On the other hand, to obtain references in the spectral regions where these gases do not present clear absorption lines, we have used frequency conversion techniques based on four-wave mixing in optical fibers and semiconductor optical amplifiers.

Finally, we have tested the suitability of hollow fibers filled with methane for the development of reference gas cells for field instruments in the region of 1300 nm.

As a result of this thesis, the wavelength measurement scale in the Department of Metrology of the Applied Physics Institute (CSIC) in the spectral region between 1300 nm and 1600 nm has been established in ± 1.5 pm with direct traceability to NIST.

Agradecimientos

Parece que fue ayer cuando llegué a Madrid con la ilusión de realizar una tesis sobre fibras ópticas bajo la supervisión del Dr. Pedro Corredera y la Dra. Sonia Martín López, cuando ya estoy escribiendo los agradecimientos. Hacia ellos va mi primer agradecimiento por la confianza que han depositado en mí desde el primer momento, por su apoyo y por haberme dado la oportunidad de trabajar en un grupo cuya calidad humana supera si cabe a su calidad científica. En concreto al Dr. Pedro Corredera, actual director del Departamento de Metrología del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, le agradezco todas las oportunidades que me han facilitado crecer en el ámbito tanto científico como en el personal a través de las estancias en centros extranjeros y asistencias continuas a congresos y cursos de especialización. Mi agradecimiento particular a la Dra. Sonia Martín López que, por ofrecerme su amistad desde el primer día, por toda su ayuda y por su constante apoyo y compañía en todos los momentos buenos y malos, personales y profesionales que han ocurrido a lo largo de esta tesis, se ha convertido en uno de mis “pilares” durante el periodo de desarrollo de este trabajo.

Vaya también mi agradecimiento al Dr. Enrique Hita Villaverde por toda su disponibilidad y por el trato exquisito y cercano con el que siempre me ha tratado.

Deseo agradecer al Dr. Antonio Corróns, quien ha sido director del Departamento de Metrología del Consejo Superior de Investigaciones Científicas durante la primera etapa de realización de esta tesis, la buena acogida que me ha dado y las amenas conversaciones de pasillo que hemos tenido.

Asimismo es obligatorio agradecer al director del Instituto de Física Aplicada, el Dr. Fco. Javier Gutiérrez su apoyo a todo el trabajo desarrollado por el Laboratorio de Fibras Ópticas. Extiendo este agradecimiento al Dr. Kim Carneiro por la acogida dispensada en mi estancia en el DFM.

Mis agradecimientos al Dr. Joaquín Campos por facilitarme el primer contacto con el Departamento de Metrología. Dirigidos a este departamento van también mis agradecimientos por proporcionarme los amplios medios de los que siempre he gozado y que me han permitido la realización de este trabajo

Quisiera agradecer al Dr. Jan C. Petersen su desinteresado ofrecimiento de trabajar en sus laboratorios y por la buena acogida que me proporcionó durante mi estancia en el Dansk Fundamental Metrologi A/S (DFM), Lyngby (Dinamarca). Vaya por extensión mis agradecimientos al Dr. Jan Hald por toda su ayuda y a todas las personas pertenecientes al DFM que, durante mi estancia allí hicieron que me sintiera toda una vikinga-mejicana.

Al Dr. Luis Díaz Sol por su ayuda desinteresada y amabilidad durante el transcurso del trabajo realizado en esta tesis.

A los Dr. José Antonio Aznárez y Dr. José Antonio Méndez por el magnífico trato diario recibido y por su preocupación continua sobre el estado de mis dedos.

Agradezco al Dr. Miguel González Herráez todo su apoyo, confianza, ayuda y por mostrarme con sus acertados comentarios, la visión más *“interesante”* de la ciencia y de los científicos.

Mis agradecimientos van también dirigidos a toda la gente de caja y secretaria: Encarnita, Marisa, Elena, Vicente y Juan Carlos, así como a los chicos del taller por su disponibilidad y ayuda.

En el transcurso de esta tesis ha habido momentos en los que he necesitado apoyo tanto moral como técnico y ahí ha estado siempre David López Quiroga, el “teleco” más informático y mejor informado que conozco. Asimismo agradezco a Laura Abrardi, Mónica Fernández, María Aldaya, Félix Rodríguez, Manuela Vidal y a Rodrigo Peceyo toda su compañía, ayuda y paciencia durante el desarrollo de esta tesis y particularmente en el período de su escritura.

Mis agradecimientos también a Antonio Carrasco, “el Carras”, una persona sin igual, por los buenos momentos compartidos en la cantina del Consejo y sufridos en las gradas del Calderón.

Agradezco a todos los expertos que, a pesar de sus múltiples ocupaciones, hayan encontrado tiempo para informar esta tesis.

A ti, Wallaby, que has sabido entender mi pequeño mundo y me has apoyado continuamente, que has aguantado el tirón y has apostado sin saber lo que nos deparará el futuro, gracias.

Asimismo deseo agradecer el estímulo, el apoyo incondicional y el sostén permanente que me ha procurado siempre mi familia a lo largo de estos años de estudio. A mis padres, quienes me han apoyado siempre en todo lo que he querido hacer, facilitándome siempre el poder realizarlo. Ellos tienen mucha más responsabilidad de la que piensan en que haya escrito esta tesis. Para todos ellos este trabajo significa tanto como significa para mí.

A parte de la realización de una tesis, llegué a Madrid con un encargo que, al final, se convirtió en un objetivo: la construcción de un coche de fibra óptica. Así que abuelito, la próxima vez que nos veamos iré en tu coche, pero hoy disfruta conmigo de este trabajo de tesis. Va por ti.

Seguimos adelante...

Índice general

Introducción	1
1. Referencias para la calibración de analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda para comunicaciones ópticas	7
1.1. El análisis del espectro óptico	8
1.2. Fuentes de frecuencias de referencia para la calibración de analizadores de espectros ópticos	11
1.2.1. Líneas de emisión de láseres de referencia	11
1.2.2. Líneas de emisión atómicas y absorciones moleculares	13
1.2.3. Dispositivos de referencia	30
1.2.4. Peines de frecuencias	35
2. Propagación de luz en fibras ópticas. Efectos no lineales	39
2.1. Respuesta de la fibra a un campo eléctrico	39
2.1.1. Propagación Lineal	43
2.1.2. Propagación No Lineal	49
2.2. Efectos no lineales	53
2.2.1. Efectos de refracción no lineal: SPM, XPM	54
2.2.2. Procesos paramétricos: FWM	59
2.2.3. Efectos de <i>scattering</i> inelástico estimulado: SBS, SRS.	64
3. Referencias obtenidas por estabilización de líneas láser en absorciones moleculares: $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, H_2O y CH_4	81
3.1. Estabilización de una fuente láser en las líneas de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$	81
3.1.1. Incertidumbre de las líneas de referencia generadas	94

3.2.	Identificación de las líneas de absorción del vapor del agua en la región 1350-1440 nm	97
3.3.	Diseño y construcción de una célula de absorción de metano . . .	104
3.3.1.	Estudio del espectro de absorción del metano en una célula de absorción de gases multipaso	105
3.3.2.	Estudio del espectro de absorción del metano en una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco	119
3.4.	Discusión	127
3.5.	Summary	131
4.	Generación de frecuencias por efectos no lineales	133
4.1.	Dispositivos de bombeo y amplificación	135
4.1.1.	Láseres de Bombeo Raman	135
4.1.2.	Amplificador Óptico de Semiconductor	140
4.2.	Generación de frecuencias mediante mezcla de cuatro ondas en fibras ópticas monomodo	153
4.2.1.	Incertidumbres en la generación de frecuencias de referencia por FWM en fibra	161
4.3.	Generación de frecuencias mediante mezcla de cuatro ondas en un amplificador óptico de semiconductor	163
4.3.1.	Incertidumbres asociadas a la generación de frecuencias por FWM en SOA	170
4.4.	Generación de un peine de frecuencias	172
4.4.1.	Incertidumbres asociadas al peine de frecuencias	184
4.5.	Discusión	187
4.6.	Summary	191
5.	Conclusiones y futuros desarrollos	195
5.1.	Conclusiones	195
5.2.	Aportaciones originales	197
5.3.	Futuros desarrollos y líneas abiertas	197
5.4.	Conclusions	201
5.4.1.	Original contributions	202
5.4.2.	Future developments and open lines	203

A. Analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda	209
B. Calibración de un medidor de longitud de onda y un analizador de espectros ópticos	237

Índice de figuras

1.1. Diagrama básico de un OSA.	8
1.2. Parámetros de medida de un analizador de espectro óptico.	9
1.3. Interferómetro de Michelson.	10
1.4. Espectro de emisión de una lámpara de mercurio (Hg) entre 700 y 1700 nm	15
1.5. Espectro de emisión de una lámpara de argon (Ar) entre 700 y 1700 nm	16
1.6. Espectro de emisión de una lámpara de kriptón (Kr) entre 700 y 1700 nm	16
1.7. Espectro de emisión de una lámpara de neon (Ne) entre 700 y 1700 nm	17
1.8. Espectro de emisión de una lámpara de xenon (Xe) entre 700 y 1700 nm	17
1.9. Célula de absorción de gases.	23
1.10. Espectro de la banda $\nu_1 + \nu_3$ del acetileno $^{12}C_2H_2$ en el rango 1510-1540 nm.	28
1.11. Estructura interna de una fibra de cristal fotónico.	29
1.12. Estructura interna de una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco.	30
1.13. Cavidad Fabry-Perot con diferentes multicapas	31
1.14. Transmitancias para 100 μm y 500 μm de longitud de cavidad FP con diferentes espesores de multicapa	32
1.15. Red de Bragg en fibra.	33
1.16. Red de Bragg muestreada en fibra.	35
1.17. Representación de la emisión de un láser de femtosegundos “ <i>mode-locked</i> ”.	38
2.1. Distintos tipos de fibras en función de su curva de dispersión cromática	47

2.2.	Efecto de la dispersión cromática	48
2.3.	Evolución del espectro del pulso con la distancia bajo el efecto SPM.	56
2.4.	Mezcla de cuatro ondas	62
2.5.	Eficiencia de mezcla de cuatro ondas	64
2.6.	Medida experimental del espectro de ganancia del efecto Raman en una fibra de dispersión desplazada.	66
2.7.	Medida experimental del espectro del efecto Brillouin en una fibra de dispersión desplazada.	67
2.8.	Proceso de difusión Brillouin estimulado	68
2.9.	Electrostricción en fibras ópticas	70
2.10.	Potencia emitida y reflejada en el proceso SBS	72
2.11.	Proceso de <i>scattering</i> Raman.	74
2.12.	Descripción esquemática de la transferencia de potencia óptica por SRS.	78
2.13.	Medida del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF.	79
3.1.	Montaje experimental empleado en la estabilización de una fuente láser en las líneas de absorción del acetileno.	82
3.2.	Láser de cavidad externa afectado por “mode hopping”.	83
3.3.	Línea de absorción P4 (1527.441 nm) del acetileno $^{12}C_2H_2$ para diferentes presiones	85
3.4.	Comparación para la línea de absorción R11 (1519.1368 nm) del acetileno $^{12}C_2H_2$ en diferentes células de absorción	87
3.5.	Espectro de absorción del acetileno $^{12}C_2H_2$	88
3.6.	Responsividades relativas de fotodiodos de Si, Ge e InGaAs	90
3.7.	Representación esquemática del proceso de barrido de la línea de absorción P11 a partir de un láser modulado en frecuencia.	92
3.8.	Línea de absorción P11 del espectro del acetileno y la correspondiente obtenida por un amplificador lock-in.	93
3.9.	Radiómetro de esfera integradora	97
3.10.	Sistema de detección de líneas de absorción de vapor de agua mediante un interferómetro de esfera integradora.	99
3.11.	Espectro de absorción del vapor de agua detectado mediante un radiómetro de esfera integradora.	99
3.12.	Líneas de absorción medidas correspondientes al vapor de agua	103
3.13.	Diseño realizado para el estudio de las líneas de absorción del metano.	105

3.14. Célula de absorción de gases diseñada en el Dept. de Metrología (IFA-CSIC).	106
3.15. Detalle del sistema multipaso correspondiente a la célula de absorción diseñada.	107
3.16. Espectro de absorción del metano (presión 100 mbar)	108
3.17. Líneas de absorción medidas correspondientes al metano	112
3.18. Espectro de absorción del metano (presión 100 mbar)	113
3.19. Líneas de absorción medidas correspondientes al metano.Presión 15 mbar	117
3.20. Comparación de líneas de absorción del metano a presiones 100 y 15 mbar	118
3.21. Diseño realizado para el estudio de las líneas de absorción del metano.	120
3.22. Espectro de absorción del metano empleando una HC-PBF como célula de absorción de gases(presión 15 mbar)	121
3.23. Representación gráfica de líneas de absorción del metano medidas en una HC-PBF. Presión 15 mbar	124
3.24. Gráfica comparativa de las líneas de absorción del metano medidas en una HC-PBF y en una célula multipaso. Presión 15 mbar . . .	125
4.1. Esquema del láser en fibra Raman.	137
4.2. Simulación de la obtención de la longitud de onda de emisión del láser en fibra Raman.	138
4.3. Esquema detallado de la salida del láser en fibra Raman.	138
4.4. Espectro de salida del láser en fibra Raman a 0.025 W.	139
4.5. Diagrama básico de un amplificador óptico semiconductor.	140
4.6. Estructura interna de un SOA.	140
4.7. Confinamiento óptico y electrónico en un DH SOA.	141
4.8. Proceso de amplificación dentro del SOA	142
4.9. Convertidor de onda mediante XGM.	144
4.10. Esquema considerado en el desarrollo teórico de la configuración de un SOA.	147
4.11. Comparación de la potencia de mezcla en un SOA y en una fibra.	152
4.12. Representación gráfica del desarrollo.	154
4.13. Potencia de mezcla teórica en función de la longitud de onda.	158
4.14. Diseño experimental	159
4.15. Potencia de mezcla experimental en función de la longitud de onda.	161

4.16. Diseño experimental.	163
4.17. Curva de ganancia de un SOA.	165
4.18. Representación esquemática de la síntesis de frecuencias.	166
4.19. Variación de la potencia del producto de mezcla con la longitud de onda. Cálculo teórico y experimental.	167
4.20. Sistema de filtrado y amplificación de la señal de FWM mediante un SOA y una red de Bragg en fibra.	168
4.21. Curva de ganancia de un SOA.	169
4.22. Espectro de la señal de mezcla de cuatro ondas.	169
4.23. Diseño experimental.	172
4.24. Estudio de la disposición de los amplificadores en el diseño expe- rimental.	174
4.25. Espectro de salida del SOA_1 y SOA_2	174
4.26. Bombeo y amplificación.	175
4.27. Configuraciones copropagante y contrapropagante de la propaga- ción del bombeo Raman.	176
4.28. Resultados obtenidos de las configuraciones descritas en 4.27. . . .	176
4.29. Efecto de la potencia de bombeo en la generación de un peine de frecuencias.	177
4.30. Espectro obtenido a la salida de la fibra amplificado mediante un bombeo.	178
4.31. Esquema del efecto de la eficiencia de mezcla en la generación de un peine de frecuencias.	179
4.32. Efecto de la potencia de un segundo bombeo en la generación de un peine de frecuencias.	179
4.33. Efecto de la potencia de bombeo en la generación de un peine de frecuencias.	180
4.34. Peine de frecuencias generado mediante el diseño 4.23.	181
4.35. Señal de <i>scattering</i> Brillouin generada en dirección contrapropa- gante generada.	181
4.36. Simulación teórica del peine obtenido en ausencia de <i>scattering</i> Brillouin y dispersión cromática dentro de la fibra.	183
A.1. Diagrama básico de un OSA.	210
A.2. Parámetros de medida de un analizador de espectro ópticos. . . .	211
A.3. Esquema básico de un interferómetro de Fabry-Perot.	213

A.4. Espectro de un interferómetro de Fabry-Perot.	214
A.5. Transmitancia de una cavidad FP para cambios del índice de refracción	215
A.6. Transmitancia de una cavidad FP para cambios de la longitud L del medio	216
A.7. Transmitancia de una cavidad FP para cambios del ángulo de incidencia de la luz	216
A.8. Transmitancia de una cavidad FP para diferentes reflectancias . .	217
A.9. Interferómetro de Michelson.	218
A.10. Interferograma para un láser monocromático a 1550 nm.	219
A.11. Transformada de Fourier del interferograma de un láser monocromático a 1550 nm.	220
A.12. Interferograma de un LED centrado a 1550 nm.	221
A.13. Transformada de Fourier del interferograma de un LED a 1550 nm.	222
A.14. Michelson como medidor de longitud de onda.	223
A.15. Interferogramas de una señal desconocida y un láser He-Ne a 633 nm.	224
A.16. Interferograma de la mezcla de tres señales monocromáticas desconocidas.	225
A.17. Transformada de Fourier del interferograma de tres señales desconocidas.	226
A.18. Transformada de Fourier del interferograma de tres señales desconocidas y una de referencia.	226
A.19. Red de difracción como elemento dispersivo	228
A.20. Esquema del funcionamiento de un analizador de espectros ópticos basado en red de difracción.	229
A.21. Monocromador simple.	230
A.22. Monocromador doble con etapas de filtrado en serie.	231
A.23. Monocromador doble con etapas de filtrado en paralelo.	232
A.24. Monocromador de paso doble.	232
A.25. Monocromador de paso cuádruple.	234
B.1. Desviación de lectura del medidor de longitud de onda BURLEIGH, WA-1000 (s/n 18769)	238
B.2. Desviación de lectura del analizador de espectros ópticos ADVAN-TEST, Q8384, (s/n 2280113)	240

Índice de tablas

1.1. Líneas láser de referencia	12
1.2. Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Hg	18
1.3. Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Ar	19
1.4. Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Kr	20
1.5. Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Ne	21
1.6. Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Xe	22
1.7. Materiales de referencia para calibración en longitud de onda en la región 1300nm	25
3.1. Especificaciones del láser sintonizable empleado	84
3.2. Longitudes de onda certificadas para la SRM 2517a	89
3.3. Cálculo de incertidumbres asociadas a la estabilización de un láser sintonizable en la línea P11 de absorción del acetileno $^{12}C_2H_2$	96
3.4. Líneas de absorción del vapor de agua identificadas en el intervalo 1350 – 1440 nm	100
3.5. Líneas de absorción del metano medidas en el intervalo 1315–1345 nm. Presión 100 mbar	109
3.6. Líneas de absorción del metano medidas en el intervalo 1315–1345 nm. Presión 15 mbar	114
3.7. Líneas de absorción del metano medidas en una HC-PBF. Presión 15 mbar	122

4.1.	Cálculo de incertidumbres asociadas a las frecuencias de referencia obtenidas próximas a las frecuencias ITU.	162
4.2.	Características del SOA OPA-20-N-C-FA (Kamelian) empleado en el diseño 4.16	164
4.3.	Características del SOA empleado dentro del sistema de amplificación y filtrado.	168
4.4.	Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 190.461 THz.	170
4.5.	Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 205.100 THz.	171
4.6.	Frecuencias generadas próximas a las frecuencias ITU mediante estabilización directa de dos láseres en las absorciones del $^{12}C_2H_2$ y sus incertidumbres asociadas (k=1).	171
4.7.	Frecuencias generadas próximas a las frecuencias ITU mediante estabilización de un láser y un producto de mezcla en las absorciones del $^{12}C_2H_2$ y sus incertidumbres asociadas (k=1).	172
4.8.	Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 194.920 THz.	185
4.9.	Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 195.097 THz.	185
4.10.	Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 195.275 THz.	185
5.1.	Tabla resumen de la escala de longitud de onda obtenida en los desarrollos realizados en la presente tesis	198
5.2.	Summary of the wavelength reference scale obtained in this thesis.	204
B.1.	Resultado de la calibración del medidor de longitud de onda BURLEIGH, WA-1000 (s/n 18769).	239
B.2.	Resultado de la calibración del analizador de espectros ADVANTEST, Q8384, (s/n 2280113).	241

Lista de símbolos, abreviaturas y siglas

Símbolo	Significado físico	Unidades
L	<i>Longitud</i>	m
I	<i>Corriente</i>	A
c	<i>Velocidad de la luz en el vacío</i>	m/s
κ_0	<i>Constante de propagación de la onda en el vacío</i>	1/m
k	<i>Factor de cobertura</i>	
n	<i>Índice de refracción</i>	
P	<i>Potencia óptica</i>	mW o dBm
α	<i>Coefficiente de atenuación</i>	dB/km
$\Delta\beta$	<i>Adaptación de fase en FWM</i>	1/m
$\Delta\phi$	<i>Diferencia de fase</i>	°
λ	<i>Longitud de onda en el vacío</i>	nm
λ_0	<i>Longitud de onda de dispersión nula</i>	nm
ν_{eff}	<i>Grados de libertad efectivos</i>	
f	<i>Frecuencia Óptica</i>	Hz
B	<i>Ancho de banda</i>	Hz o m

Abreviaturas y siglas

- AM** *Amplitude Modulation*, (modulación en amplitud)
- APD** *Avalanche Photodiode*, (fotodiodo de avalancha)
- ASE** *Amplified Spontaneous Emission*, (emisión espontánea amplificada)
- CB** *Conduction Band*, (banda de conducción)
- CEM** Centro Español de Metrología
- CSIC** Consejo Superior de Investigaciones Científicas
- CW** *Continuous Wave*, (onda continua)
- DFB** *Distributed Feedback Laser*, (láser de realimentación distribuida)
- DFM** *Dansk Fundamental Metrologi A/S*
- DM** Departamento de Metrología
- DWDM** *Dense Wavelength-Division Multiplexing*, (multiplexado denso por división en longitud de onda)
- EDFA** *Erbium-Doped Fiber Amplifier*, (amplificador de fibra dopada con erbio)
- FC/APC** *Fiber Connector/Angle Physical Contact*, (conector de fibra/contacto físico en ángulo)
- FC/PC** *Fiber Connector/Physical Contact*, (conector de fibra/contacto físico)
- FM** *Frequency Modulation*, (modulación en frecuencia)
- FP** *Fabry-Perot*
- FWHM** *Full Width at Half Maximum*, (anchura a media altura)
- FWM** *Four-Wave Mixing*, (mezcla de cuatro ondas)
- GiTCO** Grupo de Investigación en Tecnología para las Comunicaciones Ópticas
- GP-IB** *General Purpose Interface Bus*, (interfaz de comunicaciones de propósito general)
- GVD** *Group-Velocity Dispersion*, (dispersión de velocidad de grupo)
- HC-PBF** *Hollow Core-Photonic Bandgap Fiber*
- IEEE** *Institute of Electrical and Electronics Engineering*
- IFA** Instituto de Física Aplicada
- IR** *Infrared Region*, (región infrarroja)

LED *Light-Emitting Diode*, (diodo emisor de luz)

NIST *National Institute of Standards and Technology*

OSA *Optical Spectrum Analyzer*, (analizador de espectros ópticos)

OSNR *Optical Signal-to-Noise-Ratio*, (relación óptica señal/ruido)

OTDR *Optical Time Domain Reflectometer*, (reflectómetro óptico en el dominio del tiempo)

PMD *Polarization-Mode Dispersion*, (dispersión del modo por polarización)

PS *Phase-Shift*, (desplazamiento de fase)

RF *Radio-Frequency*, (radio-frecuencia)

RFL *Raman Fiber Laser*, (láser Raman en fibra)

RMS *Root-Mean-Square*, (raíz cuadrática media)

ROA Real Observatorio de la Armada

SBS *Stimulated Brillouin Scattering*, (dispersión Brillouin estimulada)

SMF *Single-Mode Fiber*, (fibra monomodo)

SPM *Self-Phase Modulation*, (auto-modulación de fase)

SNR *Signal-to-Noise Ratio*, (relación señal/ruido)

SOA *Semiconductor Optical Amplifier*, (amplificador óptico de semiconductor)

SRS *Stimulated Raman Scattering*, (dispersión Raman estimulada)

SRM *Standard Reference Material*

STD *Standard Deviation*, (desviación estándar)

TE *Transversal Electric*, (transversal eléctrico)

TEM *Transversal Electromagnetic*, (transversal electromagnético)

TL *Tunable Laser*, (láser sintonizable)

TM *Transversal Magnetic*, (transversal magnético)

UV *Ultraviolet region*, (región Ultravioleta)

VB *Valence Band*, (banda de valencia)

WDM *Wavelength-Division Multiplexing*, (multiplexado por división en longitud de onda)

WM *Wavelength meter*, (medidor de longitud de onda)

XPM *Cross-Phase Modulation*, (modulación cruzada de fase)

YAG *Yttrium Aluminium Garnet* ($Y_3Al_5O_{12}$)

Introducción

El conocimiento preciso de la señal transmitida a través de un sistema de comunicación es crucial en la mejora y la evolución de las comunicaciones. Las necesidades surgidas como consecuencia del desarrollo tecnológico que estamos viviendo, en concreto en el campo de las telecomunicaciones, han hecho de la fibra óptica un medio de comunicación muy atractivo y en continuo auge. La fibra óptica es un medio que ofrece multitud de ventajas frente a los convencionales medios de comunicación tales como ondas de radio o microondas o aquellos en los que se emplean cables coaxiales como medio de transmisión. La inmunidad a posibles interferencias entre canales de información próximos, aislamiento eléctrico, bajas pérdidas en la transmisión, fácil mantenimiento y el reducido tamaño y peso hacen de la fibra óptica un medio fiable para la transmisión. Además, dado que la fibra óptica está constituida en su totalidad por sílice, le hace ser un medio barato y de fácil implementación y mantenimiento.

Dos son las propiedades intrínsecas de la fibra que hacen que las comunicaciones ópticas a través de ellas se hayan desarrollado de forma tan vertiginosa: por un lado la baja atenuación que sobre la señal transmitida produce (0,20 dB/km, a 1550 nm) y por otro lado, la baja dispersión de la señal en este medio, permitiendo el envío de información a frecuencias extremadamente elevadas (más de 1 THz).

La transmisión efectiva de las señales por fibra óptica no se desarrolla en la actualidad a estas velocidades pues la electrónica empleada en su tratamiento encarecería los sistemas. Es por ello por lo que la mayoría de los sistemas son implementados en multiplexado por longitud de onda. Desde la invención de la fibras óptica (Kao, 1962) hasta nuestros días los sistemas de comunicaciones por fibra óptica han evolucionado desde una primera generación de sistemas usando fibras multimodo a 1300 nm, pasando por una segunda generación de comunicaciones con fibra monomodo a 1300 nm y velocidades superiores a 1 Gb/s, hasta

llegar a una tercera generación en donde los sistemas emplean amplificadores ópticos, aumentando la capacidad de enviar información mediante multiplexado por división de longitud de onda (WDM).

El multiplexado por división de longitud de onda (WDM) ha experimentado un tremendo crecimiento dentro de los sistemas de comunicaciones. Los iniciales sistemas WDM en los que se empleaban dos canales, uno a $1.3 \mu\text{m}$ y otro a $1.5 \mu\text{m}$, han dejado paso a los nuevos sistemas con 96 canales dentro de los 35 nm de la banda C de los amplificadores de fibra dopada con Erblio, o los nuevos sistemas aprovechando la banda L de amplificación del Erblio, que incorporarían 220 canales en los 80 nm disponibles para la amplificación. La implantación de los sistemas de WDM conlleva nuevas necesidades de medida, y en consecuencia nuevos patrones para la calibración de la instrumentación y los dispositivos utilizados en los nuevos sistemas de comunicaciones. Los requerimientos de caracterización de los nuevos sistemas se han incrementado de forma considerable. Los sistemas diseñados para DWDM (multiplexado denso por división de longitud de onda) incorporan dispositivos activos como láseres, filtros sintonizables, amplificadores, sistemas de *add and drop*, detectores, o dispositivos pasivos, como aisladores, multiplexadores y demultiplexadores, redes de Bragg, que deben ser caracterizados en condiciones estáticas y dinámicas. En este contexto, el conocimiento exacto y preciso del espectro de emisión y la potencia de las fuentes láser utilizadas es una medida clave en la caracterización de estos sistemas. Otros dispositivos que deben ser calibrados son los analizadores de espectros ópticos, los láseres sintonizables y los medidores de longitud de onda que son instrumentos de vital importancia para la caracterización y mantenimiento de las redes de WDM y DWDM. Con el fin primordial de dar la más alta calidad en las comunicaciones con el mínimo coste, los sistemas de WDM aprovechan la banda completa de los amplificadores ópticos, introduciendo el óptimo número de longitudes de onda que es posible transmitir por la misma fibra. Sin embargo, estas longitudes de onda no deben interferir unas con otras, por lo que deben espaciarse suficientemente de forma tal que se asegure que posibles “*drift*” o “*chirp*” que los láseres puedan sufrir, no produzcan interferencias con los canales vecinos. Para ello es necesario que los niveles de potencia de los canales y su longitud de onda permanezcan constantes y fijos y además de la necesidad de optimizar las relaciones señal/ruido de las señales enviadas.

En este contexto, los analizadores de espectros ópticos (OSA) y los medidores multilongitudes de onda (MWM), como instrumentos empleados en la medida de la potencia óptica en función de la longitud de onda, toman un valor esencial en el diseño, instalación y mantenimiento de los modernos sistemas de transmisión de información por fibra óptica. En particular en WDM y DWDM la información se envía en diferentes canales o frecuencias separadas unas de otras 25, 50 ó 100 GHz respecto a una frecuencia central fijada por la "International Telecommunication Union" (ITU) en 193.1 GHz (1552.525nm).

El Departamento de Metrología del Instituto de Física Aplicada (IFA) del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC) viene desarrollando desde 1992 patrones y técnicas de medida para la medida precisa de las propiedades lineales y no lineales de la fibras ópticas y para la calibración de los diversos equipos usados en las tecnologías de comunicaciones ópticas. En particular en dicho departamento se han desarrollado patrones para la calibración de medidores de potencia óptica, para la calibración de reflectómetros ópticos en el dominio del tiempo (instrumento conocido como OTDR en su acrónimo inglés), patrones de dispersión cromática y dispersión de polarización (PMD), patrones de atenuación espectral en fibras ópticas, etc. Sin embargo, no se disponía de patrones de medida de la longitud de onda ya que esta magnitud es responsabilidad en España de Centro Español de Metrología (CEM).

Sin embargo, las necesidades de la industria de las comunicaciones y nuestro interés en cubrir todas las necesidades de calibración de las magnitudes involucradas en las comunicaciones ópticas, nos motivó a la realización de los patrones que se presentan en la presente memoria.

Como se ha avanzado anteriormente, la responsabilidad en España de la magnitud de longitud de onda o frecuencia óptica es del CEM, quien, sin embargo, y hasta el momento actual, sólo realiza calibraciones en la longitud de onda del He-Ne (633 nm). Por este motivo y no teniendo ninguna otra referencia se optó por la adquisición de un patrón del NIST (célula de absorción de acetileno, SRM2517a), útil en la región de 1550 nm y con la que se empezó a trabajar en la presente tesis doctoral. Así pues, se comenzó el presente trabajo teniendo como referencias las proporcionadas por un láser de He-Ne calibrado en el CEM y una célula de absorción de acetileno calibrada en el NIST (USA).

Por otra parte el Grupo de Investigación en Tecnologías para las Comunicaciones Ópticas (GiTCO) del Departamento de Metrología del IFA, venía desarrollando una investigación sólida en procesos no lineales en fibras ópticas y sus posibles aplicaciones a la metrología de fibras. En este sentido, se han desarrollado varias tesis doctorales de manera consecutiva y numerosos desarrollos en los procesos no lineales en fibras ópticas constituyen la base de los patrones de referencia y que se han aplicado en la medida de la dispersión crómática en fibras ópticas (ver referencia [70]), para la medida de la uniformidad y la metrología distribuida de fibras ópticas instaladas (ver referencia [28]), y la realización de nuevas fuentes basadas en efectos no lineales con posibles aplicaciones en metrología de redes de fibra óptica (ver referencia [90]). En este contexto se inició la presente tesis doctoral en la que se pretendía la aplicación de efectos no lineales en fibras ópticas para el desarrollo de una escala de longitudes de onda aplicable a los analizadores de espectros ópticos y los medidores de longitud de onda de comunicaciones en la región espectral entre 1250 y 1650 nm.

Objetivos

En el contexto descrito en las líneas anteriores se comenzó la elaboración de esta tesis doctoral con los siguientes objetivos:

- Estabilizar láseres como frecuencias de referencia en células de gases con absorciones conocidas.
- Estudiar los efectos no lineales como medio de expandir las frecuencias obtenidas a partir de los láseres estabilizados en longitudes de onda, en donde no existen absorciones bien definidas o con dificultades para su integración en células de laboratorio.
- Conseguir las referencias necesarias para la calibración de equipos de medida canales ópticos para WDM y DWDM en la región de 1250 a 1650 nm con incertidumbre menor de ± 5 pm.

Estructura del trabajo

Este trabajo se organiza en cinco capítulos, correspondientes al desarrollo más o menos temporal de los trabajos que configuran la presente memoria.

En el capítulo 1: “*Referencias para la calibración de analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda para comunicaciones ópticas*”, realizamos una revisión de todas las referencias que en el momento de comenzar el trabajo de la presente tesis existían y se usaban para dar validez a las medidas realizadas por los analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda para comunicaciones. Además se ha añadido una pequeña referencia a los peines de frecuencia que constituyen un sustancial avance en la precisión de medida de la longitud de onda y frecuencias ópticas, y que concluyeron en el Premio Nobel de Física del año 2005 otorgado a los profesores John Hall and Theodor Hänsch.

En el capítulo 2: “*Propagación de luz en fibras ópticas. Efectos no lineales*”, describimos en profundidad los efectos no lineales que se usarán en el capítulo 4 para la generación de frecuencias de referencia en las regiones en las que no disponemos de absorciones bien definidas.

En el capítulo 3: “*Referencias obtenidas por estabilización de líneas láser en absorciones moleculares: $^{12}C_2H_2$, H_2O y CH_4* ”, presentamos tres diseños de células de absorción de gases usadas para la estabilización de los láseres como frecuencias de referencia. La primera de las células de absorción empleada es una célula de acetileno fabricada y calibrada en el NIST útil en la región espectral de 1550 nm y de la que obtendremos la trazabilidad en la generación de nuevas frecuencias por efectos no lineales. La segunda de ellas está basada en una esfera integradora y emplea las líneas de absorción del vapor de agua de la atmósfera del laboratorio. Este desarrollo que es el que menos precisión nos aporta a nuestros desarrollos es sin embargo muy útil para la calibración de sistemas en la complicada región de 1400 nm. El tercer desarrollo es una célula de absorción de gases rellena de metano útil en la región de 1300 nm. En este capítulo se describe también, y aprovechando el conocimiento de las absorciones de metano en la region de 1300 nm, un nuevo concepto de célula de absorción construida sobre fibra de núcleo hueco y fabricada y estudiada en colaboración con el Dansk Fundamental Metrologi A/S (DFM) en Lyngby (Dinamarca).

En el capítulo 4: “*Generación de frecuencias de referencia por efectos no lineales*”: describimos los experimentos basados en efectos no lineales sobre fibra óptica y amplificadores ópticos de semiconductor para la extensión de las frecuencias de referencia fuera de las regiones espectrales en las que se han estabilizado los láseres. Con este propósito se presentan tres experimentos diferentes que se aplican a láseres estabilizados en la célula de referencia de acetileno y que permiten obtener frecuencias de referencia con una incertidumbre controlada. El primero de estos experimentos usa la mezcla de cuatro ondas amplificada por Raman como medio para conseguir líneas de referencia en la región espectral de longitudes de onda por encima de las obtenidas en la célula de absorción de acetileno. En el segundo diseño, la misma mezcla de cuatro ondas se realiza sobre un amplificador óptico de semiconductor permitiendo extender las frecuencias de referencia a toda la región espectral adyacente a las absorciones del acetileno. Por último, la combinación de mezcla de cuatro ondas en los amplificadores ópticos de semiconductor y en fibra óptica asistida con amplificación Raman permite diseñar, una fuente multilongitud de onda configurable con posibles aplicaciones en la calibración de redes de sensores.

Por último, en el capítulo “*Conclusiones y futuros desarrollos*” destacamos las conclusiones del trabajo, las innovaciones introducidas y los futuros desarrollos y líneas de continuidad del mismo.

Se han introducido dos apartados extra en la presente memoria: en el primero de ellos, Anexo A, describimos los fundamentos y el funcionamiento de los diferentes analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda usados en el campo de las comunicaciones ópticas. En el segundo de ellos, Anexo B, mostramos la calibración de nuestro medidor de longitud de onda y de nuestro analizador de espectros de alta resolución, realizadas con los diferentes métodos desarrollados en la presente tesis.

Capítulo 1

Referencias para la calibración de analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda para comunicaciones ópticas

En los nuevos sistemas de comunicación basados en el multiplexado denso por división de longitud de onda, DWDM, la información puede ser transmitida simultáneamente a través de un amplio número de canales, separados 50, 100 o 200 GHz, dentro de una misma fibra óptica. En estos casos, el control preciso de la potencia y la longitud de onda de la señal transmitida en todo el proceso, es necesario para asegurar una correcta transmisión de la información. En este sentido, los analizadores de espectros ópticos y los medidores de longitud de onda son dispositivos básicos para la caracterización y mantenimiento de los sistemas de comunicación para DWDM. Debido a la precisión exigida en el control de la señal, estos dispositivos han de estar en perfectas condiciones y correctamente calibrados en todo el rango de emisión útil en telecomunicaciones (1250nm - 1640nm).

En este capítulo realizamos una revisión de los diferentes métodos de referencia empleados en la calibración de los analizadores de espectros ópticos y los medidores de longitud de onda usados en comunicaciones ópticas.

1.1. El análisis del espectro óptico

Una propiedad fundamental de la señal óptica usada en los sistemas de comunicaciones por fibra es su espectro óptico, entendiendo éste como la medida de la potencia en función de su longitud de onda. Para la medida de este espectro se usan de forma habitual los analizadores de espectros ópticos (OSA), dispositivo que nos da información de la potencia de la señal en función de la longitud de onda (o frecuencia) de la fuente.

Un OSA en esencia consiste en un filtro paso banda sintonizable y un medidor de potencia. Mediante el filtro sintonizable se seleccionan las diferentes frecuencias ópticas (longitudes de onda) y con el medidor se evalúa la potencia de cada una de ellas.

En la figura 1.1 se muestra el diagrama de bloques representativo del funcionamiento de un analizador de espectros ópticos.

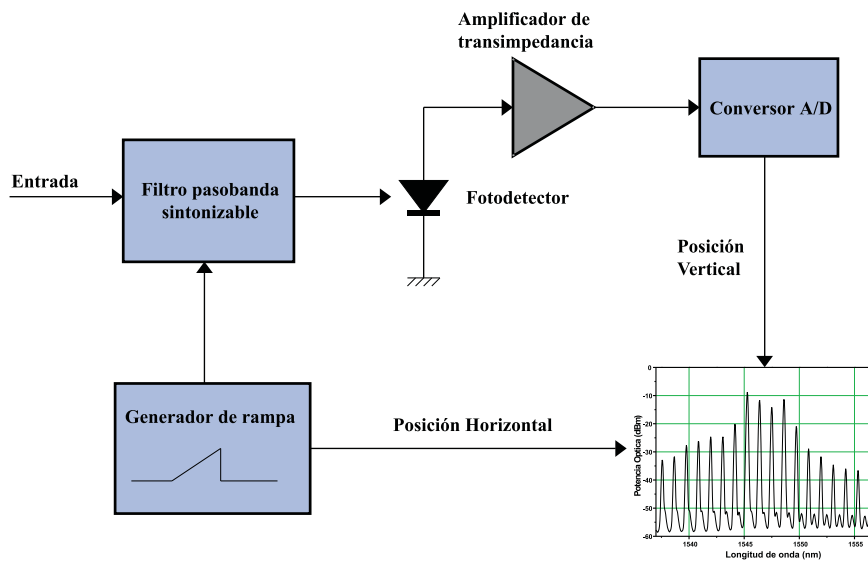


Figura 1.1: Diagrama básico de un OSA

La luz incidente en el analizador de espectros ópticos pasa a través de un filtro óptico sintonizable en longitud de onda que separa cada una de sus componentes espectrales individuales. Dependiendo de la naturaleza de este filtro podremos encontrar diferentes tipos de OSA (una descripción completa de los diferentes tipos de OSA y su funcionamiento se presenta en el Anexo A). Un fotodetector convierte la señal óptica en una corriente eléctrica proporcional a la potencia

óptica incidente. La corriente del fotodetector es convertida en tensión por un amplificador de transimpedancia para su posterior digitalización. Un generador de rampa permite la localización de la frecuencia en los diferentes barridos sincronizados con referencias mecánicas estables. Estas referencias mecánicas necesitan de referencias ópticas que asignen de forma unívoca la posición del sistema con la frecuencia óptica medida.

La precisión en la medida de la componente espectral de la luz incidente es función de la precisión de las referencias mecánicas y de sus referencias ópticas y de la resolución espectral del filtro óptico sintonizable en longitud de onda. Por este motivo, la calidad del analizador vendrá determinada, entre otras propiedades, por los parámetros que caracterizan el filtro óptico sintonizable en longitud de onda como la resolución en longitud de onda, la sensibilidad, el rango de operación en longitud de onda y el margen dinámico. Otros parámetros importantes en el rendimiento de un analizador de espectros ópticos son el rango de medida y la precisión del nivel de potencia como se muestra en la figura 1.2. A menudo

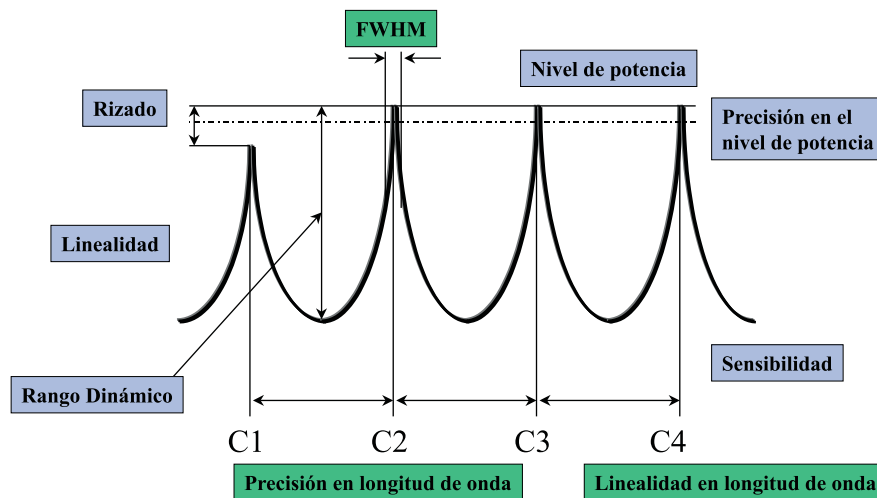


Figura 1.2: *Parámetros que determinan la calidad de un analizador de espectro óptico.*

es necesario un conocimiento más preciso de la frecuencia de emisión de la fuentes (sobre todo en el caso de las fuentes monomodo), en estos casos se usan los medidores de frecuencia óptica o medidores de longitud de onda que, de forma general, nos informan con gran precisión de la frecuencia de emisión de la fuente, teniendo bastante menos precisión en la medida de la potencia de la misma. Los medidores de frecuencia óptica se basan en interferómetros tipo Michelson.

El principio de funcionamiento del interferómetro tipo Michelson se basa en la interferencia de dos frentes de onda idénticos que recorren caminos diferentes. Un interferómetro Michelson aplicado a la medida de la longitud de onda de un láser se muestra en la figura 1.3. Cuando se utiliza un Michelson como medidor

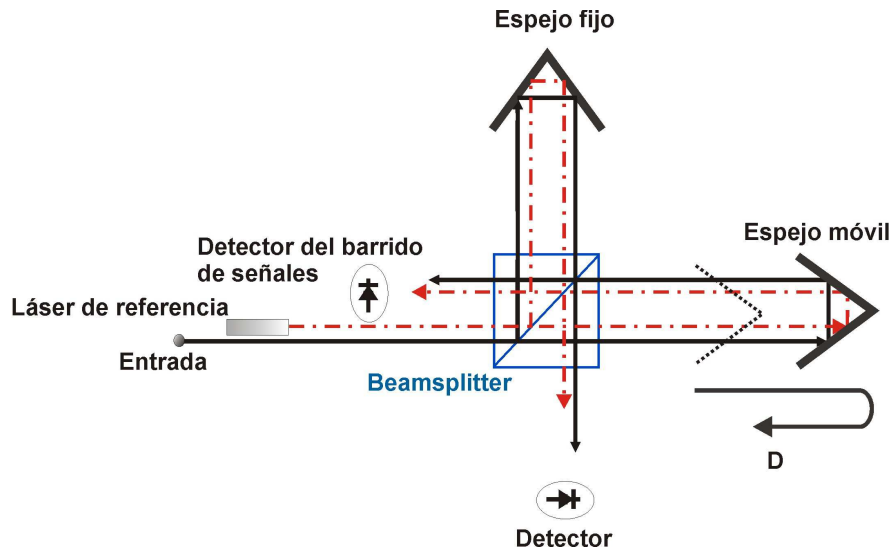


Figura 1.3: *Interferómetro de Michelson*

de longitud de onda en fibras, la luz emergente de una fibra óptica se colima se introduce en el interferómetro, propagándose de forma paralela a otro haz de referencia que recorre el mismo interferómetro. El haz de referencia usado en este caso suele ser el de un láser He-Ne calibrado en longitud de onda. La diferencia de retardo respecto de máximos de interferencia para la longitud de onda de referencia y la longitud de onda a medir es la señal empleada para el cálculo de la longitud de onda del láser o la señal desconocida. Si las señales a medir no son de frecuencias puras se debe registrar la señal del interferograma y a partir de su transformada de Fourier se pueden obtener espectros complejos. En el Anexo A se explica de forma exhaustiva este sistema de medida.

1.2. Fuentes de frecuencias de referencia para la calibración de analizadores de espectros ópticos

En esta sección vamos a realizar una revisión de las fuentes de frecuencias de referencia más relevantes empleadas en la calibración en longitud de onda de los analizadores de espectros ópticos empleados en comunicaciones ópticas. Concretamente nos centraremos en: líneas de emisión de láseres de referencia, líneas de emisión atómicas (lámparas espectrales) y líneas de absorción moleculares (en células de absorción de gases y en fibras de cristal fotónico de núcleo hueco), dispositivos de referencia (etalones y redes de Bragg en fibra) y en la generación de peines de frecuencia.

1.2.1. Líneas de emisión de láseres de referencia

Un láser de frecuencia conocida es el primer candidato a ser referencia para las escalas de longitud de onda. La tabla 1.1 muestra una lista de líneas de emisión láser que pueden ser utilizadas como referencia para la calibración de los OSA a las longitudes de onda utilizadas en telecomunicaciones. El número entre paréntesis representa la incertidumbre típica de los valores mostrados. El diseño real de cada uno de los láseres particular puede reducir esta incertidumbre típica, por lo que se deben calibrar respecto a un Laboratorio Nacional de Referencia trazándose al metro patrón. Para la conversión de la frecuencia en longitud de onda la velocidad de la luz en el vacío usada es $2,99792458(1)\times 10^8$ m/s.

El más común de los láseres de referencia es el láser de He-Ne. Este láser emite luz monocromática a la longitud de onda (632.99 nm), correspondiente a una única transición atómica del He-Ne. El láser de He-Ne se utiliza de forma habitual como referencia para los medidores de longitud de onda basados en interferómetros Michelson. Un tubo de He-Ne usándose en onda continua tiene una vida media de 30.000 horas. El filamento interno del tubo, a medida que pasa el tiempo de funcionamiento, va depositando una pequeña capa de metal en los espejos de salida produciendo una caída en la transmitancia de los mismos. Esta caída causa inestabilidades que, finalmente, impiden la emisión láser y causan una mayor incertidumbre en la longitud de onda de emisión que se usa como

referencia. Por ello, estos sistemas requieren recalibrado periódico respecto de los Laboratorios Nacionales de Referencia. Como se puede ver en la tabla 1.1, el He-Ne posee otras líneas de emisión a otras longitudes de onda (incluido el verde) que pueden ser de utilidad para la referencia de equipos de medida de la longitud de onda. En general estas líneas son más inestables y deben estabilizarse en absorciones atómicas fijas. En la región de IR más próxima a las comunicaciones ópticas, la línea de emisión del He-Ne a 1523.4876 ha sido utilizada como referencia por varios laboratorios.

Las líneas de emisión de otros tipos de láseres de ión como por ejemplo la de los láseres de Ar y Kr pueden ser utilizadas como referencia. Los inconvenientes que presentan estos dos láseres es el aumento del ancho de línea de emisión con respecto a la del He-Ne y las inestabilidades que presentan, siendo las más notables las del Kr en la región IR por lo que son láseres que normalmente no se usan en los laboratorios de comunicaciones ópticas (el Ar tiene todas sus líneas entre la zona verde-azul del espectro).

En los laboratorios de comunicaciones ópticas se usan láseres de diodo como referencia, fundamentalmente por su flexibilidad, en dos de sus formas como láseres de diodo sintonizables (TL) y DFBs. Estos láseres para ser utilizados como referencia de forma precisa deben ser fijados en longitud de onda a través de otros patrones de frecuencia como son las células de absorción de gases y la emisión de lámparas espectrales.

Tabla 1.1: *Líneas láser de referencia.*

Tipo de láser	Longitud de onda en vacío (nm)	Frecuencia (THz)	Número de onda (cm⁻¹)
Láser He-Ne	632.99076(2)	473.612692(12)	15798.0189(4)
Láser He-Ne	730.6805(11)	410.289572(60)	13685.7870(20)
Láser He-Ne	1152.59050(13)	260.103184(30)	8676.1083(10)
Láser He-Ne	1523.48761(19)	196.780372(25)	6563.8867(8)
DBF y TL	800-1650	181.8-1600	6060-12500

De forma general, se puede afirmar que la precisión de los láseres de referencia depende de su construcción y del conocimiento de los niveles de energía de los mismos.

Los requerimientos de calibración exigen que tanto los analizadores de espectros ópticos como los medidores de longitud de onda se calibren para una amplia región espectral y no sólo para una longitud de onda. En este sentido, los láseres sintonizables son una buena opción para ser empleados como láser de referencia, hecho que implica una adecuada calibración en toda la región espectral de operación.

1.2.2. Líneas de emisión atómicas y absorciones moleculares

Las líneas fundamentales de emisión atómica y absorción molecular proveen referencias en longitud de onda de comportamiento estable y bien caracterizado. Estas líneas son estables bajo unas condiciones controladas de presión y temperatura y cuando están aisladas de la influencia de campos electromagnéticos.

Las transiciones atómicas en la región espectral entre 1250-1650 nm (región de interés en la presente tesis) se producen entre estados excitados de energía, por lo que su emisión requiere una excitación inicial mediante una descarga eléctrica de gran intensidad. En cambio, las transiciones moleculares son consecuencia de una combinación de bandas cuyo espectro pueden observarse directamente mediante una fuente de gran ancho espectral, una célula de absorción de gases y un detector.

Otras frecuencias de referencia pueden ser obtenidas a partir del doblado de la frecuencia de transiciones atómicas o moleculares dentro de la región determinada entre 650-800 nm [89].

1.2.2.1. *Líneas de emisión atómica: Lámparas espectrales*

Las lámparas espectrales son, básicamente, unos bulbos de cuarzo que encierran vapores de metal o de gases nobles. Una corriente alterna o continua alimenta a estas lámparas que, al calentarse y estar sometidas a un alto voltaje, emiten el espectro de líneas del elemento o elementos químicos que encierran con una gran pureza espectral. Para obtener una emisión de ancho espectral estrecho, la presión a la que deben estar sometidos los elementos dentro de la lámpara debe ser baja. Los elementos que ofrecen emisiones útiles en el visible e IR y que son

usados en la fabricación de estas lámparas espectrales son el mercurio (Hg), argón (Ar), kriptón (Kr), neón (Ne) y xenón (Xe).

Las propiedades de las descargas eléctricas en gases como el Ne y el Xe empleadas en lámparas espectrales fueron ya ampliamente estudiadas en la primera mitad del siglo XX [32]. En la segunda mitad del siglo pasado surgieron numerosos estudios de lámparas espectrales de Hg [98], en los que se estudia el fenómeno de intensidad residual. Este fenómeno surge de la observación de la variación de la intensidad con la corriente aplicada a la lámpara. Esta variación se observó que no era función lineal de la variación de la corriente, comprobando que cuando la corriente era cero, la intensidad no se anulaba. Otros estudios sobre lámparas espectrales de Xe han mostrado la independencia de este tipo de lámparas con la temperatura ambiente, a diferencia de las lámparas de Hg que sí presentan una gran dependencia con variaciones de esta magnitud [44]. También se han desarrollado estudios sobre lámparas espectrales basadas en la mezcla de diferentes gases como el Ar, Xe y Ne en los que se muestran baja luminancia de la lámpara a bajas presiones de los gases que la ocupan [66].

En la región de IR, la emisión de este tipo de elementos en lámparas de baja presión se ha comprobado que son más inestables que las emisiones surgidas en la región del visible y, fundamentalmente, la potencia de emisión es en algunos casos muy pequeña para poder ser usada en la calibración de los modernos analizadores de espectro óptico con rendijas inferiores a 0,1 mm o con entradas de fibras monomodo (10 μm). Sin embargo, las lámparas espectrales de Ar [106, 104, 8], Kr [17, 105, 8] y Ne [85, 8] han sido empleadas a través del efecto optogalvánico como referencias en la estabilización de láseres DFB en longitudes de onda situadas en la 2ª y 3ª ventana de transmisión en telecomunicaciones (1300 nm y 1500 nm, respectivamente).

En el caso de la calibración de monocromadores basados en redes de difracción, suele ser muy útil utilizar órdenes superiores de difracción de las líneas de emisión de las lámparas espectrales. Si no se utiliza un filtro de bloqueo, mediante un detector de Si, se puede detectar la emisión de una lámpara de Hg a longitud de onda de 546,07 nm, a la longitud de onda de $2 \times 546,07 = 1092,14$ nm. De igual manera, si utilizamos la línea de Hg en ultravioleta centrada en 253,63 nm, puede aparecernos un orden superior a 1521,78 nm correspondiente a $6 \times 253,63$ nm. Sin embargo, en los analizadores de espectro óptico comerciales, esto no suele ser

posible ya que en muchos de los casos no incorporan un detector de Si, u otro sensible a las longitudes de onda de visible. Además, estos dispositivos introducen de manera automática un filtro de bloqueo que elimina el paso de estas longitudes de onda.

En las tablas 1.2, 1.3, 1.4, 1.5 y 1.6 y en las figuras 1.4, 1.5, 1.6, 1.7 y 1.8, se muestran las líneas de emisión de los elementos Hg, Ar, Kr, Ne y Xe útiles para la calibración de analizadores de espectro óptico en el IR próximo.

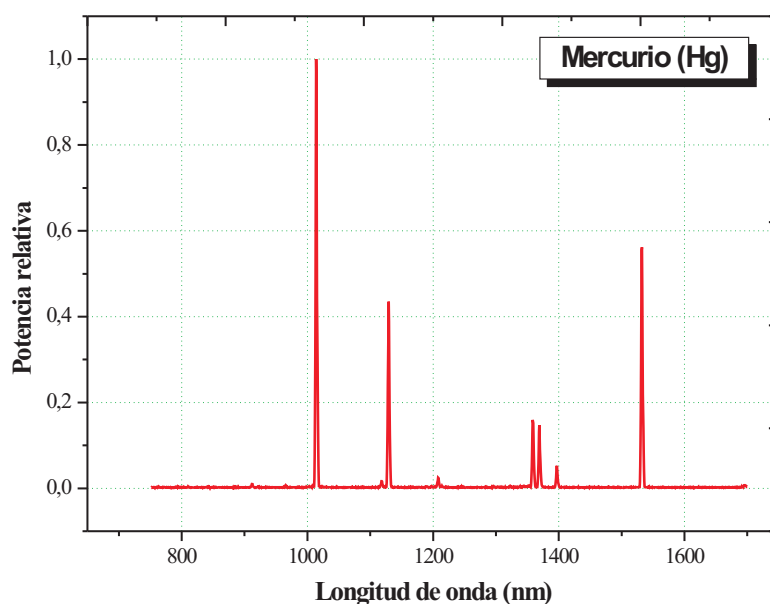


Figura 1.4: *Espectro de emisión de una lámpara de mercurio (Hg) entre 700 y 1700 nm.*

Otro elemento químico cuya emisión es empleada como referencia es el rubidio (Rb). El átomo de *rubidio* ha sido empleado en numerosos procesos de espectroscopía de alta resolución. Este elemento tiene una emisión en la longitud de onda 1323.87 nm correspondiente a la transición entre los estados $5P_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ [38] que ha servido como referencia en la estabilización de láseres DFB [63].

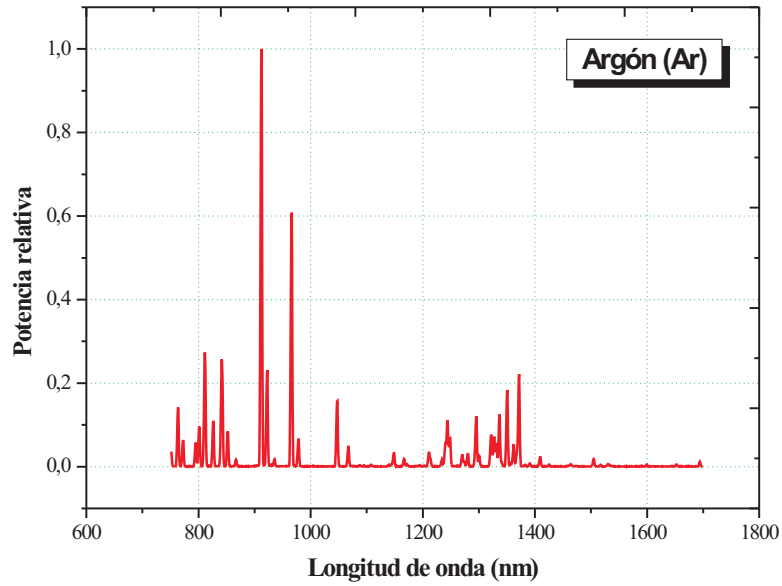


Figura 1.5: Espectro de emisión de una lámpara de argón (Ar) entre 700 y 1700 nm.

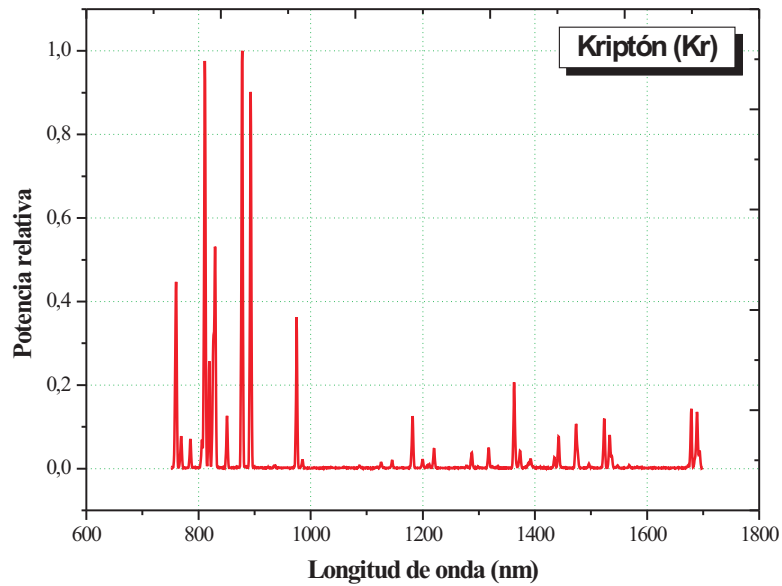


Figura 1.6: Espectro de emisión de una lámpara de kriptón (Kr) entre 700 y 1700 nm.

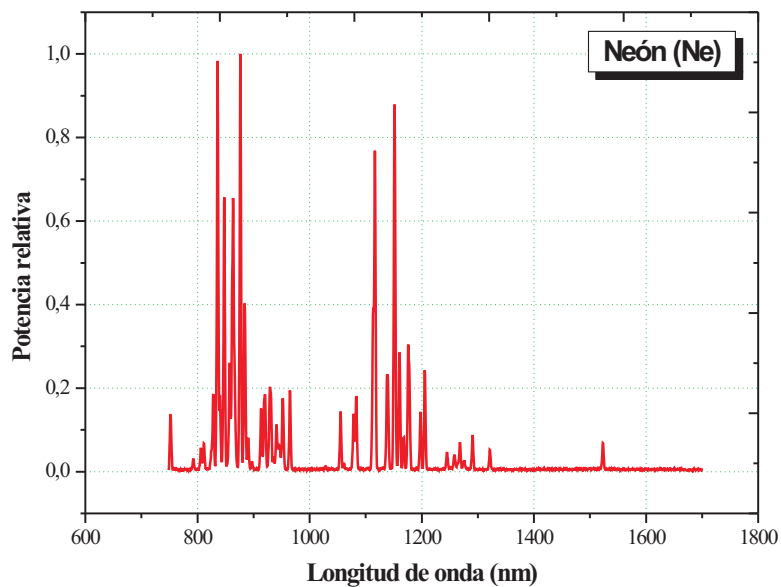


Figura 1.7: Espectro de emisión de una lámpara de neón (Ne) entre 700 y 1700 nm.

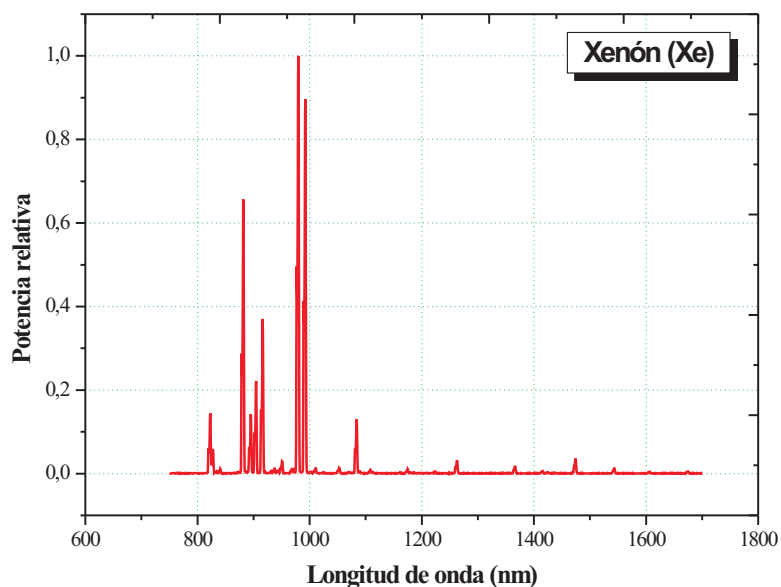


Figura 1.8: Espectro de emisión de una lámpara de xenón (Xe) entre 700 y 1700 nm.

Tabla 1.2: Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Hg.

Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)
1013.979	1114.257
1128.741	1129.050
1207.160	1207.491
1357.057	1357.428
1367.340	1367.713
1529.598	1530.016
1692.066	1692.528
1694.247	1694.710
1707.312	1707.778
1710.989	1711.457

Tabla 1.3: Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Ar.

Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)	Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)
750.387	750.593	1166.871	1167.190
751.465	751.672	1211.232	1211.564
763.511	763.721	1213.974	1214.306
772.376	772.589	1234.339	1234.677
772.421	772.633	1240.283	1240.622
794.818	795.036	1243.932	1244.272
800.616	800.836	1245.611	1245.952
801.479	801.699	1248.766	1249.108
805.331	805.552	1270.228	1270.575
810.369	810.592	1273.341	1273.690
811.531	811.754	1280.274	1280.624
826.452	826.679	1295.666	1296.020
840.821	841.052	1300.826	1301.182
842.465	842.696	1321.399	1321.760
852.144	852.378	1322.810	1323.172
866.794	867.032	1327.263	1327.626
912.297	912.547	1331.321	1331.685
922.450	922.703	1336.711	1337.076
965.778	966.043	1340.659	1341.025
978.450	978.718	1350.419	1350.788
1047.005	1047.292	1362.265	1362.638
1047.803	1048.090	1371.858	1372.233
1067.357	1067.649	1409.364	1409.749
1068.177	1068.470	1504.650	1505.062
1144.183	1144.496	1530.188	1530.606
1148.811	1149.125	1694.058	1694.521

Tabla 1.4: *Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Kr.*

Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)	Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)
758.741	758.950	1317.742	1318.102
769.454	769.666	1363.422	1363.794
785.482	785.698	1377.740	1378.117
805.950	806.172	1442.679	1443.073
810.436	810.659	1473.444	1473.847
811.290	811.513	1476.267	1476.671
819.005	819.231	1523.961	1524.377
826.324	826.551	1533.497	1533.916
829.811	830.039	1537.205	1537.625
850.887	851.121	1678.513	1678.971
877.675	877.916	1685.349	1685.809
892.869	893.114	1689.044	1689.506
975.176	975.443	1693.580	1694.043
1181.937	1182.261		

Tabla 1.5: Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Ne.

Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)	Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)
753.577	753.785	878.375	878.617
753.577	753.785	878.375	878.617
794.318	794.537	883.091	883.333
808.246	808.468	885.387	885.630
811.855	812.078	886.531	886.774
812.891	813.114	886.576	886.819
813.641	813.864	891.950	892.195
824.868	825.095	948.668	948.928
825.938	826.165	953.416	953.678
826.608	826.835	966.542	966.808
826.712	826.939	1056.241	1056.530
830.032	830.261	1062.070	1062.361
836.575	836.805	1079.806	1080.102
837.761	837.991	1084.449	1084.746
841.716	841.947	1114.302	1114.607
841.843	842.074	1117.753	1118.059
846.336	846.568	1139.044	1139.356
848.444	848.677	1152.502	1152.817
849.536	849.769	1153.635	1153.950
854.470	854.704	1168.801	1169.121
857.135	857.371	1178.904	1179.227
859.126	859.362	1178.990	1179.312
863.465	863.702	1198.491	1198.819
864.704	864.942	1206.634	1206.964
865.438	865.676	1245.939	1246.280
865.552	865.790	1259.500	1259.845
867.949	868.187	1268.920	1269.267
868.192	868.431	1276.953	1277.303
870.411	870.650	1291.202	1291.556
877.166	877.407	1321.925	1322.287
878.062	878.303	1523.072	1523.488

Tabla 1.6: *Longitudes de onda en vacío y aire de emisión de las líneas espectrales del Xe.*

Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)	Longitud de onda en aire (nm)	Longitud de onda en vacío (nm)
711.960	712.156	886.232	886.475
728.530	728.731	890.873	891.118
731.627	731.829	895.225	895.471
732.145	732.347	898.757	899.004
738.600	738.804	904.545	904.793
739.379	739.583	916.265	916.517
758.468	758.677	937.476	937.733
764.203	764.413	951.338	951.599
780.265	780.480	979.970	980.238
788.132	788.349	992.380	992.652
788.739	788.956	1070.678	1070.971
796.734	796.953	1075.886	1076.181
805.726	805.947	1083.834	1084.131
806.134	806.356	1089.532	1089.830
820.634	820.859	1108.525	1108.829
823.634	823.860	1112.720	1113.025
828.012	828.239	1262.336	1262.681
834.682	834.912	1365.722	1366.095
840.919	841.150	1424.123	1424.512
864.854	865.092	1473.288	1473.691
873.937	874.177	1541.812	1542.233
881.941	882.183	1732.579	1733.052

1.2.2.2. Líneas de absorción moleculares

El espectro de absorción de los gases empleados como referencia en la calibración de medida de longitud de onda, son observados a través de una célula de absorción de gases. La configuración de este dispositivo está mostrada en la figura 1.9.

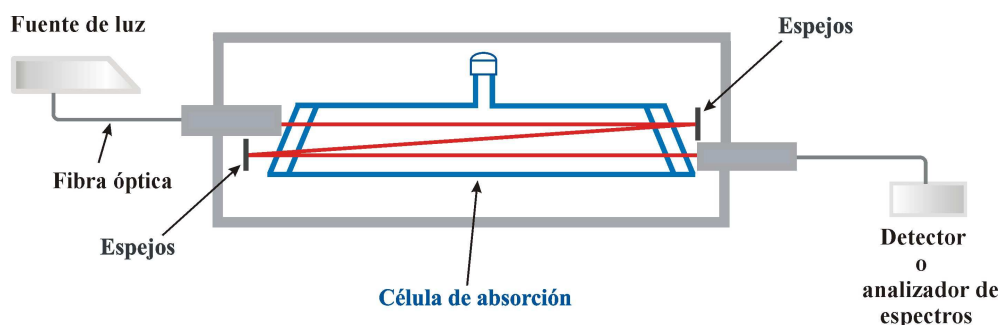


Figura 1.9: Célula de absorción de gases.

Una célula de absorción de gases es un receptáculo de vidrio herméticamente cerrado en el que se introduce un gas y por la cual puede circular luz de láseres o fuentes externas. Previamente se ha realizado un vacío para evitar la contaminación del gas empleado como referencia. Como se puede ver en la figura 1.9, la luz procedente de una fuente incide directamente sobre la célula donde se producen distintas reflexiones. El número de reflexiones se diseña teniendo en cuenta la longitud de la célula y la absorción de energía que el gas necesite para la obtención de un espectro intenso y definido. Tras las reflexiones, a la salida del sistema, la luz es detectada por un fotodiodo o es recogida por una fibra óptica y registrada por un analizador de espectros ópticos. El diseño de la célula dependerá del gas a estudiar como veremos en el capítulo 3.

Para realizar la selección de los gases más adecuados para cada uso, nos basamos en las bases de datos de espectroscopía, como HITRAN y GEISA, que nos proporcionan un gran número de líneas correspondientes a una serie de gases que han sido estudiados y que cubren desde la región del IR hasta el UV.

La localización y anchura de las bandas de absorción, el número de líneas de absorción, la anchura de cada una de las líneas, la presión a la que debe estar sometido el gas dentro de la célula para obtener un espectro de líneas de absorción definido, la longitud de absorción y la disponibilidad del gas así como

los posibles peligros que implican su manejo, son algunos de los parámetros que hay que considerar a la hora de elegir el material de referencia adecuado para ser empleado como referencia. Teniendo en cuenta estos parámetros, las líneas de absorción moleculares a pesar de presentar una anchura (1 GHz) de un orden superior a las líneas de emisión atómicas (100 MHz), presentan una serie de características que las hacen ser más útiles como frecuencias de referencia en las bandas de transmisión de telecomunicaciones (IR cercano). En esta región existen un gran número de especies moleculares que presentan un espectro bien definido y estudiado. Su disponibilidad en la región espectral de interés para las comunicaciones por fibra óptica hace interesante el uso de estas absorciones moleculares de gases en el diseño de sistemas de calibración. En esta sección haremos un repaso de los materiales más empleados en calibración en la región del espectro limitada a la banda 1280-1650 nm.

En la **región de 1300 nm** existen una gran variedad de moléculas con un elevado número de transiciones útiles en la estabilización de láseres. Sin embargo, el problema existente en esta región es que las absorciones que se producen son, en general, de baja intensidad, por lo que se necesitan caminos de absorción (interacción de la fuente láser con el gas) de gran longitud (hasta el orden de centenares de metros), lo que equivale a células de absorción de largo recorrido limitando el diseño de dispositivos de calibración portátiles y compactos.

En la tabla 1.7 se muestra un conjunto de especies moleculares consideradas como referencias en longitud de onda en la región comprendida entre 1250 - 1320 nm.

Aunque en esta sección nos hemos centrado en las especies moleculares, resulta conveniente referirnos también al átomo de *rubidio* debido a su amplio uso en numerosos procesos de espectroscopía de alta resolución. Como se puede comprobar en la tabla, este elemento tiene una emisión en la longitud de onda 1323.87 nm correspondiente a la transición entre los estados $5P_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ [38]. Esta transición ha servido como referencia en la estabilización de láseres DFB [63].

A pesar de su simple estructura química, la molécula de *yodo* (I_2) presenta un espectro extremadamente complicado con más de 20.000 líneas de absorción entre las bandas $X \rightarrow B$ en el espectro visible, y se viene usando desde hace tiempo como estabilizador de los láseres de He-Ne en los Laboratorios de Referencia Nacionales. Por doblado de frecuencia de láseres de la región de 1300 nm podemos

Tabla 1.7: *Materiales de referencia para calibración en longitud de onda en la región 1300nm*

<i>Material</i>	<i>Longitud de onda (nm)</i>
<i>Rubidio</i>	1323.87
<i>Yodo (I₂)</i>	11 líneas: 642.05 a 654.45
<i>Dióxido de Carbono (CO₂)</i>	1286.52 a 1300.78 1311.83 a 1319.97
<i>Vapor de Agua (H₂O)</i>	Cientos de líneas: 1280 a 1440
<i>Acetileno (C₂H₂)</i>	69 líneas: 1290.13 a 1306.17
<i>Amonio (NH₄⁺)</i>	4 líneas: 1293.34 a 1294.21
<i>Radical Nitrato (NO₃⁻)</i>	Cientos de líneas: 1315 a 1320
<i>Fluoruro de Hidrógeno (HF)</i>	5 líneas: 1283.87 a 1321.24
<i>Sulfuro de Hidrógeno (HS)</i>	300 líneas: 1280 a 1320
<i>Metano (CH₄)</i>	Numerosas líneas: 1312 a 1320

referenciarlos a los láseres de He-Ne estabilizados en I₂ [2].

Las líneas de absorción de *dióxido de carbono (CO₂)* y del *vapor de agua (H₂O)* han sido estudiados ampliamente dentro de la región de 1300 nm [61, 77]. A pesar de que las líneas de absorción del dióxido de carbono son unas cien veces más débiles que las del vapor de agua, su espectro está bastante más definido por lo que es más fácil de identificar. Las líneas obtenidas del espectro del agua han sido empleadas también para calibraciones en espectroscopía [36]. Estas líneas presentan anchos relativos grandes, por lo que sólo son útiles en la región en la que no existan otras referencias.

Otros elementos con líneas de absorción en este rango (1280-1320 nm) son el *acetileno (C₂H₂)*, el *amonio (NH₄⁺)* y el *radical nitrato (NO₃⁻)*. Las 69 líneas que presenta el acetileno entre 1290 y 1306 nm [36, 72] son líneas débiles si las comparamos con las líneas que presenta en 1510 y 1542 nm [57, 100] como veremos más adelante. En el caso del acetileno en esta región la longitud de este camino

es aproximadamente 30 m. De manera similar podemos decir que las líneas del amonio en torno a 1294 nm son líneas débiles [36]. La longitud de camino de absorción necesario indicado en [36] nos da una idea de la poca intensidad que estas líneas presentan. Además, es importante indicar, el complejo espectro que presenta el amonio en la región de 1300 nm. Por otro lado, la estructura química del radical nitrato NO_3^- ha sido objeto de numerosas investigaciones en el campo de la espectroscopía del espectro visible. En la zona del IR cercano, se puede destacar un trabajo en el que se estudia la presencia de cientos de líneas de absorción situadas entorno a 1315 nm [24].

El *fluoruro de hidrógeno (HF)* es un raro ejemplo de molécula en la región de 1300 nm, ya que presenta un espectro limpio y definido, aunque solamente compuesto por 5 líneas de absorción de gran intensidad [27]. El problema que presenta esta molécula es su gran reactividad (reacciona fácilmente con todos los óxidos incluido el SiO_2 , componente principal de las fibras ópticas convencionales) y por lo tanto su difícil manejo para ser empleado como célula de referencia. Otra molécula empleada como referencia es el *sulfuro de hidrógeno (HS)*, con un espectro formado por cientos de líneas presentes en las bandas situadas entorno a la región de 1300 nm [5].

A pesar de todas las moléculas que pueden presentar líneas de absorción en las bandas entorno a 1300 nm es la molécula de *metano (CH₄)* la más empleada como material de referencia. El metano posee un espectro denso compuesto por un buen número de líneas de absorción bien definidas, con unas favorables propiedades físicas y gran disponibilidad. Además es un gas no tan tóxico y reactivo como los vistos anteriormente, por lo que es posible introducirlo en una célula de manera segura. Las líneas pertenecientes a la rama R de la banda $\nu_2 + 2\nu_3$ del metano, (1314-1329 nm), gracias a su gran intensidad, no requieren excesivas longitudes de camino de absorción ($\sim 1m$) para ser generadas [102]. Además, es posible su estudio a temperaturas ambiente y bajas presiones. Gracias a estas características, las líneas de absorción del metano son empleadas como longitudes de onda de referencia en telecomunicaciones [53, 34]. Si además tenemos en cuenta la relativa simplicidad con la que se puede realizar su espectroscopía, es factible el diseño de sistemas compactos, portátiles y robustos de calibración basados en células de absorción de metano.

En la **región de 1500 nm**, los materiales de referencia más empleados han sido estudiados por diferentes laboratorios como el *NIST* (National Institute of Standards and Technology), *NPL* (National Physical Laboratory), *DFM* (Dansk Fundamental Metrologi A/S) o *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics*. Concretamente el *NIST* ha desarrollado una serie de patrones de frecuencias basados en materiales de referencia a los que denomina *SRM* (Standard Reference Material). Los *SRMs* han sido diseñados con el objeto de calibrar los instrumentos encargados de las medidas de longitud de onda en los sistemas de telecomunicaciones como son los analizadores de espectros ópticos (OSA), láseres sintonizables (TLs) y medidores de longitud de onda (WM). La unidad *SRM* consiste en una célula de absorción de gases herméticamente sellada y acoplada a una fibra óptica monomodo. El espectro puede ser observado en un OSA simplemente con el paso de luz procedente de una fuente de gran ancho de banda a través de la unidad *SRM*. De manera parecida el espectro puede ser observado mediante un láser sintonizable y un detector [101]. Los *SRMs* que el *NIST* ha desarrollado están basados en las transiciones de las bandas rotacional-vibracional de la molécula de acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ (SRM 2517a) [89], en las transiciones del cianuro de hidrógeno ($\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$) (SRM 2519 y SRM 2519a) [87, 88] y en las del monóxido de carbono $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (SRM 2514) y $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ (SRM 2515) [86].

La combinación de la banda $\nu_1 + \nu_3$ del acetileno ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$) genera 50 líneas de absorción de gran intensidad y bien definidas en el rango situado entre 1510 y 1540 nm como se puede ver en la figura 3.5. Las líneas de absorción del acetileno han sido las más estudiadas y empleadas en calibración en la región de 1500 nm [100, 69, 57].

Por otro lado, la transición $2\nu_3$ perteneciente al cianuro de hidrógeno ($\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$) proporciona un espectro compuesto por 50 líneas entre 1530 y 1565 nm. Referente a la molécula de monóxido de carbono podemos destacar las 40 líneas bien definidas entre 1560 y 1595 nm que proporciona el espectro característico de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ y las 35 líneas entre 1595 y 1628 nm que proporciona el monóxido de carbono (CO) de isótopo 13. Las líneas de absorción obtenidas por esta molécula son más débiles que las obtenidas en el acetileno, pero aun así, presentan unas características adecuadas para el diseño de dispositivos de calibración portátiles.

Otra molécula que posee líneas de absorción en la región de 1500 nm es el yoduro de hidrógeno (HI) (1534-1595 nm, [26]). El inconveniente que presenta esta

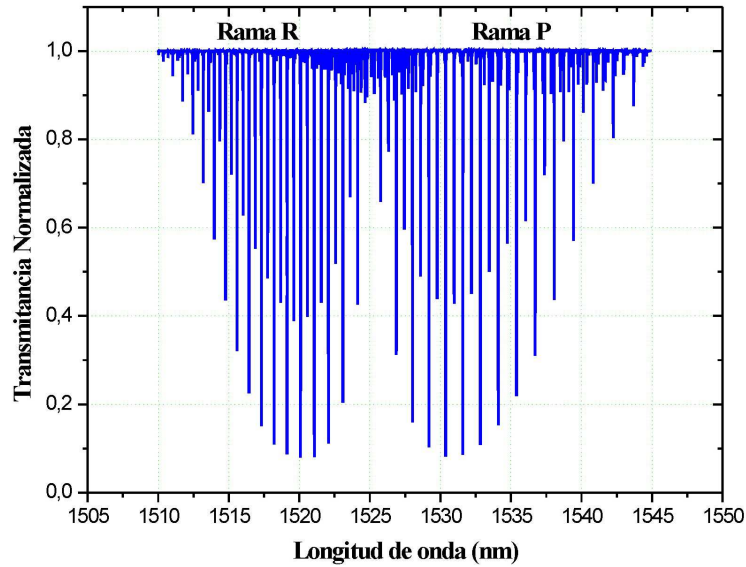


Figura 1.10: Espectro de la banda $\nu_1 + \nu_3$ del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ en el rango 1510-1540 nm.

molécula es su gran reactividad y su tendencia a descomponerse. Es importante considerar también en esta región, las líneas obtenidas por doblado de frecuencias en 1560.5 nm y comparada con la transición del rubidio a 780 nm (1560.5 nm) [18].

Hasta ahora, las líneas de absorción que se han descrito como referencias, se han producido a partir de transiciones moleculares de materiales de gases encerrados en receptáculo, o células, de vidrio herméticamente cerrados. Actualmente se está desarrollando otro tipo de células basadas en fibras de cristal fotónico [25, 43, 82].

Una fibra de cristal fotónico (PCF) presenta una morfología distinta a las fibras ópticas convencionales. Las PCFs están formadas por un núcleo rodeado por una estructura periódica de agujeros rellenos de aire que se mantiene a lo largo de toda la fibra (figura 1.11).

Dependiendo del tipo de núcleo que posea la fibra podemos distinguir en fibras microestructuradas, cuyo núcleo es de sílice, y fibras de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF) como se puede ver en la figura 1.12. Estas últimas son llenadas,

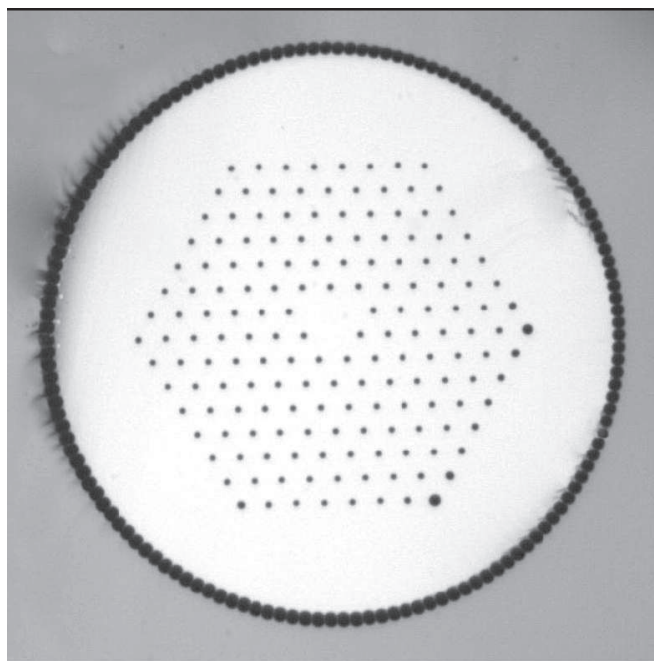


Figura 1.11: *Estructura interna de una fibra de cristal fotónico.* (imagen: *Crystal Fibers*)

tanto el núcleo como los agujeros que forman la matriz que lo rodea, con el gas que se va a emplear como referencia y son selladas en ambos extremos con una fibra óptica monomodo, actuando como célula de absorción de gases.

Algunas de las ventajas que presentan las HC-PCFs como receptáculo de absorción de gases es la obtención de largos caminos de interacción y un ahorro en la cantidad de gas empleado en el estudio ya que sólo es necesaria una pequeña cantidad de éste para llenar el núcleo y los agujeros que forman el recubrimiento de la fibra. Además, en este tipo de fibras, más del 99% de la luz es transmitida a través del núcleo y de los agujeros del recubrimiento más cercanos a éste por lo que, la confinación de la radiación emitida por el láser y, por lo tanto, el contacto continuo de ésta con todas las moléculas del gas que ocupan la célula está asegurado.

Trataremos en más profundidad este tipo de fibras así como el procedimiento empleado en la construcción de una célula de absorción de gases basada en HC-PCF en el capítulo 3.

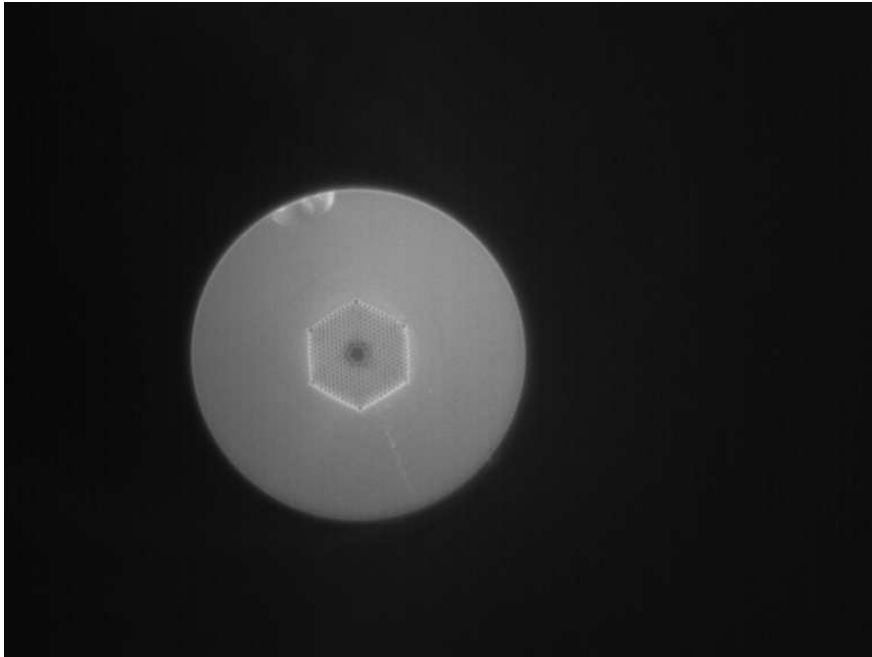


Figura 1.12: Estructura interna de una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco. Esta imagen ha sido tomada en los laboratorios del DFM en Lyngby (Dinamarca).

1.2.3. Dispositivos de referencia

Los dispositivos de referencia como las redes de Bragg en fibra y los etalones ofrecen una serie de ventajas sobre las células de absorción de gases: éstos pueden ser diseñados en función de las necesidades que presente el estudio a realizar, permiten una generación de un gran número de longitudes de onda sobre un amplio rango.

- ***Etalones***

El etalón es uno de estos dispositivos que, debido a sus características, pueden ser empleados como referencia longitud de onda en un amplio rango espectral. La luz que incide en un etalón es reflejada por las superficies espejadas que lo limitan, produciéndose una interferencia de múltiples haces (ver Anexo A). Como resultado, se transmitirán un conjunto de longitudes de onda resonantes regularmente espaciadas. Estas longitudes de onda representan un máximo de intensidad de la luz transmitida y vienen dadas por la ecuación 1.1:

$$\lambda = \frac{2 \cdot n \cdot L \cdot \cos \theta}{N} \quad (1.1)$$

donde n es el índice de refracción del etalón, L es su longitud, θ es el ángulo de incidencia de la luz y N es un número entero. Ajustando la longitud de camino óptico ($n \cdot L$) entre los espejos, se puede controlar la longitud de onda de los picos de máxima transmisión. Las líneas periódicas de transmisión que componen el espectro del etalón pueden ser empleadas de manera individual, mediante la sintonización de una de éstas [64] o mediante el empleo del conjunto espectral como un peine de frecuencias compuesto por múltiples líneas perfectamente referenciadas [19].

Un etalón puede ser realizado en una oblea de *silicio* con ambos lados cuidadosamente pulidos. Como ya se ha indicado en la sección A, las características de las líneas transmitidas por el etalón, como la finesse (F) y el contraste, están fuertemente relacionadas con la reflectividad de las superficies semiespejadas que conforman el etalón. La reflectividad de un etalón de silicio en aire es $r = 0,305$. Este valor proporciona un valor para la finesse $F \sim 2,5$ y un contraste 5.5 dB. Estos valores son pequeños para obtener la resolución necesaria en aplicaciones para sistemas WDM. Una posible solución para aumentar la reflectividad es el incremento del espesor del etalón mediante, la incorporación de finas capas de materiales compatibles con la tecnología de silicio y con índice de refracción adecuado para aumentar la reflectancia del sistema silicio-aire como se puede apreciar en la figura 1.13.

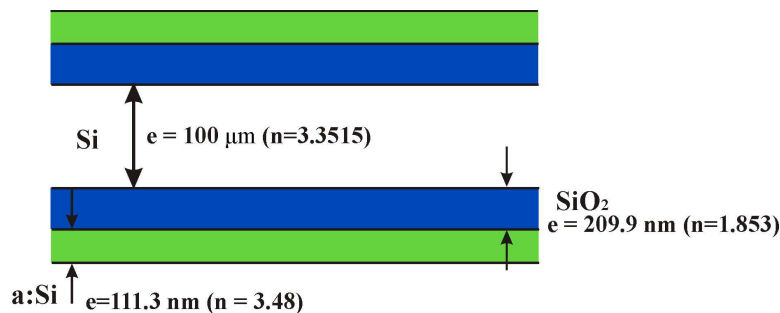


Figura 1.13: Cavidad Fabry-Perot con diferentes multicapas.

Ejemplos de estos materiales son el *dióxido de silicio* y el *silicio amorfo* cuyas características incrementan el coeficiente de reflexión de la superficie a 0.89 y 0.97 respectivamente. Con estos datos obtenemos unos valores teóricos de la finesse de 15.9 y 93.0 respectivamente. La figura 1.14 muestra las transmitancias teóricas obtenidas para $100 \mu\text{m}$ y $500 \mu\text{m}$ de longitud de

cavidad Fabry-Perot de silicio, con los espesores de multicapa mostrados en la figura 1.13.

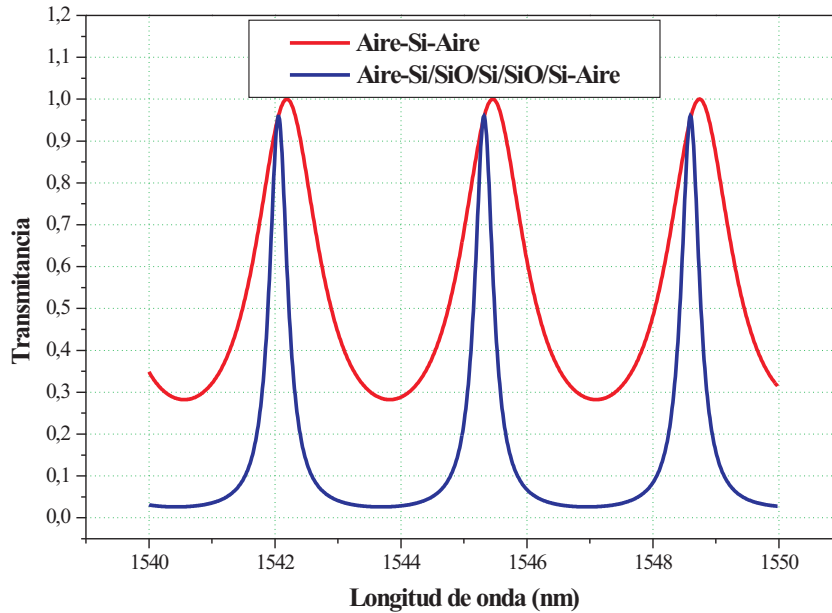


Figura 1.14: *Transmitancias para 100 μm y 500 μm de longitud de cavidad FP con diferentes espesores de multicapa.*

Para utilizar este sistema como referencia, una vez conocida la multicapa debe calibrarse usando una fuente de referencia y un medidor de longitud de onda. La multicapa debe disponerse en un receptáculo controlado en temperatura ya que esto influiría sobre las longitudes de onda calibradas. Esta dependencia en ocasiones puede ser favorable, dando lugar al diseño de etalones sintonizables empleados en referencia de frecuencias para sistemas de medida en WDM [50].

A pesar de todo, los etalones son dispositivos susceptibles a derivas y desplazamientos de sus líneas de emisión con el tiempo, por lo que necesitan continuo mantenimiento, es decir deben ser periódicamente recalibrados.

■ **Redes de Bragg en fibra**

Las redes de Bragg en fibra son otros de los dispositivos empleados como generadores de frecuencias de referencia [84]. Estos dispositivos ofrecen un simple y rentable método de referencias para cualquier rango de longitud de onda [71, 62].

Una red de Bragg en fibra consiste, en su forma más básica, en una modulación periódica del índice de refracción a lo largo del núcleo de la fibra. Esta red, compuesta por una alternancia de zonas de alto y bajo índice de refracción, es “dibujada” en la fibra gracias a la fotosensibilidad que presenta el núcleo de ésta por su contenido en GeO_2 ante la exposición a luz ultravioleta. La inscripción de la red de Bragg en la fibra puede ser llevada a cabo por varios métodos, de los cuales destacamos dos: mediante máscaras patrón y mediante interferencia de dos haces de luz UV. El desarrollo de ambos métodos puede encontrarse en [73, 74].

La figura 1.15 muestra de forma esquemática la configuración y el comportamiento de una red de Bragg en fibra.

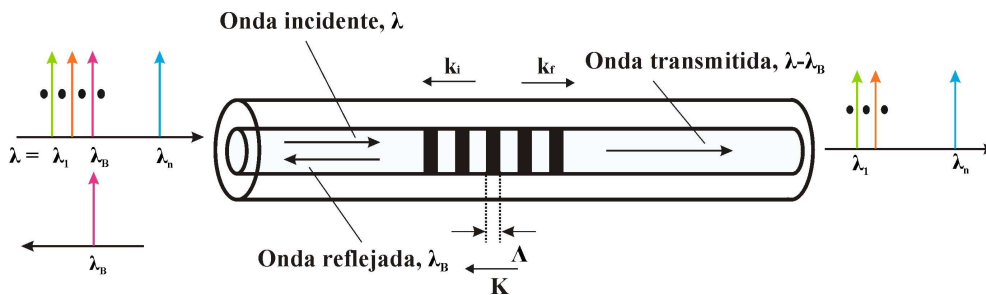


Figura 1.15: Red de Bragg en fibra.

La luz transmitida a lo largo del núcleo de la fibra será dispersada por cada una de las zonas de menor índice de refracción o planos de la red, representadas en negro en la figura 1.15. Si la condición de Bragg no se cumple, la luz reflejada por cada uno de los planos de la red irán desfasándose a lo largo de la fibra hasta cancelarse. Si en cambio, la condición de Bragg es satisfecha, las contribuciones de la luz reflejada por cada plano de la red interferirán constructivamente en dirección contrapropagante dando lugar a un pico de longitud de onda dependiente de los parámetros de la red.

La condición de la red de Bragg surge como consecuencia del requerimiento necesario para que se cumplan las leyes de energía y momento. La ley de conservación de la energía ($\hbar\omega_f = \hbar\omega_i$) implica la igualdad de frecuencias entre la radiación incidente y la reflejada. La ley de conservación del momento establece que la suma del vector de onda de la onda incidente, \mathbf{k}_i , y el vector de onda de la red \mathbf{K} , sea igual al vector de onda de la radiación dispersada, \mathbf{k}_f :

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_f \quad (1.2)$$

donde \mathbf{K} tiene la dirección normal a los planos de la red y posee una magnitud $2\pi/\Lambda$, donde Λ es el periodo de la red. \mathbf{k}_i y \mathbf{k}_f poseen la misma magnitud pero direcciones opuestas. De estas consideraciones obtenemos que:

$$2\left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B}\right) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.3)$$

Simplificando obtenemos:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (1.4)$$

donde la longitud de onda de la red de Bragg, λ_B , representa la longitud de onda de la luz incidente que será dispersada en dirección contrapropagante a la transmisión de la fibra y n_{eff} es el índice de refracción efectivo a la longitud de onda λ_B . Hay que indicar que n_{eff} es menor que el índice del núcleo sin perturbación, n_0 .

Entre las ventajas que presentan las redes de Bragg en fibra destacamos que se trata de componentes muy compactos, poco sensibles a la polarización, su carácter de componentes pasivos en fibras hace que se produzca bajas pérdidas de inserción y actualmente son relativamente baratas y sencillas de fabricar.

El problema que presentan estos dispositivos es su alta sensibilidad ante cambios de temperatura y tensiones mecánicas. Por estos motivos es necesario disponer de métodos de estabilización activa de temperatura y trabajar bajo unas condiciones en ausencia de cualquier tipo de tensión si

se pretende emplear la red de Bragg en fibra como generador de frecuencias de referencia.

1.2.4. Peines de frecuencias

Un peine de frecuencias es considerado como un conjunto de frecuencias equiespaciadas y conocidas y cuyo espectro se extiende sobre un gran ancho de banda ($\sim THz$). La generación de peines de frecuencia ha revolucionado el campo de la espectroscopía y la metrología óptica [52]. En el primer caso, debido a las altas precisiones que se pueden obtener con esta tecnología, los peines de frecuencia son empleados en la caracterización espectral de muestras de manera precisa [93]. En el campo de la metrología óptica, los peines de frecuencia permiten la medida y calibración de frecuencias sobre un gran ancho de banda. Por este motivo, en telecomunicaciones, la generación de peines de frecuencia proporciona de manera efectiva el amplio número de canales necesarios en sistemas DWDM.

Podemos distinguir varios métodos de generación de peines de frecuencia. Los primeros peines de frecuencia aplicados para la calibración de analizadores de espectros fueron los basados en redes de Bragg muestreadas en fibra [48, 71]. Este tipo de redes operan de manera similar a las redes de Bragg en fibra estudiadas en la sección 1.2.3, a pesar de presentar configuraciones distintas. En las redes de Bragg muestreadas, los planos de red están muestreados como se indica en la figura 1.16.

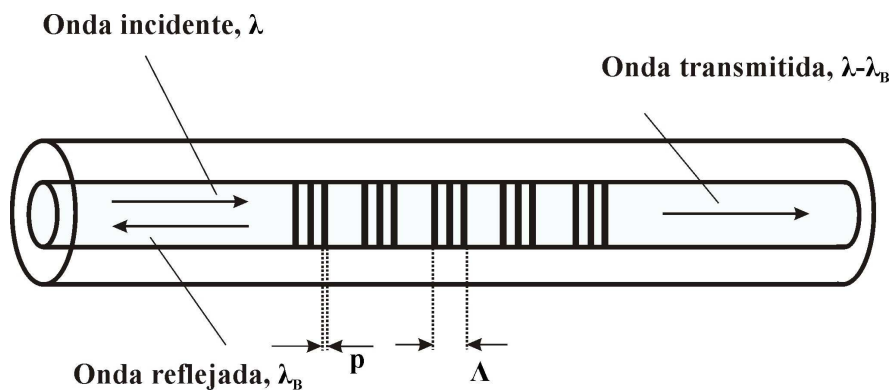


Figura 1.16: Red de Bragg muestreada en fibra.

De esta manera se obtiene un peine en reflexión de canales separados una distancia constante determinada por el periodo de muestreo del plano de red, p ,

a través de la relación:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_B^2}{2n_{eff}p} \quad (1.5)$$

El inconveniente que presenta este método es la dependencia de la red con los cambios de temperatura y tensiones mecánicas como vimos en la sección anterior para las redes simples de Bragg en fibra.

Otros métodos empleados en la generación de peines de frecuencias son los basados en efectos no lineales tanto en fibras estándar monomodo [11] como en fibras de cristal fotónico [15], mediante moduladores activos sobre emisiones de láseres continuos [68, 83], modulación de fuentes supercontinuas [39] o empleando anillos en fibra basados en filtros Fabry-Perot y amplificadores ópticos de semiconductor [33]. Todos ellos presentan la facilidad de realizarse sobre dispositivos comunes en los laboratorios de comunicaciones ópticas pero el rango de longitudes de onda con las que podemos generar frecuencias equiespaciadas solo abarca unos GHz. Sin embargo, son los peines ópticos de frecuencias basados en la tecnología de láseres de femtosegundos los que realmente han revolucionado la metrología de frecuencias ópticas [103, 95, 52]. Con este tipo de peines pueden obtenerse precisiones de medida de hasta 20 dígitos y proporcionan frecuencias que pueden extenderse desde la región espectral de IR hasta el UV con incertidumbres más pequeñas que las que se pueden obtener con estándares primarios [37].

Tras una idea inicial presentada en las década de los 70 por el premio Nobel de Física 2005, *T.W. Hänsch*, [22], en la cual demostraba que el espaciado constante entre los modos de un láser “*mode-locked*” de picosegundos podía ser empleado en metrología de frecuencias ópticas, fue en 1999 cuando el grupo de *Udem*, [96, 97] demostró de manera fehaciente este hecho. En estos trabajos se comprueba que las frecuencias producidas por los modos discretos de un láser “*mode-locked*” de Ti:zafiro presentaban un grado de espaciamiento extremadamente regular y de valor igual a una tasa de repetición f_{rep} sobre un intervalo de frecuencias de 20 THz. Este hecho revolucionó el campo de la metrología óptica pues se llegó a la conclusión de que este método era la vía más simple de síntesis de frecuencias ópticas, además de ser un dispositivo robusto, seguro y fiable.

Una de las propiedades de los peines de frecuencias es el amplio ancho de banda que cubre su espectro. En este aspecto el objetivo era la obtención de un

peine de frecuencias cuyo ancho de banda se extendiera a lo largo de una octava. Este objetivo se consiguió con la aparición de las fibras ópticas microestructuradas cuyas características eran las óptimas para generar un ensanchamiento del espectro de los pulsos ultracortos provenientes al láser de Ti:zafiro [45].

El hecho de conseguir cubrir la anchura de banda correspondiente a una octava, hizo que los peines de frecuencia basados en láseres de femtosegundos pudieran ser estabilizados mediante el método demostrado por *Jones et al* en [46] conocido como “*auto-referencia*” (“*self-reference*”) (figura 1.17). En el caso de “*self-reference*”, la frecuencia asociada a cualquier modo dentro de un peine obtenido por un láser “*mode-locked*” puede determinarse como:

$$f_N = Nf_{rep} + f_0 \quad (1.6)$$

donde f_0 es la frecuencia de offset presente en todos los modos del peine y N representa el modo n -ésimo del peine. Algunos estudios han dado la interpretación física a f_0 como la diferencia entre las velocidades de grupo y fase dentro de la cavidad láser [79].

La mayoría de los peines de frecuencias basados en láseres de femtosegundos están generados a partir de láseres de Ti:zafiro, pero debido al avance continuo que está sufriendo esta tecnología en el que resultados nuevos son publicados cada pocos intervalos de tiempo, actualmente se desarrollan peines mediante pulsos ultracortos pertenecientes a láseres de Cr:forsterita (centrado en $1.3 \mu\text{m}$) [56] y láseres en fibra (centrados en $1.5 \mu\text{m}$) [35].

A pesar de la apariencia de perfección que nos proporciona este tipo de peines, estudios recientes han demostrado que la presencia de ruido en algunos tipos de peines de frecuencia, en particular aquellos centrados dentro de la región del IR cercano ($1\text{-}2 \mu\text{m}$), hace la determinación de las frecuencias generadas algo más complicada que la mostrada en por la ecuación 1.6 [99].

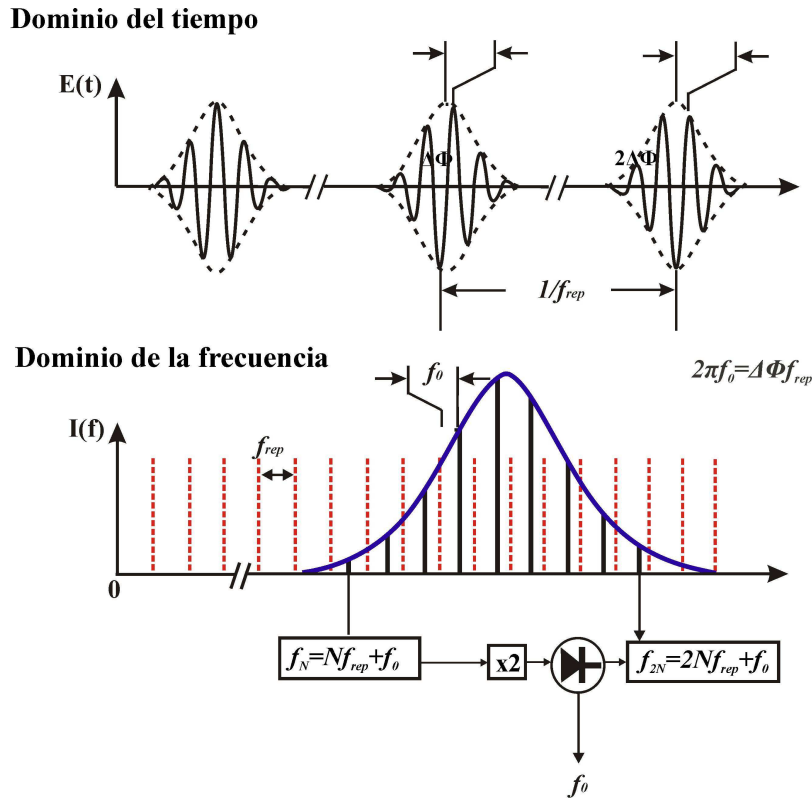


Figura 1.17: Representación de la emisión de un láser de femtosegundos “mode-locked” en el dominio del tiempo y de la frecuencia. La emisión del láser en el dominio del tiempo consiste en un tren de pulsos ultracortos regularmente separados $1/f_{rep}$ donde f_{rep} es la tasa de repetición del láser en “mode-locked”. En el dominio de la frecuencia, la emisión es vista como un peine de frecuencias espaciadas en frecuencia f_{rep} . Si la fase relativa a la frecuencia de la onda portadora (línea continua) y al pico del pulso envolvente (línea discontinua) fuese la misma para cada pulso perteneciente al tren de emisión, las frecuencias correspondientes a los modos del peine en el dominio de la frecuencia, serían múltiplos exactos de la tasa de repetición de emisión del láser. Debido a la dispersión existente dentro de la cavidad del láser, se produce una diferencia entre las velocidades de fase y grupo dando lugar a un desfase $\Delta\Phi$ entre la onda portadora y el pico del pulso envolvente, como se ve en la representación en el dominio del tiempo. En el dominio de la frecuencia, este error de fase da lugar a una frecuencia offset f_0 asociada a cada uno de los modos pertenecientes al peine de frecuencias. f_0 puede ser medida mediante la técnica de “auto-referenciado” como se muestra en la parte inferior de la figura. Esta técnica puede ser llevada a cabo siempre que el peine presente una extensión de una octava óptica completa.

Capítulo 2

Propagación de luz en fibras ópticas. Efectos no lineales

La respuesta de cualquier dieléctrico ante la presencia de un campo electromagnético puede llegar a ser no lineal si éste es muy intenso. La fibra óptica es un medio de transmisión por el que puede transitar una gran cantidad de potencia y dado el carácter dieléctrico que posee la fibra óptica, la respuesta ante esta gran potencia puede llegar a ser no lineal. Esta no linealidad está asociada al comportamiento de la polarización inducida en la fibra, que bajo determinados valores de potencia, deja de ser lineal. Este capítulo se dedicará a describir la propagación del campo óptico en la fibra así como su respuesta ante él.

2.1. Respuesta de la fibra a un campo eléctrico

Como con cualquier otro fenómeno en el que intervienen campos electromagnéticos, la propagación de la luz a través de una fibra óptica viene descrita por las ecuaciones de Maxwell (en unidades CGS):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

donde \mathbf{E} y \mathbf{H} son los vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente; \mathbf{D} y \mathbf{B} son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética respectivamente;

\mathbf{J} es la densidad de corriente y ρ es la densidad de carga. En un medio dieléctrico como es la fibra óptica, no hay presencia de cargas libres por tanto, podemos suponer que $\mathbf{J} = 0$ y $\rho = 0$. La densidad de flujo \mathbf{B} surge en respuesta a la propagación del campo magnético \mathbf{H} dentro del medio y están relacionados por

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.5)$$

donde μ_0 representa la permeabilidad en el vacío y \mathbf{M} es la polarización magnética inducida. La fibra es un medio no magnético ($\mathbf{M}=0$), por lo que \mathbf{B} puede escribirse como función directa de \mathbf{H} mediante $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$.

Por otro lado, la densidad de flujo eléctrico \mathbf{D} en un medio dieléctrico no puede expresarse como función directa del campo eléctrico ya que hay que tener en cuenta la polarización inducida por el campo en el medio. Esta polarización eléctrica viene motivada por la reorientación de las cargas ligadas pertenecientes al material, al paso de un campo eléctrico. Teniendo en cuenta este hecho, \mathbf{D} se escribe como

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.6)$$

donde ϵ_0 representan la permitividad en el vacío y \mathbf{P} es la polarización inducida eléctrica.

Tomando el rotacional de la Ley de Faraday (ecuación 2.1 y teniendo en cuenta las expresiones obtenidas correspondientes a las densidades de flujo eléctrico (ecuación 2.6) y magnético (ecuación 2.5) podemos llegar a

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

donde $c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$. Esta expresión puede simplificarse teniendo en cuenta la pequeña no linealidad existente. De este modo, $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0$ con lo que la ecuación 2.7 se puede expresar como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

Para una completa descripción del campo eléctrico, es necesario determinar una relación entre el vector polarización inducida eléctrica \mathbf{P} y el campo eléctrico

E. Esta relación viene dada por:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2.9)$$

y desarrollándola en serie tiene la forma:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' + \\ &+ \epsilon_0 \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(2)}(t-t_1, t-t_2) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) dt_1 dt_2 + \\ &+ \epsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 + \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (2.10)$$

donde $\bar{\chi}^{(i)}$ ($j=1,2,3,\dots$) representa la susceptibilidad de orden j . Hay que tener en cuenta el carácter tensorial de orden $i+1$ de los elementos $\bar{\chi}^{(i)}$, por lo que los productos dentro de las integrales son productos tensoriales. De los tres sumandos que aparecen en el desarrollo, el primer término asociado a $\bar{\chi}^{(1)}$ corresponde a la parte del fenómeno de polarización asociado a la respuesta lineal de la fibra (\mathbf{P}_L). El resto de los términos asociados a susceptibilidades de orden superior corresponden a la respuesta no lineal de la fibra (\mathbf{P}_{NL}). Teniendo en cuenta estos dos términos, la expresión abreviada de la polarización inducida quedaría:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (2.11)$$

Como puede observarse en la ecuación 2.10, los términos de orden superior a tres han sido omitidos ya que en la práctica, generalmente son despreciables frente a los tres primeros. Por otro lado es necesario indicar el hecho de que la fibra óptica tenga como principal componente la sílice, cuya molécula presenta simetría de inversión. Este hecho concluye en la anulación de los productos tensoriales de orden par por lo que podemos obviar el término asociado a $\bar{\chi}^{(2)}$ en la expresión del factor de polarización (ecuación 2.9). Además al ser la fibra óptica un medio isótropo, podemos representar el tensor $\bar{\chi}^{(1)}$ como una única componente escalar y del tensor $\bar{\chi}^{(3)}$ disponer de tan sólo cuatro componentes no nulas: $(\chi_{xxxx}^{(3)}(t), \chi_{xxyy}^{(3)}(t), \chi_{xyxy}^{(3)}(t))$. Considerando la aproximación de Born-Oppenheimer [30], las componentes del vector de susceptibilidad de orden tres pueden ser descritas me-

dianete el siguiente funcional:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) = \chi^{(3)} R_{ijkl}(t - t_1) \delta(t - t_2) \delta(t - t_3) \quad (2.12)$$

donde R_{ijkl} es la respuesta no lineal normalizada asociada a la componente correspondiente del tensor de susceptibilidad. La respuesta no lineal asociada presenta una forma:

$$R_{ijkl}(t) = \sigma_{ijkl} \delta(t) + h_{ijkl}(t) \quad (2.13)$$

donde, como vemos, aparece un término instantáneo (mediante la delta de Dirac) y un término retardado ($h_{ijkl}(t) = 0$ para $t < 0$) que verifica $\int_{-\infty}^{+\infty} h_{ijkl}(t) dt = f_R \sigma_{ijkl}$. El primer término está relacionado con las deformaciones producidas por el campo en las órbitas de los electrones, y se supone instantáneo (sucede en unos pocos ciclos electrónicos) y el retardado está asociado a los cambios en el estado de vibración de la sílice y suceden en la escala de las decenas de femtosegundo; f_R es una constante que mide la contribución Raman a la susceptibilidad total y cuyo valor está en torno a 0.15 en función de los distintos tipos de fibra. La condición de simetría de Kleinman [20] para un medio isótropo impone asimismo que las cuatro componentes no nulas de la susceptibilidad de orden tres se relacionan de la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \chi_{xyyx}^{(3)}(t) &= \chi_{xyxy}^{(3)}(t) \\ \chi_{xxyy}^{(3)}(t) &= \chi_{xxxx}^{(3)}(t) - 2\chi_{xyxy}^{(3)}(t) \end{aligned} \quad (2.14)$$

De estas ecuaciones se obtiene que $\sigma_{xyxy} = \sigma_{yyxx} = \sigma_{xxyy} = \sigma_{xxxx}/3$ y se deduce además que la respuesta retardada (Raman) sólo tiene dos componentes independientes que podemos establecer como $h_{xxxx}(t)$ y $h_{xyxy}(t)$. Estas dos componentes corresponden, respectivamente, a la respuesta del medio paralela a la polarización del bombeo y la respuesta perpendicular a la misma, y se denotan comúnmente por $h_{\parallel}(t)$ y $h_{\perp}(t)$.

El comportamiento de la fibra óptica ante la transmisión de altas potencias a través de ella es el de un medio no lineal. En esta situación se suele admitir que

$|\mathbf{P}_{NL}| \ll |\mathbf{P}_L|$, por lo que a efectos de resolver la ecuación 2.8, la contribución de \mathbf{P}_{NL} se trata como una perturbación al caso lineal. Cuando tratamos con potencias de transmisión moderadas o bajas el término \mathbf{P}_{NL} puede ser despreciado.

2.1.1. Propagación Lineal

En este apartado trataremos de resumir los conceptos básicos de propagación lineal de la luz dentro de una fibra óptica. También introduciremos el concepto de dispersión cromática, fenómeno que aparece como consecuencia de la dependencia de la constante de propagación del campo que recorre la fibra con la frecuencia, $\beta(\omega)$. Como se indicó en el apartado anterior, consideramos propagación lineal cuando potencias asociadas a la propagación dentro de la fibra sean bajas o moderadas. Partimos de la ecuación de propagación 2.8. En el caso de propagación lineal, consideramos $\mathbf{P}_{NL} = 0$ con lo que la ecuación 2.10 se expresa como

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (2.15)$$

Para facilitar la resolución de la ecuación 2.8, es conveniente reescribirla en el dominio de la frecuencia:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.16)$$

donde $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ es la transformada de Fourier de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) \quad (2.17)$$

La constante dieléctrica dependiente de la frecuencia, $\epsilon(\omega)$ está definida como:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \quad (2.18)$$

donde $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ es la transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$. Como $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ es un número complejo, $\epsilon(\omega)$ también lo es. Es más, su parte real e imaginaria están relacionadas con el índice de refracción $n(\omega)$ y el coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$ mediante:

$$\varepsilon = \left(n + \left(\frac{ic\alpha}{2\omega} \right) \right)^2 \quad (2.19)$$

La atenuación α en la fibra y el índice de refracción n se relacionan con $\chi^{(1)}(\omega)$ mediante las expresiones:

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \Re[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (2.20)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \Im[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (2.21)$$

Para seguir con el desarrollo de la obtención de la solución de la ecuación 2.16 se consideraran un par de aproximaciones. En primer lugar supondremos que las pérdidas en la fibra son pequeñas en la región con longitud de onda de interés por lo que consideramos que la parte imaginaria de $\varepsilon(\omega)$ es pequeña en comparación con la parte real. Esto hace que en la ecuación 2.16 se pueda sustituir $\varepsilon(\omega)$ por $n^2(\omega)$. Por otro lado, consideraremos que $n(\omega)$ es independiente de las coordenadas espaciales en cada uno de los componentes de la fibra, por lo que podemos escribir

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E}, \quad (2.22)$$

y sustituyendo este resultado en 2.16 obtenemos

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.23)$$

Normalmente, para resolver la ecuación de onda 2.23 se suele utilizar una sola de las componentes del vector de campo eléctrico, típicamente $\tilde{E}_z(\mathbf{r}, \omega)$. Utilizando el método de separación de variables y teniendo en cuenta que nuestro problema tiene simetría cilíndrica, las soluciones que se obtienen son de la forma:

$$\tilde{E}_z(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{A}(\omega) F(\rho) e^{(\pm im\phi)} e^{(i\beta z)} \quad (2.24)$$

donde $\tilde{A}(\omega)$ es un término de amplitud, m es un número entero que marca el orden de modo y $F(\rho)$ y β se obtienen resolviendo la ecuación:

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(n^2(\rho) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F(\rho) = 0 \quad (2.25)$$

β es una función de la frecuencia ω y se denomina constante de propagación del modo en la fibra. La dependencia de β en frecuencia viene causada por la dependencia frecuencial y radial del índice de refracción. El confinamiento del modo en el núcleo de la fibra (guiado) sólo se consigue cuando el valor promedio del índice en el interior de la fibra es mayor que en la cubierta. El modo fundamental (modo que permanece en las fibras ópticas monomodo) se obtiene con $m = 0$ y aparece de forma única en la fibra desde frecuencia cero hasta una cierta frecuencia ω_c denominada frecuencia de corte. Al igual que la constante de propagación, la frecuencia de corte depende simultáneamente de la dependencia radial y frecuencial del índice de refracción. Como regla práctica cabe decir que la frecuencia de corte aumenta cuando disminuye el radio del núcleo o disminuye la diferencia de índice entre núcleo y cubierta. La distribución de campo del modo fundamental sigue, en general, una ley que se puede aproximar bien por una gaussiana:

$$F(\rho) \simeq e^{\left(-\frac{\rho^2}{\rho_w^2}\right)} \quad (2.26)$$

donde ρ_w mide el radio efectivo que ocupa el modo. La cantidad $2\rho_w$ se conoce como diámetro de campo modal [23].

El fenómeno de dispersión cromática evidencia la dependencia de la constante de propagación β con la frecuencia. Con intención de facilitar la explicación de este fenómeno consideraremos un espectro centrado en ω_0 . En el caso en el que el ancho espectral total ($\Delta\omega$) sea mucho menor que la frecuencia central ($\Delta\omega \ll \omega_0$), podemos describir la constante de propagación en todo el rango espectral de interés mediante un desarrollo en serie de Taylor:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.27)$$

donde

$$\beta_i = \left. \frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.28)$$

Los parámetros β_1 y β_2 aportan información acerca de la velocidad de fase y de grupo. La velocidad de fase (v_f) es el cociente entre la frecuencia angular ω y la constante de propagación β y puede entenderse como la velocidad a la

que se propagan los frentes de una onda armónica (por ejemplo, producida por un láser continuo) a lo largo de la fibra. La velocidad de grupo, sin embargo, se define como la derivada de la frecuencia respecto a la constante de propagación y coincide con el inverso de β_1 :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{1}{\beta_1} \quad (2.29)$$

La velocidad de grupo es la velocidad a la que se propaga la envolvente de variación lenta de una onda armónica (por ejemplo una senoide que modula la salida un láser). Ambas cantidades no son, en general, iguales, salvo que β y ω se relacionen linealmente (lo cual, en general, no es cierto). Aunque no son iguales, la velocidad de fase y de grupo en fibras son muy parecidas y aproximadamente iguales a $2 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

La relación entre β_2 y la velocidad de grupo es inmediata:

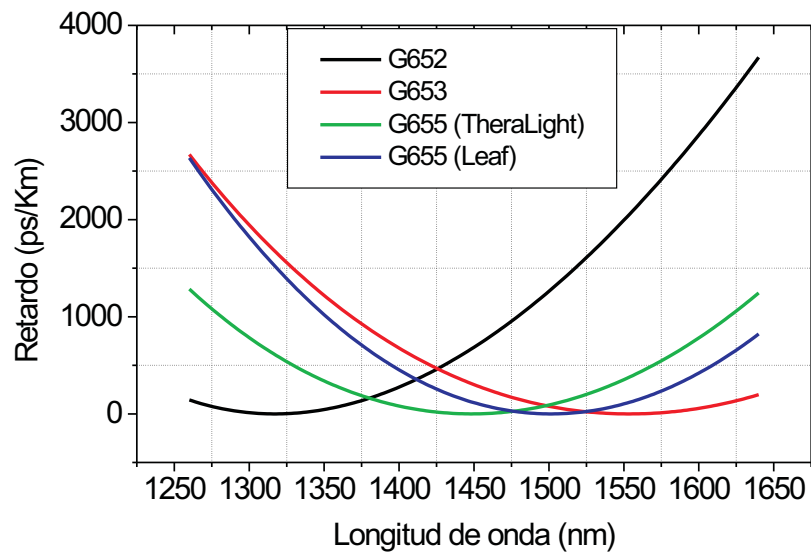
$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau_g}{d\omega} \quad (2.30)$$

siendo τ_g el retardo de grupo por unidad de longitud. β_2 mide la variación del retardo de grupo que experimentan las distintas componentes espectrales alrededor de la frecuencia central ω_0 y por tanto es la responsable del ensanchamiento de los pulsos de un láser monocromático que se propagan en régimen lineal a lo largo de la fibra. Es por ello que a la cantidad β_2 se le denomina *dispersión de velocidad de grupo*, *GVD*. A efectos de la medida de este parámetro se suele emplear otro que está directamente relacionado:

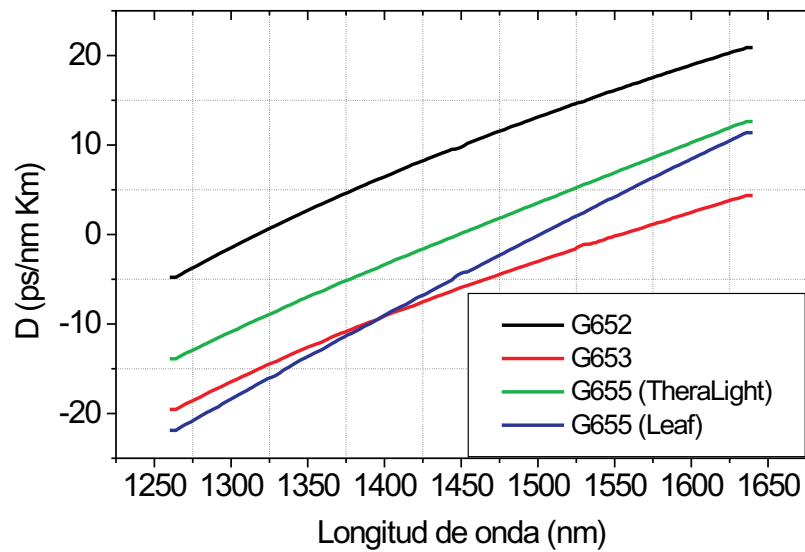
$$D = \frac{1}{L} \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{1}{L} \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.31)$$

denominado *coeficiente de dispersión cromática*. En términos de unidades, β_2 se mide en $\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ y D en $\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. La figura 2.1 muestra las curvas de dispersión típica de varios tipos de fibra comercial medidas en nuestro laboratorio [70].

La característica más notable de todas las curvas es que la dispersión se anula para una cierta longitud de onda. A esta longitud de onda la denominaremos longitud de onda de dispersión nula y la denotaremos por λ_0 . Por encima de esta



(a)



(b)

Figura 2.1: Distintos tipos de fibras en función de su curva de dispersión cromática: en la gráfica (a) representamos el retardo en función de la longitud de onda; mientras que en la (b) aparece la curva de dispersión de los cuatro tipos distintos de fibra: G652: fibra estándar (SMF), G653: fibra de dispersión desplazada (DSF), G655 (TheraLight), G655 (Leaf): NZDSF

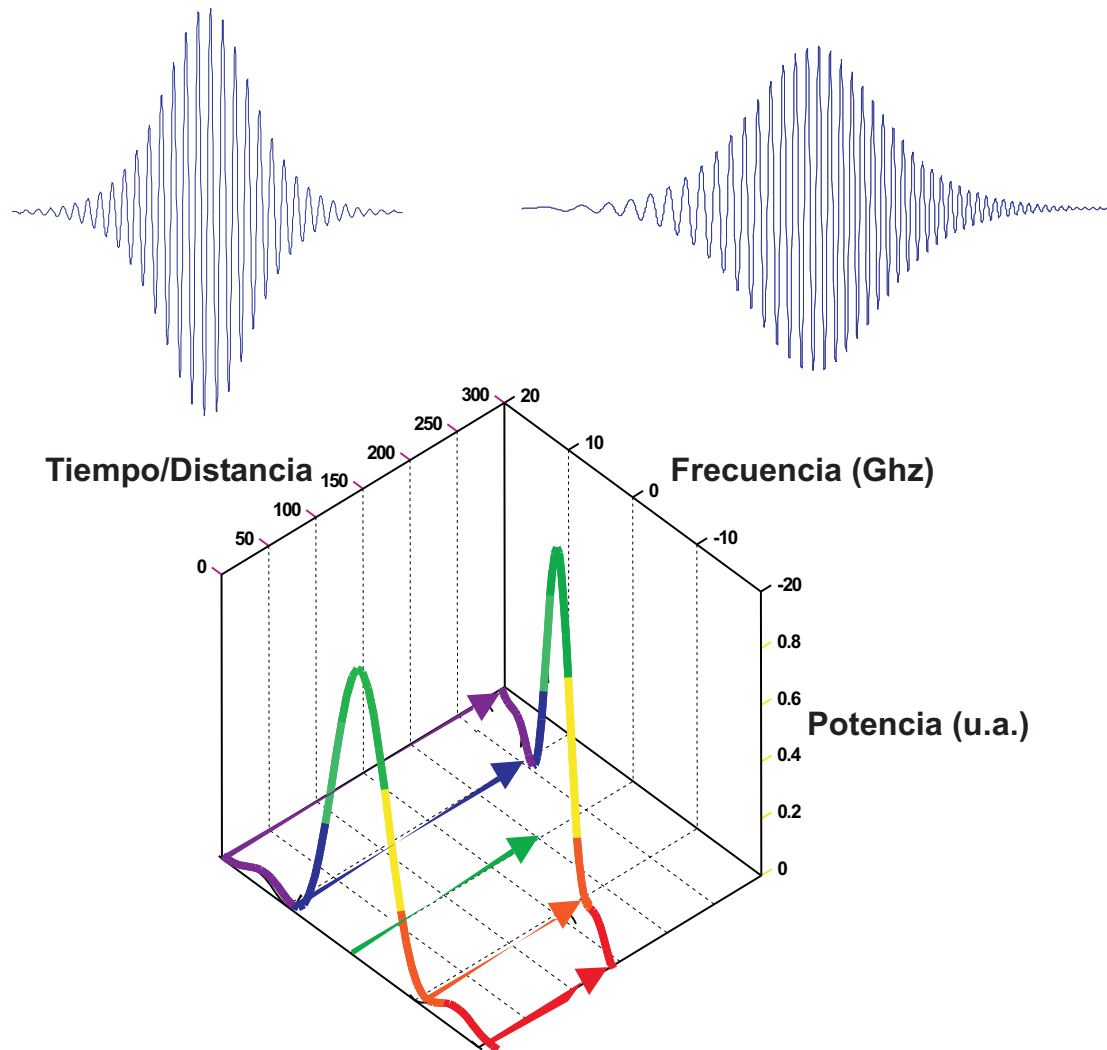


Figura 2.2: Efecto de la dispersión cromática sobre un pulso propagado por una fibra óptica monomodo en régimen de dispersión anómala.

longitud de onda ($D > 0, \beta_2 < 0$) se dice que la fibra presenta un régimen de dispersión anómalo, mientras que por debajo de λ_0 ($D < 0, \beta_2 > 0$) se dice que la propagación se efectúa en el régimen normal. En el primer caso, las componentes espectrales de longitudes de onda más altas se propagan más rápido que las bajas a diferencia de la segunda situación en la que las componentes espectrales de longitudes de onda más bajas son las que se propagan más rápidamente. Como puede verse en la figura 2.2, el efecto de la dispersión es equivalente a una modulación en frecuencia sobre el pulso (caso $D > 0$).

Es importante destacar que la distorsión producida por la dispersión cromática es reversible, es decir, es posible la fabricación de compensadores de dispersión cuyos elementos (fibra óptica o redes de Bragg en fibra) están diseñados de tal manera que el signo del coeficiente GVD sea opuesto al de la fibra que se pretende compensar.

2.1.2. Propagación No Lineal

Una vez estudiada la propagación de un haz de luz dentro de una fibra cuando las potencias asociadas son bajas o moderadas (propagación lineal), en esta sección estudiaremos la propagación de este mismo haz en el caso en el que su potencia asociada sea alta (propagación no lineal). Para ello partimos de la ecuación 2.8. En este caso consideraremos la polarización no lineal \mathbf{P}_{NL} como una pequeña perturbación en la polarización total, por lo que la ecuación de partida es

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{L}}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad (2.32)$$

Para facilitar la resolución de la ecuación 2.32 es conveniente realizar una serie de consideraciones. En la primera de ellas consideramos que la polarización eléctrica permanece constante a lo largo de la fibra. Esta consideración es muy discutible a menos que se esté trabajando con fibras birrefringentes o que mantienen la polarización, pero en la práctica simplifica notablemente el tratamiento y permite extraer resultados generalizables a fibras reales. De este modo es posible trabajar con una aproximación escalar de la ecuación 2.32, empleando solamente la componente $\chi_{xxxx}^{(3)}$ del tensor de susceptibilidad de orden tres. Es importante indicar el hecho de que la respuesta no lineal de la fibra es debida fundamen-

talmente a dos factores: por un lado, las distorsiones en las órbitas electrónicas de los átomos inducidas por el campo eléctrico que atraviesa la fibra. Estas distorsiones pueden considerarse casi instantáneas ya que se producen en escalas de tiempo de unos pocos ciclos electrónicos; por otro lado, la respuesta Raman que está asociada a los cambios de los estados vibracionales de las moléculas de sílice. Esta respuesta se considera instantánea cuando consideramos un ancho de banda mucho menor que $1/\tau_R \simeq 14$ THz, donde τ_R es el tiempo de retardo y tiene valores entre 60-70 fs. Normalmente, la suposición de respuesta instantánea de la fibra es válida para pulsos del orden de 1 ps. En cualquier otro caso no sería correcto tratar la respuesta no lineal de la fibra como instantánea. De este mismo modo, la suposición de ausencia de pérdidas en la fibra suele considerarse aceptable siempre que la longitud de la fibra sea mucho menor que $1/\alpha$, donde α es la atenuación de la fibra.

Teniendo en cuenta estas observaciones reescribimos la ecuación 2.8 en el dominio de la frecuencia y considerando los términos de respuesta Raman y de pérdidas, obteniendo la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} &= \chi_{xxxx}^{(3)} \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \\ &\cdot \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{R}(\omega_1 - \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\omega - \omega_1 + \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_1) \tilde{\mathbf{E}}^*(\omega_2) d\omega_1 d\omega_2 \end{aligned} \quad (2.33)$$

Siguiendo el mismo modelo que en el caso de propagación lineal, suponemos que la solución del campo puede escribirse como producto de sus componentes radial y longitudinal:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [A(t) F(\rho) \exp(i(\omega_0 t - \beta_0 z) + c.c.)] \quad (2.34)$$

donde hemos supuesto, por conveniencia, que el campo está alienado en la dirección \hat{x} . Tal y como hemos indicado anteriormente se tratan los términos no lineales como perturbaciones al caso lineal. Por tanto, la distribución radial del campo se obtiene al igual que en el caso lineal, anulando toda la contribución no lineal a la ecuación 2.33. En el primer orden de perturbación, la presencia de efectos no lineales no afecta a la distribución radial del modo fundamental. Sin embargo, la inclusión del término perturbativo sí afecta a la constante de

propagación β como veremos en la siguiente sección.

Llegados a este punto, para obtener la expresión de la ecuación de propagación no lineal necesitamos recurrir a la aplicación de una serie de herramientas matemáticas mostradas detalladamente en [76] y que nosotros no trataremos de manera explícita ya que no consideramos que sea un punto relevante en el actual desarrollo para nuestros propósitos. De esta manera partiremos directamente de la expresión final para la amplitud compleja $A(z, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = \\ = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_{xxxx}} R_{xxxx}(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

donde la amplitud compleja $A(z, t)$ ha sido normalizada de manera que la potencia óptica de la onda se calcula según la ley $P(z, t) = |A(z, t)|^2$ y γ es un parámetro que recibe el nombre de coeficiente no lineal y representa el valor de la no linealidad de la fibra. γ está relacionada con la susceptibilidad según la relación:

$$\gamma = \frac{n_{2e}\omega_0}{cA_{eff}} = \frac{3\sigma_{xxxx}\omega_0}{8ncA_{eff}} \quad (2.36)$$

donde n_{2e} es el índice no lineal de la fibra, y cuyo valor se ha medido experimentalmente obteniéndose un resultado $\sim 2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [47, 30, 49]. El parámetro A_{eff} tiene unidades de área y está definida por:

$$A_{eff} = \frac{2\pi \left(\int_0^{+\infty} F^2(\rho) \rho d\rho \right)^2}{\int_0^{+\infty} F^4(\rho) \rho d\rho} \quad (2.37)$$

A_{eff} representa el área real que ocupa el campo en el interior de la fibra o de otra manera, la sección eficaz de área de fibra ocupada por el campo. El área efectiva es una de las características básicas responsables de la generación de efectos no lineales en fibras (la intensidad del campo aumenta al quedar confinado en el pequeño valor que presenta el área). Valores típicos para fibras monomodo convencionales, $A_{eff} \sim 80 \mu\text{m}^2$, para fibras de dispersión desplazada (DSF) $A_{eff} \sim 50 \mu\text{m}^2$ y para fibras compensadoras de dispersión este valor estaría entorno a $20 \mu\text{m}^2$.

Para simplificar los cálculos se ha omitido la variación de la distribución radial del campo del modo fundamental, $F(\rho)$, con la frecuencia y se ha supuesto que para todo el rango de frecuencias cubierto por el pulso, $F(\rho)$ permanece constante.

Si suponemos que trabajamos en régimen continuo o que el ancho espectral de los pulsos es mayor de 1 ps, podemos considerar la ausencia de pérdidas en la guía, obviar la contribución Raman y suponer que la respuesta del medio es prácticamente instantánea, por lo que la ecuación de amplitud compleja se puede expresar como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (2.38)$$

La ecuación 2.38 recibe el nombre de ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) por su similitud con la ecuación de Schrödinger con potencial no lineal y a la ecuación 2.33 se le suele denominar ecuación no lineal de Schrödinger extendida.

Las ecuaciones se van complicando a medida que consideremos la propagación de dos o más frecuencias ya sea en el mismo sentido o sentidos opuestos.

Junto con el área efectiva existen dos parámetros más, característicos de la fibra óptica, responsables de la tendencia a la generación de efectos no lineales en fibra: la dispersión de velocidad de grupo (GVD) y la longitud efectiva de la fibra. La GVD se explicó anteriormente dentro de este capítulo en la sección 2.1.1. El segundo parámetro, la longitud efectiva de la fibra, representa la longitud que necesita recorrer la luz para que se produzca la generación de cada efecto no lineal, teniendo en cuenta las pérdidas que se producen en la fibra. Su valor queda determinado por la siguiente ecuación:

$$L_{eff} = \int_0^L e^{-(\alpha z)} dz = \frac{1 - e^{-(\alpha L)}}{\alpha} \quad (2.39)$$

Para valores $\alpha L \gg 1$, se suele considerar $L_{eff} \approx \frac{1}{\alpha}$. En cambio para valores $\alpha L \ll 1$, el valor de la longitud efectiva se considera el mismo que el de la longitud de la fibra, $L_{eff} \approx L$. Para fibras monomodo con $\alpha = 0,2dB/km$ empleadas en propagación en la tercera ventana y en sistemas de telecomunicaciones, la longitud efectiva es 21 km. Para fibras de longitud intermedia, por ejemplo 10 km, $L_{eff} = 7km$ en fibras de segunda ventana y 8 km en fibras para la tercera ventana.

2.2. Efectos no lineales

Una de las características más exclusivas de las fibras ópticas es su relativo bajo umbral para la generación de efectos no lineales. Este hecho puede suponer serios problemas en comunicaciones ópticas, especialmente en sistemas DWDM, donde una gran cantidad de canales con escasa separación se propagan simultáneamente con potencias de elevada magnitud. Uno de estos problemas precisamente reside en la limitación transmitida por canal. Además, los efectos no lineales degradan la información transmitida por la fibra.

Por otro lado, los efectos no lineales pueden ser muy útiles para un gran número de aplicaciones como la conversión de longitudes de onda, multiplexado y demultiplexado, regeneración de pulsos o amplificadores en fibra. De hecho, el desarrollo en la generación de las ya presentes y futuras redes de comunicaciones ópticas estará fuertemente enfocado al estudio de los efectos no lineales en fibra para aprovechar todas las funciones que éstos pueden aportar.

Los efectos no lineales pueden clasificarse en dos grupos dependiendo de la energía efectiva intercambiada en el proceso de interacción. De este modo obtenemos efectos no lineales de tipo elástico y efectos no lineales de tipo inelástico.

Los efectos no lineales de tipo elástico engloban aquellos fenómenos en los que no existe un intercambio neto de energía entre el campo electromagnético y el medio material. Son fenómenos con origen en las modificaciones no lineales instantáneas del índice de refracción del material ante la presencia de un campo electromagnético intenso. Es por ello por lo que estos efectos también son conocidos como *efectos de refracción no lineal*. Las posibles nuevas frecuencias que se generen como consecuencia de la interacción no lineal están sometidas a la restricción en el balance de energía neta de los fotones que intervienen en el proceso. Dentro del grupo de efectos no lineales de tipo elástico se puede diferenciar entre fenómenos de generación de tercer armónico (THG), mezcla de cuatro ondas (FWM), automodulación de fase (SPM) y modulación cruzada de fase (XPM).

Los efectos no lineales de tipo inelástico engloban aquellos fenómenos para los que sí se produce un intercambio efectivo de energía entre el campo electromagnético y el material. La interacción tiene lugar a través de modificaciones en la polarizabilidad del material asociadas a vibraciones en los átomos de la red, por lo que la respuesta del material presenta una cierta inercia en el tiempo, y

por tanto, limitaciones en la respuesta en frecuencia ante variaciones rápidas de la intensidad luminosa. No se cumple un balance estricto en las energías de los fotones que intervienen en el proceso, al entrar en juego también fonones de la red que se llevan parte de la energía del campo electromagnético. El intercambio de energía entre la onda y el medio se traduce en estos efectos de ganancia y/o atenuación no lineal. Los efectos no lineales de tipo inelástico se manifiestan como efectos de difusión (*scattering*) de la luz en el medio y se conocen como fenómenos de difusión Raman y de difusión Brillouin.

2.2.1. Efectos de refracción no lineal: SPM, XPM

En presencia de un haz de luz intenso, el índice de refracción de la fibra varía en función de la intensidad:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (2.40)$$

donde I es la intensidad óptica que recorre la fibra. Como se puede observar, la expresión se compone de dos términos, uno constante, n_0 y otro que depende linealmente de la intensidad I . El coeficiente que determina el grado de dependencia del índice de refracción con la intensidad se conoce como coeficiente no lineal del índice, n_2 , y está relacionado con el tensor de susceptibilidad de tercer orden χ^3 mediante:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re} \chi_{(xxxx)}^{(3)} \quad (2.41)$$

En las fibras que comúnmente se emplean en comunicaciones, $n_2 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$, por lo que la no linealidad introducida por las potencias habituales (1-10 mW) es muy pequeña. Supongamos que bombeamos una fibra estándar de área efectiva $80 \mu\text{m}^2$ con una potencia 100 mW. La intensidad que circula por la fibra es $1,25 \cdot 10^9 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ y la variación del índice de refracción que se produce $\Delta n = 2,75 \cdot 10^{-4}$. Aunque este valor sea inicialmente muy pequeño, cuando la onda se propaga por la fibra cuya longitud es grande ($\sim \text{km}$), la variación que introduce la intensidad en la fase no lineal de la onda propagante no es despreciable. Volviendo al ejemplo anterior, supongamos que la fibra tuviera una longitud efectiva de 5 km y es bombeada con 100 mW a 1550 nm, la fase no lineal que se

introduce tiene un valor $\phi_{NL} = 2\pi \frac{\Delta n_{eff} L}{\lambda} \sim 5,6 \cdot 10^{-1}$.

La dependencia del índice de refracción con la intensidad da lugar a distintos efectos no lineales caracterizados por una modulación de fase de la señal óptica. Dependiendo de si el índice de refracción no lineal provoca efectos sobre la propia señal o sobre otras señales copropagantes. A estos fenómenos se les denomina automodulación de fase (*self-phase modulation, SPM*) o modulación cruzada de fase (*cross-phase modulation, XPM*).

2.2.1.1. Automodulación de fase, SPM

En la automodulación de fase, el pulso que pasa por la fibra cambia de fase debido a un cambio en el índice de refracción de la fibra con la intensidad del mismo y como consecuencia se produce un ensanchamiento espectral del pulso. Para el estudio de este fenómeno partimos de la ecuación no lineal de Schrödinger (2.38). Con la idea de facilitar el desarrollo matemático es conveniente introducir algunas consideraciones que, sin suponer notables cambios en la física del sistema, facilitarán el manejo de la ecuación. En primer lugar, consideramos una escala de tiempos cuya referencia es un punto que se desplaza a lo largo de la fibra a la velocidad de grupo del pulso, v_g . Matemáticamente podemos expresar esta consideración mediante:

$$T = \frac{t - z}{v_g} \quad (2.42)$$

Si además esta escala de tiempos es normalizada con la duración del pulso, definimos una nueva variable temporal:

$$\tau = T/T_0 = \frac{\frac{t-z}{v_g}}{T_0} \quad (2.43)$$

en función de la cual expresamos la forma de onda que se propaga por la fibra. Por otro lado, podemos expresar la amplitud de variación lenta en forma normalizada: $A(z, \tau) = \sqrt{P_0} U(z, \tau)$ donde P_0 es la potencia de pico de la señal. Si además consideramos las pérdidas de la fibra y la dispersión de la velocidad de grupo nulas, podemos reescribir la ecuación 2.38 como:

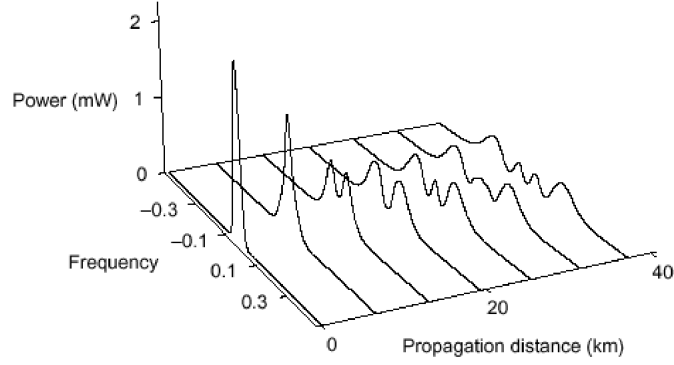


Figura 2.3: Evolución del espectro del pulso con la distancia bajo el efecto SPM.

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i\gamma P_0 \exp(-\alpha z) |U|^2 U \quad (2.44)$$

A la salida de la fibra ($z = L$), la solución de 2.44 es prácticamente inmediata:

$$U(L, \tau) = U(0, \tau) \exp(i\phi_{NL}) \quad (2.45)$$

donde ϕ_{NL} es la fase no lineal que introduce la automodulación de fase y viene dada por:

$$\phi_{NL} = i\gamma P_0 L_e |U(0, \tau)|^2 \quad (2.46)$$

y como se puede comprobar depende de la potencia de bombeo, el coeficiente no lineal de la fibra y es función de la distancia. La fase no lineal introducida también dependerá de la potencia instantánea del pulso por lo que su efecto no sólo dependerá de su intensidad, sino que también vendrá determinada por la forma de éste. Por lo tanto la variación de la frecuencia instantánea de la señal se expresa como consecuencia de la variación temporal de la fase no lineal o modulación de fase:

$$\delta\omega(\tau) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial\tau} = -\gamma P_0 L_e \frac{\partial}{\partial\tau} (|U(0, \tau)|^2) \quad (2.47)$$

Si consideramos un pulso a la entrada y observamos la expresión 2.47, vemos

cómo la frecuencia instantánea se desplazará hacia frecuencias bajas en el flanco de subida del pulso (desplazamiento hacia el rojo) ($\delta\omega < 0$) y hacia frecuencias altas en el flanco de bajada (desplazamiento hacia el azul) ($\delta\omega > 0$). Ésto se traduce de forma efectiva en un ensanchamiento del espectro del pulso (figura 2.3), lo que quiere decir que en términos temporales el pulso sufrirá una compresión. El ensanchamiento espectral del pulso puede ser compensado o aumentado por la acción de la dispersión cromática de la fibra. En el régimen de dispersión normal ($\lambda < \lambda_0$), en el cual la luz roja (frecuencias bajas) se propaga más rápido que la luz azul (frecuencias altas), la dispersión no lineal es aumentada por la dispersión cromática resultando un aumento en el ensanchamiento del pulso. En el caso de régimen de dispersión anómala, ($\lambda > \lambda_0$), la dispersión no lineal es compensada, dando lugar a una compresión, o cuando se produce un balance exacto, a la formación de solitones [49].

2.2.1.2. Modulación cruzada de fase, XPM

Al igual que el efecto de automodulación de fase, la modulación cruzada de fase se produce como consecuencia de la dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo que atraviesa la fibra. La diferencia entre ambos efectos se centra precisamente en esta dependencia ya que no sólo depende de la intensidad del campo que atraviesa la fibra, sino que también depende de la intensidad de otros campos (canales) que se propagan dentro de la misma fibra. Este efecto no lineal surge de la interacción entre dos o más campos electromagnéticos que recorren la fibra simultáneamente y de manera copropagante. La variación de intensidad de una señal a una determinada frecuencia da lugar a una modulación de fase a otra frecuencia distinta. En XPM no hay transferencia de energía y como veremos en el siguiente desarrollo, siempre va acompañada de SPM. En general, dos campos o canales pueden diferenciarse no sólo en la longitud de onda, también pueden diferenciarse en el estado de polarización de cada uno de ellos. Inicialmente y para simplificar el estudio de este fenómeno nos centraremos en el caso de dos campos con distinta longitud de onda y polarizaciones paralelas. El estudio del efecto considerando polarizaciones arbitrarias y misma longitud de onda será abordado más adelante.

Supongamos la propagación de dos canales i y j con distinta longitud de onda y polarizaciones paralelas a través de una fibra. Las ecuaciones de propagación

para cada uno de estos canales se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_i}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_i}{\partial t} + i \frac{\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_i &= \\ &= i\gamma_i(1 - f_R)(|A_i|^2 + 2|A_j|^2)A_i + R_i(z, t) \end{aligned} \quad (2.48)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_j}{\partial t} + i \frac{\beta_{2j}}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_j &= \\ &= i\gamma_j(1 - f_R)(|A_j|^2 + 2|A_i|^2)A_j + R_j(z, t) \end{aligned} \quad (2.49)$$

donde $R_{i,j}$ es el parámetro que representa los efectos de respuesta no instantánea del medio. Para simplificar los cálculos consideramos nula la contribución de estos términos, por lo tanto $R_{i,j} = 0$ y $f_R = 0$. En este caso y siguiendo el mismo desarrollo realizado en la SPM, la fase no lineal acumulada en el canal j al final del recorrido, $z = L$ viene dada por:

$$\phi_{NLj} = i\gamma_j L_e [P_j |U_j|^2 + 2P_i |U_i|^2] \quad (2.50)$$

En la expresión 2.50 se puede ver que $|U_j|^2$ es el término responsable de la SPM y $|U_i|^2$ es el responsable de la XPM. Según esto se puede afirmar que el efecto de XPM siempre va acompañado del fenómeno de SPM. También se puede apreciar que entre canales de amplitudes de distinta frecuencia, la XPM es doblemente efectiva que la SPM. Del mismo modo que en SPM, el efecto de XPM entre pulsos de distinta longitud de onda se traduce en un ensanchamiento espectral de los pulsos (compresión o expansión del pulso en términos temporales). Sin embargo, y con motivo de la distinta velocidad de propagación de cada longitud de onda considerada, estos efectos pierden el carácter simétrico que presentan en el caso de la automodulación de fase [30, 6, 31].

Es importante destacar el papel que juega la atenuación presente en la fibra a la hora de la generación de XPM. Si dos pulsos se encuentran en su desplazamiento, uno de ellos interaccionará con el inicio y final del otro pulso. En ausencia de atenuación, el efecto XPM que se producirá en el pulso es nulo. En cambio, si la fibra presenta atenuación, el pulso se verá modificado debido al efecto de XPM [58].

Consideremos ahora el segundo caso de propagación propuesto inicialmente: dos canales con longitudes de onda similar y polarizaciones aleatorias. Siguiendo el desarrollo anterior y despreciando los efectos de respuesta no instantánea del

medio, se obtienen las ecuaciones de propagación para las amplitudes complejas x e y :

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_x}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_x = i\gamma \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_y}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_y = i\gamma \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y \quad (2.52)$$

La fase no lineal introducida por el canal con polarización y en el canal con polarización x puede escribirse:

$$\phi_{NLx} = i\gamma L_e \left[P_x |U_x|^2 + \frac{2}{3} P_y |U_y|^2 \right] \quad (2.53)$$

Observando el segundo término, podemos destacar el hecho de que la XPM es menos eficiente entre polarizaciones ortogonales con la misma longitud de onda que entre polarizaciones paralelas con longitud de onda distinta. La diferencia de fase entre las dos componentes de la polarización se puede contemplar, de forma efectiva, como la aparición de una birrefringencia dependiente de la potencia.

2.2.2. Procesos paramétricos: FWM

La interacción de dos o más ondas pueden dar lugar a un segundo tipo de procesos no lineales asociados a χ^3 . En estos procesos se produce una transferencia de energía entre las ondas además de una modulación del índice de refracción del medio. Esta interacción es referida como *interacción paramétrica* y las no linealidades que genera se las conoce como *procesos paramétricos*. Para que se produzcan estos fenómenos, además de la presencia de altas potencias dentro de la fibra, es necesario que las ondas envueltas en el proceso tengan la misma fase; esto quiere decir que la velocidad de fase de cada onda debe ser la misma. Esta condición es mucho más estricta que las necesarias en la generación de los efectos no lineales vistos anteriormente (2.2.1), donde sólo la igualdad de velocidad de grupo era necesaria para que los pulsos pudieran solaparse.

En los procesos paramétricos asociados a χ^3 se incluyen, la mezcla de cuatro ondas (*FWM*), la generación del tercer armónico (*THG*) y la ganancia paramétrica. Debido a que en el desarrollo experimental de esta tesis no se han empleado ninguno de estos dos últimos fenómenos, dejaremos su desarrollo como lectura

complementaria [30, 49] y nos centraremos en el estudio del efecto no lineal de la mezcla de cuatro ondas.

En el proceso paramétrico de mezcla de cuatro ondas, tres ondas con frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 desplazándose simultáneamente y de forma copropagante por una fibra, interactúan dando lugar a una cuarta cuya frecuencia está dada por $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. La eficiencia del proceso de mezcla depende fuertemente de la diferencia de fase óptica entre las cuatro componentes frecuenciales involucradas que se van acumulando a lo largo del trayecto recorrido en la fibra. La eficiencia de mezcla será máxima cuando esta diferencia sea nula. Esta condición se conoce como *condición de ajuste de fases* y se dará únicamente cuando las frecuencias de bombeo del proceso de mezcla se sitúan en las cercanías de la longitud de onda de dispersión nula de la fibra.

Desde un punto de vista mecánico-cuántico, en el proceso de mezcla de cuatro ondas dos fotones de energía $\hbar\omega_1$ y $\hbar\omega_2$ interactúan en el interior de la fibra generando otros dos fotones de energía $\hbar\omega_3$ y $\hbar\omega_4$ [29] de tal modo que las leyes de conservación de energía y momento se cumplan:

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3 + \hbar\omega_4 \quad (2.54)$$

$$\kappa_1 + \kappa_2 = \kappa_3 + \kappa_4 \quad (2.55)$$

Existen dos casos distintos de proceso de FWM: caso degenerado y caso no degenerado. En el caso no degenerado, referido como caso general, se considera la generación de una frecuencia ω_4 a partir de la interacción de tres frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 según la relación $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. En el caso degenerado de mezcla de cuatro ondas, $\omega_1 = \omega_2$, por lo que son dos las ondas con frecuencias ω_1 y ω_3 las que interactúan, dando lugar a una frecuencia de mezcla ω_4 según la relación $\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3$. En el desarrollo de este trabajo sólo emplearemos de forma experimental el caso degenerado de mezcla. Por este motivo se va a desarrollar solamente este caso dejando el caso general (no degenerado) como objeto de interés en [30, 78, 30, 94].

Iniciamos el estudio del caso degenerado de la mezcla de cuatro ondas partiendo de la componente no lineal de la polarización inducida en la fibra (2.9)

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} \quad (2.56)$$

Consideramos dos campos \mathbf{E}_1 y \mathbf{E}_2 desplazándose por la fibra, oscilando a frecuencias distintas ω_1 y ω_2 . Inicialmente consideraremos que sólo estos dos campos poseen la amplitud suficiente como para generar una mezcla apreciable. Con esta suposición, descartamos la posibilidad de nuevos productos de mezcla a partir de la interacción de frecuencias generadas. La expresión para cada uno de los campos viene dada por:

$$\mathbf{E}_1 = \frac{1}{2} \hat{x} [A_1(z, t) \exp(i(\beta(\omega_1)z - \omega_1 t)) + c.c.] \quad (2.57)$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{1}{2} \hat{x} [A_2(z, t) \exp(i(\beta(\omega_2)z - \omega_2 t)) + c.c.] \quad (2.58)$$

donde β es la constante de propagación. Considerando las polarizaciones de los campos lineales y paralelas a lo largo de todo el trayecto podemos escribir:

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} = \mathbf{E}_1^2 \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2^2 \mathbf{E}_2 + 3\mathbf{E}_1^2 \mathbf{E}_2 + 3\mathbf{E}_2^2 \mathbf{E}_1 \quad (2.59)$$

Los términos del tipo $\mathbf{E}_i^2 \mathbf{E}_i$ dan lugar a componentes frecuenciales en $\pm\omega_i$ (responsables de los efectos de SPM) y en $\pm 3\omega_i$ (generación de tercer armónico) siendo éste último efecto absolutamente despreciable en fibras debido a la simetría de inversión que presenta la molécula de sílice. Los términos del tipo $\mathbf{E}_i^2 \mathbf{E}_j$ dan lugar a componentes frecuenciales en $\pm\omega_j$ (responsables de los efectos de XPM) y en $\pm 2\omega_i \pm \omega_j$. Éstos últimos son los responsables de la aparición de la mezcla de cuatro ondas, aunque sólo los términos de la forma $\pm(2\omega_i - \omega_j)$ presentan una generación eficiente (ver figura 2.4).

Como se puede ver en la figura 2.4, dependiendo del signo tomado en la intersección de ω_i y ω_j se generará una onda a una frecuencia mayor que las originales (onda de anti-Stokes) o una onda a una frecuencia menor (onda de Stokes). Si seleccionamos sólo el término de la polarización no lineal que oscila a la frecuencia $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$, obtenemos el siguiente resultado:

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \frac{3\chi_{xxxx}^{(3)}}{4} \frac{1}{2} \hat{x} [A_1^2 A_2^* \exp(i\Delta\beta z) \exp(i(\beta(\omega_3)z - \omega_3 t)) + c.c.] \quad (2.60)$$

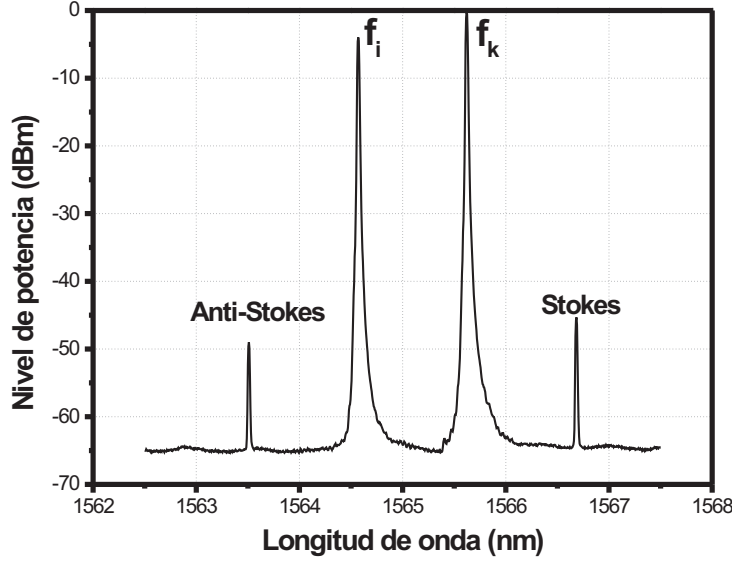


Figura 2.4: Mezcla de cuatro ondas con dos longitudes de onda de entrada

donde $\Delta\beta = 2\beta(\omega_1) - \beta(\omega_2) - \beta(\omega_3)$ es el desfase por unidad de longitud entre las cuatro ondas involucradas en el proceso. Siguiendo el desarrollo matemático descrito para la obtención de la solución de la ecuación de onda de la respuesta no lineal de la fibra (sección 2.1.2) podemos escribir la ecuación de propagación para la amplitud de la onda ω_3 :

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A_3 + i\gamma A_1^2 A_2^* \exp(i\Delta\beta z) \quad (2.61)$$

donde se ha supuesto la dependencia temporal de la amplitud nula. De esta manera consideramos que la amplitud A_3 es mucho menor que las amplitudes de las ondas iniciales A_1 y A_2 . Suponemos que las potencias de las ondas 1 y 2 son bajas, evitando así efectos SPM y XPM. La potencia de la onda de mezcla ω_3 en $z = L$ puede escribirse como:

$$P_3 = \gamma^2 L_{eff}^2 P_1^2 P_2 \eta \quad (2.62)$$

donde η representa la eficiencia del proceso de mezcla y matemáticamente está definida como:

$$\eta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \left[1 + \frac{4 \exp(-\alpha L) \sin^2(\Delta\beta L/2)}{1 - \exp(-\alpha L)} \right] \quad (2.63)$$

Observando el desarrollo realizado se puede sacar en conclusión que la eficiencia de mezcla y por consiguiente la potencia producto es máxima cuando $\Delta\beta = 0$. Esta condición se denomina *condición de ajuste de fases*. Debido a que normalmente las frecuencias que intervienen en el proceso se encuentran muy próximas, podemos realizar un desarrollo en serie de Taylor empleando los términos $\beta_{2i}(\omega_1)$:

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_1 - \omega_2)^2 + \frac{\beta_4}{12}(\omega_1 - \omega_2)^4 + \dots \quad (2.64)$$

Si expresamos $\omega_2 - \omega_1 = \delta\omega$ y tenemos en cuenta las ecuaciones 2.64 y 2.31, obtenemos una expresión de $\Delta\beta$ en la que podemos ver claramente los parámetros de los que depende que la condición de ajuste de fases se produzca:

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda^2 D}{2\pi c} \delta\omega^2 \quad (2.65)$$

De esta expresión podemos afirmar que la eficiencia de mezcla de cuatro ondas depende del coeficiente de dispersión de la fibra, de la separación entre frecuencias iniciales y de la longitud de la fibra (ver 2.63). En la figura 2.5 podemos ver cómo la eficiencia disminuye a medida que las frecuencias se van alejando de f_0 , frecuencia a la que se cumple la condición de ajuste de fases.

Si nos fijamos en las ecuaciones 2.63 y 2.65 podríamos deducir que la eficiencia de mezcla no depende de la potencia transmitida. Sin embargo es bien conocida la importancia que tiene la dependencia del coeficiente de ajuste de fase con la intensidad a niveles de potencia elevados. Es por ello por lo que en la literatura podemos encontrar numerosos estudios en los que se modifica la expresión del coeficiente de ajuste de fases teniendo en cuenta esta dependencia con la intensidad y los efectos de pérdidas en la fibra [94].

La mezcla de cuatro ondas se ha empleado en un gran número de aplicaciones como por ejemplo la conversión de longitud de ondas, o la generación de frecuencias como es el caso estudiado en la presente tesis.

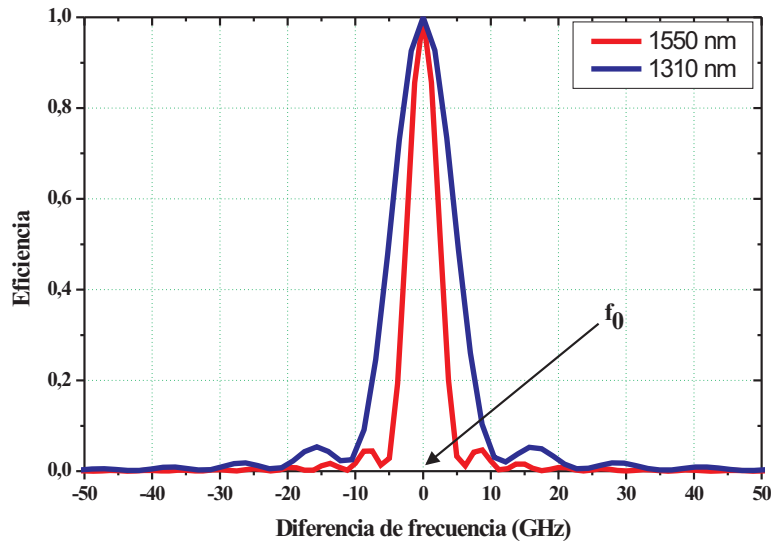


Figura 2.5: Eficiencia de mezcla de cuatro ondas. f_0 representa la frecuencia a la que se cumple la condición de ajuste de fases.

2.2.3. Efectos de *scattering* inelástico estimulado: SBS, SRS.

La principal característica de este tipo de procesos no lineales es la transferencia de parte de la energía de la onda incidente al medio no lineal. El resto de la energía es empleada en la amplificación de otra onda de frecuencia inferior. Estos procesos pueden ser tratados desde un punto de vista mecano-cuántico como la conversión de un fotón incidente en un fotón de menor energía y un fonón de energía proporcional a una transición molecular entre estados vibracionales, cumpliéndose en cada momento las leyes de conservación de momento y energía. Dependiendo de la naturaleza del fotón generado, podemos diferenciar dos procesos de *scattering* inelástico: *scattering* inelástico Brillouin, si el origen del fotón es acústico y *scattering* inelástico Raman, donde el origen del fotón es óptico.

Debido a que la frecuencia de la onda es proporcional a su energía, el fotón generado mediante el proceso de *scattering* posee menor frecuencia que el original. Esta onda es comúnmente referida como *onda de Stokes*. Dependiendo del proceso, esta onda puede propagarse en sentido opuesto o en la misma dirección que la onda incidente dentro de la fibra. En el caso de SRS, la onda de Stokes puede

ser generada tanto en la misma dirección como en dirección opuesta a la onda incidente (bombeo inicial). En cambio, en el caso de SBS, esta onda se propaga en dirección opuesta al bombeo inicial.

La onda de Stokes, bajo ciertas circunstancias, puede propagarse a lo largo de grandes distancias, interaccionando de manera efectiva con la onda de bombeo y aumentando de manera exponencial su potencia. Para una determinada longitud de fibra, a medida que la potencia de bombeo es aumentada, se produce un aumento gradual en la potencia de la onda de Stokes a través de *scattering* espontáneo. Cuando la potencia de bombeo alcanza un nivel en el que la onda de Stokes crece en potencia de forma exponencial con la potencia de entrada, podemos hablar entonces de *scattering* estimulado y por lo tanto de *scattering* Brillouin estimulado, **SBS**, y *scattering* Raman estimulado, **SRS**.

La potencia umbral puede verse como el nivel de potencia de bombeo a la que la potencia transmitida y la potencia retrodifundida alcanza el mismo valor. Esta magnitud puede expresarse como:

$$P_{th} = \frac{CA_{eff}}{gL_{eff}} \quad (2.66)$$

donde A_{eff} , L_{eff} , g y C son respectivamente, el área efectiva, la longitud efectiva, el coeficiente de ganancia y una constante que depende del proceso en particular. Para SBS en fibras estandar, $C \approx 21$ y $g_B \sim 5 \cdot 10^{-11} m * W^{-1}$ y para SRS $C \approx 16$ en dirección copropagante al bombeo ($C \approx 120$ en dirección contra-propagante) y $g_R \sim 1 \cdot 10^{-13} m * W^{-1}$ [80]. Si consideramos un área efectiva, $A_{eff} = 80 \mu m^2$, $L_{eff} = 21$ km, $\alpha = 0.2$ dB $\cdot km^{-1}$, el valor umbral para SBS y SRS es aproximadamente 2 dBm (1.6 mW) y 28 dBm (700 mW) respectivamente.

Esta diferencia entre los niveles de potencia umbral para cada uno de los efectos encabeza una serie de diferencias importantes entre ambos procesos, debidas principalmente a la diferente naturaleza de los fonones generados y que se resumen en:

1. Los niveles de potencia a los que se produce el SBS son mucho menores que los necesarios para generar SRS. El umbral a partir del cual se produce el efecto Brillouin es dos órdenes de magnitud menor que el del efecto Raman.
2. El SBS se manifiesta a través de la generación de la onda de Stokes en dirección contrapropagante. En el SRS la onda de Stokes puede producirse

en ambas direcciones, siendo el umbral de generación de la onda en dirección copropagante ligeramente menor.

3. El efecto Brillouin está condicionado por las características de coherencia del bombeo, la anchura espectral de línea de la fuente que emite la onda de bombeo, mientras que el efecto Raman es razonablemente independiente del ancho espectral de la fuente utilizada.
4. Mientras que en el efecto Raman los fotones generados se presentan a una frecuencia aproximadamente de 13.2 THz de distancia de la frecuencia de bombeo (ver figura 2.6), los fotones generados en el efecto Brillouin lo hacen a una frecuencia de 11 GHz (ver figura 2.7. Asimismo, el espectro de ganancia del efecto Raman tiene una extensión de varios terahertzios mientras que el espectro de ganancia típico del efecto Brillouin es de tan solo 20 MHz.

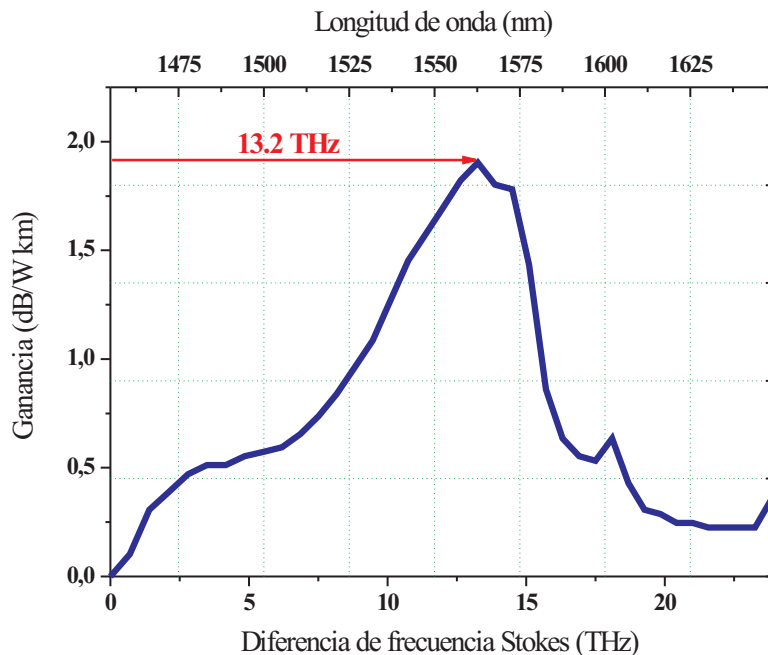


Figura 2.6: Medida experimental del espectro de ganancia del efecto Raman en una fibra de dispersión desplazada. En este caso se bombea en 1455 nm con lo que el máximo de ganancia aparece aproximadamente en 1560 nm. Como vemos hay una ganancia significativa sobre un intervalo de ~ 7 THz, correspondiente a unos 60 nm en estas longitudes de onda.

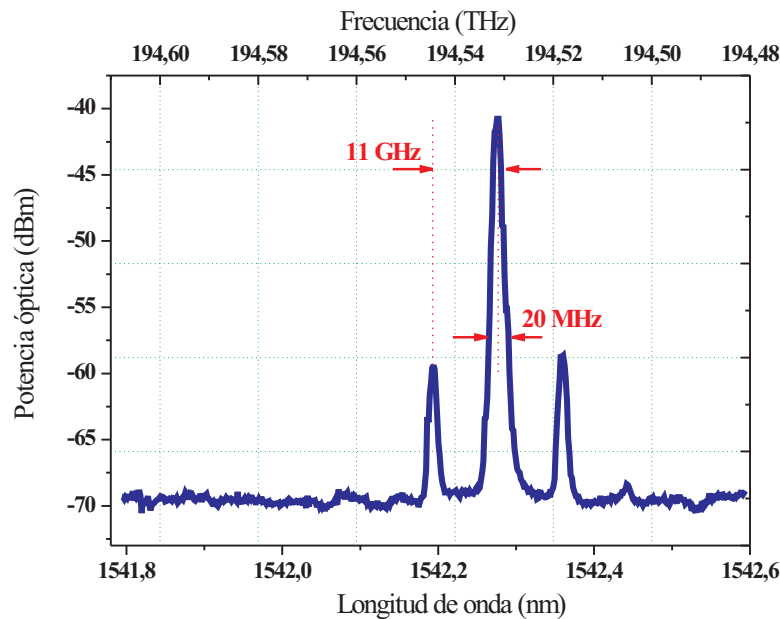


Figura 2.7: Medida experimental del espectro del efecto Brillouin en una fibra de dispersión desplazada.

Estos efectos de *scattering* estimulado pueden ser, al igual que el resto de efectos no lineales, tratados como fenómenos destructivos o constructivos en el campo de las comunicaciones ópticas. En el aspecto positivo, podemos destacar las aplicaciones de estos procesos en campos como la generación de sensores de tensión y temperatura en fibra basados en SBS y amplificadores ópticos basado en SRS.

En esta sección vamos a estudiar más detalladamente la naturaleza de estos dos fenómenos, comenzando por su origen y teniendo en cuenta sus aplicaciones en el ámbito de esta tesis.

2.2.3.1. *Scattering* Brillouin estimulado

El *scattering* Brillouin puede ser entendido como el proceso por el cual un fotón de energía determinada es aniquilado para generar otro fotón de energía menor y un fonón de origen acústico cuya energía está determinada por la diferencia de energía de los dos fotones. De esta manera, como en cualquier proceso de difusión,

las leyes de conservación de energía y momento son satisfechas:

$$\omega_p = \omega_s + \Omega \quad (2.67)$$

$$q = k_p + k_s \quad (2.68)$$

donde ω_p y k_p representan la energía y el momento de la onda de bombeo, ω_s y k_s son las pertenecientes al fotón generado y Ω y q son las representantes de la onda acústica generada. Hay que tener en cuenta que el valor de Ω es nulo en dirección copropagante a la onda incidente y máximo en dirección contrapropagante.

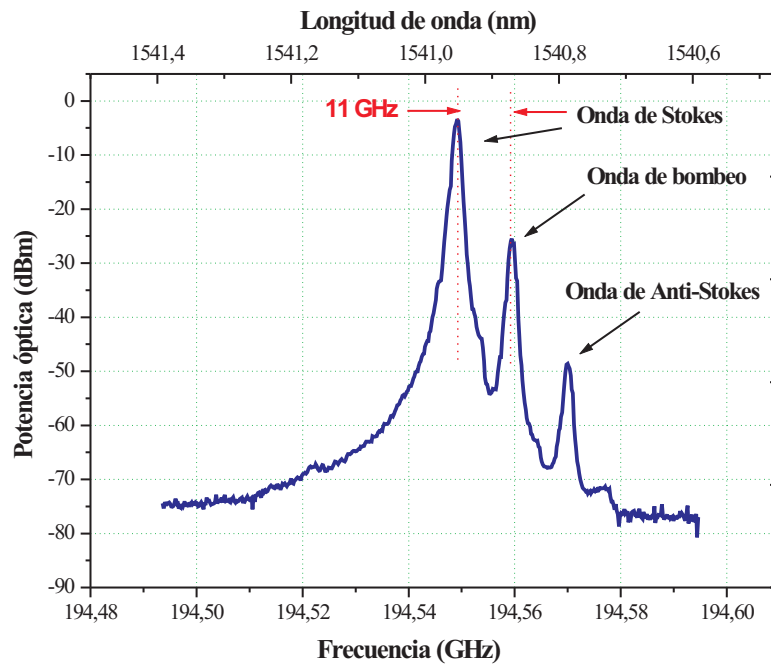


Figura 2.8: *Proceso de difusión Brillouin estimulado.*

En la figura 2.8 se puede ver la generación de la onda de Stokes y la onda anti-Stokes a partir la onda de bombeo. Hay que indicar que la onda de anti-Stokes se genera de manera espontánea y aleatoria, es decir, en este proceso un fotón de determinada energía es formado a partir de un fonón de origen acústico que puede estar libre dentro de la fibra y un fotón inyectado a partir del bombeo. De esta manera, a diferencia del caso de la generación de la onda de Stokes, la

onda de anti-Stokes presenta mayor energía que la onda de bombeo, generándose a frecuencias mayores que ésta. Debido a la mayor influencia de la onda de Stokes en nuestros desarrollos experimentales, el estudio que realizaremos a continuación del proceso de *scattering* Brillouin sólo tendremos en cuenta la generación de esta onda.

El proceso físico que se produce detrás del *scattering* Brillouin es la tendencia de los materiales dieléctricos a la compresión en presencia de campos eléctricos intensos. Este fenómeno es conocido como electrostricción (figura 2.9). Esta compresión se traduce en la aparición de una presión interna denominada presión electrostrictiva y se relaciona con el campo eléctrico a través de:

$$p_{st} = -\frac{1}{2}c_e \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle \quad (2.69)$$

siendo c_e la constante electrostrictiva del material. Las variaciones de presión presentes en la fibra generan una variación de la densidad del medio, $\Delta\rho$, y como consecuencia una variación de la constante dieléctrica según la cantidad:

$$\Delta\epsilon = \frac{c_e}{\rho_0} \Delta\rho \quad (2.70)$$

siendo ρ_0 la densidad del material en ausencia de electrostricción. De forma efectiva las variaciones de $\Delta\rho$ se traducen en una onda sonora cuya propagación viene dada por la ecuación 2.71:

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} + 2\Gamma_B \frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} - v_A^2 \nabla^2 \Delta\rho = \nabla^2 p_{st} \quad (2.71)$$

donde recordemos que p_{st} presenta una dependencia cuadrática con el campo (ver ecuación 2.69). Γ_B es el coeficiente de amortiguamiento acústico y v_A es la velocidad acústica en la fibra.

El efecto de esta onda acústica sobre la propagación de las dos ondas ópticas presentes en la fibra se trata a través de las variaciones de constante dieléctrica reflejadas en la ecuación 2.70. La componente no lineal de la polarización se calcula entonces de la forma:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \Delta\epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{c_e}{\rho_0} \Delta\rho(z, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2.72)$$

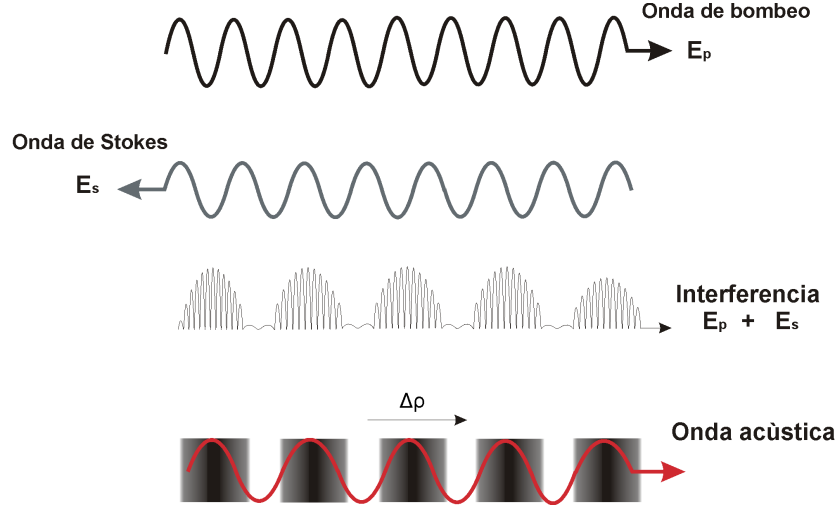


Figura 2.9: Representación esquemática del proceso de electrostricción en fibras ópticas. La superposición de dos ondas que se propagan a distinta frecuencia dentro de un material electrostrictivo produce una compresión de zonas del material de forma periódica dando lugar a zonas de alta y baja intensidad de campo eléctrico. Éstas se desplazan a una velocidad determinada por la diferencia de frecuencias dada por las dos ondas que interactúan. Esta velocidad se corresponde con la velocidad del sonido en el material, por lo que se crea una onda acústica.

En la resolución matemática del proceso de difusión Brillouin estimulado hay que tener en cuenta la presencia de tres ondas, por lo que requiere considerar tres ecuaciones de propagación acopladas. Las dos primeras ecuaciones reflejan la propagación de la onda de bombeo y la onda de Stokes y son del tipo tratado en la sección 2.2.1.2. La tercera ecuación refleja la propagación de la onda acústica y nos la proporciona la variación de la misma a lo largo del medio 2.70. En general tiene la forma:

$$\Delta\rho(z, t) = B(z, t) \exp(i(\Omega t - qz)) + c.c. \quad (2.73)$$

con lo que podemos reescribir las ecuaciones acopladas en términos de las amplitudes de variación lenta de la forma:

$$\frac{\partial}{\partial z} A_p + \beta_1 \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A_p = -\frac{jk c_e}{4\epsilon\rho_0} B A_s \exp(j\Delta kz) \quad (2.74)$$

$$-\frac{\partial}{\partial z} A_s + \beta_1 \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A_s = \frac{jk c_e}{4\epsilon\rho_0} B^* A_p \exp(-j\Delta kz) \quad (2.75)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{\Gamma_B}{v_A} B + \frac{\Omega - j\Gamma_B}{\Omega v_A} \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{jq c_e}{2v_A^2 n_{e0} c} A_p A_s^* \exp(-j\Delta kz) \quad (2.76)$$

siendo Δk un término de desfase por unidad de longitud que se calcula como $\Delta k = k_p + k_s - q$. Este término de desfase es pequeño cuando la frecuencia de la onda acústica es cercana al desplazamiento Brillouin de la fibra considerada ($\Omega \simeq \Omega_B$). Es precisamente en estos casos cuando se produce una amplificación significativa de la onda Stokes. En el resto de los casos la acumulación de este desfase a lo largo de la distancia de fibra hace que la amplificación Brillouin sea menos eficiente. Por ello es importante resaltar que sólo hay amplificación significativa de la onda Stokes cuando la diferencia entre la frecuencia de la onda Stokes y la onda de bombeo es cercana al desplazamiento Brillouin. La forma del espectro de ganancia Brillouin puede deducirse a partir de las ecuaciones 2.74-2.76, anulando la dependencia temporal ($\partial/\partial t=0$). En este caso es inmediato obtener la expresión de la amplitud de la onda acústica y sustituirla en las ecuaciones de propagación de las dos ondas ópticas:

$$\frac{dA_p}{dz} = -\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{|A_s|^2}{1 - 2j(\Delta\nu/\Delta\nu_B)} A_p - \frac{\alpha}{2} A_p \quad (2.77)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{|A_p|^2}{1 + 2j(\Delta\nu/\Delta\nu_B)} A_s + \frac{\alpha}{2} A_s \quad (2.78)$$

donde $\Delta\nu$ es la separación de la frecuencia de la onda de Stokes respecto a la frecuencia correspondiente al desplazamiento Brillouin ($\Delta\nu = (\nu_p - \nu_B) - \nu_s$, siendo ν_B el desplazamiento Brillouin) y $\Delta\nu_B$ es el ancho de línea Brillouin. Valores típicos de estos dos parámetros para fibras estándar son $\nu_B \sim 10-12$ GHz y $\Delta\nu_B \sim 30 - 50$ MHz. g_B es una constante que tiene el valor dado por la expresión:

$$g_B = \frac{qk c_e^2}{4\epsilon\Gamma_B \nu_A \rho_0 n \epsilon_0 c_0} \quad (2.79)$$

Con intención de ver de manera más directa los efectos de los parámetros más influyentes en del SBS, como la potencia umbral y la ganancia Brillouin, es necesario reescribir las ecuaciones 2.74-2.76 en función de la intensidad óptica $I_k = |A_k|^2/A_{eff}$. De esta manera es inmediato obtener el modelo de intensidad de la difusión Brillouin estimulada:

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha I_p - g_B(\Delta\nu)I_s I_p \quad (2.80)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = \alpha I_s - g_B(\Delta\nu)I_p I_s \quad (2.81)$$

donde $g_B(\Delta\nu)$ es el espectro de ganancia Brillouin, que tiene forma lorentziana:

$$g_B(\Delta\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B)^2}{(\Delta\nu)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (2.82)$$

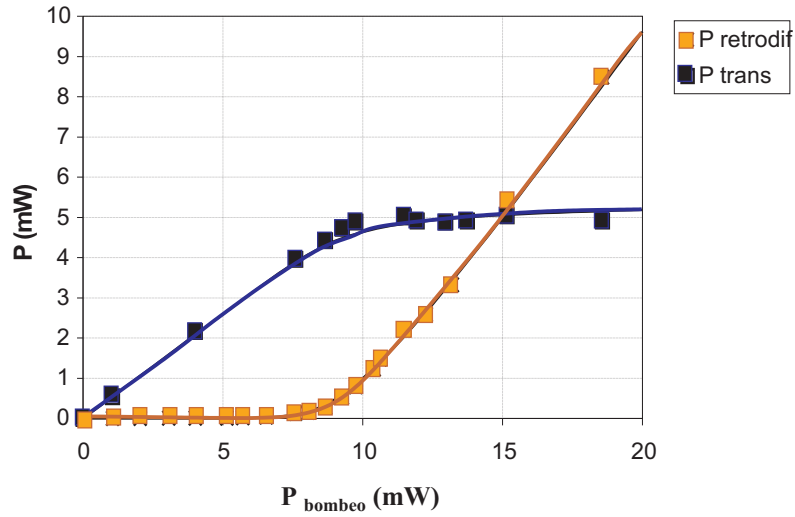


Figura 2.10: Potencia transmitida y reflejada en una fibra óptica estándar de telecomunicaciones. (Medida realizada en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza [21]).

Como se puede comprobar gráficamente en 2.10 y numéricamente al principio de esta sección, el nivel de potencia umbral para el que se produce el efecto Brillouin en fibras ópticas es bastante bajo. Este hecho hace de este fenómeno un efecto no lineal dominante en fibras ópticas. En los antiguos sistemas de comunicación que empleaban láseres Fabry-Perot de espectro ancho, el efecto Brillouin resultaba una limitación marginal. Sin embargo, a efectos de los sistemas de comunicación actuales que emplean láseres de semiconductor de muy bajo ancho de línea (típicamente 100 kHz-10 MHz) y modulación externa, el efecto Brillouin

supone una limitación indeseable a la potencia útil que puede ser inyectada en el canal. Existen diferentes métodos en la bibliografía destinados a la reducción de este efecto en fibras. Recientemente se ha diseñado una fibra de dispersión decreciente la cual muestra un aumento en la potencia umbral de 7 dB sobre fibras convencionales [67]. La introducción de la fibra de cristal fotónico (PCF) también ha mostrado buenos resultados en la reducción de este efecto. Se ha comprobado en estas fibras un aumento del umbral de potencia a valores entre 18 y 20 dBm [81]. La razón fundamental de este aumento de potencia umbral Brillouin se debe al bajo grado de interacción entre los modos acústicos y ópticos. Cuando se trabaja con fibras convencionales existen varios métodos para evitar el efecto Brillouin, aunque no siempre su implementación resulta exitosa como veremos en el capítulo 4. En ellos se emplean en transmisión distintos esquemas, cuyo fin básico es ensanchar ligeramente el espectro efectivo del láser empleado (*pump dithering*). En este sentido, una de las soluciones de mayor éxito es modular la cavidad del láser con una señal de frecuencia ligeramente mayor que el ancho espectral de ganancia Brillouin.

En el aspecto positivo, hay que resaltar que la ganancia Brillouin ha sido utilizada ampliamente en investigación para amplificar señales ópticas de banda estrecha (en general, con tasas binarias no superiores a 200 Mbps) y en la fabricación de sensores de fibra óptica.

2.2.3.2. *Scattering* Raman estimulado

Al igual que en el fenómeno de *scattering* Brillouin estimulado, en el proceso de *scattering* Raman estimulado una onda incidente con una energía determinada ω_p cede parte de su energía al medio y el resto es empleado en amplificar una onda de energía ω_s de frecuencia menor. En este caso, a diferencia del *scattering* Brillouin, la energía transferida al medio se presenta en forma de fonón óptico. Considerando pues, que en este proceso no intervienen ningún tipo de onda acústica, el fenómeno de *scattering* Raman estimulado es un proceso isotrópico y puede generarse en todas las direcciones. Este hecho puede entenderse mejor tratando el fenómeno desde un punto de vista mecano-cuántico (figura 2.11).

Desde este concepto, en el proceso de *scattering* Raman estimulado, un fotón incidente con una energía determinada ω_p es absorbido por el medio material

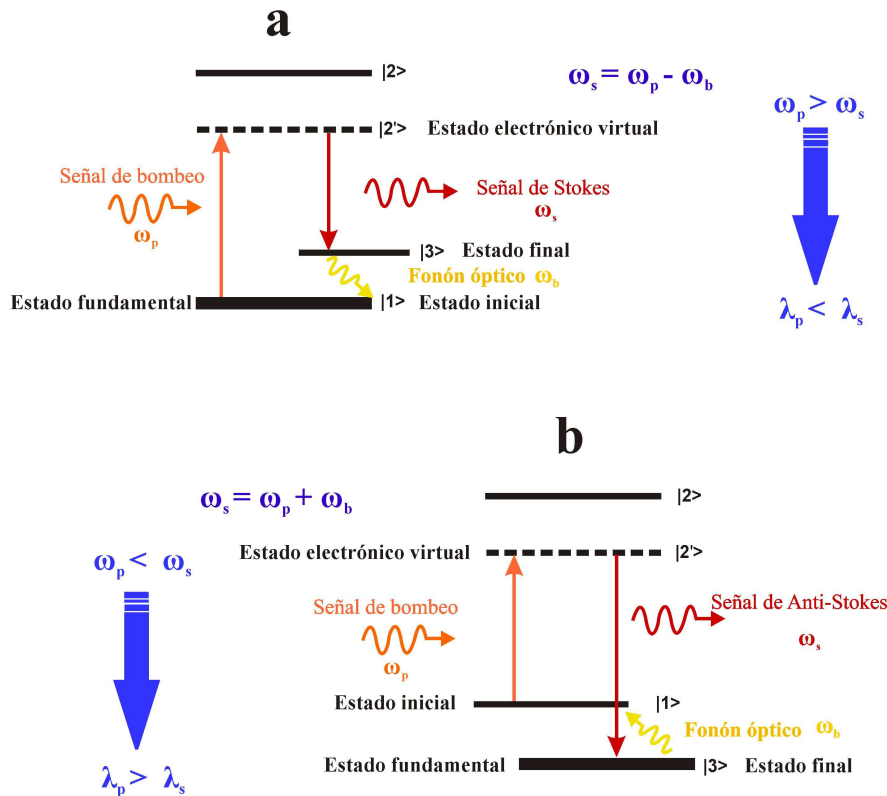


Figura 2.11: Representación del proceso de scattering Raman. (a) Generación de la onda de Stokes. (b) Generación de la onda de anti-Stokes.

(sílice), a la vez que este realiza una transición (moléculas de sílice) desde un estado vibracional de menor energía $|1\rangle$ a un estado virtual de energía excitado $|2\rangle$. Tras un breve espacio de tiempo, el material se relaja dando lugar a una transición a un estado vibracional excitado de menor energía $|3\rangle$ diferente al estado original, cediendo su energía en forma de fotón de energía ω_s , distinto al fotón inicial. Si el estado $|3\rangle$ está situado en un nivel superior de energía que el estado $|1\rangle$, la emisión del fotón se produce a una longitud de onda mayor (frecuencia menor) que el fotón inicial. En este caso los fotones emitidos producen la conocida onda de Stokes. Si por el contrario, el estado $|3\rangle$ está situado en un nivel inferior de energía que el estado $|1\rangle$, la emisión del fotón se produce a una longitud de onda menor (frecuencia mayor) que el fotón incidente. En este caso la onda que forman la emisión de fotones es conocida como onda de anti-Stokes.

Como en todo proceso de *scattering*, las leyes de conservación de energía y momento han de ser respetadas. Es por ello por lo que en la creación del nuevo fotón se genera un fonón óptico con las características adecuadas para que el

proceso verifique estos principios de conservación. Hay que indicar que la energía que el fonón adquiere vendrá determinada por la diferencia de energía (y por lo tanto en frecuencia) del fotón incidente y el generado.

Para ver cómo se desarrolla el proceso de SRS consideramos una onda continua de alta potencia con una frecuencia ω_p , a la que llamaremos bombeo, propagándose dentro de la fibra junto con una onda más débil con frecuencia ω_s , prueba, en la misma dirección. Las ecuaciones que describen la propagación de estas dos señales copropagantes, a distinta frecuencia ($\omega_s < \omega_p$) presentan la siguiente forma [30]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_s}{\partial t} + i \frac{\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_s &= \\ &= i\gamma_s(1 - f_R)(|A_s|^2 + 2|A_p|^2)A_s + R_s(z, t) \end{aligned} \quad (2.83)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_p}{\partial t} + i \frac{\beta_{2j}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_p &= \\ &= i\gamma_p(1 - f_R)(|A_p|^2 + 2|A_s|^2)A_p + R_p(z, t) \end{aligned} \quad (2.84)$$

donde en este caso R_p y R_s pueden escribirse como

$$\begin{aligned} R_p(z, t) &= i\gamma_i f_R A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t - t') (|A_p(z, t')|^2 + |A_s(z, t')|^2) dt' + \\ &+ i\gamma_i f_R A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t - t') A_p(z, t') A_s^*(z, t') \exp(i\Omega_R(t - t')) dt' \end{aligned} \quad (2.85)$$

$$\begin{aligned} R_s(z, t) &= i\gamma_i f_R A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t - t') (|A_s(z, t')|^2 + |A_p(z, t')|^2) dt' + \\ &+ i\gamma_i f_R A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t - t') A_s(z, t') A_p^*(z, t') \exp(i\Omega_R(t - t')) dt' \end{aligned} \quad (2.86)$$

donde hemos denominado Ω_R a la diferencia de frecuencia entre las dos ondas involucradas. Debido a que consideramos que las dos ondas son copropagantes, la función $h_{\parallel}(t)$ es tratada como la respuesta Raman y está normalizada de manera que:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h_{\parallel}(t) dt = 1 \quad (2.87)$$

Para simplificar las ecuaciones 2.83 consideramos pulsos mayores de 1 ps, por

lo que h_{\parallel} es prácticamente instantánea con respecto a $|A_p|^2$ y $|A_s|^2$; así es que si las consideramos constantes, R_p y R_s pueden expresarse:

$$R_p(z, t) = i\gamma_i f_R \left[(|A_p|^2 + 2|A_s|^2)A_p + \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{sp})A_p A_s^* \right] \quad (2.88)$$

$$R_s(z, t) = i\gamma_i f_R \left[(|A_s|^2 + 2|A_p|^2)A_s + \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps})A_s A_p^* \right] \quad (2.89)$$

donde $\tilde{h}_{\parallel}(\Omega)$ es la transformada de Fourier de $h_{\parallel}(t)$. Sustituyendo las ecuaciones 2.88 y 2.89 en 2.83 tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + i \frac{\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_p &= \\ &= i\gamma_p (|A_p|^2 + (2 - 2f_R)|A_s|^2)A_p - \frac{g_p}{2} |A_s|^2 A_p \end{aligned} \quad (2.90)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + i \frac{\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_s &= \\ &= i\gamma_p (|A_s|^2 + (2 - 2f_R)|A_p|^2)A_s + \frac{g_s}{2} |A_p|^2 A_s \end{aligned} \quad (2.91)$$

donde g_p y g_s son los coeficientes de ganancia Raman definidos por:

$$g_p = i\gamma_p f_R |\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{sp})| \quad (2.92)$$

$$g_s = i\gamma_s f_R |\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps})| \quad (2.93)$$

Se puede ver en las ecuaciones 2.90 que mientras la parte real de $\tilde{h}_{\parallel}(\Omega)$ genera un desfase no lineal que se suma a los producidos por los efectos de SPM y XPM, la parte imaginaria genera una ganancia de la onda de menor frecuencia transferida por la onda de mayor frecuencia ya que $h_{\parallel}(\Omega_{sp}) > 0$. De manera inversa, se producirá una absorción de energía ya que $h_{\parallel}(\Omega_{ps}) = -h_{\parallel}(\Omega_{sp})$.

Llegados a este punto del desarrollo y con la intención de ver de manera más directa los parámetros más influyentes en el proceso de *scattering* Raman estimulado como la potencia umbral y la ganancia Raman, es necesario realizar un cambio en la representación matemática de las ondas de bombeo y de prueba. De igual manera que en SBS, escribimos 2.90 en función de la intensidad óptica $I_k = |A_k|^2 / A_{eff}$.

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{1}{A_{eff}} \left(A_s \frac{dA_s^*}{dz} + A_s^* \frac{dA_s}{dz} \right) = -\alpha I_s + g_R(\Omega_{ps}) I_p I_s \quad (2.94)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{1}{A_{eff}} \left(A_p \frac{dA_p^*}{dz} + A_p^* \frac{dA_p}{dz} \right) = -\alpha I_p - \frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\Omega_{ps}) I_s I_p \quad (2.95)$$

donde hemos denominado g_R a la expresión:

$$g_R(\Omega_{ps}) = -2\gamma_s A_{eff} f_R \Im[\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps})] \quad (2.96)$$

Para el caso con el que hemos iniciado el desarrollo matemático, donde se considera la existencia de una onda de gran potencia, bombeo, y una menor potencia, prueba, $I_p \gg I_s$, podemos expresar la evolución de la intensidad de la señal de prueba como:

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R I_p L_e - \alpha L) \quad (2.97)$$

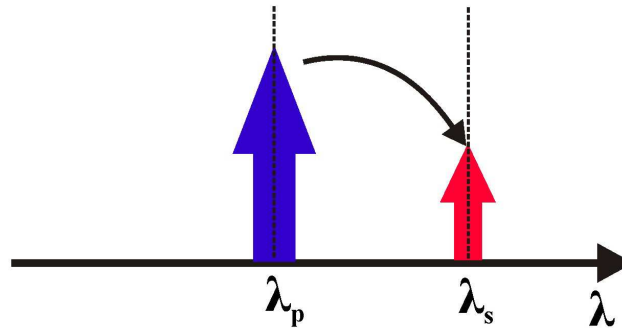
donde se ve claramente que la señal amplificada (señal débil de menor frecuencia) crece exponencialmente con la intensidad del bombeo, I_p . Si consideramos el caso contrario $I_s \gg I_p$, obtenemos la expresión:

$$I_p(L) = I_p(0) \exp(-g_R I_s L_e - \alpha L) \quad (2.98)$$

estaríamos tratando el caso de atenuación Raman, donde la señal de menor frecuencia es atenuada exponencialmente por la presencia del bombeo. Hay que indicar que tanto el efecto de amplificación como el de atenuación vienen determinados por el coeficiente de ganancia Raman g_R , por la intensidad del bombeo en $z=0$ y por la longitud efectiva de interacción L_{eff} . Estos dos efectos vienen descritos esquemáticamente en la figura 2.12.

Teniendo en cuenta las expresiones obtenidas, es conveniente desde un punto de vista práctico definir un factor de ganancia Raman que exprese en dB la variación de potencia óptica que se produce en la onda prueba por efecto SRS. Por ello introducimos un coeficiente denominado factor de ganancia Raman, $G_R(\lambda)$, que se calcula a partir de los valores de la potencia de bombeo medidos experimentalmente como:

a.-Efecto de amplificación



b.-Efecto de atenuación

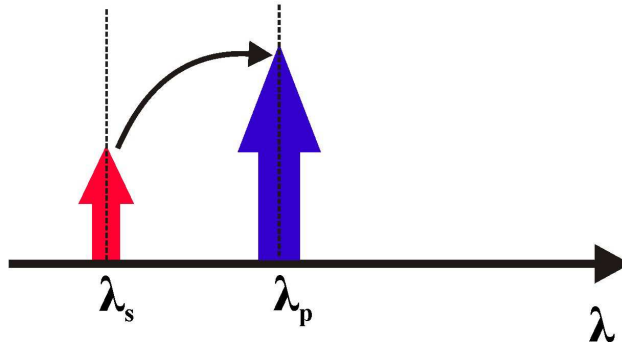


Figura 2.12: Descripción esquemática de la transferencia de potencia óptica por SRS entre dos señales que se propagan por la misma fibra. (a) Efecto de amplificación: la onda prueba está situada espectralmente por encima, en longitud de onda, de la onda de bombeo. (b) Efecto de atenuación: la onda prueba está situada espectralmente por debajo, en longitud de onda, de la onda de bombeo.

$$G_R = 10 \cdot \log\left(\frac{P(\lambda, L) - P_{backscatter}}{P_{bombero=0}(\lambda, L)}\right) \quad (2.99)$$

Los dos efectos presentados en la figura La figura 2.12 han sido medidos experimentalmente en el laboratorio en nuestro laboratorio [90]. En este caso se bombeó una fibra de dispersión desplazada de 11.6 km de longitud y coeficiente de atenuación de 0.2 dB/km, con una potencia de 0.95 W y a una longitud de onda de 1455 nm. Los resultados obtenidos son mostrados en la figura 2.13.

Hasta ahora hemos realizado el estudio de SRS considerando dos ondas a la entrada de la fibra. El efecto Raman también puede estudiarse a partir de una sola

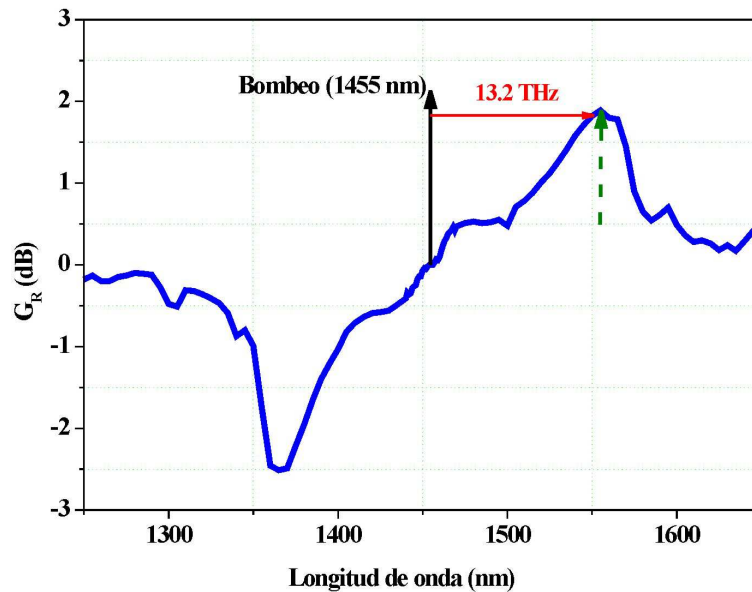


Figura 2.13: Medida del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF de 11.6 km de longitud y cuyo coeficiente de atenuación es 0.25 db/km, entre 1250 y 1650 nm en intervalos de 5 nm con un bombeo 0.95 W a 1455nm.

onda de partida. En este caso la amplificación actúa sobre el ruido espontáneo generado a lo largo de la fibra formándose, como se ha indicado al principio de este apartado, la onda de Stokes. Para la formación de esta onda es necesario superar un límite de potencia de bombeo. Esta potencia umbral ya ha sido estudiada en el inicio de esta sección 2.2.3 en la ecuación 2.66.

Si estuviéramos en el caso de dos ondas que, en lugar de propagarse en el mismo sentido, fueran contrapropagantes, realizaríamos un estudio similar cambiando los signos correspondientes.

Normalmente, el SRS no es un factor que pueda limitar la transmisión en sistemas de una única fibra por canal ya que las potencias asociadas son menores de 10 mW. En cambio, este efecto es perjudicial en sistemas WDM ya que en este caso el SRS da lugar a diafonía entre canales (*crosstalk*).

Entre las aplicaciones más interesantes de la difusión Raman espontánea podemos destacar la fabricación de láseres, conocidos como láseres Raman [30] y la fabricación de amplificadores ópticos, denominados amplificadores Raman [40].

Capítulo 3

Referencias obtenidas por estabilización de líneas láser en absorciones moleculares: $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, H_2O y CH_4

El objetivo principal de esta tesis es la generación de frecuencias de referencia para la calibración de dispositivos empleados en comunicaciones ópticas por DWDM. En los capítulos anteriores hemos realizado una breve revisión de las fuentes de referencia y métodos de generación de frecuencias de referencia empleados en la actualidad para la calibración de los analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda. Además, hemos hecho un repaso sobre los conceptos teóricos básicos para entender tanto los desarrollos experimentales llevados a cabo como los resultados obtenidos en la presente tesis.

En los dos capítulos siguientes, describiremos en detalle la evolución seguida en la generación de frecuencias de referencia desde la estabilización de una fuente láser en distintas especies de gases de referencia hasta la obtención de un peine de frecuencias útil para la calibración de dispositivos de medida de longitud de onda en sistemas DWDM.

3.1. Estabilización de una fuente láser en las líneas de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$

Como en cualquier método de generación de frecuencias, para garantizar unas líneas estables y de referencia, es necesario estabilizar el sistema en una

referencia absoluta (transiciones atómicas o moleculares). En esta sección presentamos la estabilización de la línea de emisión de un láser en las líneas de absorción de un gas empleado como referencia. Inicialmente, el gas empleado será el acetileno, $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, ya que sus líneas de absorción nos proporcionarán las referencias necesarias para la generación del patrón de frecuencias realizado en el presente trabajo. Seguidamente estudiaremos las líneas empleadas como referencia pertenecientes a otros materiales como H_2O y CH_4 para una posterior aplicación del método de estabilización desarrollado.

La estabilización de una fuente láser consiste en fijar su línea de emisión en un punto (que representa una frecuencia) de una de las líneas de absorción molecular (o líneas de transmisión atómica) del gas de referencia. Normalmente este punto se identifica con el punto de máxima absorción, aunque hay casos en los que este punto se encuentra en el flanco de subida o de bajada de la línea de absorción, según se diseñe el sistema de estabilización. En nuestro caso usamos la frecuencia de máxima absorción ya que ésta es la especificada como referencia absoluta en las bases de datos. El montaje experimental empleado está representado en la figura 3.1.

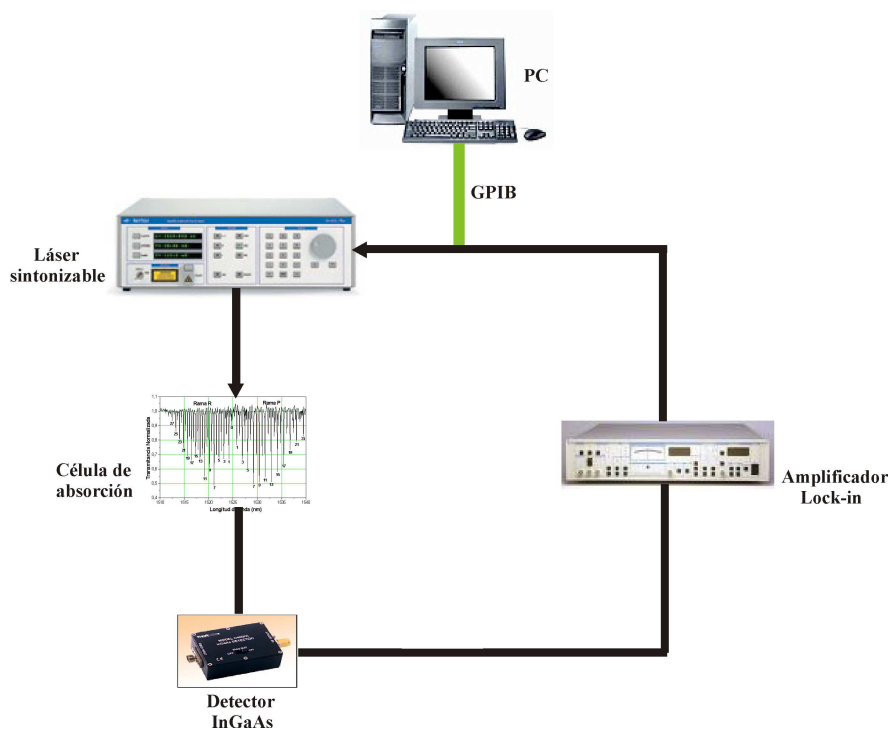


Figura 3.1: Montaje experimental empleado en la estabilización de una fuente láser en las líneas de absorción del acetileno.

El sistema funciona de la siguiente manera. Un láser sintonizable que emite una línea de emisión estrecha a una longitud de onda que podemos sintonizar en la región donde se encuentran las absorciones moleculares que vamos a utilizar, se modula en longitud de onda y se hace circular sobre la línea de absorción sobre la que queremos estabilizar. A la salida de la célula detectamos las variaciones de la potencia con un detector y un amplificador Lock-in. Antes de profundizar en el procedimiento seguido en la estabilización del láser sintonizable en las líneas de absorción del acetileno, vamos a indicar las principales características de cada uno de los elementos empleados en el montaje.

* **Fuente de luz:** Se ha empleado como fuente de luz un diodo láser GN Nettek TUNICS-Plus de cavidad externa. Este láser dispone de una salida para fibra óptica monomodo y conectores FC/APC para evitar interreflexiones que puedan provocar inestabilidades. El intervalo de longitudes de onda de emisión del láser está comprendido entre 1450 nm y 1550 nm. Cuando se trabaja con láseres sintonizables de cavidad externa es importante asegurar que el láser no presente “mode hopping”, consistente en un ensanchamiento de la emisión del láser como consecuencia la aparición de nuevos modos debido a cambios en la cavidad del diodo por sobrecorrientes y calentamientos como podemos ver en la figura 3.2.

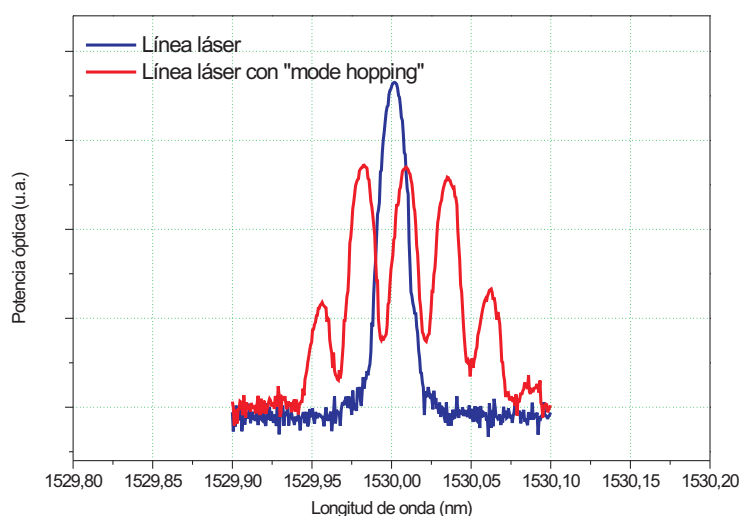


Figura 3.2: Láser de cavidad externa afectado por “mode hopping”.

La tabla 3.1 muestra las especificaciones del fabricante más interesantes de la fuente láser para este propósito, tales como el ancho de línea, la potencia máxima de emisión, la modulación del láser, resolución o precisión absoluta en longitud de onda.

Tabla 3.1: *Especificaciones del láser sintonizable empleado*

Características de sintonización	
Precisión absoluta en longitud de onda	± 0.04 nm
Repetibilidad de sintonización	± 0.005 nm
Resolución por defecto	0.001 nm
Frecuencia óptica de sintonizado fino	± 2 GHz
Velocidad de sintonía	1 s (100 nm)
Características de salida	
Potencia Estándar	10 mW
Estabilidad de potencia	± 0.01 dB
Ancho de línea (control de coherencia OFF)	150 kHz (típico)
Ancho de línea (control de coherencia ON)	> 100 MHz
Relación de rechazo al modo lateral (SMSR)	> 45 dB
Interfaz	
Interfaz Óptico	conector FC-APC
Aislamiento de salida	35 dB
Pérdidas de retorno	-60 dB
Modulación en baja frecuencia	
modo APC	30 kHz a 8 MHz
modo corriente directa	DC a 8 MHz
Modulación en alta frecuencia	30 kHz a 1 GHz
Características ambientales	
Rango operativo de temperatura	+15 a +30 °C

* **Célula de absorción de Acetileno:** Empleamos como referencia una célula de absorción de acetileno (SRM 2517a) fabricada y calibrada por el NIST [89]. Es importante indicar que todas nuestras medidas se trazarán a los patrones de frecuencia del NIST. Este punto es muy importante, ya que el Departamento de Metrología del CSIC no es laboratorio primario en frecuencia o longitud de onda en España. El Centro Español de Metrología y el ROA (Real Observatorio de la Armada, asociado al CEM), laboratorios depositarios de los patrones de longitud y frecuencia en España no disponen de patrones en este intervalo espectral.

La SRM 2517a está pensada para calibración en longitud de onda en la región espectral de los 1510 a 1540 nm. Es una célula de absorción para fibra óptica monomodo que contiene acetileno gas $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ a una presión de 6.7 kPa (50 Torr). Esta presión ha sido reducida respecto a su predecesora, SRM2517 que tenía 67 kPa (500 Torr), lo cual permite obtener líneas de absorción más estrechas, tal y como se puede ver en la figura 3.3, pudiéndose emplear en aplicaciones de mayor precisión.

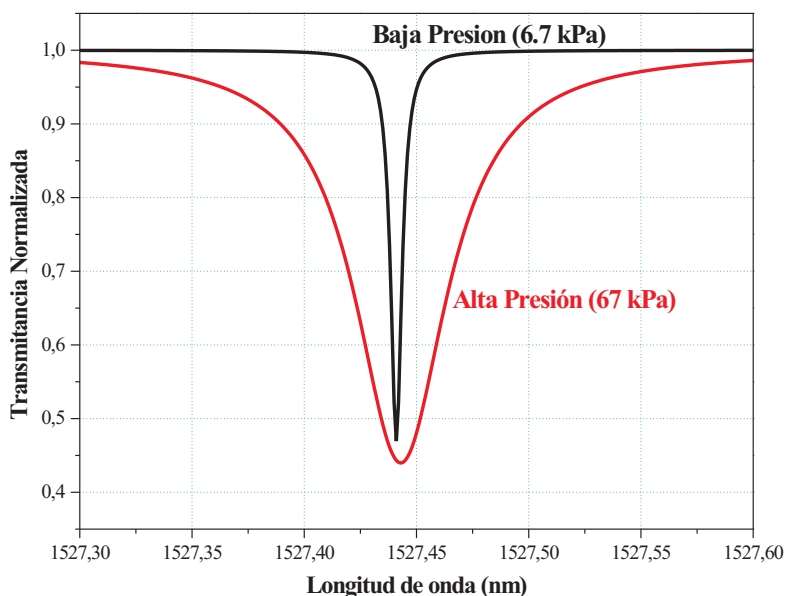


Figura 3.3: Línea de absorción P4 (1527.441 nm) del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ para diferentes presiones.

La longitud del camino de absorción es de 5 cm y las líneas de absorción son aproximadamente de 7 pm de ancho. La célula está protegida dentro de una pequeña caja (aproximadamente de 24 cm de largo, 12.5 cm de ancho y 9 cm de alto) con dos conectores de fibra FC/PC para la entrada y la salida de una fuente de luz. El acetileno tiene más de 50 líneas de absorción medidas con precisión en la región de los 1500 nm. Esta SRM puede ser usada para aplicaciones de mayor resolución, tales como calibrado de un láser sintonizable de banda estrecha, o para aplicaciones de menor resolución, como por ejemplo el calibrado de un analizador óptico espectral. Las longitudes de onda en vacío de las líneas $\nu_1 + \nu_3$ del acetileno han sido medidas a muy baja presión (de 1 a 4 Pa, o equivalentemente de 10 a 30 mTorr) con una incertidumbre de alrededor de 10^{-6} . Para su uso como referencia en longitud de onda, la estabilidad de cada línea de absorción es una característica crítica. Los isótopos simétricos del acetileno son particularmente insensibles a perturbaciones externas porque no tienen momento dipolar permanente. La fuente más grande de deriva de línea es la variación del nivel de energía provocada por las interacciones entre moléculas en las colisiones elásticas y que se suele denominar “deriva de presión” (*pressure shift*) y depende linealmente de la frecuencia de colisión.

Para la calibración en longitud de onda de algunos instrumentos, a veces sería deseable usar una célula de media o alta presión con objeto de aumentar la profundidad de absorción. Esto da como resultado un ensanchamiento de la línea de absorción y una leve variación del centro de la línea. Se han comparado varias células de absorción de acetileno de otros fabricantes encontrándose que la célula del NIST es la que nos ofrece, además de frecuencias de referencia absolutas, las líneas más definidas y estrechas.

La figura 3.4, muestra la comparación de cuatro de estas células para la línea R11 (1519.1368 nm) pudiéndose emplear en aplicaciones de mayor precisión.

Valores certificados de longitud de onda: Las longitudes de onda del vacío de las líneas de absorción para las ramas R y P del $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ han sido medidas con alta precisión en el NIST. Los valores para las longitudes de onda en el vacío fueron ajustados para el cambio de presión debido a las

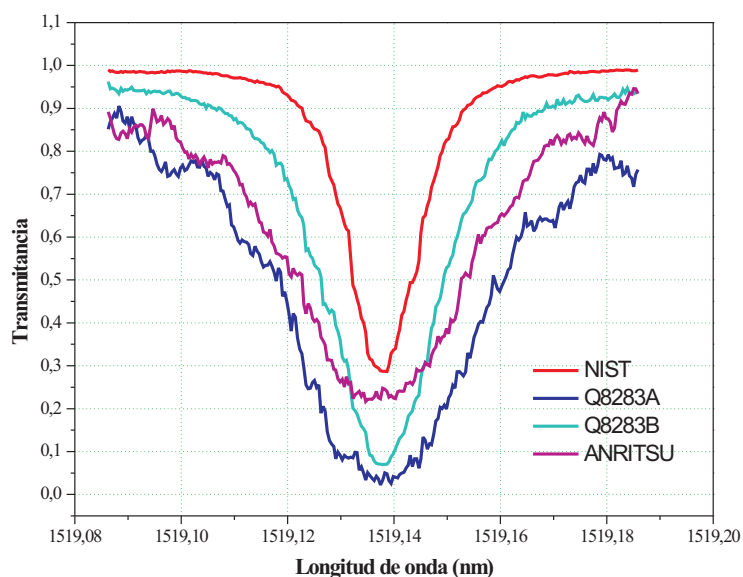


Figura 3.4: Comparación para la línea de absorción R11 (1519.1368 nm) del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ para diferentes células de absorción.

colisiones entre las moléculas del acetileno a 6.7 kPa (50 Torr) en el interior de la célula SRM, para obtener valores certificados de longitud de onda para esta SRM. El espectro de la banda de absorción se muestra en la figura 3.5 y los valores certificados de longitud de onda se muestran en la tabla 3.2. Los centros de longitud de onda de 15 líneas mostrados en la tabla 3.2 están certificados con una incertidumbre de 0.1 pm, 39 líneas están certificadas con una incertidumbre de 0.3 pm, y 2 líneas están certificadas con una incertidumbre de 0.6 pm. Estas incertidumbres son las incertidumbres expandidas usando un factor de cobertura $k=2$.

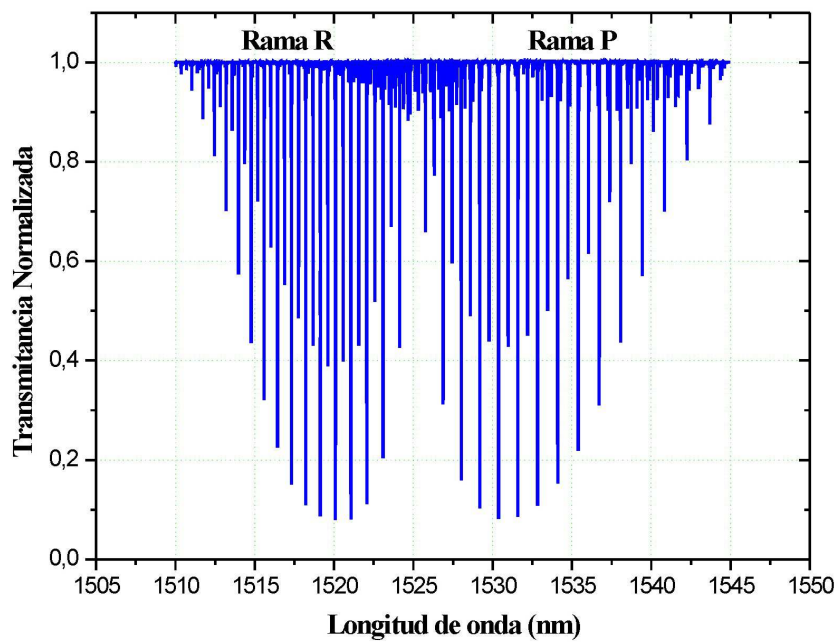


Figura 3.5: Espectro de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$.

Tabla 3.2: Longitudes de onda certificadas para las absorciones de SRM-2517a

Rama R	Longitud de onda (nm)	Rama P	Longitud de onda (nm)
29	1511.7304(3)	1	1525.7599(6)
28	1512.0884(3)	2	1526.3140(3)
27	1512.45273(12)	3	1526.87435(10)
26	1512.8232(3)	4	1527.44114(10)
25	1513.2000(3)	5	1528.01432(10)
24	1513.5832(3)	6	1528.59390(10)
23	1513.9726(3)	7	1529.1799(3)
22	1514.3683(3)	8	1529.7723(3)
21	1514.7703(3)	9	1330.3711(3)
20	1515.1786(3)	10	1520.97627(10)
19	1515.5932(3)	11	1531.5879(3)
18	1516.0141(3)	12	1532.2060(3)
17	1516.44130(11)	13	1532.83045(10)
16	1516.8747(3)	14	1533.46136(10)
15	1517.3145(3)	15	1534.0987(3)
14	1517.7606(3)	16	1534.7425(3)
13	1518.2131(3)	17	1535.3928(3)
12	1518.6718(3)	18	1536.0495(6)
11	1519.13686(10)	19	1536.7126(3)
10	1519.6083(3)	20	1537.3822(3)
9	1520.0860(3)	21	1538.0583(3)
8	1520.5700(3)	22	1538.7409(3)
7	1521.06040(10)	23	1539.42992(10)
6	1521.5572(3)	24	1540.12544(11)
5	1522.0603(3)	25	1540.82744(11)
4	1522.5697(3)	26	1541.5359(3)
3	1523.0855(3)	27	1542.2508(3)
2	1523.6077(3)		
1	1524.13609(10)		

* **Detector:** Existen dos tipos de detectores sensibles para la región espectral de 1500 nm: los detectores de InGaAs y los detectores de germanio. Dos propiedades de estos detectores son importantes a la hora de elegir uno en el experimento: la responsividad espectral y el nivel de ruido. La responsividad espectral típica de los detectores de silicio (Si), germanio (Ge) y arseniuro de indio galio (InGaAs) se muestran en la figura 3.6.

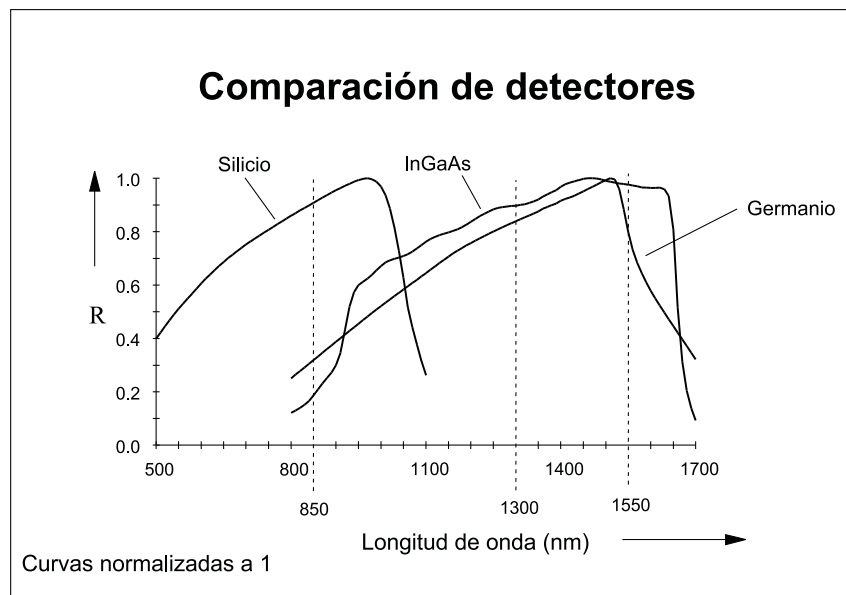


Figura 3.6: Responsividades relativas de fotodiodos de Si, Ge e InGaAs.

Como se puede observar, en los detectores de Ge, la longitud de onda de corte está situada aproximadamente en 1500 nm y para los detectores de InGaAs ésta se sitúa en 1600 nm, además, en la región espectral de 1510 a 1540 nm, la responsividad de los detectores de InGaAs es bastante plana. La curva de sensibilidad del Ge en la región de 1530 nm cae rápidamente indicando que su respuesta es más dependiente ante posibles cambios de temperatura. Por otra parte los detectores de Ge son sensiblemente más ruidosos que los detectores de InGaAs. Para señales no moduladas el ruido de un detector de Ge se encuentra en los -65 dBm mientras que el ruido de los detectores de InGaAs es de -95 dBm. Es por esto que se ha hecho uso de un detector de InGaAs de ThorLABS modelo D400FC para determinar la señal a la salida de la célula de acetileno.

* **Amplificador Lock-in:** En la estabilización de nuestro láser, hemos utilizado un amplificador Lock-in modelo SR510 de Stanford Research System. Los amplificadores Lock-in son empleados en la detección y medida de señales alternas de muy baja amplitud, llegando a medir señales de nanovoltios, en presencia de altos niveles de ruido. Este tipo de amplificadores trabajan sincronizados con una señal de referencia de igual frecuencia que la señal a medir. Con este sistema las señales de ruido a frecuencias distintas de la señal de referencia son rechazadas no afectando de esta manera a la medición. Como resultado, el amplificador Lock-in mide la magnitud y la fase de la componente de Fourier de frecuencia igual a la de referencia. La idea central de este amplificador es inyectar al sistema que se pretende estudiar una modulación de frecuencia fija y conocida mediante un sistema de control interno. Esta señal de modulación, en ocasiones con una fase adicional, es utilizada también para comandar un detector de fase. Generalmente se utiliza un filtro paso-bajo para separar la frecuencia de referencia, a la cual se modula la señal de interés. Existen dos formas de modulación: con una pequeña señal sinusoidal o con una gran señal cuadrada. En el primer caso, la salida del detector de fase es proporcional a la derivada de la señal y en el segundo caso es proporcional a la respuesta del sistema. En ambos casos la salida del detector de fase es proporcional al coseno del desfase existente entre la señal que entra en el detector de fase y la señal de referencia.

Una vez que hemos descrito los dispositivos empleados en la estabilización de un láser en una línea de absorción, volvemos al esquema inicial del montaje (figura 3.1) para explicar el proceso.

Inicialmente, pretendemos estabilizar la frecuencia de emisión de un láser sintonizable en el punto de máxima absorción de la línea P11 del espectro de absorción del acetileno, que como se puede comprobar en la tabla 3.2, corresponde a la frecuencia 195739.66 GHz (1531.5879 nm). Para ello sintonizamos el láser a la frecuencia de emisión correspondiente a la línea P11 y modulamos en frecuencia el láser a través de una señal sinusoidal obtenida del amplificador Lock-in. Esta señal de modulación sinusoidal con una tensión pico a pico de 0.1 V y 1 KHz de frecuencia produce un cambio en la frecuencia de emisión del láser de 30 MHz. La modulación del láser sintonizable se realiza a través de la variación de la corriente de inyección del diodo-láser que lo compone. La señal del láser

modulada en frecuencia se introduce a través de una fibra óptica monomodo en la célula de referencia descrita anteriormente. El haz procedente del láser barre la línea de absorción al mismo tiempo que se genera una señal que es detectada por el fotodiodo e introducida en el amplificador Lock-in. La señal detectada por el amplificador se genera según se muestra de forma esquemática en la figura 3.7, que representa la diferencia de transmisión entre dos puntos (longitudes de onda determinadas por la emisión del láser modulada), T_1 y T_2 , que se desplazan siguiendo una línea de absorción.

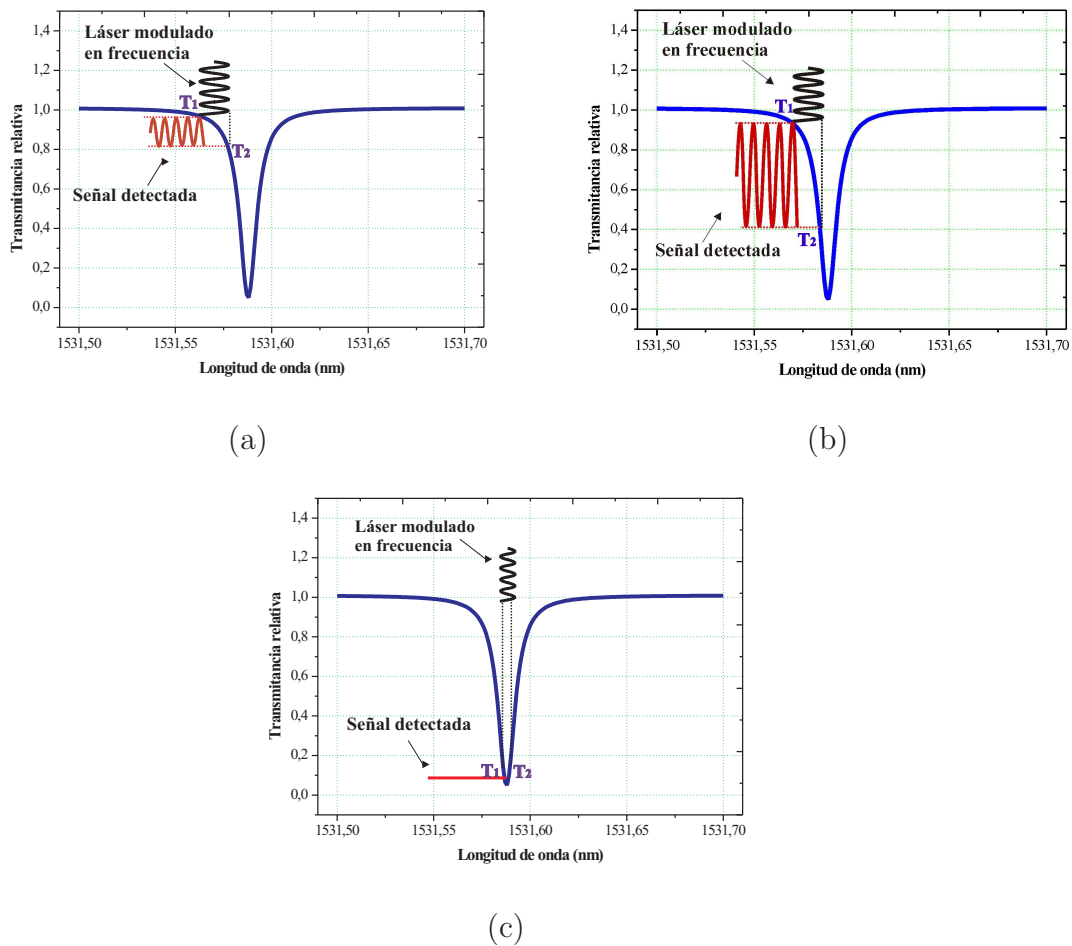


Figura 3.7: Representación esquemática del proceso de barrido de la línea de absorción P11 a partir de un láser modulado en frecuencia.

El amplificador Lock-in procesa la señal diferencial recibida y obtiene un valor rms de la misma de manera que a medida que barremos la curva de absorción el Lock-in va generando una señal a partir de los valores obtenidos. Esta señal

se corresponde con la derivada de la curva de absorción detectada (ver figura 3.8) como era de esperar, ya que lo que pretendemos realizar con el barrido es estudiar cómo cambia la diferencia de transmitancia entre dos puntos hasta conseguir que ésta sea cero. Este resultado lo obtendremos cuando alcancemos el punto de máxima absorción o punto mínimo de la curva como podemos ver en las figuras 3.7 y 3.8. En esta última figura se muestra la línea de absorción P11 y su correspondiente señal de realimentación obtenida a la salida del amplificador Lock-in. Se puede observar que cuando se alcanza el punto de máxima absorción, la señal obtenida del amplificador sufre un cambio de signo.

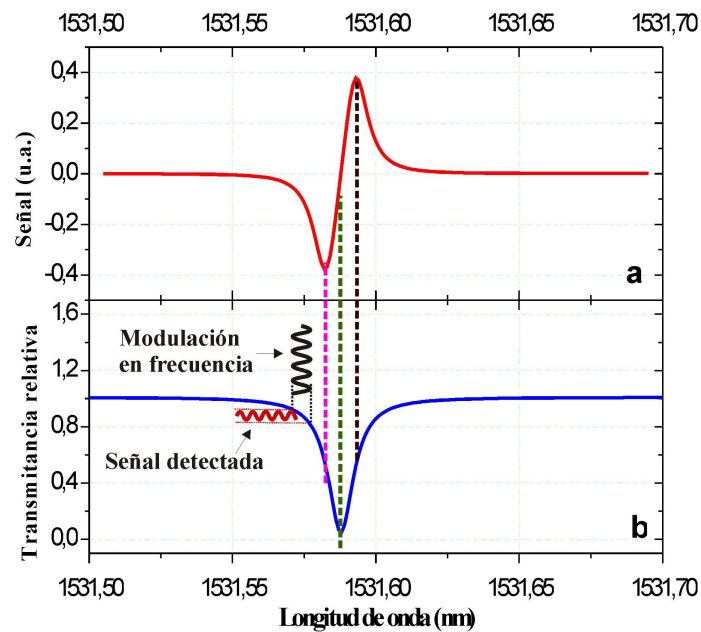


Figura 3.8: Línea de absorción P11 del espectro del acetileno (b) y la correspondiente obtenida por un amplificador lock-in (a).

Aprovechando la salida analógica continua del Lock-in la sumamos con signo contrario a la señal modulada de 1 KHz que modula en frecuencia el láser, de esta manera realimentamos nuestro sistema de estabilización. La señal continua de realimentación hace que el láser mueva su longitud de onda de emisión en un sentido o en otro dependiendo del signo de ésta, actuando de manera que si la frecuencia del láser se desplaza hacia frecuencias mayores que la correspondiente al centro de la curva de absorción (desplazamiento hacia señales negativas en la fi-

gura 3.8a), se compensa pues la señal del amplificador corregirá ésta en el láser. Si por el contrario, la frecuencia del láser sufre un desplazamiento hacia frecuencias más bajas (desplazamiento hacia señales positivas en la figura 3.8a), el amplificador lock-in deberá compensarlo introduciendo una señal de signo negativo en la modulación del láser.

Todo este proceso es automatizado a través de un programa específico controlado por un ordenador. En este proceso el ordenador mueve al láser pm a pm hasta que encuentra el mínimo de absorción en la línea buscada, y a partir de ese momento fija el láser en esa frecuencia. Una vez fijada el sistema de realimentación hace que el láser quede completamente anclado en la absorción buscada.

3.1.1. Incertidumbre de las líneas de referencia generadas

Nuestro propósito es desarrollar frecuencias de referencia en emisiones de láseres ancladas en líneas de absorción conocidas. Como en todos los trabajos de carácter metrológico cuando se ha conseguido la estabilización del láser en la línea de absorción debemos estudiar las incertidumbres asociadas a este proceso para cada una de las líneas de emisión patrones que hemos obtenido. En el caso de la estabilización de un láser sintonizable en la línea de absorción del acetileno dentro de la célula descrita anteriormente, las fuentes de incertidumbre asociadas al proceso vienen determinadas por:

- a) Incertidumbre en la asignación de valores de las líneas de absorción por el NIST, f_{ref} .

El valor de la frecuencia de referencia está asignado por el certificado de calibración del NIST, SRM 2517a. La incertidumbre asignada por el NIST es la incertidumbre que nosotros utilizamos convertida a $k=1$, para tratar los datos de forma independiente a la distribución de probabilidad asignada en origen. Es una incertidumbre tipo B (incertidumbre que proviene de un valor universal o de un certificado de calibración), con número de grados de libertad infinito y se calcula mediante la expresión:

$$u(f_{ref}) = \frac{u_{certificado}}{2} \quad (3.1)$$

b) Incertidumbre por el ancho de línea del láser sintonizable estabilizado, Δf_{res} .

El ancho de línea del láser usado es de 150 KHz. Sin embargo en nuestro experimento este ancho se incrementa por la modulación de frecuencia introducida para la estabilización del láser en la línea de absorción. El aumento de anchura del láser por la modulación de frecuencia está relacionado con la altura de la señal de modulación introducida desde el Lock-in, haciendo que la anchura real de la línea en nuestro experimento es de 30 MHz, bastante superior a la anchura inicial del láser. La incertidumbre que el ensanchamiento del láser introduce en nuestro sistema es tipo B y se calcula usando la función de distribución de probabilidad de una función seno, ya que es la forma de la señal de modulación usada. La incertidumbre asociada a este ensanchamiento del láser se calcula como:

$$u(\Delta f_{ref}) = \frac{0,03}{\sqrt{2}} \quad (3.2)$$

c) Incertidumbre debida a la influencia de la presión y la temperatura sobre la célula de calibración, $\Delta f_{P,T}$.

La célula de calibración suministrada por el NIST está cerrada y sellada con una presión de gas de 6.7 kPa. El volumen de la célula y su presión deben ser constantes, si bien la temperatura del laboratorio puede oscilar un máximo de $\pm 2^\circ\text{C}$. Las variaciones de temperatura del laboratorio se traducen en este caso como variaciones de presión a volumen constante siguiendo la ley de los “gases perfectos”. Las variaciones de presión en la célula generan un desplazamiento de las líneas de absorción que está tabulado por el NIST [100], y tienen distinto comportamiento según sean absorciones de la rama R o de la rama P.

Para la rama R se ajustan a una parábola de expresión:

$$\text{Desplazamiento}(pm) = 0,04 + 0,0113n - 7,8 \times 10^{-5}n^2 \quad (3.3)$$

Para la rama P se ajustan a un polinomio de tercer grado como:

$$\text{Desplazamiento}(pm) = 0,10 + 0,0044n - 5,41 \times 10^{-4}n^2 + 1,93 \times 10^{-5}n^3 \quad (3.4)$$

donde n es el número de línea. Estas expresiones se aplican en las proximi-

dades de 6.7 kPa. Aplicando la corrección de variación de presión debida a la temperatura, obtenemos el desplazamiento de la línea.

Como las variaciones de temperatura dentro de los límites puestos serán aleatorias, consideramos que esta fuente de incertidumbre no genera una corrección al valor de la frecuencia de referencia, si bien incrementa la incertidumbre como una distribución rectangular según:

$$u(\Delta f_{P,T}) = \frac{\text{Desplazamiento}}{2\sqrt{3}} \quad (3.5)$$

La incertidumbre debida a la inestabilidad del proceso de muestreo y estabilización es compensada por el sistema de realimentación que controla el diseño.

Para conocer la incertidumbre de las líneas láser estabilizadas componemos estas incertidumbres estudiadas en la tabla 3.3.

Tabla 3.3: *Cálculo de incertidumbres asociadas a la estabilización de un láser sintonizable en la línea P11 de absorción del acetileno ¹²C₂H₂*

Fuente	Valor (GHz)	Incertidumbre (GHz)
f_{ref}	195739.663	0.019
Δf_{res}	0.030	0.021
$\Delta f_{P,T}$		0.022
$\sqrt{\Sigma^2}$		0.036

3.2. Identificación de las líneas de absorción del vapor del agua en la región 1350-1440 nm

Después de estabilizar los láseres en las absorciones de acetileno, nos planteamos la estabilización de láseres en la otra ventana típica de transmisión en comunicaciones por fibra ópticas, situada en regiones próximas a 1300 nm.

Fortuitamente y durante el proceso de diseño, estudio y calibración de un radiómetro de esfera integradora (ISR), para la medida de la potencia láser transmitida por fibra óptica [3], observamos absorciones de vapor de agua en la región comprendida entre 1350 y 1440 nm, que dificultaban la calibración del instrumento con láseres estrechos como son los láseres sintonizables. Fue en este momento cuando se nos ocurrió que el radiómetro, que en esta región no se podía calibrar, podría ser empleado para la estabilización de láseres en la zona problemática de 1400 nm y usarlo en la calibración de medidores de longitud de onda y analizadores de espectros ópticos.

El esquema de la configuración del ISR se muestra en la figura 3.9.

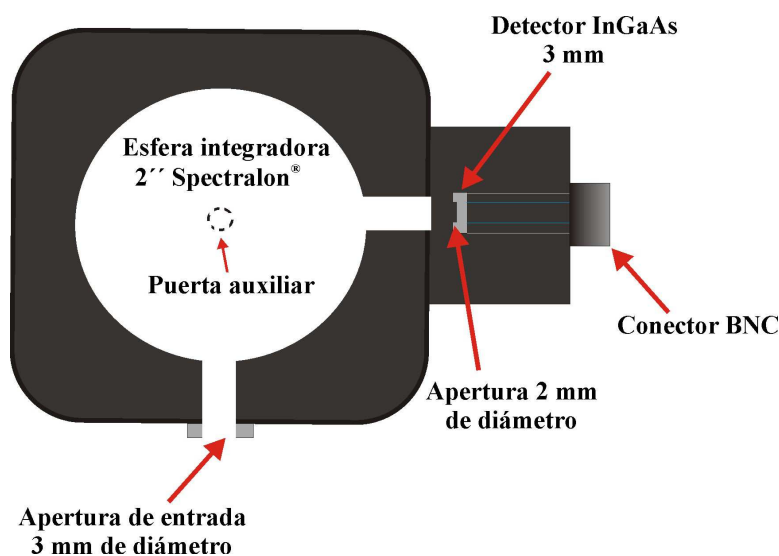


Figura 3.9: Radiómetro de esfera integradora.

Este radiómetro está constituido por un cubo cuyo interior está hueco formando una esfera de 50.8 mm de diámetro interno fabricada con spectralon, un material cerámico altamente difusor e hidrófobo. La esfera presenta tres puertas orientadas 90° entre sí. Dos de ellas corresponden a la entrada y a la salida de la esfera mientras que la tercera es una puerta auxiliar empleada para realizar una

caracterización complementaria del radiómetro y permanece cerrada. La entrada tiene un diámetro de 3 mm y está conectada a un conector de fibra FC-PC. En la salida se ha acoplado un detector de InGaAs de 3 mm de diámetro. Para eliminar no linealidades en el detector cuando la iluminación es desbordante [75], se ha colocado una pequeña apertura de 2 mm de diámetro delante del detector para limitar la zona iluminada sobre éste.

El radiómetro por su construcción presenta la ventaja de que es insensible a la distribución modal, la polarización y la apertura numérica de la luz incidente, características que lo hacen muy útil para la medida de la potencia óptica a la salida de las fibras. La insensibilidad a estos factores es atribuida al hecho de que el material que lo constituye es altamente difusor y lambertiano, por lo que la luz, después de varias reflexiones internas en la esfera, llega uniforme y despolarizada al detector. En estas múltiples reflexiones internas, la luz recorre un importante camino óptico en el que hay presencia de vapor de agua ambiental (el radiómetro no se cierra con una ventana, ya que se ha diseñado para la medida de potencia óptica de láseres de bombeo cuyos niveles de potencia se sitúan entre 1 y 10 W y ésta podría dañarse). Por ello, el ISR podemos considerarlo como una célula abierta de absorción en el que el gas interno es el propio vapor de agua presente en la atmósfera del laboratorio (estable en $23 \pm 2^\circ\text{C}$ y $35 \pm 5\%$ de humedad relativa).

Para estudiar las absorciones de vapor de agua se usó el sistema experimental mostrado en la figura 3.10, donde además del ISR se empleó un láser sintonizable modelo Tunicas XS de Nettek que cubría el rango de longitudes de onda entre 1330 y 1450 nm, un picoamperímetro modelo 3P043R/COM comercializado por Vinculum con el que medíamos la señal de salida del ISR y un medidor de longitud de onda modelo WA-1000 de la marca Burleigh, para determinar las longitudes de onda de las absorciones medidas. El proceso fue controlado en su totalidad con un ordenador.

En el sistema experimental mostrado, la salida del láser sintonizable es dividida en dos ramas por un acoplador 90/10. Una de ellas se empleó como referencia en longitud de onda a través del medidor de longitud de onda, mientras la segunda rama (la que lleva más potencia óptica) fue introducida en el radiómetro a través de un conector FC-APC. Para ver las absorciones se barrió la región espectral de interés con pasos de 0.001 nm (entre 1350 y 1440 nm) mientras que,

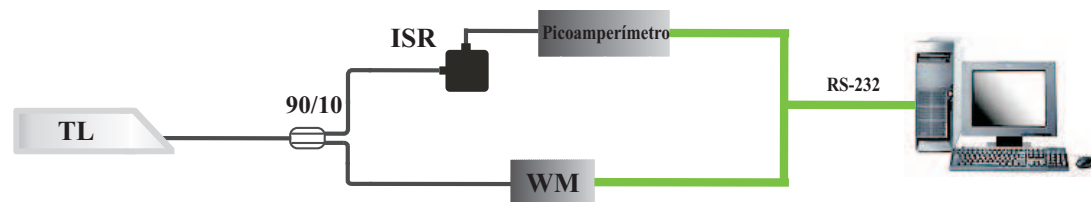


Figura 3.10: *Sistema de detección de líneas de absorción de vapor de agua mediante un interferómetro de esfera integradora.*

simultáneamente, se midió la potencia óptica y la longitud de onda. El resultado de estos barridos es el espectro de absorciones que se muestra en la figura 3.11.

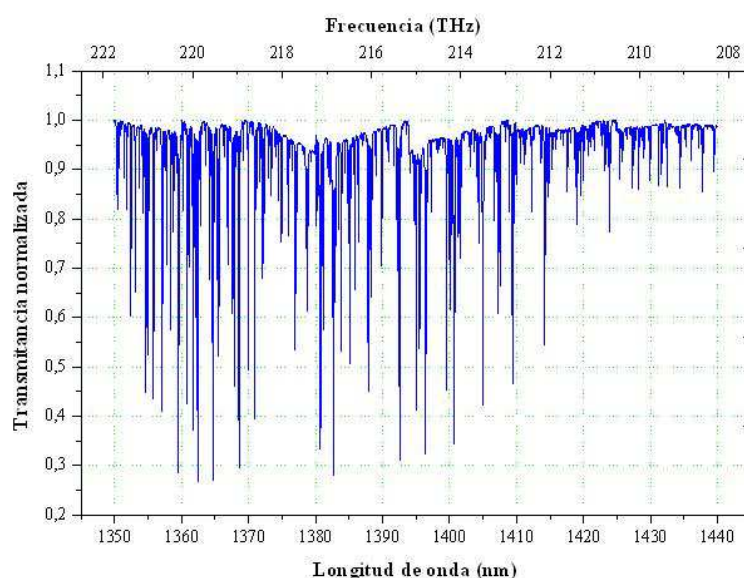


Figura 3.11: *Espectro de absorción de vapor de agua detectado mediante un radiómetro de esfera integradora.*

Tras obtener el espectro de absorción del vapor de agua comprobamos mediante el estudio de sus líneas la posibilidad de obtener una buena referencia para nuestros propósitos: la estabilización de láseres y su empleo como frecuencia de referencia. El vapor de agua se usa de forma general para la calibración de equipos en vuelo y por ésto existen en la bibliografía numerosos estudios sobre el espectro de absorción del vapor de agua dentro del rango entre 1280 y 1650 nm [61, 77, 14]. Usando estos estudios se identificaron las líneas de absorción detectadas en nuestro sistema. La tabla 3.4 muestra algunas de las líneas identificadas comparadas con las obtenidas en la referencia [14].

Tabla 3.4: Líneas de absorción del vapor de agua
 identificadas en el intervalo 1350-1440 nm

Referencia (nm)	Experimental (nm)	Diferencia (nm)
1350,6915	1350,692	0,0005
1351,7944	1351,795	0,0006
1352,1690	1352,161	0,0084
1353,1558	1353,156	0,0002
1353,7148	1353,715	0,0002
1353,7150	1353,715	0,0002
1354,7182	1354,720	0,0018
1355,0116	1355,013	0,0014
1355,8320	1355,833	0,0010
1357,1453	1357,147	0,0017
1357,7713	1357,771	0,0003
1358,4232	1358,425	0,0018
1359,5124	1359,515	0,0026
1359,5124	1359,514	0,0016
1360,8397	1360,842	0,0023
1361,6843	1361,687	0,0027
1362,4286	1362,430	0,0014
1363,9374	1363,939	0,0016
1365,3822	1365,383	0,0008
1364,6893	1364,689	0,0003
1365,5825	1365,583	0,0005
1366,9215	1366,921	0,0005
1367,8622	1367,863	0,0008
1368,5972	1368,597	0,0002
1369,2569	1369,255	0,0019
1369,9698	1369,971	0,0012
1370,9668	1370,966	0,0008
1372,1014	1372,103	0,0016
1372,2977	1372,298	0,0003
1373,4222	1373,422	0,0002
1375,0542	1375,055	0,0007

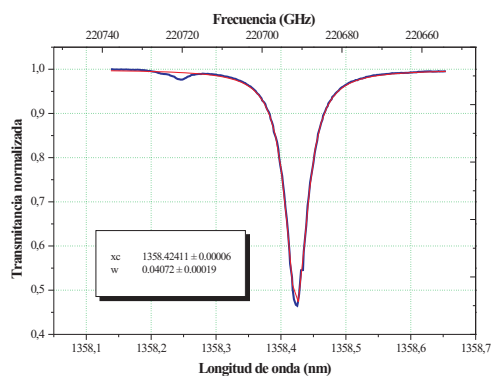
Identificación de las líneas de absorción del vapor del agua en la región 1350-1440 μm

1375,9242	1375,925	0,0008
1376,9730	1376,973	0,0000
1378,7695	1378,771	0,0015
1381,1363	1381,137	0,0007
1380,6291	1380,630	0,0009
1382,7282	1382,729	0,0008
1383,8869	1383,887	0,0001
1385,1163	1385,118	0,0017
1385,9095	1385,911	0,0015
1389,8917	1389,890	0,0017
1391,6730	1391,675	0,0020
1392,5335	1392,535	0,0015
1394,6461	1394,647	0,0009
1395,0043	1395,005	0,0007
1396,3730	1396,374	0,0010
1397,2692	1397,269	0,0004
1398,2117	1398,214	0,0023
1399,5376	1399,537	0,0006
1400,7389	1400,740	0,0011
1401,7573	1401,762	0,0047
1403,1080	1403,111	0,0030
1405,0035	1404,996	0,0074
1405,3847	1405,391	0,0063
1407,2903	1407,295	0,0047
1407,5505	1407,540	0,0105
1409,5063	1409,506	0,0003
1409,9411	1409,942	0,0009
1410,6414	1410,644	0,0026
1411,2581	1411,259	0,0009
1412,3148	1412,315	0,0002
1413,6718	1413,671	0,0008
1414,1279	1414,128	0,0001
1414,6083	1414,609	0,0007
1415,3263	1415,323	0,0033
1416,9654	1416,963	0,0024

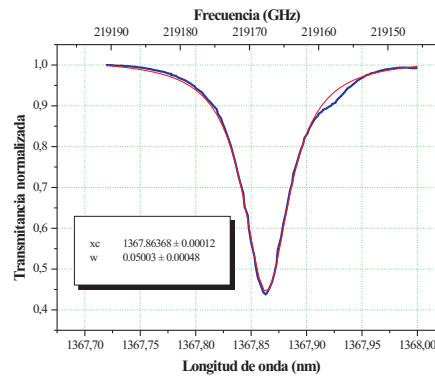
1417,5880	1417,589	0,0006
1418,9059	1418,908	0,0021
1420,0147	1420,015	0,0003
1420,7700	1420,771	0,0010
1421,5702	1421,571	0,0008
1422,6594	1422,658	0,0014
1423,1777	1423,180	0,0023
1423,9519	1423,954	0,0021
1425,9854	1425,989	0,0036
1425,3298	1425,332	0,0021
1425,9854	1425,989	0,0036
1427,3222	1427,325	0,0028
1428,1739	1428,175	0,0011
1428,9452	1428,949	0,0038
1429,9476	1429,947	0,0006
1431,1999	1431,200	0,0001
1432,4364	1432,435	0,0014
1434,4519	1434,451	0,0009
1437,7821	1437,783	0,0009

La resolución del medidor de longitud de onda empleado es de 0.001 nm, por lo que los valores experimentales no se pudieron obtener con mayor resolución. La máxima diferencia obtenida entre las longitudes de onda correspondientes a las absorciones del vapor de agua obtenidas experimentalmente y las facilitadas por la referencia [14] es 0.009. Esta diferencia podría ser debida a la diferencia entre las presiones de vapor de agua a las que se han realizado ambos estudios.

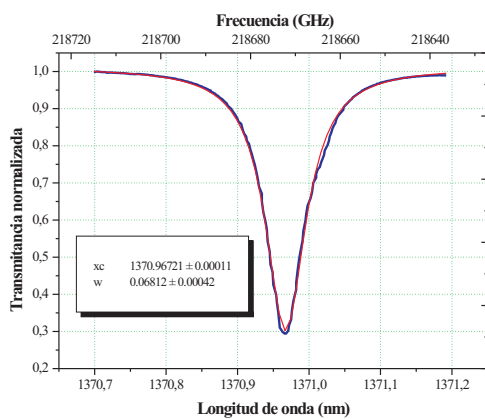
Una vez identificadas las líneas de absorción, pasamos a estudiar la anchura de línea de alguna de ellas, para ello realizamos un ajuste de cada línea a una función Lorentziana. Las figuras 3.12 muestran algunas de las líneas analizadas.



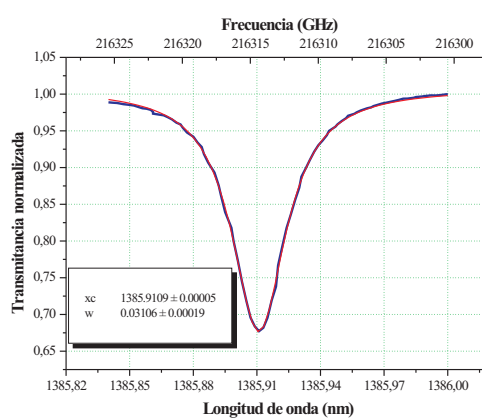
(a)



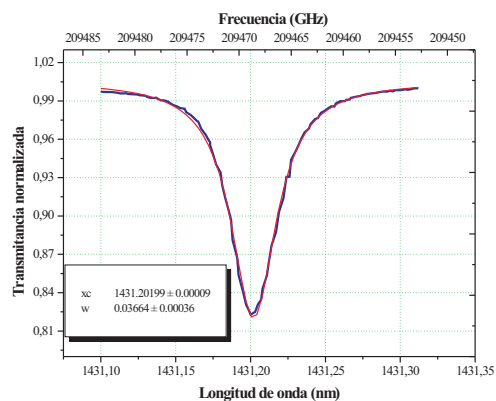
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 3.12: Líneas de absorción medidas correspondientes al vapor de agua

Las anchuras de línea a mitad de altura (FWHM) obtenidas para todas las líneas estudiadas oscila entre 0.01 y 0.06 nm (entre 1 GHz y 9 GHz en la ventana

de 1300 nm). Estos altos valores se deben a la presión existente dentro de la esfera que, debido a la ausencia de aislamiento, se corresponde a la presión atmosférica. Con estos valores y realizando un estudio de la incertidumbre de la estabilización de un láser en estas líneas similar al realizado en la sección 4.4.1, la incertidumbre debida a la anchura de línea sería la que influiría más en la incertidumbre total, siendo estos valores altos para la calibración de los medidores de longitud de onda.

A pesar del resultado obtenido, la idea de emplear el ISR como célula de absorción de otros gases de referencia es bastante interesante ya que con este dispositivo obtendríamos largos recorridos de interacción. El principal problema estaría centrado en el aislamiento interior de la esfera y en el control de su presión y temperatura. Estas dificultades hacen de esta posibilidad un hecho complicado de realizar de manera inmediata por lo que se dejará como objetivo de futuros desarrollos.

3.3. Diseño y construcción de una célula de absorción de metano

Una vez comprobado que las líneas de absorción del vapor de agua eran demasiado anchas para tratarlas como referencia en nuestro patrón y estudiadas las dificultades que encierra la fabricación de una célula de absorción de vapor de agua basada en un radiómetro de esfera integradora, nos dispusimos a diseñar una célula de absorción de referencia válida para cualquier gas y que dispusiera de un largo recorrido para poder ser utilizado con gases a bajas presiones. Para ello y teniendo en cuenta la escasa experiencia que teníamos dentro del campo de la espectroscopía nos basamos en las especies moleculares más utilizadas como referencia en la región de 1300 nm descritas en la literatura y mostradas en el capítulo 1. Tras analizar las características de las especies moleculares cuyo espectro se ajustaba a nuestras necesidades decidimos emplear el metano (CH_4) como gas de referencia. El metano como ya indicamos en el capítulo 1 posee un espectro denso compuesto por un buen número de líneas de absorción bien definidas de favorables propiedades físicas y gran disponibilidad. Además es uno de los gases menos tóxicos y reactivos bajo condiciones de relativo control de los que pueden ser empleados como referencia en esta región, por lo que es posible introducirlo en una célula de manera segura.

Para la identificación y estudio de las líneas de absorción del metano en la región situada entre 1316 y 1340 nm, se realizaron dos diseños: uno de ellos realizado en nuestro laboratorio dentro del Instituto de Física Aplicada del CSIC en Madrid, basado en los diseños realizados en el NIST, en los que se emplean una célula multipaso de vidrio como la descrita al principio de la sección 1.2.2.2; el segundo diseño se ha realizado en el laboratorio de óptica del Dansk Fundamental Metrologi A/S (DFM) en Lyngby (Dinamarca) basado en el diseño realizado en el mismo laboratorio y descrito en [43] en el que se emplea una HC-PBF como célula.

3.3.1. Estudio del espectro de absorción del metano en una célula de absorción de gases multipaso

El primer diseño empleado en el estudio del espectro de absorción del metano está representado en la figura 3.13 y como ya ha sido indicado se ha realizado en los laboratorios del Instituto de Física Aplicada en Madrid.

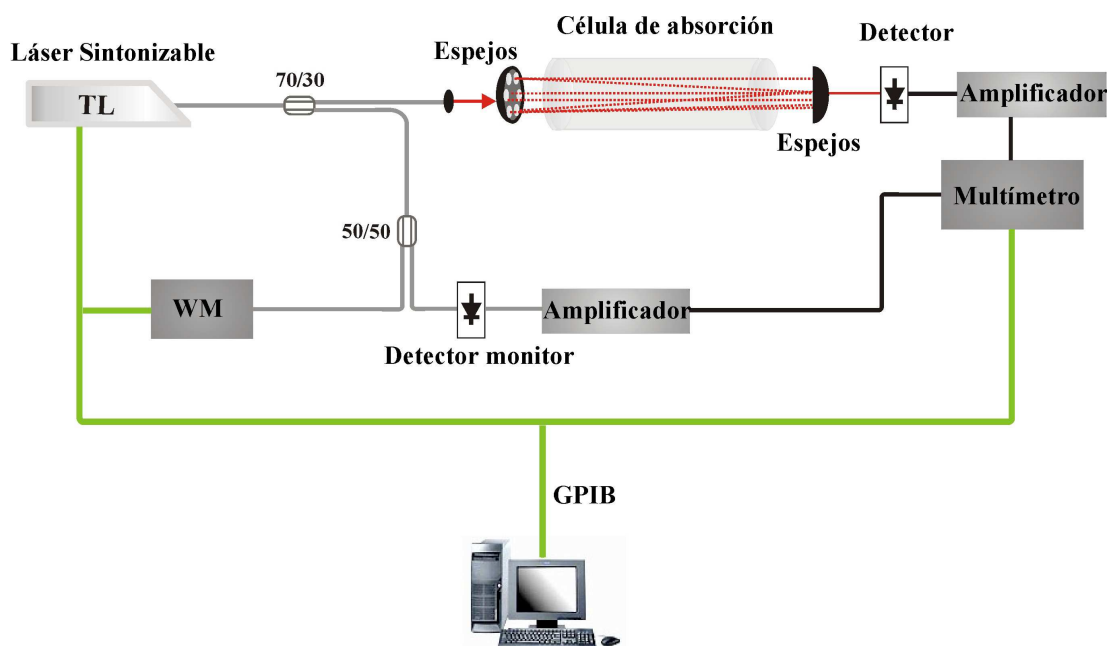


Figura 3.13: Diseño realizado para el estudio de las líneas de absorción del metano.

En la figura 3.13 se puede observar que el elemento principal del diseño es una célula de vidrio multipaso que contiene gas metano (CH_4) a presión y temperatura controladas. Como habíamos indicado en el capítulo 1, las líneas de absorción del

metano dentro de nuestra región de trabajo presentan una gran intensidad por lo que es posible su estudio a temperaturas ambiente y bajas presiones.

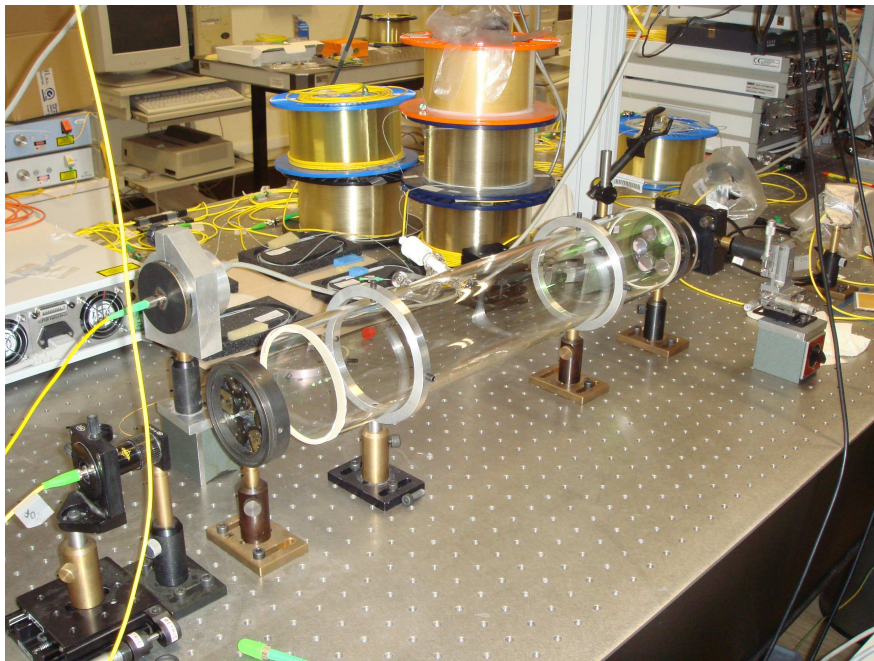


Figura 3.14: *Célula de absorción de gases diseñada en el Dept. de Metrología (IFA-CSIC).*

La figura 3.14 muestra el experimento montado en el laboratorio. La célula de absorción está formada por un tubo de vidrio de 50 cm de longitud, 0.5 cm de espesor y 10 cm de diámetro y cerrado por dos ventanas planoparalelas de cuarzo con un diámetro de 10 cm, 0.8 cm de espesor y tratamiento antirreflejante entre las longitudes de onda de 1200 y 1700 nm. La célula posee una llave de Young que permite realizar y controlar los procesos de vacío y llenado de su interior.

En el sistema empleamos un láser sintonizable Tunnics XS de Nettekst con rango de sintonización situado entre 1250-1350 como fuente de luz. La salida del láser es dividida en dos ramas por un acoplador 70/30: una de ellas es colimada y direccionada hacia la célula multipaso descrita anteriormente. La segunda es dividida en dos ramas por un acoplador 50/50 donde una de ellas es conectada a un medidor de longitud de onda de igual modelo y marca que el empleado en el diseño para la detección de líneas de absorción del vapor de agua y la segunda rama es conectada a un detector que hará la función de monitor. La señal obtenida a partir del monitor es amplificada y medida por un multímetro modelo 3497A de Hewlett-Packard y hará de referencia de potencia a la hora del tratamiento de

los datos obtenidos al final del proceso.

La segunda rama obtenida tras el acoplador 70/30 tal y como hemos indicado anteriormente es colimada y direccionada hacia la célula multipaso. El sistema multipaso se ha realizado usando dos conjuntos de 6 espejos circulares y orientables, ajustados en dos aros circulares que se alinean en paralelo uno respecto al otro y entre ellos se coloca la célula de absorción (ver detalle en la figura 3.15).

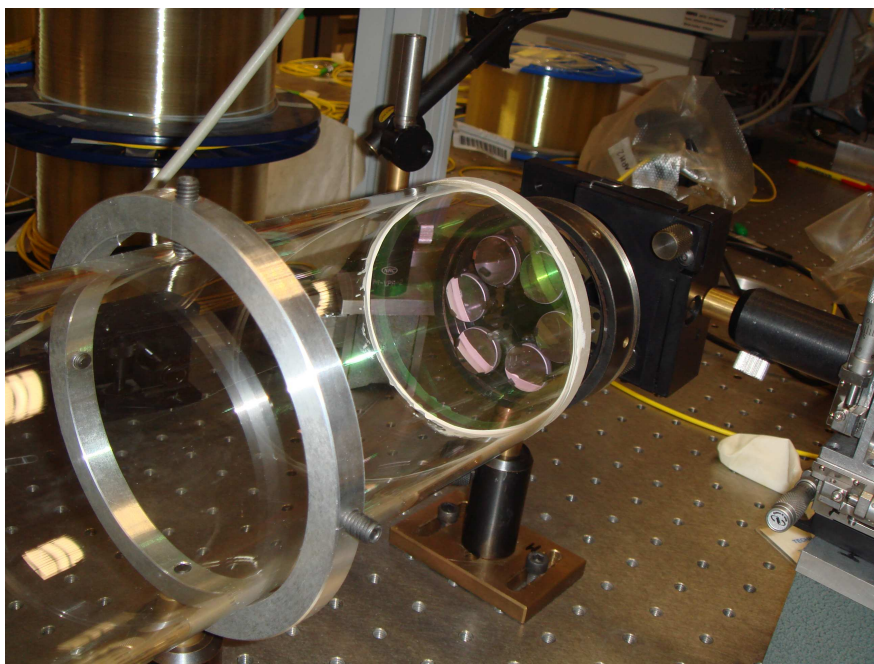


Figura 3.15: *Detalle del sistema multipaso correspondiente a la célula de absorción diseñada.*

Cuando el sistema se ajusta para realizar el estudio del espectro de absorción del gas, el haz láser colimado entra por el centro del anillo de espejos e incide alternativamente en un espejo del primer y del segundo anillo produciendo un máximo de 14 pasos diferentes e independientes a través de la célula de absorción. El sistema permite ajustar más o menos espejos con lo que es posible modificar el número de reflexiones realizadas entre ellos podemos controlar la longitud del camino de absorción dentro de la célula. En el caso de la célula diseñada en nuestros laboratorios, cuyo diseño se muestra en la figura 3.13, el rango de longitud de camino va de 1.5 a 7 m.

La señal de salida obtenida tras las múltiples reflexiones es detectada por un detector InGaAs y tras ser amplificada es medida por el mismo multímetro em-

pleado anteriormente en la medida de la señal del monitor en un canal diferente. Todo el proceso es controlado por un software donde se selecciona el rango de frecuencias que se pretende medir y el intervalo entre cada una de ellas, la escala de amplificación medida en el multímetro y se lee la frecuencia en el medidor de longitud de onda.

Inicialmente, tras hacer el correspondiente vacío, llenamos la célula con metano 35 (el número que acompaña al nombre del espécimen empleado significa la concentración del componente, en nuestro caso metano, que existe dentro del gas que se introduce en la célula. En este caso esta concentración viene determinada por 5 cifras siendo tres de ellas 9, esto quiere decir que nuestro gas tiene una concentración de metano del 99.900 %. El 0.1 % restante es compuesto por otros materiales (O_2 , CO_2 , etc.)) a una presión inicial de 100 mbar. Ambos procesos se realizaron a través de un sistema conocido en el campo de la espectroscopía como línea de vacío. El rango de frecuencias seleccionado correspondía a las longitudes de onda entre 1315 y 1340 nm y el intervalo de barrido definido a 0.2 GHz (paso mínimo posible con nuestros láseres sintonizables). Hay que indicar que en este caso el recorrido realizado por la línea de emisión del láser fue fijado en 7 m de longitud (14 pasos). El espectro obtenido se muestra en la figura 3.16.

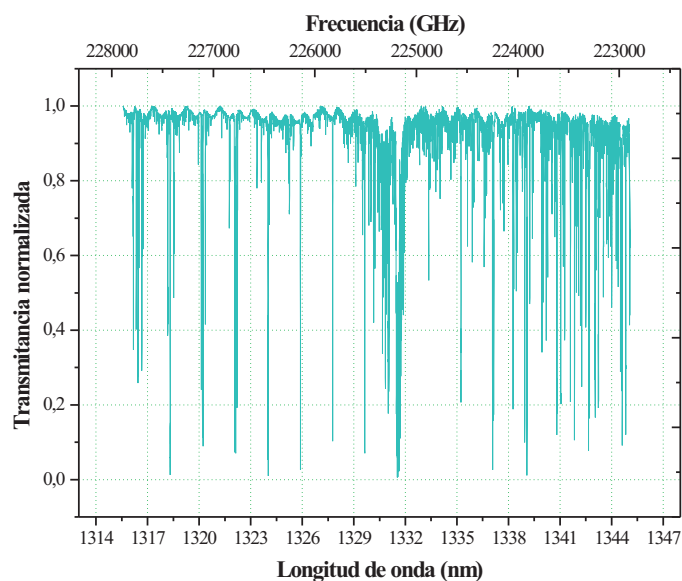


Figura 3.16: *Espectro de absorción del metano (presión 100 mbar).*

Como se puede comprobar en esta figura el espectro del metano limitado entre las longitudes de onda 1315-1345 es denso y bastante definido. Las pequeñas oscilaciones que se aprecian en la figura pueden ser debidas a la influencia de los acopladores empleados en el sistema de medida que, al no presentar un comportamiento plano en este rango de longitudes de onda, producen pequeñas reflexiones internas de luz. Debido a la magnitud de las absorciones con las que pretendemos trabajar, estas pequeñas oscilaciones no afectan a nuestras medidas.

Algunas de las longitudes de onda determinadas por las líneas de absorción pertenecientes al espectro mostrado se encuentran en la tabla 3.5 junto con las líneas de referencia correspondientes obtenidas de la base de datos del HITRAN [60, 59].

Tabla 3.5: *Líneas de absorción del metano medidas en el intervalo 1315-1345 nm. Presión 100 mbar.*

HITRAN (nm)	Experimental (nm)	Diferencia (nm)
1316,4455	1316,4450	0,0005
1316,6646	1316,6647	0,0001
1318,1744	1318,1729	0,0015
1318,1827	1318,1807	0,0020
1318,3193	1318,3194	0,0019
1318,3272	1318,3262	0,0010
1320,1265	1320,1261	0,0004
1320,1953	1320,1953	0,0000
1320,2157	1320,2162	0,0005
1320,2262	1320,2261	0,0001
1322,0657	1322,0618	0,0039
1322,0940	1322,0936	0,0005
1322,1083	1322,1075	0,0008
1322,1280	1322,1283	0,0003
1322,2115	1322,2117	0,0001
1323,9986	1323,9982	0,0004
1324,0118	1324,0111	0,0007
1324,0234	1324,0225	0,0009
1325,8972	1325,8964	0,0008

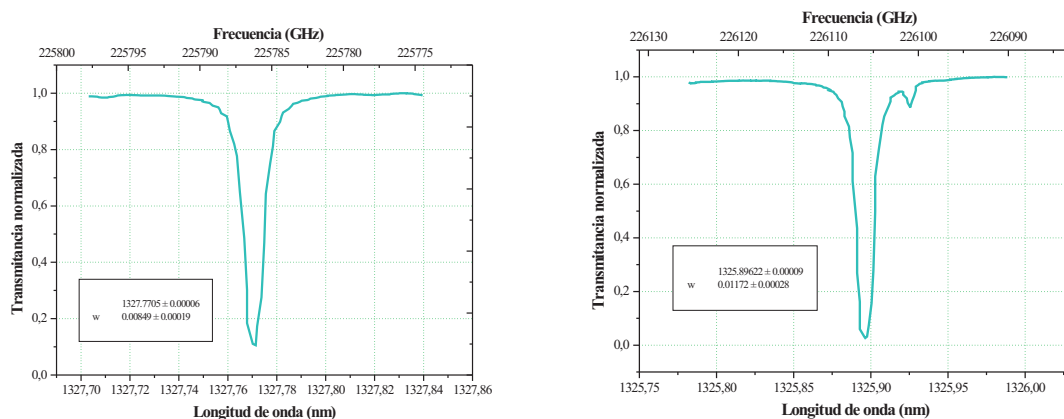
1327,7712	1327,7714	0,0002
1329,5123	1329,5114	0,0008
1329,6356	1329,6364	0,0009
1330,1524	1330,1520	0,0004
1330,2288	1330,2294	0,0006
1330,6676	1330,6686	0,0010
1330,7218	1330,7206	0,0012
1330,7437	1330,7443	0,0006
1331,4767	1331,4752	0,0015
1331,4806	1331,4789	0,0017
1331,4864	1331,4905	0,0042
1331,5087	1331,5067	0,0020
1331,5240	1331,5244	0,0004
1331,5312	1331,5309	0,0003
1331,5432	1331,5477	0,0046
1331,5487	1331,5496	0,0009
1331,5523	1331,5534	0,0011
1331,5641	1331,5645	0,0004
1331,5737	1331,5794	0,0057
1331,5980	1331,5995	0,0015
1331,6013	1331,6005	0,0008
1331,6208	1331,6200	0,0008
1331,6334	1331,6340	0,0006
1331,6452	1331,6464	0,0012
1331,6810	1331,6869	0,0059
1331,7132	1331,7130	0,0002
1331,7330	1331,7331	0,0001
1331,7491	1331,7490	0,0000
1331,7643	1331,7640	0,0003
1331,7734	1331,7740	0,0006
1331,8091	1331,8101	0,0010
1331,8334	1331,8340	0,0006
1331,8890	1331,8906	0,0016
1335,2318	1335,2327	0,0009
1335,2395	1335,2396	0,0002

1337,0767	1337,0770	0,0004
1337,1433	1337,1408	0,0025
1337,1279	1337,1289	0,0010
1338,2640	1338,2642	0,0002
1338,3030	1338,3026	0,0004
1338,9450	1338,9472	0,0022
1339,0745	1339,0742	0,0004
1340,8130	1340,8134	0,0004
1340,8209	1340,8200	0,0008
1341,8415	1341,8432	0,0017
1342,6578	1342,6579	0,0001
1342,6847	1342,6833	0,0015
1342,7079	1342,7096	0,0017
1344,5170	1344,5176	0,0006
1344,5811	1344,5813	0,0002
1344,6208	1344,6213	0,0005
1344,8695	1344,8784	0,0089
1345,0421	1345,0418	0,0003

Uno de los factores que más nos interesa para nuestro trabajo es la anchura de línea de la absorción, ya que ésta es uno de los factores determinantes en el valor de la incertidumbre final del láser estabilizado según el método descrito en la sección 3.1. Para conocer esta anchura, hicimos un ajuste a una función Lorentziana de cada una de las líneas más intensas del espectro de absorción de la misma manera que hicimos en el caso de las líneas de vapor de agua. Las figuras 3.17 muestran los resultados obtenidos para algunas de estas líneas.

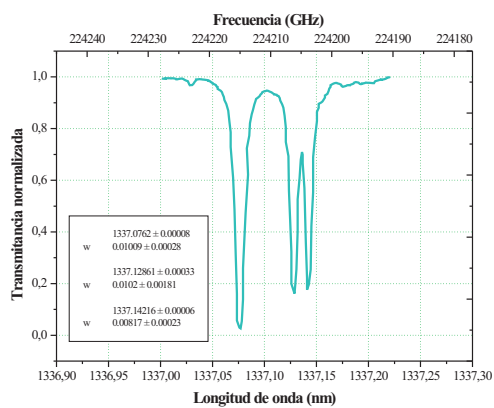
La anchura de las líneas de absorción del metano son inferiores a las obtenidas con el vapor de agua, sin embargo a esta presión todavía no son comparables con la anchura de las líneas del espectro de absorción del acetileno (aproximadamente 7 pm en su mayoría). Por este motivo decidimos reducir la presión del gas en el interior de la célula a 15 mbar y volver a medir el espectro de absorción en la célula para esta presión.

El diseño de célula de absorción permite de forma fácil el cambio de presión de gas y el gas mismo sin grandes desajustes de los espejos. De esta manera,



(a)

(b)



(c)

Figura 3.17: Líneas de absorción medidas correspondientes al metano.

quitamos la célula de sus soportes dentro del sistema y la llevamos a una línea de vacío (el llenado de la célula de absorción la realizamos en el Instituto de Estructura de la Materia del CSIC situado a 200 m de nuestras instalaciones), donde realizamos un vacío de la célula asegurando así la eliminación de cualquier tipo de residuo del llenado anterior. Tras el vacío, volvimos a llenar la célula con metano 35 a 15 mbar de presión a través de la misma línea de vacío.

Tras reajustar el sistema volvimos a medir el espectro del metano de la misma manera que en el caso de anterior con 100 mbar de presión pero en este caso, el camino fijado por el sistema multipaso fue 6 m de longitud (12 reflexiones) . El espectro medido es mostrado en la figura 3.18.

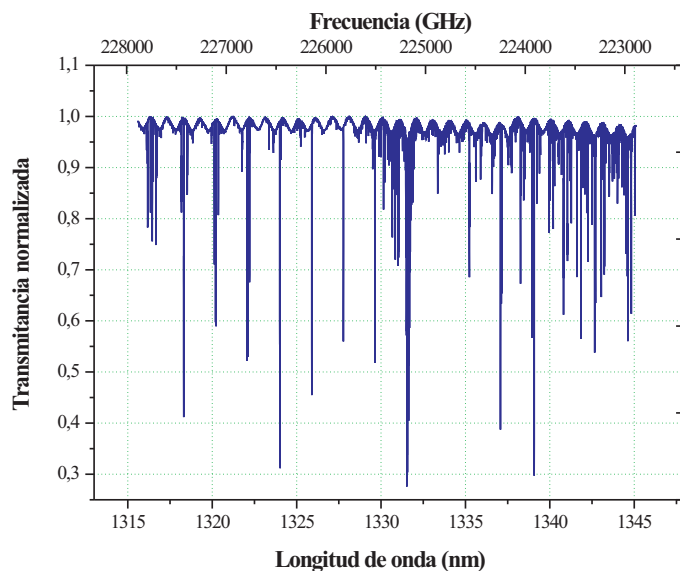


Figura 3.18: *Espectro de absorción del metano (presión 15 mbar).*

Si comparamos el espectro obtenido a 15 mbar con el obtenido a 100 mbar (ver figura 3.16) podemos apreciar un aparente descenso en la densidad de líneas de absorción. Este hecho es consecuencia de la disminución de presión y del recorrido de la línea de emisión del láser realizado dentro del multipaso, lo que provoca la disminución en la profundidad de absorción, provocando la desaparición a simple vista de las pequeñas líneas de absorción. El estudio de estos efectos lo realizaremos más adelante.

Tras la obtención del espectro pasamos a la identificación de las líneas para la cual, al igual que en el caso de 100 mbar, emplearemos las referencias facilitadas por la base de datos del HITRAN. Con intención de dar una cierta reproducibilidad a las medidas, nos fijaremos principalmente en las mismas líneas de absorción mostradas en la tabla 3.5, obteniendo los resultados mostrados en la tabla 3.6.

Tabla 3.6: *Líneas de absorción del metano medidas en el intervalo 1315-1345 nm. Presión 15 mbar.*

HITRAN (nm)	Experimental (nm)	Diferencia (nm)
1316,4455	1316,4457	0,0002
1316,6646	1316,6659	0,0013
1318,1744	1318,1735	0,0009
1318,1827	1318,1810	0,0017
1318,3193	1318,3197	0,0006
1318,3272	1318,3253	0,0019
1320,1265	1320,1250	0,0016
1320,1953	1320,1966	0,0013
1320,2157	1320,2160	0,0003
1320,2262	1320,2255	0,0006
1322,0657	1322,0636	0,0021
1322,0940	1322,0923	0,0017
1322,1083	1322,1067	0,0016
1322,1280	1322,1260	0,0021
1322,2115	1322,2105	0,0010
1323,9986	1323,9980	0,0006
1324,0118	1324,0109	0,0009
1324,0234	1324,0225	0,0009
1325,8972	1325,8969	0,0002
1327,7712	1327,7696	0,0016
1329,5123	1329,5108	0,0014
1329,6356	1329,6352	0,0003
1330,1524	1330,1520	0,0004
1330,2288	1330,2292	0,0004
1330,6676	1330,6675	0,0001
1330,7218	1330,7218	0,0000
1330,7437	1330,7451	0,0014
1331,4767	1331,4789	0,0022
1331,4806	1331,4801	0,0005
1331,4864	1331,4908	0,0045
1331,5087	1331,5077	0,0010

1331,5240	1331,5244	0,0004
1331,5312	1331,5315	0,0003
1331,5432	1331,5428	0,0003
1331,5487	1331,5495	0,0008
1331,5523	1331,5501	0,0022
1331,5641	1331,5641	0,0001
1331,5737	1331,5734	0,0003
1331,5980	1331,5996	0,0016
1331,6013	1331,6007	0,0006
1331,6208	1331,6210	0,0003
1331,6334	1331,6343	0,0009
1331,6452	1331,6454	0,0002
1331,6810	1331,6872	0,0062
1331,7132	1331,7131	0,0000
1331,7330	1331,7330	0,0000
1331,7491	1331,7480	0,0010
1331,7643	1331,7639	0,0004
1331,7734	1331,7728	0,0006
1331,8091	1331,8083	0,0008
1331,8334	1331,8330	0,0004
1331,8890	1331,8882	0,0008
1335,2318	1335,2321	0,0003
1335,2395	1335,2390	0,0005
1337,0767	1337,0764	0,0002
1337,1433	1337,1430	0,0003
1337,1279	1337,1271	0,0007
1338,2640	1338,2654	0,0014
1338,3030	1338,2924	0,0106
1338,9450	1338,9462	0,0011
1339,0745	1339,0756	0,0011
1340,8130	1340,8134	0,0004
1340,8209	1340,8200	0,0009
1341,8415	1341,8420	0,0005
1342,6578	1342,6563	0,0015
1342,6847	1342,6840	0,0007

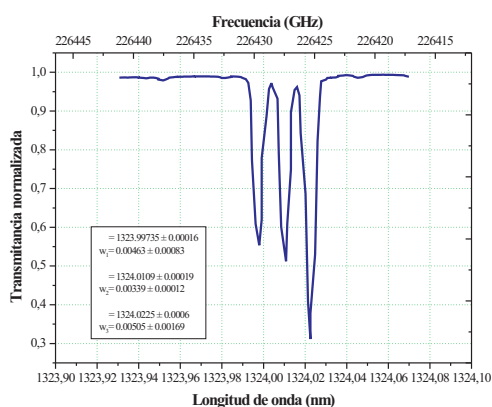
1342,7079	1342,7068	0,0011
1344,5170	1344,5164	0,0006
1344,5811	1344,5825	0,0014
1344,6208	1344,6225	0,0017
1344,8695	1344,8795	0,0100
1345,0421	1345,0412	0,0009

Comparando los valores mostrados en las tablas 3.5 y 3.6 podemos apreciar una repetibilidad en prácticamente la mayoría de los valores medidos, siendo la variación menor que 0.0062 nm y existiendo un par de diferencias cuyo valor se sitúa por encima de 0.0100 nm. Estas variaciones se deben, teniendo en cuenta el resto de las longitudes de onda obtenidas a pequeñas perturbaciones en el sistema de medida, como puede ser un cambio de iluminación ambiental, un pequeño roce sobre una de las fibras empleadas en el sistema. Además hemos de considerar las pequeñas variaciones que sufre el centro de la línea con la diferencia de presión. A pesar de estos inconvenientes, y teniendo en cuenta que la incertidumbre asociada a nuestro medidor de longitud de onda se sitúa a ± 1.5 pm ($k = 1$) y que por resolución de nuestro medidor, la validez del cuarto dígito es 3, los resultados obtenidos son válidos para la calibración de nuestro medidor de longitud de onda.

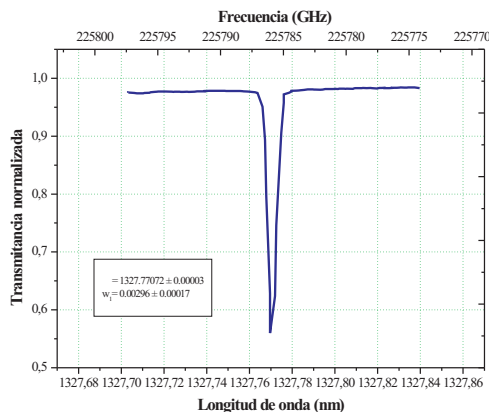
Algunas de las líneas medidas mostradas en la tabla 3.6 están representadas en la figura 3.19.

Para conocer la diferencia de anchura de línea que introduce el cambio de presión comparamos algunas de las líneas mostradas en las figuras 3.17 y 3.19. Los resultados de dos de éstas líneas están representados en la figura 3.20.

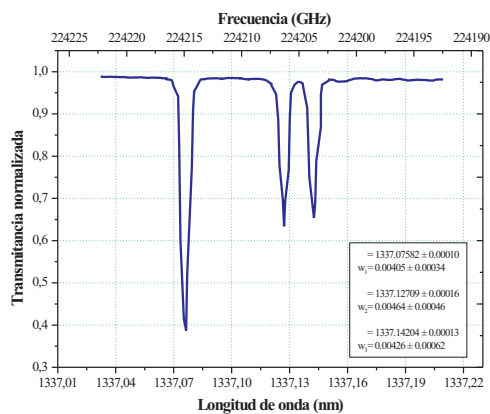
Como se puede comprobar en la figura 3.20 existe una disminución esperada en el ancho de línea a medida que reducimos la presión del gas en el interior de la célula. El aumento de la presión provoca un aumento de las moléculas en el interior de la célula, que al aumentar su número se produce un aumento en el número de colisiones entre ellas y con las paredes de la célula. Estas colisiones provocan pequeños cambios en los niveles de energía del estado fundamental y pequeñas diferencias de energía entre el estado fundamental y el estado excitado. Como consecuencia se origina una dispersión de la longitud de onda absorbida y por lo tanto un ensanchamiento neto de la línea de absorción. A medida que la presión disminuye, el ancho de línea también decrece hasta llegar al ancho mínimo



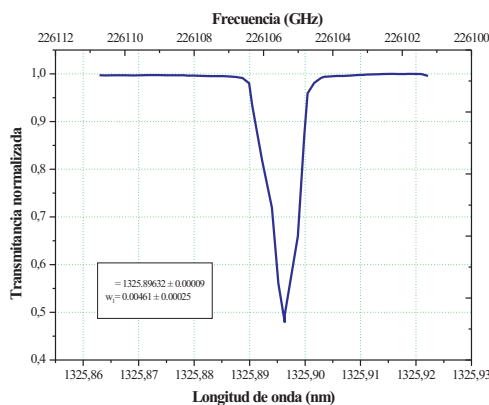
(a)



(b)



(c)

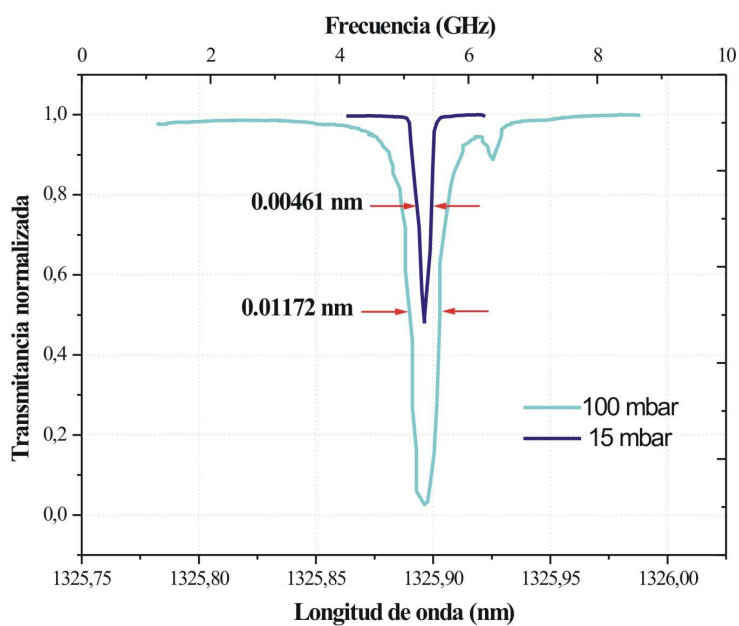


(d)

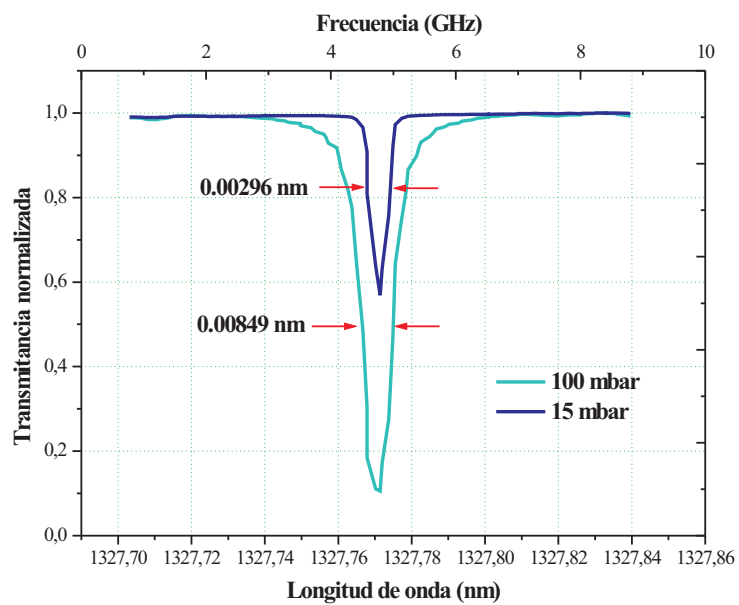
Figura 3.19: Líneas de absorción medidas correspondientes al metano. Presión 15 mbar

determinado por la anchura Doppler, que en el caso del metano a estas longitudes de onda, es aproximadamente 690 MHz (FWHM).

Por otro lado también se puede observar una gran diferencia, esperada, en la profundidad de la absorción debida a dos factores: uno es debida, otra vez, a la diferencia de presión ya que al aumentar ésta, el número de moléculas que pueden absorber radiación también aumenta. La segunda se debe a la diferencia de caminos ópticos empleados en una y otra medida. El aumento de la longitud de camino recorrido entre el sistema multipaso, provoca un aumento de la radiación lo que conlleva a un crecimiento de la existencia de moléculas con probabilidades de absorberla.



(a)



(b)

Figura 3.20: Comparación de líneas de absorción del metano a presiones 100 y 15 mbar

Tras estudiar el ancho de línea de las absorciones de metano a una presión de 15 mbar, comprobamos que los valores obtenidos presentan órdenes de magnitud similar a los obtenidos en la célula de absorción de acetileno con la que hemos estabilizado el láser en la sección 3.1 y con la que trabajaremos a lo largo del presente trabajo. Es por ello por lo que inicialmente estabilizaremos la célula de absorción de metano diseñada a una presión de 15 mbar. Esto significa que todo el trabajo realizado en el capítulo siguiente con las referencias de acetileno puede aplicarse a la referencia de metano del laboratorio, si los procesos no lineales que se van a estudiar en el capítulo siguiente pueden desarrollarse a las longitudes de onda de las absorciones del metano.

Con la aparición de las nuevas fibras ópticas de cristal fotónico de núcleo hueco, HC-PBF, actualmente están surgiendo distintos diseños, como los mostrados en [25, 43, 82], en los que se emplean este tipo de fibras como células de absorción de gases. En la siguiente sección estudiaremos el espectro del metano obtenido empleando una HC-PBF como célula de absorción de gases.

3.3.2. Estudio del espectro de absorción del metano en una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco

El segundo diseño empleado para la detección de las líneas de absorción del metano (figura 3.21) fue llevado a cabo en el laboratorio de óptica del DFM en Lyngby (Dinamarca). Como se puede ver en la figura 3.21, el diseño empleado se diferencia principalmente en dos aspectos con respecto al diseño realizado en Madrid: todo el sistema está realizado mediante óptica en aire y la célula de absorción consiste en una HC-PBF situada en una campana de vacío.

Este sistema está basado en otro diseño desarrollado en [43] y empleado para el estudio de absorciones saturadas en acetileno y ácido cianídrico. En este sistema el haz de salida de un diodo láser de cavidad externa sintonizable (1251 – 1347 nm) de la marca New Focus Inc. llega a un espejo (Espejo 1 en la figura 3.21) tras pasar a través de una lente esférica. Un aislador es situado justo delante de la salida del diodo láser para evitar que cualquier tipo de reflexión dañe el láser. El primer espejo refleja el haz que llega 90° con respecto al plano incidente haciéndolo llegar a un beamsplitter, en donde se dividirá en dos haces. Uno de ellos es dirigido mediante un espejo (Espejo 2) hacia un medidor de longitud de

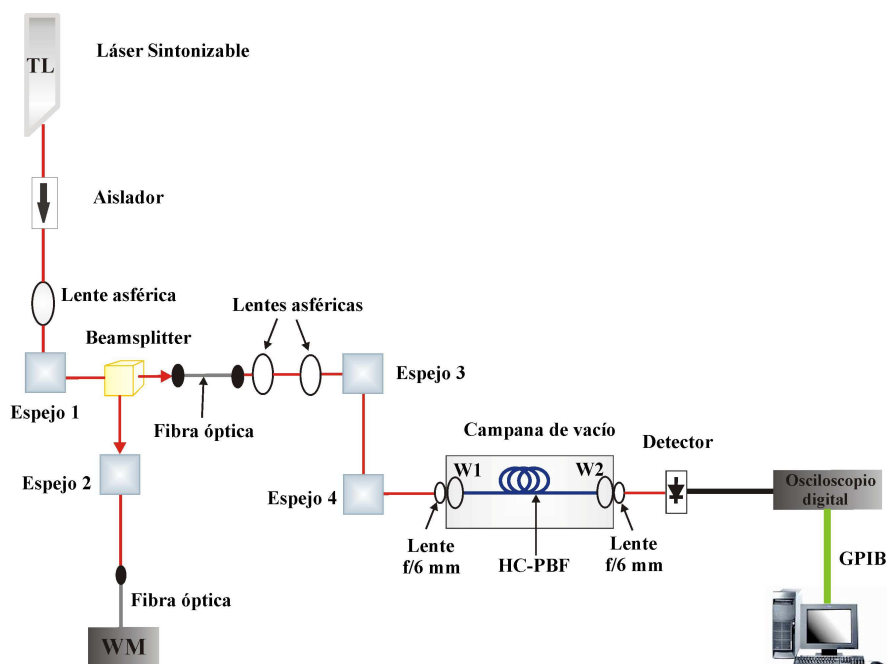


Figura 3.21: Diseño realizado para el estudio de las líneas de absorción del metano.

onda; el segundo haz es introducido en una fibra óptica cuya salida está situada frente a un conjunto de dos lentes esféricas situadas paralelamente entre ellas, el cual focalizará el haz en un espejo (Espejo 3). El espejo refleja la luz incidente 90° hacia otro espejo (Espejo 4), el cual dirige la luz hacia la entrada de la campana de vacío en donde se encuentra la HC-PBF. Para introducir la luz dentro de la fibra se emplea una lente de focal 6 mm y una ventana de zafiro. La HC-PBF empleada es una fibra fabricada por Crystal Fiber de 6 m de longitud, 10 μm de diámetro de núcleo y $\lambda_0 = 1310 \text{ nm}$. La salida de la fibra incide en una segunda ventana de zafiro y focalizada en un detector a través de una lente de focal 6 mm. La lectura del detector es representada mediante un osciloscopio digital fabricado por Hewlett-Packard sincronizado con ordenador mediante GPIB.

La presión interna de la campana de vacío es continuamente controlada mediante un sistema de bombeo continuo. Para realizar la medida de las líneas de absorción del metano, la fibra fue llenada con el gas a una presión de 15 mbar. En la figura 3.22 se muestra el espectro obtenido a partir del sistema mostrado en la figura 3.21.

Como se puede apreciar en la figura 3.21, el espectro del metano obtenido empleando una HC-PBF como célula de absorción de gases presenta una relación

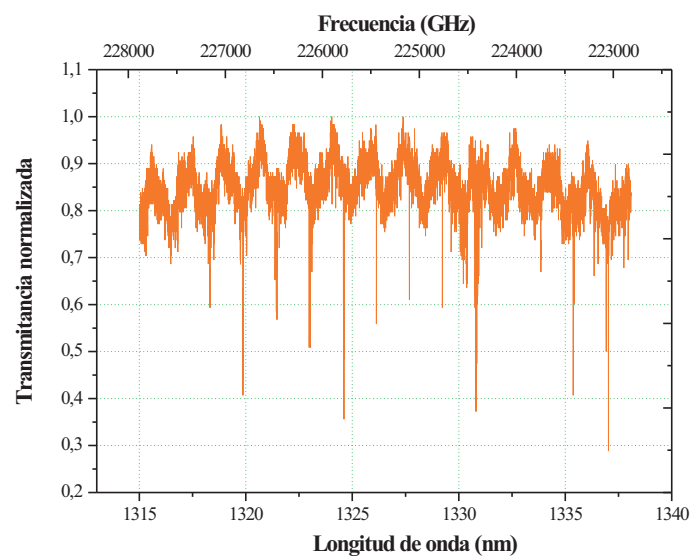


Figura 3.22: Espectro de absorción del metano empleando una HC-PBF como célula de absorción de gases (presión 15 mbar).

señal/ruido peor que en el caso de una célula multipaso (ver figuras 3.16 y 3.18). Esto puede ser debido a reflexiones internas dentro de la fibra causadas por la propagación de los distintos modos a través de la estructura periódica interna de la fibra. A pesar de ello, se pueden observar las líneas que se muestran en la tabla 3.7 y al igual que en los casos estudiados anteriormente, tomamos como referencia las longitudes de onda proporcionadas por el HITRAN.

Tabla 3.7: *Líneas de absorción del metano medidas en una HC-PBF. Presión 15 mbar.*

HITRAN (nm)	Experimental (nm)	Diferencia (nm)
1316,4455	1316,4461	0,0006
1316,6646	1316,6657	0,0011
1318,1744	1318,1746	0,0002
1318,1827	1318,1835	0,0008
1318,3193	1318,3190	0,0003
1318,3272	1318,3272	0,0000
1320,1265	1320,1273	0,0008
1320,1953	1320,1960	0,0007
1320,2157	1320,2167	0,0010
1320,2262	1320,2270	0,0008
1322,0657	1322,0632	0,0025
1322,0940	1322,0942	0,0002
1322,1083	1322,1080	0,0003
1322,1280	1322,1288	0,0008
1322,2115	1322,2123	0,0008
1323,9986	1323,9998	0,0012
1324,0118	1324,0121	0,0003
1324,0234	1324,0245	0,0011
1325,8972	1325,8977	0,0005
1327,7712	1327,7710	0,0002
1329,5123	1329,5124	0,0001
1329,6356	1329,6367	0,0012
1330,1524	1330,1526	0,0002
1330,2288	1330,2304	0,0016
1330,6676	1330,6688	0,0012
1330,7218	1330,7228	0,0010
1330,7437	1330,7440	0,0003
1331,4767	1331,4768	0,0001
1331,4806	1331,4811	0,0005
1331,4864	1331,4861	0,0002
1331,5087	1331,5084	0,0003

1331,5240	1331,5247	0,0007
1331,5312	1331,5314	0,0002
1331,5432	1331,5436	0,0005
1331,5487	1331,5480	0,0007
1331,5523	1331,5515	0,0008
1331,5641	1331,5648	0,0007
1331,5737	1331,5747	0,0010
1331,5980	1331,5995	0,0015
1331,6013	1331,6010	0,0003
1331,6208	1331,6215	0,0007
1331,6334	1331,6347	0,0013
1331,6452	1331,6458	0,0006
1331,6810	1331,6821	0,0011
1331,7132	1331,7142	0,0010
1331,7330	1331,7343	0,0013
1331,7491	1331,7509	0,0019
1331,7643	1331,7649	0,0006
1331,7734	1331,7735	0,0001
1331,8091	1331,8100	0,0009
1331,8334	1331,8340	0,0006
1331,8890	1331,8884	0,0006
1335,2318	1335,2334	0,0016
1335,2395	1335,2401	0,0006
1337,0767	1337,0770	0,0003
1337,1433	1337,1450	0,0017
1337,1279	1337,1295	0,0016
1338,2640	1338,2652	0,0012
1338,3030	1338,2909	0,0121
1338,9450	1338,9457	0,0007
1339,0745	1339,0752	0,0007
1340,8130	1340,8133	0,0003
1340,8209	1340,8230	0,0022
1341,8415	1341,8420	0,0005
1342,6578	1342,6585	0,0007
1342,6847	1342,6871	0,0024

1342,7079	1342,7096	0,0017
1344,5170	1344,5176	0,0006
1344,5811	1344,5830	0,0019
1344,6208	1344,6222	0,0014
1344,8695	1344,8795	0,0100
1345,0421	1345,0424	0,0003

Algunas de las líneas medidas y mostradas en la tabla 3.7 están representadas en la figuras 3.23.

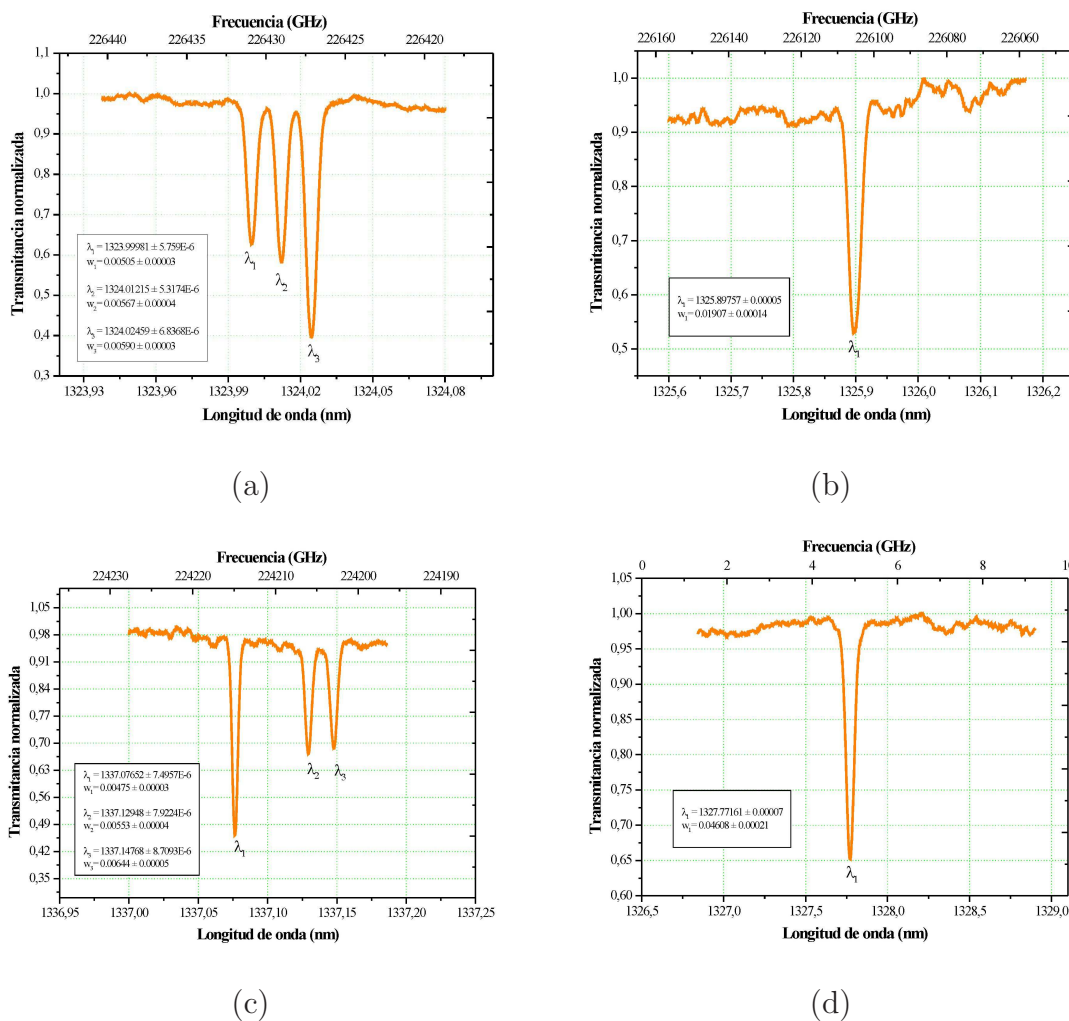


Figura 3.23: Representación gráfica de líneas de absorción del metano medidas en una HC-PBF. Presión 15 mbar

Comparando las curvas mostradas en 3.23 y 3.19 tal y como se muestra en la figura 3.24, podemos observar una pequeña diferencia de anchura de línea provocada por la disminución de núcleo entre fibra y célula de vidrio, ya que al reducirse el tamaño y mantener la presión se produce un aumento de las colisiones entre moléculas y entre éstas y las paredes de la fibra. Este proceso da lugar a un ensanchamiento de línea. Por otro lado hay que tener en cuenta, las diferencias entre los sistemas de medida y la posibilidad de una leve diferencia de presiones a la que trabajamos, ya que en el proceso de llenado de ambas células podíamos tener un error dentro de ± 2 mbar.

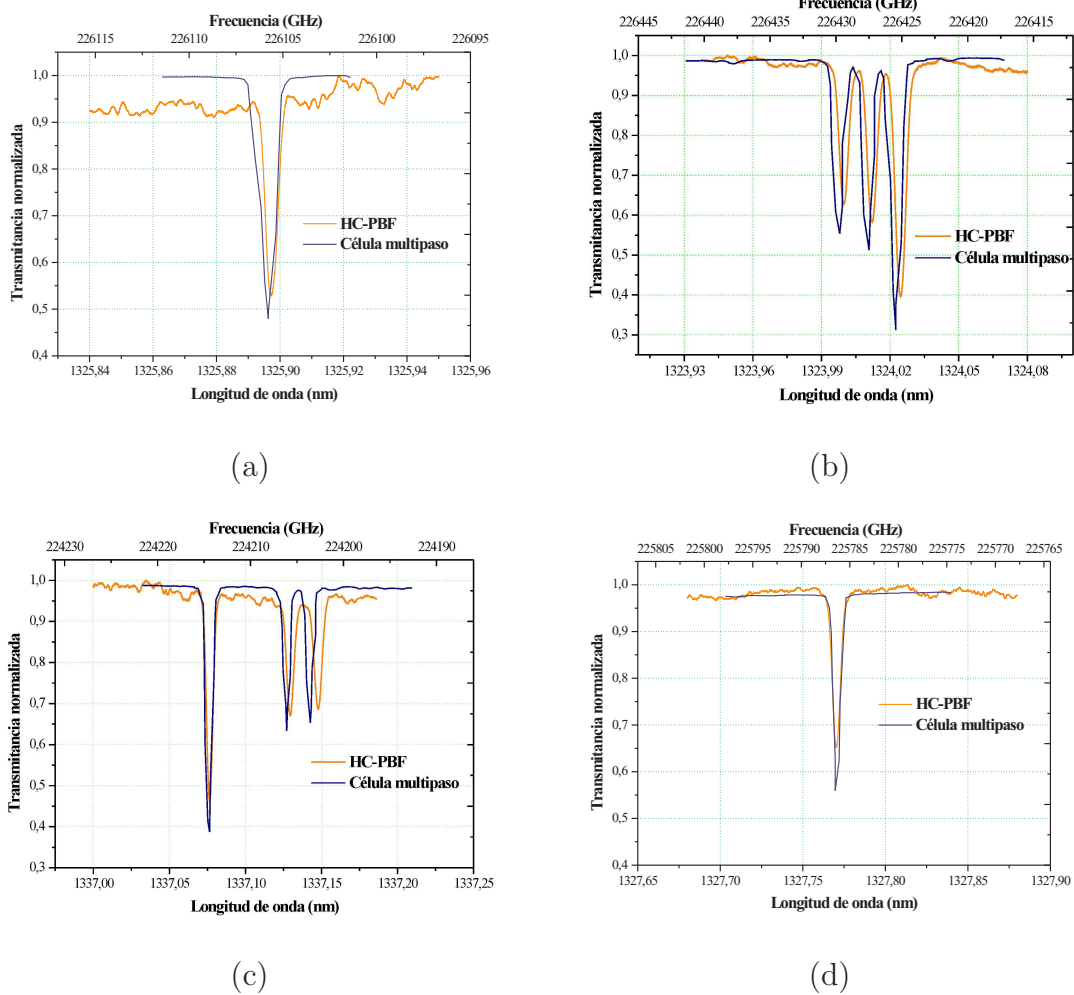


Figura 3.24: Gráfica comparativa de las líneas de absorción del metano medidas en una HC-PBF y en una célula multipaso. Presión 15 mbar

El empleo de HC-PBF como células de absorción permiten realizar sistemas de estabilización de longitud de onda y por lo tanto de calibración altamente compactos. La comercialización de este tipo de células requiere una optimización de las soldaduras entre fibras estándar y HC-PBF que, hasta la fecha, no se ha conseguido con una repetibilidad y fiabilidad adecuada. Es por ello por lo que actualmente este diseño está en pleno desarrollo y por lo tanto las células multipaso siguen siendo una buena opción como sistema de calibración en longitud de onda.

3.4. Discusión

Hemos demostrado que se puede estabilizar láseres de diodo sintonizables en líneas de absorción conocidas de forma efectiva, para la obtención de líneas de emisión láser útiles para la calibración de analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda.

Esta estabilización del láser se ha realizado modulándolo en frecuencia y se ha demostrado que la incertidumbre de las líneas láser fijadas en las absorciones depende solamente de la estabilidad de la célula ante las condiciones de presión y temperatura, de la anchura de la línea de absorción seleccionada y de la modulación en frecuencia empleada.

Se ha aplicado este método a las especies químicas seleccionadas $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, H_2O y CH_4 y como resultado de este trabajo podemos extraer las siguientes reflexiones:

Método a.- La estabilización en la región de 1550 nm se ha realizado en una célula de acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, que presenta 56 líneas de absorción simples y bien separadas en la región espectral de 1511 a 1542 nm. Su estabilización mediante la modulación en frecuencia del láser es sencilla y los resultados son muy satisfactorios por tener el espécimen un espectro de absorción bien definido, con absorciones poco complejas y fácilmente aplicable en sistemas de fibra óptica. Éste es un método muy preciso dado que trabajamos directamente con las líneas calibradas por un laboratorio de referencia como es el NIST y son las que emplearemos como líneas de referencia estándar.

Método b.- El estudio realizado sobre el vapor de agua en la esfera integradora muestra que se puede usar el vapor de agua como material de referencia para la estabilización de láseres en la región de 1355 a 1420 nm, si bien tenemos otros problemas adicionales relativos a: las líneas de absorción de vapor de agua en esta región estudiadas son anchas en relación a las necesidades de incertidumbre que se requieren en los actuales medidores de longitud de onda y éstas se encuentran en una región espectral hasta el momento poco usada en comunicaciones ópticas. El estudio lo hemos realizado a presión atmosférica debido a la dificultad que presenta el aislamiento y control de presión y temperatura de la esfera integradora que hemos empleado en el estudio. La posibilidad de emplear las propiedades de esta esfera como receptáculo de absorción de diferentes gases se ven mermadas por estas

dificultades que hace de esta posibilidad un hecho complicado de realizar de manera inmediata por lo que se dejará como objetivo de futuros desarrollos.

Método c.- La estabilización en la región de 1300 nm se ha realizado sobre CH₄, que presenta un espectro útil en la región de 1315 a 1345 nm. En este caso la estabilización es más compleja por dos factores: las absorciones del metano en esta región no son simples, sino que muchas de ellas están formadas por dobletes y tripletes que dificultan la estabilización por el método propuesto, y la profundidad de la absorción a la presión que hemos trabajado es baja por lo que ha sido necesario la realización de una célula de absorción de gases que permita el recorrido necesario de interacción entre la emisión del láser y el gas para obtener absorciones adecuadas (1.5-7 m) para aplicar el método de estabilización estudiado. Por otro lado las referencias que tenemos del espectro del CH₄ (bases de datos del HITRAN) no dan a sus líneas carácter de referencia absoluta. A pesar de todos estos inconvenientes, los resultados obtenidos han sido óptimos y aplicables a la calibración de nuestro medidor de longitud de onda cuya incertidumbre se encuentra en ± 1.5 nm ($k=1$).

Método d.- La realización de células de absorción en fibras huecas y de cristal fotónico es una tecnología cada vez más interesante para la realización de patrones de longitud de onda útiles en los sistemas de medida y de campo. Los problemas más importantes estriban en la dificultad de cerrar de forma efectiva la fibra con los gases manteniendo una presión adecuada dentro, y las pérdidas que este proceso genera. Sin embargo entendemos que ésto es un problema tecnológico que se solventará en el tiempo y la posibilidad de realizar largos caminos ópticos sin necesidad de óptica especial hace de este método un método de gran futuro para comunicaciones ópticas.

En toda la discusión anterior nos encontramos con un problema adicional que se ha esbozado en varias ocasiones en la presente memoria, éste es la imposibilidad de tener en todo el intervalo espectral de interés frecuencias de referencia fijadas a especímenes químicos con absorciones conocidas. La primera de las razones es obvia no podemos diseñar un espécimen que tenga una absorción en la zona del espectro que nos conviene en cada momento y por otro lado cuando existe un espécimen con buenas características de absorción no siempre tiene un trabajo de espectroscopía profundo, como los estudiados en esta memoria que permita usar los resultado espectroscópicos para la elaboración de líneas láser de referencia.

Conociendo la disponibilidad de medios en comunicaciones ópticas y las dificultades de realizar más patrones por este camino se optó por estudiar otros métodos que permitan la realización de patrones de emisión en las regiones no cubiertas por las absorciones basándose en efectos no lineales en fibras y dispositivos de comunicaciones ópticas.

3.5. Summary

In this chapter we have effectively stabilized a tunable diode laser in the absorption lines of a gas reference specimen in order to obtain laser emission lines useful to calibrate optical spectrum analyzers and wavelength meter.

The laser has been stabilized by the process of frequency modulation. We have demonstrated that the uncertainty belongs to the lines stabilized in the absorption lines of the reference depend on the stability of the absorption cell under pressure and temperature conditions, the linewidth of the selected absorption line and the frequency modulation used.

We have studied three different gas specimens $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, H_2O and CH_4 to be used as our reference, obtaining the following results:

Method a.- *We have used an absorption cell of acetylene ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$), designed and calibrated by NIST (USA) to stabilize our tunable diode laser. This cell presents excellent properties to be used as our reference in the spectral region of 1550 nm. We have stabilized the laser in the absorption lines by frequency modulation. We have obtained uncertainties in the stabilization process lower than 36 MHz along the spectral range between 1511 and 1542 nm. For this reason we will use the absorption lines of the acetylene as standard references in all the designs developed in this thesis.*

Method b.- *The integrating sphere radiometer at atmospheric pressure can be used as a reference for the stabilization of lasers in the region from 1350 nm to 1450 nm. However, in this case the uncertainty achieved is higher since we can not control the atmospheric pressure and the influence of the environmental conditions inside the ISR.*

Method c.- *We have developed a multipass absorption cell filling with methane, CH_4 . This material presents a strong absorption spectrum in the region of 1300 nm (1315-1345 nm). We have studied the absorption lines of this material observing the presence of numerous complex lines. These lines make harder the process of the laser stabilization. Moreover, the references that we can find in the literature (HITRAN) about the methane spectrum do not provide us absolute references. Despite all of these drawbacks, we have obtained suitable results to calibrate our wavelength meter which uncertainty is ± 1.5 nm ($k=1$).*

Method d.- *The employment of an absorption cell based on HC-PBF technology is an interesting way to develop frequency standard references to be used in the calibration of portable measurement instruments. Nevertheless, the sealing technology has still to be investigated, and the losses have to be optimized to make this technology really useful. However, this problem is a technological fact that won't be long in solving it.*

The main problem with the generation of reference frequencies based on the absorption lines of gases is the fact that the obtained frequencies appear in spectral regions, in which, the gas used presents well-resolved absorption lines. If we want to obtain reference lines covering most of the telecommunications spectrum, it is necessary to use more than one cell. This approach is expensive since it requires several reference cells with accurate traceability.

Knowing the resources available in optical communications and the difficulties in the generation of standards frequencies by the method presented in this chapter, we have studied other methods to generate frequency references. We have used the generation of non-linear effects in optical fibers and in other optics communication devices to synthesize new frequency references in those zones where we can find a suitable specimen to be use as a reference. All these new methods will be presented in the next chapter.

Capítulo 4

Generación de frecuencias por efectos no lineales

La estabilización de láseres en las líneas de emisión atómica y absorción moleculares es el método fundamental para obtener referencias estables y definidas que se ha usado desde hace tiempo en espectroscopía y metrología dimensional. Como ya hemos indicado anteriormente, el principal problema que presenta este método es la ausencia de especies cuyas líneas espectrales (de absorción o emisión) se extiendan a lo largo de toda la banda de transmisión de telecomunicaciones. Este hecho limita al método de estabilización a las zonas donde existan líneas bien definidas de materiales conocidos y de disponer de una célula de referencia para cada uno de estos materiales.

Como solución a este problema surgen una serie de métodos de generación de frecuencias basados en etalones y redes de Bragg y en la generación de peines de frecuencia mediante láseres de femtosegundos tal y como hemos estudiado en la sección 1.2. Pero el uso de estos dispositivos presentan una serie de inconvenientes como por ejemplo: en el caso de las redes de Bragg se requiere una estabilización adecuada en temperatura y la calibración con otro método de referencia en cada uno de los puntos de test diseñados, haciendo que se obtengan patrones de calibración útiles con incertidumbres del orden de ± 20 pm. Los etalones son dispositivos pasivos, muy útiles y de gran precisión, que requieren de una referencia o de una medida muy precisa en un Laboratorio de Referencia. Los peines de frecuencia basados en láseres de femtosegundos y fibras de cristal fotónico son la opción natural de los Laboratorios de Referencia para la calibración de láseres con incertidumbres del orden del femtómetro o incluso menor. Sin embargo estos sistemas no son útiles para la realización de dispositivos de uso en sistemas de

laboratorio y de campo.

Para la transferencia de los patrones de frecuencia desde los Laboratorios Nacionales a las aplicaciones concretas es necesario la estabilización de láseres por cualquiera de los métodos descritos y, la generación de nuevas frecuencias conocidas por métodos trazables. Por este motivo la segunda parte de este trabajo se centró en la síntesis de frecuencias de referencia usando efectos no lineales en fibras y dispositivos de comunicaciones, concretamente en mezcla de cuatro ondas (Four- Wave Mixing, FWM) degenerada. El fundamento básico de este efecto no lineal lo hemos estudiado en la sección 2.2.2 dentro del capítulo 2. El empleo de FWM en fibra óptica como generador de frecuencias de referencia, en el inicio de este trabajo, era una idea novedosa sólo empleada previamente por otros dos grupos en [7, 11]. A través de este proceso, dos ondas de frecuencias ω_1 y ω_2 son introducidas en un medio de generación donde se produce una tercera onda con frecuencia:

$$\omega_3 = 2\omega_2 - \omega_1 \quad (4.1)$$

Teniendo en cuenta el carácter lineal de la ecuación 4.1 y mediante la estabilización de ω_1 y ω_2 en las líneas de absorción de un material elegido como referencia, podemos generar frecuencias definidas y estabilizadas en zonas con frecuencias alejadas de las bandas de absorción del material de referencia seleccionado, que en nuestro caso es el acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$.

En el estudio que se presenta en este capítulo, nos hemos propuesto la generación de frecuencias de referencia útiles en sistemas reales de medida de longitud de onda, como son los OSA y los WM. Por ello, las frecuencias útiles que deseamos obtener deben estar generadas a partir de líneas de emisión láser y con un nivel de potencia suficiente como para poder ser empleados en los dispositivos de medida indicados. Este nivel viene determinado por el mínimo nivel de potencia que los dispositivos de medida empleados en comunicaciones ópticas pueden detectar y que actualmente está limitado por los WM en -50 dBm. Frecuencias con niveles menores de potencia pueden ser útiles también en la calibración de estos equipos si se baten con otro láser próximo que se utilice a la vez como referencia para la calibración pero, en este caso, el sistema de medida es completamente diferente al usado por nosotros y no es el objeto de la presente tesis.

Con esta intención en el presente trabajo generamos FWM en dos medios de generación distintos: fibras ópticas monomodo y amplificadores ópticos de semiconductor (SOA). En el primer caso y debido al carácter absorbente que presenta la fibra óptica, la generación de FWM es amplificada mediante la ganancia Raman obtenida a través de un láser de bombeo Raman en fibra (RFL). En el segundo caso, el medio de generación, como su propio nombre indica, es un medio amplificador por lo que la generación de FWM es amplificada en el interior del dispositivo sin la necesidad de amplificación externa. El desarrollo de estos dos métodos de generación es el objetivo común de las secciones 4.2 y 4.3 respectivamente.

Para una mejor comprensión de los sistemas implementados, iniciaremos este capítulo con un breve repaso de los dispositivos de bombeo y amplificación empleados en los dos métodos de generación indicados anteriormente. Posteriormente presentaremos los resultados de la generación de frecuencias usando los dos métodos descritos y concluiremos el presente capítulo con el desarrollo de un peine de frecuencias en la sección 4.4.

4.1. Dispositivos de bombeo y amplificación

4.1.1. Láseres de Bombeo Raman

En varios de nuestros experimentos usamos como fuente de bombeo láseres Raman en fibra trabajando en onda continua (RFL), con salida despolarizada y monomodo a las longitudes de onda de 1455.5 nm y de 1427.2 nm. Este tipo de láseres son comerciales (KEOPSYS KPS-BT2-RFL-1455-02-FA y KEOPSYS KPS-BR2-RFL-1427-02-FA) y su estructura se muestra en la figura 4.1. Los láseres de bombeo Raman generan la potencia de 2 W a las longitudes de onda referidas a través de efecto Raman en fibras y resonadores Bragg. Describimos el caso del láser de 1455 nm, ya que el de 1427 nm es completamente análogo. El láser de bombeo de 1455 nm está compuesto por un láser de Yterbio (Yb) construido sobre fibra óptica monomodo. Para conseguirlo se bombea con cuatro diodos láser (cada uno de ellos emite 2.5 W de potencia a la longitud de onda de 980 nm), unos metros de fibra dopada con Yb formando una cavidad resonante construida por dos redes de Bragg (FBG0 y FBG'0). El $\text{Yb}^{(+3)}$ es un elemento que alojado en la sílice de la fibra óptica tiene una estructura de nive-

les electrónicos que permite la emisión láser en un esquema de bombeo de tres niveles. Este sistema láser es muy similar al del $\text{Nd}^{(+3)}$ en donde, gracias a su estructura electrónica de cuatro niveles, es más fácil de bombear pero que en su momento no se consideró ya que el $\text{Yb}^{(+3)}$, alojado en la fibra óptica, permite una alta eficiencia de conversión, por lo que se puede producir con él altas potencias de salida tanto en láseres continuos como pulsados. Este resonador en fibra óptica permite una salida láser a longitudes de onda entre 1060 y 1100 nm. En nuestro caso el láser tiene una salida a ~ 1100 nm, seleccionada por las redes de Bragg que conforman el resonador. La salida de este láser de Yb se introduce en una nueva cavidad Raman formada por un nuevo conjunto de redes de Bragg (FBG1 y FBG'1, FBG2 y FBG'2, etc.) con las mismas longitudes de onda reflejadas a cada lado del resonador, (ver figura 4.1) y una fibra Raman. La primera cavidad resonante descrita opera según un esquema clásico de láser de estado sólido: se bombean con los láseres de diodo los electrones del nivel fundamental del Yb a un nivel metaestable, hasta conseguir inversión de población y una emisión que se amplifica en sucesivos rebotes en la cavidad guiada en la fibra óptica. En el caso de la segunda etapa o cavidad Raman, el proceso se basa en la pura generación de sucesivas frecuencias por SRS, que son seleccionadas con las redes de Bragg. La ventaja de este esquema frente al diseño clásico de un láser de estado sólido estriba en que el resonador clásico emite sólo a las longitudes de onda permitidas por los niveles electrónicos propios del material usado como dopante de la fibra (en nuestro caso Yb), mientras que en la cavidad Raman la emisión se puede seleccionar de forma continua más o menos flexible, alterando la estructura del resonador.

Las redes de Bragg de la cavidad Raman tienen anchuras que oscilan entre los 2 y los 5 nm y todas ellas poseen altas reflectividades (entorno al 100 %) excepto la red de Bragg situada a la salida de la cavidad (FBG'5) que posee una reflectividad de entre un 20 y un 30 %. La anchura de las redes de Bragg determinan la anchura espectral del láser (1.2 nm). En este esquema de láser en fibra no se puede reducir la anchura del láser, ya que si se ponen redes de Bragg más estrechas (inferiores a 0.8 nm) se reduciría la eficiencia de conversión de Raman por aparición de Brillouin en el resonador. Las longitudes de onda de las FBGs están elegidas de tal manera que el pico de ganancia Raman originado por la longitud de onda de resonancia previa, caiga dentro de la red. En la figura 4.2 mostramos un esquema de las ganancias Raman y los resonadores de Bragg dispuestos para conseguir la

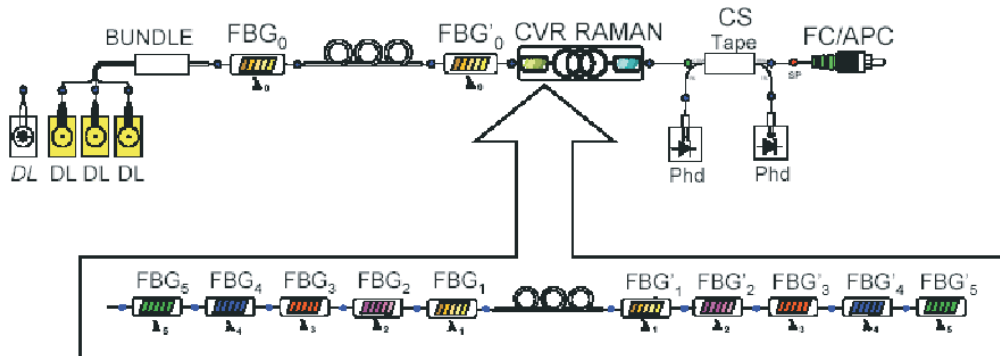


Figura 4.1: Esquema del láser en fibra Raman. CVR RAMAN: cavidad Raman compuesta por las siguientes parejas de redes de Bragg: FBG_1 y FBG'_1 reflejan la luz a 1180 nm, FBG_2 y FBG'_2 a 1230 nm, FBG_3 y FBG'_3 a 1280 nm, FBG_4 y FBG'_4 a 1360 nm y FBG_5 y FBG'_5 a 1455 nm; todas con reflectividades del 100%, salvo FBG'_5 con una reflectividad de entre 20 y 30%. La fibra de la cavidad es un fibra Raman de centenares de metros de longitud. Esta cavidad Raman es bombeada por diodos láser (DL) a 1110 nm. La salida de la cavidad es controlada por dos fotodiodos. La fibra de salida está conectorizada con un conector FC/APC.

conversión de longitud de onda. Como puede apreciarse en esta figura las redes de Bragg de las diferentes etapas han sido seleccionadas para conseguir máxima eficiencia Raman en la longitud de onda de 1455.5 nm.

La salida del láser está monitorizada mediante dos fotodiodos, uno de ellos detecta la potencia de salida del láser, mientras que el otro mide la potencia reflejada; de esta manera el sistema incluye un dispositivo de seguridad que hace que el láser se apague cuando le llega potencia reflejada por encima de un determinado umbral de tolerancia (ver la figura 4.3).

El espectro de salida de nuestro láser Raman en fibra, a 0.025 W se muestra en la figura 4.4. En ella podemos ver los picos correspondientes a cada una de las redes del resonador, junto con el pico de bombeo del laser de Yb a 1099.5 nm.

En la caracterización del láser usado se le han realizado medidas de:

- Potencia total de salida.
- Relación entre la anchura espectral del pico de salida y la potencia del láser.
- Ruido de intensidad.
- Traza de autocorrelación en intensidad.

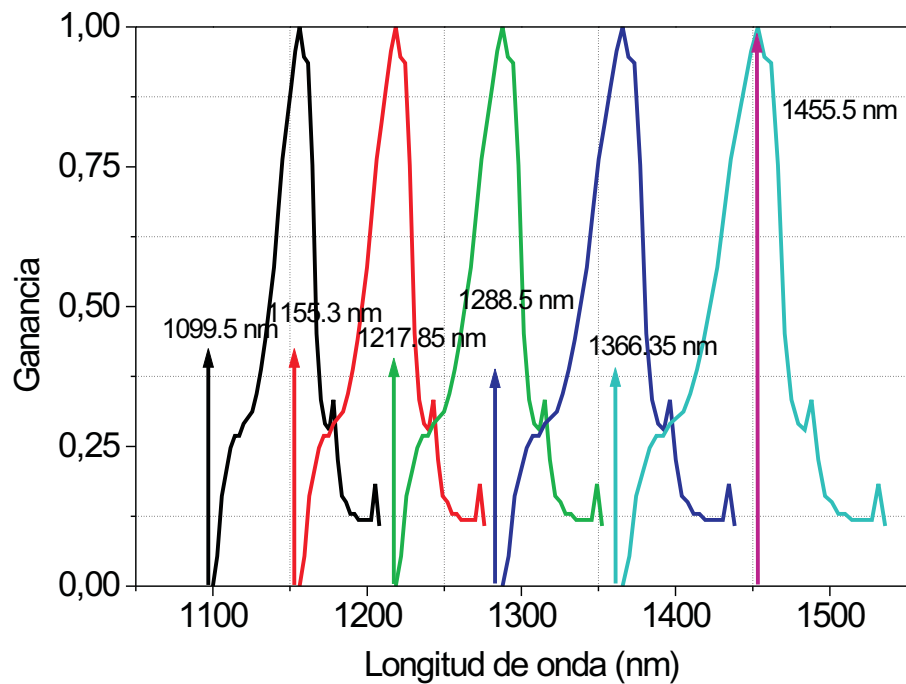


Figura 4.2: Simulación de la obtención de la longitud de onda de emisión del láser en fibra Raman. En la figura se representan las redes que producen el oscilador y las ganancias Raman que se producen en el mismo.

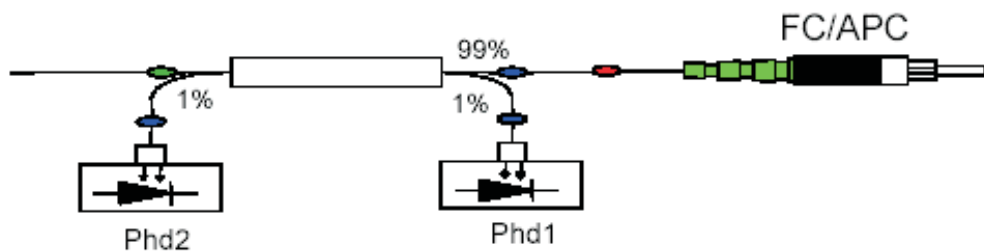


Figura 4.3: Esquema detallado de la salida del láser en fibra Raman. Phd1 y Phd2: fotodetectores. El 1 monitoriza la potencia de salida y el 2 la reflejada.

Las dos últimas características debido a su relativa relevancia en los diseños realizados en el presente trabajo no se describen en detalle y se recomienda como lectura la referencia [90] donde han sido ampliamente estudiadas. Para la medida de la potencia de salida del láser se ha utilizado un radiómetro de esfera integradora. Dada la elevada potencia que emite el láser utilizado, se ha desarrollado un

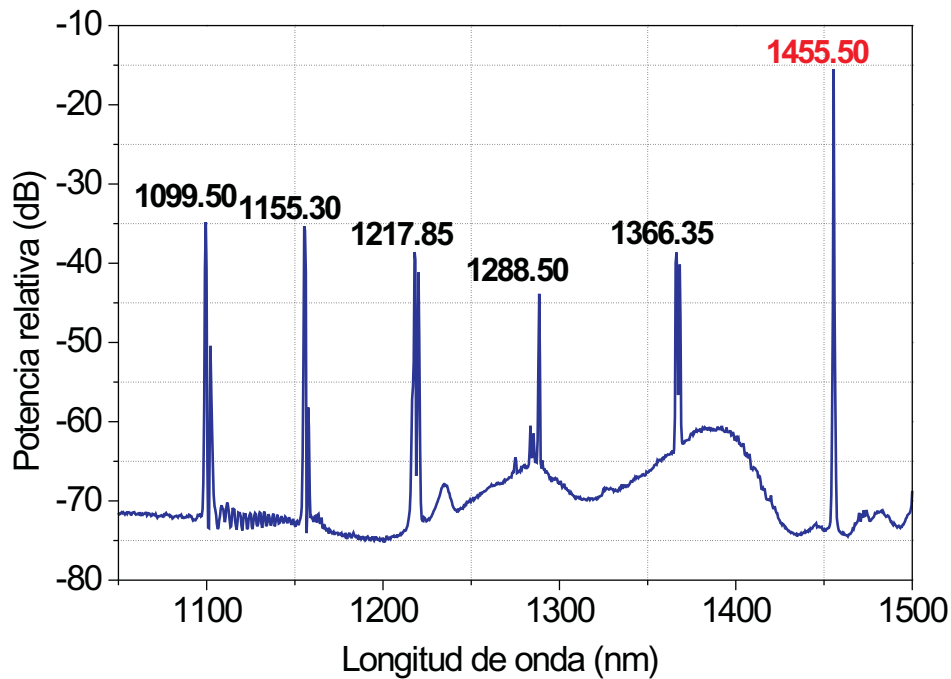


Figura 4.4: Espectro de salida del láser en fibra Raman a 0.025 W.

radiómetro de esfera integradora adaptado a la medida de potencias superiores a 1 W [3]. Dado que el láser no emite en una única longitud de onda, para la medida precisa de la potencia de salida debemos usar también la traza de salida medida con un analizador de espectros ópticos (OSA). Observando la figura 4.4 podemos ver que la potencia de salida de los otros picos del láser están en todos los casos 20 dB por debajo de la potencia de salida de la emisión principal, (exactamente 20 dB las de 1100 y 1156 nm, 25 dB las de 1218 y 1366 nm y 30 dB la de 1288 nm). El valor relativo de la contribución de estas otras longitudes de onda de emisión de nuestro láser es de $\sim 3\%$ sobre la potencia total de la emisión final. La potencia de salida puede alcanzar los 2.1 W, con una estabilidad de ± 10 mW. En [90, 92, 91, 65] pueden estudiarse de manera más extensa las propiedades y aplicaciones de este tipo de láser.

4.1.2. Amplificador Óptico de Semiconductor

Un amplificador óptico de semiconductor (SOA) es un dispositivo optoelectrónico que operando bajo unas condiciones determinadas amplifica la señal óptica que recibe. La figura 4.5 muestra el esquema básico de un SOA.

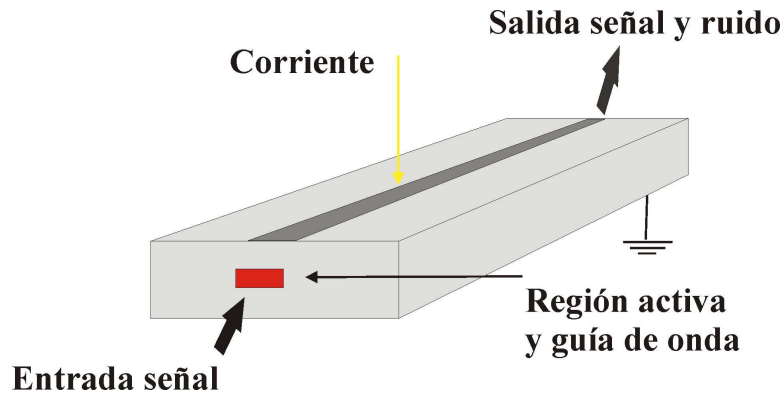


Figura 4.5: Diagrama básico de un amplificador óptico semiconductor.

En la región activa del dispositivo se produce la amplificación que se excita por una corriente externa. A la salida del amplificador, la señal de entrada amplificada irá acompañada por el ruido generado en el proceso de amplificación. Este ruido debido a su naturaleza es prácticamente imposible de evitar.

Estructura y funcionamiento. La estructura interna del SOA está basada en la doble-heteroestructura (DH) de los diodos láser semiconductores. A diferencia de éstos en los amplificadores de semiconductor no se realiza una cavidad resonante espejando las caras laterales del dispositivo.

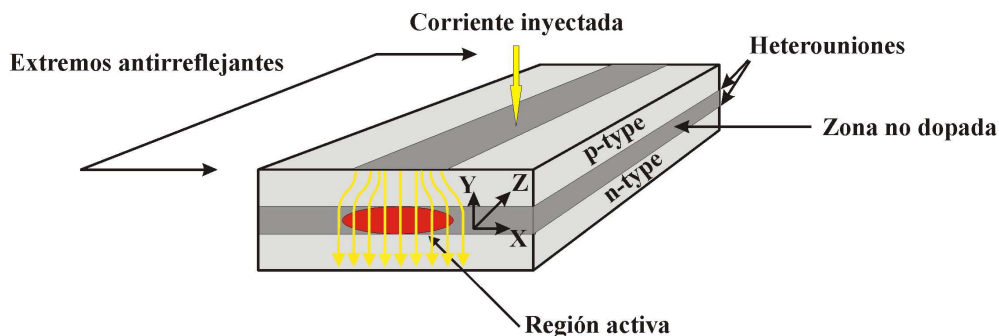


Figura 4.6: Estructura interna de un SOA.

En este tipo de estructura, la región activa, normalmente sin dopar, se sitúa entre dos regiones con distinto dopado (tipo-p y tipo-n) llamadas regiones de recubrimiento (figura 4.6). Las interfaces situadas entre la región activa y las regiones de recubrimiento son conocidas como *heterouniones*. Una heterounión es una interfaz entre dos materiales semiconductores distintos de mayor energía de banda prohibida (*bandgap*) y menor índice de refracción que el material que forma la región activa como se representa en la figura 4.7.

Los electrones que son inyectados a través una corriente externa llegan a la región activa atravesando las diferentes capas del material. En este tipo de uniones p-n, los electrones y los huecos pueden moverse libremente hacia la región activa pero, una vez en ella éstos quedan confinados debido a la barrera de potencial resultante de la diferencia de energía de banda prohibida. Este hecho permite que tanto los huecos como los electrones se acumulen dentro de la región activa donde pueden recombinarse generando ganancia óptica.

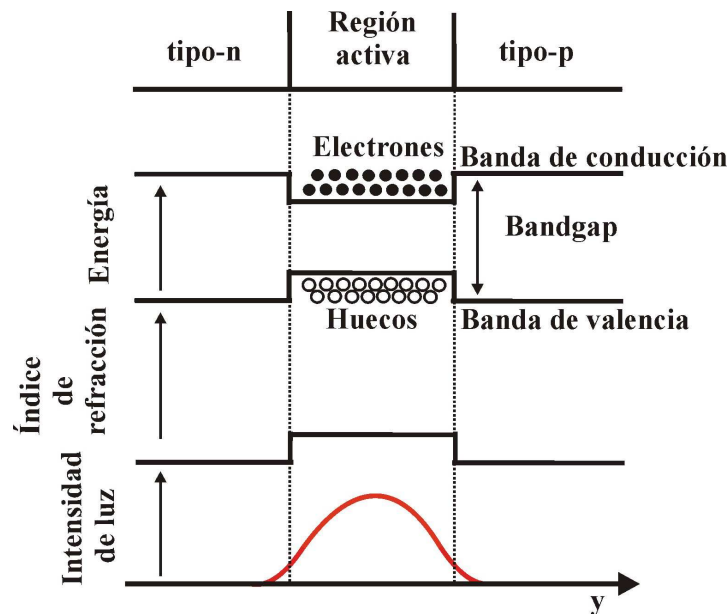


Figura 4.7: Confinamiento óptico y electrónico en un DH SOA.

Como consecuencia positiva de este confinamiento podemos destacar la operación del dispositivo a bajas corrientes, reduciendo las pérdidas debidas a la potencia resistiva y mejorando el control de temperatura.

Simultáneamente, la diferencia de índice de refracción provoca el confinamiento de los modos de propagación del campo que atraviesa la región activa del

amplificador. Este hecho da a la región activa carácter de una guía de ondas dieléctrica de sección rectangular.

Debido a que la estructura de un SOA está basada en la de un diodo láser semiconductor, su funcionamiento es muy parecido al de éste pero con la ausencia de la resonancia que en el láser se produce como consecuencia de sus extremos reflejantes. Por este motivo en un SOA sólo se producirá amplificación de la señal mientras que en un diodo láser se genera una fuente de luz coherente con menor ancho de línea.

Los electrones que son inyectados ocupan los niveles de energía de la banda de conducción (BC) de la región activa del material, dejando a los huecos la ocupación de la banda de valencia (BV). La figura 4.8 muestra los tres procesos radiativos posibles en un semiconductor. Consideramos un material con una estructura de bandas de energía formada por dos niveles discretos de energía.

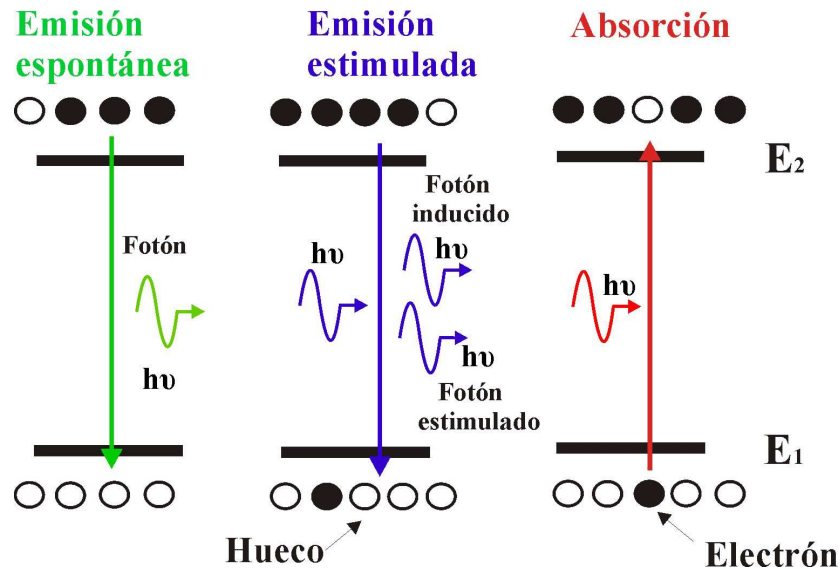


Figura 4.8: *Proceso de amplificación dentro del SOA.*

Como se puede ver en la figura 4.8, en el proceso de absorción un fotón incidente con suficiente energía puede estimular a un electrón situado en la BV y hacerlo ascender hasta BC. Éste es un proceso de pérdida ya que el fotón incidente es absorbido.

Otro caso es si el fotón con energía suficiente hace que un electrón de la BC y un hueco de la BV se recombinen. Como consecuencia de la recombinación se

libera energía y se emite un fotón. Este fotón estimulado es idéntico en fase, frecuencia y dirección al fotón incidente (emisión coherente). Ambos fotones pueden a su vez estimular más recombinaciones. Si la corriente inyectada es suficientemente alta se producirá una inversión de población donde se produce una mayor presencia de portadores (electrones) en la BC que en la BV. Es en este caso cuando el proceso de emisión estimulada tiene mayor probabilidad de producirse que el proceso de absorción dando lugar a ganancia óptica.

En el proceso de emisión espontánea, el electrón de la BC adquiere una energía suficiente dando lugar a la recombinación, de manera espontánea, con un hueco de la BV. En la recombinación un fotón es emitido con fase y dirección aleatoria. Los fotones emitidos de manera espontánea son altamente ruidosos e interfieren en la generación de la ganancia. La emisión espontánea es consecuencia directa del proceso de amplificación y no puede ser evitada; por lo tanto es imposible crear un SOA con una total ausencia de ruido. El proceso estimulado es proporcional a la intensidad de la radiación inducida, al contrario que el proceso espontáneo que es independiente de ella.

Los SOAs son empleados principalmente en regiones correspondientes a longitudes de onda 1300 nm y 1550 nm, por ello están fabricados con los mismos materiales empleados en la fabricación de fuentes láser en estas regiones como son los materiales semiconductores pertenecientes a los grupos III-IV: InP, InGaAs, InGaAsP, AlGaAs, InAlGaAs.

Aplicaciones del SOA. Las aplicaciones del SOA las podemos clasificar en los siguientes grupos : aplicaciones de amplificador de señal (amplificador booster, en línea y pre-amplificador) y aplicaciones en las que se usa para generar y convertir frecuencias. Serán sólo estas últimas objeto de estudio por la importancia que presentan dentro de esta tesis.

Para usar el SOA en la generación y conversión de frecuencias se aprovechan las propiedades no lineales del SOA. Estas aplicaciones se han diseñado con el objetivo evitar los *cuellos de botella* que limitan el desarrollo de redes de comunicación óptica de alta velocidad. Las no linealidades del SOA son producidas principalmente por el cambio de densidad de portadores inducido en el proceso de amplificación de la señal de entrada. De la misma manera que en fibra óptica en los SOA se producen los efectos elásticos, es decir, aquellos relacionados con el

parámetro no lineal del índice de refracción. Además en el SOA también se producen efectos no lineales asociados a la susceptibilidad de tercer orden como los de modulación cruzada de fase (XPM), automodulación de fase (SPM), mezcla de cuatro ondas (FWM) junto con la modulación cruzada de ganancia (XGM).

El espectro de ganancia material de un SOA es ancho y homogéneo. Esto significa que los cambios en la densidad de portadores en el amplificador afectará a la señal que lo atraviese. La respuesta temporal de la densidad de portadores es dependiente del tiempo de vida media de los portadores. Los cambios en la densidad de portadores incrementa la diafonía entre canales en amplificaciones multi-longitudinales de onda. En la XGM, una señal débil a la que denominamos señal prueba es introducida en el SOA junto con una señal de mayor potencia y modulación a frecuencia ω llamada bombeo. En el interior del amplificador la señal sonda adquiere la modulación del bombeo. Esto quiere decir que el amplificador está actuando como convertidor de onda, es decir, está transfiriendo la información de una señal a una longitud de onda a otra señal de longitud de onda distinta. En la figura 4.9 queda reflejado este proceso.

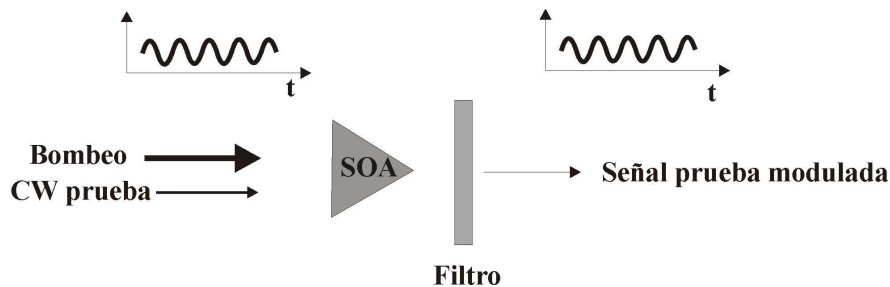


Figura 4.9: Convertidor de onda mediante XGM.

Entre las numerosas aplicaciones funcionales que presentan los SOAs destacamos su empleo como convertidores de longitud de onda y moduladores de intensidad y fase. También son empleados en la construcción de puertas ópticas, puertas lógicas (XOR, OR y NOR), generadores de pulsos y multiplexores ADD/DROP. Debido a que el objetivo de este trabajo no es el estudio exclusivo de los amplificadores ópticos semiconductor dejamos al lector interesado como referencia sobre éstos y otros aspectos del SOA en las referencias [42, 12].

Los amplificadores ópticos de semiconductor, SOAs, dado a su pequeño tamaño, su capacidad para generar una gran ganancia óptica y la presencia de una gran no linealidad de tercer orden y gran ganancia, entre otras propiedades, le otorga un carácter particularmente atractivo para aplicaciones en telecomunicaciones. Es por ello por lo que lo elegimos como medio alternativo a la fibra óptica para la generación de FWM.

Mezcla de cuatro ondas en un SOA. La FWM dentro de un SOA, al igual que en fibra óptica, ocurre por la interacción de dos campos eléctricos (ondas), uno de ellos a frecuencia angular ω_0 (bombeo) y otro a frecuencia $\omega_0 - \Omega$ (prueba) con polarizaciones paralelas. Los campos introducidos producen una modulación de la ganancia e índice del amplificador a una frecuencia de batido Ω . Como consecuencia de esta modulación se genera una nueva onda a frecuencia $\omega_0 + \Omega$.

Varios son los fenómenos físicos que intervienen en la generación de FWM dentro de un SOA. Cuando trabajamos con frecuencias de batido bajas, el proceso principal es la modulación de la densidad de portadores resultante de la señal de batido producida en la interacción bombeo-prueba. Esta modulación produce una variación en la ganancia y en el índice de refracción del material. A este efecto se le denomina efecto de *interbanda* ya que implica recombinaciones electrón-hueco entre las bandas de conducción y valencia del material. Es por ello por lo que este efecto depende del tiempo de vida media de los portadores ($\sim 100ps$) implicando el hecho de que este proceso se manifieste sólo para una separación entre frecuencias iniciales del orden de varias decenas de GHz.

Otros dos efectos adicionales que se añaden a la modulación de la ganancia dentro de la generación de FWM para valores Ω por encima de 100 GHz son el "*spectral hole burning*" (SHB) y el "*carrier heating*" (CH). El primero de estos efectos se produce como consecuencia del hueco que genera el bombeo inyectado en la distribución de los portadores dentro de la banda. Este efecto no modula exactamente la densidad de portadores sino que modula la probabilidad de ocupación de portadores dentro de la banda dando lugar a una modulación rápida de ganancia.

El segundo efecto, CH, surge de la emisión estimulada y de la absorción de portadores libres. En el primero caso, la emisión estimulada sustrae portadores

con temperaturas más frías que la media mientras que la absorción traslada portadores a niveles de mayor energía dentro de la banda, aumentando la temperatura y disminuyendo la ganancia. El fenómeno de CH depende principalmente de dos características temporales: el tiempo de difusión electrón-hueco (τ_1) y el tiempo de difusión electrón-electrón (τ_2). El primero indica el tiempo medio que necesitan los portadores para enfriarse hasta alcanzar la temperatura de latencia, mientras que el segundo es el tiempo medio de los portadores para alcanzar un equilibrio de temperatura determinada "caliente" partiendo de un estado inicial de equilibrio determinado "no-caliente".

Tanto el proceso de SHB como el de CH tienen tiempos característicos del orden de femtosegundos y son conocidos como fenómenos de *intrabanda*.

El análisis de la FWM en SOAs presenta una serie de ecuaciones complejas cuya solución analítica requiere largos desarrollos matemáticos. Se pueden encontrar distintos estudios en la literatura para la obtención de la ecuación de propagación dentro del SOA de las ondas que intervienen en la FWM como los realizados en [12, 13, 29], en donde se sigue un desarrollo parecido al realizado en la obtención de las ecuaciones de propagación dentro de una fibra que hemos realizado en 2.2.2 y 4.2. Existen otros desarrollos menos generales pero más efectivos para nuestros propósitos realizados en [10, 29, 9]. Siguiendo los pasos descritos en estos estudios pasamos a obtener las ecuaciones de propagación de las ondas que intervienen en el proceso de FWM así como una solución para la ecuación de propagación de la mezcla obtenida.

Inicialmente realizamos una serie de consideraciones para simplificar los cálculos y que no introducen variaciones importantes respecto a nuestra situación experimental concreta: la propagación del campo óptico dentro del SOA es unidireccional y paralela al eje z (ya que las superficies del SOA, como se indicó anteriormente, se fabrican con antirreflejantes), el campo permanece linealmente polarizado durante la propagación y la estructura interna del SOA permite sólo la propagación del modo fundamental TE_{01} . Las condiciones iniciales vienen representadas en la figura 4.10.

La ecuación de onda para la onda propagante dentro del SOA es

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (4.2)$$

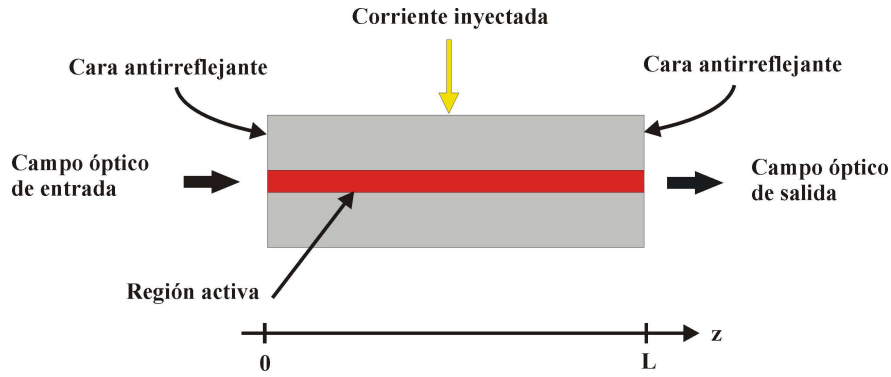


Figura 4.10: Esquema considerado en el desarrollo teórico de la configuración de un SOA.

con n índice de refracción del semiconductor, c la velocidad de la luz en el vacío, ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío y $P(z,t)$ la polarización inducida. Si consideramos que el campo eléctrico total dentro del amplificador, \mathbf{E} , es la contribución los campos correspondientes a la señal de bombeo, prueba y producto de mezcla, es posible descomponerlo en la suma de los campos que lo componen como se muestra en la ecuación 4.3

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) = & A_2 \exp[ik_2 z - i(\omega_0 - \Omega)t] + \\ & A_1 \exp[ik_1 z - i\omega_0 t] + \\ & A_{fwm} \exp[ik_{fwm} z - i(\omega_0 + \Omega)t] \end{aligned} \quad (4.3)$$

con A_1 la amplitud del bombeo a frecuencia ω_0 , A_2 la amplitud de la señal de prueba a $\omega_0 - \Omega$ y A_{fwm} la amplitud del producto de mezcla a frecuencia $\omega_0 + \Omega$.

Supongamos que la ganancia del modo TE tiene la forma:

$$g = a(n - n_0) \left[1 - \epsilon_{sh} \int_0^\infty dt' h_{sh}(t') |E(t - t')|^2 \right] - g_0 \epsilon_{sh} \beta \int_0^\infty h_{ch} |E(t - t')|^2 \quad (4.4)$$

donde a es el factor de ganancia, n es la densidad de portadores, n_0 es la densidad de portadores a la que la región activa es transparente ($n_0 \simeq 1 \cdot 10^{18} a_2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$), α es el factor de Henry que representa el factor de ensanchamiento del ancho de línea del amplificador, $h_{ch}(t)$ y $h_{sh}(t)$ son las funciones de respuestas lineales de la ganancia ante cambios en la temperatura y distribución de los portadores en la intrabanda respectivamente. Los parámetros ϵ_{ch} y ϵ_{sh} representan

la influencia de los procesos no lineales de los fenómenos de intrabanda. Para simplificar los cálculos normalizamos la ganancia de la ecuación 4.4.

Calculamos la densidad de portadores mediante la expresión

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{n}{\tau_s} - \Gamma g |E(z, t)|^2 \quad (4.5)$$

donde I es la corriente externa inyectada, q es la carga del electrón, V es el volumen de la región activa, τ_s es el tiempo espontáneo de vida media de los portadores y $|E|^2$ es la potencia normalizada. Γ es el factor de confinamiento de energía dentro de la región activa.

El batido entre la señal de bombeo y la de prueba produce una modulación Δn en la densidad de portadores alrededor del valor de éste en el estado estable \bar{n} .

$$n = \bar{n} + \Delta n \exp(-i\Omega t) + \Delta n^* \exp(i\Omega t) \quad (4.6)$$

Si sustituimos las ecuaciones 4.3 y 4.6 en 4.5 y consideramos que la saturación de la ganancia debida a los fenómenos de SHB y CH es despreciable frente a la obtenida por la modulación de la densidad de portadores lo que implica la eliminación de todos los términos proporcionales a ϵ en el término de la ecuación independiente del tiempo, obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{I}{qV} - \frac{\bar{n}}{\tau_s} - \Gamma a(\bar{n} - n_0)S - \Gamma \Delta n (A_1 A_2^* + A_1^* A_{fwm}) \\ - \Gamma \Delta n^* (A_1^* A_2 + A_1 A_{fwm}^*) = 0 \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde S es la intensidad total

$$S = |E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_{fwm}|^2 \quad (4.8)$$

Los términos proporcionales a Δn decaen 20 dB por década en rangos de frecuencias de batido mayores a $\Omega_s = \frac{1}{\tau_s}$ por lo que considerando las características de nuestro sistema, en donde $\Omega > \Omega_s$ y que la intensidad asociada a la onda producto es mucho menor que las asociadas al bombeo y a la prueba, podemos

resolver la ecuación 4.7 en favor de \bar{n} . La ganancia de saturación independiente del tiempo es fácilmente obtenida como

$$\Gamma a(\bar{n} - n_0) = \frac{\Gamma \bar{g}}{1 + S/P_s} \quad (4.9)$$

donde

$$\bar{g} = \frac{aI\tau_s}{qV} - an_0 \quad (4.10)$$

es el coeficiente de ganancia en el estado no saturado y

$$P_s = \frac{1}{\Gamma a\tau_s} \quad (4.11)$$

es la potencia de saturación. El término Δn es obtenido de la expresión 4.5 como

$$\Gamma a\Delta n = -\frac{\Delta na(\bar{n} - n_0)}{1 + S/P_s - i\Omega\tau_s} \frac{A_1^*A_2 + A_1A_{fwm}^*}{P_s} \quad (4.12)$$

Siguiendo el desarrollo descrito en [29] y considerando que sólo el bombeo y la onda prueba son inyectadas a la entrada del SOA con lo que despreciamos todos los términos relacionados con el producto de mezcla dentro de la ecuación de la onda prueba, obtenemos las ecuaciones de onda para la señales de bombeo, prueba y producto de mezcla.

$$\frac{\partial E_1(z)}{\partial z} = A_1[S(z)]E_1(z) \quad (4.13)$$

donde

$$A_1[S(z)] = \frac{1}{2}[-\gamma_{sc} + (1 - i\alpha)\frac{\Gamma \bar{g}}{1 + S/P_s}] \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = A_2[S(z)]E_2(z) \quad (4.15)$$

donde

$$A_2[S(z)] = \frac{1}{2}[-\gamma_{sc} + (1 - i\alpha)\frac{\Gamma\bar{g}}{1 + S/P_s}] - \frac{1 - i\alpha}{2} \frac{\Gamma\bar{g}}{1 + S/P_s} \frac{|E_1|^2/P_s}{1 + S/P_s + i\Omega\tau_s} \quad (4.16)$$

y la ecuación correspondiente al producto de mezcla viene dada por

$$\frac{\partial E_{fwm}(z)}{\partial z} = A_{fwm}[S(z)]E_{fwm}(z) + \frac{E_1(z)^2 E_2^*(z)}{P_s} B[S(z)] \quad (4.17)$$

donde

$$A_{fwm}[S(z)] = \frac{1}{2}[-\gamma_{sc} + (1 - i\alpha)\frac{\Gamma\bar{g}}{1 + S/P_s}] \cdot [1 - \frac{|E_1|^2/P_s}{1 + S/P_s + i\Omega\tau_s}] \quad (4.18)$$

y

$$B[S(z)] = -\frac{1}{2}(1 - i\alpha)\frac{1}{1 + S/P_s - i\Omega\tau_s} \frac{\Gamma\bar{g}}{1 + S/P_s} \quad (4.19)$$

$$-\frac{1}{2}(1 - i\beta)\Gamma g_0 \epsilon_{ch} P_s h_{ch}(\Omega)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{\Gamma\bar{g}}{1 + S/P_s} \epsilon_{sh} P_s h_{sh}(\Omega)$$

Aquí S tiene un valor

$$S = |A_1|^2 + |A_2|^2 \quad (4.20)$$

teniendo en cuenta las suposiciones realizadas anteriormente.

Las ecuaciones 4.13 y 4.15 pueden resolverse mediante

$$E_1(z) = E_1(0) \exp \int_0^z dz' A_1[S(z')] \quad (4.21)$$

$$E_2(z) = E_2(0) \exp \int_0^z dz' A_2[S(z')] \quad (4.22)$$

La ecuación 4.17 puede ser resuelta con la condición inicial $E_2(0) = 0$.

Sustituimos las ecuaciones 4.21 y 4.22 en 4.17 y consideramos que $E_2(z)$ puede

ser expresada como una combinación de integrales del tipo

$$F = \int_0^z f[S(z')]dz' \quad (4.23)$$

De esta manera y realizando una serie de operaciones obtenemos una solución para la ecuación de propagación de la onda producto de mezcla:

$$E_{fwm}(z) = \exp[-\frac{i}{2}\alpha F_\alpha(z)]GG^1/2E_2^*(0) \quad (4.24)$$

donde

$$G = -\frac{1-i\alpha}{\alpha}\exp[-\frac{1}{2}\sigma F_\alpha(z)]\sin[\frac{\alpha}{2}\sigma F_{cd}(z, \Omega)] \\ -\frac{1}{2}\epsilon_{sh}P_s h_{sh}(\Omega)\sigma F_{sh}(z) \\ -\frac{1}{2}\epsilon_{ch}P_s h_{ch}(\Omega)\sigma F_{ch}(z) \quad (4.25)$$

$$F_\alpha = \frac{1}{1-\xi}(\ln G + \xi \ln \frac{G_0}{G}) \quad (4.26)$$

$$F_{cd}(z) = \frac{1}{1-i\Omega\tau_s\xi} \cdot [\ln \frac{1+S(0)G/P_s - i\Omega\tau_s}{1+S(0)/P_s - i\Omega\tau_s} + \xi \ln \frac{G_0}{G}] \quad (4.27)$$

$$F_{sh}(z) = \ln \frac{G_0}{G} \quad (4.28)$$

$$F_{ch}(z) = -\frac{1}{\xi}[\frac{S(0)}{P_s}(G-1) - \ln \frac{G_0}{G}] \quad (4.29)$$

con G la ganancia de saturación en la posición z y G_0 la ganancia no saturada del amplificador.

Las no linealidades presentes en la fibra son mucho más débiles que las obtenidas en el amplificador, pero la longitud de interacción entre los campos que atraviesan la fibra es mayor, por lo cual se produce una alta eficiencia de mezcla.

Unas de las principales ventajas que presenta el SOA en la generación de FWM frente a la fibra óptica se ve precisamente reflejada en la eficiencia de la propia mezcla. Podemos obtener una eficiencia de mezcla del mismo orden o mayor generada en un SOA de longitud 300-500 μm que en una fibra de varios kilómetros. Este hecho es debido principalmente al carácter muy no-lineal que presenta el amplificador. A propiedad se le une el hecho que la longitud de interacción dentro de un SOA es muy pequeña, con lo cual, la condición de ajuste de fase (ver 2) no es tan determinante en estos dispositivos como lo es en el caso de generación en fibra.

En la figura 4.11 [16] se compara la eficiencia de FWM en un SOA obtenida a partir de la ecuación 4.24 y la eficiencia de mezcla sobre una fibra óptica. Las características del proceso son en ambos casos iguales. Como se puede ver, la FWM generada en el SOA es, en comparación con la obtenida en una fibra óptica, más eficiente.

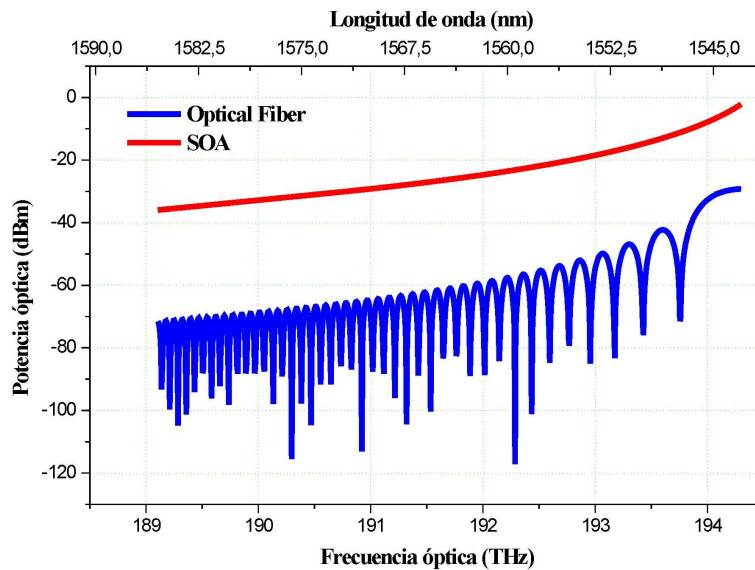


Figura 4.11: Potencia de mezcla en función de la frecuencia para una fibra óptica y un SOA.

Al igual que en la fibra, para obtener un eficiente proceso de FWM en un SOA es necesario que los campos que interaccionan presenten polarizaciones paralelas.

La principal desventaja que presenta el SOA como medio de generación de FWM respecto a la fibra óptica es el ruido que éste introduce en forma de emisión espontánea amplificada.

4.2. Generación de frecuencias mediante mezcla de cuatro ondas en fibras ópticas monomodo

La idea básica en este primer método de síntesis de frecuencias de referencia es estabilizar dos frecuencias en las líneas de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ (comprendidas entre 1512 y 1542 nm) e introducirlas en un fibra óptica monomodo con unas características determinadas para obtener dos nuevas frecuencias a partir del proceso de FWM degenerada. La posibilidad de usar las múltiples frecuencias de referencia del acetileno inicialmente nos posibilita la generación de nuevas frecuencias situadas entre 1482.4 nm ($2 \cdot f(\text{R}29) - f(\text{P}27)$) y 1547.03 ($2 \cdot f(\text{P}27) - f(\text{R}29)$), donde $f(\text{R}(x))$ y $f(\text{P}(x))$ representan las líneas de absorción del acetileno, si el medio permite el efecto no lineal. Para asegurar niveles de potencia por encima de -50 dBm en cada nueva frecuencia generada, amplificamos la mezcla a través de la ganancia obtenida por difusión Raman.

Antes de presentar los resultados experimentales de este método se ha realizado un análisis teórico/númeroico del resultado del experimento propuesto. El análisis de la unión de estos dos efectos lo realizamos a partir de la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$:

$$\chi^{(3)}(\Omega) = \chi_e^{(3)} + \chi_R^{(3)}(\Omega) \quad (4.30)$$

considerando la componente de respuesta Raman tal y como lo desarrollamos en la sección 2.1.2. Ω representa la separación entre las frecuencias de bombeo y prueba. En este caso, para conocer la contribución Raman nos basamos en los resultados descritos en [55] donde se emplea una aproximación representada por una función Lorentziana obteniéndose:

$$\chi_R(\Omega) = \frac{\rho}{1 - \rho} \chi_e \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 + \tau_2^2 (1 + i\tau_1\Omega)} \quad (4.31)$$

donde ρ representa la contribución fraccional Raman al coeficiente no lineal y presenta un valor típico 0.18. τ_1 y τ_2 son parámetros de ajuste que normalmente presentan los valores 32 y 12 fs respectivamente.

La figura 4.12 representa de forma gráfica la situación de todas las frecuencias involucradas en el experimento así como la esperada ganancia Raman de la fibra que nos permite la amplificación de las frecuencias iniciales.

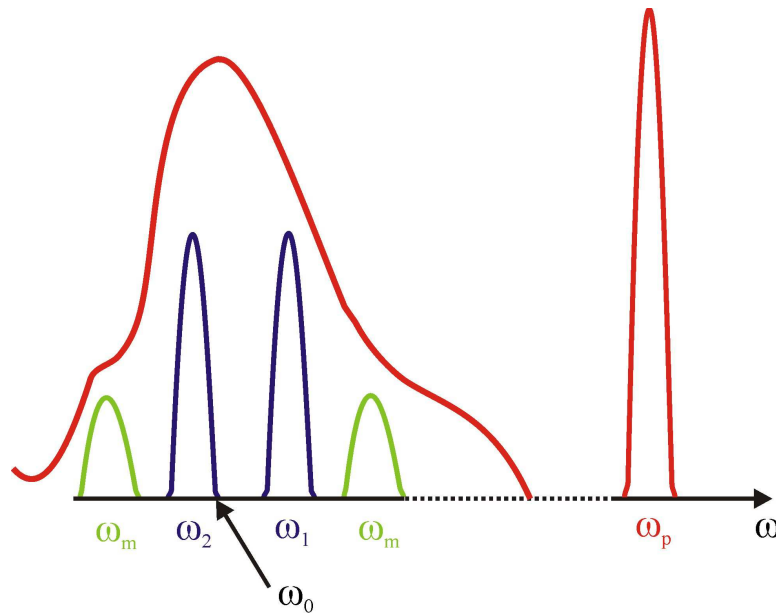


Figura 4.12: Representación gráfica del desarrollo.

Consideramos dos ondas de longitudes de onda λ_1 y λ_2 (en la figura 4.12 están representadas en frecuencia, ω_1 y ω_2) propagándose a lo largo de la fibra con amplitud de variación lenta A_1 y A_2 respectivamente. En la sección 2.2.3 del capítulo 2 hemos visto que el pico de máxima ganancia Raman se produce a 13 THz (~ 100 nm) de la onda de bombeo ocupando un intervalo de ~ 7 THz (~ 60 nm). Para la obtención de esta curva de ganancia consideramos una onda de bombeo Raman contrapropagante simultánea de amplitud de variación lenta A_p y longitud de onda λ_p . Las tres ondas verifican la relación representada en la figura 4.12 en la cual $\lambda_p < \lambda_1 < \lambda_2$.

La obtención de FWM eficiente depende de la diferencia de fases de las ondas involucradas en la mezcla ($\Delta\beta = 2\beta_2 - \beta_1\beta_m$). Según esta expresión, obtendremos una eficiencia de mezcla máxima si $\Delta\beta \sim 0$ (condición de ajuste de fases), tal y como vimos en la ecuación 2.63 en el capítulo 2 y que volvemos a recordar como

$$\eta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \left[1 + \frac{4 \exp(-\alpha L) \sin^2(\Delta\beta L/2)}{1 - \exp(-\alpha L)} \right] \quad (4.32)$$

Esta condición se cumple cuando $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ es muy pequeña y cuando al menos una de las longitudes de onda iniciales es muy próxima a la longitud de onda de dispersión nula de la fibra (λ_0), tal y como se puede comprobar en la ecuación 2.65 del capítulo 2 y que volvemos a reescribir según [54] como

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda^4 \pi}{c^2} \frac{dD_c}{d\lambda} 2(f_2 - f_1)^2 (f_2 - f_0) \quad (4.33)$$

donde $f_i = \frac{\omega}{2\pi}$ con $i = 0, 1$ y 2 . Teniendo en cuenta estos requisitos, λ_2 se sitúa próxima a λ_0 de la fibra y la otra onda incidente se sitúa relativamente cerca. Como vemos en la figura 4.12, λ_1 , λ_2 y las ondas generadas por la mezcla λ_m , están bajo la influencia de la curva de ganancia Raman generada por λ_p . Para simplificar los cálculos necesarios para la obtención de las ecuaciones de propagación asociadas a las ondas de bombeo Raman, bombeos iniciales y onda generada, consideramos que A_m , la amplitud de variación lenta asociada a la onda generada en la mezcla, es mucho más pequeña que las asociadas a las ondas incidentes. Además, es importante considerar que los niveles de potencia asociados a las ondas iniciales son menores que la potencia umbral Raman (sección 2.2.3). Bajo estas consideraciones y teniendo en cuenta las ecuaciones estudiadas en las secciones 2.2.2 y 2.2.3, obtenemos las ecuaciones de propagación de las cuatro ondas implicadas en el proceso:

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{\alpha}{2} A_p - i\gamma(0) |A_p|^2 A_p \quad (4.34)$$

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{\alpha}{2} A_1 - i2\gamma(\Omega_1) |A_p|^2 A_1 \quad (4.35)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -\frac{\alpha}{2} A_2 - i2\gamma(\Omega_2) |A_p|^2 A_2 \quad (4.36)$$

$$\frac{dA_m}{dz} = -\frac{\alpha}{2} A_m - i2\gamma(\Omega_m) |A_p|^2 A_m + i\gamma_e A_2^2 A_1^* \exp(i\Delta\beta z) \quad (4.37)$$

donde:

$$\gamma(\Omega_i) = \frac{3\omega_p}{8ncA_{eff}} [\chi_e + \chi_R(\Omega_i)] \quad (4.38)$$

$$\gamma_e = \frac{3\omega_2}{8ncA_{eff}} \chi_e \quad (4.39)$$

Como condiciones iniciales consideramos:

$$|A_p(L)|^2 = P_p(L) \quad (4.40)$$

$$|A_1(0)|^2 = P_1(0) \quad (4.41)$$

$$|A_2(0)|^2 = P_2(0) \quad (4.42)$$

$$A_m(0) = 0 \quad (4.43)$$

Para resolver estas ecuaciones diferenciales suponemos que el sistema no tiene pérdidas ($\alpha = 0$) y que las polarizaciones de las ondas que interaccionan son lineales y permanecen alineadas a lo largo de la fibra. De este modo se obtienen las siguientes soluciones:

$$A_p = \sqrt{P_p(L)} \exp(-iz\gamma(0)P_p(L)) \quad (4.44)$$

$$A_1 = \sqrt{P_1(0)} \exp(2iz\gamma(\Omega_1)P_p(L)) \quad (4.45)$$

$$A_2 = \sqrt{P_2(0)} \exp(2iz\gamma(\Omega_2)P_p(L)) \quad (4.46)$$

$$A_m = a \left\{ \exp(4iz\gamma(\Omega_m)P_p(L)) \exp(-2iz\gamma^*(\Omega_1)P_p(L)) \exp(i\Delta\beta z) - \exp(2iz\gamma(\Omega_m)P_p(L)) \right\} \quad (4.47)$$

donde:

$$a = \frac{i\gamma_e P_2(0)\sqrt{P_1(0)}}{b + c + d + e} \quad (4.48)$$

$$b = -2i\gamma(\Omega_m)P_p(L) \quad (4.49)$$

$$c = 4i\gamma(\Omega_2)P_p(L) \quad (4.50)$$

$$d = -2i\gamma^*(\Omega_1)P_p(L) \quad (4.51)$$

$$e = i\Delta\beta \quad (4.52)$$

Para obtener resultados numéricos de las ecuaciones 4.34-4.37, damos valores a los parámetros involucrados. Consideramos una fibra óptica monomodo de 5 km de longitud, coeficiente no lineal $\gamma_e=2.5 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ y longitud de onda de dispersión nula a 1540.9 nm. El valor de la contribución Raman está determinado por $\rho = 0,13$, valor obtenido midiendo el factor de ganancia Raman en la fibra y comparándola con el resultado esperado de γ_e [90]. Las ondas involucradas en el proceso presentan una potencia $P_p= 400 \text{ mW}$, $P_2= 10 \text{ mW}$ y $P_1= 2 \text{ mW}$ y longitudes de onda asociadas respectivas $\lambda_p= 1455 \text{ nm}$, $\lambda_2=1542 \text{ nm}$ (básicamente corresponde a la línea P27 del espectro de absorción del acetileno) y λ_1 varía desde 1510 a 1540 nm en intervalos de 0.05 nm, cubriendo toda la banda donde el acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ presenta líneas de absorción. Para la obtención de ajuste de fase por unidad de longitud $\Delta\beta$ nos basamos en la ecuación 2.64 y considerando los valores $-2,5 \cdot 10^{-1} \text{ ps}^2/\text{km}$ y $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$ correspondientes a β_2 y β_4 respectivamente.

Hay que indicar que estos valores teóricos están determinados por los valores reales con los que estudiaremos el caso de manera experimental teniendo en cuenta en este último que $\alpha \neq 0$.

La figura 4.13 muestra la potencia de la onda generada por mezcla de cuatro ondas, P_m frente a su longitud de onda λ_m , obtenida moviendo λ_1 entre las posibles absorciones de la célula de acetileno. En ella se muestra la mezcla en

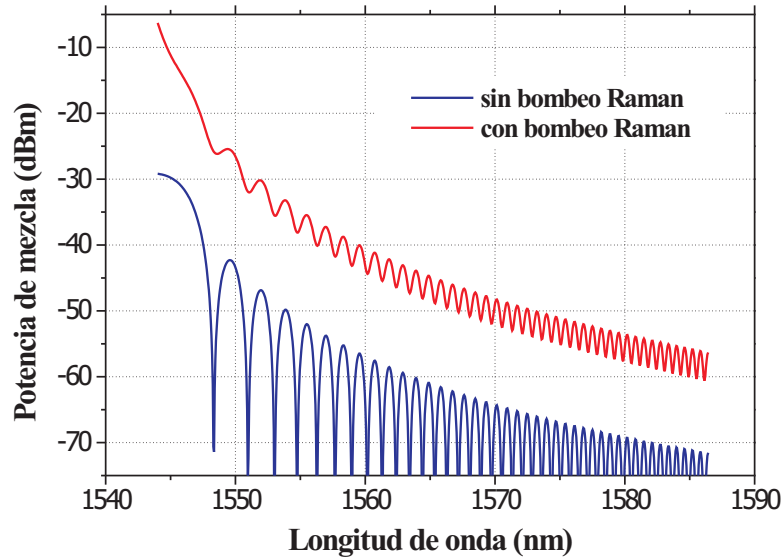


Figura 4.13: *Potencia de mezcla teórica en función de la longitud de onda.*

presencia de bombeo Raman y en ausencia de él, produciéndose en el primer caso una ganancia de aproximadamente 15-20 dBm en los productos de mezcla a lo largo de toda la banda de interés. La diferencia entre ambas curvas es aumentada a medida que el bombeo Raman crece. Se puede observar que en ausencia de bombeo Raman existen frecuencias a las que la potencia de mezcla se anula. Estos puntos verifican la relación $\Delta\beta L = n2\pi$ y no se generan en presencia de bombeo, obteniéndose un aspecto más uniforme y plano de la curva de potencia de mezcla. Con esta representación podemos afirmar que en presencia de amplificación Raman y a medida que ésta aumenta, la condición de ajuste de fases es menos influyente en la generación eficiente de FWM.

Una vez llegados a esta conclusión y comprobando teóricamente la viabilidad de generación de frecuencias con suficiente nivel de potencia para ser consideradas como referencia, implementamos el diseño experimental.

La figura 4.14 muestra el montaje experimental utilizado para la generación de frecuencias de referencia basada en FWM en fibra óptica y amplificada mediante ganancia Raman [4].

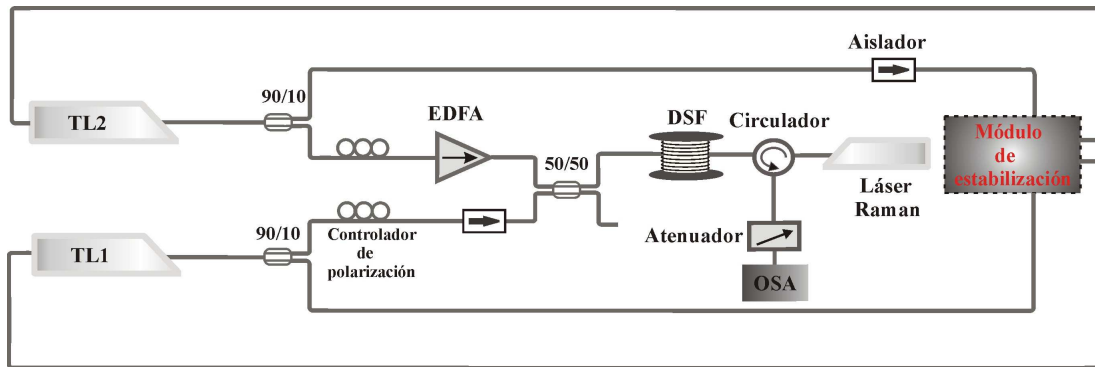


Figura 4.14: *Diseño experimental.*

El sistema se compone de dos láseres sintonizables, TL_1 y TL_2 con las características mostradas en la tabla 3.1 y estabilizados en las líneas de absorción del acetileno según estudiamos en la sección 3.1. Para evitar interferencias en los lock-in entre uno y otro láser, éstos se fijan en la célula de absorción en direcciones contrarias, empleándose para ello un aislador como se observa en la figura 4.14. Para mantener una relación de homogeneidad y con intención de comparar los resultados experimentales con los obtenidos teóricamente, empleamos la misma relación de valores asignados para el cálculo teórico. Por lo tanto, λ_1 varía dentro del rango entre 1510 y 1540 nm en intervalos de 0.05 nm a potencia constante $P_1=2$ mW, mientras que λ_2 está estabilizada y fija en la línea P27 del espectro de absorción del acetileno. Esta línea corresponde a la longitud de onda 1542.2508 nm y se sitúa en el límite superior del espectro, de esta manera todas las longitudes de onda generadas estarán situadas en la región comprendida entre 1544 y 1574 nm (cubriendo la banda C y parte de la banda L).

Tras los láseres se sitúan dos controladores de polarización con el objetivo de introducir las emisiones dentro de la fibra con polarización paralela, favoreciendo así la generación de una mezcla eficiente. Introducimos un EDFA, modelo EDFA-GWPA-13-FC/APC-2 fabricado por ACCELINK, para amplificar la señal emitida por TL_2 . El motivo por el cual se introduce en la salida de TL_2 en lugar de la del otro láser sintonizable es fácilmente deducible con un simple análisis de la ecuación 4.1. Debido a que las frecuencias que vamos a generar son menores que el límite inferior dado por la célula de acetileno (mayores que el límite superior en longitud de onda), y que ω_1 es mayor que ω_2 en cualquier caso, las diferentes frecuencias son generadas a partir de la mezcla de dos fotones a una frecuencia ω_2 y uno a frecuencia ω_1 . Esto quiere decir que el producto de mezcla, en este caso,

depende el doble de la emisión de TL_2 , por lo que si esta señal está amplificada el producto se verá amplificado también. Un aislador ISOWB-S-09-1-FC/APC de ACCELINK es situado tras el TL_1 para evitar que posibles rebotes procedentes de la transmisión de la fibra lleguen a dañar el láser. Las emisiones de TL_1 y TL_2 son introducidas en una fibra óptica monomodo de dispersión desplazada de 5 km y $\lambda_0 = 1540.9$ nm a través de un acoplador 50/50 modelo WBC-22-135-50-1-30-FC/APC-C comercializado por ACCELINK. La relación de acoplo del acoplador 50/50 permanece constante y próxima a la mitad de potencia en toda la región situada entre 1430 y 1650 nm. La emisión de un láser Raman en fibra (RFL) de potencia de bombeo $P_p = 400$ mW y $\lambda_p = 1455$ nm genera una curva de ganancia Raman entorno a 1555 nm una vez inyectada en la fibra a través de un circulador. Este dispositivo pasivo, según la configuración empleada en este diseño, permite la transmisión del bombeo Raman hacia la fibra y de la fibra al atenuador y así las posibles transmisiones de luz hacia la rama donde se sitúa el RFL. Un atenuador, ACCELINK OAT-MV-155-FC/APC-20-1, es situado justo antes del analizador de espectros ópticos limitando la potencia de entrada e impidiendo los posibles daños en el equipo de medida. Finalmente la señal es detectada, medida y representada por una OSA ADVANTEST Q8384.

La figura 4.15 representa las potencias de mezcla obtenidas experimentalmente en función de la longitud de onda y en presencia y ausencia de bombeo Raman.

El primer hecho destacable en esta figura reside en el nivel de potencia que alcanzan las frecuencias generadas, siendo éste superior a -50 dBm en todo el intervalo de interés (1540-1574 nm), llegando a un máximo de -5 dBm en longitudes de onda cercanas a 1544 nm (próxima a la longitud de onda de dispersión nula de la fibra utilizada). También hay que destacar, al igual que en los resultados teóricos, que se produce un aumento de 20 dB en la potencia generada en presencia de bombeo Raman en relación a la potencia obtenida en el producto de mezcla en ausencia de bombeo. Además se puede comprobar que bajo esta amplificación la ausencia de mínimos es notable al igual que mostramos en el caso teórico, lo que indica que el aumento de potencia quita relevancia a la condición de ajuste de fases en el proceso de mezcla.

Hay que indicar que la gráfica mostrada en la figura 4.15 recoge unos resultados experimentales que reproducen los resultados teóricos pero como tales, están sometidos a variaciones ambientales que introducen pequeños cambios en las pro-

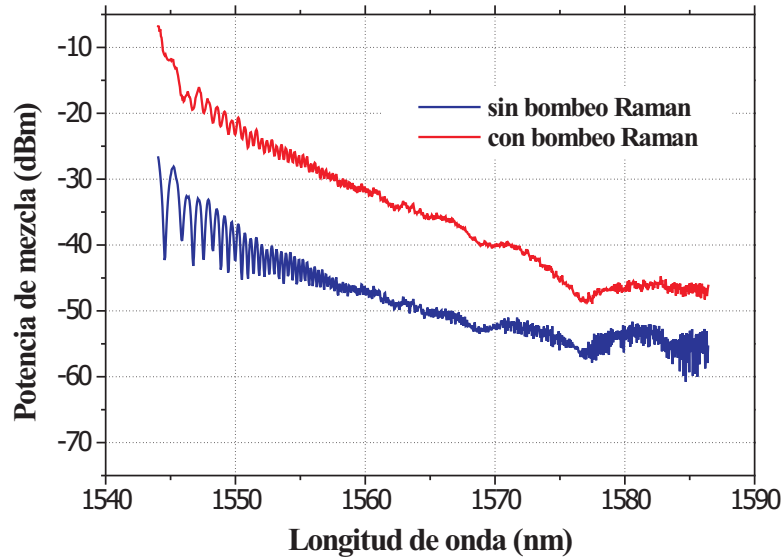


Figura 4.15: Potencia de mezcla experimental en función de la longitud de onda.

propiedades de los dispositivos cuando se emplean durante largos períodos de tiempo ($\sim 4h$)

Con este método no se han generado frecuencias de referencia a longitudes de onda menores de 1512 nm por no disponer de fibra con λ_0 adecuada y láser de bombeo Raman en la región de 1500-1510 nm.

4.2.1. Incertidumbres en la generación de frecuencias de referencia por FWM en fibra

Se ha realizado la generación de frecuencias de referencia por FWM en la región entre 1540 y 1574 nm, en esta sección analizaremos las incertidumbres de las nuevas frecuencias generadas.

Las incertidumbres asociadas a las frecuencias generadas depende de las incertidumbres asociadas a las dos frecuencias iniciales y las incertidumbres del proceso. El proceso de FWM incrementa la incertidumbre a través de la fórmula:

$$f_m = 2 * f_1 - f_2 \quad (4.53)$$

Por tanto la incertidumbre de las frecuencias de mezcla se pueden calcular con las incertidumbres de las frecuencias f_1 y f_2 que se describieron y estudiaron en la sección 3.1.

La tabla 4.1 muestra algunas de las frecuencias de referencia obtenidas así como las incertidumbres asociadas. Hemos añadido concretamente las frecuencias cuya diferencia con las frecuencias recomendadas por la Unión Internacional de Telecomunicaciones (ITU) para la transmisión de canales ópticos es menor a 1 GHz.

Tabla 4.1: *Cálculo de incertidumbres asociadas a las frecuencias de referencia obtenidas próximas a las frecuencias ITU.*

f_1 (GHz)	f_2 (GHz)	f_{fwm} (GHz)	f_{ITU} (GHz)	$ f_{fwm} - f_{ITU} $ (MHz)	Δf_1 (GHz)	Δf_{fwm} (GHz)
197522.92	194386.35	191249.78	191250	220	0.019	0.062
197580.99	194565.91	191550.83	191550	830	0.019	0.062
197282.75	194565.91	191849.07	191850	930	0.019	0.062
196832.35	194565.91	192299.47	192300	530	0.019	0.062
197404.40	195001.93	192599.46	192600	540	0.019	0.062
196123.05	194386.35	192649.65	192650	350	0.006	0.057
195971.98	194386.35	192800.72	192800	720	0.019	0.062
195580.99	194565.91	193550.83	193550	830	0.006	0.057

La incertidumbre asociada a la frecuencia f_2 , Δf_2 , ha sido calculada de la misma manera que Δf_1 para todos los valores dados en la tabla, obteniendo un valor constante e igual a 0.019 GHz. Las incertidumbres mostradas en la tabla 4.1 han sido calculadas con un factor de cobertura $k=1$.

4.3. Generación de frecuencias mediante mezcla de cuatro ondas en un amplificador óptico de semiconductor

El sistema de generación de frecuencias de referencia descrito en la sección anterior presenta varios inconvenientes, entre los que destacamos: la necesidad de disponer de una fibra de dispersión nula en las longitudes de onda próximas a las de referencia dadas por las absorciones del acetileno, el número de dispositivos experimentales necesarios implica un elevado peso y coste económico si se pretende diseñar un sistema compacto y móvil para ser empleado en redes de campo. Por este motivo pensamos en la posibilidad de buscar un medio no lineal diferente a la fibra óptica que permitiera conseguir mezcla de cuatro ondas degenerada entre todas las frecuencias de referencia que disponemos gracias a la célula de acetileno y sin restricciones a frecuencias menores como en el caso de la fibra óptica descrito en la sección anterior.

Para este propósito y teniendo en cuenta las ventajas que presenta el SOA como medio no lineal y como convertor de frecuencias, estudiadas en 4.1.2, se diseñó el experimento mostrado en la figura 4.16 para la síntesis de frecuencias de referencia. En él se emplearon dos láseres sintonizables, TL_1 y TL_2 , de las mismas características que los empleados en la generación de frecuencias mediante FWM en fibra. La emisión obtenida de estos dos láseres cubre el intervalo de frecuencias situado entre 182.9 y 208.3 THz (1650 a 1450 nm).

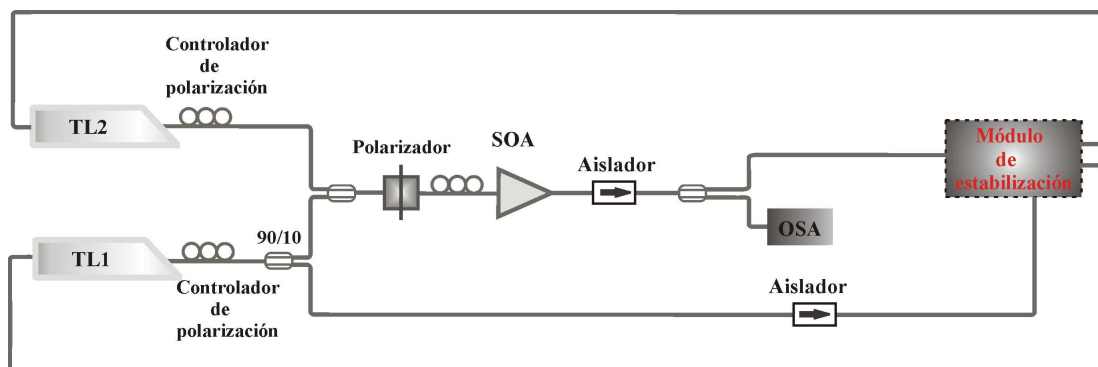


Figura 4.16: *Diseño experimental empleado en la síntesis de frecuencias.*

Tres controladores de polarización y un polarizador situados entre la salida de los láseres y la entrada del SOA aseguran polarizaciones paralelas entre las

señales iniciales. El SOA empleado es el modelo OPA-20-N-C-FA fabricado por Kamelian al que se le aplicó una corriente de polarización de 250 mA y cuyas características más importantes están mostradas en la tabla 4.2.

Tabla 4.2: Características del SOA OPA-20-N-C-FA (Kamelian) empleado en el diseño 4.16.

Parámetros	Min	Tip	Max	Unidades
Corriente de operación	0		250	mA
Lon.de onda central		1500		nm
Ancho de banda a 3 dB	80	90		nm
Potencia de saturación de salida	13	15		dBm
Ganancia	20	27		dB

La figura 4.17 muestra la curva de ganancia del SOA empleado. En ella podemos ver que el rango de máxima ganancia está centrado en 1540 nm cubriendo ganancias netas importantes (> 15 dB) a longitudes de onda desde 1460 nm a 1600 nm. Además de estas cualidades de amplificación, este SOA presenta una región activa relativamente larga que implica que tiene propiedades no lineales más importantes que los SOA de menor región activa, y por consiguiente más interesante para la conversión no lineal de frecuencias.

Con la configuración presentada en el diseño de la figura 4.16, a la salida del SOA se tienen las dos frecuencias de entrada más otras dos nuevas frecuencias generadas por mezcla de cuatro ondas. Para considerar las frecuencias generadas como referencia, al menos dos de las frecuencias que intervienen en el proceso han de estar estabilizadas a las líneas de absorción de un material de referencia. En nuestro caso hacemos de nuevo uso de la célula de acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ empleada anteriormente fabricada y calibrada en el NIST (SMR 2517a [100]). Del mismo modo que en el proceso de generación anterior, para evitar interferencias en los lock-in entre uno y otro láser, estos se fijan en la célula de absorción en direcciones opuestas, empleándose para ello un aislador como se observa en la 4.16.

El proceso de síntesis de las frecuencias por mezcla de cuatro ondas en SOA se representa en las figuras 4.18(a) y 4.18(b) [16]. En la figura 4.18(a) se representa la síntesis de frecuencias por estabilización directa de los dos láseres en las absorciones del acetileno. Este método es el empleado en la sección anterior en la generación de frecuencias por FWM en fibra. Con este método, las nuevas

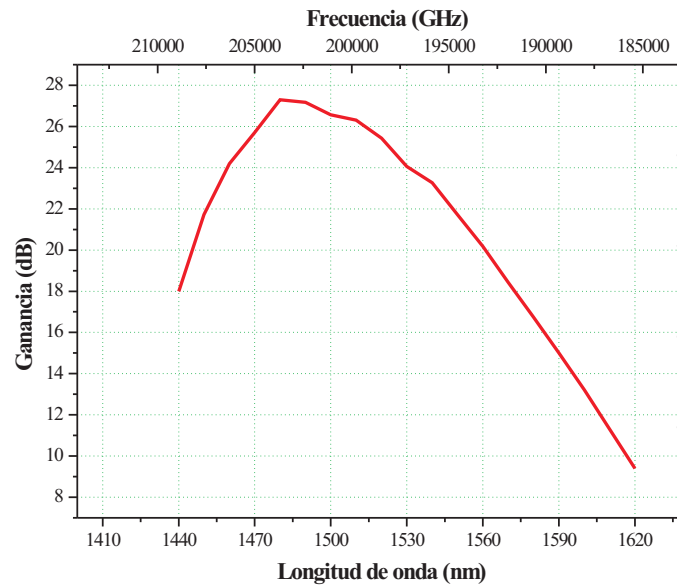
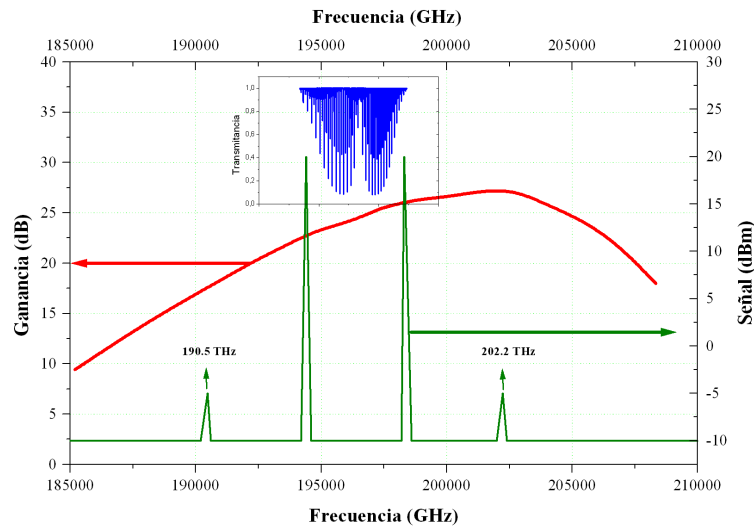


Figura 4.17: Curva de ganancia del SOA empleado.

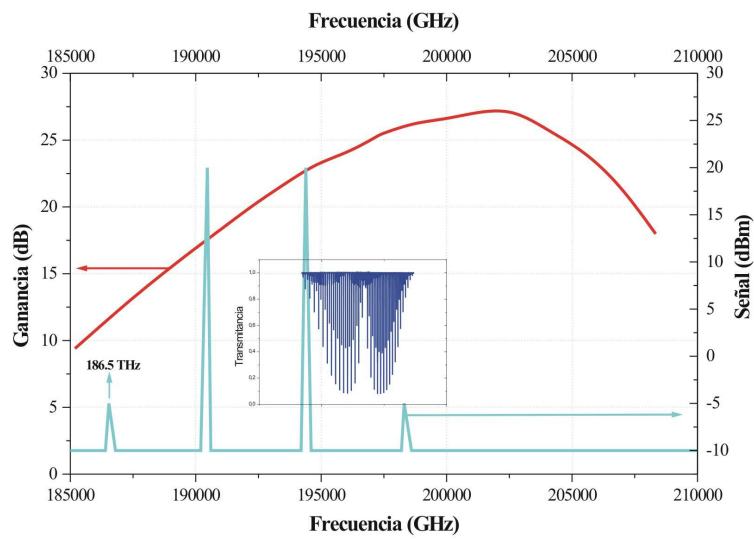
frecuencias generadas se encuentran entre 190.5 y 202.2 THz (1575.1 y 1483.4 nm).

Estas frecuencias límite se corresponden con la mezcla de las líneas P27 y R29, que son las más alejadas del espectro de absorción del acetileno. La figura 4.18(b) representa un segundo método de síntesis de frecuencias de referencia. En él estabilizamos en las líneas de absorción del acetileno un láser y la mezcla generada por éste y un segundo láser. De esta manera, el límite inferior de las frecuencias que pueden ser generadas es 186.5 THz (1608.5 nm) estabilizando la línea Stokes de la mezcla de cuatro ondas y el límite superior es 206.2 THz (1455.2 nm) estabilizando la línea anti-Stokes de la mezcla.

Con intención de conseguir nuevas frecuencias por encima de -50 dBm, estudiamos la potencia de mezcla de cuatro ondas sobre el SOA en todo el intervalo de frecuencias en que se puede aplicar la sintonización propuesta en la figura 4.18(b). Para obtener la mezcla de cuatro ondas en altas frecuencias, hemos fijado el láser TL_1 en la línea R29 del espectro de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ centrada en 198.310 THz (1511.730 nm), mientras que con el láser TL_2 barreos el intervalo de frecuencias entre 198.3 y 201.5 THz (1511.73 nm y 1488 nm), registrándose a través del analizador de espectros las potencias de la señal de FWM. La poten-



(a)



(b)

Figura 4.18: Representación esquemática de la síntesis de frecuencias. (a) Mezcla entre las dos señales de entrada. (b) Mezcla entre una señal de entrada y un producto de mezcla.

cia de los láseres TL_1 y TL_2 se estableció en 1.5 mW y 5 mW respectivamente. En la generación de frecuencias bajas, TL_1 se fijó en la línea P27 del espectro de absorción del $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, centrada en la frecuencia 194.386 THz (1542.251 nm), mientras con TL_2 se barrió en el intervalo de frecuencias entre 194.4 y 190.8 THz

(1542 nm y 1571.2 nm), registrándose igualmente la potencia del producto de mezcla. La figura 4.19 muestra los resultados experimentales y resultados teóricos estos últimos obtenidos utilizando los mismos parámetros descritos. Como se puede observar, la figura 4.19 demuestra que con este método pueden generarse productos de mezcla de potencia superior a -50 dBm desde 187.0 hasta 205 THz (1462 y 1603 nm).

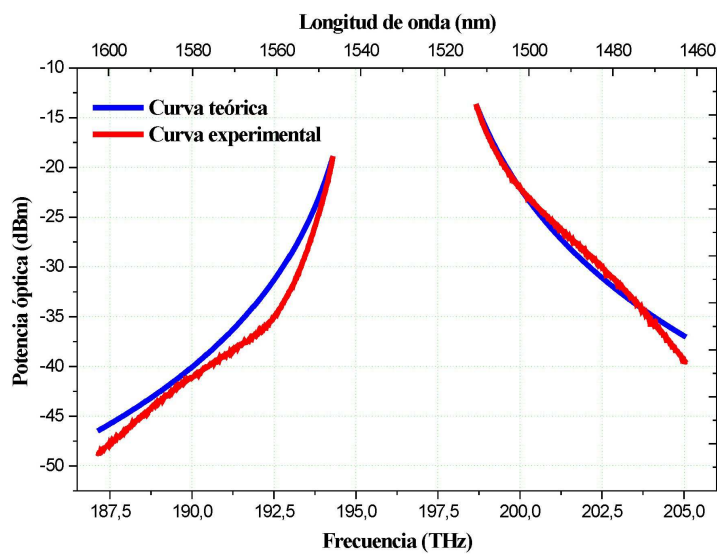


Figura 4.19: Variación de la potencia del producto de mezcla con la longitud de onda.

Demostrada la capacidad de obtener frecuencias de referencia con potencia suficiente para la calibración de sistemas de medida de WDM, a continuación trabajamos sobre la estabilización de la señal de mezcla en las absorciones del acetileno. Desafortunadamente, la señal del SOA no es siempre superior a -33 dBm, siendo éste el límite experimental que hemos encontrado para que la estabilización, según el método descrito, funcione adecuadamente. Con intención de realizar la estabilización de este tipo de señales, y sólo para cuando se usa el método descrito en la figura 4.18(b), diseñamos y probamos el sistema de la figura 4.20 para aislar y amplificar las señales de mezcla, antes de estabilizarlas en la célula de acetileno. Este diseño es situado de manera independiente en el diseño inicial 4.16 sustituyendo al módulo de estabilización empleado hasta ahora. Para realizar este filtrado y amplificación usamos una red de Bragg sintonizable dentro del rango definido entre 1540 y 1560 nm con anchura espectral de 0.770 nm, fabricada por AOS y un SOA extra modelo BOA-630 comercializado por

Covega. Las características más importantes del amplificador vienen mostradas en la tabla 4.3 y su curva de ganancia está representada en la figura 4.21.

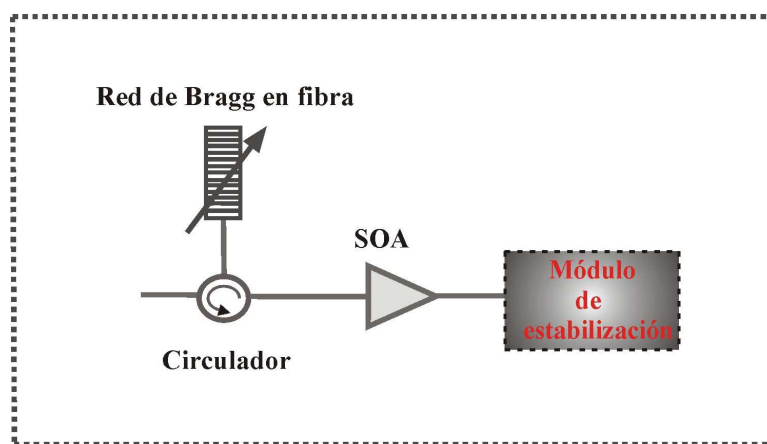


Figura 4.20: Sistema de filtrado y amplificación de la señal de FWM para su estabilización en el acetileno mediante un SOA y una red de Bragg en fibra.

Tabla 4.3: Características del SOA empleado dentro del sistema de amplificación y filtrado.

Parámetros	Min	Tip	Max	Unidades
Corriente de operación		500	600	mA
Lon.de onda central		1530		nm
Ancho de banda a 3 dB	80	90		nm
Potencia de saturación de salida	13	14		dBm
Ganancia	20	26		dB

Con este sistema, inicialmente, estabilizamos una señal de baja potencia ($\leq -33dBm$) en la línea de absorción P25 del acetileno, obteniendo el espectro que se muestra en la figura 4.22.

Hay que destacar que la señal de mezcla a la salida de nuestro sistema es 32 dB mayor que en el sistema propuesto en la figura 4.16.

Hemos comprobado que con ambos sistemas es posible estabilizar la FWM en la absorción P25 del acetileno, una de las absorciones menos beneficiosas, ya que su profundidad es de tan sólo el 30%), con una relación señal ruido (ΔP en la figura 4.22) de 3 dB. Considerando las dificultades que presentaba la estabilización en esta línea, podemos afirmar que es posible experimentalmente

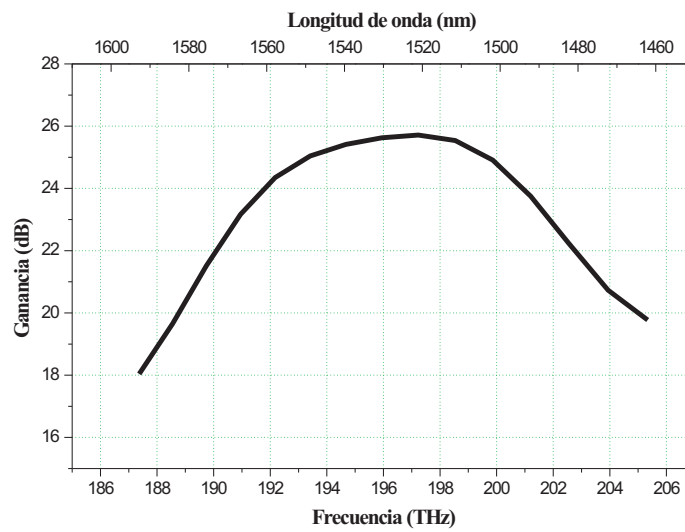


Figura 4.21: Curva de ganancia del SOA empleado.

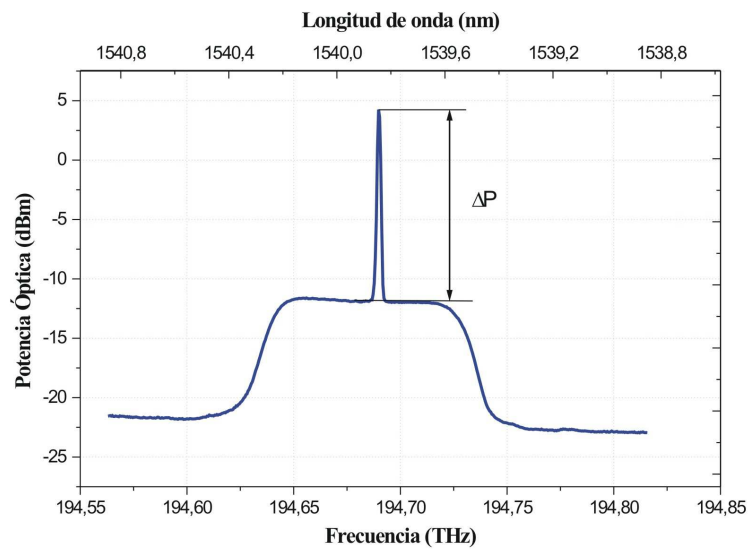


Figura 4.22: Espectro de la señal de mezcla de cuatro ondas después de pasar por el sistema de filtrado y amplificación.

synthesize frequencies with reference in acetylene $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ between 187.1 and 205.1 THz (1602-1462 nm), interval of frequencies in which the symmetric mixing is superior to -50 dBm.

4.3.1. Incertidumbres asociadas a la generación de frecuencias por FWM en SOA

El cálculo de las incertidumbres asociadas a las frecuencias sintetizadas por el método propuesto, es diferente dependiendo de si se fijan en el acetileno directamente ambos láseres o un láser y la mezcla. La diferencia entre ambos métodos estriba en el ancho de línea de los láseres que sintetizan la nueva frecuencia. En el primer caso el ancho de línea es el generado por la modulación en frecuencia (30 MHz) realizada directamente sobre el láser, mientras en el segundo caso es la resultante de la combinación de los anchos de línea sobre la mezcla (el ancho de la línea varía entre 30 y $3 * 30$ MHz, dependiendo de la fase relativa de modulación en frecuencia en los láseres involucrados). En nuestro sistema hemos observado experimentalmente que el aumento del ancho de línea de la señal de mezcla es $\sqrt{2} * 30$ MHz. Las tablas I y II muestran la incertidumbre para la generación de dos líneas 190.461 y 205.1 THz, la primera generada directamente por mezcla de las líneas de emisión de dos láseres estabilizados en las absorciones del acetileno, y la segunda estabilizando un la línea de emisión de un láser y el producto de mezcla en las absorciones de referencia (f'_{fwm}).

Tabla 4.4: Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 190.461 THz.

	F_1		F_2	
Fuente	Valor (GHz)	Incer. (GHz)	Valor (GHz)	Incer. (GHz)
f_{ref}	198310.823	0.019	198310.82	0.020
Δf_{res}	0.030	0.021	0.030	0.021
$\Delta f_{P,T}$		0.022		0.022
$\sqrt{\Sigma^2}$		0.036		0.036
f_{fwm}	190461.875	0.062		

Usando el método descrito y las 56 líneas de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ se pueden generar 3080 nuevas frecuencias entre 187.1 y 205.1 THz (1602-1462 nm). Debido a que estas frecuencias se van a utilizar para la calibración de instrumentos empleados en DWDM, nos interesaremos en aquellas que más se aproximen a las frecuencias recomendadas por ITU para las transmisiones ópticas. Las tablas 4.5 y 4.6 muestran algunas de estas nuevas frecuencias cuya diferencia con respecto a la frecuencias ITU es menor de 0.1 GHz. En la tabla 4.6 se muestran las frecuencias

Tabla 4.5: Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 205.100 THz.

	F_1		$F_2(F'_{fwm})$	
Fuente	Valor (GHz)	Incer. (GHz)	Valor (GHz)	Incer. (GHz)
f_{ref}	198310.823	0.020	194916.214	0.019
Δf_{res}	0.030	0.021	0.042	0.03
$\Delta f_{P,T}$		0.022		0.022
$\sqrt{\sum^2}$		0.036		0.042
f'_{fwm}	205100.04	0.07		

que se han obtenido por mezcla de los dos láseres iniciales, mientras que en la tabla 4.7 se muestran las frecuencias que han sido generadas a partir de la mezcla de un láser y un producto de mezcla.

Tabla 4.6: Frecuencias generadas (GHz) próximas a las frecuencias ITU (GHz) mediante estabilización directa de dos láseres en las absorciones del $^{12}C_2H_2$ y sus incertidumbres asociadas (GHz) ($k=1$)

f_1	f_2	f_{fwm}	f_{ITU}	$ f_{fwm} - f_{ITU} $	Δf_1	Δf_2	Δf_{fwm}
197638.28	194476.50	200800.06	200800	0.06	0.04	0.04	0.06
196764.89	194829.75	198700.03	198700	0.03	0.04	0.03	0.06
197157.97	196416.01	197899.94	197900	0.06	0.04	0.04	0.06
197805.39	198310.82	197299.95	197300	0.05	0.04	0.04	0.06
195971.98	196343.92	195600.03	195600	0.03	0.04	0.03	0.06
195971.98	197343.97	194599.98	194600	0.02	0.04	0.03	0.06
194916.21	196832.35	193000.08	193000	0.08	0.04	0.04	0.06
194829.75	197859.51	191799.98	191800	0.02	0.03	0.04	0.06

Tabla 4.7: Frecuencias generadas (GHz) próximas a las frecuencias ITU (GHz) mediante estabilización de un láser y un producto de mezcla en las absorciones del $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ y sus incertidumbres asociadas (GHz) ($k=1$).

f_1	f_2	f_{fwm}	f_{ITU}	$ f_{fwm} - f_{ITU} $	Δf_1	Δf_2	Δf_{fwm}
201705.43	198310.82	205100.04	205100	0.04	0.07	0.04	0.10
200406.39	197912.85	202899.93	202900	0.07	0.07	0.04	0.10
200122.03	197343.97	202900.08	202900	0.08	0.07	0.03	0.10
198121.93	196343.97	199899.94	199900	0.06	0.07	0.03	0.10
197732.42	196964.93	198499.91	198500	0.09	0.07	0.04	0.10
197393.68	196487.34	194300.03	198300	0.03	0.07	0.05	0.10
195393.69	196487.34	198300.03	194300	0.03	0.07	0.05	0.10
194785.98	195971.98	193599.98	193600	0.02	0.07	0.04	0.10
193619.81	195739.66	191499.96	191500	0.04	0.07	0.04	0.10

4.4. Generación de un peine de frecuencias

En el desarrollo descrito en la sección 4.3, pudimos comprobar la facilidad de generar FWM sobre SOAs, planteándonos la posibilidad de generar una fuente multilongitud de onda de frecuencias conocidas y estabilizadas en las líneas de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ que pudiéramos emplear en la calibración de los equipos en red. Para ello diseñamos el sistema experimental mostrado en la figura 4.23 en el que generamos un peine de frecuencias equiespaciadas referenciadas a las líneas de absorción del acetileno.

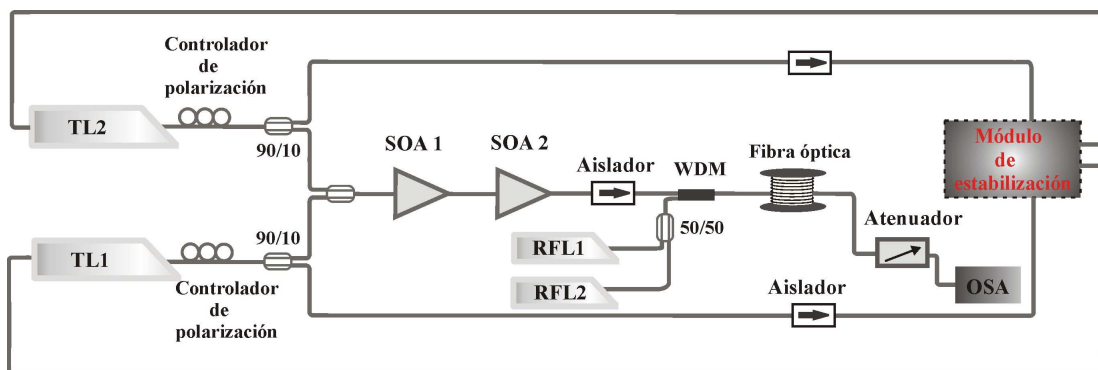


Figura 4.23: Diseño experimental.

La emisión de dos láseres sintonizables, TL_1 y TL_2 es dividida en dos ramas a través de un acoplador 90/10. El rango que cubrimos con estos dos láseres está definido entre 1450 y 1650 nm y sus características están descritas en la

tabla 3.1. Una de las ramas es empleada en la estabilización de los dos láseres en las líneas P_{23} ($f=194.743$ THz, $\lambda=1539.46$ nm) y P_{25} ($f=194.566$ THz, $\lambda=1540.83$ nm) del espectro del acetileno ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$) respectivamente, tal y como se ha descrito en la sección 3.1. La segunda rama es la encargada de introducir la semilla para la generación de la FWM dentro del SOA_1 . Las potencias de emisión de TL_1 y TL_2 son $P_1=5$ mW y $P_2=6$ mW.

Dos controladores de polarización permiten asegurar la misma polarización de las señales introducidas en el amplificador. El SOA_1 posee una potencia de saturación de 13 dBm y una cavidad de mayor longitud que la de los SOAs convencionales, por lo tanto presenta un comportamiento no lineal más elevado. El SOA_2 es un amplificador con una potencia de saturación de 15 dBm y posee una longitud de cavidad estándar. Las características principales del SOA_1 y SOA_2 vienen descritas en las tablas 4.3 y 4.2, respectivamente.

Tras estudiar las diferentes configuraciones posibles, comprobamos que obteníamos una generación de frecuencias más eficiente situando el SOA de comportamiento más no lineal en primer lugar y el SOA de potencia mayor en segundo lugar como se muestra en la figura 4.24.

En este diseño trabajamos en la zona de saturación de ambos amplificadores, con la intención de aprovechar la no linealidad que presentan los dos SOA en esta región. De esta manera dejamos en un segundo lugar la obtención de una elevada potencia del peine a la salida del SOA_2 ya que ésta la obtendremos a partir de la amplificación obtenida por los láseres Raman dentro de la fibra. La figura 4.25 muestra los espectros obtenidos a la salida del SOA_1 y a la salida del SOA_2 .

Como se puede observar, a la salida del primer SOA obtenemos cuatro nuevas frecuencias mientras que en el segundo, éstas son amplificadas generando un total de nueve nuevas frecuencias. Estas frecuencias serán empleadas como semilla para nuevas FWM, introduciendo la salida del SOA_2 en una fibra de dispersión desplazada de 5 km de longitud, $\lambda_0=1540$ nm y una pendiente de dispersión cromática de $0.056 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$. Esta fibra, no especialmente uniforme, presenta unas características óptimas para la generación de FWM en el rango de frecuencias seleccionado debido a las reducidas dimensiones de su área efectiva, longitud de onda de dispersión nula próxima a las frecuencias generadas por la cascada de SOAs. Además esta fibra presenta una ganancia Raman relativamente alta ($3.3 \text{ dB W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$).

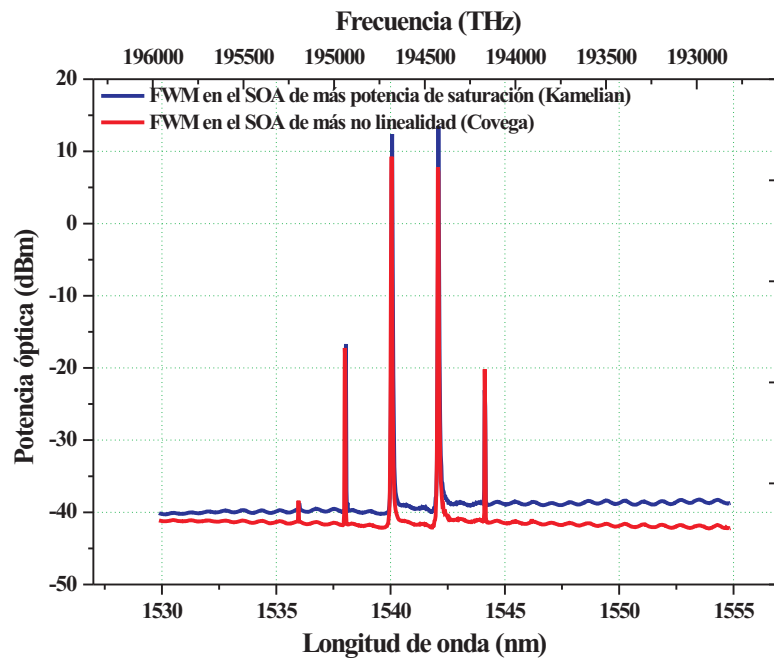


Figura 4.24: Estudio de la disposición de los amplificadores en el diseño experimental.

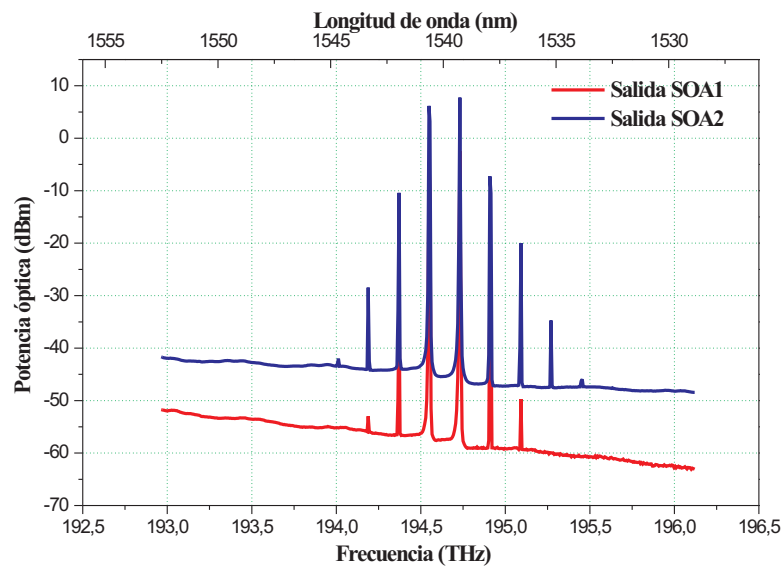


Figura 4.25: Espectro de salida del SOA_1 y SOA_2 .

A través de un acoplador de WDM introducimos un bombeo en dirección copropagante emitido por un RFL a $\lambda_{p1} = 1455\text{nm}$. De esta manera amplificamos la mezcla generada por los dos SOAs como muestra la figura 4.26.

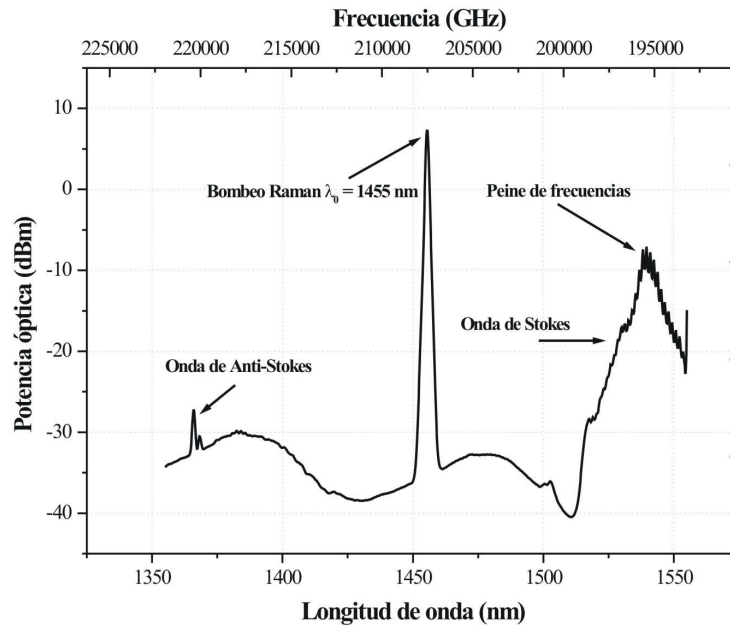


Figura 4.26: *Bombeo y amplificación.*

En ella podemos ver el bombeo del láser y la amplificación que sufre la mezcla. La dirección de propagación del bombeo la elegimos en función de la amplificación que sufre la mezcla, obtenida a la salida del SOA_2 , cuando la bombeamos con un láser RFL dentro de la fibra empleada en el diseño. Para ello introducimos el bombeo Raman en la dos direcciones posibles, copropagante y contrapropagante según las configuraciones mostradas en la gráfica 4.27. Los resultados obtenidos están representados en la figura 4.28.

Según estos resultados podemos afirmar que el bombeo contrapropagante sólo amplifica las frecuencias obtenidas del SOA, mientras que el bombeo copropagante genera nuevas frecuencias y es más eficiente en la amplificación.

Elegida la configuración copropagante como configuración óptima para nuestros propósitos, estudiamos la relación entre la potencia de bombeo emitida y la generación de nuevas frecuencias. Los resultados obtenidos son mostrados en la figura 4.29.

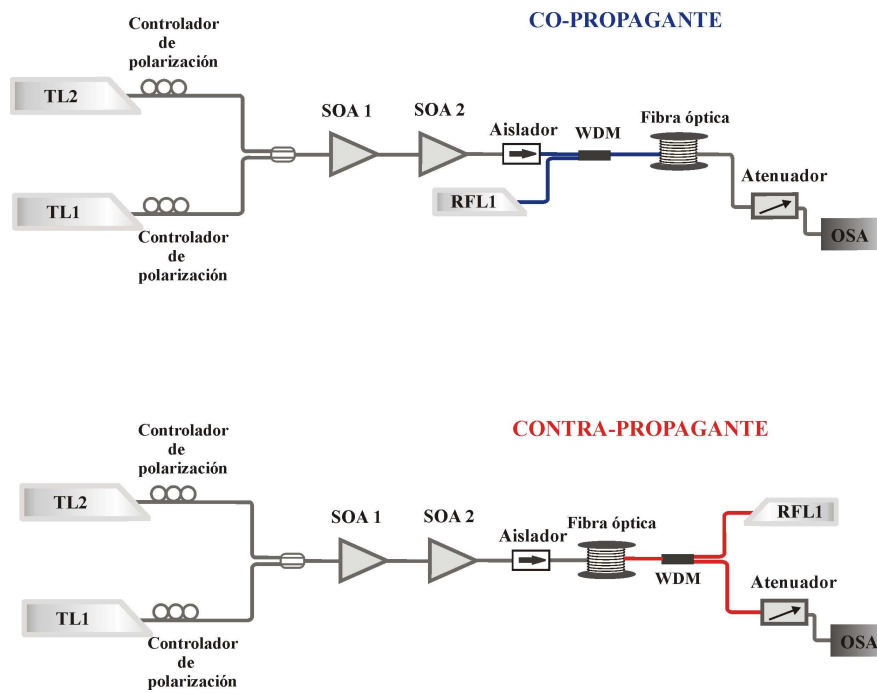


Figura 4.27: Configuraciones copropagante y contrapropagante de la propagación del bombeo Raman.

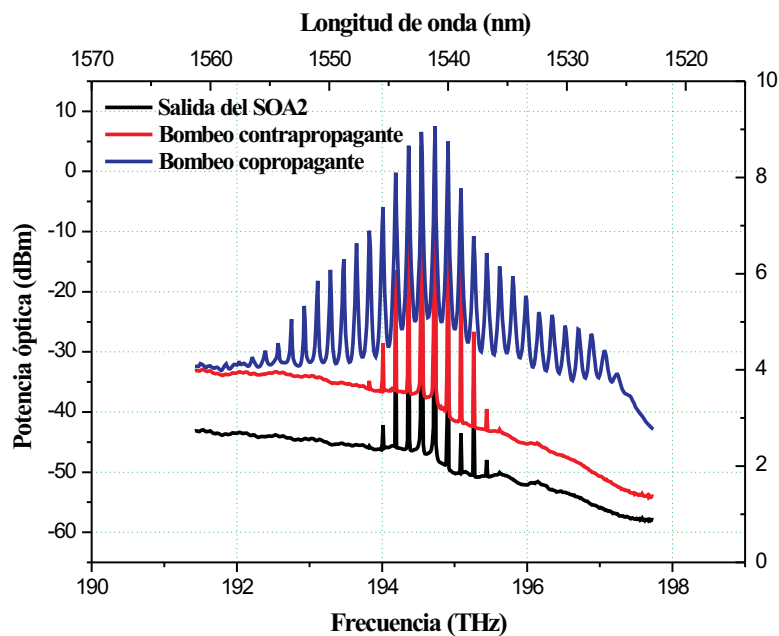


Figura 4.28: Resultados obtenidos de las configuraciones descritas en la figura 4.27.

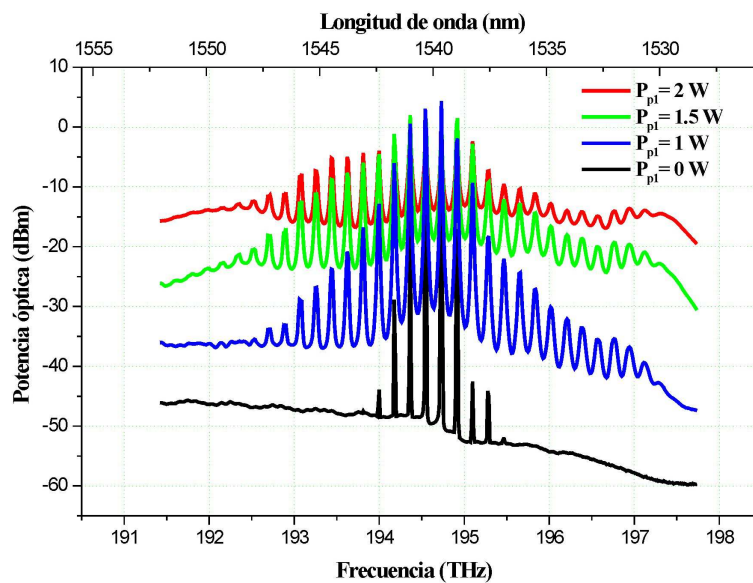


Figura 4.29: Efecto de la potencia de bombeo en la generación de un peine de frecuencias.

En esta figura podemos observar que para valores de potencia de bombeo por debajo de 1 W, el número de frecuencias generadas aumenta a medida que incrementamos la potencia de bombeo. Para un valor de potencia 1 W, generamos un peine de frecuencias compuesto por 28 frecuencias equiespaciadas y extendida a lo largo de un rango definido entre 1522 y 1561 nm y con referencia las líneas de absorción del acetileno $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ (figura 4.30).

Sin embargo, al aumentar la potencia en valores superiores a 1 W (figura 4.29), aumentamos la potencia del peine al mismo tiempo que incrementamos el nivel de ruido del sistema, disminuyendo de esta manera la relación señal-ruido de las frecuencias generadas. Además el número de frecuencias generadas no aumenta para niveles de potencia mayores a 1 W.

Este hecho es debido a que la eficiencia de FWM disminuye como consecuencia del gran desfase que introduce la dispersión cromática a medida que las frecuencias que intervienen en la mezcla se alejan de la frecuencia de dispersión nula. Además, a medida que vamos generando productos de mezcla, la potencia de las señales es cada vez más pequeña disminuyendo también la eficiencia de FWM en aquellas zonas fuera de los límites de la ganancia Raman, como se explicó en el

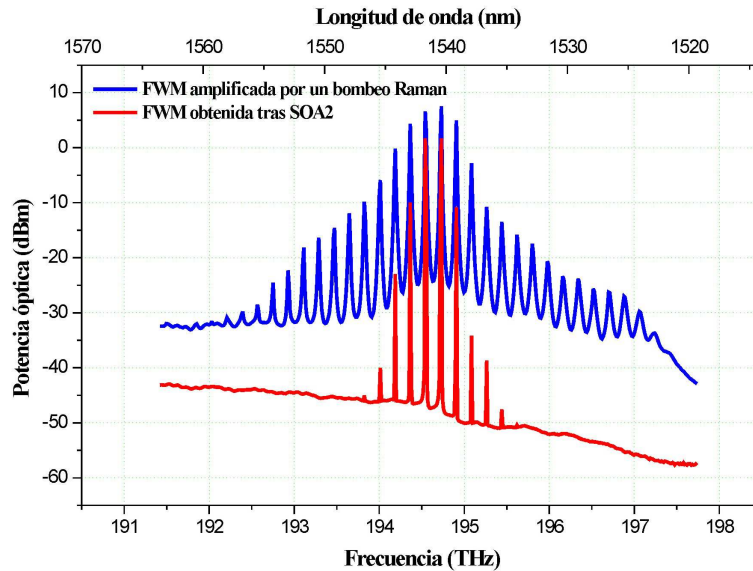


Figura 4.30: Espectro obtenido a la salida de la fibra amplificado mediante un bombeo.

estudio realizado en la sección 4.2.

Con objetivo de aumentar el número de frecuencias generadas estudiamos la posibilidad de situar una cascada de fibras de diferente λ_0 dentro del rango de interés. Esta disposición se conoce como "*dispersion management*". En la figura 4.31 se muestra una representación de este principio. La idea es aprovechar la generación de FWM en la propagación a lo largo de la fibra, de manera que al aumentar la distancia recorrida con una sucesión de fibras en cascada con diferente longitud de onda de dispersión nula, las nuevas frecuencias generadas se encontrarán con un segmento de fibra con distinta longitud de onda de dispersión nula óptima para la generación de FWM.

El problema que tuvimos en relación con este objetivo fue la imposibilidad de encontrar un conjunto de fibras ópticas de características similares a la fibra empleada y de longitudes de onda de dispersión nula adecuadas para hacer el adecuado "*dispersion management*".

Es por ello por lo que optamos por introducir otro bombeo Raman en dirección copropagante a una longitud de onda menor que la empleada en el primer bombeo, concretamente a $\lambda_{p2} = 1427$ nm. De esta manera amplificamos la región

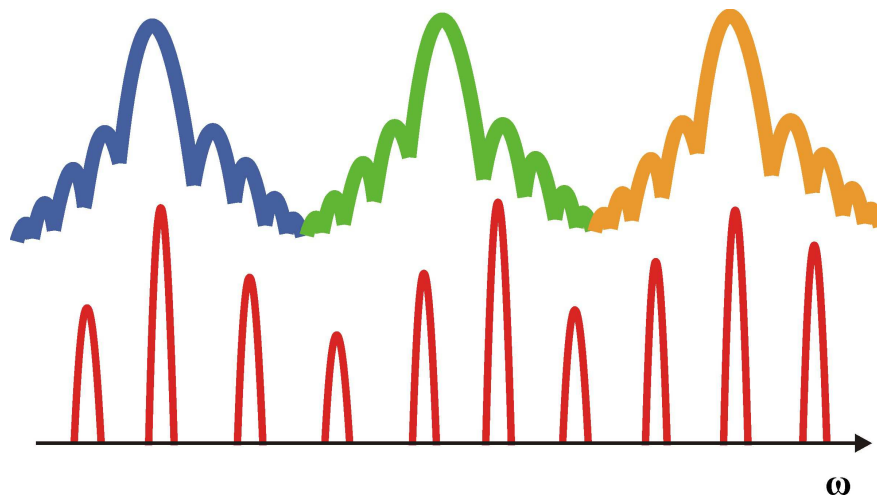


Figura 4.31: Esquema del efecto de la eficiencia de mezcla en la generación de un peine de frecuencias.

de longitudes de onda más bajas (entorno a $\lambda = 1527$ nm), tal y como se muestra esquemáticamente en la figura 4.32 facilitando la generación de FWM en la fibra a longitudes de ondas más cortas.

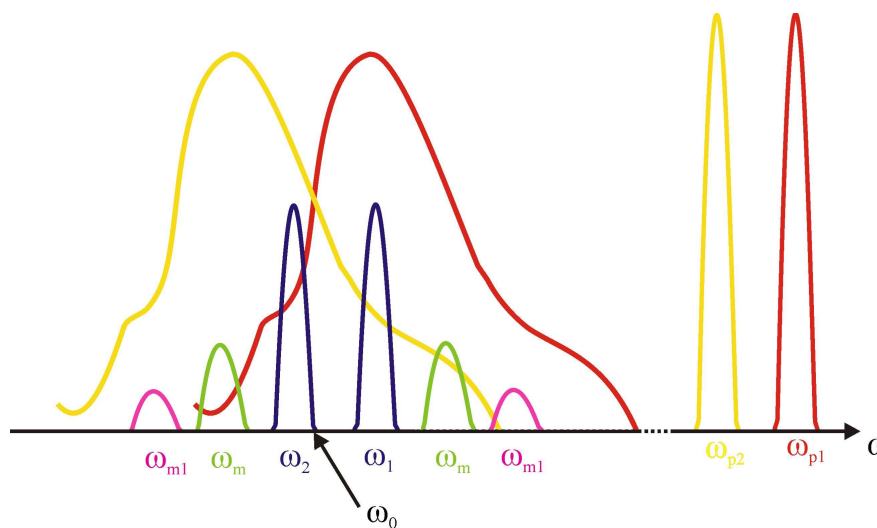


Figura 4.32: Efecto de la potencia de un segundo bombeo en la generación de un peine de frecuencias.

De la misma manera que seleccionamos la potencia de emisión del RFL_1 , hacemos el estudio del efecto de la potencia del segundo bombeo sobre la mezcla. El resultado obtenido es el mostrado en la figura 4.33

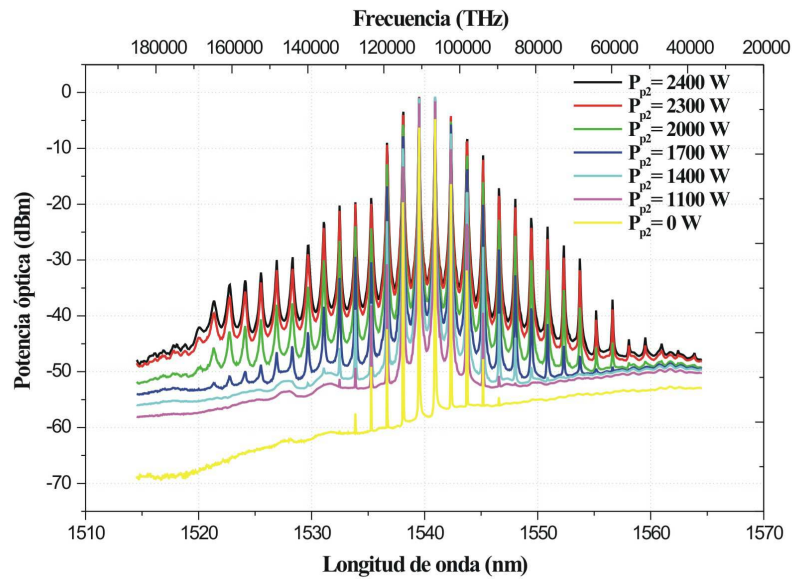


Figura 4.33: Efecto de la potencia de bombeo en la generación de un peine de frecuencias.

De esta representación seleccionamos, siguiendo las mismas consideraciones que en el primer bombeo, el valor de la potencia de bombeo de RFL_2 a $P_{p2} = 2,3W$.

Tras determinar la mejor relación de acoplos entre los láseres RFL, introducimos a través de un acoplador 50/50 los dos bombeos emitidos a potencias $P_{p1} = 1$ W y $P_{p2} = 2.3$ W en el WDM que los inyectará en la fibra. Con esta configuración obtenemos un peine de frecuencias compuesto por 36 líneas equiespaciadas ($\Delta f = 176.636$ GHz, $\Delta \lambda = 1.4$ nm) cubriendo el rango situado entre 191.56 THz (1565 nm) y 197.88 THz (1515 nm) con referencia en las líneas de absorción del acetileno $^{12}C_2H_2$ como se muestra en la figura 4.34.

Una de las mayores limitaciones que hemos tenido en la generación de este peine de frecuencias surge de la competición entre los efectos no lineales que se producen dentro de la fibra. Debido al estrecho ancho de línea que presenta la emisión de los láseres sintonizables empleados (150 KHz), surge una señal de *scattering* Brillouin en dirección contrapropagante como el mostrado en la figura 4.35.

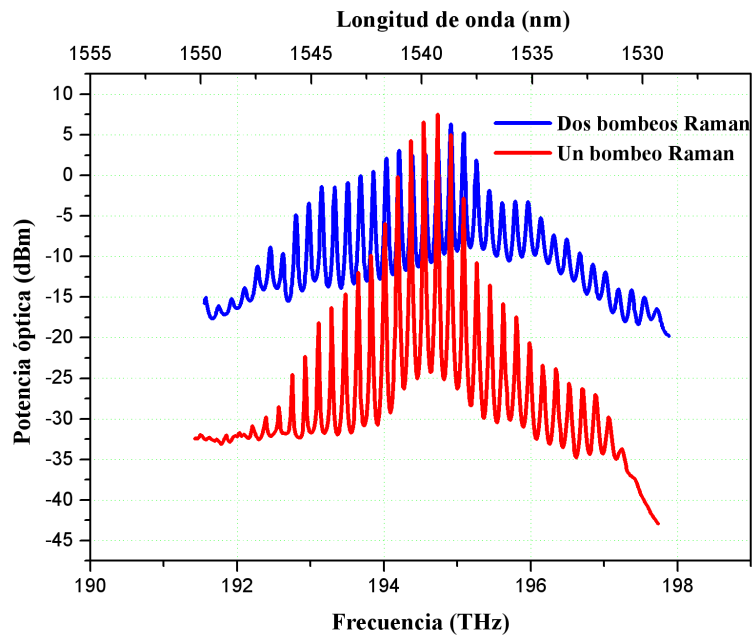


Figura 4.34: Peine de frecuencias generado mediante el diseño 4.23.

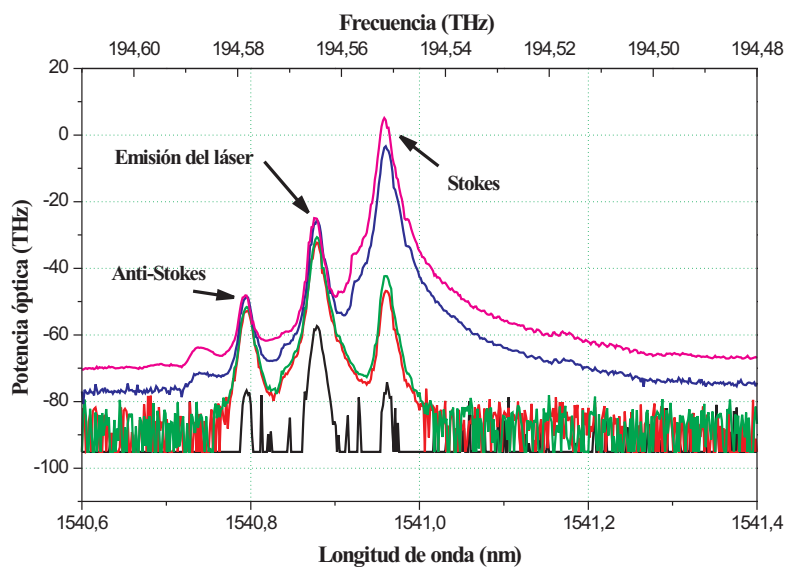


Figura 4.35: Señal de scattering Brillouin generada en dirección contrapropagante.

En ella se aprecia el descenso de potencia que sufre la línea de emisión de uno de los láseres como consecuencia de la aparición del efecto Brillouin. Bajo la influencia de este efecto se produce una transferencia de potencia al pico situado a la frecuencia Brillouin (onda de Stokes) el cual absorbe toda la potencia de entrada situada por encima del umbral limitando la potencia que le llega a los productos de mezcla y, por lo tanto, limitando la generación de la misma. Cualquier aumento de potencia por encima del umbral Brillouin (~ 2 mW) será absorbida y empleada en aumentar los picos de ganancia Brillouin (0 dBm en el pico de primer orden Brillouin mostrado en la figura 4.35), por lo que es inútil pensar en elevadas potencias de entrada para la generación de mezcla ante la presencia de este efecto. La onda que aparece a longitudes de onda más bajas (frecuencias más altas), onda de anti-Stokes, se debe al proceso Brillouin espontáneo que como ya explicamos en el capítulo 2 es aleatorio.

Para evitar la aparición del efecto Brillouin tenemos dos posibles soluciones: trabajar con potencias menores que la potencia umbral del efecto Brillouin o modular las líneas de emisión de los láseres de manera que el ancho de línea sea superior al ancho de línea Brillouin (~ 12 GHz) (sección 2.2.3.1). La primera opción es imposible llevarla a cabo pues las potencias con las que trabajamos son inevitablemente superiores a la potencia umbral Brillouin (~ 1.6 mW). Teniendo en cuenta este hecho, decidimos optar por la segunda opción. Modulamos las líneas de los láseres con varias señales de modulación siendo la más efectiva una señal cuadrada. Con este tipo de señal pudimos observar la reducción de la señal Brillouin, pero era tal el ensanchamiento de línea que obtuvimos que las incertidumbres asociadas a la estabilización y posición de las líneas que componen el peine incrementaban su valor hasta límites no aceptables para el trabajo metrológico en el que estamos centrados.

Otra posible solución para evitar la aparición del efecto Brillouin en nuestro sistema sin afectar a la incertidumbre final, es aprovechar la sensibilidad que presenta la ganancia Brillouin ante cambios de tensión y temperatura. Para ello emplearíamos una fibra óptica con un bobinado a diferente tensión y con el bombeo introducido ensancharíamos la curva de ganancia Brillouin mediante desplazamientos de la misma como consecuencia de las variaciones de tensión introducidas. De esta manera se aumenta el valor de umbral Brillouin.

Otra limitación en la generación de un mayor número de líneas es el desfase introducido por la dispersión cromática tratado anteriormente. Este desfase hace imposible el cumplimiento de la condición de ajuste de fases a medida que nos alejamos de la frecuencia de dispersión nula.

Para comprobar la limitación que nos produce el efecto Brillouin en nuestro sistema realizamos una simulación teórica (figura 4.36) del peine obtenido con el primer bombeo y las especificaciones empleadas experimentalmente en ausencia de *scattering* Brillouin dentro de la fibra. En esta figura se puede comprobar que en ausencia de efecto Brillouin conseguimos un peine más plano y limitado por el efecto de la dispersión cromática cuyo efecto se impone en las longitudes de onda más alejadas de la longitud de onda de dispersión nula. Además la potencia de las frecuencias generadas aumenta en ausencia de Brillouin.

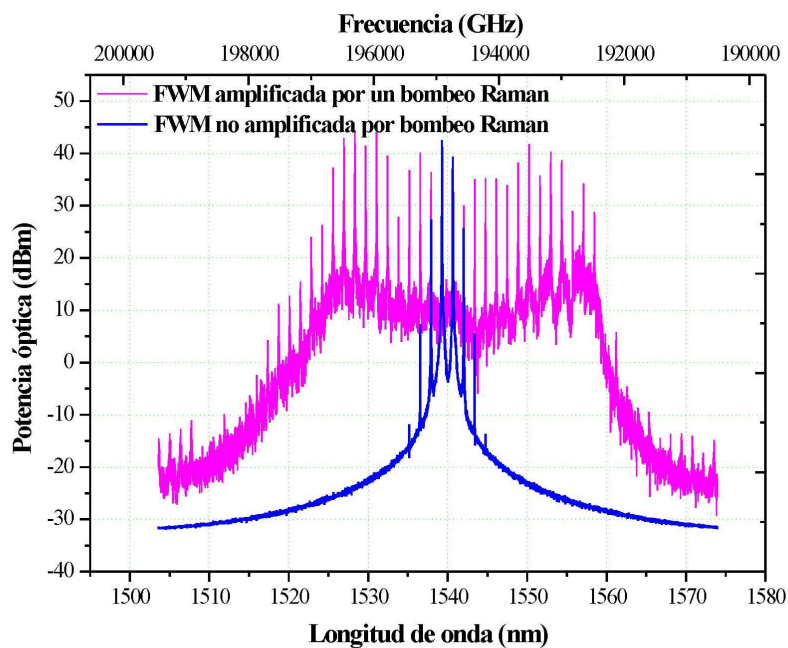


Figura 4.36: Simulación teórica del peine obtenido en ausencia de *scattering* Brillouin y dispersión cromática dentro de la fibra.

4.4.1. Incertidumbres asociadas al peine de frecuencias

Las fuentes de incertidumbres asociadas a las frecuencias generadas que componen el peine, al igual que en los cálculos anteriores son las descritas en la sección 3.1. Como hemos visto en el caso descrito en el trabajo desarrollado en 4.3, las incertidumbres asociadas a las frecuencias generadas mediante un producto de mezcla y una frecuencia inicial se ven incrementadas por el aumento del ancho de línea debido a la modulación de frecuencia. En el presente caso, a diferencia de los casos anteriores, se generan frecuencias a partir de la interacción entre productos de mezcla. Como consecuencia de este hecho debemos tener en cuenta a la hora de calcular las incertidumbres el incremento del ancho de las líneas correspondientes a las frecuencias involucradas debido a la modulación introducida inicialmente. También hay que tener en cuenta el ensanchamiento de línea que sufren los productos de mezcla como consecuencia del mismo proceso de FWM, ya que a medida que la eficiencia de mezcla aumenta, el ancho de línea de los nuevos productos que vamos generando a partir de dos líneas inicialmente estrechas aumenta. Es por ello por lo que debemos incrementar un factor el ancho de línea a partir del primer producto de mezcla. Experimentalmente hemos comprobado que el ensanchamiento de las líneas correspondientes a las frecuencias generadas debido a la modulación inicial de los láseres sintonizables es $(\sqrt{2})^n$, donde n es el número de orden del producto de mezcla generado. La tabla 4.8 muestra el cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia 194.92 THz generada mediante la interacción de dos frecuencias emitidas por dos láseres. La tabla 4.9 muestra el cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia 195.197 THz generadas mediante la interacción de una frecuencia emitida por un láser y la frecuencia de un producto de mezcla. La tabla 4.10 muestra el cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia 195.45 THz generada mediante la interacción de dos frecuencias asociadas a dos productos de mezcla.

Como podemos observar en la tablas 4.9 y 4.10, la incertidumbre aumenta considerablemente según se van generando más productos de mezcla.

Tabla 4.8: Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 194.920 THz.

	F_1		F_2	
Fuente	Valor (GHz)	Incer. (GHz)	Valor (GHz)	Incer. (GHz)
f_{ref}	194742.545	0.007	194565.915	0.021
Δf_{res}	0.030	0.021	0.030	0.021
$\Delta f_{P,T}$		0.022		0.022
$\sqrt{\Sigma^2}$		0.031		0.036
f_{fwm}	194920.175	0.057		

Tabla 4.9: Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 195.097 THz.

	$F_1(F_{fwm})$		F_2	
Fuente	Valor (GHz)	Incer. (GHz)	Valor (GHz)	Incer. (GHz)
f_{ref}	194920.175	0.057	194742.545	0.007
Δf_{res}	$(\sqrt{2})^1 * 0.030$	0.024	0.030	0.021
$\Delta f_{P,T}$		0.022		0.022
$\sqrt{\Sigma^2}$		0.062		0.031
f_{fwm1}	195097.805	0.093		

Tabla 4.10: Cálculo de la incertidumbre asociada a la frecuencia generada 195.275 THz.

	$F_1(F_{fwm1})$	$F_2(F_{fwm})$		
Fuente	Valor (GHz)	Incer. (GHz)	Valor (GHz)	Incer. (GHz)
f_{ref}	195097.805	0.093	194920.175	0.057
Δf_{res}	$(\sqrt{2})^2 * 0.030$	0.060	$(\sqrt{2})^1 * 0.030$	0.024
$\Delta f_{P,T}$		-		-
$\sqrt{\Sigma^2}$		0.11		0.062
f_{fwm2}	195275.435	0.168		

4.5. Discusión

En este capítulo se ha demostrado la posibilidad de generar nuevas frecuencias de referencia partiendo de las referencias del acetileno, $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, usando mezcla de cuatro ondas. Para demostrar esta posibilidad se han diseñado tres métodos similares en su concepción y diferentes en su implementación y resultados. Todos ellos requieren del uso de una célula de referencia conocida y estudiada.

Los tres métodos usan el método de estabilización de la frecuencia de salida de dos líneas láser de sendos diodos sintonizables en la célula de referencia descrito en la sección 3.1, del capítulo 3. Las frecuencias estabilizadas de estos láseres se tratan de diferente manera en los tres métodos presentados:

Método a.- En el método presentado en la sección 4.2, las dos frecuencias estabilizadas se hacen interaccionar en una fibra óptica de longitud de onda de dispersión nula próxima a una de las longitudes de onda estabilizadas. La interacción no lineal a través de la mezcla de cuatro ondas degenerada produce dos nuevas frecuencias a longitudes de onda conocidas. Para obtener señales de mezcla de más potencia se introduce en el sistema un amplificador Raman construido sobre la propia fibra en la que se genera la mezcla de cuatro ondas. Este sistema propuesto es efectivo en las longitudes de onda en las que se dispone de fibras con longitud de onda de dispersión nula y alta no linealidad, como es el caso de las fibras de dispersión desplazada. El método depende de forma significativa de la pendiente de dispersión de la fibra. Este método puede aplicarse a referencias centradas en otras células de absorción como las de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ y HCN, ya que sus líneas de absorción están bien definidas en la región espectral de 1550 nm dónde se dispone de una gran número de fibras ópticas con dispersión nula, y láseres de bombeo y amplificadores de Er disponibles para la generación de potencia útil para la mezcla de cuatro ondas.

Este método presenta inconvenientes en las longitudes de onda bajas (< 1514 nm), dónde es más difícil hacer coincidir las absorciones de referencia con las longitudes de onda de dispersión nula de las fibras de comunicaciones. Existen fibras comerciales con λ_0 en la región de 1500 nm (fibra LEAF de Corning, por ejemplo), pero que presentan poca no linealidad al haberse fabricado con gran área efectiva ($80 \mu\text{m}^2$) para eliminar las no linealidades en las comunicaciones de DWDM.

En la región de 1310 nm este método puede aplicarse para expandir las referencias del CH_4 , ya que existen numerosas fibras de λ_0 en esta zona del espectro, sin embargo las no linealidades de estas fibras en esta región son menores y no se dispone de forma sencilla de amplificadores ópticos ni de láseres de bombeo Raman para esta región espectral.

Método b.- Este método intenta solventar la dificultad de tener fibras de dispersión adecuada en la región de interés, por lo que aprovecha un medio no lineal diferente a la fibra óptica para la generación de mezcla de cuatro ondas: los amplificadores ópticos de semiconductor (SOA). Actualmente se dispone de este tipo de amplificadores en las regiones de 900 nm, 980 nm, 1050 nm, 1310 nm y 1550 nm con anchuras de ganancia entre 50 y 150 nm, dependiendo del fabricante y la región espectral.

En el caso estudiado en la sección 4.3, (1550 nm), se ha demostrado que el SOA es un medio efectivo para producir conversión de frecuencias por mezcla de cuatro ondas. Hemos comprobado que el método de FWM con referencias en la célula de acetileno aplicado directamente sobre el SOA, es más efectivo para la región de longitudes de onda cortas que el desarrollado en el **Método a.**, obteniendo similares resultados para la región de altas longitudes de onda.

La ventaja de este método es la compacidad del sistema y la facilidad de realizar la mezcla. Otros dispositivos ópticos con alta no linealidad pueden ser aprovechados para la generación de frecuencias de referencia usando el esquema de este método. Algunos de ellos pueden ser los nanohilos y guías nanométricas de Si.

La alternativa de generar frecuencias de referencia mediante FWM a partir de una de las frecuencias iniciales y la mezcla, ambas estabilizadas en el espectro de absorción del acetileno (método mostrado en la figura 4.18(b)) es de difícil aplicación en las regiones espectrales en las que no se disponga de filtros sintonizables o redes de Bragg sintonizables, restringiéndolo a la región de 1500-1620 nm, donde se dispone de filtros sintonizables comerciales.

Método c.- En este método intentamos aprovechar las ventajas de los dos métodos anteriores, realizando una fuente basada en FWM estabilizada en fre-

cuencias de referencia, que emita varias frecuencias equiespaciadas y seleccionables entre las posibilidades de la célula de absorción de referencia.

El inconveniente mayor de este diseño es que al basarse en FWM, la anchura de las líneas obtenidas y la incertidumbre de la cascada de FWM que produce la fuente multilongitud de onda es mayor a medida que nos separamos de las frecuencias iniciales de referencia. Otro inconveniente severo son las limitaciones que el efecto Brillouin y la dispersión cromática de la fibra ejerce sobre la generación de un peine de frecuencias.

Este sistema puede, sin embargo aplicarse a cualquier región espectral donde se disponga de referencias, amplificadores y fibra con longitud de onda de dispersión nula localizada en la zona.

4.6. Summary

In this chapter we have demonstrated the possibility to generate new frequency references based on four-wave mixing process and using the absorption lines of the acetylene, $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$, as our reference. In order to synthesize the reference, we have designed three methods, conceptually similar but different in their implementation and results. The common device between them is the gas absorption reference cell.

The three methods have been implemented using the frequency stabilization of two tunable diode laser in the absorption cell following the method showed in section 3.1 belongs to chapter 3. These methods are designed as follows:

Method a.- *This method is shown in section 4.2. In this method, two stabilized frequencies interact inside an optical fiber which zero-dispersion wavelength is placed close to one of the stabilized laser frequency. Due to the FWM produced inside the fiber, two new frequencies are generated at well-known wavelengths. We introduced a Raman amplification through a Raman Fiber Laser in the fiber in order to enhanced the power of the new optical frequencies generated. The proposed method is valid in the region in which our optical fibers have their zero dispersion wavelengths and presents high non-linearity. This means that this method is useful if we employ dispersion-shifted optical fibers in the design. The results obtained depends significantly with the dispersion slope of the fiber. This method can be used with other reference material such as $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ y HCN, covering the region of 1550 nm, since we can find so many optical fibers with zero-dispersion wavelength, pump lasers and Er amplifiers useful in this spectral region.*

This method presents some problems at lower wavelengths region (< 1514 nm). At these wavelengths it is more difficult to find reference materials with their absorption lines close to the zero-dispersion wavelength of the optical fibers. There are some commercially fibers which λ_0 are placed inside the 1550 nm region (for example the optical fiber LEAF from Corning), but their large effective area ($80 \mu\text{m}^2$) don't allow an efficient generation of non-linear effects.

Due to the amount of fiber with zero-dispersion in the region of 1310 nm, this method can be used to expand the reference frequencies given by the

absorption lines of the CH_4 . The drawback of this method is that the non-linear processes generated inside these fibers are poor. Moreover, we can not easily find optical amplifiers and Raman pump laser to enhanced the mixing power in this spectral region.

Method b.- This method uses a semiconductor optical amplifier (SOA) as generation media. The use of this device can greatly enhance the efficiency of the generation, since the phase matching condition is not as relevant for the FWM generation as in the optical fiber case. Of course, this statement is valid basically for low-moderate power pump. Nowadays, we can find SOAs with their gain curve centered in the regions of 900 nm, 980 nm, 1050 nm, 1310 nm y 1550 nm.

The results obtained with the method showed in section 4.3, (1550 nm), are similar than the results obtained by the **Method a.** at higher wavelength. In the case of lower wavelengths, **Method b.** is more effective since as we have indicated above, the phase matching condition is less restrictive for the FWM generation inside the SOA.

The advantage of this method is the compacticity of the system and the facility of the mixing generation. Other high non-linear devices suitable to be used as generation media in this system are nanowires or Si nanometric guides.

Method c.- The method described in section 4.4 is consequence of the main advantages obtained by the two previous method. In this method, a multiwavelength source based on FWM stabilized in a frequency references is obtained. The equispaced frequencies can be tunable under the conditions given by the gas absorption cell used as a reference.

The main problem of this method is the increase of the linewidth and therefore the increase of uncertainty as the FWM product generation takes place further from the initial frequencies. There are other two drawbacks that reduce the number of frequencies generated by this system: the linewidth of the lines emitted by our lasers is very narrow (150 kHz bandwidth). This contributes to generate a strong backward stimulated Brillouin scattering signal that subtracts energy of the comb lines, thus reducing the FWM generation. The other limitation is due to the influence of the chromatic dispersion that

reduces the efficiency of the FWM product generation far from the zero-dispersion wavelength of the fiber.

However this system can be efficiently employed in any region where references, amplifiers and fibers with a suitable zero-dispersion wavelength are available.

Capítulo 5

Conclusiones y futuros desarrollos

5.1. Conclusiones

Las conclusiones más significativas del presente trabajo de tesis doctoral son:

1. Se ha realizado un estudio completo de los diferentes métodos y fuentes de frecuencia de referencia usadas en la calibración de medidores de longitud de onda y analizadores de espectros ópticos para comunicaciones.
2. Se han presentado las bases de los efectos no lineales en fibras ópticas monomodo que se han utilizado en la generación de frecuencias de referencia en la presente tesis. Se ha prestado una especial atención a la generación de frecuencias por mezcla de cuatro ondas.
3. Se han estudiado tres células de absorción de gases para la estabilización de láseres.
 - 3.1. La célula de absorción de acetileno ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$), diseñada y calibrada en el NIST (USA), presenta unas excelentes cualidades para la estabilización de frecuencias láser, consiguiéndose con ella incertidumbres inferiores a 36 MHz, en la región espectral de 1511 a 1542 nm.
 - 3.2. La esfera integradora a presión atmosférica puede servir como referencia para la estabilización de láseres en las longitudes de onda de 1350 a 1430 nm, sin embargo la incertidumbre obtenida con ésta es alta debido a que no controla las condiciones de medioambientales.

- 3.3. Con la célula de absorción de metano de medio metro de longitud, y camino de interacción de 7 m diseñada se obtienen referencias en las longitudes de onda de 1314 a 1340 nm similares a las obtenidas con el acetileno.
4. Se ha estudiado, en colaboración con el Dansk Fundamental Metrologi A/S(DFM), una célula de referencia basada en una fibra de núcleo hueco llena de metano a presión de 15 mbar. Los resultados obtenidos son completamente comparables a los obtenidos en la célula de absorción en aire. Este tipo de diseño de célula de absorción presenta unas cualidades excepcionales para ser usada como referencia en equipos de medida de campo y vuelo, si bien se debe investigar más en la tecnología de cerrado de la célula y en la disminución de las pérdidas, en la luz guiada.
5. Se han desarrollado tres métodos de generación de nuevas frecuencias de referencia basados en efectos no lineales en fibras y en amplificadores ópticos de semiconductor, que se han estudiado usando las referencias realizadas sobre el acetileno.
 - 5.1. La mezcla de cuatro ondas sobre fibra de comunicaciones auxiliada con amplificación Raman es efectiva para longitudes de onda por encima de las absorciones del acetileno, sin embargo depende significativamente de la disponibilidad de fibra de longitud de onda de dispersión nula adecuada.
 - 5.2. La mezcla de cuatro ondas sobre amplificadores ópticos de semiconductor es efectiva para la extensión de las referencias a todas las frecuencias adyacentes a las absorciones de referencia. Con este sistema se ha extendido las referencias del acetileno a longitudes de onda entre 1462 nm y 1602 nm.
 - 5.3. La realización de un peine de frecuencias usando el efecto combinado de mezcla de cuatro ondas en amplificadores ópticos de semiconductor y FWM en fibras de dispersión desplazada asistida con amplificación Raman, permite la generación de una fuente multilongitud de onda de frecuencias equiespaciadas, conocidas y controladas, pero con una sustancial degradación de la incertidumbre de las mismas según nos separamos de las frecuencias iniciales de referencia.

- 6 Con los desarrollos obtenidos se ha calibrado nuestro medidor de longitud de onda de referencia en las longitudes de onda entre 1310 y 1600 nm con incertidumbre inferior a ± 1.5 pm.

5.2. Aportaciones originales

Enumeramos brevemente las aportaciones originales de esta tesis que podemos resumir en los siguientes puntos:

- Se ha demostrado que se pueden generar frecuencias de referencia usando láseres estabilizados en células de absorción y mezcla de cuatro ondas asistida con amplificación Raman en fibras ópticas de dispersión adecuada.
- Se ha demostrado la utilidad de los amplificadores de semiconductor para la generación de frecuencias de referencia por FWM.
- Se ha demostrado la viabilidad de hacer células de absorción sobre fibras de núcleo hueco llenadas con metano como referencia de calibración en la región de 1300 nm, consiguiéndose resultados similares a las células en aire.

5.3. Futuros desarrollos y líneas abiertas

Como resultado del desarrollo de la presente tesis doctoral la escala de longitudes de onda de referencia para la calibración de analizadores de espectro óptico y medidores de longitud de onda para comunicaciones que se mantiene en el Departamento de Metrología del Instituto de Física Aplicada del CSIC se resume en la tabla 5.1.

Tabla 5.1: *Tabla resumen de la escala de longitud de onda obtenida en los desarrollos realizados en la presente tesis.*

Región espectral (nm)	Región espectral (GHz)	Referencia	Trazabilidad	Incertidumbre (GHz)	Incertidumbre (pm)	Incertidumbre relativa
632,99	473612,51	Láser estabilizado de He-Ne	CEM	0,004	0,005	7,39E-09
1511,12-1542,25	198390-194386	Célula de absorción de $^{12}\text{C}_{12}\text{H}_2$	NIST	0,018	0,144	9,19E-08
1511,12-1542,25	198390-194386	Láseres estabilizados de $^{12}\text{C}_{12}\text{H}_2$	Esta tesis	0,036	0,288	1,84E-07
1542,25-1574,03	194386-190461	FWM sobre SOA	Esta tesis	0,060	0,481	3,10E-07
1480,39-1511,12	202509-198390	FWM sobre SOA	Esta tesis	0,060	0,450	3,00E-07
1574.03-1602	190461-187136	2 ^a FWM sobre SOA	Esta tesis	0,100	0,854	5,34E-07
1462-1480,39	205056-202509	2 ^a FWM sobre SOA	Esta tesis	0,100	0,751	4,94E-07
1350-1437	222068-208623	Absorciones de vapor de agua	Esta tesis	0.500	3.269	2.335E-06
1316-1345	227805-222894	Absorciones en CH_4 (15 mbar)	Esta tesis	0,080	0,472	3,76E-07

Trabajando con los supuestos realizados en esta tesis (células de absorción de gases y efectos no lineales, para la obtención de patrones de moderada incertidumbre $1e^{-7}$) el trabajo se debe enfocar de la siguiente manera:

- Estudio de células de absorción de metano en la región de 1650 a 1670 nm, con el fin de cubrir la región espectral de altas longitudes de onda.
- Doblado de las emisiones de referencia de la región de 1530 a 1560 nm fijadas en acetileno con ^{12}C y acetileno ^{13}C en cristales no lineales, para la generación de frecuencias de referencia en la región espectral de 765 a 780 nm, para estabilizar láseres monomodo en esta región por batido de frecuencias. Se ha realizado las primeras pruebas en el laboratorio usando amplificadores de Er para amplificar la potencia de las frecuencias de referencia hasta niveles de 250 mW en fibra y se han obtenido potencias de doblado a 750 nm del orden de pW. Estos resultados avalan posibilidad de realizar estas referencias.
- Generación frecuencias de referencia en la región de 1266 nm. Para ello se debe amplificar el láser sintonizado a 1266 nm mediante Raman en fibra óptica para la salida doblarla en un cristal no lineal y batirla con el He-Ne de referencia.
- Estudio y búsqueda de referencias en la región de $1\ \mu\text{m}$ en absorciones de gases. Un candidato interesante es las líneas de absorción de vapor de agua. El problema fundamental es la ausencia de láseres sintonizables, en esta región espectral para estabilizar a estas absorciones.

Una solución alternativa y más ambiciosa es trabajar en colaboración con el CEM para la realización de una escala de frecuencias ópticas desarrolladas desde frecuencias de microondas (Rb y Cs de referencia) en una primera etapa, y absorciones atómicas ultraprecisas (Hg, Sr, Yb, ...) y peines de frecuencia, generados con láseres de femtosegundos en fibra óptica. Esta línea de proyecto se está elaborando en este momento entre el CEM, el ROA y el IFA, y está pendiente de aprobación. Para ello el DM del IFA adquirirá un femtocomb láser y se pretende su comparación con otro de referencia en el CEM; pero esto es otra historia...

5.4. Conclusions

The most relevant conclusions from this work are summarized in the next points:

1. *We have developed a thorough study of the different methods to generate reference frequencies for the calibration of wavelength meters and optical spectrum analyzers used for the characterization of optical communication systems.*
2. *We have developed a review of the nonlinear effects in single-mode optical fibers (namely four-wave mixing) that have been used to generate new reference frequencies from existing ones.*
3. *We have tested three different gas cells for laser stabilization:*
 - 3.1. *The acetylene absorption cell, designed and calibrated at NIST, which presents excellent characteristics for the stabilization of laser lines, achieving uncertainties below 36 MHz, in the spectral region between 1511 and 1542 nm.*
 - 3.2. *The integrating sphere radiometer at atmospheric pressure can be used as a reference for the stabilization of lasers in the region from 1350 nm to 1450 nm, however in this case the uncertainty achieved is high because there is no precise control of the atmospheric pressure and the ambient conditions.*
 - 3.3. *The methane absorption cell, with a length of half a meter and a 7 m total interaction length, which can be used in the wavelength range between 1314 nm and 1340 nm, with which we could achieve uncertainties comparable to those obtained using the acetylene cell.*
4. *In collaboration with the Danish Fundamental Technology Ltd (DFM), we have studied the possibility of developing a reference cell based on a hollow fiber filled with methane at a pressure of 15 mbar. The results obtained are completely comparable with those obtained in the methane absorption cell used in our laboratory in Madrid, showing the excellent characteristics of this cell for the development of references in field instruments. Nevertheless, the sealing technology has still to be investigated, and the losses have to be optimized to make this technology really useful.*

5. *We have developed three methods for the generation of new reference frequencies from existing ones based on the process of four-wave mixing in fibers and in semiconductor optical amplifiers. In both cases, the original references were linked to the acetylene reference lines in the spectral region of 1550 nm.*
 - 5.1. *Four-wave mixing in fibers assisted by Raman is effective for longer wavelengths than those of the absorption lines of acetylene, and depends significantly on the availability of fibers with a suitable value of zero-dispersion wavelength.*
 - 5.2. *Four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers is suitable for the extension of the references to all the frequencies that lie close to the absorption lines of the cell used, both in the longer wavelength part and in the shorter wavelength part. With this system we have achieved reference frequencies in the wavelength range between 1462 and 1602 with essentially the same uncertainty achieved for the direct stabilization of the lasers to the acetylene cell.*
 - 5.3. *A reference frequency comb using the combined effect of four-wave mixing in SOAs and Raman-assisted cascaded four-wave mixing in optical fibers allows to generate a multiwavelength source of equally spaced frequencies, well-known and controlled, but with a substantial degradation of the uncertainty of the frequencies as they separate from the initial ones.*
- 6 *With the results obtained, we have calibrated our reference wavelength meter in the wavelength range between 1310 nm and 1600 nm with an uncertainty of ± 1.5 pm.*

5.4.1. Original contributions

We briefly enumerate the original contributions of this thesis in the next points:

- *We have demonstrated that new reference frequencies can be obtained using two lasers stabilized in well-known absorption lines and the process of Raman-assisted four-wave mixing in fibers with the adequate dispersion.*

- *We have extended and significantly improved the previous method by using semiconductor optical amplifiers instead of fibers.*
- *We have demonstrated the possibility of using hollow fibers filled with methane for the development of reference gas cells in the spectral region of 1300 nm, achieving similar results to those achieved in conventional laboratory test cells.*

5.4.2. Future developments and open lines

As a result of this thesis, the reference wavelength scale maintained in the Department of Metrology of the Applied Physics Institute of the CSIC for the calibration of optical spectrum analyzers and wavelength meters for optical communications can be summarized as shown in table 5.2.

Tabla 5.2: Summary of the wavelength reference scale obtained in this thesis.

Spectral region (nm)	Spectral region (GHz)	Reference	Traceability	Uncertainty (GHz)	Uncertainty (pm)	Relative uncertainty
632,99	473612,51	He-Ne stabilized laser	CEM	0,004	0,005	7,39E-09
1511,12-1542,25	198390-194386	Acetylene absorption cell	NIST	0,018	0,144	9,19E-08
1511,12-1542,25	198390-194386	Stabilized laser de $^{12}\text{C}_{12}\text{H}_2$	This thesis	0,036	0,288	1,84E-07
1542,25-1574,03	194386-190461	FWM inside a SOA	This thesis	0,060	0,481	3,10E-07
1480,39-1511,12	202509-198390	FWM inside a SOA	This thesis	0,060	0,450	3,00E-07
1574.03-1602	190461-187136	2 ^a FWM using two SOAs	This thesis	0,100	0,854	5,34E-07
1462-1480,39	205056-202509	2 ^a FWM using two SOAs	This thesis	0,100	0,751	4,94E-07
1350-1437	222068-208623	Water vapour absorptions	This thesis	0.500	3.269	2.335E-06
1316-1345	227805-222894	Methane absorptions at (15 mbar)	This thesis	0,080	0,472	3,76E-07

Working under the restrictions of this thesis (gas cells and nonlinear effects for obtaining references of moderate uncertainty in the order of $1e^{-7}$), the next work to be done can be oriented as follows :

- *Study of methane absorption cells in the spectral region between 1650 and 1670 nm so as to cover the spectral region of longer wavelengths.*
- *Frequency doubling of the lines at 1530 and 1560 stabilized to acetylene with ^{12}C and acetylene with ^{13}C in a suitable nonlinear crystal, to obtain new references in the region between 765 and 780 nm, to stabilize lasers in this spectral region by frequency beating. Initial tests in our lab using Er amplifiers have raised the levels of the initial references to 250 mW in the 1550 nm spectral region, yielding picowatts of frequency-doubled power at 775 nm. This results show that this is a potentially useful way to achieve these new references.*
- *Generation of new reference lines in the spectral region of 1266 nm. To this end, we should amplify the tunable laser fixed at 1266 nm by Raman and use a frequency doubling crystal to beat it with our reference He-Ne laser.*
- *Study the possibility of obtaining new references in the spectral region of 1 μm . An interesting candidate is the water vapour absorption lines, but the fundamental problem to tackle this study is the lack of tunable lasers in this spectral region.*

An alternative and more ambitious solution could come by collaborating with the Spanish Center of Metrology (CEM) for the realization of an optical frequency scale. This scale may be developed from the microwave frequency scale (Rb and Cs references) in a first step, and the use of ultraprecise atomic frequencies and frequency combs in a second step. This project is being elaborated at this moment between the CEM, the IFA-CSIC and the ROA, and is now awaiting for approval.

Anexo A

Analizadores de espectros ópticos y medidores de longitud de onda

Para la medida del espectro óptico se emplea de forma habitual los analizadores de espectros ópticos (OSA-Optical Spectrum Analysis). El OSA proporciona una medida de la potencia de la señal en función de la longitud de onda (o frecuencia) de la fuente. A menudo es necesario un conocimiento más preciso de la frecuencia de emisión de la fuentes (sobre todo en el caso de las fuentes monomodo), en estos casos se hace uso los medidores de frecuencia óptica o medidores de longitud de onda que, de forma general nos informan con gran precisión de la frecuencia de emisión de la fuente.

El propósito de este apéndice es revisar el funcionamiento y los diferentes tipos de OSA y medidores de longitud de onda comúnmente usados en el análisis del espectro óptico en comunicaciones.

Descripción de un Analizador de Espectros Ópticos (OSA)

Los analizadores de espectros ópticos (OSA) consisten en esencia en un filtro paso banda sintonizable y un medidor de potencia. Mediante el filtro sintonizable se seleccionan las diferentes frecuencias ópticas (longitudes de onda) y con el medidor se evalúa la potencia de cada una de ellas. Típicamente los OSA usan

como filtro sintonizable una red de difracción que rota sobre su eje para seleccionar la zona del espectro a medir, no obstante se pueden construir analizadores con otros sistemas de filtrado de luz como veremos en la sección A.

1. Funcionamiento de un Analizador de Espectro Óptico

El análisis de espectro óptico es la medida de la potencia óptica en función de la longitud de onda (λ). En la figura A.1 se muestra el diagrama de bloques representativo del funcionamiento de un analizador de espectros óptico: la luz

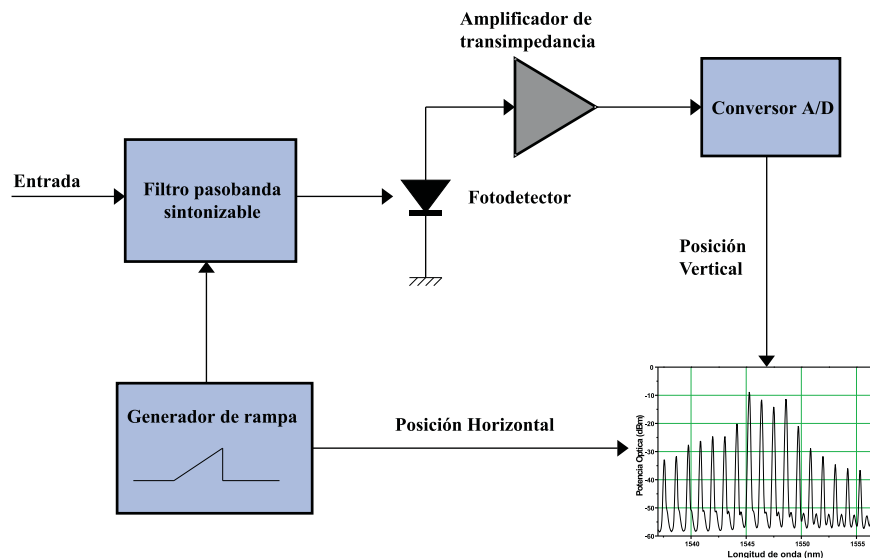


Figura A.1: Diagrama básico de un OSA

incidente en el analizador de espectros óptico pasa a través de un filtro óptico sintonizable en longitud de onda que separa cada una de sus componentes espectrales individuales. Un fotodetector convierte la señal óptica en una corriente eléctrica proporcional a la potencia óptica incidente. La corriente del fotodetector es convertida en tensión por un amplificador de transimpedancia para su posterior digitalización. Esta medida establece el eje vertical o eje de potencia. Un generador de rampa es el encargado de determinar la localización horizontal de la traza mientras realiza barridos de izquierda a derecha. Para ello, el generador sincroniza el filtro óptico de tal manera que la longitud de onda de resonancia sea proporcional a la posición horizontal. Cualquier proceso restante, como por

ejemplo la aplicación de factores de corrección, se realiza digitalmente.

El resultado final es la representación de la señal en la pantalla del OSA como un conjunto de datos en los que el eje horizontal representa las longitudes de onda y en el eje vertical las potencias relativas medidas para cada una de estas frecuencias ópticas, representadas generalmente en dBm.

Es importante indicar que la precisión en la medida de la anchura espectral de cada componente espectral de la luz incidente es función de la resolución espectral del filtro óptico sintonizable en longitud de onda. Por este motivo, la calidad del analizador vendrá determinada, entre otros, por los parámetros que caracterizan al filtro óptico paso-banda sintonizable como son: la resolución en longitud de onda, la sensibilidad, el intervalo de longitudes de onda y el margen dinámico. Otro parámetro importante en el rendimiento de un analizador de espectros óptico es la precisión del nivel de potencia. La figura A.2 representa gráficamente cada uno de estos parámetros.

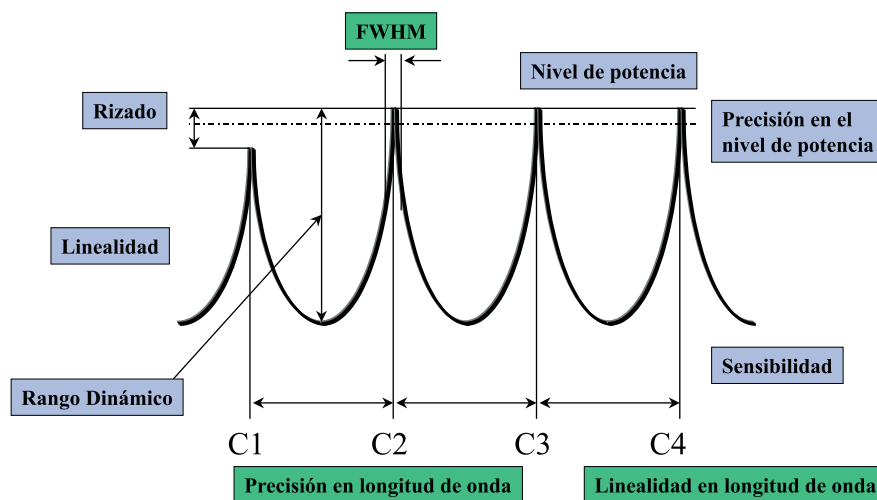


Figura A.2: *Parámetros que determinan la calidad de un analizador de espectro óptico.*

2. Tipos de analizadores de espectros ópticos

En general, los analizadores de espectro óptico se clasifican según la naturaleza del dispositivo empleado como filtro óptico sintonizable en los siguientes tipos:

1. Analizadores basados en estructuras interferométricas o analizadores interferométricos.
 - a) Interferómetro tipo Fabry-Perot
 - b) Interferómetro tipo Michelson
2. Analizadores basados en redes de difracción

Tanto el analizador basado en redes de difracción como el basado en el interferómetro de Fabry-Perot operan según el procedimiento descrito en el apartado anterior. En cambio, el analizador basado en el interferómetro de Michelson obtiene el espectro óptico mediante la transformada de Fourier de un patrón de interferencia.

2.1. Analizadores interferométricos

Un interferómetro es un dispositivo que permite hacer interferencias entre ondas. Los interferómetros ópticos se usan en múltiples aplicaciones como el análisis de superficies, la medida de la longitud de onda, la medida de índices de refracción o la medida de la velocidad de la luz en un medio.

2.1.1. Interferómetro tipo Fabry-Perot

Este tipo de interferómetro es un resonador óptico sintonizable que consiste en dos superficies altamente reflectantes (por encima del 99 %) planoparalelas enfrentadas entre sí. Entre estas dos superficies se forma una cavidad resonante constituida por un medio óptico de índice de refracción n y de una longitud determinada L llamada **etalón**. La configuración de este interferómetro, encargado de la selección de las componentes espectrales individuales, se muestra en la figura A.3. Cada superficie viene caracterizada por un coeficiente de reflexión r_i ($i=1,2$) y un coeficiente de transmisión t_i ($i=1,2$) de campo eléctrico. Cuando el campo eléctrico E_i incide sobre la primera superficie (superficie 1) parte de ella será reflejada ($r_1 E_i$) por la cavidad y parte la atravesará ($t_1 E_i$) transmitiéndose hacia la segunda superficie (superficie 2). El campo eléctrico que llega a la superficie 2 viene dado por $t_1 E_i^{-2\gamma L}$ donde γ es el coeficiente de propagación del medio que forma la cavidad y L la longitud de la misma. De ésta, parte sale

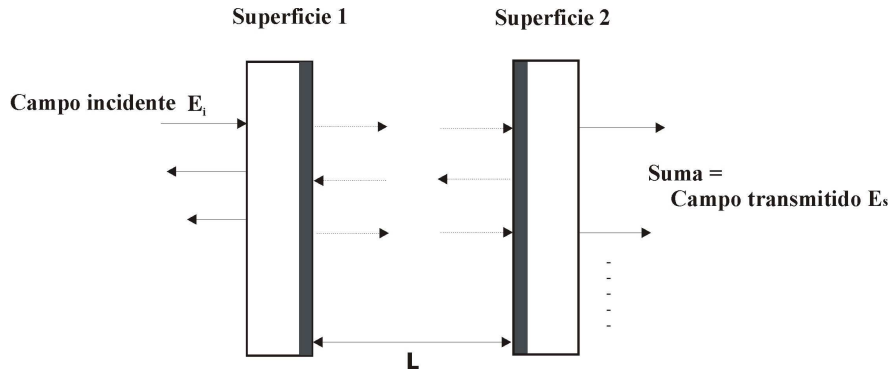


Figura A.3: Esquema básico de un interferómetro de Fabry-Perot

fuera del interferómetro atravesando la superficie 2, $t_1 t_2 E_i^{-2\gamma L}$ y parte se refleja, $t_1 r_2 E_i^{-2\gamma L}$ realimentándose y propagándose de nuevo a través del medio que ocupa la cavidad pero en sentido contrario hacia la superficie 1. Parte de ella sale de la cavidad, $t_1^2 r_2 E_i^{-2\gamma L}$ y parte, $t_1 r_2 r_1 E_i^{-2\gamma L}$, se realimenta en la cavidad volviéndose a propagar de izquierda a derecha, hasta llegar a la superficie 2, $t_1 r_2 r_1 E_i^{-3\gamma L}$, donde parte sale fuera, $t_1 r_2 r_1 t_2 E_i^{-3\gamma L}$ y parte, $t_1 r_2^2 r_1 E_i^{-3\gamma L}$ vuelve a realimentarse dentro de la cavidad [41]. Así el campo eléctrico sufre múltiples reflexiones dentro de la cavidad resonante. El valor del campo eléctrico total a la salida del interferómetro es la suma de todas las señales que han sido transmitidas por la superficie 2,

$$E_s = E_i t_1 t_2 e^{-\gamma L} [1 + r_1 r_2 e^{-2\gamma L} + (r_1 r_2 e^{-2\gamma L})^2 + \dots = \frac{t_1 t_2 e^{-\gamma L}}{1 - r_1 r_2 e^{-2\gamma L}}] \quad (\text{A.1})$$

La longitud de onda de las señales que han sufrido múltiples reflexiones y que interfieren de manera constructiva cumple la siguiente condición:

$$\lambda = \frac{2 \times n \times L \times \cos \theta}{N} \quad (\text{A.2})$$

donde N es un número entero, λ es la longitud de onda de la señal, n es el índice de refracción del material situado dentro de la cavidad, L la longitud de la cavidad y θ indica el grado de perpendicularidad entre los espejos y el plano de la onda incidente. Esta relación matemática es conocida como *condición de resonancia* y solo las señales cuya longitud de onda cumpla esta condición interferirán constructivamente dentro de la cavidad y serán transmitidas.

Puesto que hay una serie de longitudes de onda que pueden satisfacer esta

condición, el interferómetro Fabry-Perot actúa como un filtro periódico como se puede observar en la figura A.4 La distancia entre las sucesivas bandas pasantes es

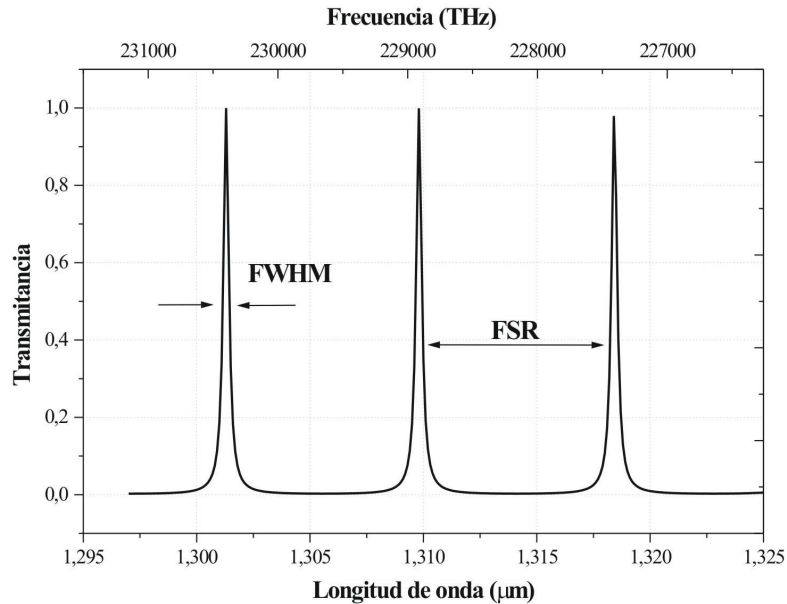


Figura A.4: Espectro de un interferómetro de Fabry-Perot

un intervalo de frecuencia constante que se conoce como rango espectral libre (*free spectral range, FSR*) del dispositivo (figura A.4). La sintonización del filtro en un FSR se realiza mediante el ajuste del espaciado entre las superficies reflectantes. De la ecuación A.2 podemos obtener:

$$FSR(\lambda) = \frac{\lambda^2 \cos \theta}{2nL} \quad (\text{A.3})$$

Dentro del FSR pueden situarse otras longitudes de onda y consecuentemente otros canales. El número máximo de canales, sin tener problemas de diafonía, en función del rango espectral libre se puede expresar como:

$$N = \frac{FSR}{\Delta\lambda} \quad (\text{A.4})$$

donde N es el número de canales y $\Delta\lambda$ es el ancho espectral de cada canal. Otros parámetros importantes en este tipo de filtros es el ancho de banda y la

finesse. El ancho de banda, B , de las curvas de resonancia se define normalmente como el ancho total a la mitad del máximo (FWHM, Full Width at Half Maximum), es decir, a 3 dB del máximo, independientemente del mínimo actual. Con esta definición, el ancho de banda es:

$$B(FWHM) = \frac{1-r}{\sqrt{r}} \frac{c}{2\pi nL} \quad [Hz] \quad (A.5)$$

Relacionando el ancho de banda con el rango espectral libre se obtiene la *finesse* F , que expresa la agudeza del filtro con relación al periodo de repetición:

$$F = \frac{FSR}{B} = \pi \frac{\sqrt{r}}{1-r} \quad [adimensional] \quad (A.6)$$

La resolución de los analizadores basados en este tipo de interferómetros depende del coeficiente de reflexión y transmisión de las superficies, de las características del etalón (índice de refracción y longitud) y del ángulo que forman el plano de la luz incidente con las superficies planoparalelas. La influencia de estos factores en el comportamiento del filtro puede verse en las figuras A.5, A.6, A.7 y A.8.

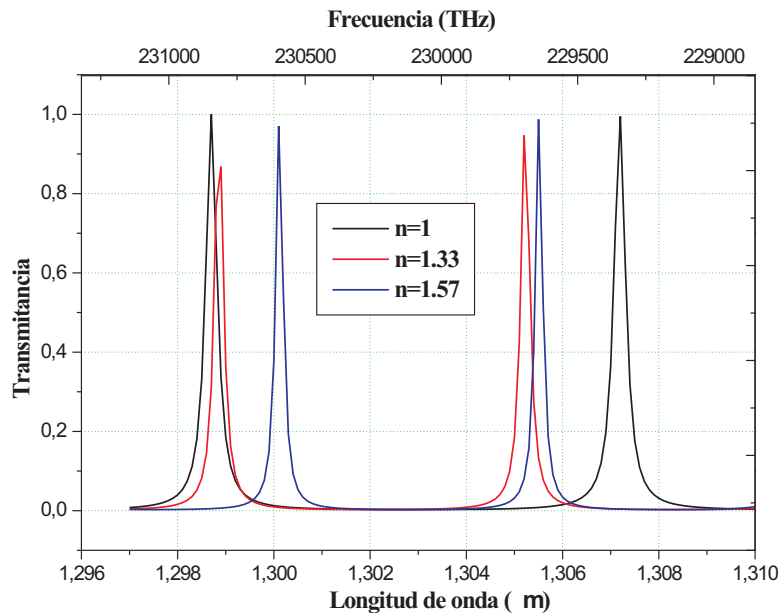


Figura A.5: Transmancia de una cavidad FP para cambios del índice de refracción.

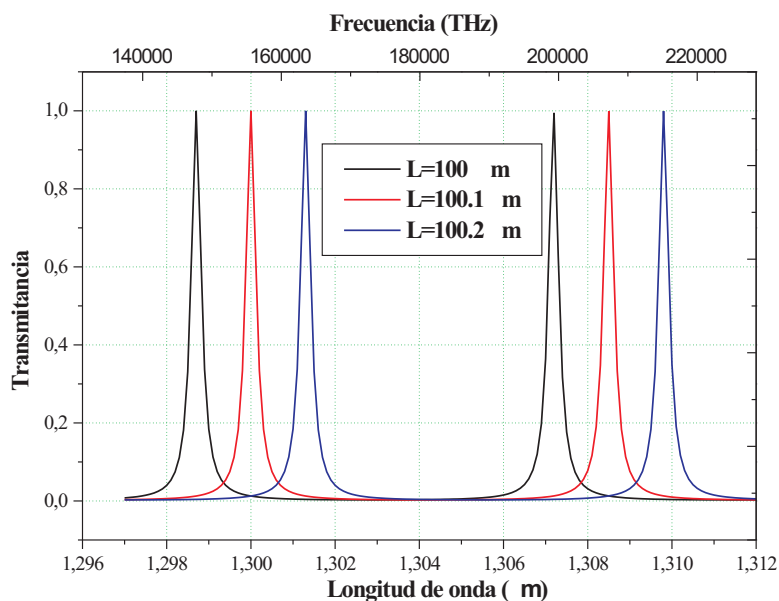


Figura A.6: Transmitancia de una cavidad FP para cambios de la longitud L del medio.

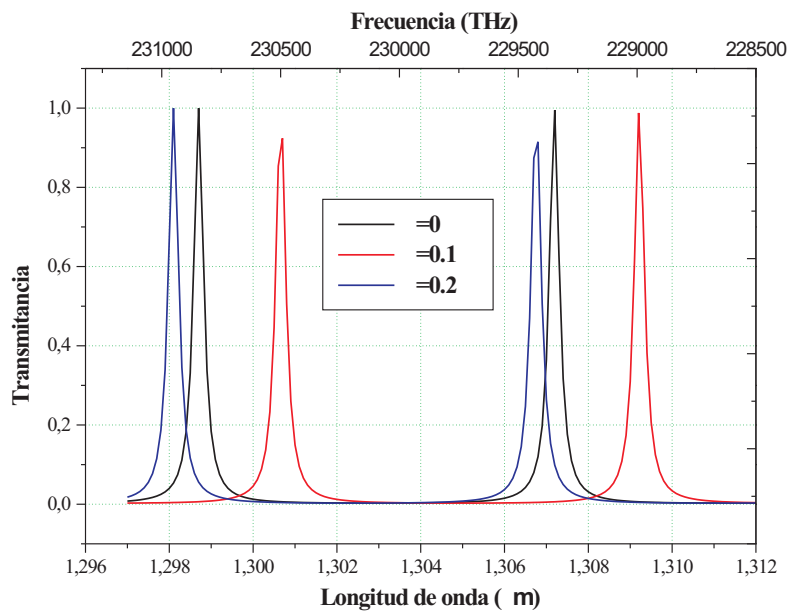


Figura A.7: Transmitancia de una cavidad FP para cambios del ángulo de incidencia de la luz.

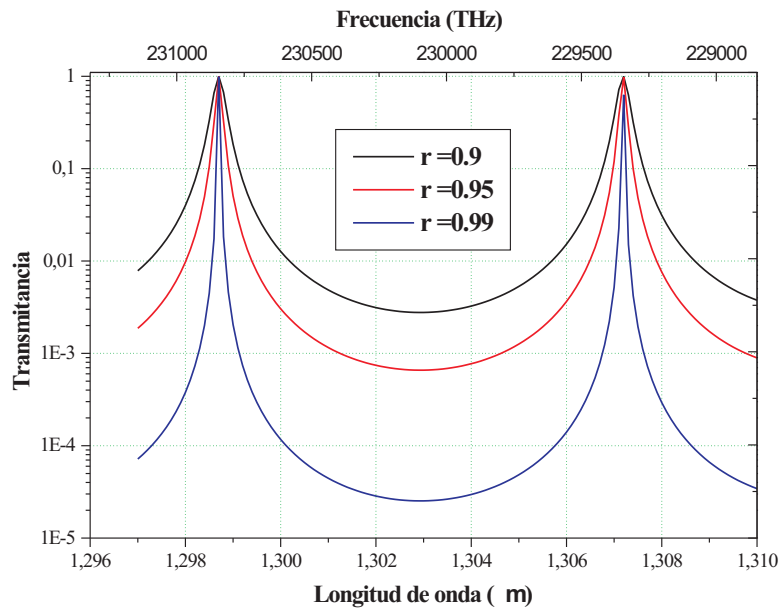


Figura A.8: Transmitancia de una cavidad FP para diferentes reflectancias.

Algunas de las ventajas que presenta este interferómetro residen en la sencillez de su implementación, en la simplicidad de su funcionamiento y en la robustez del sistema. Los OSAs basados en este tipo de interferómetro potencialmente, resuelven longitudes de onda más estrechas que las obtenidas por aquellos OSA basados en redes de difracción. Además presenta una gran capacidad de medida de OSNR asegurando la eficacia del sistema [1]. El problema que presentan se debe a que la separación entre los componentes de frecuencia separados en más del rango determinado por el FSR no se puede determinar, por lo que el rango de medida de los OSA de interferómetros Fabry-Perot está más limitado que en los OSA basados en redes de difracción. La resolución típica de este tipo de interferómetro se sitúa entre 100 MHz y 10 GHz (0.8 pm y 78 pm).

2.1.2. Interferómetro tipo Michelson

El principio de funcionamiento del interferómetro tipo Michelson se basa en la interferencia de dos frentes de onda idénticos que recorren caminos diferentes. La configuración del interferómetro se muestra en la figura A.9 y consiste en un divisor de haz o *beam splitter*, y dos espejos de reflectancia 100%, siendo uno

de ellos fijo y el otro móvil. La luz emergente de una fibra óptica se colima e incide

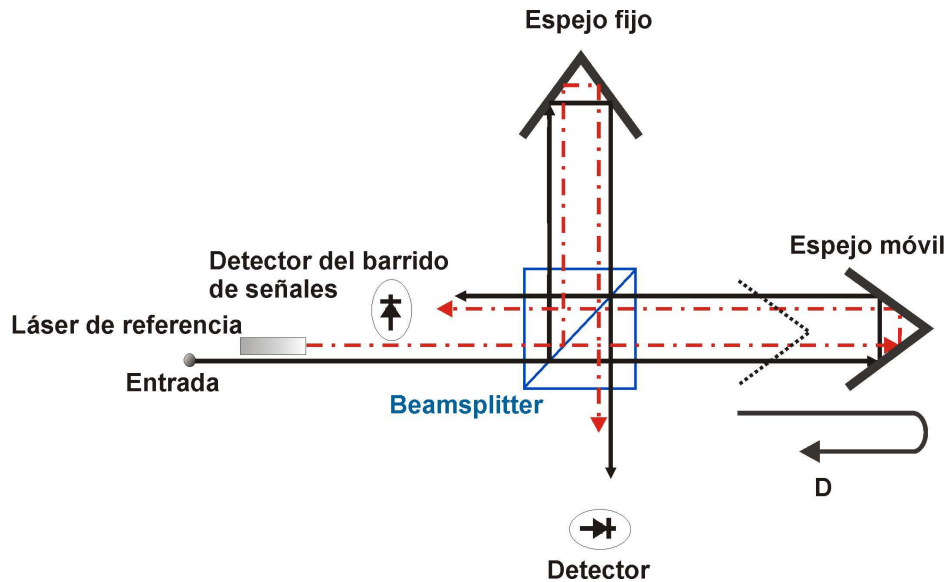


Figura A.9: *Interferómetro de Michelson*

directamente sobre la entrada del interferómetro. La señal de entrada se divide en dos por medio del *beamsplitter*. Ambas señales inciden sobre cada uno de los espejos por caminos perpendiculares entre sí. La luz es reflejada por los espejos y ambos haces se mezclan en el *beamsplitter* produciendo una interferencia que llega al detector. Este tipo de espejos se construyen como retrorreflectores de tal forma que reflejen la luz en un ángulo muy próximo al ángulo con el que la luz incidió sobre la superficie inicialmente. La interferencia será de naturaleza constructiva o destructiva dependiendo de la diferencia de camino óptico impuesta por la posición de los espejos. Cuando la distancia desde el separador de haz a cada uno de los espejos es igual, se obtiene una interferencia constructiva y la señal que llega al detector es máxima. Al moverse el espejo móvil, los dos haces que convergen en el separador de haz estarán fuera de fase y la señal que llega al detector decrece; cuando el espejo se ha movido hasta $1/4 \lambda$ los haces convergentes tienen un desfase de 180° , entonces la interferencia es destructiva y la señal que llega al detector es nula. El desplazamiento realizado por el espejo dará máximos en los pasos ópticos de $1/2 \lambda$ y ceros en los múltiplos impares de $1/4 \lambda$. La distancia recorrida por el espejo móvil, D , se llama diferencia de camino óptico, o *retardo*. Si el movimiento del espejo ocurre a una velocidad constante se produce una onda cosenoidal. El punto en el que la distancia entre el BS y el

espejo fijo es igual a la distancia entre el BS y el espejo móvil se llama **diferencia de trayecto cero** (ZPD).

La luz reflejada por los dos espejos que interfiere se combina sobre el detector. Para obtener interferencias eficientes, es necesario que la luz proveniente de cada uno de los brazos se superpongan en el espacio y tener la misma polarización. La forma de la corriente en el fotodetector será:

$$I(\Delta L) = 1 + \cos\left(\frac{2\pi\Delta L}{\lambda}\right) + \phi \quad (\text{A.7})$$

donde:

I es la corriente del detector.

ΔL es la diferencia en longitud entre los brazos del interferómetro.

λ es la longitud de onda de la luz monocromática incidente.

ϕ es la diferencia de fase residual del interferómetro en ZPD.

Si la diferencia de longitud (ΔL), es un múltiplo entero de la longitud de onda de la luz en el punto medio del interferómetro, la interferencia es constructiva.

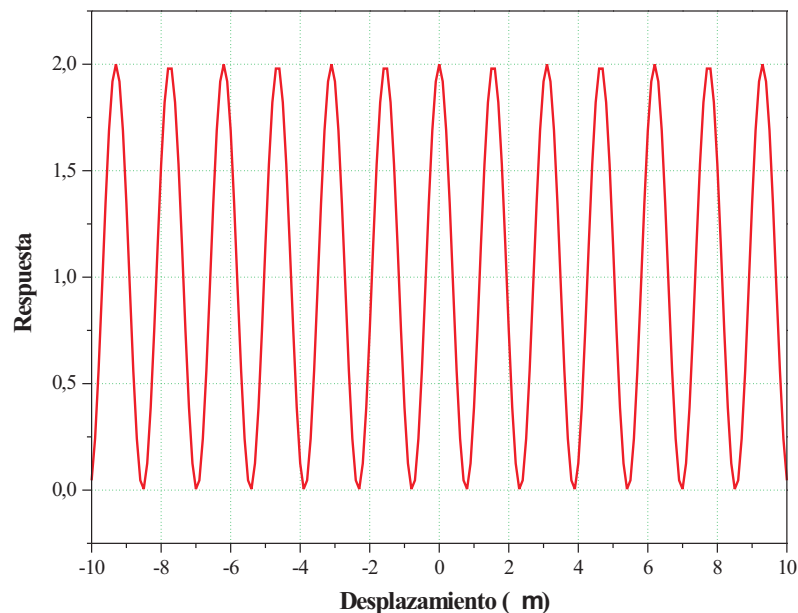


Figura A.10: Interferograma para un láser monocromático a 1550 nm.

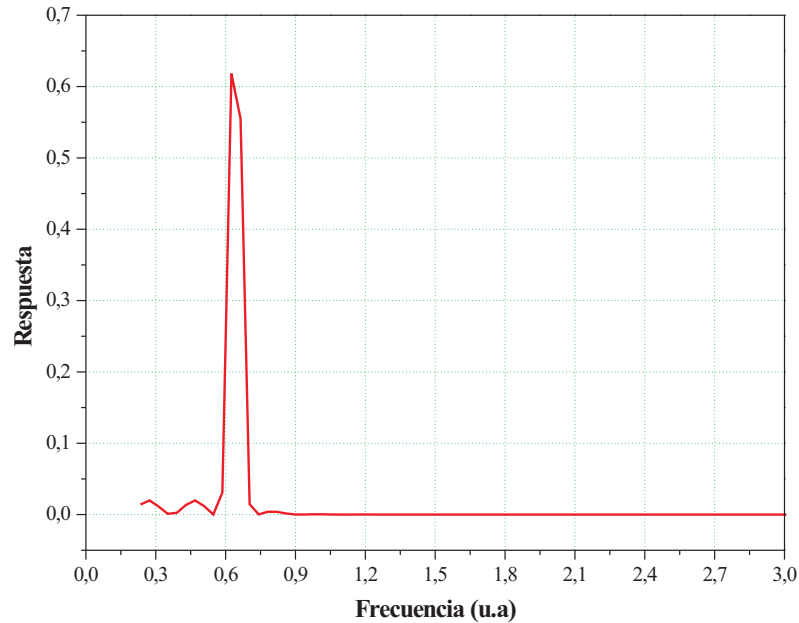


Figura A.11: Transformada de Fourier del interferograma de un láser monocromático a 1550 nm.

La figura A.10 muestra el interferograma de un láser monocromático a 1550 nm. En ella se puede observar las posiciones alternativas de luz y oscuridad. Esta forma de onda de la señal sintetizada se somete a la transformada de Fourier para obtener el espectro de potencia. La figura A.11 muestra la transformada de Fourier del interferograma mostrado en la figura A.10 centrada en una longitud de onda cualquiera.

En el caso de un LED a 1550 nm, la simulación del interferograma y la correspondiente transformada de Fourier tendrán una forma parecida a las de las figuras A.12 y A.13.

Para el caso de un LED de forma gaussiana, la corriente que recoge el fotodetector tiene la forma funcional:

$$I(\Delta L) = 1 + \exp\left[-\frac{\pi}{4\sqrt{2}}\left(\frac{4\Delta L\Delta\lambda}{\lambda^2 - \Delta\lambda^2}\right)^2\right] \cos\left(\frac{2\pi\Delta L}{\lambda}\right) \quad (\text{A.8})$$

en este caso $\Delta\lambda$ es el ancho del LED a mitad de altura.

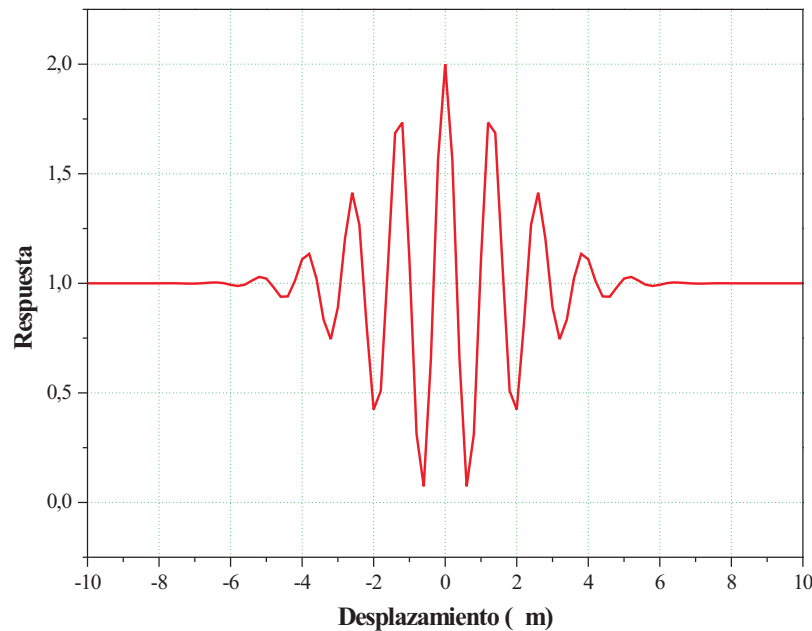


Figura A.12: *Interferograma de un LED centrado a 1550 nm*

Como se puede observar, con este sistema se puede medir de forma muy precisa la longitud de onda gracias a que se puede obtener una gran resolución haciendo más largo el brazo del interferómetro.

El interferograma de una señal puede ser estudiado desde dos puntos de vista: por un lado, conocida la longitud de onda de la fuente de entrada que produce el sistema de franjas interferenciales, puede determinarse el retardo entre ambos brazos o la diferencia de longitud física de ambos brazos. En este caso el interferómetro de Michelson es empleado en la determinación de medidas de longitudes físicas o por ejemplo en la medida de la dispersión cromática y dispersión del modo por polarización (PMD) de una fibra monomodo. Por otro lado, si la longitud de onda de la fuente que produce el sistema de franjas de interferencia es conocida, el número de franjas producidas por la diferencia de camino nos determina la longitud de onda de la luz incidente. De esta manera, el interferómetro de Michelson es considerado un **medidor de longitud de onda**.

La resolución del interferómetro de tipo Michelson viene determinada por la

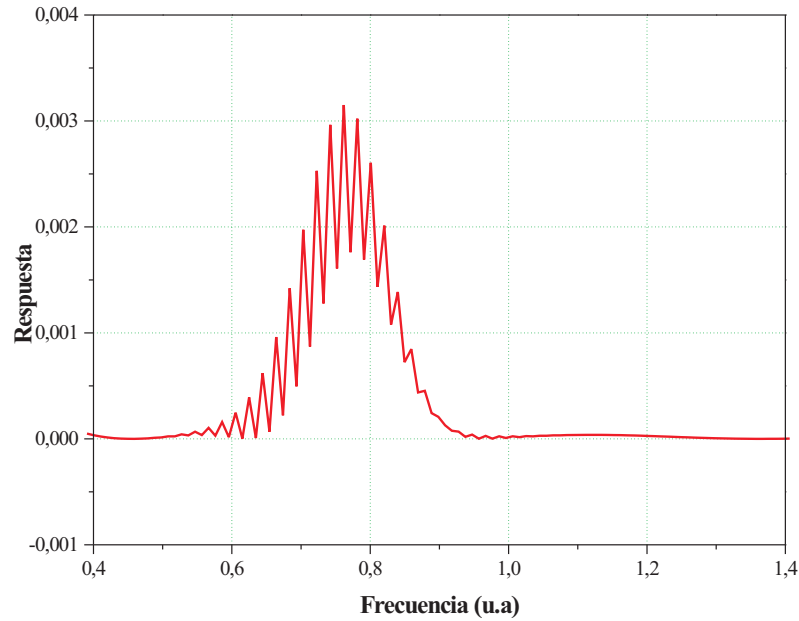


Figura A.13: Transformada de Fourier del interferograma de un LED a 1550 nm

ecuación A.9,

$$\text{Resolución de longitud de onda} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{D}{\lambda} \quad (\text{A.9})$$

donde D es la diferencia del camino óptico o retardo empleado para realizar el interferograma.

Los analizadores de espectros ópticos basado en este tipo de interferómetro presentan mayor precisión y resolución de longitud de onda que el resto de analizadores. Otra ventaja que presenta este sistema se puede ver en la figura A.9. Debido a que este sistema puede realizar muestreos con referencia a la longitud de onda dada por el láser de referencia He-Ne interno, las medidas pueden ser realizadas con gran precisión sin necesidad de calibrar el sistema en longitud de onda. En cambio, son extremadamente caros, su capacidad para medir OSNR es algo reducida y poseen un menor rango dinámico que los analizadores basados en redes de difracción debido al ruido shot que siempre está presente en el detector para extensas señales de entrada [51]. Por otro lado este tipo de analizadores presentan problemas de medida cuando se trabaja con sistemas multilongitud de onda.

Medida de la longitud de onda con respecto a una longitud de onda patrón

En un interferómetro Michelson operando como medidor de longitud de onda, se compara una longitud de onda con respecto a otra conocida. Cuando el espejo se mueve una longitud, las franjas de interferencia pueden contarse para ambas λ , entonces la longitud de onda desconocida puede obtenerse usando la expresión:

$$\lambda_{\mu} = \frac{N_r}{N_{\mu}} \frac{n_{\mu}}{n_r} \lambda_r \quad (\text{A.10})$$

donde:

λ_r la longitud de onda de referencia.

N_r el número de franjas de interferencia para la λ_r .

N_{μ} un número de franjas de interferencia para la λ desconocida.

n_r el índice de refracción de la λ_r .

n_{μ} el índice de refracción de la λ desconocida.

Para usar esta expresión se necesita una medida del índice de refracción del medio en el que se encuentre el interferómetro (normalmente aire).

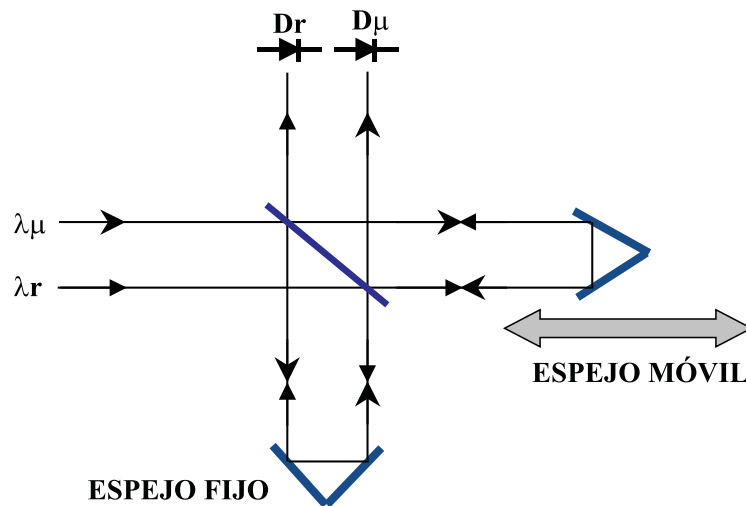


Figura A.14: Michelson como medidor de longitud de onda

Habitualmente, en un Michelson como medidor de longitud de onda, se utiliza un láser de He-Ne (632.991 nm) como longitud de onda de referencia.

Cuando se utiliza un Michelson con un láser de referencia como medidor de

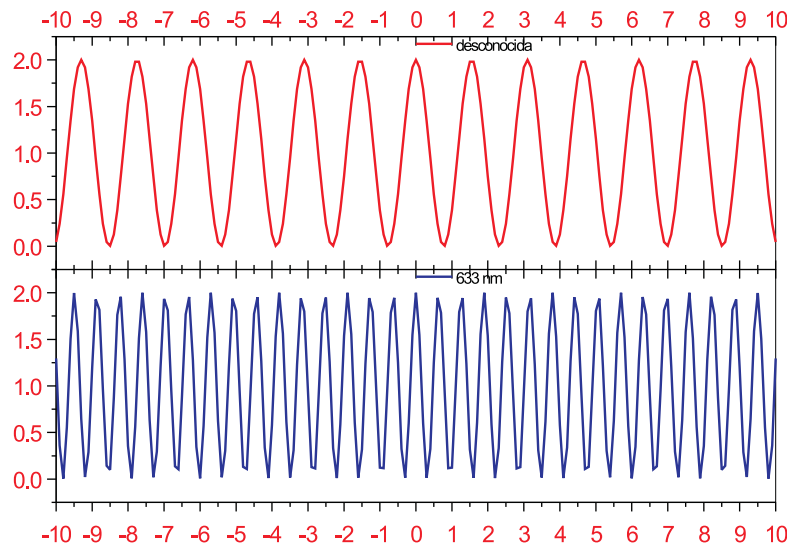


Figura A.15: Interferogramas de una señal desconocida y un láser He-Ne a 633 nm

longitud de onda, la precisión del sistema está limitada por las siguientes condiciones:

- Ambos láseres deben recorrer el mismo camino pero en direcciones opuestas. Es decir el alineamiento es crítico.
- La incertidumbre está limitada por el conocimiento de la frecuencia del láser de referencia. Su estabilidad y coherencia son pues muy importantes.
- La relación de índices de refracción entre las longitudes de onda del láser de referencia y del que se mide debe conocerse muy bien. No es necesario el conocimiento del índice de refracción absoluto pero sí su relación, en este caso el conocimiento de la dispersión del medio es crítico.

La figura A.14 muestra la configuración de un Michelson, usando una longitud de onda como referencia y la figura A.15 la simulación del interferograma comparativo obtenido entre ambas longitudes de onda.

Cuando a un interferómetro Michelson le introducimos varias longitudes de onda, el interferograma registrado tendrá la forma de la figura A.16.

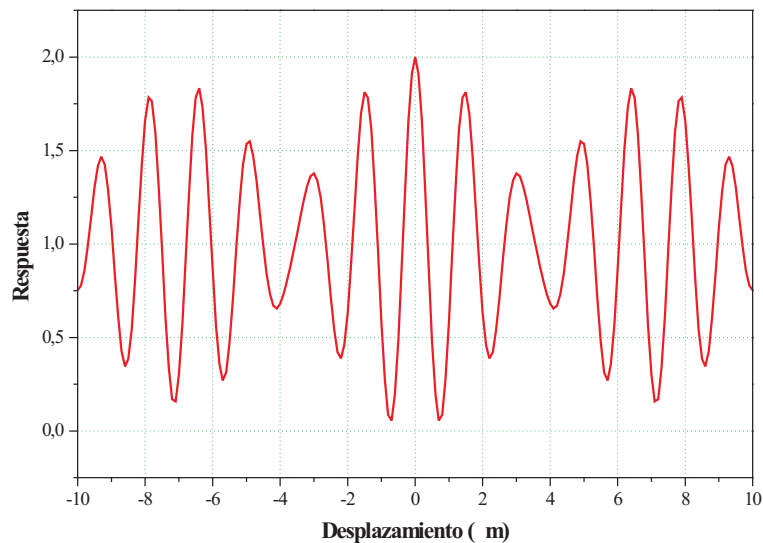


Figura A.16: Interferograma de la mezcla de tres señales monocromáticas desconocidas.

Este interferograma, simulado, no muestra periodos regulares y parte del mismo puede tener potencias bajas. En este caso los contadores de franjas pueden tener problemas para calcular la λ de forma precisa, si bien se puede obtener el espectro de la fuente mediante la transformada de Fourier como se muestra en la figura A.17.

A partir de la transformada de Fourier y conociendo la situación exacta de la señal de referencia ya que se conoce la longitud de onda (frecuencia) de la misma, se puede calcular la diferencia en frecuencia de las señales desconocidas respecto de la de referencia, y podremos obtener las frecuencias de las señales desconocidas. Un ejemplo de esta situación se muestra en la figura A.18, donde las señales desconocidas de la figura A.17 se representan ahora relacionadas con la señal de referencia del He-Ne.

Para resolver la transformada de Fourier el muestreo del interferograma debe realizarse a intervalos regulares. La distancia entre las muestras del interferograma controla la máxima frecuencia espacial que se puede obtener. Usando el teorema de Nyquist, la máxima frecuencia espacial que se puede medir sin solapamiento es:

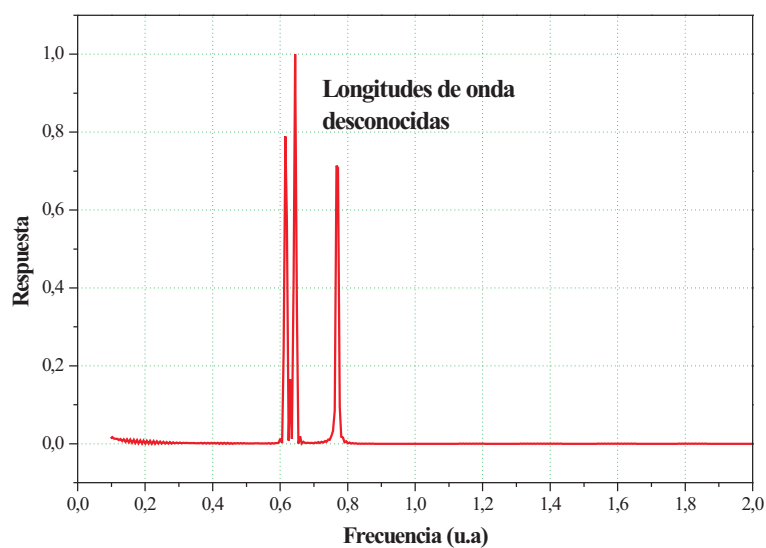


Figura A.17: Transformada de Fourier del interferograma de tres señales desconocidas.

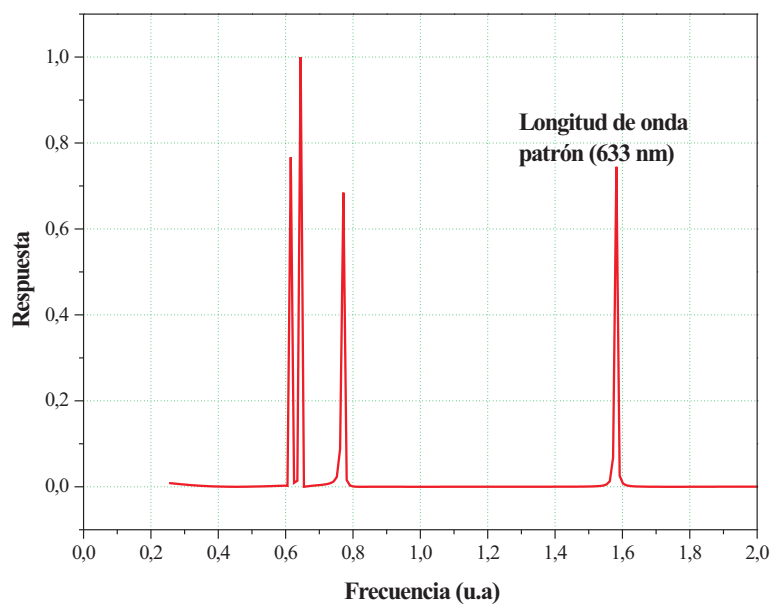


Figura A.18: Transformada de Fourier del interferograma de tres señales desconocidas y una de referencia.

$$\sigma_{max} = \frac{1}{2\sigma_{i,i+1}} \quad (m) \quad (\text{A.11})$$

donde $\sigma_{i,i+1}$ es la separación entre muestras.

La frecuencia espacial se llama número de onda y su frecuencia temporal se obtiene multiplicándola por la velocidad de la luz en el medio. Al operar con la transformada discreta de Fourier, la separación en frecuencia en los datos está dada por:

$$\sigma_{sep} = \frac{1}{\sigma_{tot}} \quad (\text{A.12})$$

donde σ_{tot} es la distancia total.

2.2. Analizadores de red difracción

El filtro sintonizable en este tipo de analizadores de espectros ópticos es un monocromador entendiendo este como el conjunto formado por un sistema óptico de entrada-salida y un elemento dispersivo. Este elemento dispersivo puede estar constituido por un prisma o por una red de difracción. La luz que llega al elemento dispersivo es difractada con un ángulo proporcional a la longitud de onda. Debido a que la zona del espectro óptico sobre la que se ha trabajado en esta tesis está situado entre $1.2 \mu\text{m}$ y $1.7 \mu\text{m}$, nos centraremos en la explicación del monocromador formado por una red de difracción ya que el vidrio que forma el prisma no presenta unas características adecuadas para nuestros propósitos en esta región espectral. Este tipo de analizadores es el más utilizado en comunicación de fibras ópticas ya que su poder dispersivo es bastante alto pudiendo medir el espectro tanto de láseres como de LEDs.

En esencia, la red de difracción es un elemento dispersivo que funciona por reflexión consistente en un sustrato altamente reflectante y un recubrimiento con perturbaciones periódicas (líneas) que forman la red. Cada una de estas líneas difracta la luz en ángulos que dependen de la longitud de onda incidente. Para una longitud de onda dada, cada una de estas líneas enviará la luz en un ángulo tal que todas las ondas tendrán la misma fase añadiéndose constructivamente en una onda plana. Esta luz es difractada en un ángulo específico.

La relación entre la luz incidente y la luz refractada en la red de difracción se

puede ver en la figura A.19:

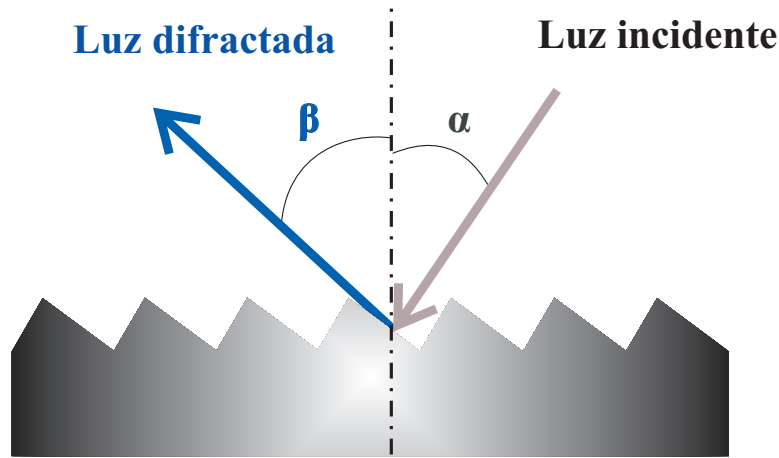


Figura A.19: Red de difracción como elemento dispersivo.

$$m\lambda = d(\sin \beta - \sin \alpha) \quad (\text{A.13})$$

donde:

λ es la longitud de onda de la luz.

d es el espaciado entre líneas ($d=1/\rho$; ρ : densidad de líneas).

α es el ángulo de incidencia.

β es el ángulo de difracción.

m es un entero que define el orden de difracción del espectro.

Gracias a que la dirección de la luz difractada se determina a partir de la relación entre la longitud de onda y el ángulo de incidencia de la luz, es posible separar una longitud de onda específica de la luz difractada sin más que rotar la red de difracción un cierto ángulo.

La resolución de la red de difracción se obtiene mediante la expresión:

$$Res = Wmr \quad (\text{A.14})$$

donde:

Res es la resolución en longitud de onda.

W es el ancho de la red de difracción [m]

m es un entero que representa el orden de difracción

r es la densidad lineal de líneas grabadas [/mm].

En la figura A.20 puede observarse cómo opera un analizador de espectros ópticos basado en red de difracción.

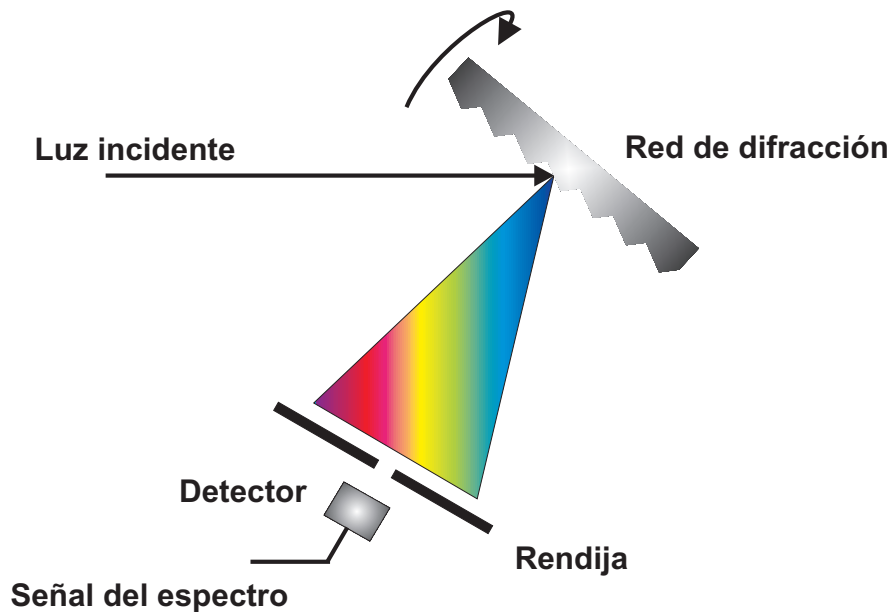


Figura A.20: *Esquema del funcionamiento de un analizador de espectros ópticos basado en red de difracción*

La luz que incide en el sistema llega a la red de difracción. La red está sujeta a un eje que le permite girar variando el ángulo de incidencia de la luz con la superficie del espejo seleccionando de esta manera la longitud de onda de la luz difractada. Esta pasa a través de un abertura (rendija de salida) llegando al fotodetector. La longitud de onda detectada puede variarse girando la red, como se ha indicado anteriormente, o desplazando el detector. La resolución de la longitud de onda está determinada por la distancia que separa la red de la rendija de salida, la anchura de la rendija frente al detector y la anchura intrínseca del pico de difracción procedente de una fuente luminosa monocromática ideal.

Podemos diferenciar varios tipos de monocromadores según la complejidad de su estructura: monocromador simple, doble, de doble paso y de cuádruple paso. Todos basados en la misma teoría y dado que un monocromador actúa como un filtro paso banda, dependiendo del número de veces que se haga pasar la señal óptica por el mismo, mejores serán las propiedades obtenidas (mayor selectividad y mayor rango dinámico), mayor será el tamaño del sistema y más elevado será el costo del analizador.

■ Monocromador Simple

En este caso se usa una única red de difracción para separar las diferentes longitudes de onda de la luz. En la figura A.21 se puede ver el esquema de este tipo de monocromador.

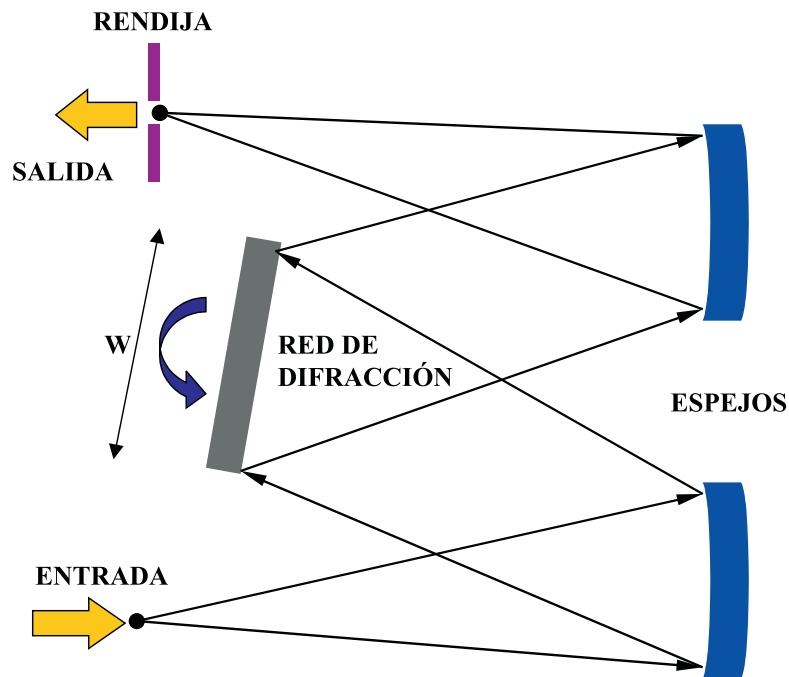


Figura A.21: *Monocromador simple*

El segundo espejo cóncavo se encarga de centrar la longitud de onda deseada en la rendija de salida previa al fotodetector. El ancho de las rendijas es variable y se usa para determinar la resolución en longitud de onda del aparato. Un monocromador simple tiene una configuración con una única etapa, por lo que puede entenderse como un filtro monoetapa y tienen un rango dinámico de 40 dB, limitado por la luz esparcida que se manifiesta como ruido.

■ Monocromador Doble

Si al monocromador simple, se le añade en serie otra etapa de filtrado, se obtiene una configuración en dos etapas que se denomina monocromador doble. Su estructura está definida por la unión de forma consecutiva de dos monocromadores simples.

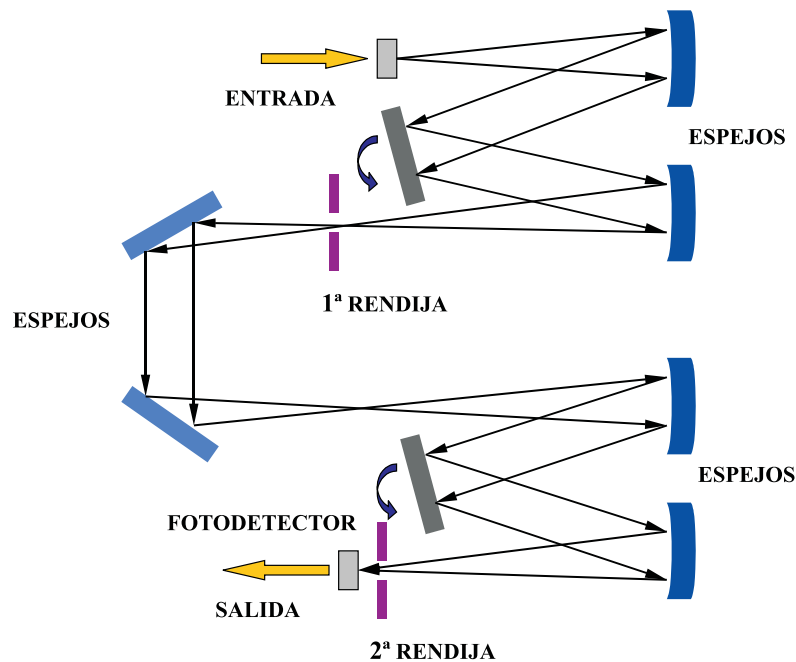


Figura A.22: *Monocromador doble con etapas de filtrado en serie.*

Con esta configuración se aumenta la selectividad y el rango dinámico, sin embargo el tamaño es mayor y también el coste. A causa de su tamaño se hace difícil su transporte y, por tanto, su utilización en campo. Además, debido a las limitaciones de sintonizar y alinear conjuntamente ambos monocromadores simples, se producen pérdidas en los mismos, lo cual origina que se reduzca el span y se degrade la sensibilidad.

Con objeto de reducir la longitud del monocromador doble pero manteniendo las características ópticas del mismo, se puede optar por una configuración en paralelo en la que las etapas de filtrado se colocan una sobre la otra, tal y como se puede ver en la figura A.23.

■ Monocromador de paso Doble

En esta configuración, se parte de un monocromador simple por el que se hace pasar la señal óptica antes de atravesar una rendija intermedia retornando al filtro anterior y pasar a una segunda etapa de filtrado. Se mantiene por tanto, un único filtro físico pero se realizan dos secuencias de filtrado.

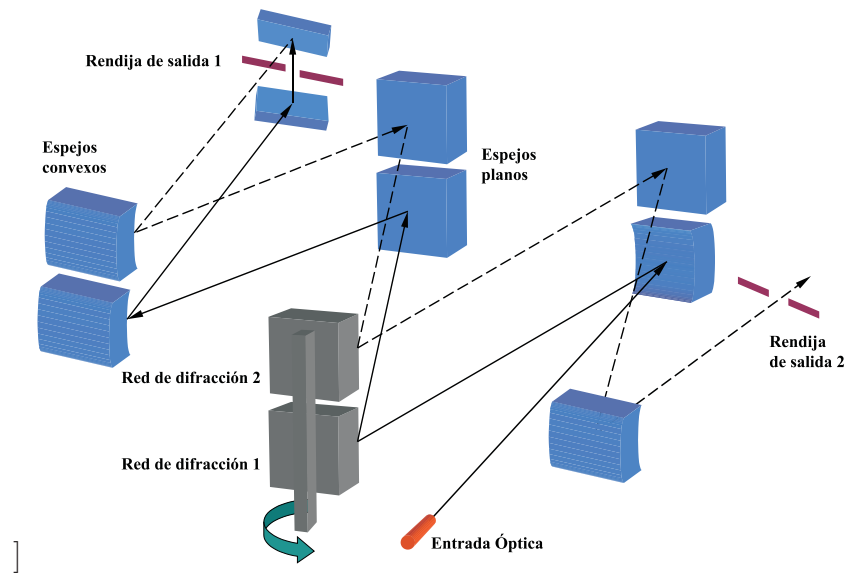


Figura A.23: Monocromador doble con etapas de filtrado en paralelo.

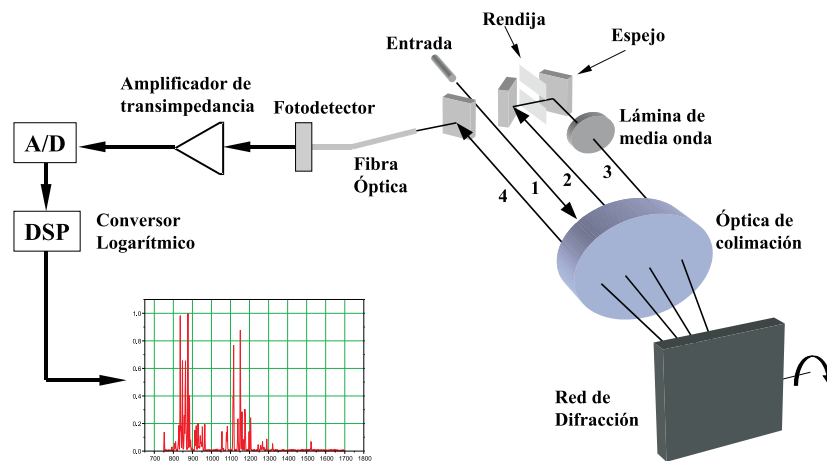


Figura A.24: Monocromador de paso doble.

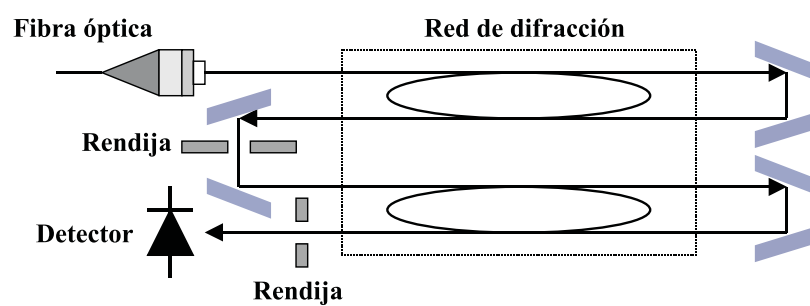
Este monocromador tiene la ventaja del rango dinámico del monocromador doble y la sensibilidad del monocromador simple, además se mejora la selectividad y se aumenta la resolución. El primer paso a través del monocromador de paso doble es similar al del monocromador simple. En la figura A.24 se muestra un diseño de este tipo en el que el haz (1) es colimado y después dispersado mediante la red de difracción. El resultado es una distribución espacial de la luz basada en longitud de onda. La red de difracción se posiciona de manera que la longitud de onda deseada (2) pase a través de la rendija. El ancho de la rendija determina el ancho de banda

de longitudes de onda cuyo paso se permitirá hacia el detector. Las rendijas que pueden usarse proporcionan anchos de banda de resolución de 0.01 nm y 0.1 nm a 10 nm. En un instrumento con un monocromador simple, la señal filtrada será detectada con un gran fotodetector situado detrás de la abertura. Sin embargo, en un monocromador de paso doble como el mostrado en la figura, la luz filtrada (3) se envía por segunda vez al colimador y a la red de difracción. Durante este segundo paso por el monocromador, el proceso de dispersión se invierte, se crea una réplica exacta de la señal de entrada, filtrada por la abertura. La pequeña imagen resultante (4) permite que la luz sea concentrada dentro de una fibra que la transportará al detector. Esta fibra actúa como una segunda rendija en el sistema. La implementación de este segundo paso da como resultado la alta sensibilidad del monocromador simple, el alto rango dinámico del monocromador doble, el doble de resolución del monocromador simple. Si se utiliza una lámina de media onda además, el sistema será independiente de la polarización de la luz incidente.

■ Monocromador de cuádruple paso

Basado en el monocromador de paso doble, el monocromador de cuatro pasos repite una vez más el proceso descrito anteriormente, obteniéndose una resolución de hasta 10 pm, es decir, cuatro veces superior a la del monocromador simple, y lográndose rangos dinámicos de 80 dB. Con este método, la luz incidente es difractada cuatro veces por una misma red de difracción, de manera que este monocromador es de igual tamaño que el monocromador simple. Un esquema de este diseño se muestra en la figura A.25.

El analizador basado en red de difracción es el más empleado de los tres tipos de analizadores estudiados ya que presenta una buena precisión de longitud de onda y una excelente capacidad de determinación de OSNR [1]. La resolución espectral de este tipo de analizadores es variable, siendo valores típicos aquellos comprendidos entre 0.1 μm y 5 μm .



$$\text{Resolución en Longitud de onda} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 4Wn\rho$$

Figura A.25: Monocromador de paso cuádruple.

Anexo B

Calibración de un medidor de longitud de onda y un analizador de espectros ópticos

Como resultado práctico del trabajo realizado en esta tesis doctoral se ha calibrado el medidor de longitud de onda y el analizador de espectros ópticos utilizados en todas las medidas presentadas en esta memoria.

El medidor usado es un BURLEIGH modelo WA-1000, s/n 18769. Este medidor de longitud de onda está basado en un interferómetro Michelson que mide la longitud de onda en aire y en vacío presentándonos el resultado con una resolución de lectura de 1 pm. Además corrige automáticamente la temperatura y la presión del aire interno con datos que mide el propio instrumento. Para su calibración se han usado los láseres estabilizados en las absorciones estudiadas y la mezcla de cuatro ondas sobre el SOA. En este último caso se ha usado un filtro sintonizable entre las longitudes de onda de 1500 y 1600 nm con una anchura espectral de 0.5 nm. Este dispositivo es el encargado de aislar la longitud de onda que se introduce en el medidor de longitud de onda, ya que éste sólo mide láseres monomodo pues el modelo de medidor empleado no realiza la transformada de Fourier del interferograma.

Los resultados de la calibración se muestran en la figura B.1 y el resultado de la calibración se muestra en la tabla B.1.

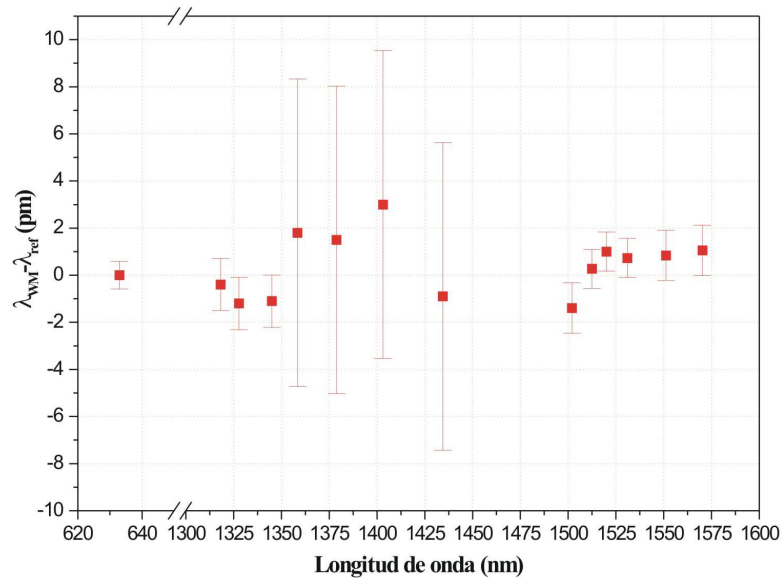


Figura B.1: *Desviación de lectura del medidor de longitud de onda BURLEIGH, WA-1000 (s/n 18769)*

Al contrario que en el resto de la presente memoria en este Apéndice se escriben los valores de incertidumbre con un factor de cobertura $k=2$ (nivel de confianza 95 %) ya que son valores propios de una calibración y así deben explicitarse. En el cálculo de la incertidumbre asociada al proceso de calibración del medidor se ha tenido en cuenta la incertidumbre asociada a la línea de referencia y la incertidumbre asociada a la resolución de lectura del medidor de longitud de onda. El error de medida del sistema es en todos los casos menor de 3 pm, siendo cero en la longitud de onda de referencia, que para este sistema es el láser de He-Ne situado en el interior del medidor y empleado como su propia referencia.

El analizador de espectros ópticos calibrado es un ADVANTEST modelo Q8384, s/n 2280113. Este analizador de espectros usa fibra monomodo como rendija de entrada y de salida del monocromador (tipo monocromador de cuatro pasos) por lo que tiene una resolución máxima de rendija de 10 pm. La forma de esta rendija es triangular y esto introduce una incertidumbre extra en su calibración debido a la resolución de rendija del sistema. Previamente a la calibración se ha realizado el procedimiento interno de ajuste de longitud de onda basado en una célula de absorción de acetileno. En este procedimiento el sistema ajusta la

Tabla B.1: Resultado de la calibración del medidor de longitud de onda BURLEIGH, WA-1000 (s/n 18769).

λ_{WM} (nm)	λ_{ref} (nm)	Incertidumbre λ_{ref} (nm) (k=2)	$\lambda_{WM}-\lambda_{ref}$ (pm)	Incertidumbre (pm) (k=2)
632,991	632,990999	0,00010	0,00	0,59
1318,174	1318,1744	0,00094	-0,40	1,11
1327,770	1327,7712	0,00094	-1,20	1,11
1345,041	1345,0421	0,00094	-1,10	1,11
1358,425	1358,4232	0,00650	1,80	6,53
1378,771	1378,7695	0,00650	1,50	6,53
1403,111	1403,1080	0,00650	3,00	6,53
1434,451	1434,4519	0,00650	-0,90	6,53
1501,957	1501,9584	0,00090	-1,40	1,07
1512,453	1512,4527	0,00060	0,27	0,83
1520,087	1520,0860	0,00060	1,00	0,83
1530,977	1530,9763	0,00060	0,73	0,83
1551,259	1551,2582	0,00090	0,84	1,07
1570,288	1570,2869	0,00090	1,05	1,07

escala de longitudes de onda en la línea P11 de acetileno (1531,5879 nm). Para la calibración del analizador no ha sido necesario usar otros filtros auxiliares con los métodos anteriormente propuestos ya que el propio OSA nos sirve como filtro, por lo que se pueden hacer uso de todos los sistemas descritos en la presente memoria

Los resultados de la calibración se muestran en la figura B.2 y el resultado de la calibración se muestra en la tabla B.2.

Analizando los resultados de la calibración podemos comprobar que el sistema mide con muy bajo error en las longitudes de onda próximas a la longitud de onda usada para el ajuste en la rutina interna del instrumento (línea P11 del acetileno-1531 nm), y aumentando el error de medida según nos separamos de esta longitud de onda.

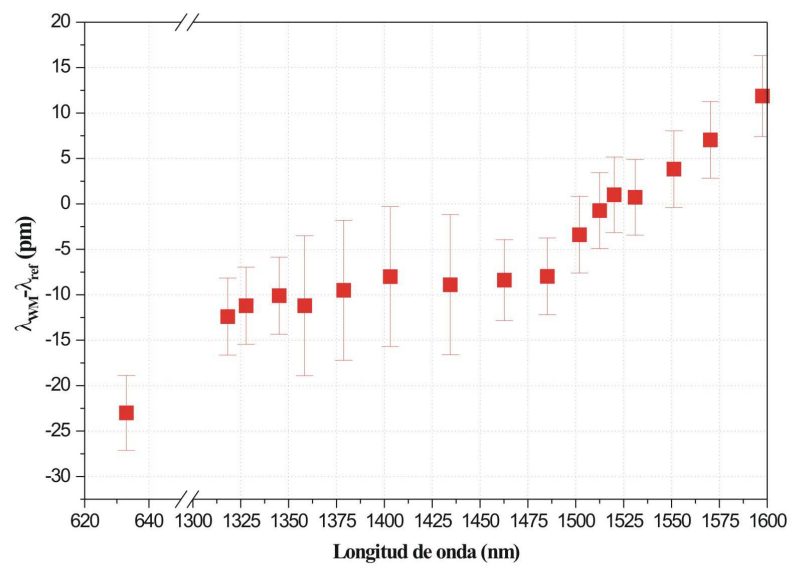


Figura B.2: *Desviación de lectura del analizador de espectros ópticos ADVANTEST, Q8384, (s/n 2280113)*

Tabla B.2: Resultado de la calibración del analizador de espectros ADVANTEST, Q8384, (s/n 2280113).

λ_{OSA} (nm)	λ_{ref} (nm)	<i>Incertidumbre</i> λ_{ref} (nm) (k=2)	$\lambda_{OSA}-\lambda_{ref}$ (pm)	<i>Incertidumbre</i> (pm) (k=2)
632,968	632,990999	0,00010	-23,00	4,12
1318,162	1318,1744	0,00094	-12,40	4,23
1327,760	1327,7712	0,00094	-11,20	4,23
1345,032	1345,0421	0,00094	-10,10	4,23
1358,412	1358,4232	0,00650	-11,20	7,70
1378,760	1378,7695	0,00650	-9,50	7,70
1403,100	1403,1080	0,00650	-8,00	7,70
1434,443	1434,4519	0,00650	-8,90	7,70
1462,714	1462,7223	0,00170	-8,39	4,46
1485,096	1485,1040	0,00090	-7,79	4,22
1501,955	1501,9584	0,00090	-3,40	4,22
1512,452	1512,4527	0,00060	0,73	4,17
1520,087	1520,0860	0,00060	1,00	4,17
1530,977	1530,9763	0,00060	0,73	4,17
1551,262	1551,2582	0,00090	3,84	4,22
1570,294	1570,2869	0,00090	3,84	4,22
1597,512	1597,5001	0,00170	11,85	4,46

Bibliografía

- [1] *Mantenimiento y prueba de redes DWDM*, Ediciones Técnicas Rede, mayo 2000.
- [2] A.ARIE, M.L.BORTZ, M.M.FEJER, AND R.L.BYER, *Iodine spectroscopy and absolute frequency locking stabilization with second harmonic of the 1319-nm Nd:YAG laser*, Opt.Lett., 18 (1993), pp. 1757–1759.
- [3] A.CARRASCO-SANZ, F.RODRÍGUEZ-BARRIOS, P.CORREDERA, S.MARTÍN-LÓPEZ, M.GONZÁLEZ-HERRÁEZ, AND M.HERNANZ, *An integrating sphere radiometer as a solution for high power calibration in fibre optics*, Metrologia, 43 (2006), pp. S145–S150.
- [4] A.CARRASCO-SANZ, S.MARTIN-LOPEZ, M.GONZALEZ-HERRAEZ, P.CORREDERA, AND M. L.HERNANZ, *Generation of standard frequency references over the C and L bands using an acetylene cell and four-wave mixing enhanced by raman amplification.*, in Technical Digest:Symposium on Optical Fiber Measurements, National Institute for Standard Technologies (NIST), 2004, pp. 7–10.
- [5] A.D.BYKOV, O.V.NAUMENKO, M.A.SMIRNOV, L.N.SINITISA, L.R.BROWN, J.CRISP, AND D.CRISP, *The infrared spectrum of H₂S from 1 to 5 μ m*, Can.J.Phys., 72 (1994), pp. 989–1000.
- [6] G. AGRAWAL, P.L.BALDECK, AND R.R.ALFANO, *Optical wave breaking and pulse compression due to cross-phase modulation in optical fibers*, Opt.Lett., 14 (1989), pp. 137–139.
- [7] D. A.HUMPHREYS, ed., *Synthesis of optical reference frequencies by four-wave mixing in optical fibre*, National Physical Laboratory, 6th Optical Fibre Measurement Conference (OFMC'01) Proceedings, 2001.

-
- [8] A.J.LUCERO, Y.C.CHUNG, AND R.W.TKACH, *Survey of atomic transitions for absolutely frequency locking of lasers of lightwave systems*, IEEE Photon.Techol.Letter, 3 (1991), pp. 484–486.
- [9] A.MECOZZI, *Analytical theory of four-wave mixing in semiconductor amplifiers*, Opt. Letters, 19 (1994), pp. 892–894.
- [10] A.MECOZZI, S.SCOTTI, A.D’OTTAVI, E.IANNONE, AND P.SPANO, *Four-wave mixing in travelling-wave semiconductor amplifiers*, IEEE J.Quantum Electron., 31 (1995), pp. 689–699.
- [11] G. A.SEFLER, *Frequency comb generation by four-wave mixing and the role of the fiber dispersion*, J. Lighthwave Technol., 16 (1998), pp. 1596–1605.
- [12] M. A.SUMMERFIELD, *Telecommunications Applications of Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers*, PhD thesis, University of Melbourne, 1995.
- [13] M. A.SUMMERFIELD AND R. S.TUCKER, *Frequency-domain model of multiwave mixing in bulk semiconductor optical amplifiers*, IEEE J. Select. Topics Quantum Electron, 5 (1999), pp. 839–850.
- [14] R. A.TOTH, *Extensive measurements of H_2^{16}O line frequencies and strengths: 5750 to 7965 nm^{-1}* , Applied Optics, 33 (1994), pp. 4851–4867.
- [15] A.V.HUSAKOU AND J.HERRMAN, *Frequency comb generation by four-wave mixing in a multicore photonic crystal fiber*, App. Phys. Lett, 83 (2003), pp. 3867–3869.
- [16] A. CARRASCO-SANZ, S. MARTÍN-LÓPEZ, M. GONZÁLEZ-HERRÁEZ, P. CORREDERA, AND M. L. HERNANZ, *Synthesis of optical standard frequencies in the s, c and l telecommunication bands by use of four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers*, Opt. Comm, 264 (2006), pp. 135–141.
- [17] Y. CHUNG, R. DEROSIER, H. PRESBY, C. BURRUS, Y. AKAI, AND N. MASUDA, *A laser 1.5 μm laser package frequency-locked with a novel miniature discharge lamp*, Photon. Technol. Lett., 3 (1991), pp. 841–844.

- [18] C.LATRASSE, M.POULIN, M.TETU, M.BRETON, AND M.POIRIER, *Absolute frequency control of a 1560 nm (192 THz) DFB laser locked to a rubidium absorption line using a second-harmonic-general signal*, IEEE Trans.Instrum.Measurement, 44 (1995), pp. 1885–1887.
- [19] D.A.HUMPHREYS, G.GROSCHKE, M.EGGERT, J.C.PETERSEN, J.HENNINGSSEN, AND B.F.SKIPPER, *Transmission of active and passive optical reference signals over a 16 channel, 534.4 km WDM optical fibre network*, IEE Proc.-Optoelectron., 153 (2006), pp. 256–261.
- [20] D.A.KLEINMAN, *Nonlinear dielectric polarisation in optical media*, Phys. Rev., 126 (1962), pp. 1977–1979.
- [21] C. D.HERAS-VILA, *Estudio de efectos ópticos no lineales en fibras monomodo. Medidas del índice de refracción no lineal.*, PhD thesis, Universidad de Zaragoza, Julio 2003.
- [22] J. ECKSTEIN, A. FERGUSON, AND T.W.HÄNSCH, *High-resolution two-photon spectroscopy with picosecond light pulses*, Phys.Rev.Lett., 40 (1978), pp. 847–850.
- [23] E.G.NEUMANN, *Single-Mode Fiber*, Springer-Verlag, Germany, 1998.
- [24] E.HIROTA, T.ISHIWATA, K.KAWAGUCHI, M.FUJITAKE, N.OHASHI, AND I.TANAKA, *Near-infrared band of nitrate radical NO₃ observed by diode laser spectroscopy*, J.Chem.Phys, 107 (1976), pp. 2829–2838.
- [25] F.BENABID, F.COUNTY, J.C.KNIGHT, T.A.BIRKS, AND P. P.RUSSELL, *Compact, stable and efficient all-fiber gas cell using hollow-core photonic crystal fibres*, Nature, 434 (2005), pp. 488–491.
- [26] F.BERTINETTO, P.GAMBINI, R.LANO, AND M.PULEO, *Stabilization of the emission frequency of 1.54 μm DFB laser diodes to hydrogen iodide*, IEEE Photon.Technol.Lett., 4 (1993), pp. 472–474.
- [27] G.GUELACHVILI, *Absolute wavenumber measurements of 1-0, 2-0, HF and 2-0 H³⁵Cl, H³⁷Cl absorption bands*, Opt. Commun, 19 (1976), pp. 150–154.
- [28] M. GONZÁLEZ-HERRÁEZ, *Desarrollo de técnicas no lineales para la medida de la distribución longitudinal de dispersión cromática en fibras ópticas monomodo*, PhD thesis, Universidad Politécnica de Madrid, 2004.

- [29] G.P.AGRAWAL, *Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers*, J. Opt. Soc. Am, 5 (1998), pp. 147–159.
- [30] ———, *Nonlinear Fiber Optics*, Optics and Photonics, Academic Press, San Diego, California, third ed., 2001.
- [31] ———, *Lightwave Technology. Components and Devices*, WILEY-INTERSCIENCE, 2004.
- [32] G.ZISSIS, J. J.DAMELINCOURT, AND Y.M.LI, *Modelling rare-gas medium pressure discharge lamps*, IEEE, p. 246.
- [33] H.CHEN, *Multiwavelength fiber ring lasing by use of semiconductor optical amplifier*, Opt. Lett, 30 (2005), pp. 619–621.
- [34] J. HENNINGSEN AND J.C.PETERSEN, *Methane molecules as wavelength standards for optical fiber communication*.
- [35] H.HUNDERTMARK, D.WANDT, C.FALLRICH, N.HAVERKAMP, AND H.R.TELLE, *Phase-locked carrier-envelope-offset frequency at 1560 nm*, Opt.Exp., 12 (2004), pp. 770–775.
- [36] H.KANAMORI, S.TAKASHIMA, AND K.SAKURAI, *Near-infrared diode laser spectrometer with frequency calibration using internal second harmonics*, Appl.Opt, 30 (1991), pp. 3795–3798.
- [37] L. HOLBERT, C. OATES, G. WILPERS, C. HOYT, Z. BARBER, S. DIDDAMS, W. OSKAY, AND J. BERGQUIST, *Optical frequency/wavelength references*, J.Phys.B: At. Mol. Opt. Phys., 38 (2005), pp. S469–S495.
- [38] H.SASADA, *Wavenumber measurements of sub-Doppler spectral lines of Rb at 1.3 μm and 1.5 μm* , Photon. Technol. Lett., 4 (1992), pp. 1307–1309.
- [39] H.TAKARA, *Multiple optical carrier generation from a supercontinuum source*, Optics & Photonics News, 13 (2002), pp. 48–51.
- [40] J.BROMAGE, *Raman amplification for fiber communications systems*, J.Lightwave Tech., 22 (2004), pp. 79–93.
- [41] J.CAPMANY, F.J.FRAILE-PELÁEZ, AND J.MARTÍ, *Dispositivos de Comunicaciones Ópticas*, Ed.Síntesis, 1999.

- [42] M. J.CONNELLY, *Semiconductor Optical Amplifier*, Kluwer Academic Publisher, 2002.
- [43] J.HENNINGSSEN, J.HALD, AND J.C.PETERSEN, *Saturated absorption in acetylene and hydrogen cyanide in hollow-core photonic bandgap fibers*, *Opt.Exp.*, 13 (2005), pp. 10475–10482.
- [44] M. JINNO, H. KUROKAWA, AND M. AONO, *Fundamental research on mercuryless rare gas fluorescent lamps at pulsed discharge*, XXVI ICPIG, Greifswald, (2003), pp. 2151–2157.
- [45] J.K.TANKA, R.S.WINDELER, AND A.J.STENTZ, *Visible continuum generation in air silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*, *Opt.Lett.*, 25 (2000), pp. 25–27.
- [46] D. JONES, S. DIDDAMS, J. RANKA, A.STENTZ, R.S.WINDELER, J.L.HALL, AND S.T.CUNDIFF, *Carrier-envelope phase control of femto-second mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis*, *Science*, 288 (2000), pp. 635–639.
- [47] J.SUBÍAS, J.PELAYO, R.ALONSO, F.VILLUENDAS, AND C.HERAS, *Electrostriction-free n_2 measurement in single-mode optical fibers based on nonlinear polarization evolution*, *JOSA B*, (2002), pp. 390–394.
- [48] J.SUN, *Performance analysis of comb filters based on sampled fiber Bragg gratings*, *Microw. & Opt. Technol. Lett.*, 36 (2003), pp. 84–86.
- [49] J.TOULOUSE, *Optical nonlinearities in fibers: Review, recent examples, and systems applications*, *J. Lightwave Technol.*, 23 (2005), pp. 3625–3641.
- [50] J.TUOMINEN, T.ÑIEMI, AND H.LUDVIGSEN, *Wavelength reference for optical telecommunications based on a temperature-tunable silicon etalon*, *Rev.Scientific Inst.*, 74 (2003), pp. 3620–3623.
- [51] J.VOBIS AND D.DERICKSON, *Fiber Optics Test and Measurement*, Hewlett-Packard Professional Books, Prentice Hall PTR, 1998, ch. Optical Spectrum Analysis.
- [52] J.YE, H.SCHNATZ, AND L.W.HOLBERG, *Optical frequency combs: From frequency metrology to optical phase control*, *IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics*, 9 (2003), pp. 1041–1058.

- [53] K.CHAN, H.ITO, AND H.INABA, *Absorption measurement of $\nu_2+\nu_3$ band of the CH_4 at $1.33 \mu\text{m}$ using an InGaAs light emitting diode*, App.Opt., 22 (1983), pp. 3802–3804.
- [54] K.INOUE, *Four-wave mixing in an optical fiber in the zero-dispersion wavelength region*, J.Lightwave Technol., 10 (1992), pp. 1553–1561.
- [55] K.J.BLOW AND D.WOOD, *Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers*, IEEE, J.Quantum Electronic, 25 (1989), pp. 2665–2673.
- [56] K.KIM, B.R.WASHBURN, G.WILPERS, C.W.OATES, L.HOLBERT, N.R.NEWBURY, S.A.DIDDAMS, J.W.NICHOLSON, AND M.F.YAN, *Stabilized frequency comb with a self-referenced femtosecond Cr:forsterite laser*, Opt.Lett., 30, pp. 932–934.
- [57] K.NAKAGAWA, M. LABACHELERIE, Y.AWAJI, AND M.KOUROGI, *Accurate optical frequency atlas of the $1.5 \mu\text{m}$ bands of the acetylene*, JOSA B, 13 (1996), pp. 2708–2714.
- [58] K.THYAGARAJAN AND A.K.GHATAK, *Fiber and guided wave optics/nonlinear optics*, in Handbook of optics: Fiber Optics and Nonlinear Optics, M. Bass, ed., vol. IV, McGraw-Hill, second ed., 2001.
- [59] L.R.BROWN, *Empirical parameters of methane from 1.1 to $1.2 \mu\text{m}$* , JQSRT, 96 (2005), pp. 251–270.
- [60] L.R.BROWN, D. BENNER, J.P.CHAMPION, V.M.DEVI, L.FEJARD, R. GAMACHE, T.GARDARD, J.C.HILICO, B.LAVOREL, M.LOETE, G.CH.MELLAU, A-NIKITIN, A.S.PINE, A.PREDOI-CROSS, C. RINSLAND, O.ROBERT, R.L.SAMA, M. SMITH, S.A.TASHKUN, AND VL.G.TYUTEREV, *Methane line parameters in HITRAN*, JQSRT, 82 (2003), pp. 219–238.
- [61] L.S.ROTHMAN, R.L.HAWKINS, R.B.WATTSON, AND R.R.GAMACHE, *Energy levels, intensities and linewidths of atmospheric carbon dioxide bands*, JQSRT, 48 (1992), pp. 537–566.

- [62] M.A. ROWE, W.C. SWANN, AND S.L. GILBERT, *Multiple wavelength reference based on interleaved sampled fiber gratings and molecular absorptions*. Private Report.
- [63] M. BRETON, N. CYR, P. TREMBLAY, M. TETU, AND R. BOUCHER, *Frequency locking of a 1324 nm DFB laser to an optically pumped rubidium vapor*, IEEE, Trans.Instrum.Meas, 42 (1993), pp. 162–166.
- [64] J. D. MERLIER, K. MIZUTANI, S. SUDO, K. SATO, AND K. KUDO, *Wavelength channel accuracy of an external cavity wavelength tunable laser with intracavity wavelength reference etalon*, J. Lightwave Technol., 24 (2006), pp. 3202–3209.
- [65] M. GONZÁLEZ-HERRÁEZ, S. MARTÍN-LÓPEZ, P. CORREDERA, M. HERNANZ, AND P. HORCHE, *Supercontinuum generation using a continuous-wave raman fiber laser*, Opt.Com., 226 (2003), pp. 323–328.
- [66] M. JINNO, Y. H. MOTOMURA, AND M. AONO, *Fundamental research on xenon-rare gas pulsed dielectric barrier discharged fluorescent lamps*, IEEE, pp. 2151–2157.
- [67] M. J. LI, S. LI, D. NOLAN, U. G. ACHMETSHIN, M. M. BUBNOV, A. N. GURYANOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, AND A. A. SYSOLIATIN, *New dispersion-deacrising fiber with high SBS threshold for nonlinear signal processing*, in Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC), Anaheim, 2005, pp. 155–157.
- [68] M. KOUROGI, K. NAKAGAWA, AND M. OHTSU, *Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement*, IEEE J. Quantum Electron., 29 (1993), pp. 2693–2701.
- [69] M. KUSABA AND J. HENNINGSEN, *The $\nu_1 + \nu_3$ and the $\nu_1 + \nu_2 + \nu_4^1 + \nu_5^{-1}$ combination bands of $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ line strenghts, broadening paramenters abd pressure shifts*, J.Mol.Spec, 209, pp. 216–227.
- [70] M. L. HERNANZ-SANJUAN, *Desarrollo de patrones y realización de un sistema de referencia para la medida de la dispersión cromática en fibras monomodo*, PhD thesis, Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Educación a Distancia, 2001.

- [71] M.W.RABIN, W.C.SWANN, AND S.L.GILBERT, *Interleaved, sampled fiber bragg gratings for use in hybrid wavelength references*, App.Opt., 41 (2002), pp. 7193–7196.
- [72] N.MORIWAKI, T.TSUCHIDA, Y.TAKECHISA, AND N.OHASHI, *1.3 μm DFB diode laser spectroscopy of $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$* , J.Mol.Spectrosc., 137 (1989), pp. 230–234.
- [73] A. OTHONOS, *Fiber bragg gratings*, Rev.Sci.Instrum., 68 (1997), pp. 4309–4341.
- [74] A. OTHONOS AND K.KALLI, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House, 1999.
- [75] P.CORREDERA, M.L.HERNANZ, M.GONZÁLEZ-HERRÁEZ, AND J.CAMPOS, *Anomalous non-linear behaviour of ingaas photodiodes with overfilled illumination*, Metrología, 40 (2003), pp. 150–153.
- [76] P.V.MAMYSHEV AND S.V.CHERNIKOV, *Ultrashort pulse propagation in optical fibers*, Opt.Lett., 15 (1990), pp. 1076–1078.
- [77] R.A.TOTH, *Extensive measurements of H_2^{16}O line frequencies and strengths: 5750 to 7965 nm^{-1}* , Appl.Opt., 33 (1994), pp. 4851–4867.
- [78] R.BILLINGTON, *A report of four-wave mixing in optical fibre and its metrological applications*, tech. report, National Physical Laboratory, UK, January 1999.
- [79] J. REICHERT, R. HOLZWARH, T. UDEM, AND T. HÄNSCH, *Measuring the frequency of light with mode-locked laser*, Opt.Comm., 172 (1999), pp. 59–68.
- [80] R.G.SMITH, *Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*, Appl. Opt., 11 (1972), pp. 2489–.
- [81] R.K.PATTNAIK, S.TEXIER, J.TOULOUSE, E.J.H.DAVIES, P.S.J.RUSELL, AND B.J.MANGAN, *Characteristic features of stimulated Brillouin scattering in a holey fiber*, in Proc. Conf. Laser and Electro-Optics (CLEO), OSA Trends in Optics and Photonics Series, 2003, pp. 155–157.

- [82] R.THAPA, K.KNABE, K.L.CORWIN, AND B. WASHBURN, *Arc fusion splicing of hollow-core photonic bandgap fibers for gas-filled cell*, Opt.Exp., 14 (2006), pp. 9576–9583.
- [83] S.A.DIDDAMS, L.-S. MA, J.YE, AND J.L.HALL, *Broadband optical frequency comb generation with a phase-modulated parametric oscillator*, Opt.Lett., 24 (1999), pp. 1747–1749.
- [84] S.D.DYER, J.D.KOFLER, R.J.ESPEJO, AND S.M.EZTEL, *Stability of fiber Bragg grating wavelength calibration references*, in Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides, September 2003, pp. 55–57.
- [85] S.G.MENOCAL, N.ANDREADAKIS, J. PATEL, J. WERNER, C. ZAH, T. LEE, AND P. LIAO, *Frequency locking of 1.5 μm DFB laser diode to a neon indicator lamp using the optogalvanic effect*, IEEE Photonic Techno. Lett., 1 (1989), pp. 285–287.
- [86] S.L.GILBERT AND W.C.SWANN, NIST *special publication 260-146. carbon monoxide absorption references for 1560 nm to 1630 nm wavelength calibration- SRM 2514 ($^{12}\text{C}^{16}\text{O}$) and SRM 2515 ($^{13}\text{C}^{16}\text{O}$)*, tech. report, National Institute of Standard and Technology, 2002.
- [87] S.L.GILBERT, W.C.SWANN, AND C.M.WANG, *Hydrogen cyanide $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ absorption reference for 1530-1560 nm wavelength calibration- SRM 2519*, Natl.Inst.Stnd.Technol.Spec.Publ., (1998), pp. 260–137.
- [88] ———, NIST *special publication 260-137. hydrogen cyanide $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ absorption reference for 1530 nm to 1565 nm wavelength calibration- SRM 2519a*, tech. report, National Institute of Standards and Technology, 2005.
- [89] S.L.GILBERT, W.C.SWANN, AND T.DENNIS, *Wavelength standards for optical communications*, in in Proc., Laser Frequency Stabilization Standards Measurement and Applications Conference, SPIE, January 2001, pp. 184–191.
- [90] S.MARTÍN-LÓPEZ, *Generación de Supercontinuo en Fibras Ópticas Monomodo con Fuentes de Bombeo Continuo*, PhD thesis, Facultad de Ciencias Físicas. Universidad Complutense de Madrid, Junio 2006.
- [91] S.MARTÍN-LÓPEZ, M.GONZÁLEZ-HERRÁEZ, A.CARRASCO-SANZ, F.VANHOLSBECK, S.COEN, H.FERNÁNDEZ, J.SOLÍS, P.CORREDERA,

- AND M.HERNANZ, *Broadband spectrally flat and high power density light source for fiber sensing*, Meas.Scienc.Tec, 17 (2006), pp. 1014–1019.
- [92] S.MARTÍN-LÓPEZ, M.GONZÁLEZ-HERRÁEZ, P.CORREDERA, A.CARRASCO-SANZ, AND J.MÉNDEZ, *Temperature effects on supercontinuum generation using a continuous-wave raman fiber laser*, Opt.Com., 267 (2006), pp. 193–196.
- [93] S.SCHILLER, *Spectrometry with frequency combs*, Opt.Lett., 27 (2002), pp. 766–768.
- [94] S.SONG, C.T.ALLEN, K.R.DEMAREST, AND R.HVI, *Intensity-dependent phase-matching effects on four-wave mixing in optical fibers*, J. Lightwave Technol., 17 (1999), pp. 2285–2290.
- [95] S.T.CUNDIFF AND J.YE, *Colloquium: Femtosecond optical frequency combs*, Rev.Mod.Phy., 75 (2003), pp. 325–342.
- [96] T.UDEM, J.REICHERT, R.HOLZWORTH, AND T.W.HÄNSCH, *Absolute optical frequency measurement of the cesium d_1 line with a mode-locked laser*, Phys.Rev.Lett., 82 (1999), pp. 3568–3571.
- [97] ———, *Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser*, Opt.Lett., 24 (1999), pp. 881–883.
- [98] W. VAIDYA AND V. DANDAWATE, *High-pressure mercury discharge lamps*, JOSA, 56 (1966), pp. 1693–1697.
- [99] B. R. WASHBURN, S.A.DIDDAMS, N.ÑEWBURY, J.ÑICHOLSON, M. YAN, AND C. JORGENSEN, *Fiber-laser-based frequency comb with a tunable repetition rate*, Opt. Lett., 12 (2004), pp. 250–252.
- [100] W.C.SWANN AND S. L.GILBERT, *Pressure-induced shift and broadening of 1510-1540 nm acetylene wavelength calibration lines*, JOSA B, 17 (2000), pp. 1263–1270.
- [101] W.C.SWANN AND S.L.GILBERT, *Wavelength calibration standards for the WDM L-band*, in 6th Optical Measurement Conference (OFMC'01), September 2001, pp. 175–178.

-
- [102] W.V.NORRIS AND H.J.UNGER, *Infrared absorption bands of methane*, Phys.Rev., 43 (1993), pp. 467–472.
- [103] WWW.FSM.PHYSICS.UWA.EDU.AU/KOVACH7.PDF, *Optical frequency comb generator*, ch. Chapter 7.
- [104] Y.C.CHUNG, *Frequency-locking of 1.3 μm DFB laser using a miniature argon glow lamp*, Photon. Technol. Lett., 1 (1989), pp. 135–136.
- [105] Y.C.CHUNG AND C.B.ROXLO, *Frequency-locking of a 1.5 μm DFB laser to an atomic krypton line using optogalvanic effect*, Electron. Lett, 24 (1988), pp. 1048–1049.
- [106] Y.C.CHUNG AND R.W.TKACH, *Frequency-stabilization of a 1.3 μm DFB laser to an argon line using optogalvanic effect*, Electron. Lett., 24 (1998), pp. 804–805.

