

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA, BAJA CALIFORNIA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**Efectos no lineales en celdas de fibras de cristal fotónico
con acetileno**

Tesis

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctor en Ciencias

Presenta:

Manuel Iván Ocegueda Miramontes

Ensenada, Baja California, México
2015

Tesis defendida por

Manuel Iván Ocegueda Miramontes

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Serguei Stepanov
Director del Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Miembro del Comité

Dr. Mikhail Shlyagin
Miembro del Comité

Dr. Eliseo Hernández Hernández
Miembro del Comité

Dr. Roberto Machorro Mejía
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dr. Jesús Favela Vara
Director de Estudios de Posgrado

Febrero, 2015

Resumen de la tesis que presenta Manuel Iván Ocegueda Miramontes como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica con orientación en **Óptica Física**.

Efectos no lineales en celdas de fibras de cristal fotónico con acetileno

Resumen elaborado por:

Manuel Iván Ocegueda Miramontes

El trabajo está dedicado a la investigación de nuevos efectos ópticos no lineales de tipo coherente e incoherente en el interior de fibras de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF) con acetileno (C_2H_2). En los experimentos se utilizaron pulsos ópticos con duraciones en el rango de 2-60 ns y con potencias máximas de hasta 5 W. El láser utilizado fue sintonizado a una longitud de onda de 1530.37 nm la cual coincide con la línea de absorción P9 del acetileno. La HC-PCF empleada tiene una longitud de 2.4 m, y las presiones de gas en su interior se variaron en un rango de 0.02-0.7 Torr, lo que corresponde a un intervalo de densidades ópticas (OD) de 0.1~3.5. Los efectos incoherentes observados son la saturación óptica del acetileno y la propagación de luz lenta por saturación de la absorción. Los resultados principales arrojan que en el intervalo de presiones utilizado la potencia de saturación (P_{sat}) del acetileno creció con la presión del gas, desde un valor mínimo de 20 mW hasta 70 mW. El análisis de los datos experimentales permite deducir que la P_{sat} en nuestros experimentos está determinada principalmente por las colisiones con las paredes internas de la HC-PCF y por las colisiones intermoleculares. Respecto al fenómeno de luz lenta se lograron obtener retrasos fraccionales de hasta 0.23 utilizando pulsos de luz de 30 ns. Los efectos coherentes observados por primera vez en HC-PCF con acetileno son: el decaimiento por inductancia libre, la nutación óptica y el eco fotónico de dos pulsos. A partir de la medición del decaimiento de la intensidad máxima del eco fotónico como función del retraso entre los pulsos de excitación, fue posible evaluar el tiempo de relajación transversal T_2 asociado a las moléculas de acetileno en la HC-PCF, en un valor aproximado de 8 ns. Por otra parte, con base en las mediciones experimentales de la frecuencia de Rabi en las señales de nutación óptica, fue posible calcular el momento dipolar de la línea de absorción P9 del acetileno, obteniéndose un resultado de $\sim 1.74 \times 10^{-32}$ Cm.

Palabras clave: **Eco fotónico, nutación óptica, inductancia libre, luz lenta, saturación óptica, fibras de cristal fotónico de núcleo hueco, acetileno.**

Abstract of the thesis presented by Manuel Iván Ocegueda Miramontes as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Optics with orientation in Physical Optics

Nonlinear effects in photonic crystal fiber cells with acetylene

Abstract by:

Manuel Iván Ocegueda Miramontes

This work is devoted to investigation of new coherent and incoherent nonlinear optical effects in the hollow core photonic crystal fibers (HC-PCF) filled with acetylene (C_2H_2). Optical pulses with temporal duration of 2-60 ns and with maximum power up to 5 W at wavelength of 1530.37 nm, corresponding to the P9 acetylene vibration/rotational absorption line, were utilized in the experiments. Gas pressures in the range of 0.02-0.7 Torr corresponded to the gas cell optical density (OD) interval 0.1-3.5. The incoherent effects that were observed are the saturation of the acetylene optical absorption and the slow light propagation effect. In the utilized pressure range the saturation power (P_{sat}) grew from the minimum value of ~20 mW to ~70 mW following the increase of the gas pressure. The analysis of the experimental data allowed us to conclude that P_{sat} is determined mainly by the molecule collisions with the internal fiber core walls and by the intermolecular collisions. In respect to the slow light propagation, the fractional delay up to 0.23 for optical pulses of 30 ns was demonstrated. The quantum coherent effects, which were observed for the first time in HC-PCF filled with acetylene are: the optical nutation, the free induction decay, and the two-pulse photon echo. From the measurements of the photon echo signal decay as a function of the temporal delay between the two excitation pulses, the transverse relaxation time (T_2) of the acetylene molecules in the HC-PCF, was evaluated to be around 8 ns. The experimental data on the optical nutation effect allowed us also to evaluate the Rabi oscillation frequency in the transmitted signal as a function of the optical input power. From these data an effective dipole moment of the P9 acetylene absorption line was determined to be about $\sim 1.74 \times 10^{-32}$ Cm.

Keywords: Photon echo, optical nutation, free induction decay, optical saturation, hollow core photonic crystal fiber, acetylene.

Dedicatoria

Dedico esta tesis, y todo el esfuerzo realizado durante su elaboración, a mi familia, a mis padres María Antonia y Juan Manuel quienes han alimentado desde mi infancia mi vocación científica y a quienes debo horas interminables de cariño y consejos a lo largo de mi vida. A ustedes padres que me han hecho sentir siempre todo su amor y cariño les dedico todo mi trabajo por ser, no sólo un buen profesionalista, sino también un mejor ser humano. Los amo.

Mención especial merecen mis hermanos Thelma Violeta y Fernandito el más pequeño de la familia. Gracias mis queridos hermanos por ser parte de mi vida.

Agradezco a la vida por darme cada día 24 horas para salir a luchar por las cosas que quiero, en la humana y cálida presencia de familiares y amigos.

Agradecimientos

Agradezco a mi querido director de tesis el Dr. Serguei Stepanov por todo el apoyo brindado durante estos 4 años, su gran sabiduría, experiencia y conocimiento han sido para mí una inmejorable luz que me ha guiado en este camino.

Valoro y reconozco el enorme apoyo brindado por el Dr. Eliseo Hernández en la realización de los experimentos así como en la construcción de las celdas de cristal fotónico y la construcción del sistema de vacío. Su ayuda fue invaluable. Gracias.

Expreso mi gratitud por las críticas constructivas de mis sinodales de tesis quienes contribuyeron en gran medida a mejorar mi trabajo.

A mis maestros en estos años que estuve en CICESE, les agradezco todas sus enseñanzas, y les admiro su gran calidad humana, siempre amigos y a la vez siempre tan profesionales, esforzándose por dar siempre clases de gran calidad.

A mis amigos, quienes sin duda hicieron que mi paso por CICESE fuera una experiencia de vida inolvidable, les digo gracias por todos los buenos momentos compartidos.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada agradezco la oportunidad que me brindó de forjar en sus aulas una parte muy valiosa de mi educación.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de doctorado.

Tabla Contenido

	Páginas
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras.....	viii
Lista de tablas.....	xv
Capítulo 1. Introducción	1
1.1 Fibras ópticas de cristal fotónico con núcleo hueco (HC-PCF)	2
1.2 Los efectos no lineales ya observados experimentalmente en las HC-PCF con acetileno	5
1.3 Relevancia de las interacciones ópticas coherentes e incoherentes	8
1.3.1 Saturación óptica.....	9
1.3.2 Luz lenta	10
1.3.3 Inductancia libre	11
1.3.4 La nutación óptica	12
1.3.5 Eco fotónico.....	14
1.4 Objetivos y metas de esta tesis.....	15
1.5 Contenido de la tesis.....	16
Capítulo 2. Conceptos básicos	17
2.1 Propiedades ópticas del acetileno.....	17
2.1.1 Energía rotacional y vibracional de la molécula de acetileno ...	17
2.1.2 Mecanismos de ensanchamiento del perfil de línea espectral en acetileno.....	20
2.1.2.1 Ensanchamiento natural	22
2.1.2.2 Ensanchamiento Doppler.....	23
2.1.2.3 Ensanchamiento por presión	24
2.1.2.4 Ensanchamiento por tiempo de vuelo.....	24
2.1.2.5 Perfil de Voigt.....	25
2.2 Modelos teóricos de la interacción entre luz y materia.....	25
2.2.1 El modelo de Lorentz.....	25
2.2.1.1 Emisión espontánea.....	28
2.2.1.2 Absorción de luz del dipolo atómico.....	31
2.2.2 Ecuaciones de razón	35
2.2.3 Aproximación semiclásica	41
2.2.3.1 Matriz de densidad y decaimiento fenomenológico	46
2.2.3.2 Decaimiento por inductancia libre	51
2.2.3.3 Eco fotónico	53
2.4 Revisión de algunos trabajos sobre el eco fotónico.....	53
Capítulo 3. Muestras y configuraciones experimentales.....	56
3.1 Celdas de fibras de cristal fotónico con acetileno	56

Tabla Contenido (continuación)

3.1.1 Revisión de literatura sobre las celdas usadas anteriormente	56
3.1.1.1 Llenado con gas de la celda fotónica	56
3.1.1.2 Acoplamiento de luz en el núcleo de la fibra fotónica	60
3.1.2 Construcción y preparación de nuestras celdas	62
3.1.3 Caracterización óptica	64
3.1.4 Ensanchamiento de línea espectral.....	65
3.3 Arreglo experimental principal.....	70
3.2.1 Láser y sintonización de longitud de onda.....	72
3.2.2 Modulación de amplitud y duración de los pulsos	72
3.2.3 Sistema amplificador de fibra dopada con erbio.....	73
3.2.4 Sistema y control de vacío	73
3.2.5 Equipo empleado para la detección de pulsos: fotodetector y osciloscopio.	74
Capítulo 4. Investigación experimental de efectos incoherentes	75
4.1 Saturación óptica	75
4.1.1 Metodología experimental	75
4.1.2 Resultados experimentales	77
4.1.3 Análisis de resultados.....	80
4.1.4 Conclusiones parciales.....	83
4.2 Propagación de luz lenta.....	83
4.3 Conclusiones parciales.....	87
Capítulo 5. Efectos coherentes	88
5.1 Consideraciones generales y metodología experimental	88
5.2 La nutación óptica.	89
5.2.1 Los datos experimentales.....	89
5.2.2 Discusión de los resultados experimentales.....	93
5.3 Decaimiento por inductancia libre.	96
5.3.1 Los datos experimentales.....	96
5.3.2 Discusión de los resultados experimentales.....	99
5.3.3 Conclusiones parciales.....	102
5.4 Eco fotónico	102
5.4.1 Introducción	102
5.4.2 Procedimientos y resultados experimentales	104
5.4.3 Análisis de los resultados experimentales.....	109
Capítulo 6. Resultados principales del trabajo	113
Lista de referencias.....	117

Lista de figuras

Figura	Página
1 Perfil transversal de una Fibra de Cristal Fotónico de Núcleo Hueco (HC-PCF, por sus siglas en inglés). Imagen extraída de Benabid (2006).	3
2 Curva de atenuación y dispersión de la HC-PCF modelo HC-1550-04 utilizada en este trabajo, la cual fue adquirida de la compañía NKT Photonics. Gráfica extraída de la página web http://www.nktphotonics.com . Los títulos de la gráfica se han adaptado al castellano.	4
3 Espectro de transmisión del acetileno. Gráfica extraída de Swann y Gilbert (2000).	5
4 En (a) se muestra el perfil de la línea de absorción R(15) del gas acetileno obtenido mediante la utilización de un haz de prueba. En (b) se observa la aparición de un “hundimiento” en la región central del perfil de línea, como consecuencia de la presencia simultánea del haz de prueba y el haz de control. Dicho “hundimiento” corresponde a una ventana de transparencia que se asocia con el efecto de EIT. Gráfica extraída de Ghosh <i>et al.</i> (2005).	6
5 Efecto de luz lenta vía EIT reportado por Ghosh <i>et al.</i> (2005). La línea sólida corresponde al pulso transmitido a través de la HC-PCF con acetileno cuando el haz de control está encendido y la línea punteada corresponde al caso en que el haz de control está apagado. El máximo retraso fraccional obtenido en este experimento fue de 0.042.	7
6 Efecto de luz lenta por saturación de la absorción óptica. El pulso de referencia viaja fuera del medio absorbente, mientras que el pulso más pequeño lo hace a través de él. El efecto de saturación produce que el pulso que se propaga por el medio sea más absorbido en su frente delantero que en su parte trasera, induciendo de esta manera, un desplazamiento de su centro de peso. Imagen extraída de Boyd (2009), los textos de la figura han sido adaptados al castellano.	11
7 Esquema que muestra la “cola” de radiación coherente emitida por el medio óptico absorbente después de que el pulso excitante se ha ido del material. Esta “cola” se asocia al efecto Decaimiento por Inductancia Libre.	12

Lista de figuras (Continuación)

Figura	Página
8	13
<p>Efecto de nutación óptica observado por Hocker y Tang (1969). En estos experimentos se utilizó un láser de CO₂ sintonizado a una longitud de onda de 10.57 μm, correspondiente a la línea P(18) del gas SF₆, el cual se mantuvo a temperaturas criogénicas. En (a) se presenta el perfil típico de los pulsos incidentes; en (b) y (c) se observan los perfiles de los pulsos transmitidos para una presión del gas de 0.16 y 0.12 Torr, respectivamente. El caso (d) es similar al (c) excepto por el hecho de que el fotodetector fue ligeramente desplazado a través del haz.....</p>	
9	15
<p>Esquema típico que explica la formación del eco fotónico (extraído del libro de Allen y Eberly (1975)). Aquí cada corredor representa un ensamble de dipolos atómicos que se mueven a la misma velocidad, pertenecientes a un material, digamos, el acetileno. En A se presenta la situación de todos los dipolos en el instante en que el primer pulso excitante abandona el medio. Como se observa, dichos dipolos se encuentran en fase. Sin embargo, debido al efecto Doppler, estos dipolos comienzan a desfasarse cada vez más unos con respecto a otros, lo cual se representa en las figuras B y C. Un cierto tiempo después se hace incidir otro pulso excitante el cual tiene el efecto de revertir el proceso de desfasamiento. Esto se ilustra en D y E, donde se aprecia que los corredores han empezado a desplazarse en la dirección opuesta. Finalmente en F se muestra la situación en que los dipolos vuelven a quedar en fase lo cual da origen a la emisión de un pulso de luz, mejor conocido como eco fotónico.</p>	
10	19
<p>Estructura geométrica de la molécula de acetileno, compuesta por dos átomos de carbono unidos por un triple enlace, y dos átomos de hidrógeno.</p>	
11	19
<p>Desplazamientos de los átomos en los modos fundamentales de vibración de la molécula de acetileno. Esta figura es una reproducción parcial de aquella presentada en el documento electrónico http://web.mit.edu/5.33/www/Exp1_IR_05.pdf, página 14.</p>	
12	21
<p>Se muestra los componentes principales que describen a una línea de absorción típica de un material.....</p>	

Lista de figuras (Continuación)

Figura	Página
13	De acuerdo al modelo propuesto por Lorentz, el átomo reacciona ante la presencia de un campo electromagnético externo como si las cargas positivas y negativas estuvieran atadas por una fuerza restauradora similar a la de un resorte. En a) se muestra el centro de carga positiva y negativa de una molécula, los cuales se encuentran separados por una distancia d . En b) se hace énfasis en el hecho de que las cargas experimentan una fuerza restauradora que las hace vibrar alrededor de su punto de equilibrio. En c) se hace notar el hecho de que el núcleo positivo del átomo es mucho más masivo que el electrón, y por tanto, éste último es prácticamente el único que se desplaza alrededor de su posición de equilibrio. 27
14	Patrón de radiación de un dipolo eléctrico..... 29
15	Decaimiento típico de las oscilaciones libres de un oscilador armónico ... 31
16	Perfil de línea del espectro de emisión de un dipolo eléctrico que oscila libremente..... 33
17	Esquematización de las diferentes transiciones ópticas posibles para un sistema de dos niveles cerrado. (a) - distribución de la población inicial antes de que se irradie el material con luz; (b) - absorción de un fotón del campo incidente; (c) y (d) - procesos de emisión estimulada y espontánea, respectivamente. 37
18	Evolución de la población del nivel excitado N_2' para una intensidad fija I' del haz incidente, con valor de $I' = 0.3$ (gráfica de la izquierda) y de $I' = 1$ (gráfica de la derecha), y para diferentes valores de la población inicial ($t' = 0$) del estado excitado. La flecha señala el valor al que tiende N_2' conforme aumenta el tiempo t' (adaptado del curso del Dr. S.Stepanov)..... 38
19	Se muestra cómo varía la población N_{2est}' como función de la intensidad del haz incidente (adaptado del curso del Dr. S.Stepanov)..... 39
20	Decaimiento de la absorción del material como función de la intensidad del haz incidente (adaptado del curso del Dr. S.Stepanov)..... 40
21	Sistema atómico de dos niveles 42

Lista de figuras (Continuación)

Figura	Página
22	Las líneas de alta frecuencia corresponden a las oscilaciones del momento dipolar del átomo, las cuales están moduladas en amplitud por el término $2\mu_{12}\text{Sin}\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right)\text{Cos}\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right)$ el cual oscila mucho más lentamente a la frecuencia de Rabi. La gráfica de $ c_2(t) ^2$ indica cómo evoluciona en el tiempo la probabilidad de que el átomo se encuentre en el nivel energético excitado. 45
23	Esfera de Bloch utilizada para describir los estados cuánticos de un ensamble de átomos. (a) muestra el vector de Bloch correspondiente al estado base del sistema. (b) muestra el vector de Bloch girando como consecuencia de la presencia de un campo electromagnético resonante. 50
24	Curvas experimentales reportadas por Patel y Slusher (1968) durante sus experimentos de eco fotónico en el gas SF ₆ 54
25	Configuraciones típicas utilizadas para introducir un gas dentro de la HC-PCF..... 57
26	Evolución temporal de la presión en el interior de la HC-PCF durante el proceso de llenado y evacuación, usando el gas acetileno, para dos fibras de distinta longitud pero de mismo diámetro de núcleo (~10 μm). En (a) se muestra dos etapas de llenado, la primera hasta una presión de 0.064 Torr (8.5 Pa) y la segunda hasta 1.12 Torr (149 Pa), y posteriormente la fibra fue evacuada. En (b) la fibra fue llenada hasta una presión de 0.15 Torr (20 Pa) y luego fue evacuada. Gráfica extraída de Henningsen <i>et al.</i> (2005). 59
27	Métodos típicamente utilizados para acoplar luz a la fibra fotónica..... 60
28	Preparación de celdas de acetileno empalmadas por ambos extremos. .. 61
29	Celda de cristal fotónico usada en esta tesis para el llenado de acetileno y el acoplamiento de luz a la HC-PCF..... 63
30	Sistema experimental implementado para el llenado y evacuación de la celda fotónica construida..... 63
31	Espectro de transmisión de la HC-PCF utilizada en este trabajo. 64

Lista de figuras (Continuación)

Figura	Página
32	Configuración experimental utilizada para el estudio del perfil de línea espectral de la línea P5 (1528.015 nm) del acetileno en el interior de la HC-PCF. GF- generador de funciones, CP- controlador de polarización, Osc- Osciloscopio, F1 y F2- fotodetectores..... 66
33	Trazos osciloscópicos del perfil de la línea de absorción P5 del acetileno y de los picos de interferencia del etalón. 67
34	Perfil espectral corregido de la línea de absorción P5 del acetileno. 67
35	Variación del perfil de densidad óptica de la línea de absorción P5 del gas acetileno para las presiones (Torr):0.66, 0.4 y 0.12, lo que corresponde a las densidades ópticas de ~3.3, ~2 y ~0.6 respectivamente. Las líneas sólidas corresponden a los ajustes de los datos experimentales mediante funciones de tipo Gaussiano..... 68
36	Variación del FWHM como función de la densidad óptica en el interior de la HC-PCF..... 68
37	Arreglo experimental utilizado para la observación de fenómenos ópticos no lineales. En esta configuración TCSL-1 es el diodo láser semiconductor sintonizable con longitud de onda de 1530.3 nm; PBC-controlador de polarización; PG-generador de pulsos; AM- Modulador electroóptico de amplitud; V-fuente de voltaje; EDFA- fibra amplificadora dopada con Erblio; TCSL-2- diodo láser semiconductor de bombeo a 980 nm; PD-fotodetector; A1 y A2- son atenuadores ópticos. 71
38	Perfiles de los pulsos de entrada (a) y de salida (b) a la HC-PCF con acetileno. 77
39	Transmitancia de la celda de cristal fotónico como función de la potencia pico a pico de los pulsos de entrada, para diferentes concentraciones de acetileno. En (a) la OD medida fue de ~2.8, y las evaluaciones numéricas arrojaron una OD~2.9 y P_{sat} ~55 mW. En (b) la OD medida fue de 1.87 y las evaluaciones numéricas arrojaron una OD~1.99 y P_{sat} ~47 mW. En (c) la OD medida fue de 0.97 y las evaluaciones numéricas arrojaron un valor de OD~1.02 y P_{sat} ~40 mW. En (d) la OD medida fue de 0.47 y las evaluaciones numéricas arrojaron un valor de OD~0.49 y P_{sat} ~31 mW..... 79
40	Dependencia experimental de la P_{sat} como función de la OD en el interior de la celda de cristal fotónico. 80

Lista de figuras (Continuación)

Figura	Página
41	Secuencia de pulsos de entrada (línea sólida) y salida (línea punteada) a la fibra fotónica, para una densidad óptica fija de 2.86, y para distintas potencias pico a pico incidentes 85
42	Variación del retraso óptico máximo de los pulsos como función de la densidad óptica del gas acetileno. 86
43	Dependencia experimental del retraso temporal observado en el pulso transmitido a través de la celda de acetileno, para una OD ~ 2.86, con respecto a la potencia pico a pico de los pulsos de entrada, los cuales tienen una duración de 30 ns. 87
44	Pulsos de entrada y salida a la celda de cristal fotónico (la cual mide 2.4 m) para el caso en que la longitud de onda del láser está sintonizada fuera de la línea de absorción. 90
45	Trazos osciloscópicos del pulso incidente (a) y del pulso transmitido (b) 91
46	Perfil de transmitancia obtenido para una OD de ~1.67 mediante la división punto a punto del pulso de salida entre el pulso de entrada. 92
47	Perfiles de transmitancia obtenidos para una densidad óptica fija de ~1.67 y distintas potencias del pulso incidente. P_{in} (W): 0.05, 0.11, 0.18, 0.23, 0.42, 0.73 y 0.98..... 92
48	Variación del perfil de transmitancia para una potencia fija (~0.4 W) y distintas densidades ópticas, OD: 0.07, 0.15, 0.3, 0.55, 0.9, 1.3 y 2..... 93
49	Variación de frecuencia de las oscilaciones de Rabi como función de la amplitud del campo eléctrico incidente. La línea continua representa el ajuste de los datos experimentales utilizando una función lineal. 95
50	Perfiles de los pulsos de entrada (a) y salida (b) a la HC-PCF con acetileno durante los experimentos de inductancia libre. En (b) se muestran los perfiles de tres pulsos transmitidos para las potencias incidentes P_{in} (W)=1.55, 0.9 y 0.56..... 97
51	Acercamiento a la parte trasera de los pulsos transmitidos cuando el láser está en resonancia, la densidad óptica de la celda es de 1.9 y las potencias incidentes P_{in} (W) son: 0.56, 0.9, y 1.55. La línea de referencia (P_{in} =1.55 W) corresponde al pulso transmitido a través de la celda cuando el láser está sintonizado fuera de la línea de absorción del acetileno 97

Lista de figuras (Continuación)

Figura	Página
52	Dependencia de la razón entre la intensidad máxima de la inductancia libre (I_a) y la intensidad del pulso incidente medida en la zona estacionaria del pulso (I_c), para diferentes potencias ópticas de los pulsos de entrada..... 98
53	Perfiles de la FID para pulsos ópticos incidentes de diferentes duraciones (ns): 5, 10, 15, 20. En estos experimentos la densidad óptica es de 1.9 y la potencia del pulso incidente es de 0.9 W. 98
54	Secuencia de pulsos ópticos (normalizados a su valor máximo) transmitidos a través de la celda fotónica para una potencia de ~2.2 W cuando la longitud de onda del láser está sintonizada fuera de la línea de absorción. El recuadro presenta las variaciones de la señal parásita (centrado en el segundo pulso) para la misma potencia pero distintas separaciones de los pulsos incidentes: 4.4, 5.0, 5.9 y 6.6 ns..... 107
55	Pulsos ópticos transmitidos a través de la celda cuando el láser se encuentra en resonancia con la línea P9 del acetileno. La amplitud de los pulsos ha sido normalizada con respecto a la amplitud de los pulsos transmitidos con longitud de onda fuera de la línea de absorción. El recuadro muestra un acercamiento de la zona donde aparece el eco fotónico (centrado en el segundo pulso). Las señales observadas se obtuvieron para una potencia fija de ~2.2 W y diferentes separaciones de los pulsos incidentes: 4.4, 5.0, 5.9 y 6.6 ns. 108
56	La intensidad del eco fotónico como función de la separación entre los pulsos ópticos excitantes. Los puntos experimentales fueron ajustados mediante la función exponencial con el tiempo de relajación igual a 2 ns. 108
57	La intensidad máxima de la señal de eco fotónico, como función de la potencia de los pulsos incidentes para una separación fija de 4.4 ns. La línea sólida representa el ajuste teórico. 109

Lista de tablas

Tabla	Página
1 Lista de propiedades ópticas y físicas de la HC-PCF utilizada en esta tesis. La imagen de la sección transversal de la fibra fotónica se extrajo de la página web de NKT Photonics.....	65

Capítulo 1. Introducción

La década de los 40's atestiguó el surgimiento de la óptica no lineal cuando el Dr. G. N. Lewis reportó las primeras observaciones de saturación de la intensidad de fluorescencia, de la fluoresceína orgánica depositada sobre un vidrio con ácido bórico (Lewis *et al.*, 1941). Con este importante hallazgo se puso en marcha el engranaje de descubrimientos científicos que desembocaría, 20 años más tarde, en la generación del primer láser (Maiman, 1960). El espectro cuasi monocromático y las altas intensidades asociadas a éste, marcarían un importante parteaguas en el desarrollo, no solamente de la ciencia, sino también en las diferentes tecnologías modernas.

Desde una perspectiva científica el láser facilitó como ningún otro dispositivo óptico el descubrimiento de un gran número de procesos ópticos no lineales, como por ejemplo: la generación de segundo armónico (Franken *et al.*, 1961), el esparcimiento Raman estimulado (Woodbury y Ng, 1962), el mezclado de cuatro ondas (Carman *et al.*, 1966), entre otros. Por otra parte, el desarrollo de la tecnología también sufriría radicales mejoras a partir de las aplicaciones prácticas de este dispositivo. Por ejemplo, en la industria se le ha utilizado para cortar materiales extremadamente duros como diamantes y cerámicas, y para realizar soldaduras de alta precisión (Bromberg, 1991). En el área médica se emplea en las cirugías para destruir tumores o lesiones, para cortar tejido, para remover marcas en la piel, para tratar el desprendimiento de retina (Aronoff, 1997), entre otras muchas aplicaciones.

En la actualidad, la óptica no lineal sigue siendo un área fértil que promete ser el sustento de nuevos efectos físicos y la base de futuras tecnologías que mejorarán la calidad de vida de los seres humanos. Es por eso que este trabajo pretende contribuir a la extensión del conocimiento en esta área, mediante el estudio de fenómenos ópticos no lineales en las fibras de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF, por sus siglas en inglés) rellenas con acetileno.

1.1 Fibras ópticas de cristal fotónico con núcleo hueco (HC-PCF)

Las fibras ópticas convencionales de silicio comenzaron a tener un rol importante en las tecnologías ópticas a partir de 1970, cuando la compañía Corning logró reducir significativamente las pérdidas por propagación de luz en estos dispositivos (Agrawal, 2011). Entre sus aplicaciones prácticas más importantes se pueden mencionar aquellas relacionadas con el área de las telecomunicaciones ópticas, donde han permitido el intercambio de información entre dos puntos geográficamente distantes, mediante el envío de señales luminosas que son recibidas y transformadas en señales eléctricas. Otras aplicaciones incluyen la fabricación de fibroscopios para el mejor conocimiento del cuerpo humano, la creación de sensores, sistemas de iluminación (DeCusatis y DeCusatis, 2006), etcétera. En el ámbito de la ciencia han contribuido al estudio de fenómenos ópticos no lineales tales como el efecto Kerr (Stolen y Ashkin, 1973), la formación de los solitones (Mollenauer *et al.*, 1980), las rejillas dinámicas, etcétera.

El avance vertiginoso de la tecnología ha contribuido también a la necesidad de mejorar las características físicas y ópticas de las fibras convencionales. La creciente capacidad para producir láseres más potentes y la habilidad para generar en el laboratorio temperaturas extremas, ha estimulado la búsqueda de nuevos tipos de guías de ondas que tengan una mayor estabilidad termal, que sean capaces de transportar luz en mayores potencias, que sean fáciles de implementar en sensores, que cuenten con altas birrefringencias, con altas no-linealidades, capaces de tener múltiples núcleos, una dispersión más controlable, etcétera (Russell, 2007). Es en este contexto en el que surgen las Fibras de Cristal de Fotónico (PCF, por sus siglas en inglés), a partir de la sugerencia hecha por Philip Russell en 1991, acerca de que la luz podía ser guiada a través de fibras de núcleo hueco mediante la construcción de una red de “hoyos” microscópicos en la cubierta de la fibra (Russell, 2003).

A pesar de que esta idea captó el interés de un sector de la comunidad científica, las dificultades técnicas para su fabricación pospusieron el lanzamiento de la primer PCF hasta 1996. En una primera etapa las PCF's contaban con un núcleo sólido aunque ya incorporaban la cubierta microestructurada propuesta por Russell. Pasarían tres años más, hasta 1999, cuando el mundo conocería la primer

PCF de núcleo hueco (HC-PCF por sus siglas en inglés), la cual se muestra en la figura 1.

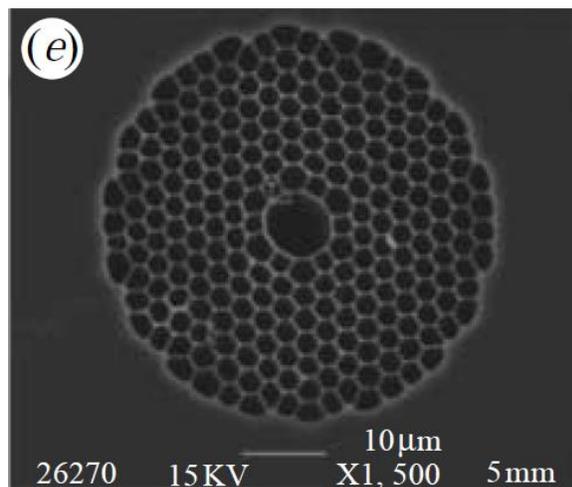


Figura 1. Perfil transversal de una Fibra de Cristal Fotónico de Núcleo Hueco (HC-PCF, por sus siglas en inglés). Imagen extraída de Benabid (2006).

La figura 1 muestra la sección transversal de una HC-PCF, donde se pueden distinguir claramente las regiones delimitadas por el núcleo hueco de la fibra y su respectiva cubierta, esta última compuesta por un arreglo periódico bidimensional de capilares, los cuales se extienden a lo largo de toda la fibra (Benabid, 2006). A diferencia de las guías de onda convencionales donde el mecanismo de propagación se basa en el fenómeno de reflexión total interna (Saleh y Teich, 1991), el confinamiento de luz en la HC-PCF se basa en la formación de una banda prohibida fotónica (Poli *et al.*, 2007). Esto significa que la microestructura periódica de la cubierta, bajo ciertas condiciones, exhibe rangos de ángulos y de longitudes de onda donde la luz incidente es fuertemente reflejada, evitando así, que la radiación escape del núcleo (Russell, 2003). Este es el mismo efecto que produce el color de las alas de una mariposa, las plumas de un pavo real, los hologramas que aparecen en las tarjetas de crédito, entre otros (Russell, 2003). Como resultado, el espectro de transmitancia de una HC-PCF tiene una banda limitada donde la luz puede propagarse por distancias largas con bajas pérdidas como en un guía de onda (ver figura 2).

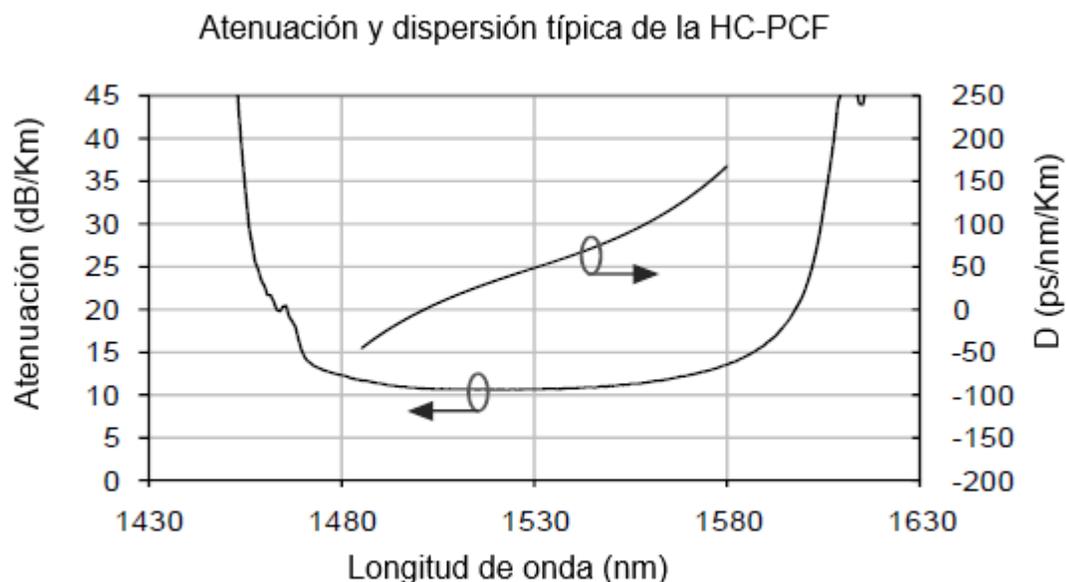


Figura 2. Curva de atenuación y dispersión de la HC-PCF modelo HC-1550-04 utilizada en este trabajo, la cual fue adquirida de la compañía NKT Photonics. Gráfica extraída de la página web <http://www.nktpotonics.com>. Los títulos de la gráfica se han adaptado al castellano.

Entre las principales ventajas de las HC-PCF se pueden mencionar las siguientes:

1. Pueden guiar un haz luminoso a través de un hueco de alrededor de $10\ \mu\text{m}$ de diámetro, de forma no difracting, por una longitud de varios kilómetros con pérdidas pequeñas menores a $15\ \text{dB/Km}$ (Couny *et al.*, 2006).
2. Son capaces de guiar luz a través del aire mediante la formación de una banda prohibida fotónica, lo cual puede ser aprovechado para transmitir luz con pérdidas mucho menores a aquellas que presentan medios como el vidrio, donde la transmisión está limitada por el esparcimiento Rayleigh (Benabid, 2006).
3. Maximizan las interacciones no lineales entre la luz láser y un medio de baja densidad como los gases, lo cual ocasiona que se requieran potencias ópticas menores a las demandadas normalmente para observar ciertos fenómenos ópticos (Russell, 2003).
4. Pueden ser utilizadas para transportar nano-partículas (Benabid *et al.*, 2002).
5. Presentan un alto umbral de daño por potencia óptica incidente.
6. Son prácticamente insensibles a doblamientos.

1.2 Los efectos no lineales ya observados experimentalmente en las HC-PCF con acetileno

Desde los primeros años de su creación las HC-PCF mostraron ser una herramienta poderosa para la observación de fenómenos ópticos no lineales, debido fundamentalmente a su capacidad para maximizar la interacción entre la luz y la materia. Los importantes logros conseguidos mediante su utilización, como la reducción por un factor de un millón del umbral de potencia necesaria para producir el esparcimiento Raman estimulado puramente rotacional en hidrógeno (Benabid *et al.*, 2004), incentivaron el interés de la comunidad científica por utilizar estas fibras en la observación de una amplia gama de fenómenos ópticos

En particular, un área que recibió un fuerte impulso con la llegada de las HC-PCF fue la observación de efectos no lineales en gases, especialmente en aquellos que usualmente no son prácticos de utilizar debido a su bajo momento dipolar. En este sentido, un gas particularmente atractivo desde el punto de vista óptico, pero con un momento dipolar bajo ($\sim 10^{-32}$ Cm), es el acetileno. El interés en este gas radica en su espectro de absorción vibracional-rotacional (Swann y Gilbert, 2000), el cual presenta alrededor de 50 líneas de absorción fuertes, bien definidas y regularmente espaciadas en la región cercana a $1.5 \mu\text{m}$ (ver figura 3), la cual es muy importante para las comunicaciones ópticas (Agrawal, 2002).

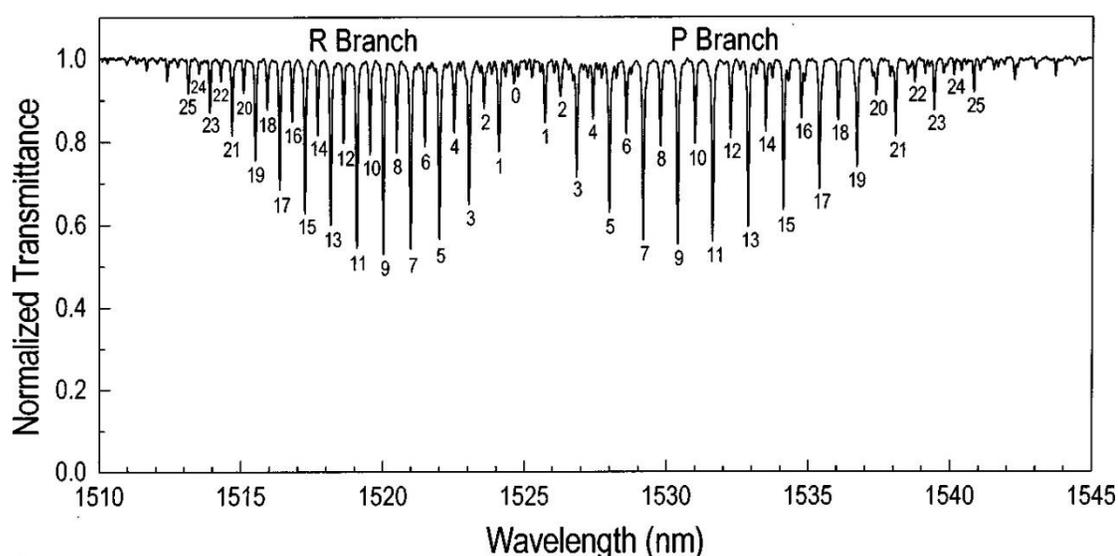


Figura 3. Espectro de transmisión del acetileno. Gráfica extraída de Swann y Gilbert (2000).

El advenimiento de las fibras fotónicas de núcleo hueco ha estimulado el uso del gas acetileno como medio óptico para la observación de diversos fenómenos. Uno de los primeros trabajos donde se empleó esta combinación de elementos fue presentado por Ritari *et al.* (2004) quienes obtuvieron el espectro de absorción de diferentes gases (entre ellos el acetileno) depositados en el interior de una HC-PCF, y demostraron la viabilidad de estas fibras como sensores de gas. Un año más tarde Ghosh *et al.* (2005) reportó la primera observación de un efecto coherente en el interior de una HC-PCF con acetileno: la Transparencia Inducida Electromagnéticamente (EIT, por sus siglas en inglés). Los resultados experimentales presentados en este trabajo, obtenidos en el régimen de bajas presiones (10-200 mTorr), con potencias ópticas menores a 500 mW en modo continuo, con la utilización de un haz de control con longitud de onda de 1535 nm y un haz de prueba de 1517 nm, arrojaban la observación de una ventana de transparencia de hasta un 40% (ver figura 4).

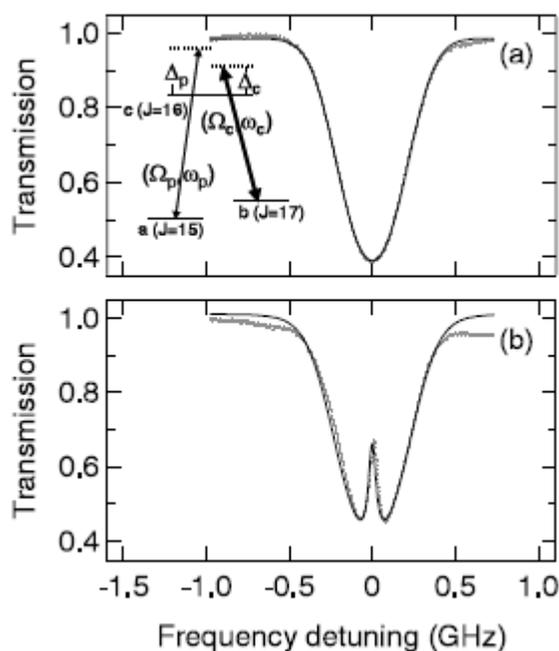


Figura 4. En (a) se muestra el perfil de la línea de absorción R(15) del gas acetileno obtenido mediante la utilización de un haz de prueba. En (b) se observa la aparición de un “hundimiento” en la región central del perfil de línea, como consecuencia de la presencia simultánea del haz de prueba y el haz de control. Dicho “hundimiento” corresponde a una ventana de transparencia que se asocia con el efecto de EIT. Gráfica extraída de Ghosh *et al.* (2005).

En este mismo año Benabid *et al.* (2005) presentaron también un trabajo dedicado a la observación de la EIT, donde se reportaba una ventana de transparencia de hasta un 70%. En la misma configuración experimental empleada previamente para observar EIT, Ghosh *et al.* (2005) reportaron también la observación del efecto de luz lenta (ver figura 5), consiguiendo retrasos fraccionales de hasta 0.042 mediante la generación de pulsos ópticos con duración de 19 ns ($P_{in} \sim 200$ mW).

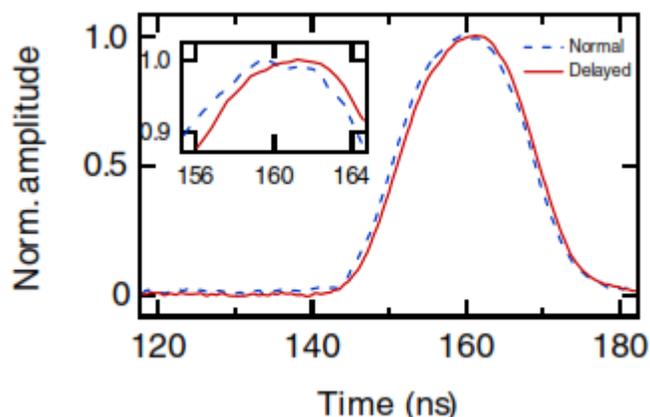


Figura 5. Efecto de luz lenta vía EIT reportado por Ghosh *et al.* (2005). La línea sólida corresponde al pulso transmitido a través de la HC-PCF con acetileno cuando el haz de control está encendido y la línea punteada corresponde al caso en que el haz de control está apagado. El máximo retraso fraccional obtenido en este experimento fue de 0.042.

Por otra parte, Henningsen *et al.* (2005) presentaron estudios experimentales sobre la saturación óptica de la línea P9 (1530.37 nm) del acetileno utilizando una HC-PCF con longitud de 6.35 m y un diámetro de núcleo de ~ 10 μm . Los autores encontraron que para una presión de acetileno de 10 Pa (~ 0.075 Torr), lo que corresponde a una densidad óptica (OD, por sus siglas en inglés) de ~ 1 en esta configuración experimental, la potencia de saturación (P_{sat}) era de ~ 23 mW. Siguiendo esta misma línea de experimentación Thapa *et al.* (2006) utilizaron un par de HC-PCF con diámetros de núcleo de ~ 10 μm y ~ 20 μm , respectivamente, para estudiar la saturación óptica de las líneas de absorción P11, P13 y P16 para distintas presiones del gas acetileno. Por otra parte, en ese mismo año Light *et al.* (2006) reportaron técnicas efectivas para la creación de celdas de cristal fotónico rellenas con acetileno y empalmadas a fibra óptica convencional.

Continuando la investigación sobre las características espectroscópicas del acetileno, Hald *et al.* (2007) emplearon una técnica para eliminar la contribución del efecto Doppler al ensanchamiento espectral de la línea P9 de dicho gas, obteniendo de esta manera, mediciones de su perfil de línea homogéneo (Lorentziano). Además, mediante una técnica que favorece la excitación de moléculas a baja velocidad, en el régimen de presiones bajas del orden de 3 Pa (~ 0.023 Torr), y utilizando un HC-PCF con diámetro de núcleo de ~ 10.6 μm , lograron reducir el ancho espectral del perfil de línea homogéneo a niveles inferiores a los asociados al tiempo de vuelo libre de la molécula para la temperatura ambiente,

Más adelante, Henningsen y Hald (2008) presentarían también algunos estudios sobre la dinámica de llenado y evacuación del acetileno en el interior de las HC-PCF. Por otra parte, Wheeler *et al.* (2010) observaron la propagación de luz lenta y rápida en celdas de cristal fotónico con acetileno vía EIT. En esta ocasión la señal de prueba estaba sintonizada con la línea R25 (1513.2 nm) y la señal acopladora con la transición P25 (1540.8 nm); los autores reportaron retrasos de hasta 5 ns y adelantos de hasta 1 ns, utilizando pulsos incidentes de 30 ns. Más recientemente, Wang *et al.* (2014) reportaron la estabilización en frecuencia de un diodo láser CW utilizando una transición óptica del acetileno, en el interior de una HC-PCF de tipo Kagome sellada.

Los trabajos mencionados anteriormente ponen de manifiesto el interés de la comunidad científica por explotar el potencial de la configuración formada por el gas acetileno y las HC-PCF. Dicha configuración ha brindado excelentes resultados en la observación de efectos no lineales y en esta tesis se ha decidido utilizarla para la observación de diversos fenómenos los cuales se describen en la siguiente sección.

1.3 Relevancia de las interacciones ópticas coherentes e incoherentes

Los fenómenos ópticos no lineales que se estudian en esta tesis se pueden clasificar en dos grupos principales: efectos incoherentes y efectos coherentes. El concepto clave para discernir entre estas dos clases de fenómenos es el que se conoce como “tiempo de relajación transversal”, usualmente denotado como T_2 , y

que mide el tiempo característico que tarda un ensamble de moléculas (o átomos) en perder su correlación de fase; dicha correlación puede ser inducida, por ejemplo, mediante la aplicación de un campo electromagnético resonante (para más detalles sobre T_2 ver la sección 2). Basados en esta definición (no rigurosa), se debe entender por “efectos incoherentes” a aquellos fenómenos cuya observación puede realizarse durante periodos de tiempo mucho mayores que T_2 ; por el contrario, los “efectos coherentes” son aquellos que sólo pueden ser observados durante intervalos temporales del orden de T_2 .

En esta sección se comenzará por dar una breve descripción de los fenómenos incoherentes que se estudian en esta tesis, a saber: la saturación de la absorción y la propagación de luz lenta por saturación óptica. Posteriormente se hablará de los fenómenos coherentes, es decir, del decaimiento por inductancia libre (FID, por sus siglas en inglés), la nutación óptica y el eco fotónico de dos pulsos.

1.3.1 Saturación óptica

El fenómeno de saturación óptica se manifiesta como una disminución del coeficiente de absorción α de un material, en respuesta a la presencia de un campo electromagnético suficientemente intenso (Demtroder, 1981). Su importancia en el contexto de esta tesis radica en el hecho de que los efectos ópticos no lineales aquí reportados requieren de potencias ópticas suficientemente altas como para inducir cambios importantes en el coeficiente de absorción del medio. Esto significa que el fenómeno de saturación óptica está presente en todos los efectos observados y, por tanto, debe ser estudiado como requisito para alcanzar un entendimiento integral de todos ellos.

Algunas de las primeras aplicaciones del fenómeno de saturación óptica se presentaron en la industria armamentista de los Estados Unidos durante la segunda guerra mundial. El problema consistía en que los aviones bombarderos japoneses se alineaban en el cielo siguiendo la dirección del sol, para cegar a los marinos encargados de defender a los barcos americanos (Boyd, 2004). Para resolver este problema el Dr. O'Brien y su equipo de colaboradores desarrollaron un dispositivo formador de imágenes conocido como *Icaroscopia*, el cual era capaz de reducir

dramáticamente la brillantez del sol, al tiempo que preservaba la luminosidad de las zonas adyacentes. Para fabricar este dispositivo el Dr. O'Brien y su equipo aprovecharon la propiedad de saturación de la luminiscencia del fósforo: una fuerte saturación de la eficiencia de luminiscencia ocurría en aquellas regiones iluminadas por el sol, mientras que poca o nada de saturación se observaba en las regiones adyacentes, permitiendo que los objetos colocados en estas áreas, como las naves enemigas, fueran claramente vistas.

El parámetro cuantitativo más importante que caracteriza al fenómeno de saturación óptica es el conocido como intensidad de saturación (I_{sat}). Éste se define como la intensidad óptica necesaria para disminuir el coeficiente de absorción del medio por un factor de 2. Se trata de un parámetro muy útil de cuantificar porque los efectos no lineales en los medios ópticos saturables suelen ocurrir bajo intensidades de iluminación del orden de I_{sat} , por tanto, su evaluación es fundamental para poder estimar, grosso modo, el orden de magnitud de las intensidades de iluminación requeridas durante un experimento.

1.3.2 Luz lenta

El fenómeno de luz lenta se manifiesta como una disminución de la velocidad de grupo (v_g) de la luz durante su propagación a través de un material óptico (Boyd *et al.*, 2006). La importancia del estudio de este fenómeno radica en sus potenciales aplicaciones para la solución de muchos problemas prácticos, por ejemplo:

1. Puede contribuir al mejoramiento del proceso conocido como “optical buffering” (o “sincronización de tiempo”), donde es necesario evitar que varias señales luminosas lleguen al mismo tiempo a un enrutador óptico. A través de este fenómeno se pueden retardar las señales incidentes el tiempo necesario para evitar que estas se traslapen (Boyd *et al.*, 2006).
2. Promueve una mayor interacción entre la luz y la materia, lo cual permite reducir las potencias necesarias para excitar la respuesta no lineal de un material (Krauss, 2008).
3. En el procesamiento de información cuántica uno de los principales retos consiste en aumentar el tiempo de almacenamiento del estado cuántico

de la luz. En este sentido, el reducir la velocidad de la luz o incluso detenerla puede incrementar el tiempo de almacenamiento en el orden de milisegundos (Krauss, 2008).

Un ejemplo típico de cómo se genera este fenómeno óptico se muestra en la figura 6. Ahí se puede apreciar el perfil del pulso óptico que viaja fuera del medio absorbente (pulso de referencia) y el perfil de aquél que se propaga a través de él. Es evidente que el fenómeno de saturación produce que el frente delantero del pulso transmitido por el medio sea más absorbido que su parte trasera y, como consecuencia, su centro de “peso” se retrasa con respecto al pulso de referencia.

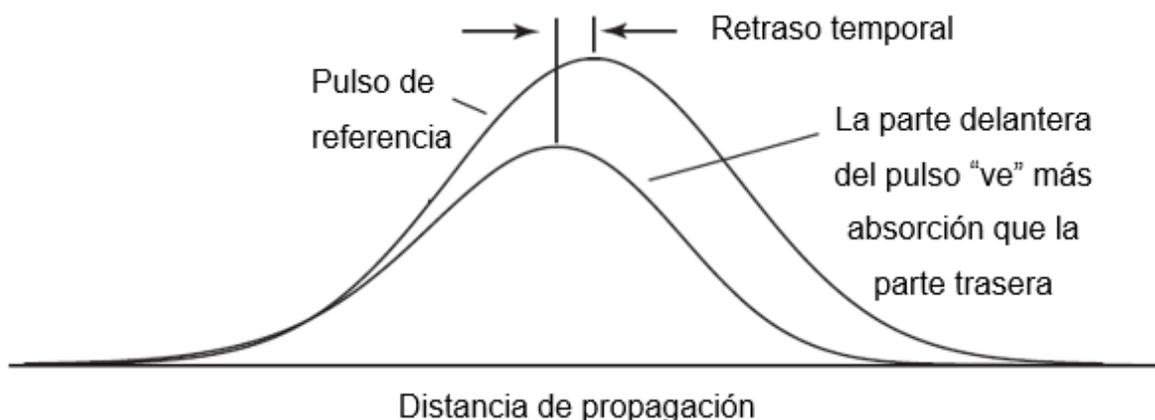


Figura 6. Efecto de luz lenta por saturación de la absorción óptica. El pulso de referencia viaja fuera del medio absorbente, mientras que el pulso más pequeño lo hace a través de él. El efecto de saturación produce que el pulso que se propaga por el medio sea más absorbido en su frente delantero que en su parte trasera, induciendo de esta manera, un desplazamiento de su centro de peso. Imagen extraída de Boyd (2009), los textos de la figura han sido adaptados al castellano.

1.3.3 Inductancia libre

El fenómeno de Decaimiento por Inductancia Libre (FID, por sus siglas en inglés) se manifiesta como una “cola” de radiación coherente (en contraste a la “cola” de luz producida de manera incoherente durante la fluorescencia) que emiten las moléculas de un material, después de que éste ha sido excitado por un campo electromagnético resonante (Allen y Eberly, 1975). Durante su interacción con el campo las moléculas son excitadas coherentemente, lo que provoca que éstas emitan luz con relaciones de fase definidas, dando origen a la formación de una polarización macroscópica.

Esta emisión coherente de luz por parte del medio se puede observar justo detrás del pulso excitante (ver figura 7), sin embargo, la FID suele decaer rápidamente debido a los distintos procesos físicos que inducen el desfaseamiento de los dipolos atómicos, por ejemplo, el ensanchamiento inhomogéneo producido por el efecto Doppler, o por aquellos procesos que simplemente destruyen la coherencia atómica como las colisiones intermoleculares.

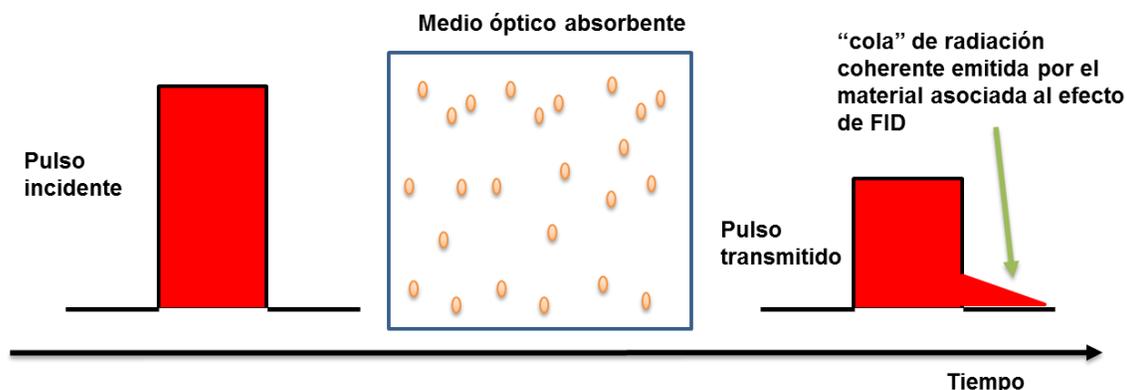


Figura 7. Esquema que muestra la "cola" de radiación coherente emitida por el medio óptico absorbente después de que el pulso excitante se ha ido del material. Esta "cola" se asocia al efecto Decaimiento por Inductancia Libre.

En la actualidad la principal aplicación de este fenómeno es para el estudio del desfaseamiento por efecto Doppler y la pérdida de coherencia atómica (tiempo T_2) inducida por las colisiones elásticas e inelásticas de las moléculas de un material. Por lo tanto, la FID contribuye al conocimiento del estado atómico de un material, y en ese sentido, es importante porque permite evaluar qué tan factible es la observación de otros fenómenos coherentes como el eco fotónico.

1.3.4 La nutación óptica

La nutación óptica se manifiesta como oscilaciones en el perfil de línea de la radiación transmitida a través de un medio absorbente (Allen y Eberly, 1975). Este comportamiento se origina por las oscilaciones de Rabi de la población atómica, las cuales se presentan cuando un material es afectado por un campo electromagnético resonante. Un ejemplo típico de este fenómeno es presentado por Hocker y Tang (1969). En este trabajo los autores envían pulsos con duración de ~ 200 ns (ver figura 8 (a)), con longitud de onda de $10.57 \mu\text{m}$, a una celda con gas SF_6 mantenida

a temperaturas criogénicas. En los casos b), c) y d) se pueden apreciar las oscilaciones del perfil de línea de los pulsos transmitidos bajo distintas circunstancias. En b) por ejemplo, se utilizó una presión de gas de 0.16 Torr mientras que en c) ésta fue de 0.12 Torr. Se observa que las oscilaciones más fuertes ocurren cuando la presión es ligeramente mayor, esto se debe a que la profundidad de las oscilaciones de nutación óptica depende críticamente del número de moléculas excitadas, aunque claro, si la presión aumenta demasiado entonces T_2 puede decaer sustancialmente por el incremento de la tasa de colisiones intermoleculares, lo que se debe traducir en una fuerte atenuación de las oscilaciones de Rabi.

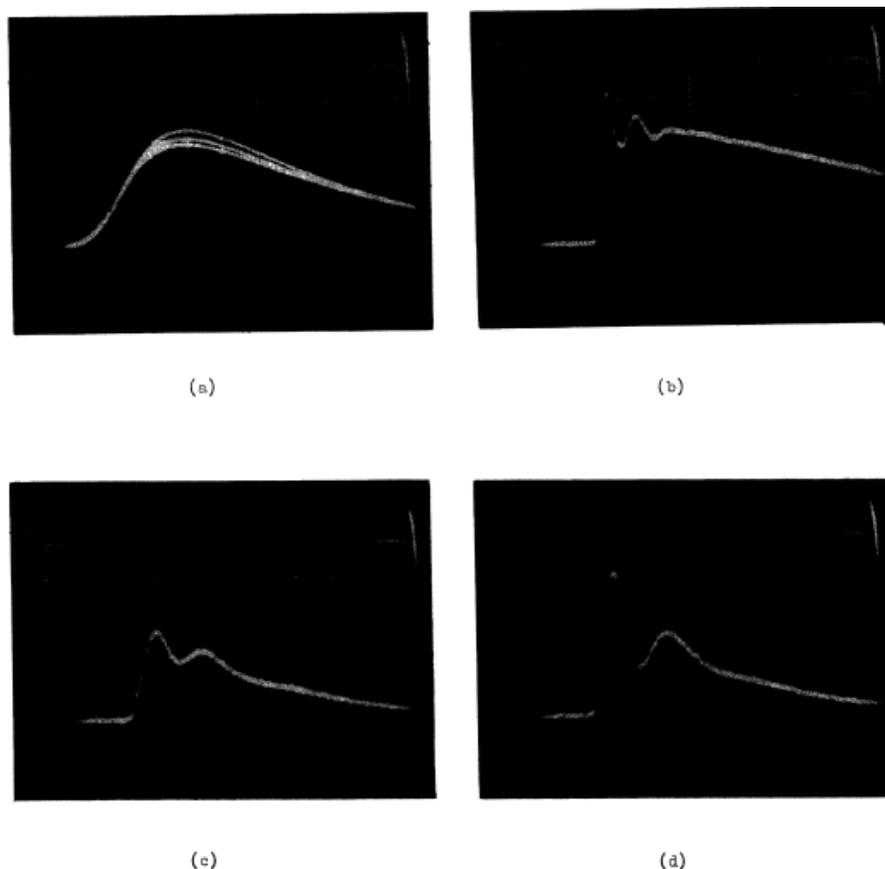


Figura 8. Efecto de nutación óptica observado por Hocker y Tang (1969). En estos experimentos se utilizó un láser de CO_2 sintonizado a una longitud de onda de $10.57 \mu\text{m}$, correspondiente a la línea P(18) del gas SF_6 , el cual se mantuvo a temperaturas criogénicas. En (a) se presenta el perfil típico de los pulsos incidentes; en (b) y (c) se observan los perfiles de los pulsos transmitidos para una presión del gas de 0.16 y 0.12 Torr, respectivamente. El caso (d) es similar al (c) excepto por el hecho de que el fotodetector fue ligeramente desplazado a través del haz.

Una aplicación muy importante de este fenómeno es para la determinación del momento dipolar asociado a una transición óptica de un material. Esto quedará más claro en el Capítulo 2 donde se detallan algunos de los aspectos teóricos de este fenómeno, y en el Capítulo 4 donde se utilizan los datos experimentales para realizar una estimación del momento dipolar del acetileno asociado con la línea P9 de absorción.

1.3.5 Eco fotónico

El eco fotónico consiste en la emisión de radiación coherente de un material después de que éste ha sido excitado por una secuencia de dos pulsos de luz (Shoemaker, 1978). Un diagrama típico usado para la explicación de este fenómeno se presenta en la figura 9, el cual fue extraído de Allen y Eberly (1975). Aquí cada corredor representa un ensamble de dipolos atómicos que se mueven a la misma velocidad, pertenecientes a un material, digamos, el acetileno. En A se presenta la situación de todos los dipolos del medio en el instante en que el primer pulso excitante abandona el material. Como se observa, los dipolos están en fase. Sin embargo, debido al ensanchamiento de línea espectral inhomogéneo (por efecto Doppler), los dipolos atómicos comienzan a desfasarse unos con respecto a otros; esto se representa en los diagramas B y C. Un cierto tiempo después se hace incidir el segundo pulso excitante, el cual tiene el efecto de revertir el proceso de desfasamiento de los dipolos atómicos; esto se aprecia en el inciso D. En E se observa cómo los dipolos cada vez están más en fase y, finalmente, en F se aprecia que ocurre un empatamiento de fases, el cual da origen a la emisión de un pulso de luz, por parte del medio óptico excitado. Este pulso se conoce como eco fotónico.

Este efecto constituye una de las manifestaciones más impresionantes de la coherencia atómica de un medio, porque la emisión de luz por parte del medio excitado ocurre en un momento en que la muestra no está siendo afectada por ningún campo externo.

Una de las aplicaciones más importantes de este fenómeno es para la determinación del tiempo de relajación transversal T_2 de un material. Esto quedará manifiesto en la sección 5 de esta tesis, donde se evalúa T_2 a partir de la medición

experimental del decaimiento del máximo de intensidad de la señal de eco fotónico, como función de la separación entre los pulsos excitantes.

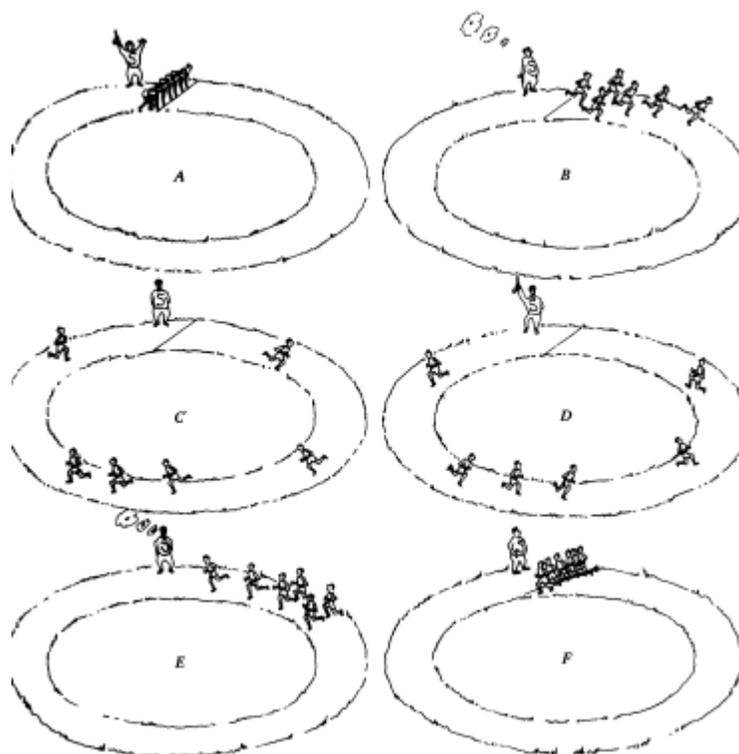


Figura 9. Esquema típico que explica la formación del eco fotónico (extraído del libro de Allen y Eberly (1975)). Aquí cada corredor representa un ensamble de dipolos atómicos que se mueven a la misma velocidad, pertenecientes a un material, digamos, el acetileno. En A se presenta la situación de todos los dipolos en el instante en que el primer pulso excitante abandona el medio. Como se observa, dichos dipolos se encuentran en fase. Sin embargo, debido al efecto Doppler, estos dipolos comienzan a desfasarse cada vez más unos con respecto a otros, lo cual se representa en las figuras B y C. Un cierto tiempo después se hace incidir otro pulso excitante el cual tiene el efecto de revertir el proceso de desfase. Esto se ilustra en D y E, donde se aprecia que los corredores han empezado a desplazarse en la dirección opuesta. Finalmente en F se muestra la situación en que los dipolos vuelven a quedar en fase lo cual da origen a la emisión de un pulso de luz, mejor conocido como eco fotónico.

1.4 Objetivos y metas de esta tesis

Tomando en cuenta la importancia científica y tecnológica de los desarrollos de esta era y también los resultados ya obtenidos, las metas particulares de este trabajo incluyen la observación experimental de los siguientes nuevos fenómenos ópticos no lineales en el interior de las HC-PCF rellenas con acetileno, en la región espectral cercana a 1530 nm:

1. Estudio de la saturación óptica de la absorción del gas acetileno.
2. Observación experimental del fenómeno de luz lenta por saturación de la absorción.
3. Realización de experimentos para la observación de efectos coherentes del tipo de eco fotónico, nutación óptica y decaimiento por inductancia libre.

1.5 Contenido de la tesis

La distribución del contenido de esta tesis tiene como objetivo el facilitar la comprensión de los fenómenos ópticos no lineales que aquí se reportan, mediante la presentación estructurada de toda la información teórica y práctica relevante para los temas de investigación. Por esta razón:

El capítulo 1 se inició con algunos comentarios generales acerca de la importancia de los fenómenos reportados, así como una descripción de las principales ventajas que ofrecen las fibras de cristal fotónico de núcleo hueco para la observación de tales fenómenos. También se presentaron los resultados experimentales más interesantes obtenidos para el acetileno en HC-PCF.

En el capítulo 2 se introducen los conceptos teóricos más importantes que están detrás de la observación de todos los fenómenos ópticos no lineales incoherentes y coherentes que aquí se estudian.

El capítulo 3 presenta todos los detalles experimentales involucrados en esta tesis, haciendo especial énfasis en la metodología seguida para la construcción de nuestra celda fotónica, la cual constituye un elemento esencial para la observación de los efectos no lineales reportados.

El capítulo 4 y 5 se dedican a la exposición detallada de los resultados experimentales obtenidos en la observación de los efectos incoherentes y coherentes, respectivamente.

Finalmente, en el capítulo 6 se hace una síntesis de los resultados experimentales obtenidos y se presenta una conclusión al respecto.

Capítulo 2. Conceptos básicos

2.1 Propiedades ópticas del acetileno

El acetileno es un gas incoloro y altamente flamable que tiene diversas aplicaciones en nuestra vida cotidiana. En la industria de la metalurgia, por ejemplo, se le suele mezclar con oxígeno para producir antorchas de oxiacetileno que pueden producir flamas con temperaturas de hasta 3100°C (Svanberg, 2004); estas antorchas se usan comúnmente para cortar y soldar metales.

Como se mencionó en el capítulo anterior, una de las características más importantes de la molécula de acetileno es su espectro de absorción, el cual posee alrededor de 50 líneas de absorción fuertes, bien definidas y regularmente espaciadas en la región cercana a 1.5 μm , que es la banda en la que funcionan hoy en día las telecomunicaciones. Este traslape entre el espectro de absorción y la banda de las telecomunicaciones hace de esta molécula un instrumento muy atractivo para el estudio de fenómenos ópticos, los cuales son potencialmente aplicables al mejoramiento de los sistemas de comunicación óptica.

Para entender por qué se observa este espectro de absorción en el acetileno, a continuación se hará una descripción de la física fundamental que hay detrás de sus características espectroscópicas más importantes.

2.1.1 Energía rotacional y vibracional de la molécula de acetileno

Los niveles de energía de una molécula se originan por la contribución de tres mecanismos distintos: la configuración electrónica del material, los movimientos vibracionales y los desplazamientos rotacionales de la molécula (Barrow, 1962). Las transiciones energéticas electrónicas ocurren cuando los electrones de valencia de una molécula son transportados de una órbita a otra, dando origen a la aparición de líneas de absorción en la región espectral del ultravioleta y el visible. Las transiciones rotacionales, las cuales aparecen cuando el sistema atómico rota como un objeto cuántico, dan origen a la formación de líneas espectrales en la región de las microondas y en el lejano infrarrojo. Finalmente, las vibraciones moleculares

originan la aparición de bandas de absorción a lo largo de toda la región del infrarrojo (Mukamel, 1995).

Cuando una molécula interactúa con un campo electromagnético resonante, la radiación provee una fuerza que altera la energía de los átomos induciendo desplazamientos vibracionales y rotacionales. La presencia simultánea de ambos tipos de movimientos da origen a la aparición de nuevas frecuencias de resonancia, las cuales se ubican en las regiones espectrales que corresponden a la suma y diferencia de las energías asociadas a las transiciones electrónicas, vibracionales y rotacionales.

En el caso particular de esta tesis, donde se trabaja con la línea de absorción P9 del acetileno, a una longitud de onda de 1530.37 nm, el movimiento vibracional de la molécula es el que tiene una mayor relevancia. Con el fin de describir los diferentes tipos de vibraciones que puede realizar un sistema poliatómico, es útil pensar en éste como una estructura compuesta por N átomos, donde cada uno de ellos está ligado a otro mediante una fuerza de interacción similar a la de un resorte mecánico. Si se aplica una fuerza perturbadora a este sistema, por ejemplo un campo electromagnético de luz resonante, el movimiento resultante de los átomos puede ser bastante complicado. Sin embargo, dicho movimiento puede describirse de una manera más sencilla si se expresa como una superposición de oscilaciones propias de diferente frecuencia y ortogonales entre sí. Estas oscilaciones propias en las cuales puede descomponerse cualquier otra oscilación más complicada también se conocen como modos normales de vibración o, simplemente, modos normales (Herzberg, 1945).

El número de modos normales que puede tener una molécula está estrechamente ligado a sus grados de libertad. En general, una molécula compuesta de N átomos tendrá $3N$ grados de libertad, seis de los cuales corresponden a desplazamientos de traslación y de rotación, y el resto, $3N-6$ (o $3N-5$ si la molécula es lineal), corresponden a modos vibracionales (Burdett, 1976). La molécula de acetileno, la cual está conformada por dos átomos de hidrógeno y dos átomos de carbono, dispuestos en un arreglo lineal y simétrico (Herzberg, 1945) como se muestra en la figura 10, posee 7 modos normales de vibración, sin embargo,

únicamente 5 de ellos tienen frecuencias (o energías) independientes (Thapa, 1998), los cuales se ilustran en la figura 11.

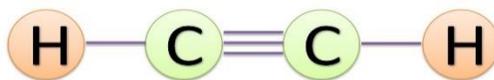


Figura 10. Estructura geométrica de la molécula de acetileno, compuesta por dos átomos de carbono unidos por un triple enlace, y dos átomos de hidrógeno.

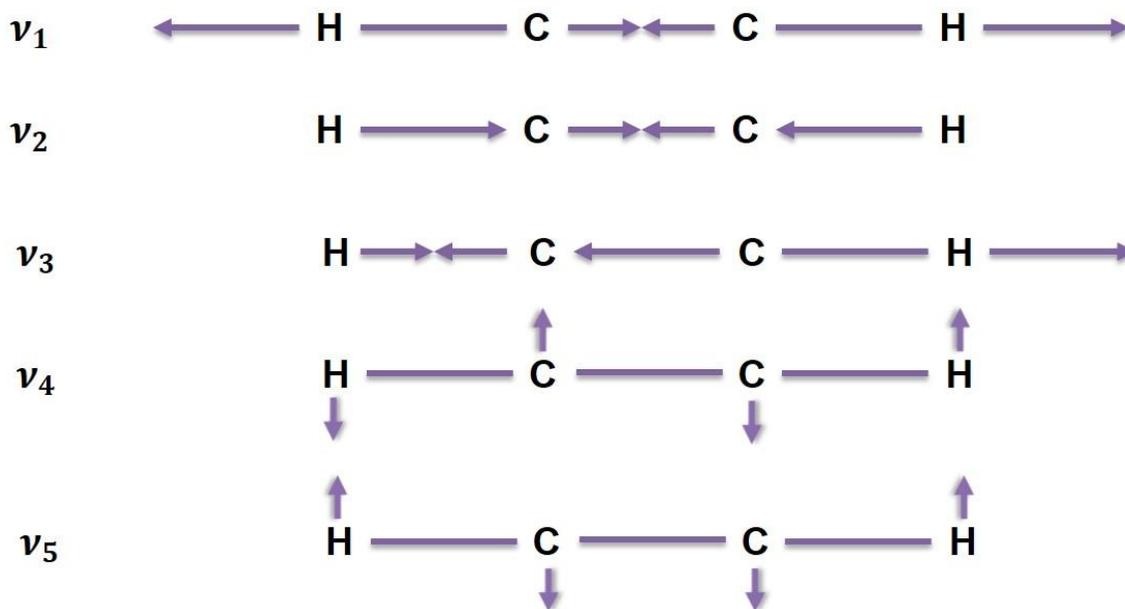


Figura 11. Desplazamientos de los átomos en los modos fundamentales de vibración de la molécula de acetileno. Esta figura es una reproducción parcial de aquella presentada en el documento electrónico http://web.mit.edu/5.33/www/Exp1_IR_05.pdf, página 14.

Cuando se hace incidir luz infrarroja resonante sobre la molécula de acetileno, parte de la radiación es absorbida, lo que se traduce en un aumento de la energía vibracional del sistema, es decir, en un incremento en la amplitud de sus oscilaciones. La magnitud de tales oscilaciones dependerá esencialmente de qué tan efectivamente la energía del fotón se transfiere a la molécula. Una forma de cuantificar esta eficiencia de transferencia es a través del parámetro conocido como momento dipolar, el cual se define, en el caso de un dipolo simple, como el producto entre la separación de las cargas y la magnitud de la carga eléctrica negativa. Para

una molécula que se compone de átomos distribuidos en arreglos geométricos complicados, esta definición es válida si primero se encuentra el centro de peso de la carga positiva y negativa, y luego se multiplica la distancia entre dichos centros por la carga negativa total (Colthup *et al.*, 1990).

Dado que la longitud de onda de la luz infrarroja es mucho más grande que el tamaño típico de una molécula, el campo eléctrico a lo largo de ella puede ser considerado aproximadamente uniforme. Por otra parte, el campo eléctrico oscilante ejercerá fuerzas que tienden a cambiar el espacio entre los centros de carga positiva y negativa de la molécula, induciendo así, que el momento dipolar de la molécula oscile a la frecuencia de la luz. Entre más grande sea el cambio en el momento dipolar inducido por el campo externo, más fácil será activar ese modo de vibración. Esto se resume en la regla de selección que establece que para que la radiación infrarroja sea absorbida, la vibración molecular debe causar un cambio en el momento dipolar de la molécula (Colthup *et al.*, 1990).

En el caso de la molécula de acetileno, debido a que las vibraciones ν_1 , ν_2 y ν_4 (ver figura 11) son completamente simétricas con respecto al centro geométrico de la molécula, éstas no inducen ningún cambio en el momento dipolar eléctrico y por tanto, no son activas en el infrarrojo. Por otra parte, los modos de vibración ν_3 y ν_5 sí inducen cambios en el momento dipolar y por tanto si son activos, es decir, si causan la absorción (y la irradiación) de luz (Burdett, 1976).

En particular una banda de absorción muy importante del acetileno es aquella que se origina por la suma de los modos vibracionales ν_1 y ν_3 , más la energía (menor) debida a la rotación de la molécula. Esta combinación de energías da origen a la que se conoce como banda vibracional-rotacional $\nu_1 + \nu_3$ del acetileno, la cual se compone de un conjunto de alrededor de 50 líneas fuertes y regularmente espaciadas en la región cercana al 1.5 μm (ver figura 3).

2.1.2 Mecanismos de ensanchamiento del perfil de línea espectral en acetileno

La radiación emitida o absorbida por un átomo nunca es estrictamente monocromática, por el contrario, las líneas de absorción y de emisión presentan

siempre una cierta distribución espectral $I(\nu)$, como la que se muestra en la figura 12. La función $I(\nu)$ se conoce como perfil de línea y se caracteriza por tener una amplitud máxima I_0 y una frecuencia central ν_0 dada por $\nu_0 = \Delta E/h$, donde $\Delta E = E_i - E_k$ es la diferencia de energías del estado excitado E_i y el estado base E_k de la transición molecular que está siendo iluminada, y h es la constante de Planck. Al intervalo de frecuencias $\delta\nu = |\nu_2 - \nu_1|$ que satisface la relación $I(\nu_1) = I(\nu_2) = I(\nu_0)/2$, se le conoce como ancho total a la mitad del máximo (FWHM, por sus siglas en inglés) (Demtroder, 1981).

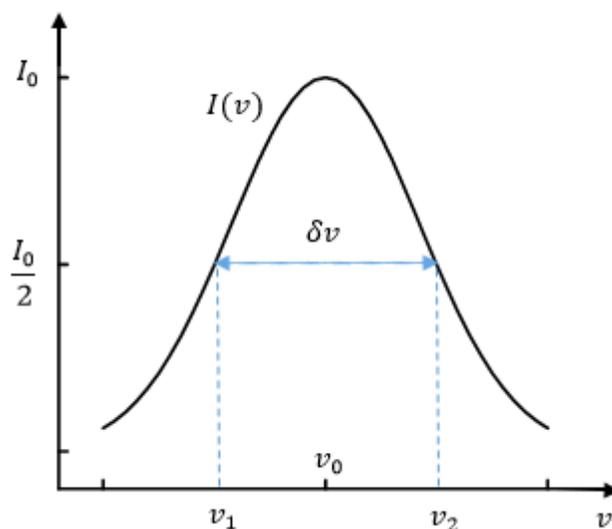


Figura 12. Se muestra los componentes principales que describen a una línea de absorción típica de un material

El ancho espectral $\delta\nu$ de una línea de absorción o emisión se origina como consecuencia del tiempo de vida finito del estado excitado de un átomo. Si se define τ como el tiempo promedio que tarda un átomo excitado en decaer radiativamente hacia un nivel inferior de energía, entonces el FWHM asociado con la línea espectral del átomo estará dada por $\delta\nu = 1/\tau$. Los procesos que determinan el ancho de una línea espectral pueden clasificarse en dos categorías principales: mecanismos de ensanchamiento homogéneos e inhomogéneos. En el primer caso, todos los átomos se comportan de la misma manera, siendo indistinguibles unos de otros, y por tanto, cada uno produce un espectro similar, mientras que en el segundo caso, cada átomo se comporta de manera diferente y contribuye a una parte distinta del espectro total observado. Cada tipo de ensanchamiento espectral da origen a un

perfil de línea distinto, los mecanismos homogéneos, por ejemplo, generan un perfil Lorentziano, mientras que los procesos inhomogéneos tienden a producir un perfil de línea Gaussiano (Fox, 2006).

Estudiar el perfil de línea asociado a una transición atómica es importante porque éste proporciona una manera indirecta de conocer algunas de las propiedades físicas del material. Por ejemplo, el ancho y la forma de la línea espectral provee información sobre la tasa de colisiones intermoleculares (en el caso de un gas), el grado de anisotropía de las redes cristalinas dentro de un sólido, la temperatura, la densidad y la composición del material (Corney, 2006), por mencionar algunos.

2.1.2.1 Ensanchamiento natural

Se denomina ensanchamiento natural al ancho espectral mínimo que puede alcanzar una línea de absorción o de emisión de un material. Para entender cómo se origina es necesario hacer notar el hecho de que un átomo excitado, incluso encontrándose en el vacío, no puede permanecer en ese estado indefinidamente, por el contrario, después de un breve periodo de tiempo, típicamente del orden de 10^{-3} - 10^{-6} s, su energía es liberada por alguno o varios de los siguientes mecanismos: generación de calor, vibraciones en la red cristalina, emisión de fotones, entre otros. Si la energía es liberada de manera radiativa entonces a este proceso se le conoce como decaimiento por emisión espontánea, y en este caso será posible detectar una línea espectral cuyo FWHM se puede derivar a partir del principio de incertidumbre de Heisenberg (Welz y Sperling, 2005). De acuerdo a este principio, si el tiempo de vida promedio del estado superior de energía E_i , de una transición óptica radiativa, está dado por τ_i entonces el valor de este nivel energético solo puede determinarse hasta una incertidumbre ΔE_i dada por la siguiente expresión

$$\Delta E_i = \frac{\hbar}{\tau_i}, \quad (1)$$

donde \hbar es la constante de Planck dividida entre 2π . Por tanto, el ancho espectral asociado al nivel energético E_i será

$$\delta\omega_i = \frac{\Delta E_i}{\hbar} = \frac{1}{\tau_i}. \quad (2)$$

Análogamente, si el estado inferior de energía E_k no es el estado base ($\tau_k = \infty$), sino otro estado excitado con un tiempo de vida medio τ_k finito, entonces el ancho espectral asociado al estado energético inferior será $\delta\omega_k = 1/\tau_k$. El ancho de línea espectral total asociado a la transición energética será (Demtroder, 1981)

$$\delta\omega_n = \sqrt{\frac{1}{\tau_i^2} + \frac{1}{\tau_k^2}}. \quad (3)$$

2.1.2.2 Ensanchamiento Doppler

En las situaciones reales es difícil observar el ancho de línea natural $\delta\omega_n$, debido a que éste suele ser ocultado por otro mecanismo de ensanchamiento conocido como Efecto Doppler (Demtroder, 1981). Este efecto se origina por el movimiento térmico de las moléculas (en el caso de los gases), el cual provoca que aquellas que viajan con una velocidad v a lo largo del eje de propagación del haz incidente, experimenten una frecuencia de luz (ν_1) que está desplazada con respecto a aquella que ve la molécula en estado estacionario (ν_0) (Struve, 1989). Dicho corrimiento en frecuencia está dado por la siguiente expresión,

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)^{-1}, \quad (4)$$

donde c es la velocidad de la luz. Debido a que en un gas existe una distribución Maxwelliana de velocidades, la dispersión espectral de frecuencias de absorción y de emisión estará dada por (Hollas, 2004)

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{2k_B T \ln(2)}{m}\right)^{1/2}, \quad (5)$$

donde m es la masa de la molécula, k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del medio óptico. Normalmente $\Delta\nu$ es mucho más grande que el ensanchamiento natural $\delta\omega_n$. El ensanchamiento Doppler es de tipo inhomogéneo debido a que cada molécula con una velocidad diferente sufre un ensanchamiento

distinto, por esta razón da origen a la formación de un perfil de línea de tipo Gaussiano.

En nuestro caso, donde se trabaja con la línea de absorción P9 del acetileno (1530.37 nm), a la temperatura ambiente (300 K), para una masa molecular de 26, el ensanchamiento por efecto Doppler fue evaluado alrededor de 470 MHz.

2.1.2.3 Ensanchamiento por presión

Cuando ocurren colisiones entre las moléculas de un gas, éstas pueden llevar a cabo procesos de intercambio de energía, los cuales provocan el ensanchamiento de los niveles energéticos de la transición. Si τ_p es el tiempo promedio entre colisiones y cada colisión induce una transición óptica entre los dos estados, entonces el ensanchamiento de línea $\Delta\nu_p$ de la transición está dado por (Hollas, 2004)

$$\Delta\nu_p = (2\pi\tau_p)^{-1}. \quad (6)$$

Este ensanchamiento es homogéneo y produce un perfil de línea de tipo Lorentziano (Demtroder, 1981).

2.1.2.4 Ensanchamiento por tiempo de vuelo

El tiempo de interacción finito entre el campo electromagnético de luz incidente y las moléculas de un gas, también causa un ensanchamiento de línea adicional conocido como tiempo de vuelo (o “transit time” en inglés). El ensanchamiento por tiempo de vuelo $\Delta\nu_t$ (FWHM) está dado por la siguiente expresión (Demtroder, 1981)

$$\Delta\nu_t = \frac{4(\nu/w)\sqrt{2\ln(2)}}{2\pi} \approx 0.888\nu/w, \quad (7)$$

donde ν es la velocidad media de las moléculas a la temperatura ambiente y w es diámetro modal del haz incidente.

En las condiciones experimentales de este trabajo, donde el diámetro modal del haz en el interior de la HC-PCF es de 7.5 μm y la velocidad termal promedio de las

moléculas a la temperatura ambiente es de ~ 490 m/s (Henningsen, 2005), el ensanchamiento por tiempo de vuelo tiene un valor alrededor de ~ 58 MHz.

2.1.2.5 Perfil de Voigt

Cuando el ancho espectral de una línea de absorción tiene contribuciones tanto de mecanismos homogéneos como inhomogéneos de ensanchamiento, el perfil resultante será una convolución de los perfiles Gaussiano y Lorentziano, el cual se denomina perfil de Voigt. El ancho de línea del perfil de Voigt ($\delta\lambda_v$) se calcula a través de la siguiente fórmula (Demtroder, 1981)

$$\delta\lambda_v = \frac{1}{2}\delta\lambda_L + \sqrt{\frac{1}{4}\delta\lambda_L^2 + \delta\lambda_D^2}, \quad (8)$$

donde $\delta\lambda_L$ es el ancho espectral originado por mecanismos homogéneos y $\delta\lambda_D$ es el ancho de línea asociado a los mecanismos inhomogéneos (Efecto Doppler).

2.2 Modelos teóricos de la interacción entre luz y materia

Los fenómenos ópticos no lineales que se estudian a lo largo de esta tesis se originan como consecuencia de la interacción resonante entre un campo electromagnético de luz y un ensamble de átomos pertenecientes a un material. A continuación se exponen los modelos teóricos más importantes que abordan dicho tema, partiendo del modelo del oscilador armónico propuesto por H. A. Lorentz, continuando con las ecuaciones de razón de la teoría de láseres y concluyendo con la aproximación que consiste en considerar al átomo como un objeto cuántico y a la luz como un ente clásico (aproximación “semiclásica”). Se espera que esta exposición proporcione los conceptos básicos y las ecuaciones fundamentales a partir de las cuales, sea posible obtener una visión clara de cómo se producen efectos ópticos tales como la saturación óptica, el eco fotónico, la nutación óptica, entre otros.

2.2.1 El modelo de Lorentz

H. A. Lorentz fue un físico y matemático Neerlandés ganador del premio Nobel en 1902, junto con Pieter Zeeman, por sus investigaciones sobre la influencia

del campo magnético en el fenómeno de la radiación (Sherby y Odelberg, 2002). Entre las muchas aportaciones científicas de Lorentz es de particular interés para esta tesis, su modelo teórico acerca de la interacción clásica entre la luz y la materia, a partir del cual fue capaz de dar explicación a diversos fenómenos ópticos, como por ejemplo, a la formación de espectros de absorción y de emisión óptica de los materiales. Las ideas fundamentales de esta teoría, expresados en su obra *The theory of Electrons and its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat* (Lorentz, 1917), pueden resumirse de la siguiente manera:

1. El átomo puede visualizarse como si fuera un dipolo eléctrico, con un centro de carga positiva debido a los protones del núcleo, y un centro de carga negativa atribuida a la presencia de los electrones circundantes (ver figura 13).
2. En ausencia de fuerzas externas el dipolo atómico tiende a permanecer en una cierta posición de equilibrio.
3. Durante su interacción con un campo electromagnético, los centros de carga positiva y negativa del dipolo atómico son forzados a oscilar alrededor de su posición de equilibrio, de forma análoga a como oscilarían dos masas unidas por un resorte en presencia de una perturbación externa
4. La energía cedida por el campo electromagnético al dipolo atómico, es disipada mediante mecanismos radiativos y no radiativos de amortiguamiento, los cuales causan que el dipolo regrese a su situación de equilibrio después de un cierto tiempo característico.

Cabe aclarar que en la época de Lorentz no se sabía aún que el núcleo atómico es mucho más masivo que los electrones y que, por tanto, son esencialmente estos últimos los que realizan un movimiento armónico, mientras que los protones permanecen prácticamente en reposo (Feynman et al., 1963).

Partiendo de las ideas enumeradas arriba, Lorentz propuso que la ecuación que mejor describía la interacción entre la luz y un átomo era la ecuación del oscilador armónico amortiguado y forzado, la cual se presenta a continuación, en su versión unidimensional a lo largo del eje x ,

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + kx + m\gamma \frac{\partial x}{\partial t} = qE(t), \quad (9)$$

donde m es la masa del oscilador (electrón), x es su desplazamiento con respecto a la posición de equilibrio, q es su carga eléctrica, $k = \omega_0^2/m$ es la constante elástica, donde ω_0 se conoce como la frecuencia de oscilación natural, γ es una constante que engloba los factores de amortiguamiento de la energía. Aquí también $E(t) = (E(t), 0, 0)$ es el campo eléctrico de la onda de luz incidente, el cual está dado por

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \Delta), \quad (10)$$

donde ω es la frecuencia angular, Δ la fase inicial y E_0 es su amplitud.

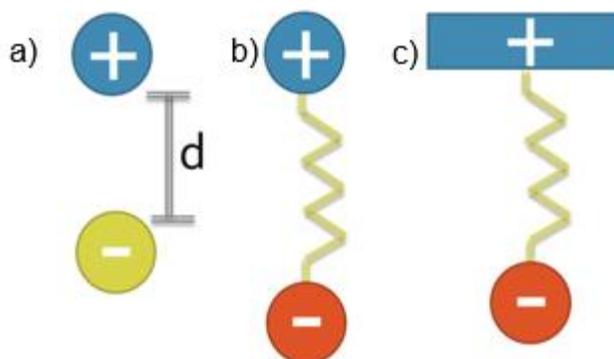


Figura 13. De acuerdo al modelo propuesto por Lorentz, el átomo reacciona ante la presencia de un campo electromagnético externo como si las cargas positivas y negativas estuvieran atadas por una fuerza restauradora similar a la de un resorte. En a) se muestra el centro de carga positiva y negativa de una molécula, los cuales se encuentran separados por una distancia d . En b) se hace énfasis en el hecho de que las cargas experimentan una fuerza restauradora que las hace vibrar alrededor de su punto de equilibrio. En c) se hace notar el hecho de que el núcleo positivo del átomo es mucho más masivo que el electrón, y por tanto, éste último es prácticamente el único que se desplaza alrededor de su posición de equilibrio.

Las propiedades más importantes de la interacción de la luz con un solo átomo, se derivan a partir de las soluciones a la ec. (9), como se mostrará en las siguientes secciones de este capítulo. Los efectos de la interacción de la luz con un ensamble de dipolos eléctricos pueden deducirse sumando los efectos producidos en los dipolos individuales.

2.2.1.1 Emisión espontánea

A principios de 1900 era bien conocido que la materia podía irradiar luz, un postulado fundamental de la electrodinámica clásica establecía, desde entonces, que toda carga que se acelera emite radiación electromagnética (Purcell, 2001). Sin embargo, lo que aún no se entendía era por qué la materia emitía radiación luminosa de la manera en que lo mostraban los espectros de emisión, es decir, en forma de líneas con un cierto ancho espectral alrededor de una frecuencia central, y en intervalos discretos. Uno de los éxitos más importantes de la teoría de Lorentz fue el poder explicar la formación de dichos espectros de emisión y de absorción, sin ir en contra de las ideas fundamentales de la teoría electromagnética y de la electrodinámica clásica. Por el contrario, la teoría de Lorentz retomaba los conceptos clásicos acerca de la luz y los aplicaba en un marco de ideas nuevas, obteniendo así, resultados teóricos que en gran medida describían las observaciones reales de la interacción entre la luz y la materia.

En el marco de la teoría de Lorentz la emisión de luz de los átomos aparece como una consecuencia natural de la aceleración que sufren las cargas, en particular los electrones, durante su movimiento oscilatorio inducido por una fuerza externa. Para mostrar algunas de las propiedades de dicha emisión de luz, a continuación se resuelve la ec. (9) para el caso particular en que el dipolo atómico oscila libremente sin influencia de ningún campo eléctrico externo, y donde no hay mecanismos de amortiguamiento de su energía, es decir, donde $E(t) = 0$ y $\gamma = 0$ (Milonni y Eberly, 2010). Por ahora no interesa la razón por la cual el dipolo oscila, quizá se debe a una fuerza aplicada anteriormente, lo único que importa es que el dipolo (por alguna razón) tiene una velocidad inicial (v_0) y una posición inicial (x_0) que no son cero simultáneamente. En estas circunstancias la ec. (9) se reduce a la siguiente expresión

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + kx = 0, \quad (11)$$

cuya solución general se expresa de la siguiente manera:

$$x(t) = x_0 \cos(\omega_0 t) + \frac{v_0}{\omega_0} \sin(\omega_0 t). \quad (12)$$

A partir de la ecuación de movimiento del dipolo atómico y de las leyes de la electrodinámica clásica, es posible derivar el patrón de radiación del átomo. De acuerdo a la teoría electrodinámica clásica, una carga que se acelera radia un campo eléctrico dado por la siguiente expresión (Jackson, 1999)

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \left[\frac{\hat{n} \times (\hat{n} \times \frac{d\hat{v}}{dt})}{r} \right]_{t-r/c}, \quad (13)$$

donde \mathbf{r} es el vector de coordenadas espaciales y r su magnitud, \hat{n} es el vector unitario dirigido a lo largo de \mathbf{r} y \mathbf{v} es la velocidad de oscilación del dipolo, que en la ec. (13) se evalúa en el tiempo retardado $t - r/c$ (para más detalles ver Jackson, 1999).

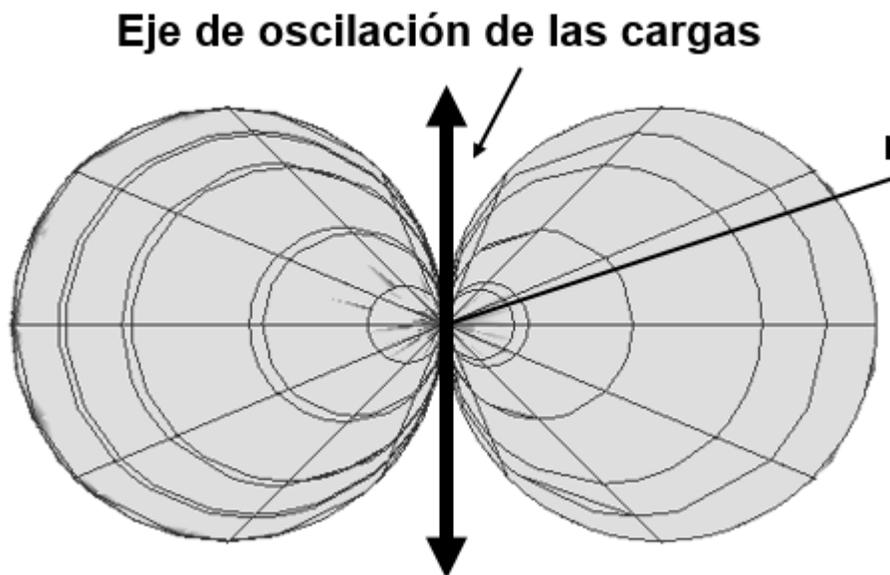


Figura 14. Patrón de radiación de un dipolo eléctrico.

La figura 14 muestra el patrón de radiación típico emitido por el dipolo eléctrico oscilante. La radiación es máxima en la dirección normal al eje del dipolo ($\theta = \pi/2$) y tiende a cero en las dos direcciones paralelas al eje de oscilación ($\theta =$

$0, \pi$) (Sargent *et al.*, 1977). A esta emisión de luz del dipolo se le conoce como *emisión espontánea* o fluorescencia.

La tasa a la que pierde energía ($W(t)$) el dipolo, debido a la emisión espontánea, se puede calcular a partir de la fórmula de Larmor de la teoría clásica electromagnética (Jackson, 1999), la cual se expresa así,

$$-\frac{dW(t)}{dt} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{d^2\mu(t)}{dt^2}\right)^2 \frac{2}{3c^3}, \quad (14)$$

donde $\mu(t) = ex(t)$ es el momento dipolar eléctrico del átomo, ϵ_0 es la permitividad del vacío y c es la velocidad de la luz. Para frecuencias de oscilación ω_0 altas, por ejemplo, en el infrarrojo cercano, la ec. (14) puede simplificarse hasta obtener la expresión $\frac{dW}{dt} = -\frac{2}{\tau_0}W$ (ver por ejemplo Allen y Eberly, 1975), cuya solución es de la forma

$$W(t) = W(0)e^{-\frac{2t}{\tau_0}}, \quad (15)$$

donde τ_0 se conoce como el tiempo característico de decaimiento por emisión espontánea, que en la teoría clásica está dado por (Milonni y Eberly, 2010)

$$\frac{2}{\tau_0} = \gamma_{rad} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{2e^2\omega_0^2}{3mc^3}\right), \quad (16)$$

donde el término γ_{rad} se utiliza para designar a la tasa de decaimiento radiativo del dipolo oscilante. Esta predicción para la tasa de emisión espontánea constituye una de las debilidades de la teoría clásica de Lorentz ya que no corresponde con las observaciones experimentales. En la realidad la tasa de emisión espontánea presenta una dependencia cúbica con respecto a la frecuencia angular ω_0 , y no cuadrática, sin embargo, la fórmula correcta sólo se puede deducir a partir de la inclusión de conceptos cuánticos como se verá más adelante.

2.2.1.2 Absorción de luz del dipolo atómico

Ahora toca el turno de analizar la situación en la cual el dipolo está sujeto a un campo eléctrico externo, $E(t)$, y donde existen otros mecanismos de amortiguamiento aparte de la emisión espontánea. La solución general a la ec. (9) se obtiene mediante la suma de una solución al caso homogéneo y una solución particular al caso inhomogéneo. La ecuación homogénea (con la fuerza externa igual a cero) se expresa de la siguiente manera,

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + kx + m\gamma \frac{\partial y}{\partial x} = 0, \quad (17)$$

y su solución, suponiendo que la atenuación es pequeña comparada con la frecuencia de oscilación del dipolo, es decir que $\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \ll \frac{k}{m}$, se puede escribir así,

$$x(t) = x_0 e^{-\frac{\gamma}{2}t} \text{Cos}(\omega_0 t + \phi), \quad (18)$$

donde ϕ es la fase con que oscila el dipolo, la cual se determina a partir de las condiciones iniciales del sistema. La ec. (18) describe las oscilaciones libres del dipolo, las cuales ocurren a la frecuencia natural ω_0 y decaen con un tiempo característico dado por $\tau = \frac{2}{\gamma}$.

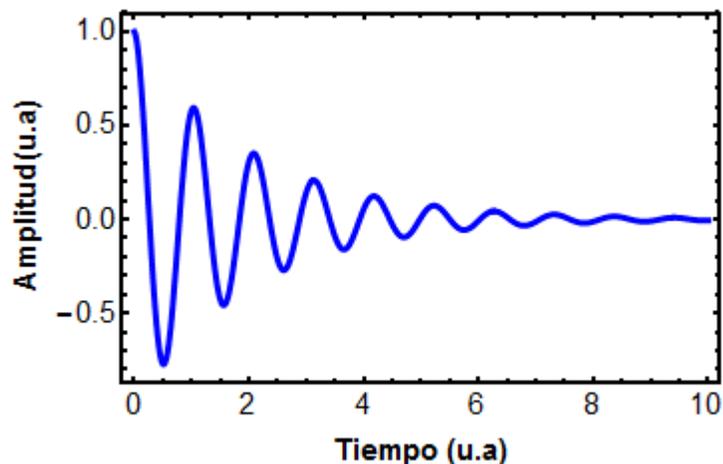


Figura 15. Decaimiento típico de las oscilaciones libres de un oscilador armónico

Es importante comentar que la tasa de decaimiento de la energía del dipolo, γ , contempla no sólo la disipación de energía por mecanismos radiativos como la emisión espontánea (γ_{rad}), sino que también incluye los mecanismos no radiativos (γ_{nr}), tales como, las colisiones inelásticas entre los átomos o con las paredes que los contienen, en el caso de los gases, o la emisión de calor por vibraciones en la red cristalina, en el caso de los sólidos (Siegman, 1986). Por tanto, γ se puede expresar como,

$$\gamma = \gamma_{rad} + \gamma_{nr}, \quad (19)$$

donde $\gamma_{rad} = \frac{2}{\tau_0}$ es la tasa de decaimiento puramente radiativo debido a la emisión espontánea (ver ec. (16)). Si el término γ_{nr} es igual a cero, las oscilaciones del dipolo solamente causan que éste emita energía luminosa a una tasa dada por la ec. (14), sin cambio alguno en la energía electromagnética total, lo cual corresponde a una situación de puro esparcimiento de luz (Milonni y Eberly, 2010). La absorción de luz, que consiste en la pérdida de la energía luminosa por disipación en otras formas de energía, como el calor, sólo aparece cuando $\gamma_{nr} \neq 0$.

La amplitud del campo eléctrico emitido por el dipolo durante sus oscilaciones libres se puede determinar sustituyendo la ec. (18) en la ec. (13) que describe el patrón de radiación de este sistema. Dicha sustitución arroja el siguiente resultado (Sargent *et al.*, 1977)

$$E(t) = E_r e^{-\frac{\gamma}{2}t} \text{Cos}(\omega_0 t + \phi), \quad (20)$$

donde

$$E_r = \frac{e\omega_0^2 x_0}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}. \quad (21)$$

El espectro de emisión asociado al dipolo atómico se puede evaluar a partir de la transformada de Fourier de la ec. (20), lo que da como resultado (Sargent *et al.*, 1977)

$$E(\nu) = \frac{E_r}{4\pi} \left[\frac{1}{\frac{\gamma}{2} + i(\omega_0 - \nu)} + \frac{1}{\frac{\gamma}{2} - i(\omega_0 + \nu)} \right]. \quad (22)$$

Cerca de resonancia, es decir, cuando $\omega_0 \approx \nu$, el denominador $(\omega_0 + \nu)$ tiene una amplitud muy grande, y por tanto, la ec. (22) se puede reducir a la siguiente expresión (Sargent *et al.*, 1977)

$$E(\nu) \approx \frac{E_r}{4\pi} \left[\frac{1}{\frac{\gamma}{2} + i(\omega_0 - \nu)} \right], \quad (23)$$

a esto se le conoce como la aproximación de *rotating wave*. Finalmente, el espectro de intensidad se calcula evaluando el módulo cuadrado de la ec. (23), esto es

$$I(\nu) = |E(\nu)|^2 = \frac{(E_r/4\pi)^2}{(\gamma/2)^2 + (\omega_0 - \nu)^2}. \quad (24)$$

Esta expresión demuestra que el perfil de emisión de un átomo es de tipo Lorentziano (ver la figura 16), cuyo FWHM está determinado por el valor de γ .

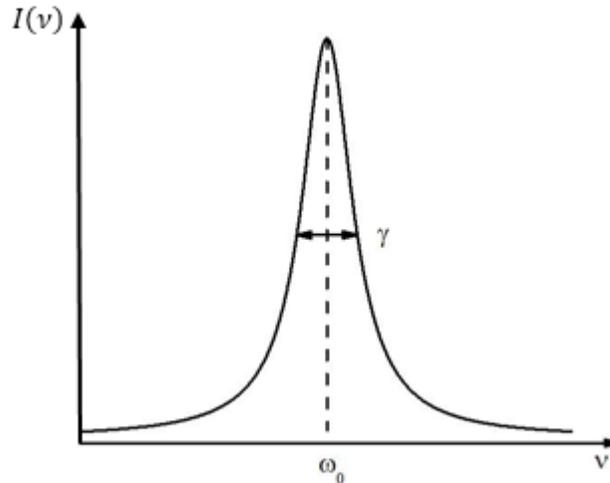


Figura 16. Perfil de línea del espectro de emisión de un dipolo eléctrico que oscila libremente.

Por otra parte, para completar la solución general a la ec. (9) ahora se debe obtener una solución particular de la ecuación inhomogénea. Es posible demostrar que esta solución se puede expresar de la siguiente manera (Feynman *et al.*, 1963)

$$x(t) = pqE_0 e^{i(\omega t + \Delta + \theta)}, \quad (25)$$

donde Δ es la fase asociada a la radiación externa y θ es un corrimiento de fase asociado a la presencia del término de amortiguamiento en las oscilaciones del dipolo eléctrico, y p esta dado por

$$p = \frac{1}{m\sqrt{\gamma^2\omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2)^2}}. \quad (26)$$

La ec. (25) muestra dos características muy importantes de las oscilaciones estacionarias de un dipolo sujeto a un campo externo:

1. La amplitud de las oscilaciones del dipolo son máximas cuando la frecuencia del campo incidente coincide con la frecuencia natural de oscilación dipolo atómico, es decir, en resonancia,
2. El dipolo no oscila en fase con el campo aplicado, sino que está desplazado por una cantidad θ , la cual se determina a partir de la siguiente expresión

$$\text{Tan}(\theta) = -\frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (27)$$

Finalmente, la solución general de la ec. (9) es la suma de las soluciones encontradas anteriormente (ec. (18) y ec. (25)), es decir,

$$x(t) = x_0 e^{-\frac{\gamma}{2}t} \text{Cos}(\omega_0 t + \phi) + \frac{qE_0 \text{Cos}(\omega t + \Delta + \theta)}{m\sqrt{\gamma^2\omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2)^2}} \quad (28)$$

Una consecuencia importante de la ec. (28) es que la radiación emitida por el dipolo oscilante en la dirección del campo incidente tendrá una fase que dependerá de las condiciones iniciales del sistema. Esto significa que bajo ciertas circunstancias la radiación del átomo puede adquirir la fase correcta para interferir constructivamente con el campo externo aplicado, dando origen a lo que se conoce como emisión estimulada, mientras que en otras ocasiones la interferencia puede ser destructiva, provocando absorción (Sargent *et al.*, 1977). Esto constituye una diferencia fundamental con el modelo cuántico (incoherente) de la interacción luz-materia, en el cual el átomo siempre adquiere la fase correcta para interferir constructivamente.

Otra limitante del modelo propuesto por Lorentz es que, en principio, no hay límite para la amplitud de las oscilaciones que puede realizar el dipolo atómico. Las oscilaciones son proporcionales a la amplitud del campo aplicado, y nunca se observa la saturación de la absorción. Además no se tiene ninguna información de la inversión de población de los materiales, una característica fundamental en el funcionamiento de los láseres.

2.2.2 Ecuaciones de razón

En la sección anterior se evidenció que el modelo clásico de Lorentz fracasa cuando se utiliza para explicar fenómenos ópticos tales como, la saturación de la absorción, la inversión de población, la amplificación óptica, entre otros. Aunque en este trabajo no se pretende abordar con detalle todos estos procesos, sí se hará un breve repaso de los mecanismos físicos que subyacen al fenómeno de saturación, debido a que éste es importante para comprender los efectos que se estudian en esta tesis. Para hacerlo será necesario recurrir al formalismo matemático utilizado en la teoría de láseres, conocido como ecuaciones de razón. Estas ecuaciones permiten subsanar algunas de las limitaciones del modelo de Lorentz mediante la inclusión de conceptos cuánticos, los cuales se resumen a continuación:

1. Discretización de la energía: los átomos que conforman un material sólo pueden ocupar estados de energía discretos (E_0, E_1, E_2, \dots), cuyos valores específicos se derivan a partir de las leyes de la mecánica cuántica (Yariv y Yeh, 2007). La probabilidad de ocupación de un estado de energía puede variar entre 0 y 1.
2. En equilibrio térmico la probabilidad $P(E_n)$ de que un átomo se encuentre en el estado de energía E_n está dada por la distribución de Boltzmann

$$P(E_n) \propto \text{Exp}\left(\frac{E_n}{k_B T}\right), n = 0, 1, 2, \dots, \quad (29)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y T la temperatura expresada en grados Kelvin (Saleh y Teich, 1991).

3. Se denominan transiciones energéticas del material a todos los escalones de energía que satisfacen la relación $|E_k - E_l|$ donde E_k y E_l son cualquier estado de energía permitido del material.
4. Se denomina transición óptica inducida al cambio de energía de un átomo como consecuencia de su interacción con un campo electromagnético de frecuencia resonante $\omega_{kl} = |E_l - E_k|/\hbar$.
5. Durante su interacción con un campo electromagnético, un átomo con energía inicial E_i puede pasar hacia el estado energético E_f , solamente si la energía de la onda incidente, E_{em} , tiene un valor igual a (energía de fotón óptico) $E_m = |E_i - E_f|$.

A partir de las ideas enumeradas arriba es posible derivar una explicación física y matemática a fenómenos como la ganancia óptica, la saturación óptica, entre otros. Aunque los átomos reales tienen muchos niveles cuánticos de energía, para modelar el fenómeno de la absorción basta con considerar el caso más simple de un átomo de dos niveles, donde las transiciones ópticas hacia niveles energéticos fuera de la transición de interés, están prohibidas (sistema cerrado). Esta aproximación es válida cuando se utiliza una fuente de luz cuasi monocromática (un láser) resonante con una línea de absorción del material, $\omega = \omega_{kl}$ (Boyd, 2008).

Suponiendo que esta condición es satisfecha, los átomos del material bajo la influencia del campo externo sólo pueden realizar dos tipos de transiciones ópticas: 1) del nivel de energía base, E_1 , hacia el estado superior E_2 , mediante la absorción de fotones del haz incidente; y 2) del nivel excitado E_2 hacia el nivel E_1 mediante la liberación de energía ya sea por emisión estimulada o emisión espontánea. Estos procesos se resumen en la figura 17. Cabe señalar que la emisión de luz estimulada posee la misma frecuencia, fase y dirección que el campo incidente, por lo cual éstos se suman constructivamente originando una ganancia en la luz coherente transmitida. Por otra parte, la emisión espontánea (o la fluorescencia del material) tiene la misma frecuencia que la onda incidente, pero su fase, polarización y dirección de irradiación son completamente aleatorias.

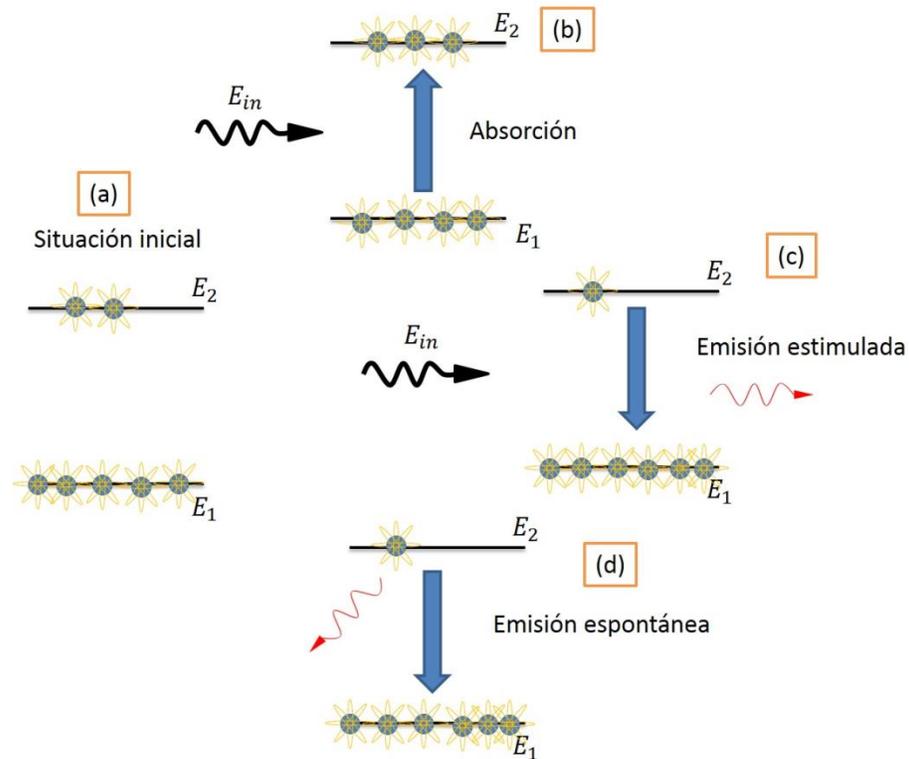


Figura 17. Esquemización de las diferentes transiciones ópticas posibles para un sistema de dos niveles cerrado. (a) - distribución de la población inicial antes de que se irradie el material con luz; (b) - absorción de un fotón del campo incidente; (c) y (d) - procesos de emisión estimulada y espontánea, respectivamente.

Los procesos presentados en la figura 17 se describen matemáticamente a través de las ecuaciones de razón (Siegman, 1986) para un sistema de dos niveles,

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{I}{\hbar\omega}\sigma N_1 + \frac{I}{\hbar\omega}\sigma N_2 + \frac{N_2}{\tau},$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{I}{\hbar\omega}\sigma N_1 - \frac{I}{\hbar\omega}\sigma N_2 - \frac{N_2}{\tau}, \quad (30)$$

$$N_1 + N_2 = N,$$

donde N_1 y N_2 son las poblaciones de los niveles energéticos (con energías E_1 y E_2 , respectivamente); I es la intensidad de la luz incidente; σ es la sección transversal de absorción de los átomos del material, y τ es el tiempo de decaimiento espontáneo del nivel de energía E_2 . Estas ecuaciones describen cómo varía la población de los niveles energéticos de un material en presencia de un campo electromagnético de intensidad fija.

Las características más importantes del fenómeno de absorción óptica se pueden deducir resolviendo el sistema de ecuaciones (30), cuya solución se presenta a continuación:

$$N_2' = Ae^{-(1+I')t'} + \frac{I'}{2(1+I')} \quad (31)$$

donde $N_2' = \frac{N_2}{N}$ es la población normalizada del estado superior de energía. También aquí $I' = \frac{I}{I_{sat}}$, donde I_{sat} se conoce como intensidad de saturación y tiene un valor de $I_{sat} = \frac{\hbar\omega}{2\tau\sigma}$ (recuérdese que la I_{sat} se define como la intensidad óptica necesaria para disminuir la absorción del material por un factor de 2) (Svelto, 1998). A es una constante cuyo valor se determina a partir de las condiciones iniciales del sistema y, finalmente, $t' = \frac{t}{\tau}$.

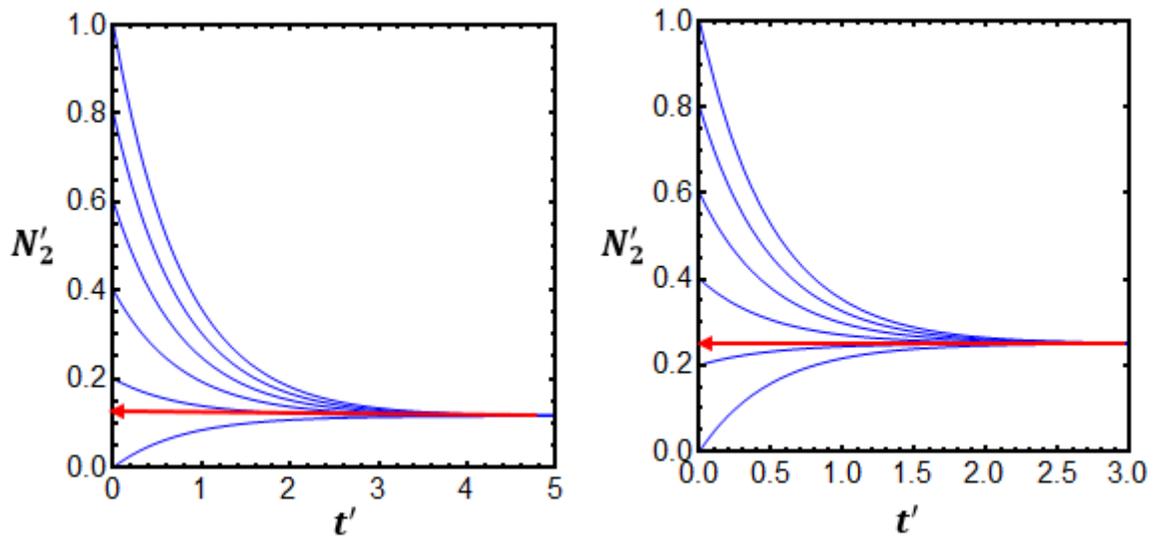


Figura 18. Evolución de la población del nivel excitado N_2' para una intensidad fija I' del haz incidente, con valor de $I' = 0.3$ (gráfica de la izquierda) y de $I' = 1$ (gráfica de la derecha), y para diferentes valores de la población inicial ($t' = 0$) del estado excitado. La flecha señala el valor al que tiende N_2' conforme aumenta el tiempo t' (adaptado del curso del Dr. S.Stepanov).

La figura 18 muestra cómo varía la población del estado excitado N_2' para una intensidad fija I' del haz incidente, en particular, $I' = 0.3$ (gráfica de la izquierda) y $I' = 1$ (gráfica de la derecha), y para diferentes valores de la población inicial del estado excitado. La flecha señala el valor al que tiende N_2' conforme aumenta el

tiempo t' . De la ec. (31) se puede concluir que la población N'_2 tiende a estabilizarse en un valor fijo dado por

$$N'_{2est} = \frac{I'}{2(1 + I')}, \quad (32)$$

después de un tiempo característico dado por (Svelto, 1998)

$$\tau_{eff}^{-1} = \tau^{-1} \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right), \quad (33)$$

donde τ_{eff} se conoce como el tiempo de relajación efectivo. Para intensidades de iluminación bajas ($I \ll I_{sat}$) el sistema decae con un tiempo característico dado por τ , y para intensidades altas este tiempo disminuye a medida que la tasa de transiciones inducidas entre los dos niveles se incrementa.

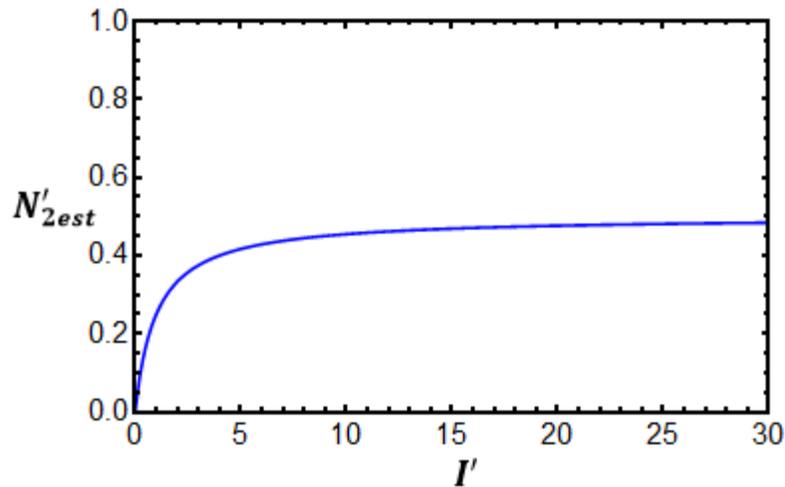


Figura 19. Se muestra cómo varía la población N'_{2est} como función de la intensidad del haz incidente (adaptado del curso del Dr. S.Stepanov).

Por otra parte, la ec. (32) muestra que conforme $I' \rightarrow \infty$ la población del nivel excitado (normalizada) tiende a 0.5, lo que demuestra el hecho conocido de que en un sistema de dos niveles nunca es posible alcanzar la inversión de población (Svelto, 1998).

Finalmente, para evaluar cómo varía la absorción del material en función de la intensidad de la radiación incidente, es conveniente usar la definición convencional del coeficiente de absorción óptica (α) (Chang, 2005)

$$\alpha = \sigma(N_1 - N_2). \quad (34)$$

Suponiendo que la intensidad de iluminación es constante y que ya transcurrió el tiempo necesario para que se alcance el estado estacionario de la población ($\frac{\partial N_2}{\partial t} = 0$), entonces α puede expresarse de la siguiente forma:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I'}, \quad (35)$$

donde $\alpha_0 = \sigma N$ es el coeficiente de absorción no saturado del material, es decir, cuando se puede despreciar la influencia de la iluminación externa sobre α .

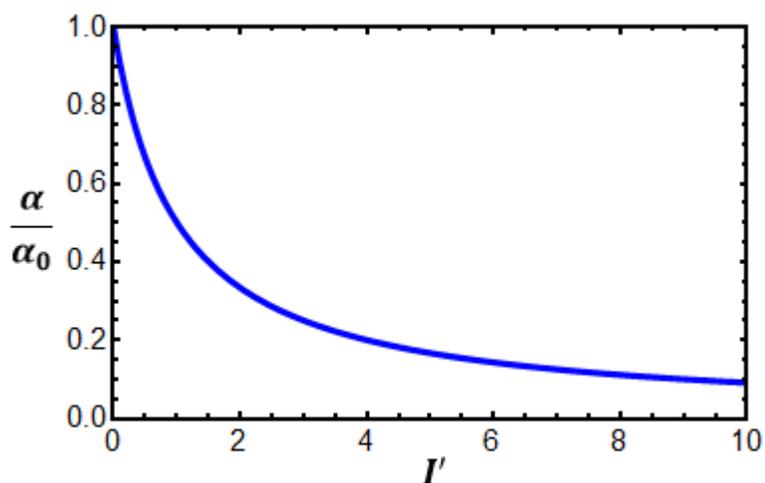


Figura 20. Decaimiento de la absorción del material como función de la intensidad del haz incidente (adaptado del curso del Dr. S.Stepanov).

La figura 20 muestra cómo decae el coeficiente de absorción de un material cuando la intensidad del haz incidente se hace más grande. A este fenómeno se le conoce como saturación óptica y su importancia radica en el hecho de que muchos efectos no lineales se observan en regímenes de iluminación donde la absorción del material se ha reducido significativamente.

En conclusión, es importante enfatizar que el formalismo de las ecuaciones de razón describe la evolución temporal de la energía de un ensamble de átomos cuánticos a través de los conceptos de poblaciones de nivel, transiciones ópticas y discretización de la energía. A partir de estas herramientas es capaz de explicar efectos como la saturación óptica, la inversión de población (en un sistema de tres niveles), la ganancia, entre otros. Sin embargo, este modelo no contempla la información de fase de la luz y, por esta razón, no es capaz de predecir las propiedades coherentes de la interacción entre la luz y la materia.

2.2.3 Aproximación semiclásica

Una de las principales limitaciones de las ecuaciones de razón, en cuanto a la descripción de la interacción entre la luz y la materia, es que éstas no toman en cuenta la información de fase de la luz, y por tanto, no son capaces de explicar la formación de fenómenos coherentes. Un modelo más adecuado que aborda este problema es el que se conoce como aproximación semiclásica (ver por ejemplo Allen y Eberly (1975) o Sargent III (1977)), el cual considera al átomo como un objeto cuántico y a la radiación luminosa como una onda electromagnética clásica. En este formalismo el átomo es descrito a través de su función de onda asociada $\Psi(\mathbf{r}, t)$, la cual posee toda la información que es posible conocer acerca del sistema cuántico. Cabe señalar que, por simplicidad, el desarrollo matemático que se expone a continuación será presentado únicamente en una dimensión, en particular, a lo largo del eje x .

La evolución temporal del átomo se describe a través de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \mathcal{H}\Psi, \quad (36)$$

donde \mathcal{H} es el Hamiltoniano del sistema. Cuando el átomo interactúa con un campo electromagnético el Hamiltoniano debe modificarse de la siguiente manera,

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \quad (37)$$

donde

$$\mathcal{H}_0 = \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x). \quad (38)$$

Aquí \mathcal{H}_0 es el Hamiltoniano asociado al átomo cuando éste no es perturbado por ningún campo externo; el primer término a la derecha del signo igual en la ec. (38) es el operador de energía cinética, mientras que $V(x)$ es la energía potencial del sistema. Por otra parte, \mathcal{H}_1 proporciona información acerca de qué tan fuerte es la interacción dipolar entre el campo incidente y el átomo, y está dado por la siguiente expresión

$$\mathcal{H}_1 = qx E_0 \cos(\omega t), \quad (39)$$

donde q es la carga eléctrica del átomo, E_0 y ω son la amplitud y frecuencia del campo eléctrico de la luz incidente.

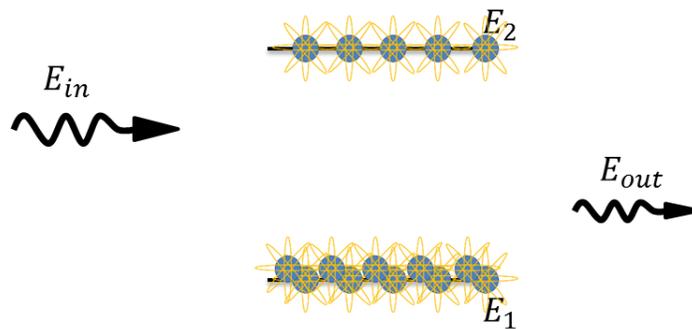


Figura 21. Sistema atómico de dos niveles

Para conocer la evolución temporal del átomo es necesario conocer la forma explícita de su función de onda. En la aproximación de dos niveles (ver figura 21), la cual es válida en condiciones cercanas a resonancia ($\omega \approx \omega_0$), la función de onda atómica se puede aproximar como:

$$\Psi(x, t) = c_1(t)\Psi_1(x)e^{-i\omega_1 t} + c_2(t)\Psi_2(x)e^{-i\omega_2 t}, \quad (40)$$

donde c_1 y c_2 son coeficientes complejos cuyo módulo cuadrado indica la probabilidad de que el átomo se encuentre en el estado de energía E_1 y E_2 , respectivamente. Los términos $\Psi_n(x)$ son eigenfunciones del Hamiltoniano no

perturbado (\mathcal{H}_0), y forman una base ortonormal; y, finalmente, ω_n es la frecuencia asociada con el nivel de energía $E_n = \hbar\omega_n$.

Sustituyendo la función de onda $\Psi(x, t)$ en la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo (ec. (36)), se puede encontrar que los coeficientes c_1 y c_2 satisfacen las siguientes ecuaciones de movimiento (Foot, 2005)

$$\begin{aligned} i\dot{c}_1 &= c_2 \left(e^{i(\omega-\omega_0)t} + e^{-i(\omega+\omega_0)t} \right) \frac{\Omega_R}{2}, \\ i\dot{c}_2 &= c_1 \left(e^{-i(\omega-\omega_0)t} + e^{i(\omega+\omega_0)t} \right) \frac{\Omega_R^*}{2}, \end{aligned} \quad (41)$$

donde $\omega_0 = \omega_2 - \omega_1$ es la frecuencia de resonancia del átomo, y

$$\Omega_R = \frac{qE_0\mu_{12}}{\hbar}, \quad (42)$$

se conoce como frecuencia de Rabi, y μ_{12} es el momento dipolar asociado a la transición óptica del material:

$$\mu_{12} = -e \int \Psi_1^* x \Psi_2 dx. \quad (43)$$

Cuando la frecuencia del láser coincide aproximadamente con la frecuencia de resonancia del material, resulta útil hacer uso de la simplificación conocida como *rotating wave* (Sargent III, 1977), que consiste en despreciar los términos que oscilan a la frecuencia doble $\approx 2\omega_0$. En particular, en el caso en que $\omega = \omega_0$, se puede encontrar que los coeficientes c_1 y c_2 se reducen a las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} c_1(t) &= \text{Cos} \left(\frac{\Omega_R}{2} t \right), \\ c_2(t) &= i \text{Sen} \left(\frac{\Omega_R}{2} t \right). \end{aligned} \quad (44)$$

Evaluando el módulo cuadrado de las ecs. (44) se llega al siguiente resultado

$$|c_1(t)|^2 = \text{Cos}^2\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right),$$

$$|c_2(t)|^2 = \text{Sen}^2\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right).$$
(45)

Las ecs. (45) establecen que la población atómica, durante su interacción con el campo electromagnético resonante, oscila entre el nivel superior (con la energía E_2) y el nivel base (E_1) a la frecuencia de Rabi Ω_R . A dichas oscilaciones de la población atómica también se les conoce como oscilaciones de Rabi. A partir de las ecs. (45) se puede deducir que cuando $t = \pi/\Omega_R$ toda la población se encuentra en el estado excitado, esto es, $|c_2(t)|^2 = 1$, y cuando $t = 2\pi/\Omega_R$ toda la población se encuentra en el estado base. Este comportamiento difiere por completo de aquel que es descrito por las ecuaciones de razón para un sistema de dos niveles. Ahí la población entre ambos estados energéticos tiende a equilibrarse conforme se aumenta la potencia del campo incidente, y nunca se puede observar la inversión de población (Foot, 2005). Un pulso de luz cuya duración es igual $t = \pi/\Omega_R$, y el cual invierte la población atómica, se le conoce como “pulso π ”.

Para apreciar las implicaciones físicas que tienen las oscilaciones de Rabi, a continuación se hará un breve análisis de las características principales de la radiación emitida por los átomos, durante el periodo en que la población se encuentra oscilando entre los niveles energéticos de la transición. Para tal efecto, es necesario calcular explícitamente el momento dipolar promedio $\mu(t)$ del átomo, el cual, desde la perspectiva cuántica, se define como el producto del valor esperado de la posición por la carga eléctrica q , esto es,

$$\mu(t) = q \int \Psi^*(x, t)x\Psi(x, t)dx = 2\mu_{12}\text{Sin}\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right)\text{Cos}\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right)\text{Sin}(\omega t). \quad (46)$$

De esta ecuación se puede apreciar que el momento dipolar oscila con la frecuencia del campo aplicado ω (señal de alta frecuencia en la figura 22) y está modulado en amplitud por el término $2\mu_{12}\text{Sin}\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right)\text{Cos}\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right)$ el cual oscila mucho más lentamente a la frecuencia de Rabi. En la figura 22, la amplitud de las oscilaciones

de $\mu(t)$ es máxima (al igual que el campo electromagnético emitido por el dipolo) cuando el átomo se encuentra en un estado de superposición coherente, es decir, cuando tiene la misma probabilidad de estar en el estado excitado o en el estado base, $|c_1(t)|^2 = |c_2(t)|^2 = 0.5$ (ver gráfica de $|c_2(t)|^2$ en la figura 22).

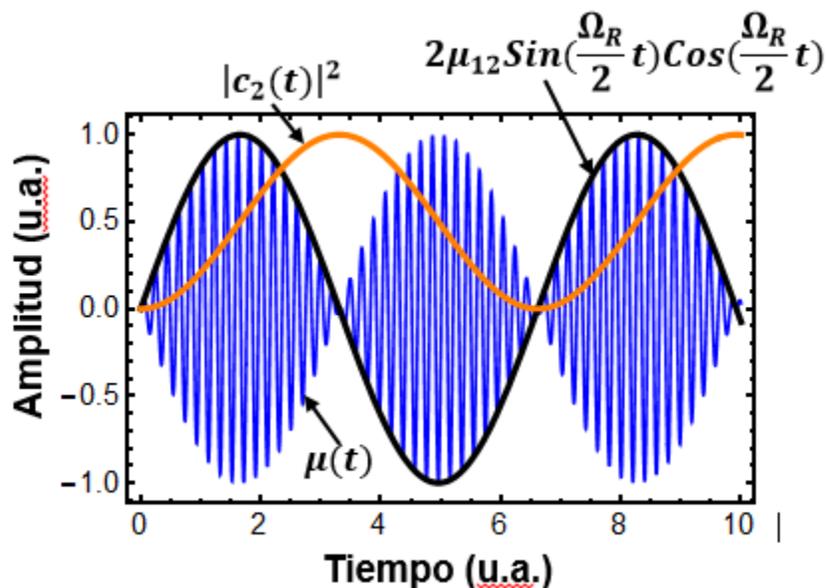


Figura 22. Las líneas de alta frecuencia corresponden a las oscilaciones del momento dipolar del átomo, las cuales están moduladas en amplitud por el término $2\mu_{12}\text{Sin}(\frac{\Omega_R}{2}t)\text{Cos}(\frac{\Omega_R}{2}t)$ el cual oscila mucho más lentamente a la frecuencia de Rabi. La gráfica de $|c_2(t)|^2$ indica cómo evoluciona en el tiempo la probabilidad de que el átomo se encuentre en el nivel energético excitado.

Otro aspecto notable es el hecho de que el momento dipolar, en el primer momento de la interacción entre el campo incidente y el átomo, es cero. Esto significa que la absorción es un proceso inercial y que le lleva un cierto tiempo a los átomos comenzar a absorber luz. En realidad, cada vez que el átomo tiene una probabilidad unitaria de encontrarse en el estado base de la transición, o en el estado excitado, el momento dipolar es cero. El momento dipolar es diferente de cero solamente cuando el átomo se encuentra en un estado de superposición coherente, esto se puede apreciar en la figura 22 observando que la curva para $\mu(t)$ es cero siempre que $|c_2(t)|^2$ alcanza un máximo o un mínimo.

Para analizar cómo interactúan el campo incidente y la radiación dipolar emitida por el átomo mientras éste lleva a cabo sus oscilaciones de Rabi, es

importante primero notar que el momento dipolar oscila como una función tipo seno, mientras que el campo eléctrico oscila como una función coseno, es decir, ambos están desfasados por 90° . A su vez la radiación emitida por el dipolo atómico está corrida 90° (Siegman, 1986) con respecto a las oscilaciones del momento dipolar, esto significa, que la emisión luminosa del átomo está desfasada 180° con respecto a la fase del campo incidente. Entonces, durante el primer semiperiodo de oscilación del término $\text{Sin}(\Omega_R t)$, ambos campos están desfasados por 180° y por tanto interfieren destructivamente: como resultado el campo transmitido es atenuado. Cabe mencionar que esta fase (en cuadratura) es la misma que tiene el momento dipolar clásico en el modelo de Lorentz (ver arriba), y es la causa de que exista la atenuación de la radiación resonante.

Durante el segundo semiperiodo de oscilación del término $\text{Sin}(\Omega_R t)$, éste invierte su signo, y por lo tanto, introduce un cambio de fase de 180° en la radiación emitida por los átomos. En esta ocasión, la luz emitida queda en fase con el campo incidente, y en consecuencia, interfieren constructivamente produciendo amplificación. Este proceso de interferencia destructiva y constructiva (es decir, atenuación o ganancia) se repite periódicamente con la frecuencia de Rabi, y es la causa de que aparezcan modulaciones de amplitud en el perfil temporal del pulso que se transmite por el material. A este fenómeno se le conoce como nutación óptica (ver por ejemplo, Brewer y Shoemaker, 1971).

2.2.3.1 Matriz de densidad y decaimiento fenomenológico

En las situaciones reales cuando se analiza la interacción entre la luz y un gas, no es apropiado utilizar la ecuación de Schrödinger directamente porque nunca es posible derivar una función de onda que contenga la información completa de un sistema compuesto por muchos átomos. En la práctica sólo es posible obtener información (que en muchos casos importantes es suficiente) acerca de los valores promedios de algunos observables tales como la posición (x_0), la velocidad (v_x), la energía (E_n), entre otros, de un ensamble de átomos. Por esta razón, resulta más conveniente abordar el problema desde una perspectiva estadística a través de la matriz de densidad (M). Para un sistema cuántico de dos niveles, ésta se define de la siguiente manera (Fox, 2006)

$$M = \begin{pmatrix} |c_1(t)|^2 & c_1(t)c_2^*(t) \\ c_2(t)c_1^*(t) & |c_2(t)|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho'_{11} & \rho'_{12} \\ \rho'_{21} & \rho'_{22} \end{pmatrix}. \quad (47)$$

En esta matriz los elementos de la diagonal representan la probabilidad de que el átomo se encuentre en el estado base o excitado, y los términos fuera de la diagonal se conocen como coherencias, y representan la respuesta del átomo al campo de la onda electromagnética aplicada.

La ec. (47) presenta la matriz de densidad asociada a un solo átomo, o grupo de átomos idénticos, con una función de onda conocida. Sin embargo, para describir a un ensamble de átomos con funciones de onda diferentes y desconocidas, lo que suele hacerse es sumar las matrices de densidad de todos los átomos que tienen una cierta velocidad v_x (se supone por simplicidad que la luz se propaga a lo largo del eje x), de la siguiente manera (Shoemaker, 1978):

$$\rho_{ij}(x, v_x, t) = \sum_{\substack{\text{Todas las moléculas} \\ \text{con velocidad } v_x}} \rho'_{ij}(E_n, x_0, v_x, t). \quad (48)$$

Es importante considerar en dicha sumatoria únicamente a los átomos con una misma velocidad porque aquellos que se mueven con velocidades diferentes observan una frecuencia distinta de la luz incidente (por el efecto Doppler), y por tanto, sus respectivas matrices de densidad discrepan.

Cuando se realiza la sumatoria indicada en la ec. (48) para todos los átomos contenidos en un volumen unitario (cm^3), el resultado es el siguiente:

$$M_p = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}, \quad (49)$$

donde M_p se conoce como matriz de población, y contiene información estadística (normalizada con respecto al número de átomos) acerca de la evolución temporal de la posición y la energía, de todos los átomos que se desplazan a una velocidad fija v_x . En particular, ρ_{11} y ρ_{22} proporcionan información acerca de la cantidad de moléculas ($\text{moléculas}/\text{cm}^3$) que, estando en la posición x al tiempo t , tienen un estado energético E_1 o E_2 , respectivamente.

Por otra parte, los términos ρ_{ij} son proporcionales al momento dipolar promedio ($\langle \mu_x(t) \rangle$) inducido por el campo electromagnético externo en el ensamble de átomos (con velocidad v_x). $\langle \mu_x(t) \rangle$ se puede expresar en términos de los elementos de la matriz de población de la siguiente manera (Shoemaker, 1978),

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \mu_{12}(\tilde{\rho}_{12} \text{Exp}(i\omega t) + \tilde{\rho}_{21} \text{Exp}(-i\omega t)), \quad (50)$$

donde $\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} \text{Exp}(-i\delta t/2)$, $\tilde{\rho}_{21} = (\tilde{\rho}_{12})^*$ y el término $\delta = \omega - \omega_0$ representa la desintonía de la frecuencia de la radiación externa con respecto a la frecuencia de resonancia del sistema de dos niveles.

A partir de los términos $\tilde{\rho}_{12}$ y $\tilde{\rho}_{21}$ es posible derivar un análogo óptico de las ecuaciones de Bloch, las cuales se utilizan en la teoría de la resonancia magnética nuclear, para describir efectos coherentes como la nutación óptica o el eco fotónico. Para este propósito, a continuación se definen las siguientes variables (Feynmann *et al.*, 1957):

$$\begin{aligned} u &= \tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}, \\ v &= -i(\tilde{\rho}_{12} - \tilde{\rho}_{21}), \\ w &= \rho_{11} - \rho_{22}. \end{aligned} \quad (51)$$

Es fácil ver que u y v son la parte real e imaginaria (multiplicada por 2) del término $\tilde{\rho}_{12}$. Para apreciar el significado físico de u y v es importante notar que el momento dipolar promedio macroscópico se puede expresar en términos de éstas variables de la siguiente manera

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \mu_{12}(u \text{Cos}(\omega t) - v \text{Sin}(\omega t)). \quad (52)$$

Esto significa que u y v son las componentes en fase y cuadratura (fuera de fase por 90°), del momento dipolar que oscila a la frecuencia ω , con respecto al campo electromagnético de la luz incidente. Por otra parte, el término w se conoce como "inversión", y es la diferencia de población normalizada de los niveles E_1 y E_2 .

Se puede demostrar (ver por ejemplo Foot, 2005) que las variables u , v y w satisfacen las siguientes ecuaciones de movimiento:

$$\begin{aligned}\dot{u} &= \delta v, \\ \dot{v} &= -\delta u + \Omega w, \\ \dot{w} &= -\Omega v,\end{aligned}\tag{53}$$

donde Ω es la frecuencia de las oscilaciones de Rabi de la población. Para apreciar la utilidad de los valores de u , v y w vamos a expresar las ecuaciones anteriores en notación vectorial de la siguiente manera (Feynman *et al.*, 1957):

$$\dot{R} = R \times W,\tag{54}$$

donde

$$\begin{aligned}R &= u\hat{e}_1 + v\hat{e}_2 + w\hat{e}_3, \\ W &= \Omega\hat{e}_1 + \delta\hat{e}_3.\end{aligned}\tag{55}$$

Aquí R se conoce como vector de Bloch y describe a un ensamble de átomos con velocidad fija v_x , mientras que \hat{e}_1 , \hat{e}_2 y \hat{e}_3 son vectores unitarios ortonormales entre sí, los cuales definen un sistema de coordenadas como se aprecia en la figura 23. Esto significa que cada ensamble de átomos de este tipo tendrá asociado un vector R diferente. Se puede demostrar que R tiene una magnitud unitaria (Foot, 2005), por lo cual, su rango de variación se limita a una esfera de radio unitario conocida como esfera de Bloch.

Cada punto en la esfera de Bloch representa el estado cuántico de un sistema de dos niveles. En los polos de la esfera el vector de Bloch tiene la forma $R = w\hat{e}_3$, con $w = \pm 1$, lo que indica que el conjunto de átomos se encuentra en el estado base ($w = +1$) o excitado ($w = -1$), respectivamente.

Si en el momento de tiempo $t=0$ se aplica un campo electromagnético exactamente resonante con la transición óptica, entonces el vector de Bloch empezará a girar en el plano definido por los vectores \hat{e}_2 y \hat{e}_3 con la frecuencia de

Rabi. Esto significa que la población atómica está oscilando entre el estado excitado y el estado base de energía con esta frecuencia. Si el vector R no apunta en la dirección de uno de los polos de la esfera de Bloch, esto significa que los átomos se encuentran en una superposición de estados cuánticos puros (base y excitado), donde tienen una cierta probabilidad de encontrarse tanto en el nivel base como en el nivel excitado.

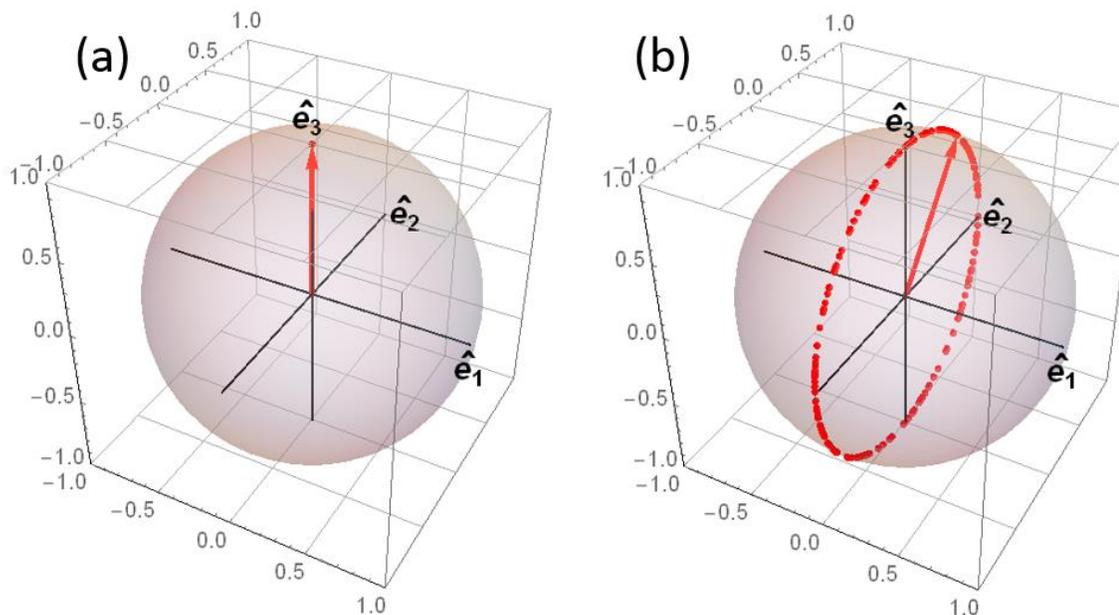


Figura 23. Esfera de Bloch utilizada para describir los estados cuánticos de un ensemble de átomos. (a) muestra el vector de Bloch correspondiente al estado base del sistema. (b) muestra el vector de Bloch girando como consecuencia de la presencia de un campo electromagnético resonante.

Hasta ahora no se han incluido términos que tomen en cuenta el amortiguamiento de energía y fase que puede sufrir el átomo como consecuencia de las colisiones elásticas e inelásticas que éstos pueden llevar a cabo. A partir de la teoría de Weisskopf y Wigner (1930) se puede demostrar que el decaimiento radiativo de los átomos del nivel excitado se puede describir desde una perspectiva fenomenológica introduciendo constantes de amortiguamiento (Icsevgi y Lamb, 1969). Cuando se incluyen los términos de amortiguamiento las ecs. (53) se convierten en

$$\dot{u} = \delta v - \frac{u}{T_2}, \quad (56)$$

$$\dot{v} = -\delta u + \Omega w - \frac{v}{T_2},$$

$$\dot{w} = -\Omega v - \frac{(w-1)}{T_1}.$$

Aquí T_2 se conoce como tiempo de relajación transversal y mide el tiempo de pérdida de la memoria de fase del ensamble de átomos. Por su parte T_1 se conoce como tiempo de relajación longitudinal y mide el tiempo de decaimiento de la energía atómica (o de inversión del sistema). A partir de estas últimas ecuaciones es posible determinar el comportamiento de un ensamble de átomos con velocidades v_x , bajo diferentes condiciones e interés.

2.2.3.2 Decaimiento por inductancia libre

Un efecto coherente relevante para este trabajo es aquel que se conoce como decaimiento por inductancia libre, el cual se manifiesta como una “cola” de luz coherente que emite el material justo después de que el pulso de luz incidente se ha ido de la muestra. Cuando un pulso de luz resonante incide sobre un material, éste excita las moléculas produciendo un arreglo de momentos dipolares que oscilan en fase dentro de la muestra. Cuando el pulso es apagado, los dipolos moleculares continúan oscilando y emitiendo luz. No obstante, debido a sus diferentes velocidades de movimiento, los dipolos de diferentes grupos se desfazan unos con respecto a otros, y esto causa que la emisión total observada decaiga rápidamente (Shoemaker, 1978).

Para apreciar las características principales de este efecto, obsérvese qué pasa con un grupo particular de átomos con una velocidad fija v_x cuando se aplica un pulso resonante durante un tiempo t_1 y luego la luz es apagada. Si durante el tiempo de interacción entre la luz y el material se desprecian los mecanismos de relajación T_1 y T_2 (para más detalles ver Shoemaker, 1978), y se supone que el campo incidente es resonante, entonces al tiempo t_1 (al final del pulso) el ensamble de átomos estará descrito por un vector \mathbf{R} dado por

$$\mathbf{R} = u_0 \hat{e}_1 + v_0 \hat{e}_2 + w_0 \hat{e}_3, \quad (57)$$

donde $u_0 = 0$, $v_0 = \text{Sin}(\theta_1)$ y $w_0 = \text{Cos}(\theta_1)$, y $\theta_1 = t_1\Omega$ es el área del pulso óptico excitante. Estos valores (u_0 , v_0 y w_0) se utilizan como condiciones iniciales para analizar la evolución temporal del estado cuántico de los átomos cuando se apaga la luz, es decir, cuando $\Omega = 0$ para $t > t_1$. Resolviendo las ecs. (56) para $t > t_1$ y $\Omega = 0$, pero esta vez tomando en consideración los mecanismos de relajación y suponiendo que $\delta > 0$, entonces se obtiene el siguiente resultado:

$$\begin{aligned} u &= \text{Exp}\left(-\frac{t-t_1}{T_2}\right)\text{Sin}((t-t_1)\delta)\text{Sin}(\theta_1), \\ v &= \text{Exp}\left(-\frac{t-t_1}{T_2}\right)\text{Cos}((t-t_1)\delta)\text{Sin}(\theta_1), \\ w &= 1 + \text{Exp}\left(-\frac{t-t_1}{T_1}\right)(\text{Cos}\theta_1 - 1). \end{aligned} \quad (58)$$

A partir de las expresiones para u y v , se puede demostrar que el valor del momento dipolar promedio del ensamble de átomos está dado por

$$\mu_x(t) = -\mu_{12}\text{Exp}\left(-\frac{t-t_1}{T_2}\right)\text{Sin}(\omega_0 t - t_1\delta)\text{Sin}(\theta_1). \quad (59)$$

La ec. (59) muestra que inmediatamente después del pulso incidente cada grupo de moléculas con velocidad v_x tiene un momento dipolar que oscila a la frecuencia natural de resonancia ω_0 . Shoemaker (1978) ha demostrado que cuando se calcula la polarización macroscópica de la muestra aparece un término de decaimiento adicional debido a las distintas velocidades de los átomos excitados. Esto da como resultado que el tiempo de decaimiento de la inductancia libre (τ_{FID}) sea proporcional al tiempo de coherencia T_2 y al ancho de banda ($\Delta\nu$) de los átomos excitados por el campo incidente, es decir,

$$\tau_{FID} \sim \frac{T_2}{1 + T_2\Delta\nu}. \quad (60)$$

Otra característica de la inductancia libre es que ésta solo ocurre en la dirección de propagación del haz incidente, esto se debe a que sólo en dicha dirección los dipolos adquieren la fase correcta para interferir constructivamente.

2.2.3.3 Eco fotónico

Para derivar las ecuaciones que describen el fenómeno de eco fotónico debe seguirse un procedimiento similar al realizado arriba para describir la inductancia libre. En la sección anterior, las ecs. (58) determinan cómo evolucionan temporalmente las variables u , v y w para un ensamble de átomos, después de que el pulso incidente se ha ido del sistema de dos niveles. Entonces, ahora, para describir el eco fotónico, es necesario retomar estas expresiones de u , v y w para utilizarlas como condiciones iniciales al tiempo t_2 en que se hace incidir el segundo pulso en el ensamble de átomos. Una vez hecho esto, se debe seguir los mismos pasos realizados anteriormente con la FID, para encontrar la evolución temporal del momento dipolar, a un tiempo t_3 posterior al segundo pulso, cuando éste también ha abandonado la muestra. Realizar este procedimiento matemático produce ecuaciones bastante complejas. Por esta razón a continuación sólo se presenta uno de los resultados más relevantes para este trabajo. Shoemaker (1978) ha demostrado, que para una muestra ópticamente delgada, el decaimiento de la intensidad máxima del eco fotónico está dada por la siguiente ecuación,

$$I_{max} \propto \text{Exp}\left(\frac{-4t_{32}}{T_2}\right) \quad (61)$$

donde t_{32} es el intervalo temporal entre los pulsos ópticos excitantes. Esto significa que el máximo de la señal de eco sólo depende de T_2 y t_{32} . Esto es muy importante, porque midiendo cómo decae la intensidad del eco para diferentes separaciones t_{32} es posible derivar el valor de T_2 .

2.4 Revisión de algunos trabajos sobre el eco fotónico

Las primeras observaciones experimentales de eco fotónico a frecuencias ópticas fueron realizadas durante la década de 1960's, con los trabajos pioneros de Kurnit *et al.* (1964) y Abella *et al.* (1965), quienes utilizaron como medio activo un cristal de rubí el cual era excitado por una secuencia de dos pulsos cortos (~10ns) e intensos producidos por un láser Q-switched de rubí, con una longitud de onda de 693.5 nm.

En 1968 Patel y Slusher reportaron el primer experimento exitoso de eco en gases. Para lograrlo, ellos trabajaron con el gas SF_6 en un rango de presiones bajas del orden de ~ 0.015 Torr y utilizaron como fuente de radiación un láser de CO_2 ($10.6 \mu m$) capaz de producir pulsos ópticos cortos (~ 200 ns) con una intensidad ajustable en el rango de ~ 10 mW/cm² hasta 10 kW/cm². Como resultado, los autores fueron capaces de producir un eco fotónico con una intensidad máxima relativa del orden de 10% con respecto al primer pulso transmitido por el medio, y además, utilizaron sus mediciones del decaimiento del eco como función de la distancia entre los pulsos excitantes para evaluar el tiempo de coherencia T_2 del gas SF_6 asociado a las condiciones particulares de sus experimentos.

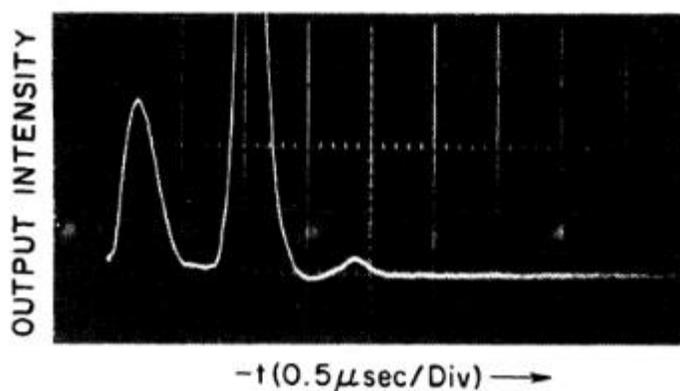


Figura 24. Curvas experimentales reportadas por Patel y Slusher (1968) durante sus experimentos de eco fotónico en el gas SF_6

Después del trabajo de Patel y Slusher (1968) surgieron numerosos trabajos tratando de observar el eco en diferentes gases. Por ejemplo, Brewer y Shoemaker (1971) observaron este efecto óptico en los gases $C^{13}H_3F$ y NH_2D y lo utilizaron para medir sus respectivos tiempos de coherencia T_2 ; Flusberg *et al.* (1978) reportaron observaciones experimentales de eco fotónico en vapor de Na, entre otros.

Los primeros avistamientos de eco en fibras ópticas surgieron en la década de los 80's. Algunos trabajos representativos de esta investigación son los de Broer y Golding (1986) quienes reportaron la observación del eco fotónico en fibras dopadas con ND^{3+} a temperaturas bajas en el rango de 0.5-1 K. En 1996 da Silva

y Silberberg estudiaron una variante del eco conocida como “eco fotónico acumulado” en fibras dopadas con erbio, la cual consiste en producir este fenómeno mediante el envío de varias secuencias de dos pulsos en un periodo menor a T_1 . Ellos utilizaron pulsos de femtosegundos y picosegundos y temperaturas criogénicas de hasta 4.2 K, las cuales se alcanzaron sumergiendo la fibra en un recipiente con helio líquido, lo que permitió incrementar el tiempo de coherencia T_2 del medio, de 100 fs (a temperatura ambiente) a 1 ns.

Una de las aplicaciones más interesantes del eco fotónico es para almacenar información. En este sentido Carlson *et al.* (1983) han utilizado una de las líneas de absorción (555.6 nm) del vapor Yb para generar señales de eco con intensidades de hasta 0.5%, con respecto al segundo pulso de excitación, las cuales son capaces de reproducir la información pictográfica portada por el segundo pulso excitante.

Hasta ahora no se han reportado observaciones del eco fotónico en Fibras de Cristal Fotónico de Núcleo Hueco, por lo que este trabajo pretende contribuir en esta área aportando las primeras observaciones de este fenómeno en HC-PCF con acetileno.

Capítulo 3. Muestras y configuraciones experimentales

3.1 Celdas de fibras de cristal fotónico con acetileno

3.1.1 Revisión de literatura sobre las celdas usadas anteriormente

Desde el punto de vista experimental uno de los retos más importantes que plantea la observación de fenómenos ópticos no lineales en el interior de las HC-PCF con acetileno, es la construcción de lo que usualmente se denomina como “celda de cristal fotónico” o simplemente “celda”. Estos términos se utilizan para referirse al sistema compuesto por la fibra fotónica y la estructura física que hace posible el confinamiento del gas, así como el acoplamiento de luz, en el interior del núcleo hueco de la HC-PCF. A continuación se hará un breve repaso de algunas de las celdas más comunes reportadas en la literatura y de los parámetros más relevantes durante su construcción. Para tal efecto, la discusión será dividida en dos partes, en la primera de ellas se abordarán los métodos principales para llenar las HC-PCF con un gas, y en la segunda, se mostrarán las técnicas posibles para acoplar la luz.

3.1.1.1 Llenado con gas de la celda fotónica

Hasta ahora todas las técnicas reportadas en la literatura para introducir un gas en una HC-PCF involucran la utilización de cámaras de vacío de volumen (ver figura 25). La importancia de utilizar una cámara de vacío radica en su versatilidad, ya que permite introducir el gas, controlar la presión dentro de la celda y, además, evacuar la celda, siendo este último proceso de una gran importancia porque es un requisito crítico en la mayoría de los experimentos que el gas a estudiar no interactúe con otros gases contaminantes, en particular el aire. La figura 25 muestra algunas configuraciones típicas para el llenado y evacuación de las celdas de cristal fotónico. En estas configuraciones la fibra fotónica es evacuada, por uno o ambos extremos, típicamente hasta una presión alrededor de 10^{-6} Torr con la finalidad de extraer el aire y demás partículas contaminantes. Posteriormente el gas es liberado dentro de la cámara de vacío para inducir un gradiente de presión entre el exterior y el interior del núcleo hueco de la HC-PCF (Henningsen *et al.*, 2005). Como resultado, las moléculas comienzan un proceso de desplazamiento desde las zonas de mayor

presión hacia las zonas de menor presión, el cual finaliza cuando se alcanza un estado de equilibrio barométrico en todo el sistema. Durante el proceso de llenado es difícil controlar la presión inicial a la cual el gas es introducido dentro de la cámara, por esta razón, usualmente se introduce el gas, previa evacuación de la celda, y luego éste es extraído lentamente mientras se monitorea en tiempo real la presión dentro de la cámara. Este es el procedimiento típico de llenado de la celda fotónica.

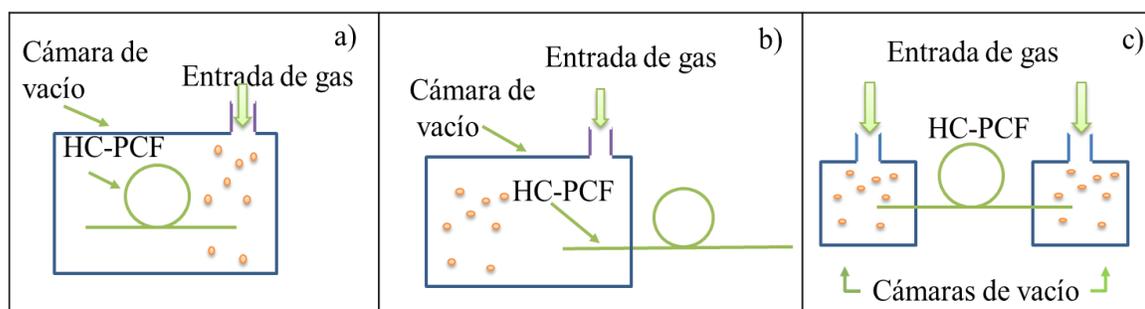


Figura 25. Configuraciones típicas utilizadas para introducir un gas dentro de la HC-PCF.

Un parámetro muy importante de este proceso es el que se conoce como "tiempo de llenado" de la HC-PCF, el cual se puede definir como el tiempo que tarda un gas en alcanzar una densidad/presión estacionaria y más o menos espacialmente uniforme en el interior del núcleo hueco de la fibra (Henningesen *et al.*, 2005). En general el tiempo de llenado de una HC-PCF depende de la presión requerida, la temperatura, de las características moleculares del gas en cuestión y de la simetría y dimensiones del núcleo de la fibra.

La dinámica de flujo molecular que resulta de los parámetros mencionados arriba se describe a través del número de Knudsen (Knudsen, 1910), $Kn = \beta/d$, donde β es el camino libre medio y d , en este caso, es el diámetro del núcleo de la fibra. En general β se define como

$$\beta = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi d_{mol}^2 p}, \quad (62)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura, d_{mol} es el diámetro molecular del gas utilizado y p es la presión. Para las condiciones experimentales

utilizadas en este trabajo (gas acetileno, temperatura ambiente, $p \leq 0.5$ Torr, diámetro de núcleo de fibra de $\approx 10 \mu\text{m}$, simetría cilíndrica del núcleo de la fibra) el número de Knudsen satisface la siguiente relación: $Kn \gg 1$, o equivalentemente en términos de presión $p \ll 6.37$ Torr (850 Pa), lo cual se conoce como régimen de flujo molecular libre. En el régimen de flujo molecular libre las moléculas colisionan esencialmente solo con las paredes de la fibra, y como resultado, la velocidad de llenado depende sólo de la longitud de la fibra (Henningsen y Hald, 2008) y de si el gas es introducido por los dos extremos de la fibra o solo por uno.

A este respecto, los autores de Henningsen *et al.* (2005) han realizado experimentos para determinar el tiempo de llenado de una HC-PCF con el gas acetileno, bajo diferentes condiciones experimentales. En particular, ellos utilizaron un par de fibras fotónicas con diámetro de núcleo hueco de $10 \mu\text{m}$ cada una, pero con longitudes de 1.35 m y de 6.35 m, respectivamente. Cada fibra ha sido colocada en una configuración como la que se muestra en la figura 25 (a) y ha sido sometida al procedimiento estándar de llenado y evacuación de la fibra (ver arriba) para diferentes presiones del gas acetileno. La presión dentro de la cámara de vacío se ha medido utilizando un barómetro de tipo capacitivo, mientras que la evolución temporal de la presión en el interior de la HC-PCF se ha calculado mediante el monitoreo constante del perfil de densidad óptica de la línea de absorción P9 del acetileno. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 26 la cual fue extraída del trabajo de (Henningsen *et al.*, 2005). En ella se muestra la evolución temporal de la presión en el interior de la HC-PCF durante el proceso de llenado y evacuación de las fibras fotónicas de 1.39 m (izquierda) y de 6.35 m (derecha) de longitud. En particular, la fibra de 1.39 m fue llenada, primero, hasta una presión de 0.064 Torr (8.5 Pa), y luego rellena hasta 1.12 Torr (149 Pa), y finalmente fue evacuada. El resultado experimental obtenido (ver figura 26) fue ajustado mediante una función exponencial, y el tiempo característico encontrado para cada etapa fue de 3.7, 2.6 y 2.3 min, respectivamente. Basados en esta evidencia experimental los autores de (Henningsen *et al.*, 2005) concluyeron que el tiempo de llenado y evacuación de la HC-PCF es esencialmente independiente de la presión en el régimen de flujo molecular libre.

Por otra parte, la figura 26 (b), obtenida usando la fibra fotónica de 6.35 m, demuestra que la longitud de la fibra sí es un factor que afecta de manera sustancial el tiempo de llenado. En este caso la fibra fue llenada hasta una presión de 0.15 Torr (20 Pa), y el ajuste exponencial para las curvas de llenado y evacuación arrojó constantes temporales de 31 y 42 min, respectivamente. Esto significa que debe analizarse con cuidado el costo/beneficio de utilizar una cierta longitud de fibra. Por una parte, una mayor longitud de HC-PCF tiene algunas ventajas, por ejemplo, aumenta la interacción entre el gas y la luz, lo cual permite reducir las potencias ópticas necesarias para observar fenómenos no lineales. Sin embargo, un tiempo de llenado muy grande es especialmente adverso en sistemas que no están herméticamente aislados del medio exterior y que presentan fugas de vacío. Esto se debe a que un tiempo mayor de espera para iniciar las mediciones implica una mayor intrusión de aire, lo cual afecta de manera crítica la observación, por ejemplo, de efectos de tipo coherentes.

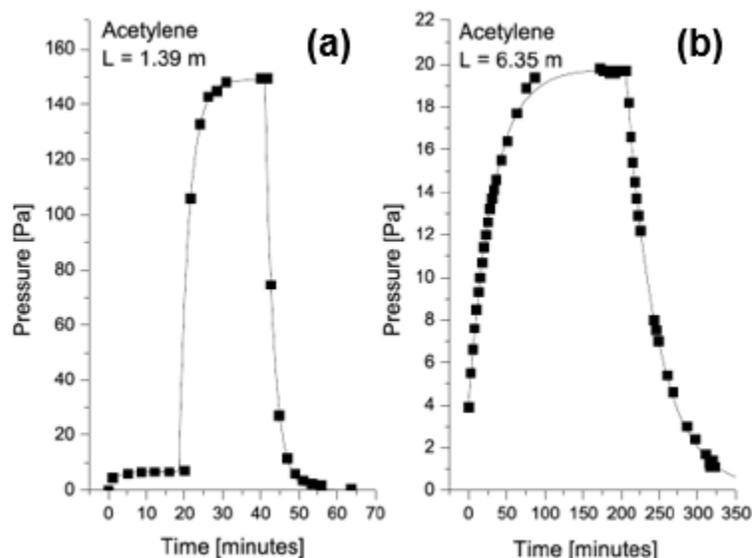


Figura 26. Evolución temporal de la presión en el interior de la HC-PCF durante el proceso de llenado y evacuación, usando el gas acetileno, para dos fibras de distinta longitud pero de mismo diámetro de núcleo ($\sim 10 \mu\text{m}$). En (a) se muestra dos etapas de llenado, la primera hasta una presión de 0.064 Torr (8.5 Pa) y la segunda hasta 1.12 Torr (149 Pa), y posteriormente la fibra fue evacuada. En (b) la fibra fue llenada hasta una presión de 0.15 Torr (20 Pa) y luego fue evacuada. Gráfica extraída de Henningsen *et al.* (2005).

3.1.1.2 Acoplamiento de luz en el núcleo de la fibra fotónica

Otra cuestión muy importante que se debe resolver es la de cómo acoplar la luz a la fibra fotónica de manera efectiva. En este sentido, existen principalmente dos técnicas: mediante el uso de elementos de óptica de espacio libre, tales como lentes, espejos etc., o mediante el proceso de empalme de uno o ambos extremos de la fibra fotónica a una SMF convencional (ver figura 27).

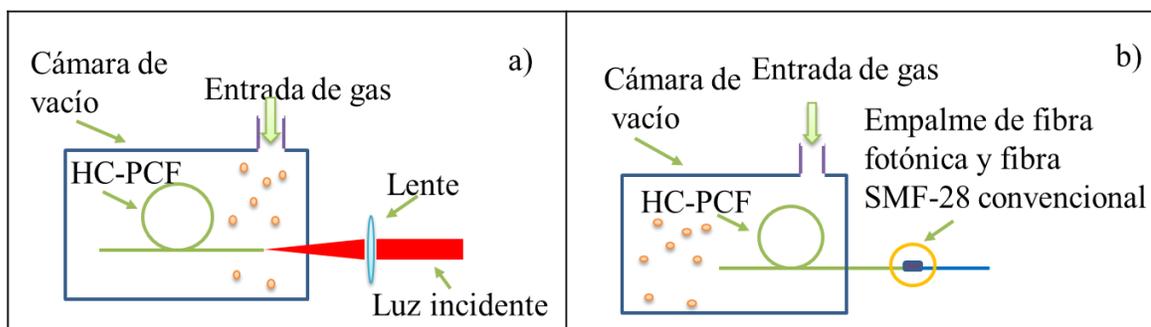


Figura 27. Métodos típicamente utilizados para acoplar luz a la fibra fotónica.

La ventaja principal del primer método es que permite una eficiencia de acoplamiento bastante alto: hasta un 85% de la luz en algunos casos (Henningsen y Hald, 2008), lo cual es muy importante para la observación de fenómenos no lineales que requieren altas potencias ópticas. Este método ha sido usado, en particular, en (Hald y Petersen, 2007) para la observación de absorción saturada en moléculas de acetileno (C_2H_2). Sin embargo, la mezcla de fibras y elementos de óptica de espacio libre hace que el arreglo experimental se vuelva muy robusto y difícil de ajustar y usar en situaciones prácticas.

Por otra parte, el método que consiste en empalmar un sólo extremo de la fibra fotónica (ver figura 27 b)) evita la necesidad de utilizar óptica de espacio libre para acoplar la luz, a la vez que permite altas eficiencias de acoplamiento de luz. Sin embargo, normalmente en esta técnica el llenado sólo puede hacerse por un solo extremo de la fibra lo cual incrementa el tiempo requerido para alcanzar una densidad óptica estacionaria. Esta técnica ha sido utilizada en (Benabid *et al.*, 2005) para la observación de Transparencia inducida electromagnéticamente (EIT).

Otra opción consiste en empalmar ambos lados de la fibra fotónica a fibra SMF convencional (ver figura 28). Este método tiene la ventaja de ofrecer también altas eficiencias de acoplamiento, sin embargo, la celda ya no puede ser evacuada ni rellena de ninguna sustancia lo que le reduce versatilidad a su uso. Esta técnica ha sido usada por ejemplo por Couny *et al.* (2006) para la observación de EIT y de absorción saturada en HC-PCF rellenas con acetileno.

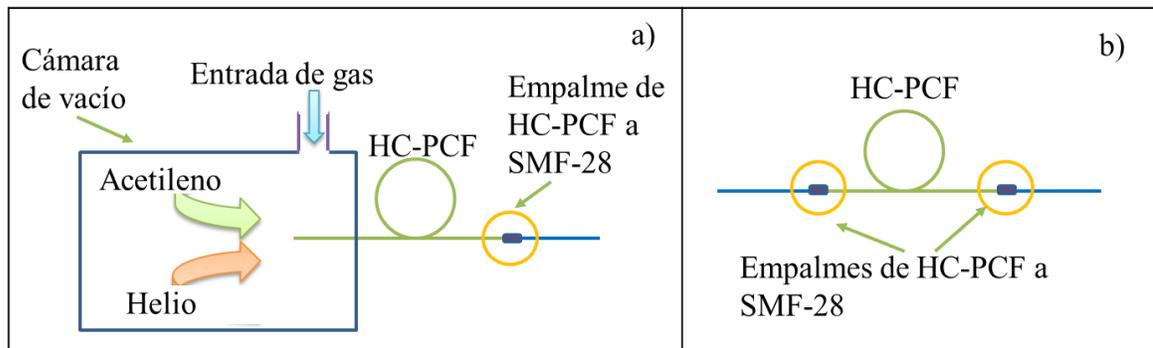


Figura 28. Preparación de celdas de acetileno empalmadas por ambos extremos.

La metodología utilizada para fabricar estas celdas se detalla en Light *et al.* (2006), aquí solo se mencionarán los pasos más importantes descritos en dicho artículo. Primero, un extremo de la HC-PCF es empalmado a fibra convencional SMF-28, mientras que el otro extremo es introducido en la cámara de vacío (ver figura 28 a)). Después la HC-PCF se calienta a más de 100°C y se purga con helio para remover cualquier exceso de agua u otros vapores que pudieran estar presentes en la fibra. Después se evacúa la celda hasta una presión alrededor de 10^{-4} Torr y, posteriormente, se introduce el acetileno hasta la presión deseada. A continuación se introduce helio hasta una presión mayor que 1 atm; y, finalmente, el extremo abierto de la HC-PCF es empalmado a fibra SMF-28 fuera de la cámara de vacío, a la presión atmosférica.

La parte más importante de esta técnica consiste en introducir el helio a una presión mayor a 1 atm, de esta manera se evita la intrusión de contaminantes en el momento en que la fibra es retirada de la cámara de vacío para ser empalmada por el segundo extremo. Debido a que el helio tiene un coeficiente alto de permeabilidad

a través del silicio, éste se difunde a través de las paredes de la fibra al cabo de unas horas dejando en su interior solamente el acetileno.

3.1.2 Construcción y preparación de nuestras celdas

Las técnicas mencionadas en la sección anterior son algunas de las más utilizadas en la actualidad para construir celdas de cristal fotónico, sin embargo, existen también métodos alternativos que no requieren de la utilización de cámaras de vacío. En esta tesis, por ejemplo, se ha implementado una técnica experimental novedosa que aceptamos del laboratorio del Dr. A. Shamray del Instituto Ioffe de Rusia, la cual tiene las siguientes ventajas:

1. No requiere colocar la fibra fotónica dentro de una cámara de vacío.
2. En su parte óptica emplea solo elementos de fibra óptica lo que permite realizar arreglos experimentales más compactos y, en perspectiva, más útiles en las aplicaciones prácticas.
3. Permite realizar el llenado y evacuación del gas por ambos extremos de la fibra.
4. Bajo costo económico.

Aunque, por otro lado, dicha técnica también presenta dos limitantes importantes:

1. La celda construida es bastante frágil y requiere mucho cuidado en su manipulación.
2. Hasta ahora la máxima eficiencia de acoplamiento lograda es del 50%.

A continuación se describirán las características físicas y ópticas más importantes de la celda de cristal fotónico fabricada en este trabajo.

La celda construida se basa en la utilización de conectores tipo “T” de acero inoxidable, los cuales permiten introducir, por sus extremos colineales, las fibra SMF-28 y HC-PCF, y por el extremo perpendicular, el gas deseado, tal y como se muestra en la figura 29.

El acoplamiento de luz se realiza acercando las caras frontales de ambas fibras hasta una separación aproximada de 50 μm . Para alinear las fibras se utiliza

una férula de óxido de circonio de geometría cilíndrica cuyo diámetro de núcleo es de $126\ \mu\text{m}$, el cual coincide aproximadamente con el diámetro externo de ambas fibras, que en el caso de la SMF-28 es de $\sim 125\ \mu\text{m}$ y en el caso de la HC-PCF es de $\sim 121\ \mu\text{m}$. Las fibras son introducidas hasta el centro de la férula por extremos opuestos y, finalmente, se agrega resina epoxi para fijar su posición (ver figura 29).

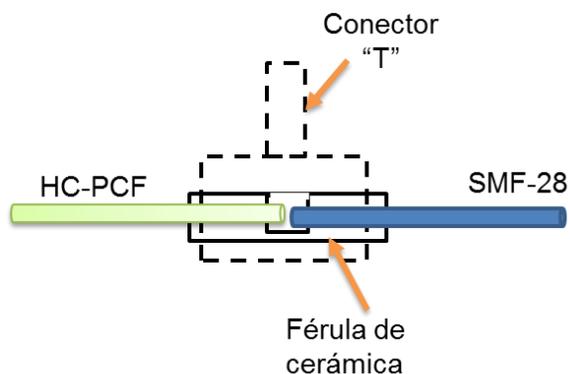


Figura 29. Celda de cristal fotónico usada en esta tesis para el llenado de acetileno y el acoplamiento de luz a la HC-PCF.

Antes de introducir las fibras, la férula es ranurada transversalmente en su centro con un corte que se extiende desde su superficie hasta su núcleo hueco y que tiene un ancho de varios milímetros; esto con la intención de que la férula permita el ingreso del gas hacia el extremo abierto de la HC-PCF. Después el conector "T" es conectorizado a la tubería de acero inoxidable para comunicar la celda con el sistema de vacío y con el tanque de acetileno, como se aprecia en la figura 30.

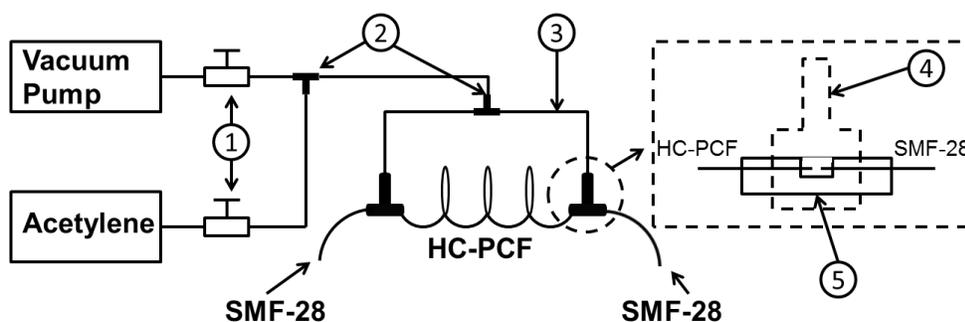


Figura 30. Sistema experimental implementado para el llenado y evacuación de la celda fotónica construida.

3.1.3 Caracterización óptica

Con el objetivo de caracterizar la respuesta de la HC-PCF a la radiación incidente, se obtuvo su espectro de transmisión utilizando una fuente de luz blanca proveniente del analizador de espectros ópticos (OSA, por sus siglas en inglés) modelo HP 70951A. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 31.

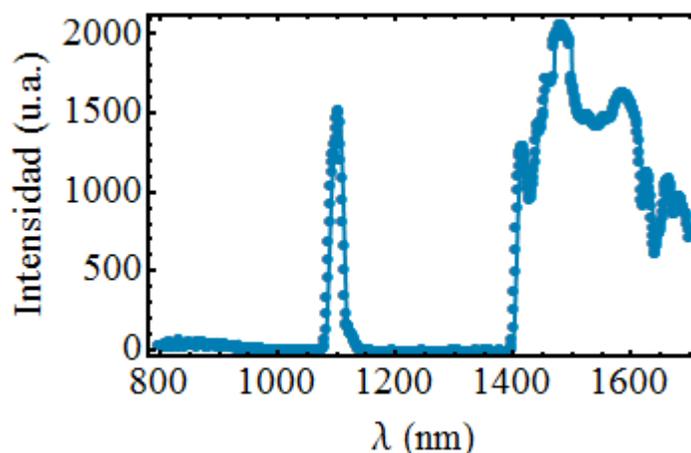


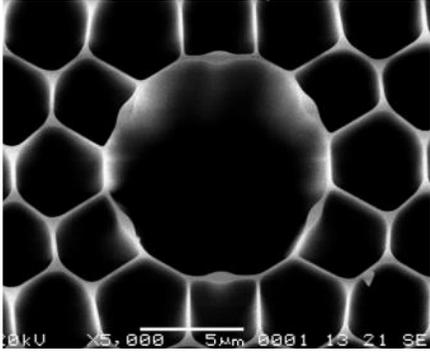
Figura 31. Espectro de transmisión de la HC-PCF utilizada en este trabajo.

En la figura 31 se observa que la máxima transmisión de la fibra ocurre a una longitud de onda cercana a 1500 nm, aunque también se observa otro pico de transmisión alrededor de 1100 nm. Estas evaluaciones permiten confirmar los datos proporcionados en la hoja técnica de la compañía que establecen que la HC-PCF está optimizada para ofrecer su máximo desempeño en la región de 1.5 μm (ver tabla 1).

Otro aspecto que es muy importante caracterizar es la transmitancia de la celda de cristal fotónico construida. En este sentido, las mediciones realizadas durante la construcción de la celda permitieron evaluar la transmitancia de los conectores tipo “T”, para la longitud de onda de 1530.37 nm, en $\sim 40\%$ para una de las conexiones “T”, y de $\sim 45\%$ para la otra, lo cual da una transmitancia total de $\sim 18\%$. Claro que estos son características de una celda particular, a lo largo de este trabajo se construyeron varias celdas en las cuales la transmitancia de los conectores sufrió variaciones en el rango de 2%-50%. Aunque se trata de una transmitancia total relativamente baja, en los experimentos reales las potencias

incidentes fueron suficientemente altas para permitir la observación de los fenómenos ópticos no lineales estudiados en esta tesis.

Tabla 1. Lista de propiedades ópticas y físicas de la HC-PCF utilizada en esta tesis. La imagen de la sección transversal de la fibra fotónica se extrajo de la página web de NKT Photonics.

Propiedades físicas		
Diámetro de núcleo	$10.6 \pm 0.3 \mu\text{m}$	
Pitch	$4.1 \pm 0.1 \mu\text{m}$	
Longitud de la fibra	2.4 m	
Propiedades ópticas		
Longitud de onda central	$1535 \pm 5 \text{ nm}$	
Atenuación a 1550 nm	$< 15 \text{ dB/Km}$	
Diámetro modal	$7.5 \mu\text{m}$	
Rango de propagación	1450-1600 nm	

3.1.4 Ensanchamiento de línea espectral

Una manera directa de obtener información sobre los procesos moleculares que ocurren dentro de la celda con acetileno es a través de la medición del FWHM de una de las líneas de absorción (ver figura 34). Esto permite estimar los diferentes mecanismos de ensanchamiento de la línea espectral los cuales tienen una influencia directa sobre la potencia de saturación y el tiempo de coherencia de la celda con acetileno. Con el fin de obtener información sobre el perfil espectral de la línea P5 del acetileno se implementó el arreglo experimental mostrado en la figura 32, el cual utiliza como fuente un diodo láser que emite en modo continuo a una longitud de onda central de 1527.45 nm. El láser fue sintonizado con la línea P5 del acetileno (1528.015 nm) con la ayuda de un controlador de temperatura de la compañía Thorlabs modelo TEC 2000 2A/12W. Se utilizó el generador de señales de la compañía Tektronix modelo AFG3021, para aplicar una rampa de voltaje al driver del láser a una frecuencia de 10 Hz; esto con la finalidad de hacer oscilar su longitud de onda alrededor de la frecuencia central de la línea de absorción y, de esta manera, obtener trazos osciloscópicos del perfil de línea. Adelante del láser se colocó un acoplador 50/50, el cual permite canalizar la mitad de la energía hacia la celda de cristal fotónico, y la otra mitad hacia un interferómetro de fibra óptica de lazo cerrado (ver figura 32).

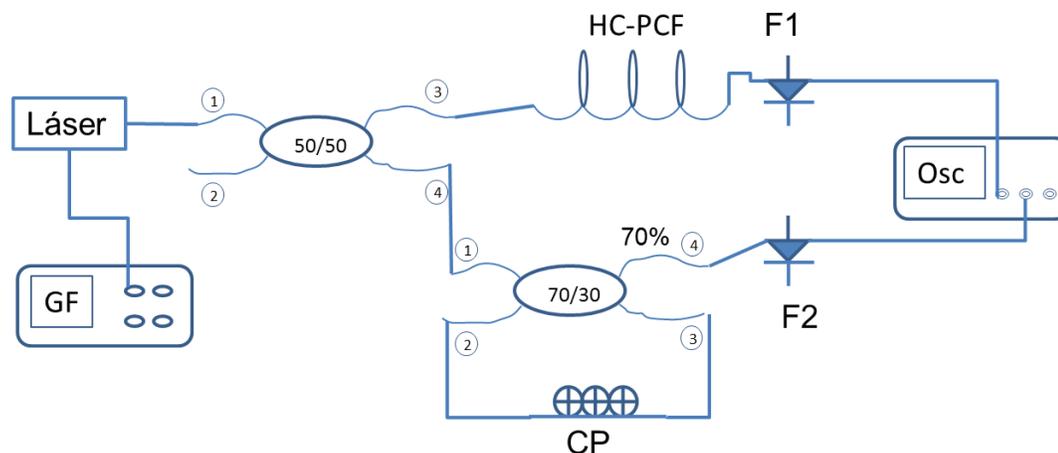


Figura 32. Configuración experimental utilizada para el estudio del perfil de línea espectral de la línea P5 (1528.015 nm) del acetileno en el interior de la HC-PCF. GF- generador de funciones, CP- controlador de polarización, Osc- Osciloscopio, F1 y F2- fotodetectores.

La utilidad del etalón de fibra es producir picos de interferencia con un rango espectral libre elegido expreso para que éstos sirvan como referencia al momento de medir el FWHM de la línea de absorción (ver figura 33). Para más información sobre este tipo de interferómetros puede consultarse el trabajo de Stoke *et al.* (1982). En nuestro trabajo el etalón fue construido utilizando un acoplador 70/30 y un controlador de polarización, los cuales en conjunto forman un lazo cerrado de $L = 7.48$ m de longitud. Esto produce picos de interferencia con un rango espectral libre de $c/(nL) = 27.82$ MHz; aquí c es la velocidad de la luz, n el índice de refracción del silicio, y L la longitud del lazo cerrado. El resultado obtenido se muestra en la figura 33, donde se aprecia el perfil de la línea de absorción P5 del acetileno y los picos de interferencia producidos por el etalón. La deformación del perfil de línea es un efecto artificial producido por la respuesta no lineal del láser a la rampa de voltaje aplicada por el generador de señales. Esta deformación puede corregirse utilizando el hecho de que la separación entre las líneas de interferencia producidas por el etalón es constante y es igual al rango espectral libre. A partir de este conocimiento los efectos parásitos pueden compensarse hasta obtener el resultado de la figura 34.

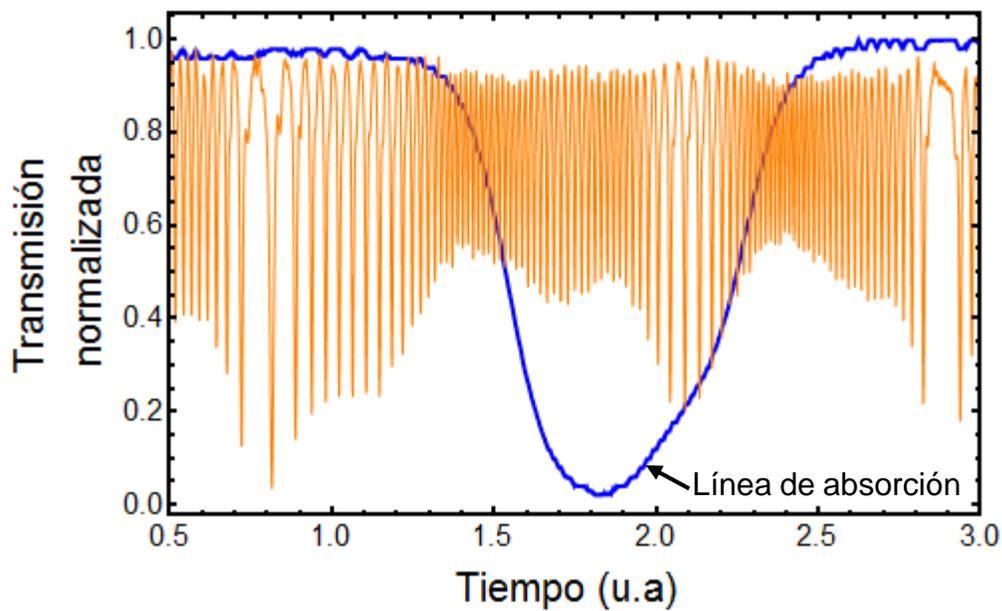


Figura 33. Trazos osciloscópicos del perfil de la línea de absorción P5 del acetileno y de los picos de interferencia del etalón.

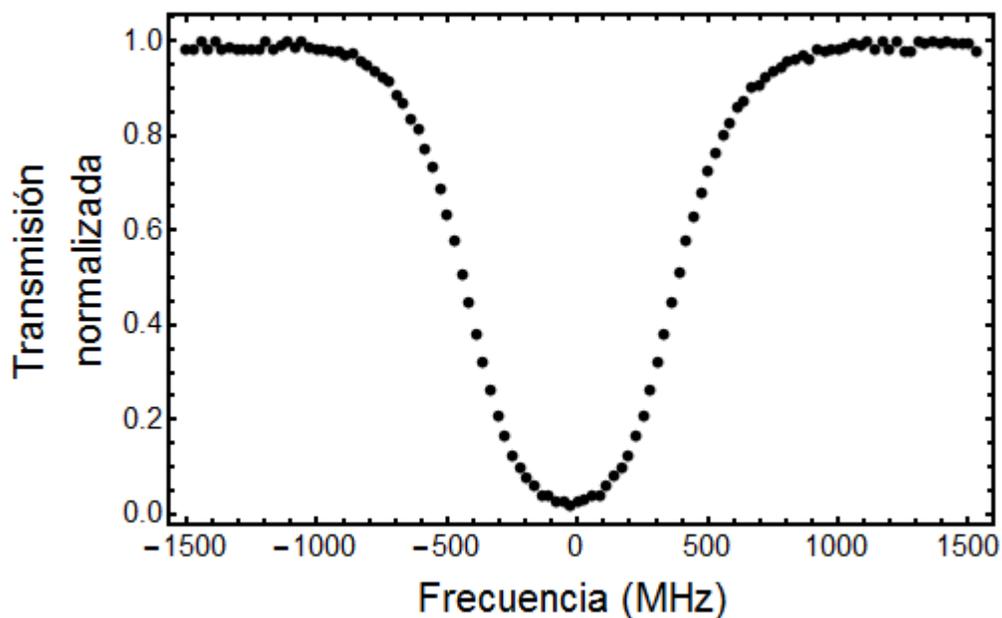


Figura 34. Perfil espectral corregido de la línea de absorción P5 del acetileno.

Una vez que se ha obtenido el perfil de línea sin deformaciones, el siguiente paso importante es obtener el perfil de densidad óptica (OD), el cual se evalúa mediante la ecuación $OD = -\ln(T)$, donde T es la transmitancia. La figura 35 muestra

cómo decrece la amplitud del perfil de densidad óptica conforme disminuye la presión de acetileno en el interior de la HC-PCF.

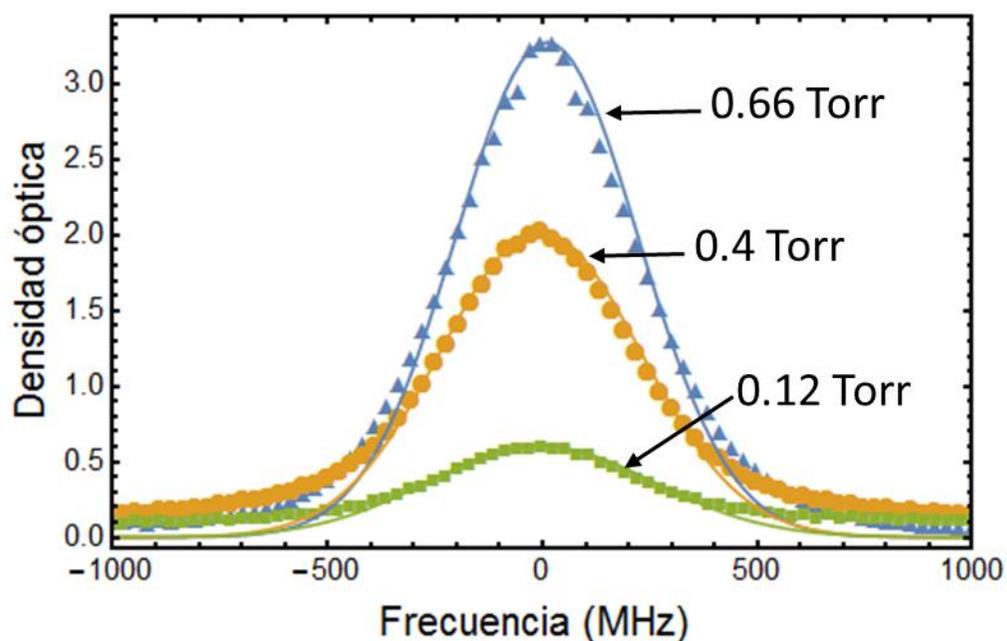


Figura 35. Variación del perfil de densidad óptica de la línea de absorción P5 del gas acetileno para las presiones (Torr):0.66, 0.4 y 0.12, lo que corresponde a las densidades ópticas de ~3.3, ~2 y ~0.6 respectivamente. Las líneas sólidas corresponden a los ajustes de los datos experimentales mediante funciones de tipo Gaussiano.

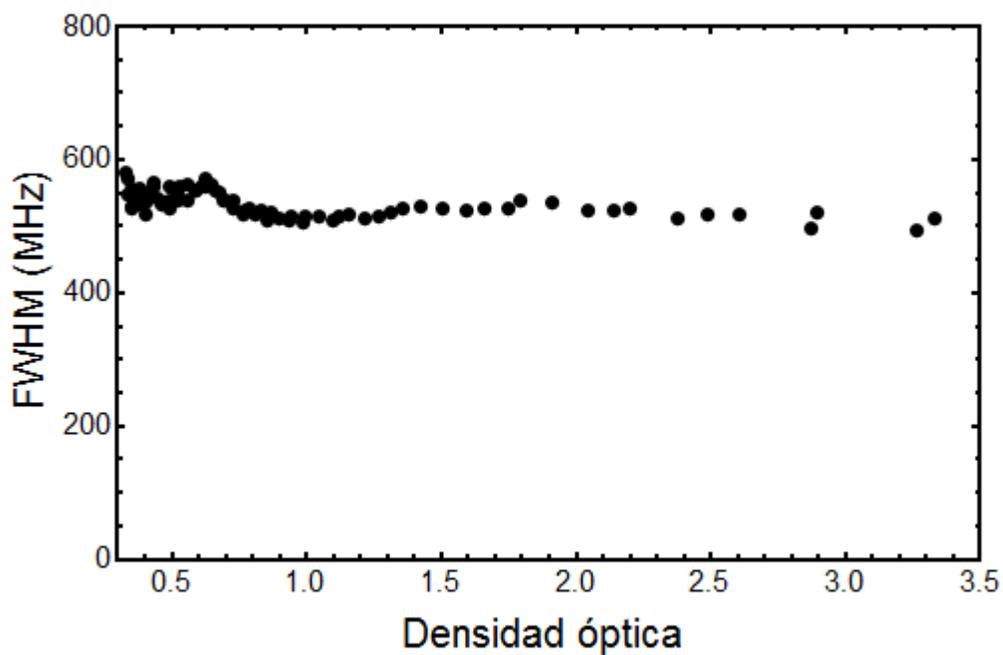


Figura 36. Variación del FWHM como función de la densidad óptica en el interior de la HC-PCF.

A partir de las gráficas de la figura 35 se evaluó la variación del FWHM como función de la presión en el interior de la celda fotónica. Los resultados obtenidos muestran (ver figura 36) que para el rango de densidades ópticas OD $\sim 0.3 - 3$ ($p \sim 0.05 - 0.5$ Torr) el ancho de línea espectral se mantuvo aproximadamente constante alrededor de 520 MHz. Para contrastar los datos experimentales del FWHM con los valores teóricos esperados, a continuación se realizan los cálculos correspondientes.

El ensanchamiento espectral inhomogéneo asociado al efecto Doppler ($\delta\lambda_D$) está dado por la siguiente relación (Demtroder, 1981)

$$\delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} c/\lambda. \quad (63)$$

Para la temperatura ambiente $T=300$ K, una masa molecular del acetileno de $M=26$, y longitud de onda de $\lambda \sim 1528.015$ nm, el ensanchamiento por efecto Doppler tiene un valor de ~ 477 MHz.

Por otra parte, de acuerdo a Swann y Gilbert (2000) el coeficiente de ensanchamiento homogéneo por presión (o por las colisiones intermoleculares) para la línea P5 del acetileno ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$) es de alrededor de 13 MHz/Torr. Entonces, para el rango de presiones 0.05-0.5 Torr esto implica una contribución al ensanchamiento de línea de 4-21 MHz por colisiones intermoleculares.

Finalmente la tasa de colisiones con las paredes internas del núcleo hueco de la fibra $\delta\nu_{WC}$ asociada al tiempo de vuelo libre de la molécula se determina a partir de la siguiente ecuación,

$$\delta\nu_{WC} = \frac{0.888 u}{L} = \frac{0.444 \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}}}{L}, \quad (64)$$

donde u es la velocidad promedio de las moléculas y L es el diámetro del núcleo de la fibra. Considerando un valor de $L=10$ μm y la temperatura ambiente de 300 K, se obtiene que $\delta\nu_{WC}=43.6$ MHz.

El perfil de intensidad que resulta de todas estas contribuciones se conoce como perfil de Voigt (Corney, 1977), el cual es una convolución entre un perfil Lorentziano (por ensanchamiento homogéneo) y un perfil Gaussiano (por ensanchamiento inhomogéneo debido al efecto Doppler), y cuyo ancho espectral se determina por la siguiente expresión (Demtroder, 1980):

$$\delta\lambda_v = \frac{1}{2}\delta\lambda_L + \sqrt{\frac{1}{4}\delta\lambda_L^2 + \delta\lambda_D^2}, \quad (65)$$

donde $\delta\lambda_L$ es el ancho de línea homogéneo el cual se obtiene sumando los ensanchamientos debidos a las colisiones intermoleculares y con las paredes de la fibra, y $\delta\lambda_D$ es el ancho de línea inhomogéneo. Considerando un valor de $\delta\lambda_L = 43.6$ MHz + 21 MHz, y un $\delta\lambda_D = 477$ MHz se obtiene que el máximo ancho de línea esperado del perfil de Voigt es de 511 MHz lo cual está en buena concordancia con el valor medido experimentalmente (alrededor de 520MHz).

La discrepancia observada entre el valor teórico esperado y el valor experimental obtenido del FWHM de la línea de absorción P5 se puede explicar a la luz de los siguientes argumentos. Por una parte, una de las principales razones por las que puede aumentar el ensanchamiento espectral es por el hecho de que la celda construida no es perfectamente hermética. Esto implica que la tasa de colisiones intermoleculares debe aumentar en el tiempo por el ingreso constante de aire a la celda. Por otra parte, la fibra fotónica utilizada tiene un diámetro modal ($\sim 7.5 \mu\text{m}$) menor que el diámetro real del núcleo hueco de la fibra ($\sim 10.6 \mu\text{m}$). Esto implica que el tiempo de interacción entre la luz y la molécula se reduce, lo cual causa un ensanchamiento adicional.

3.3 Arreglo experimental principal

El arreglo experimental montado en este trabajo (ver figura 37) está diseñado para permitir la observación de fenómenos ópticos no lineales de tipo incoherentes como la saturación óptica y la propagación de luz lenta, y también para la observación de efectos coherentes como la nutación óptica o el eco fotónico. Entre sus principales características se pueden mencionar las siguientes:

1. Es capaz de producir pulsos ópticos con perfiles trapezoidales con duraciones cortas entre 2 ns y 100 ns.
2. Permite generar secuencias de pulsos con separaciones temporales de hasta 3 ns.
3. La potencia óptica máxima de los pulsos producidos en la entrada de la celda es de hasta 12 W.
4. Cuenta con un sistema de tubería de acero inoxidable 304, válvulas y conectores especiales para vacío que permite evacuar (10^{-4} Torr) y llenar con acetileno la fibra de cristal fotónico.
5. Permite realizar de manera automatizada, mediante el uso del programa LabView, la captura digital de los pulsos incidentes y transmitidos a través de la celda fotónica, así como controlar la potencia óptica de los pulsos generados.

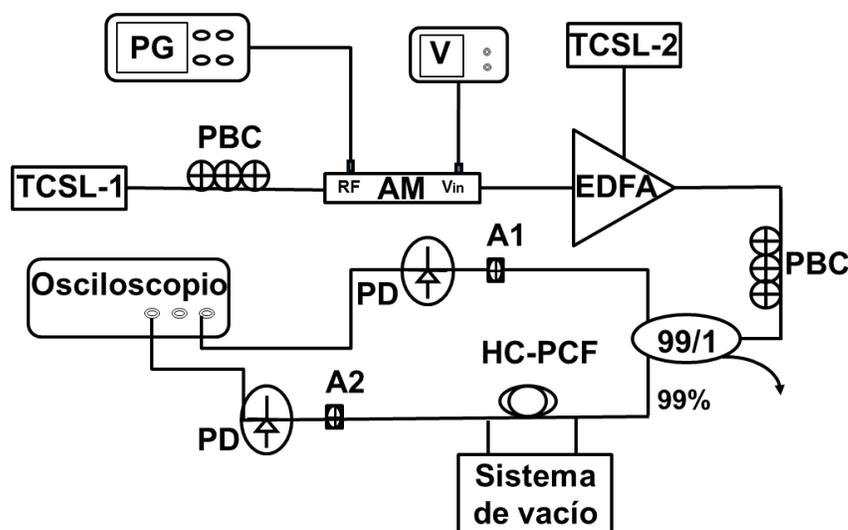


Figura 37. Arreglo experimental utilizado para la observación de fenómenos ópticos no lineales. En esta configuración TCSL-1 es el diodo láser semiconductor sintonizable con longitud de onda de 1530.3 nm; PBC- controlador de polarización; PG-generador de pulsos; AM- Modulador electroóptico de amplitud; V-fuente de voltaje; EDFA- fibra amplificadora dopada con Erbio; TCSL-2- diodo láser semiconductor de bombeo a 980 nm; PD-fotodetector; A1 y A2- son atenuadores ópticos.

A continuación se hará una descripción de los elementos que lo componen y sus características más importantes.

3.2.1 Láser y sintonización de longitud de onda

A lo largo de este trabajo se utilizaron dos láseres semiconductores de onda continua DFB (“distributed feedback”), uno de la compañía NTT Electronics con longitud de onda central de 1527.45 nm (modelo NLK1556STG) y el otro de la compañía QPhotonics que emite a 1530.3 nm (modelo QDFBLD-1530-20). El primero fue sintonizado con la línea de absorción P5 (1528.015 nm) del acetileno, mientras que el segundo se sintonizó con la línea P9 (1530.37 nm). Ambos láseres ofrecen una potencia óptica máxima de 20 mW en modo continuo y fueron sintonizados mediante un controlador de temperatura Thorlabs modelo TEC2000 2A/12 W. El rango de longitud de onda en que puede modularse el láser mediante el controlador de temperatura es de aproximadamente ± 1.5 nm con respecto a su longitud de onda central.

3.2.2 Modulación de amplitud y duración de los pulsos

Para generar pulsos de luz se utilizó un modulador electro-óptico de intensidad (AM en la figura 37) de niobato-litio de la compañía Photline modelo MX-LN-10 con un ancho de banda de 12 GHz. El modulador está conectado a un Driver/amplificador Photline modelo DR-PL-10-MO-LR, y este a su vez, a un generador de señales Tektronix modelo AFG3252C. El tipo de señal óptica requerida (pulsos rectangulares, gaussianos, modulación senoidal, etc.) se especifica a través de este dispositivo el cual es capaz de producir pulsos eléctricos de hasta 4 ns de duración con tiempos de subida y de bajada de ≤ 2.5 ns y amplitudes máximas de hasta 6V. La función del driver es incrementar la amplitud de los pulsos eléctricos, atenuar las oscilaciones parásitas en el perfil de línea, y reducir los tiempos de subida y de bajada de los pulsos producidos. La profundidad de modulación de la señal óptica se optimiza aplicando un voltaje DC (0 - 20 V) mediante una fuente de voltaje variable (V en la figura 37) y también ajustando la polarización de la luz que incide sobre el AM con la ayuda de un controlador de polarización (PBC).

3.2.3 Sistema amplificador de fibra dopada con erbio

Debido a las altas pérdidas de potencia óptica inducidas por el modulador electro-óptico (alrededor del 70 % de la energía incidente) y por los diferentes elementos de fibra, a la salida del AM la potencia máxima de los pulsos ópticos baja hasta 4-5 mW. Sin embargo, de acuerdo a cálculos preliminares realizados esta potencia está por debajo de las potencias necesarias para saturar la línea de absorción del acetileno incluso a bajas presiones (a una densidad óptica de 1, la potencia de saturación óptica es ~ 30 mW (Henningsen, 2005)). Por esta razón se decidió implementar en el arreglo experimental una fibra amplificadora dopada con erbio (EDFA) con longitud de 11 m, la cual fue comprada a la compañía CorActive modelo ER-23-03-02. Dicho amplificador permite aumentar la potencia de los pulsos ópticos (con duración < 100 ns) hasta ~ 12 W para una frecuencia de repetición menor a 1 kHz. Para su apropiado funcionamiento el EDFA es bombeado con utilizando un láser semiconductor con longitud de onda central de ~ 975.1 nm (TCSL-2), de la compañía QPhotonics modelo QFBGLD-980-100U. Este láser emite en modo continuo a una potencia máxima de 100 mW. El nivel de amplificación de los pulsos ópticos se controla variando la potencia de bombeo a través de un driver controlador de corriente.

3.2.4 Sistema y control de vacío

La evacuación y llenado de la celda de fibra fotónica con acetileno se realiza mediante el sistema mostrado en la figura 30. Los conectores "T" de la fibra fotónica, los cuales están conectados a tubería de acero inoxidable, tienen la función de comunicar la celda con el sistema de vacío y con el tanque de acetileno. El sistema de vacío se compone de una bomba mecánica de paletas rotatorias y de una bomba de difusión que, en conjunto, pueden bajar la presión hasta aproximadamente 10^{-4} Torr. El vacío alcanzado es monitoreado con un barómetro de tipo capacitivo de presión absoluta manufacturado por la compañía MKS Instruments modelo 626B11TBD, el cual tiene un rango de operación de 0.001-10 Torr.

El procedimiento para llenar la celda con acetileno hasta una presión arbitraria, es el siguiente:

1. Se evacúa la celda hasta una presión de $\sim 10^{-4}$ Torr, con la finalidad de eliminar gases residuales que pudieran contaminar la muestra.
2. Se introduce el acetileno al sistema, sin controlar en este paso la cantidad de gas que ingresa a la celda.
3. Se espera un tiempo de ~ 5 minutos para que el flujo de acetileno se estabilice un poco.
4. Se realiza una evacuación lenta del acetileno con el objeto de reducir gradualmente la presión hasta los niveles deseados. En todo momento la presión es monitoreada con la ayuda del barómetro.
5. Se deja reposar la celda por aproximadamente 35 minutos para dar tiempo a que la presión dentro del núcleo hueco de la PCF se estabilice.

3.2.5 Equipo empleado para la detección de pulsos: fotodetector y osciloscopio.

Dado que la duración de los pulsos ópticos utilizados en estos experimentos varía entre 2 y 100 ns, es muy importante realizar una adecuada elección del equipo de detección, digitalización y visualización de las señales, es decir, es necesario contar fotodetectores y osciloscopios rápidos. En este trabajo se utilizaron los fotodetectores EOT modelo ET-5010F, los cuales tiene un ancho de banda de 7GHz, lo que permite en teoría resolver pulsos ópticos de hasta ~ 0.15 ns.

Para monitorear las señales de entrada y salida de la fibra fotónica se utilizó principalmente el osciloscopio Tektronix modelo TDS3052 el cual tiene un ancho de banda de 500 MHz y una frecuencia de muestreo de 5 GS/seg, lo que equivale a una resolución temporal de hasta 2 ns. En algunos experimentos, en especial aquellos que requerían de pulsos más largos del orden de 30-60 ns, se usó también el osciloscopio Tektronix modelo TDS 3012B con un ancho de banda de 100 MHz y con frecuencia de muestreo de 1.25 GS/seg. Con el objetivo de verificar la confiabilidad de las mediciones realizadas con otros osciloscopios se utilizó, adicionalmente, el osciloscopio de muestreo Picoscope 9000 con ancho de banda de hasta 12 GHz.

Capítulo 4. Investigación experimental de efectos incoherentes

4.1 Saturación óptica

El efecto fundamental detrás de los fenómenos no lineales de tipo incoherente estudiados en esta tesis es el de la saturación óptica. Este efecto se describe a través del formalismo de las ecuaciones de razón, las cuales operan en términos de la intensidad de la luz y de las poblaciones de los niveles energéticos.

Un parámetro que es muy importante cuantificar cuando se trabaja con medios saturables es aquel que se conoce como potencia de saturación (P_{sat}). Su relevancia estriba en varios aspectos: por una parte, el valor de P_{sat} es útil como criterio cuantitativo para determinar si la observación de un fenómeno, dado el equipo experimental disponible, es viable o no ya que proporciona una estimación, grosso modo, de las potencias requeridas para estimular la respuesta no lineal del material. Por otra parte, el valor de P_{sat} está determinado por las características muy diversas del medio saturable, por ejemplo, en el caso de los gases éste depende del volumen del contenedor, de la tasa de colisiones intermoleculares, de la temperatura y la presión del gas, de la magnitud del momento dipolar asociado a la transición óptica que se está estudiando, etcétera. Por lo tanto, evaluar la P_{sat} constituye también una manera indirecta de medir muchos otros parámetros del material bajo consideración.

Con base en los argumentos anteriores, en este trabajo se han llevado a cabo experimentos detallados para medir la potencia de saturación del acetileno en la fibra fotónica de núcleo hueco, particularmente, en el rango de presiones de 0.05-0.5 Torr.

4.1.1 Metodología experimental

El arreglo experimental utilizado para medir la potencia de saturación es aquél que se muestra en la figura 37. La metodología seguida durante estas mediciones se describe a continuación:

1. Se generó vacío en la celda de cristal fotónico hasta un nivel aproximado de 10^{-4} Torr.
2. Se llenó la fibra fotónica con acetileno hasta la presión (densidad óptica) deseada.
3. Se sintonizó la longitud de onda del láser con la línea de absorción P9 del acetileno a 1530.37 nm.
4. Se generaron pulsos ópticos de 60 ns de duración (ver figura 38) en un rango de potencias pico a pico desde 1 mW hasta 200 mW.
5. Se registró, con la ayuda de fotodetectores y osciloscopio, el perfil de la señal de entrada y de salida de la fibra fotónica.
6. Para diferentes potencias de luz incidente se registró el valor de la transmitancia de la celda en la zona estacionaria del pulso de salida.
7. Se utilizó la ecuación analítica para medios saturables con potencia óptica incidente variable (ver ec. (67)), para ajustar la curva experimental de P_{sat} vs P_{in} . Cabe aclarar que en este procedimiento las variables P_{sat} y OD se asumieron como parámetros de ajuste.
8. Se repitieron los pasos anteriores para diferentes densidades ópticas.

Cabe mencionar que se ha decidido trabajar con pulsos ópticos y no con señales continuas porque de esta manera el proceso de amplificación óptica del EDFA es más eficiente (hasta $\sim 12W$ de potencia pico a pico en modo pulsado). La razón principal de esto es que la eficiencia de amplificación depende principalmente del nivel de inversión de población alcanzado antes de que se aplique el haz de señal. El inconveniente de las señales de onda continua es que constantemente están relajando la población atómica excitada lo que impide que se alcance la máxima inversión de población y, por lo tanto, la ganancia es menor con respecto a la que se obtiene en el régimen pulsado.

Respecto a la duración de los pulsos ópticos empleados, son dos los criterios seguidos para elegir el tiempo de 60 ns. Por una parte, se escogió una duración temporal de los pulsos que fuera mayor que el tiempo de relajación transversal (T_2) del material, el cual se estimó era menor a 20 ns. De esta manera se evita que los efectos coherentes, como las oscilaciones de Rabi, oculten el nivel estacionario de

intensidad del pulso transmitido, el cual es necesario medir para determinar la potencia de saturación.

El segundo criterio es que si los pulsos son demasiado largos (>100 ns) la amplificación generada por el EDFA para altas potencias de bombeo (> 50 mW) deja de ser homogénea a lo largo del perfil temporal del pulso. Esta es mucho más intensa en el inicio del pulso y decae exponencialmente hacia su final; esto se debe a la saturación de la ganancia del EDFA (Agrawal, 2002).

4.12. Resultados experimentales

La figura 38 presenta los perfiles típicos de las señales de entrada y salida de la fibra fotónica, observados para el caso particular de pulsos de 60 ns de duración y para una densidad óptica de acetileno de ≈ 2 .

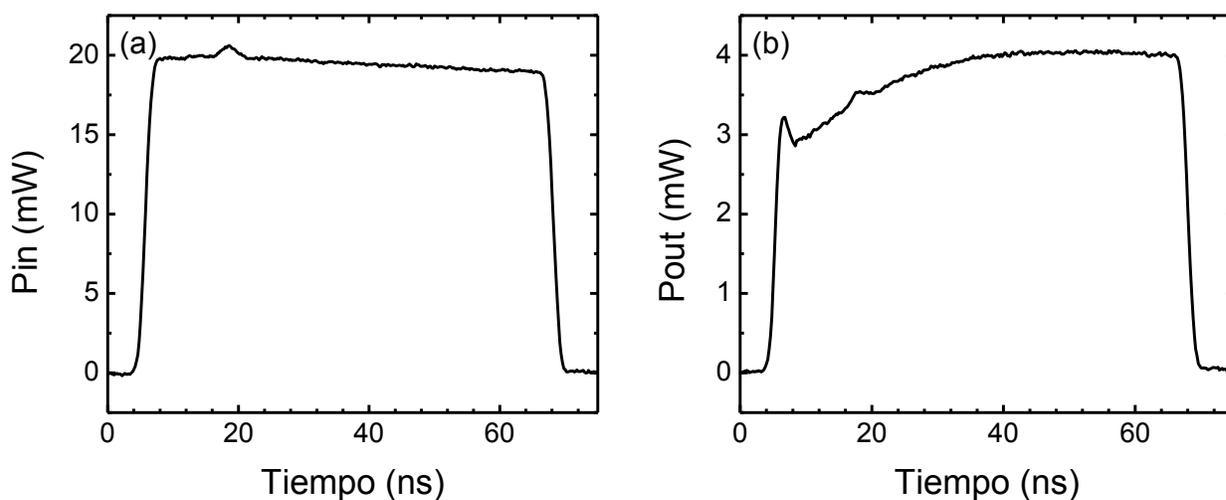


Figura 38. Perfiles de los pulsos de entrada (a) y de salida (b) a la HC-PCF con acetileno.

Como se observa, los pulsos de entrada son aproximadamente rectangulares, sin embargo, presentan oscilaciones irregulares en su perfil debido a las deformaciones inherentes a la electrónica de los dispositivos que se utilizan para generarlos. Cuando el pulso incidente ingresa al medio gaseoso (acetileno) su primer frente es fuertemente absorbido y, como consecuencia, el pulso pierde gran parte de su energía inicial. Sin embargo, las siguientes partes del pulso que van

ingresando a la HC-PCF van encontrando un medio cada vez más saturado (por los frentes anteriores). Por esta razón, la transmisión aumenta hasta que finalmente la tasa de transiciones inducidas hacia el nivel superior e inferior de energía llega a un equilibrio y la transmitancia alcanza un nivel estacionario. El resultado de estos procesos es el pulso transmitido que se muestra en la figura 38 (b).

Para evaluar la transmitancia T (la razón entre la potencia de salida y la potencia de entrada) de la celda con longitud de 2.4 m, y para una OD fija, se enviaron pulsos con potencias ópticas máximas en el rango de 1-200 mW y se midió en cada caso la potencia del pulso transmitido en la zona estacionaria, es decir, en la región donde el perfil de línea permanece aproximadamente constante. Cabe mencionar que trabajar con la transmitancia permite eliminar el efecto producido por las distorsiones en la forma del pulso incidente (ver figura 38 (a)). Los resultados experimentales obtenidos para la OD ≈ 2 se presentan en la figura 39, la cual muestra cómo crece la transmitancia a medida que aumenta la potencia pico a pico del pulso de entrada.

Para evaluar la potencia de saturación del acetileno a partir de las curvas experimentales de transmitancia como función de la potencia de entrada, se utilizó la ecuación para la propagación de luz en medios saturables (Shimoda, 1984):

$$\frac{dP}{dz} = -P \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P}{P_{sat}}}, \quad (66)$$

donde α_0 y P_{sat} son la absorción óptica inicial (no saturada) y la potencia de saturación de la celda de acetileno, respectivamente. La solución analítica a la ec. (66) tiene la siguiente forma:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{P_{sat}}{P_{in}} W \left[\frac{P_{in}}{P_{sat}} \exp \left(-\alpha_0 L + \frac{P_{in}}{P_{sat}} \right) \right], \quad (67)$$

donde $W(x)$ es la función de Lambert la cual satisface la ecuación $W(x) * \exp[W(x)] = x$. Las curvas de transmitancia obtenidas experimentalmente fueron aproximadas mediante la ec. (67) utilizando dos parámetros de ajuste: la P_{sat} y la OD. Para validar la confiabilidad de los resultados obtenidos se contrastó la

densidad óptica calculada analíticamente con el valor real medido directamente de la línea de absorción.

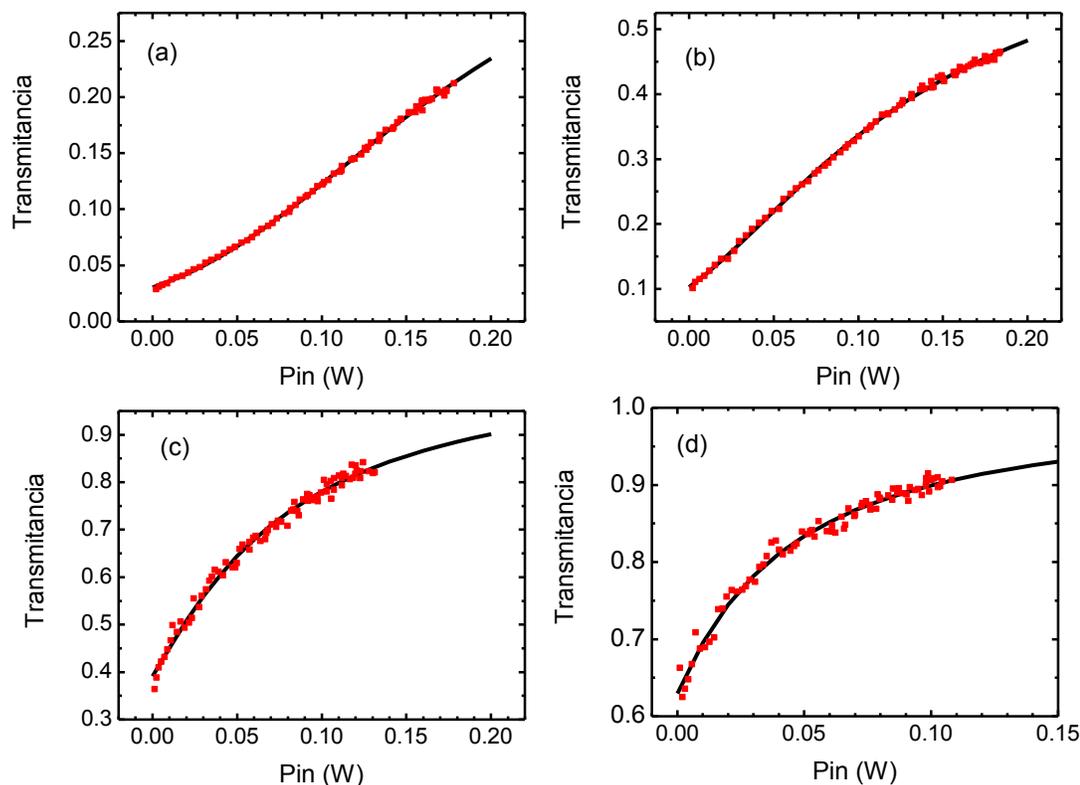


Figura 39. Transmitancia de la celda de cristal fotónico como función de la potencia pico a pico de los pulsos de entrada, para diferentes concentraciones de acetileno. En (a) la OD medida fue de ~ 2.8 , y las evaluaciones numéricas arrojaron una OD ~ 2.9 y $P_{sat} \sim 55$ mW. En (b) la OD medida fue de 1.87 y las evaluaciones numéricas arrojaron una OD ~ 1.99 y $P_{sat} \sim 47$ mW. En (c) la OD medida fue de 0.97 y las evaluaciones numéricas arrojaron un valor de OD ~ 1.02 y $P_{sat} \sim 40$ mW. En (d) la OD medida fue de 0.47 y las evaluaciones numéricas arrojaron un valor de OD ~ 0.49 y $P_{sat} \sim 31$ mW.

Un ejemplo de los ajustes realizados por medio de esta técnica se puede apreciar en la figura 39 (b). En este caso el valor de los parámetros evaluados numéricamente fue de OD ≈ 1.99 y $P_{sat} \approx 46.6$ mW, mientras que la densidad óptica medida directamente es de OD ~ 1.87 . Esto permite concluir que el método numérico utilizado para calcular la P_{sat} y OD es confiable y permite obtener soluciones aproximadas a los valores reales. Además, los valores de P_{sat} obtenidos mediante esta técnica están en concordancia con aquellos reportados en la literatura, por ejemplo, Henningsen *et al.* (2005) reporta un valor de $P_{sat} = 23$ mW para una celda

con acetileno a una $OD \sim 1$, mientras que nuestro trabajo, para esta misma OD , reporta una $P_{sat} \sim 40$ mW (ver figura 40).

Siguiendo un procedimiento similar se calcularon analíticamente las potencias de saturación correspondientes a las densidades ópticas en el intervalo 0.2-3.5 dentro de la celda de acetileno. El resultado final obtenido se muestra en la figura 40.

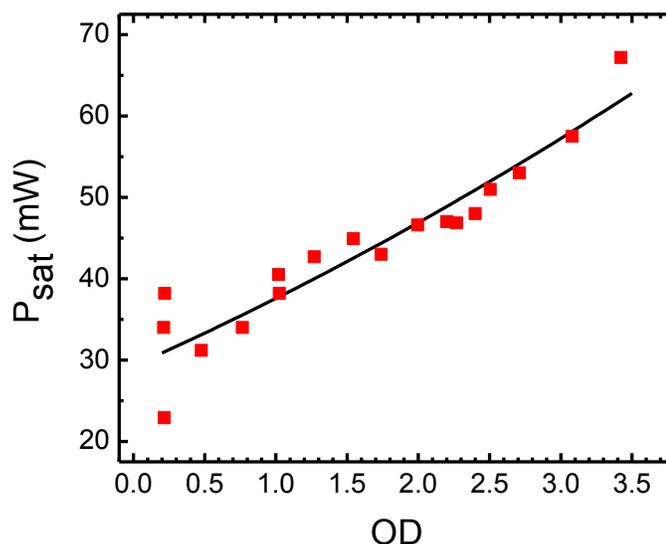


Figura 40. Dependencia experimental de la P_{sat} como función de la OD en el interior de la celda de cristal fotónico. La línea sólida corresponde al ajuste teórico.

4.1.3 Análisis de resultados

La curva experimental de potencia de saturación como función de la densidad óptica ofrece información acerca de los procesos moleculares que se llevan a cabo en el interior de la HC-PCF con acetileno. Por ejemplo, en general es aceptado que cuando el tiempo de relajación de las moléculas está determinado principalmente por las colisiones intermoleculares, la potencia de saturación debe crecer de manera cuadrática con la presión de gas y por lo tanto con la densidad óptica (ver por ejemplo, Shimoda, 1976). Por otra parte, cuando el mecanismo de relajación dominante son las colisiones de las moléculas con las paredes de la fibra (para una presión baja) se espera que la potencia de saturación sea esencialmente independiente de la presión.

En el caso particular de la curva presentada en la figura 40 lo que se observa es un crecimiento de la potencia de saturación como función de la densidad óptica. Esto significa que las colisiones intermoleculares y las colisiones con las paredes de la fibra participan en los procesos de relajación. Para clarificar esta idea a continuación se presentan algunas consideraciones teóricas para estimar cual es el comportamiento esperado.

En la sección 3.1.1.1 de esta tesis se estableció que para las condiciones experimentales reunidas en este trabajo se espera que la dinámica de movimiento molecular dentro de la HC-PCF satisfaga la condición de régimen de flujo molecular libre, es decir, con baja frecuencia de colisiones intermoleculares. Esto significa que teóricamente las colisiones de las moléculas con las paredes de la fibra deben ser el mecanismo de relajación dominante y, por tanto, se esperaría que la potencia de saturación fuera prácticamente independiente de la presión. Sin embargo, contrario a lo esperado, se observa (y en particular, en la figura 40) que la potencia de saturación crece por un factor de 2-3 en el rango de presiones utilizado (0.04-0.5 Torr).

Por esta razón, en un modelo teórico correcto es necesario suponer que existe una tasa de colisiones intermoleculares bastante alta. La evaluación teórica de la P_{sat} , considerando las circunstancias reales de nuestra celda de acetileno, se calcula a partir de la ecuación para la potencia de saturación (Shimoda, 1976):

$$P_s = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2 A}{2|\mu_{12}|^2 T_1 T_2}. \quad (68)$$

En la aproximación de fuertes colisiones es posible considerar $T_1 \approx T_2$ (Schmalz y Flygare, 1978) y por tanto, la ec. (68) se puede reescribir como:

$$P_s = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2 A}{2|\mu_{12}|^2 T^2} = \frac{2\pi^2 \epsilon_0 c \hbar^2 A}{|\mu_{12}|^2} \gamma^2, \quad (69)$$

donde $T_1 T_2 \approx T^2 = \frac{1}{(2\pi\gamma)^2}$. En estas circunstancias, T representa el tiempo de vida homogéneo de la transición óptica debido fundamentalmente a las colisiones moleculares, y su valor inverso es igual al ancho de línea espectral homogéneo γ .

A su vez γ crece linealmente con la presión del gas (Siegman, 1986) y puede expresarse de la siguiente manera (Shimoda, 1976):

$$\gamma = \gamma_0 + Cp, \quad (70)$$

donde γ_0 es la tasa de decaimiento de la transición en ausencia de colisiones entre las moléculas, C es el coeficiente de ensanchamiento por presión (“pressure broadening”).

El tiempo de vida de la transición en ausencia de colisiones intermoleculares está determinado, en la celda de cristal fotónico, por el tiempo de vuelo libre entre las paredes del núcleo el cual depende del diámetro de núcleo de la fibra fotónica. Tomando en cuenta los términos anteriores podemos reescribir la ec. (69) como

$$P_s = \frac{2\pi^2 \varepsilon_0 c \hbar^2 A}{|\mu_{12}|^2} (\gamma_0 + Cp)^2. \quad (71)$$

Después de haber realizado las siguientes sustituciones: $\varepsilon_0=8.849 \times 10^{-12}$ N/m, $c=3 \times 10^8$ m/s, $\hbar=1.055 \times 10^{-34}$ Js, $\mu_{12}=3.6 \times 10^{-32}$ Cm (Takiguchi et al., 2011), $A=4.42 \times 10^{-11}$ m² considerando un radio modal de 3.75 μ m, la última ecuación se puede simplificar hasta obtener:

$$P_s = 1.98819 \times 10^{-17} (\gamma_0 + Cp)^2. \quad (72)$$

A partir de la ecuación (72) y utilizando como parámetros de ajuste γ_0 y C , fue posible ajustar los datos experimentales de la figura 40 (ver línea sólida de esta figura). El ajuste realizado arrojó los siguientes resultados: $\gamma_0 \sim 38$ MHz y $C=25$ MHz/Torr. El valor obtenido para γ_0 a través del modelo propuesto se encuentra en buena concordancia con el valor teórico esperado de la tasa de colisiones con las paredes de la fibra ($\delta\nu_{WC}$), el cual se estimó en un valor de ~ 41 MHz para una fibra con diámetro de núcleo de 10.6 μ m utilizando la siguiente fórmula (Demtroder, 1981)

$$\delta\nu_{WC} = \frac{0.888 \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}}}{L}, \quad (73)$$

donde T es la temperatura ambiente (~ 300 K), M es la masa molecular del acetileno, y L el diámetro de núcleo de la fibra.

Por otra parte, el valor de C obtenido mediante al ajuste numérico en la ec. (72) es más grande que el valor teórico esperado de 11.5 MHz (Takiguchi, 2011) lo cual sustenta la hipótesis realizada de que nuestro sistema experimental se encuentra en el régimen de fuertes colisiones. Este comportamiento se puede explicar si se considera el hecho de que la celda fabricada no es perfectamente hermética y, por tanto, la intrusión de aire aumenta la tasa de colisiones intermoleculares, lo cual, a su vez, aumenta la potencia de saturación del gas.

4.1.4 Conclusiones parciales

Los valores experimentales de la P_{sat} obtenidos confirman la hipótesis de que existe una tasa de colisiones alta dentro de la celda de cristal fotónico, lo cual contribuye a la disminución del tiempo de coherencia. Aunque esto no constituye un problema para la observación de los fenómenos incoherentes como la propagación de luz lenta, si es un obstáculo poderoso para la observación de fenómenos coherentes como la nutación óptica o el eco fotónico. La elevada tasa de colisiones evaluada numéricamente (~ 25 MHz/Torr) se atribuye a dos posibles causas: la intrusión de aire en la celda fotónica y a la gasificación de posibles elementos contaminantes en el interior de la celda. Esto ocurre porque las conexiones entre las fibras HC-PCF y SMF-28 probablemente no son herméticas, y además, porque durante la construcción de la celda pudieron quedar residuos contaminantes (grasa, tierra, etc.). En cualquier caso, el efecto neto de estos defectos es generar un incremento lento de la presión, medida con nuestro barómetro, incluso cuando no se está inyectando acetileno en la celda. Esta situación explica también por qué nuestras mediciones de P_{sat} para la OD ~ 1 son aproximadamente el doble de las reportadas, por ejemplo, por Henningsen *et al.* (2005).

4.2 Propagación de luz lenta

El segundo efecto de tipo incoherente que se observó en este trabajo es el que se conoce como *propagación de luz lenta*. En general, el término “luz lenta” se usa para definir la propagación de pulsos cuya velocidad de grupo es mucho menor

que la velocidad de fase (c/n) en el mismo material (Boyd y Narum, 2007). Este fenómeno, en el caso particular de nuestros experimentos, se produce como consecuencia de la deformación que sufren los pulsos ópticos durante su viaje a través de la celda con gas. La saturación parcial de la absorción óptica del acetileno induce una redistribución de la energía del pulso que da como resultado un desplazamiento de su centro de peso energético (ver figura 41).

Para observar el efecto de luz lenta se varió la densidad óptica de la celda en un rango de 0.3-3 y las potencias ópticas utilizadas oscilaron entre ~ 1 y ~ 300 mW. Además, se generaron pulsos de perfil Gaussiano con duraciones temporales de 30 ns, los cuales son especialmente apropiados para la observación de este fenómeno, porque se transmiten a través de la celda conservando parcialmente su forma. Esto implica que su centro de peso coincide aproximadamente con su pico de intensidad, lo que hace que sea sencillo determinar la velocidad de grupo de la onda transmitida midiendo la posición temporal de su máximo. En contraste, cuando se utilizan pulsos de perfil rectangular éstos se transmiten por la celda de acetileno notoriamente distorsionados, como se vio en la sección anterior, lo que provoca que el pico de la señal no coincida con el centro de peso del pulso, haciendo que sea difícil definir y evaluar su velocidad de grupo.

En la figura 41 se muestra una secuencia típica de los pulsos ópticos de entrada (línea sólida) y de salida (línea punteada) a la celda fotónica para una densidad óptica de ≈ 2.86 . En el inciso (a) se presenta el caso en que la potencia pico a pico de la señal incidente es de 2.5 mW. En estas circunstancias se aprecia que ambas señales prácticamente se traslapan, es decir, no existe un retraso ni una distorsión notoria del pulso transmitido. Esto se debe a que la potencia óptica incidente está muy por debajo de la potencia de saturación del acetileno (P_{sat} es ~ 50 mW cuando la OD es 2.86) y, por lo tanto, no se satura su absorción. En consecuencia, el pulso que viaja a través de la celda es absorbido de manera uniforme y prácticamente no sufre alteraciones en su perfil, solamente es atenuado. Por otra parte, en los incisos (b), (c) y (d) se aprecia que a medida que la potencia incidente crece, el pulso transmitido se hace más angosto y su máximo se desplaza hacia la derecha, lo que implica un tiempo de llegada más largo. Esto se debe a que

el primer frente de la señal incidente es fuertemente absorbido, mientras que el frente trasero de la misma encuentra un material parcialmente saturado y, por tanto, es menos absorbido. Cabe señalar que en todos los casos se han compensado los distintos caminos ópticos recorridos por los pulsos, para asegurar que los desplazamientos observados sólo se deban al efecto de luz lenta

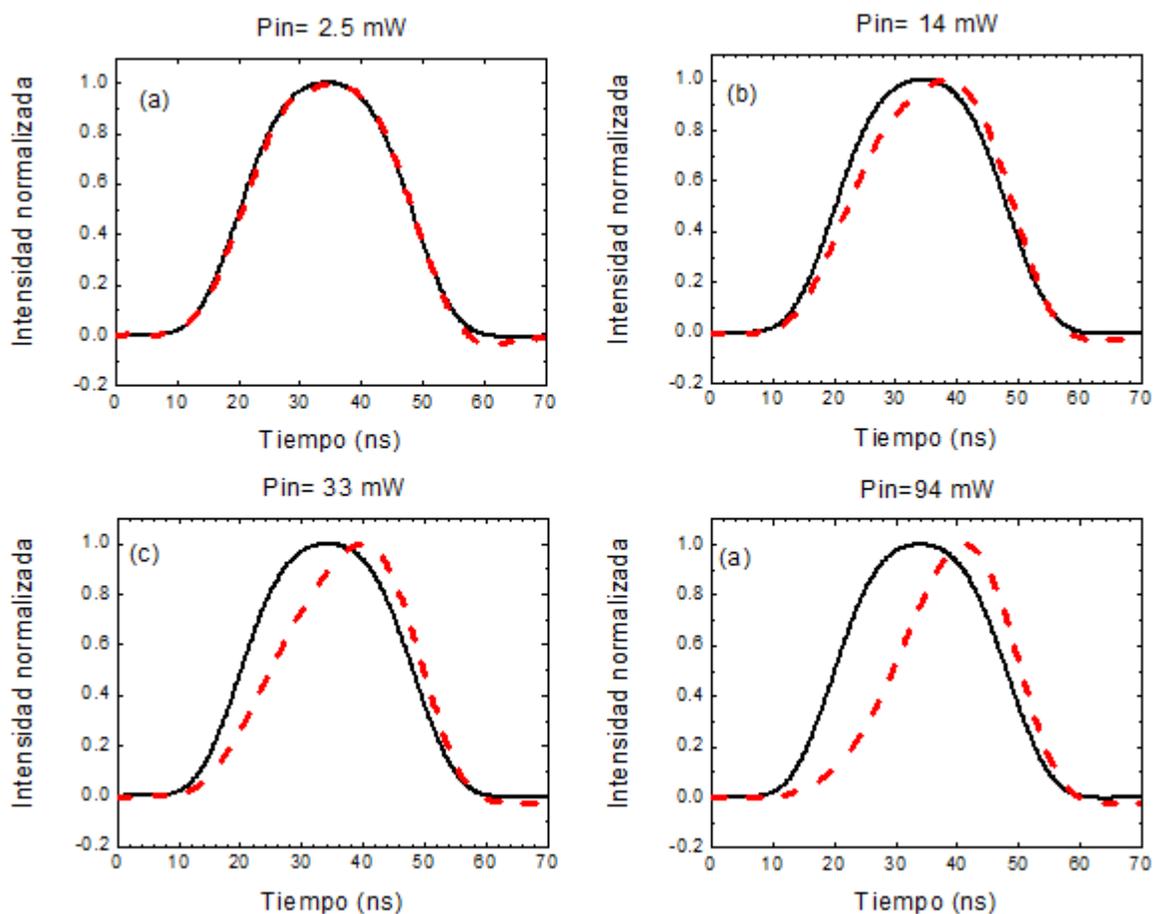


Figura 41. Secuencia de pulsos de entrada (línea sólida) y salida (línea punteada) a la fibra fotónica, para una densidad óptica fija de 2.86, y para distintas potencias pico a pico incidentes

A partir de datos y gráficas análogas a las mostradas anteriormente, pero para diferentes densidades ópticas, fue posible determinar cómo varía el retraso óptico máximo sufrido por el pulso transmitido a través de la celda, como función de la densidad óptica. Dicha información se resume en la figura 42.

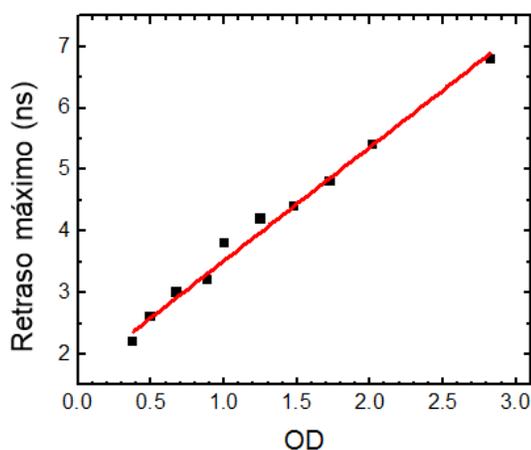


Figura 42. Variación del retraso óptico máximo de los pulsos como función de la densidad óptica del gas acetileno.

La figura 42 permite concluir que el máximo retraso óptico de los pulsos es proporcional a la densidad óptica en la celda fotónica. En particular, el máximo retraso alcanzado en todos nuestros experimentos fue de 6.8 ns para una OD~2.86 y para una potencia pico a pico del pulso incidente de 94 mW. Esto corresponde a un retraso fraccional de ~0.23, el cual está por encima de los retrasos ópticos reportados por (Ghosh *et al.*, 2005) de 0.004, y por (Wheeler *et al.*, 2010) de 0.16, para sistemas de HC-PCF con acetileno, aunque en estos casos el efecto fue observado vía EIT.

Por otra parte, la figura 43 muestra cómo varía el retraso óptico de la señal transmitida para una densidad óptica fija de 2.86, y para diferentes potencias pico a pico de los pulsos incidentes. Los resultados obtenidos muestran que el retraso temporal del pulso crece inicialmente con la potencia incidente, hasta llegar a un máximo, después del cual, comienza a decrecer. Este decaimiento del retraso temporal del pulso ocurre porque la absorción del acetileno, para potencias incidentes altas, se satura rápidamente; por tanto, la mayor parte del pulso se transmite con baja atenuación y sin sufrir prácticamente deformación.

Cabe mencionar que en estos experimentos la duración de los pulsos ópticos (30 ns) se eligió de manera empírica, es decir, donde la experiencia demostró que se observaban los mayores retrasos temporales de las señales ópticas. Sin embargo, en Stepanov y Hernández (2008) se presentan consideraciones teóricas

que predicen que el máximo retraso fraccional del pulso debe observarse para una duración (del pulso) igual a πT_1 . Tomando en cuenta esto, la duración óptima de los pulsos en nuestros experimentos con luz lenta permite evaluar T_1 como ~ 10 ns, lo cual está en excelente concordancia con los datos obtenidos durante las investigaciones con efectos coherentes (ver el próximo capítulo).

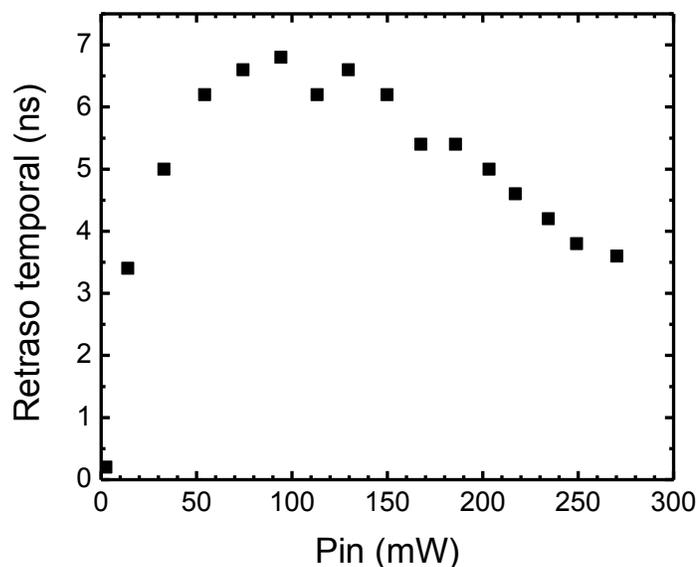


Figura 43. Dependencia experimental del retraso temporal observado en el pulso transmitido a través de la celda de acetileno, para una OD ~ 2.86 , con respecto a la potencia pico a pico de los pulsos de entrada, los cuales tienen una duración de 30 ns.

4.3 Conclusiones parciales

Los experimentos de luz lenta permiten concluir que los retrasos ópticos fraccionales aumentan linealmente con la presión debido a que la deformación de los pulsos incidentes, por la absorción del material, también es mayor. Adicionalmente se aportó evidencia de que el fenómeno de luz lenta es máximo para potencias incidentes cercanas a P_{sat} , y además, a partir de este efecto fue posible realizar una estimación del tiempo de relajación longitudinal (T_1) encontrándose un valor de ~ 10 ns.

Capítulo 5. Efectos coherentes

5.1 Consideraciones generales y metodología experimental

Con el objetivo de observar los efectos coherentes en las fibras de cristal fotónico rellenas con acetileno en este trabajo se ha reunido un equipo experimental que ataca directamente tres de los principales obstáculos para producirlos, que son:

1. Un tiempo de coherencia T_2 demasiado corto (≤ 10 ns) el cual resulta en un requerimiento de pulsos ópticos del orden de nanosegundos.
2. Necesidad de altas potencias ópticas del orden de Watts.
3. Necesidad de fotodetectores rápidos con ancho de banda > 1 GHz.

Para atacar el primer problema se ha incluido en el arreglo experimental un sistema de vacío que permite trabajar con presiones bajas de acetileno en el rango < 0.5 Torr. Esto es importante porque reduciendo la presión del gas es posible atenuar la principal fuente de decoherencia atómica: las colisiones intermoleculares. Los cálculos preliminares arrojan que para presiones menores a 0.5 Torr, en una fibra fotónica con diámetro modal de $7.5 \mu\text{m}$, el tiempo de vuelo libre de las moléculas durante su interacción con el haz incidente es alrededor de 13 ns. En estas condiciones experimentales, y asumiendo por el momento que la celda es hermética, el tiempo T_2 no puede ser mayor que 13 ns. Para resolver esta necesidad de pulsos ópticos cortos se utilizó un generador de señales capaz de producir secuencias de pulsos de hasta ~ 2 ns con separaciones mínimas entre ellos de 3 ns.

Para atacar el punto 2, referente a la potencia óptica, se ha incorporado en el montaje experimental una EDFA, la cual permite generar pulsos ópticos (de duración < 50 ns) con potencias pico a pico de hasta 12 W. Finalmente, se abordó el tercer problema mediante la utilización de fotodetectores rápidos con ancho de banda de hasta 7 GHz, los cuales utilizan una resistencia de carga de 50Ω y están conectorizados mediante cables de la misma resistencia (50Ω). Para la visualización de las señales se utilizaron osciloscopios con una banda de frecuencias adecuada (ver sección 3.2.5).

Una vez que las principales limitantes para la observación de efectos coherentes fueron resueltas, se inició la fase experimental. En primer lugar se observó la nutación óptica, después la inductancia libre y, finalmente, se abordó el efecto más complicado de producir: el eco fotónico. La metodología seguida durante esta fase experimental se detalla a continuación.

Con el objetivo de observar la nutación óptica se realizaron los siguientes pasos experimentales:

1. Se preparó la celda de cristal fotónico con una presión de acetileno arbitraria en el rango de 0.05-0.5 Torr
2. Se utilizaron pulsos de forma aproximadamente rectangular con duraciones de 30 ns y potencias ópticas en el rango de 0.01 - 1.5 Watts. La duración de los pulsos seleccionada permite comparar el comportamiento del perfil del pulso transmitido para los tiempos $t < T_2$ y también $t > T_2$.
3. Se grabaron los perfiles de los pulsos de entrada y de salida de la celda fotónica con el osciloscopio digital.
4. Se repitió el procedimiento para las presiones de acetileno diferentes.

5.2 La nutación óptica.

5.2.1 Los datos experimentales

La figura 44 presenta los perfiles típicos de los pulsos de entrada y de salida a la fibra fotónica cuando la longitud de onda del láser está sintonizada fuera de la línea de absorción. Bajo estas condiciones se puede despreciar la interacción de la luz con el acetileno, es decir, se puede considerar que la celda está vacía. Esta gráfica permite apreciar las características principales de los pulsos ópticos generados por el sistema experimental. En particular, se observa que la forma del pulso es de tipo trapezoidal, con ligera inclinación a lo largo de su parte central. También es evidente que los pulsos de salida y de entrada están retrasados temporalmente, lo cual se debe a que ambos recorren diferentes caminos ópticos para llegar a sus respectivos canales de detección en el osciloscopio (longitudes de fibras ópticas y de cables eléctricos).

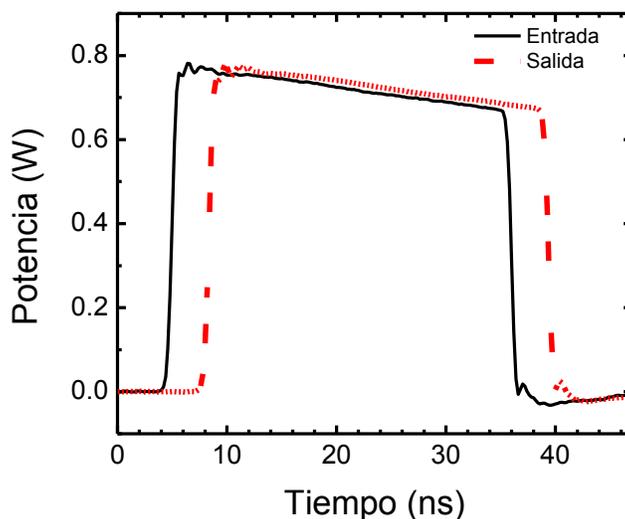


Figura 44. Pulsos de entrada y salida a la celda de cristal fotónico (la cual mide 2.4 m) para el caso en que la longitud de onda del láser está sintonizada fuera de la línea de absorción.

Por otra parte, la figura 45 muestra el pulso óptico incidente y transmitido a través de la celda fotónica, para el caso en que la longitud de onda del láser está sintonizada con la línea de absorción P9 (1530.37 nm) del acetileno, para una densidad óptica de 1.67 y una potencia pico a pico incidente de ~158 mW. En estos trazos se observa que el pulso transmitido presenta una oscilación en su perfil de línea, la cual se atribuye al efecto de nutación óptica. Para apreciar mejor dicha oscilación se ha compensado la diferencia de camino óptico entre los pulsos incidentes y transmitidos y se ha calculado el perfil de transmitancia del pulso (cociente del pulso transmitido y el pulso incidente) (ver figura 44). Este procedimiento se aplica para atenuar, grosso modo, el efecto de las oscilaciones irregulares (parásitas) en el perfil del pulso incidente (ver figura 45 (a)).

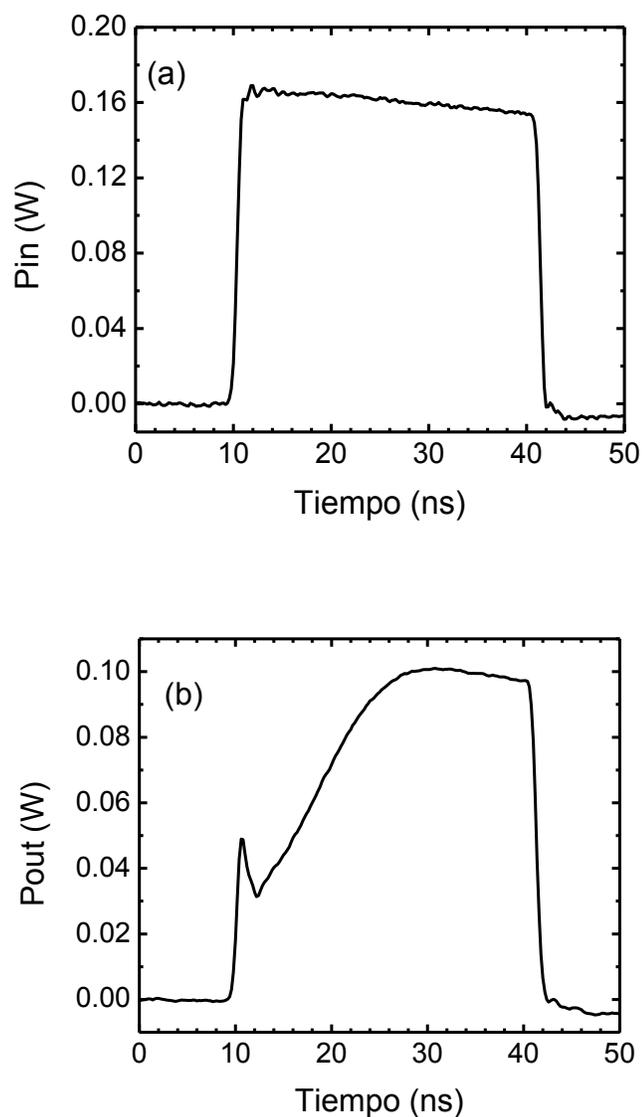


Figura 45. Trazos osciloscópicos del pulso incidente (a) y del pulso transmitido (b)

El resultado de este procesamiento de los datos se muestra en la figura 46, donde se aprecia claramente que la transmitancia inicial del sistema parte de un valor relativamente alto, y luego decrece rápidamente hasta un valor mínimo de ~ 0.2 y finalmente crece monótonamente hasta alcanzar un valor estacionario de ~ 0.6 . La figura 47 muestra cómo cambian estas oscilaciones en la transmitancia de la celda como función de la potencia máxima del pulso incidente, para una densidad óptica fija de ~ 1.67 .

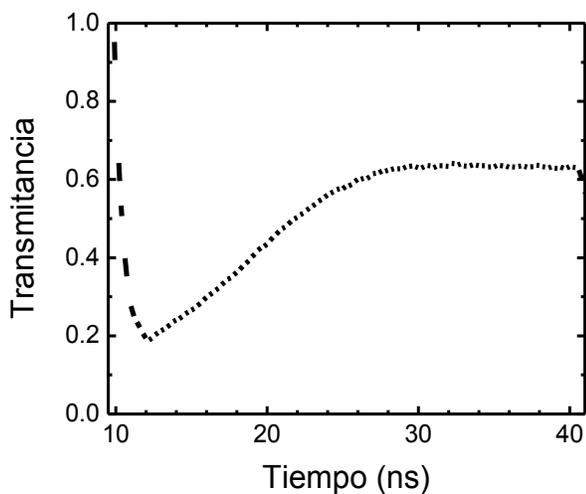


Figura 46. Perfil de transmitancia obtenido para una OD de ~ 1.67 mediante la división punto a punto del pulso de salida entre el pulso de entrada.

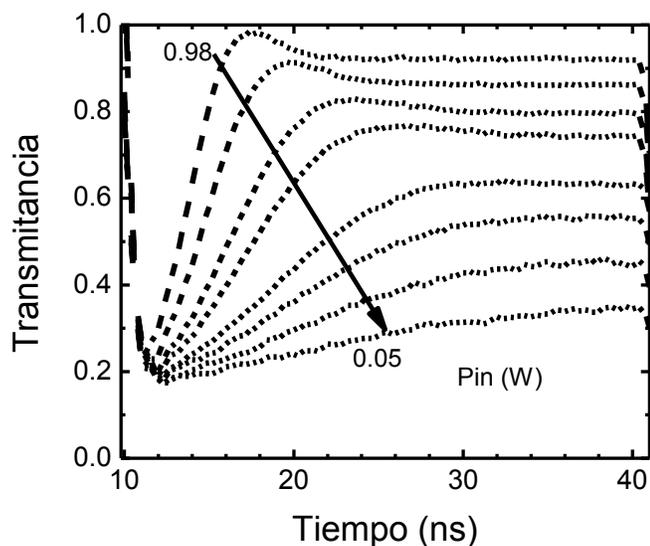


Figura 47. Perfiles de transmitancia obtenidos para una densidad óptica fija de ~ 1.67 y distintas potencias del pulso incidente. P_{in} (W): 0.05, 0.11, 0.18, 0.23, 0.42, 0.73 y 0.98.

Finalmente, se realizaron observaciones experimentales para determinar cómo varía el perfil de transmitancia de los pulsos ópticos cuando se utiliza una potencia fija de ~ 0.4 Watts, pero con distintas densidades ópticas. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 48, la cual revela que la profundidad de las oscilaciones aumenta conforme crece la densidad óptica.

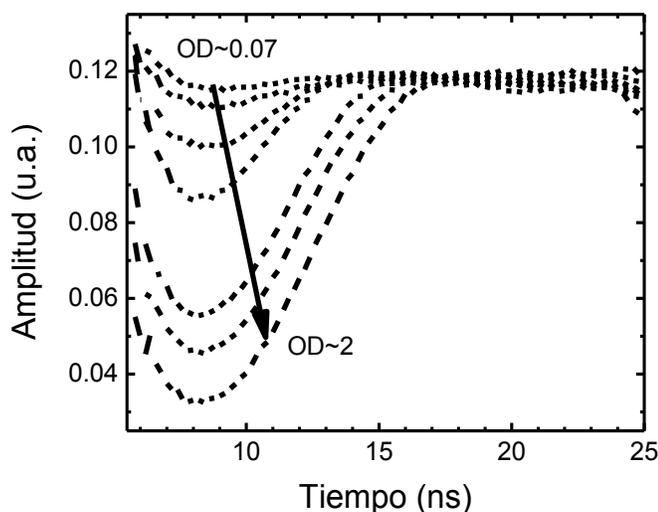


Figura 48. Variación del perfil de transmitancia para una potencia fija (~ 0.4 W) y distintas densidades ópticas, OD: 0.07, 0.15, 0.3, 0.55, 0.9, 1.3 y 2.

5.2.2 Discusión de los resultados experimentales

La figura 47 muestra aspectos muy importantes de la nutación óptica observada, en particular, que:

1. La frecuencia de las oscilaciones crece cuando aumenta la potencia incidente y que la posición del mínimo de transmitancia se desplaza hacia la izquierda.
2. En estos experimentos sólo es posible observar una oscilación en el perfil del pulso transmitido.

El primer aspecto es importante porque confirma la predicción teórica (ver ec. (42)) de que la frecuencia de las oscilaciones debe crecer conforme aumenta la amplitud de campo eléctrico en la luz incidente. Este hecho constituye una evidencia fundamental de que el fenómeno que se observa sí es realmente el de nutación óptica, y que la frecuencia de las oscilaciones observadas corresponde aproximadamente a la frecuencia de Rabi.

Por otra parte, el segundo aspecto es indicativo de que en nuestra configuración experimental existen procesos que están amortiguando fuertemente las oscilaciones de nutación óptica. Entre los mecanismos que pueden estar

contribuyendo al rápido decaimiento de la nutación se pueden mencionar los siguientes:

- 1) El tiempo de relajación transversal (tiempo de coherencia) T_2 (Allen y Eberly, 1975) de las moléculas de acetileno en nuestra celda es bastante corto. Las razones principales que contribuyen a esto son la tasa de colisiones con las paredes del capilar, el tiempo limitado de interacción con la luz por el reducido diámetro modal (7.5 μm) del haz transmitido, las colisiones entre las moléculas de acetileno o con otras moléculas de gases residuales en la celda (aire por ejemplo).
- 2) El efecto Doppler (ensanchamiento inhomogéneo de línea) causa que todos los grupos de átomos con velocidades distintas observen una frecuencia diferente del haz incidente. Este efecto es análogo a la situación en que el láser tiene una longitud de onda un poco fuera de resonancia, y la consecuencia de que esto ocurra es que la frecuencia de las oscilaciones del átomo aumenta (comparando con la frecuencia de Rabi) (Allen y Eberly, 1975), pero la amplitud de sus oscilaciones se hace más pequeña. Como resultado las oscilaciones de la señal total de nutación decaen más rápidamente (Shoemaker, 1978).
- 3) Debido a la absorción que sufre el haz incidente durante su viaje a lo largo de la fibra, la potencia del pulso va cambiando conforme éste se propaga. Esto implica que el láser excita diferentes frecuencias de Rabi en los átomos que se encuentran a diferentes distancias dentro de la fibra (Shoemaker, 1978). Como consecuencia, las oscilaciones de la señal de nutación óptica de diferentes secciones transversales de la celda se promedian provocando que las oscilaciones en el pulso transmitido decaigan.
- 4) La eficiencia de la interacción entre la radiación incidente y la luz emitida por las moléculas de acetileno es máxima cuando el campo eléctrico del haz incidente está alineado con el eje de oscilación del dipolo eléctrico, y es nula cuando se orienta perpendicularmente. Sin embargo, en un gas la orientación de los dipolos es completamente aleatoria, esto causa que la amplitud efectiva del campo eléctrico experimentado por los átomos sea distinta. Esto produce un efecto similar al del punto (3).

A pesar de los fuertes factores de amortiguamiento presentes en nuestro sistema experimental, como lo demuestran las curvas de nutación presentadas, fue posible observar una primera oscilación de Rabi en el perfil de línea de los pulsos transmitidos. De hecho, el valor máximo de la frecuencia de Rabi obtenida durante nuestros experimentos fue de $\Omega_R/2\pi \approx 160$ MHz, para el caso en que la potencia pico a pico del pulso incidente era de ~ 1 W.

La frecuencia de la señal de nutación óptica suele utilizarse para calcular el valor del momento dipolar μ_{12} (Hocker y Tang, 1969), a partir de la ecuación $\Omega_R = \frac{E_0\mu_{12}}{\hbar}$. El procedimiento para encontrar μ_{12} consiste en graficar las frecuencias Ω_R medidas experimentalmente como función del campo eléctrico incidente y, después, ajustar la curva experimental usando como parámetro de ajuste el valor de μ_{12} . Realizando este procedimiento se obtuvo el resultado mostrado en la figura 49.

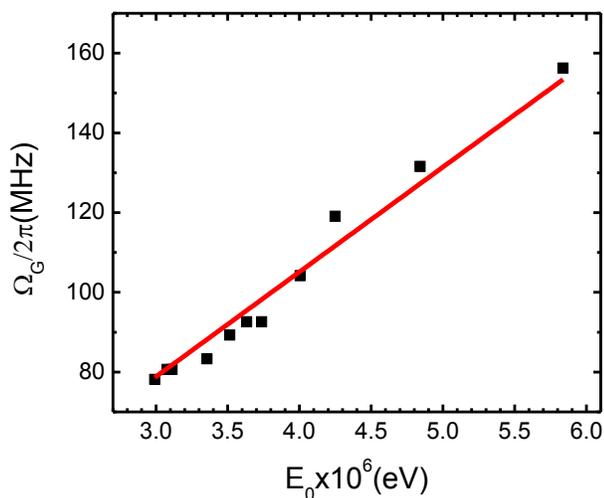


Figura 49. Variación de frecuencia de las oscilaciones de Rabi como función de la amplitud del campo eléctrico incidente. La línea continua representa el ajuste de los datos experimentales utilizando una función lineal.

El ajuste realizado (línea continua) arrojó un valor de $\mu_{12} = 1.74 \times 10^{-32}$ Cm. Cualitativamente el valor μ_{12} obtenido se encuentra en concordancia con el que se reporta en Takiguchi (2011) de $\mu_{12} = 3.6 \times 10^{-32}$ Cm.

Por otra parte, la figura 48 muestra que la profundidad de las oscilaciones de nutación aumenta a medida que la cantidad de acetileno presente en la HC-PCF es mayor. Esto se debe a que la nutación óptica ocurre por efecto de la interferencia entre la radiación emitida por las moléculas y la radiación incidente. De esta manera, un número mayor de moléculas excitadas coherentemente implica una polarización macroscópica del material más grande y, por tanto, habrá más luz interfiriendo con el campo incidente. Sin embargo, si la presión de acetileno crece demasiado, esto también repercute en el tiempo de coherencia, ya que la tasa de colisiones aumenta y por tanto las oscilaciones deben decaer más rápidamente.

5.3 Decaimiento por inductancia libre.

Otro de los efectos coherentes observados en este trabajo es el que se conoce como Decaimiento de la Inductancia Libre (FID, por sus siglas en inglés). Este efecto se manifiesta como una “cola” de radiación coherente que emiten los átomos inmediatamente después del pulso excitante, y que está dirigida a lo largo del eje de propagación de la luz incidente (ver por ejemplo, Brewer y Shoemaker, 1972). La metodología y la configuración experimental empleada para observar este fenómeno es esencialmente la misma que se utilizó para la observación de la nutación óptica. La principal diferencia estriba en que para observar la FID se utilizaron pulsos de duraciones entre 5 y 20 ns.

5.3.1 Los datos experimentales

La figura 50 (a) muestra el perfil de los pulsos de entrada a la celda fotónica durante los experimentos de FID. La figura 50 (b) presenta las señales transmitidas a través de la celda para una densidad óptica de 1.9 y para tres potencias incidentes P_{in} (W): 0.56, 0.9 y 1.55. En esta última figura se puede apreciar que en la región correspondiente al primer frente de los pulsos transmitidos, se presentan las oscilaciones del fenómeno de nutación óptica. Pero, adicionalmente, se observa una “estela” de luz después del pulso, la cual se atribuye al fenómeno de inductancia libre. La figura 51 muestra un acercamiento de la parte trasera del pulso donde se puede observar cómo varía la amplitud y el tiempo de decaimiento de la FID como función de la potencia incidente. Para fines comparativos se ha incluido en la misma

gráfica el perfil trasero del pulso que se transmite por la celda cuando el láser está sintonizado fuera de la línea de absorción P9 del acetileno (línea de referencia).

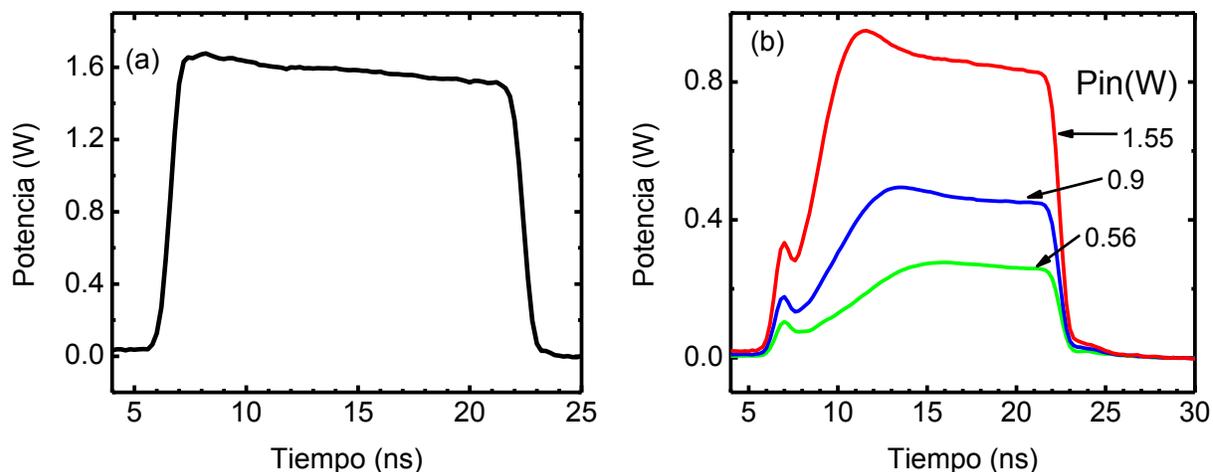


Figura 50. Perfiles de los pulsos de entrada (a) y salida (b) a la HC-PCF con acetileno durante los experimentos de inductancia libre. En (b) se muestran los perfiles de tres pulsos transmitidos para las potencias incidentes de P_{in} (W)=1.55, 0.9 y 0.56.

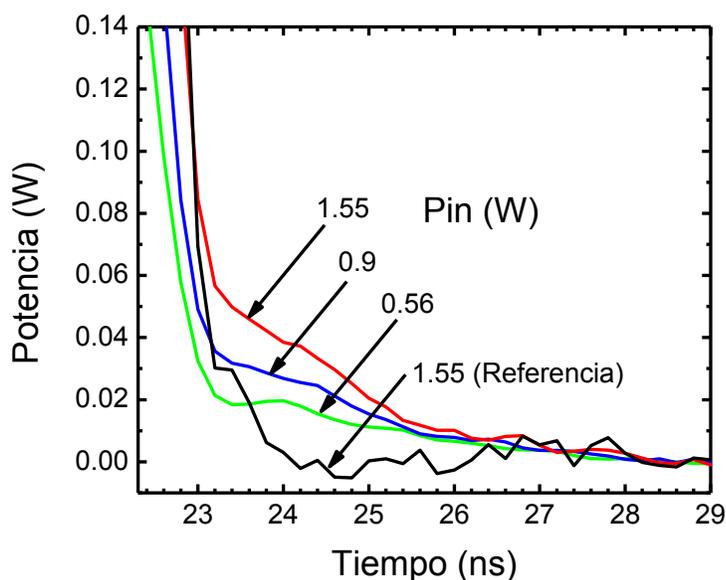


Figura 51. Acercamiento a la parte trasera de los pulsos transmitidos cuando el láser está en resonancia, la densidad óptica de la celda es de 1.9 y las potencias incidentes P_{in} (W) son: 0.56, 0.9, y 1.55. La línea de referencia ($P_{in} = 1.55$ W) corresponde al pulso transmitido por la celda cuando el láser está sintonizado fuera de la línea de absorción.

La figura 52 muestra cómo varía la razón entre la intensidad máxima de la inductancia libre (I_a) y la intensidad del pulso óptico evaluada en la zona estacionaria del perfil del pulso transmitido (I_c), como función de la potencia de entrada.

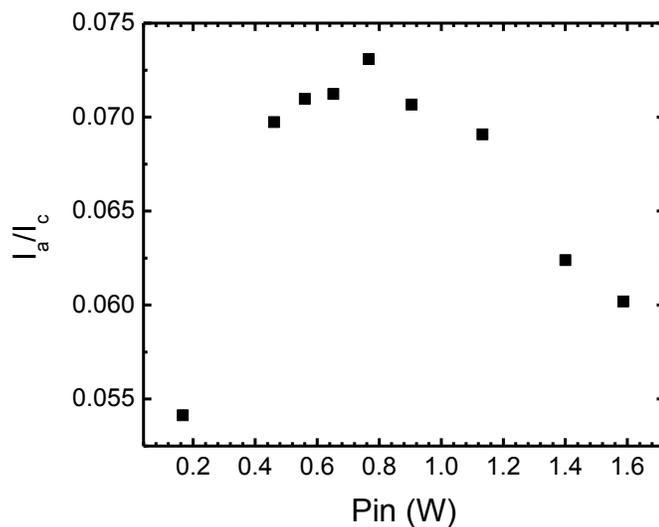


Figura 52. Dependencia de la razón entre la intensidad máxima de la inductancia libre (I_a) y la intensidad del pulso incidente medida en la zona estacionaria del pulso (I_c), para diferentes potencias ópticas de los pulsos de entrada.

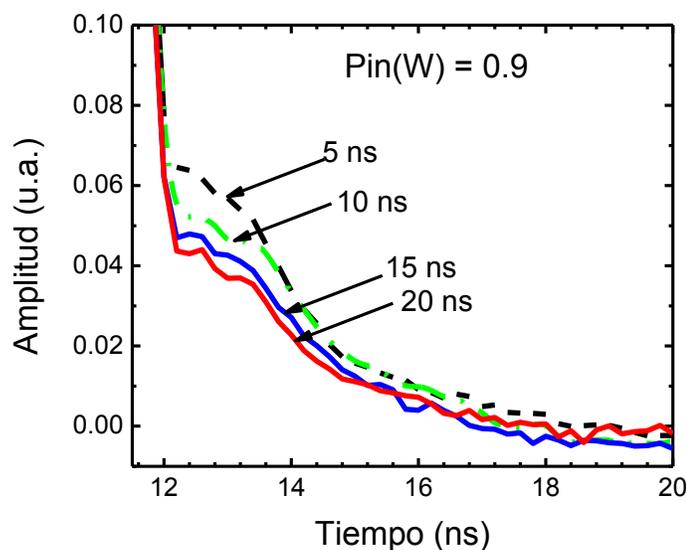


Figura 53. Perfiles de la FID para pulsos ópticos incidentes de diferentes duraciones (ns): 5, 10, 15, 20. En estos experimentos la densidad óptica es de 1.9 y la potencia del pulso incidente es de 0.9 W.

Finalmente la figura 53 muestra el perfil de la FID para pulsos ópticos de diferente duración (5-20 ns), una potencia óptica fija de 0.9 W y una densidad óptica de 1.9

5.3.2 Discusión de los resultados experimentales

La figura 50 (b) muestra el comportamiento típico de las señales de FID observadas en nuestros experimentos, las cuales se manifiestan como una señal luminosa de baja intensidad que decae rápidamente, y que se localiza en la parte trasera del pulso transmitido. La figura 51 permite observar con más detalles los perfiles de la inductancia libre, y en ella es posible notar que la amplitud máxima y el tiempo de decaimiento de la FID varían como función de la potencia incidente.

Para entender porque la amplitud máxima de la FID depende de la potencia de entrada, se debe recordar que la inductancia libre es un fenómeno que se produce por la interferencia constructiva de la radiación emitida por las moléculas de acetileno, justo después de que el pulso incidente se ha ido del material. En el primer momento en que el pulso deja de interactuar con las moléculas del acetileno, los dipolos eléctricos oscilan aproximadamente en fase, y sus respectivas emisiones interfieren constructivamente. Aquí se forma el máximo de la señal de inductancia libre. Después, conforme pasa el tiempo, los dipolos se empiezan a desfazar debido al ensanchamiento de línea inhomogéneo del acetileno (efecto Doppler) y la emisión decae hasta cero rápidamente. El tiempo característico de este decaimiento se puede evaluar por el valor inverso del espectro de las moléculas excitadas ($\Delta\nu$). Cabe mencionar que adicionalmente la amplitud de la señal emitida decae por la pérdida de coherencia de los osciladores cuánticos con el tiempo de relajación transversal T_2 , y como resultado $\tau_{FID} \sim \frac{T_2}{1+T_2\Delta\nu}$ (Hopf *et al.*, 1973)

Lo que es importante resaltar en este punto, es que el pico máximo de la amplitud está determinado simplemente por el grado de excitación de las moléculas de acetileno que emiten luz coherente en el primer momento en que el pulso excitante abandona el material. Esta excitación de moléculas es proporcional a la potencia incidente.

Por otra parte, el tiempo de decaimiento de la inductancia libre también varía con la potencia incidente. Por ejemplo, en la figura 51, las curvas presentadas corresponden a potencias incidentes de $P_{in} (W) = 0.59, 0.9, 1.5$. Estas curvas presentan tiempos de decaimiento de la intensidad de la FID de 2.5, 2 y 1.8 ns, respectivamente. Esto significa, que si bien la amplitud máxima de la inductancia crece con la potencia incidente, el tiempo de decaimiento se hace más pequeño a altas potencias. La razón de este comportamiento es que cuando se incrementa la potencia incidente también se incrementa el rango espectral de las moléculas excitadas. Es decir, las moléculas con frecuencias de resonancia en un rango espectral más ancho con respecto a la frecuencia central del pulso, también son excitadas- este efecto se conoce como Power Broadening (Demtroder, 1981).

Un ejercicio que puede realizarse para determinar la intensidad máxima esperada para la inductancia libre, a partir de las curvas de nutación óptica de la sección anterior, es descrito a continuación. La intensidad máxima de la inductancia libre, y la profundidad de modulación de las curvas de nutación óptica, crece con la magnitud de la radiación coherente emitida por los átomos excitados dentro del material. En el caso de la nutación óptica, las oscilaciones en el perfil del pulso transmitido se producen por la interferencia entre el campo radiado por las moléculas y el campo incidente, y por tanto, se pueden describir usando la siguiente fórmula (Born y Wolf, 1980)

$$I = I_a + I_c + 2\sqrt{I_a * I_c} \text{Cos}(\beta), \quad (74)$$

donde I_a es la intensidad del campo emitido por el acetileno, e I_c es la intensidad del campo del pulso de luz incidente, y β la diferencia de fase entre ellos, en un punto del espacio. La profundidad de modulación asociada a dicha interferencia está dada por la siguiente relación (Born y Wolf, 1980)

$$m = \frac{2\sqrt{I_a I_c}}{I_a + I_c}. \quad (75)$$

De acuerdo a los datos experimentales, la profundidad de modulación de la nutación óptica obtenida es de ~ 0.5 , esto implica que la radiación emitida por las moléculas

es aproximadamente del 7% con respecto a la intensidad del haz incidente, es decir, $\frac{I_a}{I_c} \approx 0.07$. Esta predicción teórica de las intensidades relativas de la emisión molecular (es decir, de la inductancia libre) y el campo incidente, se confirma experimentalmente en la figura 52, la cual muestra cómo varía el cociente $\frac{I_a}{I_c}$ como función de la potencia incidente. En esta gráfica se aprecia que $\frac{I_a}{I_c}$ primero crece, llega a un máximo (≈ 0.073), y finalmente decae. Esto da evidencia de una “saturación” de la señal de inductancia libre, es decir, que para una cierta potencia incidente, la amplitud de la FID es máxima. Es lógico suponer que esta intensidad de la luz incidente corresponde a un pulso con un área aproximada de π .

Finalmente, la figura 53 muestra cómo varía el perfil de la señal de la inductancia libre para una potencia óptica fija de ~ 1 W y para duraciones temporales de los pulsos de $\tau = 5, 10, 15$ y 20 ns. Los tiempos de decaimiento de la intensidad de la FID medidos para estas curvas son: 2.2, 2.4, 2.3 y 2.3 ns. Estos resultados muestran que el tiempo de decaimiento máximo de la inductancia libre oscila en un rango de ~ 2 -2.5 ns y se mantiene aproximadamente igual independientemente de la duración del pulso.

Sin embargo, teóricamente se espera que un pulso de duración más larga excite moléculas en un rango espectral más reducido, y por tanto, esto implica que el tiempo de decaimiento (τ_{FID}) debe ser mayor. De hecho, en el caso en que el ancho de línea inhomogéneo de la línea de absorción (en nuestro caso ~ 520 MHz) es más grande que el ancho espectral del pulso excitante, el tiempo de decaimiento τ_{FID} , debe ser del orden de la duración del pulso incidente (Nilsson, 2004). Sin embargo, las curvas experimentales de FID obtenidas en este trabajo, muestran que τ_{FID} se mantiene aproximadamente constante para todas las duraciones de los pulsos utilizados. Esto se puede explicar con base en un argumento propuesto por Brewer y Shoemaker, (2001). Los autores plantean que cuando la duración del pulso excitante es más grande que el tiempo de relajación transversal del material, el ancho espectral de las moléculas excitadas ($\Delta\nu$) está determinado principalmente por el tiempo T_2 . Entonces en este caso se tiene que

$$\tau_{FID} \sim \frac{T_2}{1 + T_2 \Delta\nu} \approx \frac{T_2}{1 + T_2 \frac{1}{T_2}} = \frac{T_2}{2}. \quad (76)$$

Esto significa que la amplitud de la inductancia decrece como $\frac{T_2}{2}$, y por tanto, la intensidad debe decrecer con el tiempo característico $\frac{T_2}{4}$. Dado que el máximo tiempo de decaimiento de la inductancia libre, medido en estos experimentos, es de ~ 2.5 ns, esto implica que el tiempo de relajación transversal es alrededor de $T_2 \sim 10$ ns.

5.3.3 Conclusiones parciales

Los experimentos originales de inductancia libre en la celda de fibra de cristal fotónica rellena con acetileno, presentados arriba, están en concordancia cualitativa con las predicciones teóricas. Además, la intensidad máxima de la señal está en una concordancia cualitativa con la profundidad de modulación de la señal de nutación óptica observada bajo las condiciones experimentales similares. El decaimiento bastante corto de la señal de inductancia libre nos permite evaluar el tiempo característico transversal T_2 del gas como ≈ 10 ns.

5.4 Eco fotónico

5.4.1 Introducción

Probablemente, uno de los efectos cuánticos coherentes más difíciles de observar en el laboratorio es aquel conocido como eco fotónico. La dificultad radica, esencialmente, en el hecho de que todo el proceso de excitación de la muestra por dos pulsos ópticos y la consecuente emisión del eco, debe ocurrir en un tiempo del orden de $\sim T_2$, el cual, a la temperatura ambiente y a la presión atmosférica, normalmente suele ser menor a 1 ns. Para intervalos temporales mayores que T_2 las moléculas del material pierden su memoria de fase y, por tanto, son incapaces de emitir coherentemente la señal de eco fotónico.

A lo largo del tiempo se han ensayado diversas estrategias encaminadas a resolver la limitante que impone un tiempo de coherencia tan pequeño. Tales

estrategias se reducen, básicamente, a la búsqueda de tecnologías que permitan generar pulsos ópticos cortos, y a la implementación de condiciones experimentales orientadas a aumentar el valor de T_2 .

En la actualidad, existen dos métodos principales que se usan para extender el tiempo de coherencia T_2 de un material: 1) mediante el enfriamiento de la muestra hasta temperaturas criogénicas, lo cual se usa principalmente en medios ópticos sólidos como el cristal rubí (Kurnit et al., 1964) y las fibras convencionales dopadas con erbio (da Silva y Silberberg, 1996), entre otros; y 2) a través de la reducción drástica de la presión hasta niveles típicamente por debajo de 1 Torr, obviamente este método se usa cuando se trabaja con medios gaseosos como por ejemplo, los gases SF_6 , $C^{13}H_3F$, NH_2D , H_2C_2 (Brewer y Shoemaker, 1971).

En el caso particular de este trabajo se ha encontrado que el método más conveniente para aumentar el tiempo de relajación transversal de las moléculas de acetileno en la HC-PCF, es a través del uso de presiones bajas típicamente menores a 0.5 Torr. En este sentido, los experimentos de Inductancia libre presentados en la sección anterior revelan que bajo estas condiciones, T_2 es del orden de ≈ 10 ns. No obstante, este valor debe tomarse sólo como una aproximación ya que la FID no es el método óptimo para calcular T_2 , principalmente porque su decaimiento también está fuertemente influenciado por el desfaseamiento de los dipolos debido al ensanchamiento inhomogéneo (efecto Doppler).

Por otra parte, es importante aclarar que para la situación particular de nuestros experimentos, el enfriamiento de la celda fotónica hasta temperaturas criogénicas no resulta un método apropiado para aumentar el tiempo de relajación transversal de la molécula de acetileno. Esto se debe a que la eficiencia de acoplamiento de la luz a la HC-PCF es extremadamente sensible a la alineación que existe entre las fibras SMF-28 y HC-PCF (ver sección 3.1.2) y, por ende, el uso de temperaturas criogénicas podría inducir esfuerzos mecánicos que derivarían en una eventual desalineación de las fibras, lo que a su vez conduciría a una pérdida significativa de la eficiencia de acoplamiento. Un problema adicional de este método

es la posible condensación de las moléculas del gas sobre las paredes frías del núcleo hueco de la fibra.

Una desventaja de los esquemas tradicionales para la observación de este fenómeno en gases, es que utilizan cámaras de vacío de volumen, lo que hace que la eficiencia de la interacción entre el gas y el campo incidente sea baja. Como consecuencia las intensidades requeridas para excitar el eco son altas, del orden de varios kW/cm^2 , y los gases que pueden ser estudiados deben tener un momento dipolar lo más grande posible, típicamente del orden de $\sim 10^{-30}$ Cm (Shoemaker, 1978).

En este sentido, una de las principales ventajas de utilizar las HC-PCF para la observación del eco fotónico es que la eficiencia de la interacción entre la luz y el gas se maximiza (por la minimización del diámetro de área de interacción y el aumento de su longitud), lo que permite reducir las intensidades del campo incidente necesarias para la excitación del fenómeno, y además, abre la puerta para el estudio de gases que típicamente son difíciles de excitar, como es el caso del acetileno cuyo momento dipolar es del orden de $\sim 10^{-32}$ Cm.

5.4.2 Procedimientos y resultados experimentales

Partiendo de las consideraciones anteriores, la metodología seguida para observar el eco fotónico fue la siguiente:

1. Se llevó a cabo el procedimiento estándar de llenado de la celda con el acetileno (ver sección 3.2.4), hasta una densidad óptica de ~ 1.8 ($p \sim 0.36$ Torr).
2. Se enviaron secuencias de dos pulsos ópticos cortos a la celda fotónica, los cuales tienen aproximadamente la misma duración ~ 2.3 ns.
3. Se varió la potencia de los pulsos en el rango de 0.05-4 Watts.
4. Se utilizaron diferentes separaciones temporales de los pulsos incidentes, en el rango de 3-9 ns.
5. Se grabaron los pulsos de entrada y salida mediante fotodetectores rápidos con ancho de banda de 7 GHz.

6. Para mejorar la razón señal-ruido de las señales ópticas grabadas, los osciloscopios están configurados para realizar un promedio estándar de 512 mediciones.

Debe comentarse que la densidad óptica de ~ 1.8 se eligió en base a los resultados experimentales obtenidos, los cuales demostraron que para esta concentración de acetileno, las intensidades medidas del eco fotónico eran las más altas posibles. Al igual que la nutación óptica y la FID, la intensidad máxima del eco fotónico es proporcional al cuadrado del número de moléculas excitadas coherentemente, y por lo tanto es una función de la concentración de acetileno en la celda y de la potencia óptica utilizada. Sin embargo, esto no significa necesariamente que a mayor concentración de acetileno se obtendrá una mayor intensidad del eco fotónico. En realidad, se debe tener especial cuidado de no trabajar con una presión muy alta del gas dentro de la celda. Esto se debe a que si la presión crece mucho entonces las colisiones intermoleculares tendrán un rol preponderante en el decaimiento del tiempo de coherencia T_2 .

Por otro lado, si la presión es muy baja, entonces el número de moléculas contribuyendo a la amplitud del eco fotónico será pequeño. Experimentalmente se encontró que una presión óptima, en la cual el eco es intenso (3%) y el tiempo de coherencia es largo ($T_2 \sim 8$ ns como se verá más adelante), es a ~ 0.36 Torr lo que corresponde a una densidad óptica de ~ 1.8 .

En relación al ancho temporal de los pulsos (τ_1) utilizados en estas mediciones, es preciso aclarar que se ensayaron distintos valores de τ_1 , sin embargo, para $\tau_1 \sim 2.3$ ns se produjeron los mejores resultados. Para pulsos de duración de 4 ns, los cuales corresponden al límite de resolución normal del generador de señales empleado (Tektronix AFG3252C), el eco fotónico aparecía deformado y era apenas medible ($\sim 1\%$). Esto motivó la búsqueda de mecanismos para disminuir el ancho temporal de los pulsos, lo cual condujo a la implementación de software especializado de la compañía Tektronix, el cual permitió generar, a través de una computadora y un cable GPIB, pulsos arbitrarios con duraciones menores a 4 ns. Sin embargo, el costo de esta mejora fue que aparecieron

distorsiones en el perfil de las señales generadas. A pesar de esto, para secuencias de pulsos de ~ 2.3 ns separados por una distancia temporal mínima de 4.4ns, fue posible observar claramente las señales de eco fotónico.

Finalmente es necesario explicar porque se han utilizado pulsos ópticos excitantes que tienen la misma intensidad pico a pico. Es bien sabido que el eco fotónico ideal se produce cuando el primer pulso excitante tiene un área de $\pi/2$ y el segundo un área de π . Sin embargo, el generador de señales utilizado no permite realizar una modificación independiente de cada pulso, por esta razón se tuvieron que generar señales con la misma intensidad. Una forma alternativa de producir pulsos con áreas distintas, es mediante la implementación de caminos ópticos diferentes para cada uno de ellos. Esto se puede lograr introduciendo acopladores de fibra dentro del arreglo experimental, sin embargo, este método tiene la desventaja de que reduce significativamente la intensidad de los pulsos generados.

Como se mencionó arriba, los pulsos ópticos cortos generados en nuestro sistema experimental presentan distorsiones en su perfil, las cuales se atribuyen a las limitaciones de la electrónica que conforma al generador de señales utilizado. Un problema importante es el hecho de que dichas deformaciones incluyen la aparición de “colas de luz” (ver figura 54) las cuales, en algunas ocasiones, se pueden traslapar con la región en la que se espera que aparezca el eco fotónico. Esto hace que sea necesario caracterizar el comportamiento de esta “cola de luz”, a la cual nos referiremos de aquí en adelante como “señal parásita”, con el objetivo de evitar que ésta pueda ser confundida con el eco fotónico buscado. Con el fin de llevar a cabo tal caracterización, se han grabado los perfiles de los pulsos transmitidos a través de la fibra fotónica, bajo las siguientes condiciones experimentales:

- 1) Ancho temporal de cada pulso de ~ 2.3 ns
- 2) Longitud de onda del láser sintonizada fuera de la línea de absorción del acetileno
- 3) Potencia máxima de cada pulso de ~ 2.2 W

- 4) Distancias temporales (τ_{21}) entre los pulsos ópticos generados de: 4.4, 5.0, 5.9 y 6.6 ns.

Los resultados obtenidos se muestran en la figura 54, la cual permite establecer algunas de las características principales de la señal parásita, tales como, su forma geométrica, duración y amplitud. El recuadro de esta figura muestra también cómo varía la señal parásita conforme se cambia la separación τ_{21} de los pulsos excitantes.

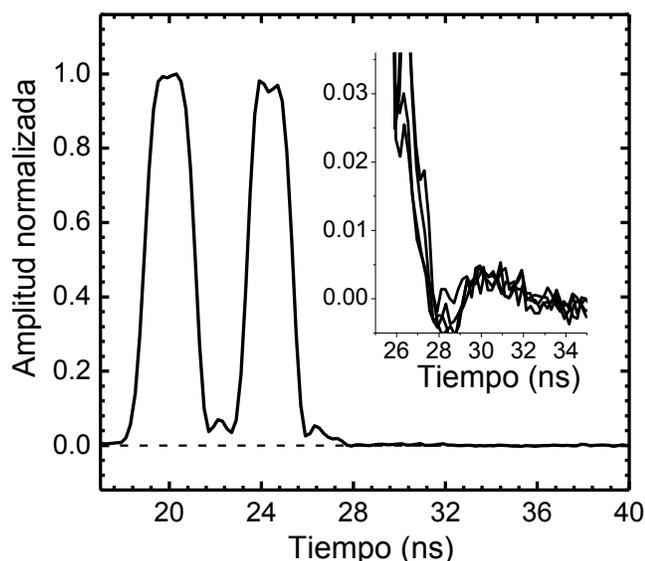


Figura 54. Secuencia de pulsos ópticos (normalizados a su valor máximo) transmitidos a través de la celda fotónica para una potencia de ~ 2.2 W cuando la longitud de onda del láser está sintonizada fuera de la línea de absorción. El recuadro presenta las variaciones de la señal parásita (centrado en el segundo pulso) para la misma potencia pero distintas separaciones de los pulsos incidentes: 4.4, 5.0, 5.9 y 6.6 ns.

La figura 55 presenta los perfiles de los pulsos ópticos transmitidos a través de la celda fotónica, bajo condiciones experimentales similares a los de la figura 54 excepto que en esta ocasión, la longitud de onda del láser si es resonante con la línea de absorción P9 del acetileno. En estas circunstancias resulta evidente la aparición de un tercer “pulsito” el cual se presenta a una distancia temporal aproximadamente igual a τ_{21} , con respecto al segundo pulso transmitido. Esta señal se atribuye al efecto de eco fotónico. El recuadro de la figura muestra cómo varía este “eco” para diferentes separaciones τ_{21} de los pulsos incidentes. Es evidente

que la amplitud máxima y el comportamiento de la señal parásita y del eco para diferentes valores de τ_{21} , son radicalmente distintos.

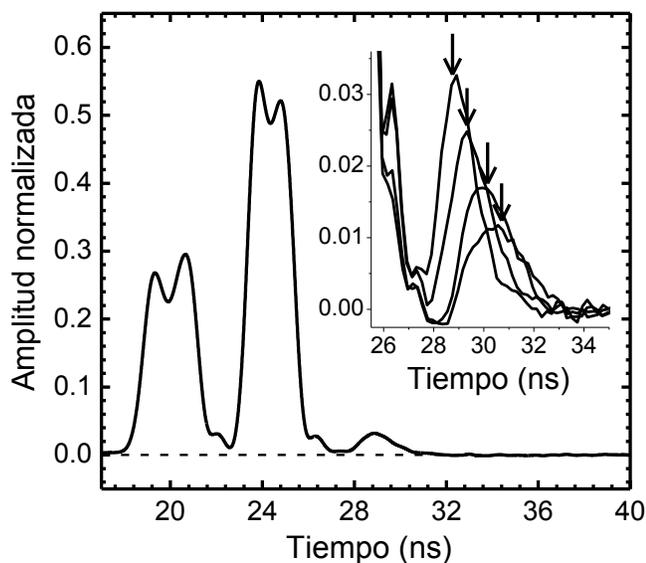


Figura 55. Pulsos ópticos transmitidos a través de la celda cuando el láser se encuentra en resonancia con la línea P9 del acetileno. La amplitud de los pulsos ha sido normalizada con respecto a la amplitud de los pulsos transmitidos con longitud de onda fuera de la línea de absorción. El recuadro muestra un acercamiento de la zona donde aparece el eco fotónico (centrado en el segundo pulso). Las señales observadas se obtuvieron para una potencia fija de ~ 2.2 W y diferentes separaciones de los pulsos incidentes: 4.4, 5.0, 5.9 y 6.6 ns.

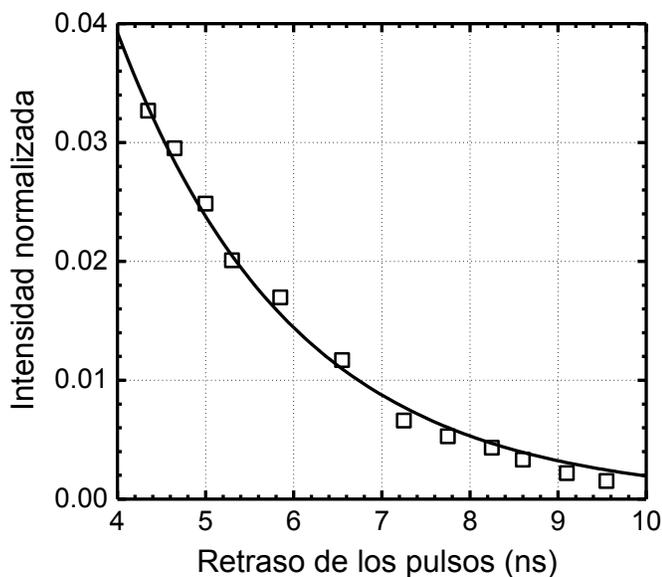


Figura 56. La intensidad del eco fotónico como función de la separación entre los pulsos ópticos excitantes. Los puntos experimentales fueron ajustados mediante la función exponencial con el tiempo de relajación igual a 2 ns.

La figura 56 muestra cómo decae la intensidad del eco fotónico como función del retraso entre los pulsos excitantes. La línea sólida es un ajuste de los datos experimentales con la función $\exp(-\frac{4\tau_{21}}{8\text{ns}})$.

Finalmente, la figura 57 muestra cómo varía la potencia máxima del eco fotónico en función de la potencia pico a pico de los pulsos incidentes, para una separación fija entre éstos de 4.4 ns.

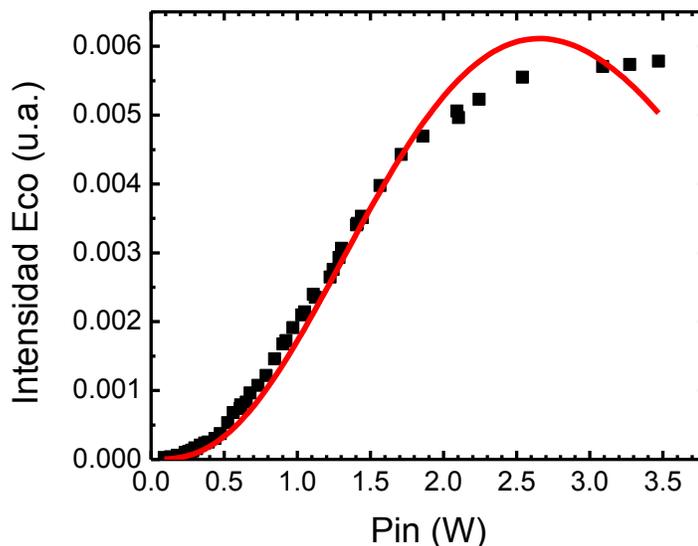


Figura 57. La intensidad máxima de la señal de eco fotónico, como función de la potencia de los pulsos incidentes para una separación fija de 4.4 ns. La línea sólida representa el ajuste teórico.

5.4.3 Análisis de los resultados experimentales

El primer objetivo de esta sección es enfatizar que la emisión luminosa que aquí se asocia con el efecto de eco fotónico, de ninguna manera se puede explicar por la presencia de la señal parásita observada en los pulsos ópticos. Este hecho resulta evidente cuando se observa con atención la figura 54. Se puede apreciar que la señal parásita, que aparece después del segundo pulso transmitido, tiene un perfil de línea de tipo “triangular”, con un pico de intensidad corrido hacia la izquierda de su centro geométrico, y además, presenta un decaimiento monótono de su amplitud justo después de alcanzar su máximo nivel de intensidad. Por otra parte, el recuadro de esta figura muestra cómo varía la señal parásita conforme se

incrementa la distancia temporal τ_{21} de los pulsos ópticos incidentes. El resultado es contundente en demostrar que para todos los valores de τ_{21} , la simetría e intensidad relativa de esta señal permanecen aproximadamente constantes, ésta última alrededor de 1% con respecto a la intensidad máxima de los pulsos transmitidos. Este comportamiento también fue observado para diferentes potencias incidentes.

En contraste, la figura 55 muestra los perfiles normalizados (con respecto a la señal transmitida cuando esta sintonizado fuera de la línea de absorción) cuando la longitud de onda del láser es resonante con la línea de absorción P9 del acetileno. Se observa que los pulsos transmitidos sufren fuertes deformaciones como consecuencia de la absorción del acetileno, además de presentar, en su parte superior, las oscilaciones típicas del fenómeno de nutación óptica. En particular, se aprecia que la potencia del primer y segundo pulso transmitido se atenúan por un factor de ~ 4 y ~ 2 , con respecto a la potencia de las señales transmitidas fuera de la línea de absorción. Esto se debe simplemente al efecto de saturación óptica del acetileno.

Más importante aún es la presencia de un tercer “pulsito”, en las curvas experimentales de la figura 55, el cual se atribuye al efecto de eco fotónico. En el recuadro de esta figura se puede apreciar que esta señal se desplaza y cambia su amplitud dramáticamente cuando se modifica la distancia entre los pulsos incidentes. Este hecho constituye una prueba fundamental de que la señal observada si es en realidad el eco fotónico. Las flechas dibujadas en el recuadro señalan la posición que corresponde a una distancia igual a τ_{21} medido con respecto al segundo pulso transmitido. Esto permite confirmar que las posiciones obtenidas del eco fotónico si están en concordancia con las predicciones teóricas, las cuales establecen que para un medio ópticamente delgado ($OD \ll 1$) el eco debe formarse a una distancia de $\sim (\tau_{21} + \frac{\tau_1}{2})$ con respecto del segundo pulso transmitido (Allen y Eberly, 1975).

Una de las aplicaciones más importantes del eco fotónico es para medir el tiempo de coherencia de un material (ver por ejemplo, Patel and Slusher, 1968).

Esto es posible gracias a que la intensidad máxima del eco fotónico está gobernado únicamente por el tiempo de relajación transversal T_2 , conforme a la siguiente expresión $\exp(-4\tau_{21}/T_2)$. En este sentido, la figura 56 muestra las mediciones experimentales de la intensidad máxima del eco fotónico como función de τ_{21} . La línea sólida de esta figura corresponde al ajuste teórico de los datos mediante la función $\exp(-\tau_{21}/2ns)$, la cual permite evaluar el tiempo T_2 alrededor de 8 ns. Cabe mencionar que esto está en concordancia muy buena con el valor estimado a partir de los experimentos de inductancia libre.

Finalmente, la figura 57 muestra cómo varía la intensidad del eco fotónico como función de la potencia óptica de los pulsos incidentes. De acuerdo a Shoemaker (1978), se espera que la intensidad del eco fotónico, para un medio ópticamente delgado, esté en función del área de los pulsos excitantes, tal como lo muestra la siguiente relación:

$$I_{eco}(t) \propto \text{Sin}^2(\theta_1)(1 - \text{Cos}(\theta_2))^2, \quad (77)$$

donde θ_1 y θ_2 son las áreas del primer y segundo pulso, respectivamente. En nuestro caso particular las intensidades de los pulsos (y por lo tanto sus áreas) son iguales, por lo que esta fórmula se reduce a:

$$I_{eco}(t) \propto \text{Sin}^2(\theta)(1 - \text{Cos}(\theta))^2. \quad (78)$$

Tomando en cuenta que el área de pulso es $\propto \sqrt{P}$ debemos ajustar los datos experimentales de la figura 57 de acuerdo a la siguiente dependencia teórica:

$$a\text{Sin}^2(b\sqrt{P})(1 - \text{Cos}(b\sqrt{P}))^2. \quad (79)$$

El resultado de este ajuste para los valores de $a = 0.003$ y $b = 1.285$ se presenta en la figura 57 por una línea sólida. Cabe mencionar, que en realidad nuestra celda bajo las condiciones experimentales reales no es una celda “delgada”, por esta razón es imposible esperar una concordancia ideal entre el ajuste realizado mediante la ec. (79) y los datos experimentales.

Cuando los pulsos de excitación tienen áreas iguales, la máxima intensidad del eco se alcanza para un área θ promedio entre $\pi/2$ y π , esto es, alrededor de $3\pi/4$. En nuestros experimentos se lograron producir pulsos con áreas cercanas a este valor. Esto se puede apreciar, por ejemplo, en la figura 55 donde el primer mínimo de nutación en la potencia transmitida corresponde a un pulso de área $\pi/2$.

5.4.4 Conclusiones parciales

En conclusión, en nuestros experimentos se reporta por primera vez la observación de eco fotónico de dos pulsos en las celdas de cristal fotónico con acetileno. Las señales de eco fotónico, por su posición y por su dependencia con respecto a la potencia de los pulsos de excitación, están en concordancia con los comportamientos predichos por la teoría semiclásica de la interacción luz-átomo para una celda “delgada”.

Por otra parte, a partir de los datos experimentales se ha podido determinar el valor de $T_2 \sim 8$ ns, el cual resultó ser más pequeño que el valor esperado ($T_2 \sim 13$ ns) derivado de cálculos preliminares. Esta discrepancia se atribuye a las colisiones intermoleculares y al hecho de que la celda fotónica no es completamente hermética, por lo que la infiltración de moléculas de aire y demás gases contaminantes presentes en el ambiente, eleva la tasa de colisiones intermoleculares reduciendo con ello el tiempo de relajación transversal.

La observación de eco fotónico a potencias ópticas relativamente bajas (~ 4 W), permite destacar la importancia de las HC-PCF como herramientas fundamentales para la observación de fenómenos ópticos cuánticos coherentes en los gases a temperaturas ambientales.

Capítulo 6. Resultados principales del trabajo

1. Se ha diseñado y armado un sistema de vacío basado en una combinación de bomba mecánica (de paletas rotatorias) y bomba de difusión para evacuar y llenar la celda óptica con el acetileno a una presión controlada en el rango de 0.02-0.7 Torr.

2. Usando la tecnología original del grupo del Dr. A Shamray del Instituto Ioffe del Sankt-Petersburgo (Rusia) se prepararon las celdas de fibra de cristal fotónico de la compañía NKT Photonics, con el diámetro de núcleo hueco de 10.6 μm , las cuales se acoplaron, simultáneamente, por ambos extremos al sistema de vacío y a las dos salidas ópticas de la fibra convencional monomodal SMF-28. Para la longitud de onda de trabajo alrededor de 1530.37 nm la transmitancia típica de los contactos HCPCF-SMF-28 fue alrededor de 40-30%.

3. Se desarrolló un sistema óptico capaz de producir pulsos con duraciones del orden de nanosegundos (de duración 2-60 ns) y con perfiles de línea de tipo trapezoidales. La potencia máxima alcanzada de los pulsos fue de ~ 12 W, los cuales fueron sintonizados en el rango de longitudes de onda de 1528.5 – 1532 nm, aproximadamente, el cual cubre las líneas de absorción P6, P7, P8, P9, P10 y P11 del acetileno. La fuente de luz estuvo conformada por un láser semiconductor DFB, un modulador electro-óptico de intensidad de alto contraste y un amplificador de fibra óptica dopada con erbio bombeado a 980 nm.

4. Para la línea rotacional-vibracional P9 del acetileno (1530.37 nm) se midió la dependencia de la potencia de saturación P_{sat} (el parámetro incoherente más importante) como función de la presión del acetileno. Se encontró que las colisiones intermoleculares comienzan a influir el valor de P_{sat} desde las presiones alrededor de 0.1 Torr, que para la longitud de la celda de 2.4 m corresponde a una densidad óptica de $OD = 0.5$.

5. Se realizaron por primera vez experimentos de luz lenta por saturación óptica en celdas de cristal fotónico con acetileno. Se obtuvieron retrasos fraccionales de hasta 0.23 utilizando pulsos de 30 ns con geometría de tipo

Gaussiana y con potencias ópticas pico a pico del orden de ~ 0.1 W. El máximo retraso fraccional se obtuvo para la celda con densidad óptica de $OD \sim 2.86$.

6. También se observó por primera vez, en la HC-PCF con acetileno (línea P9), el efecto coherente conocido como nutación óptica, el cual se manifiesta como oscilaciones periódicas (a la frecuencia de Rabi) en la potencia del pulso transmitido a través de la celda. A partir de este fenómeno fue posible determinar el valor del momento dipolar molecular asociado a la línea P9 de absorción del acetileno. Cabe destacar que el resultado obtenido estuvo en concordancia razonable con el valor conocido de la literatura. La rápida relajación de las oscilaciones de nutación se atribuye, entre otras razones, a: la alta tasa de colisiones moleculares, la distribución no uniforme de luz a lo largo de la fibra fotónica y a la orientación aleatoria de los dipolos atómicos.

7. Se observó el efecto conocido como decaimiento por inductancia libre (FID), el cual consiste en la irradiación coherente de las moléculas al final del pulso de excitación. A partir de la medición experimental del tiempo característico de decaimiento de la FID se evaluó el tiempo de relajación transversal T_2 como ~ 10 ns.

8. Se observó por primera vez el efecto de eco fotónico de dos pulsos en celdas de cristal fotónico con acetileno. A partir de la medición del decaimiento de la intensidad máxima del eco como función de la separación entre los pulsos excitantes fue posible evaluar el tiempo T_2 como ~ 8 ns. Además, se encontró que la dependencia de la intensidad máxima del eco como función de la potencia de los pulsos de excitación está en concordancia cualitativa con las predicciones teóricas. Estos resultados se obtuvieron para una presión de acetileno en el interior de la celda fotónica de 0.36 Torr.

Los resultados principales del trabajo fueron publicados en:

1. Agruzov P., Shamray A., Ocegueda M., Hernández E. y Stepanov S., 2012. ***Slow light propagation via saturable absorption of acetylene in hollow-core photonic cristal fiber.*** Appl. Phys. B, 108, pp. 827-832.

2. Ocegueda M., Hernández E., Stepanov S., Agruzov P. y Shamray A., 2014. ***Nonstationary coherent optical effects caused by pulse propagation through acetylene-filled hollow-core photonic-crystal fibers***. Phys. Rev. A, 89, pp. 063403-1 – 063403-7.

Pláticas en conferencias

1. **ICO (2014) en Santiago de Compostela, España.**
Title: ***Non-stationary nonlinear optical effects in acetylene filled hollow core photonic crystal fiber***
Authors: M. Ocegueda, E. Hernández, S. Stepanov, P. Agruzov, and A. Shamray.
2. **LAOP (2014) en Cancún, Quintana Roo.**
Title: ***Photon Echo in acetylene-filled hollow-core photonic crystal fibers***
Authors: M. Ocegueda, E. Hernández, S. Stepanov, P. Agruzov, and A. Shamray.

Pósters en conferencias

3. **ICO (2011) at Puebla, México.**
Title: ***Slow light propagation via saturable absorption of acetylene in hollow-core photonic crystal fiber***
Authors: P. Agruzov, M. Ocegueda, E. Hernández, S. Stepanov and A. Shamray.
4. **SPIE (2012) at San Diego, California, United States.**
Title: ***Pressure dependence of the optical saturation power of acetylene in the hollow-core photonic crystal fiber***
Authors: P. Agruzov, M. Ocegueda, E. Hernández, S. Stepanov and A. Shamray.
5. **Mexican Optics and Photonics Meeting (MOPM, 2013), at Ensenada, Baja California, México.**
Title: ***Resonance effects in nonlinear light propagation through acetylene filled hollow core photonic crystal fiber***
Authors: M. Ocegueda, E. Hernández, S. Stepanov, P. Agruzov and A. Shamray.

6. **International conference on photorefractive effects, materials and devices (2013), at Winchester, UK.**
Title: ***Coherent and incoherent light propagation in acetylene filled hollow-core photonic crystal fiber***
Authors: M. Ocegueda, E. Hernández, S. Stepanov, P. Agruzov and A. Shamray

7. **Spatio-Temporal Complexity in Optical Fibers (2013), at Como, Italy.**
Title: **Observation of coherent optical effects in acetylene filled hollow core photonic crystal fiber.**
Authors: M. Ocegueda, E. Hernández, S. Stepanov, P. Agruzov and A. Shamray.

Lista de referencias

- Agrawal, G. P. (2002). *Fiber-Optic Communication Systems* (3a. ed.). New York: John Wiley & Sons.
- Agrawal, G. P. (2008). *Applications of Nonlinear Fiber Optics* (2a. ed.). New York: Academic Press.
- Agrawal, G. P. (2011). Nonlinear fiber optics: its history and recent progress. *J. Opt. Soc. Am. B*, 28(12), A1-A10.
- Allen, L. y Eberly, J. H. (1975). *Optical Resonance And Two-Level Atoms*. Dover.
- Aronoff, B. L. (1997). Review: Lasers: reflections on their evolution. *J. Surg Oncol*, 64(1), 84-92.
- Barrow, G. M. (1962). *Introduction to Molecular Spectroscopy*. Tokyo: McGraw-Hill.
- Benabid, F. (2006). Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 364(189), 3439-3462.
- Benabid, F., Bouwmans, G., Knight, J. C., Russell, S. J., y F., C. (2004). Ultrahigh Efficiency Laser Wavelength in a Gas-Filled Hollow Core Photonic Crystal Fiber by Pure Stimulated Rotational Raman Scattering in Molecular Hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 93(12), 123903.
- Benabid, F., Couny, F., Knight, J. C., Birks, T. A., y Russell, P. S. (2005). Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres. *Nature*, 434(24), 488-491.
- Benabid, F., Knight, J. C., y Russell, P. S. (2002). Particle levitation and guidance in hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 10(21), 1195-1203.
- Boyd, R. (2008). *Nonlinear Optics* (3a. ed.). Academic Press.
- Boyd, R. W. (2004). History of Research in Nonlinear Optics at the Institute of Optics. In C. R. Stroud (Ed.), *The Jewel in the Crown* (pp. 293-300). Rochester: Meliora Press.
- Boyd, R. W. (2009). Slow and fast light: fundamentals and applications. *J. Mod. Optic*, 56(18-19), 1908-1915.
- Boyd, R. W., Gauthier, D. J., y Gaeta, A. L. (2006). Applications of slow light in telecommunications. *Opt. Photon. News*, 17(4), 18-23.
- Boyd, R., y Narum, P. (2007). Slow- and fast-light: fundamental limitations. *J. Mod. Opt.*, 54(16-17), 2403-2411.
- Brewer, R. G., y Shoemaker, R. L. (1971). Photo Echo and Optical Nutation in Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 27(10), 631-634.

- Brewer, R. G., y Shoemaker, R. L. (1972). Optical Free Induction Decay. *Phys. Rev. A*, 6(6), 2001-2007.
- Broer, M. M., y Golding, B. (1986). Coherent transients in active optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(4), 523-526.
- Bromberg, J. (1991). The lasers in America, 1950-1970. *MIT Press*, 202.
- Burdett, J. (1976). *Spectroscopy* (Vol. III). (B. P. Straughan, y S. Walker, Eds.) Londres: Halsted Press.
- Carman, R. I., Chiao, R. Y., y Kelly, P. L. (1966). Observation of degenerate stimulated four-photon interaction and four-wave parametric amplification. *Phys. Rev. Lett.*, 17(26), 1281-1283.
- Chang, W. (2005). *Principles of Lasers and Optics*. Cambridge University Press.
- Colthup, N., Daly, L., y Wiberley, S. (1990). *Introduction to infrared and raman spectroscopy* (3a. ed.). Academic Press.
- Corney, A. (1977). *Atomic and Laser Spectroscopy*. Oxford University Press.
- Couny, F., Light, P. S., Benabid, F., y Russell, P. S. (2006). Electromagnetically induced transparency and saturable absorption in all-fiber devices based on $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ -filled hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Commun.*, 263, 28-31.
- DeCusatis, C., y DeCusatis, C. J. (2006). *Fiber Optic Essentials*. Elsevier Inc.
- Demtroder, W. (1981). *Laser Spectroscopy* (4a. ed.). Springer.
- Feynman, R., Leighton, R., y Sands, M. (1963). *Feynman Lectures on Physics* (Vol. I). Addison Wesley.
- Flusberg, A., Mossberg, T., Kachru, R., y Hartmann, S. R. (1978). Observation and Relaxation of the Two-Photon Echo in Na Vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 41(5), 305-308.
- Foot, C. (2005). *Atomic Physics*. Oxford University Press.
- Fox, M. (2006). *Quantum Optics*. Oxford University Press.
- Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W., y Weinreich, G. (1961). Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7(4), 118-119.
- Ghosh, S., Sharping, J. E., Ouzounov, D. G., y Gaeta, A. L. (2005). Resonant Optical Interactions with Molecules Confined in Photonic Band-Gap Fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 94(9), 093902.

- Hald, J., Petersen, J. C., y Henningsen, J. (2007). Saturated Optical Absorption by Slow Molecules in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fibers. *Phys. Rev. Lett.*, *98*(21), 213902.
- Harris, S. E. (1997). Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Today*, *50*(36), 36-42.
- Henningsen, J., y Hald, J. (2008). Dynamics of gas flow in hollow core photonic bandgap fibers. *Appl. Optics*, *47*(15), 2790-2797.
- Henningsen, J., Hald, J., y Petersen, J. C. (2005). Saturated absorption in acetylene and hydrogen cyanide in hollow-core photonic bandgap fibers. *Opt. Express*, *13*(26), 10475-10482.
- Herzberg, G. (1945). *Molecular Spectra and Molecular Structure: II. Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules* (7a. ed.). D. Van Nostrand Compay, Inc.
- Hocker, G. B., y Tang, C. L. (1969). Measurement of the Transition Moment by the Optical Transient Nutation Effect. *Phys. Rev.*, *184*(2), 356-359.
- Hollas, J. M. (2004). *Modern Spectroscopy* (4a. ed.). John Wiley & Sons.
- Hopf, F. A., y Scully, M. O. (1969). Theory of an Inhomogeneously Broadened Laser Amplifier. *Phys. Rev.*, *179*(2), 399-416.
- Hopf, F. A., y Shea, R. F. (1973). Theory of Optical Free-Induction Decay and Two-Photon Superradiance. *Phys. Rev. A*, *7*(6), 2105-2110.
- Icsevgi, A., y Lamb, W. (1969). Propagation of Light Pulses in a Laser Amplifier. *Phys. Rev.*, *185*(2), 517-545.
- Jackson, J. D. (1999). *Classical Electrodynamics* (3a. ed.). California: John Wiley & Sons.
- Krauss, T. F. (2008). Why do we need slow light?. *Nature Photonics*, *2*(8), 448-450.
- Lewis, G. N., Lipkin, D., y Magel, T. T. (1941). Reversible Photochemical Processes in Rigid Media. A study of the Phosphorescent State. *J. Am. Chem. Soc.*, *63*(11), 3005-30018.
- Light, P. S., Couny, F., y Benabid, F. (2006). Low optical insertion-loss and vacuum-pressure all-fiber acetylene cell based on hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, *31*(17), 2538-2540.
- Maiman, T. H. (1960). Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, *187*, 493-494.
- Milonni, P. W. (2004). *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light*. CRC Press.
- Milonni, P. W., y Eberly, J. H. (2010). *Laser Physics*. John Wiley & Sons.

- Mollenauer, L. F., Stolen, R. H., y Gordon, J. P. (1980). Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, *45*(13), 1095-1098.
- Mukamel, S. (1995). *Principles of Nonlinear Optical Spectroscopy*. (M. Lapp, J.-I. Nishizawa, B. Snavely, H. Stark, A. Tam, y T. Wilson, Eds.) Oxford University Press.
- Patel, C., y R., S. (1968). Photon Echoes in Gases. *Phys. Rev. Lett.*, *20*(20), 1087-1090.
- Poli, F., Cucinotta, A., y Selleri, S. (2007). *Photonic Crystal Fibers*. Springer.
- Purcell, E. (2001). *Electricidad y Magnetismo* (2a. ed.). Reverté.
- Ritari, T., Tuominen, J., Ludvigsen, H., Petersen, J. C., Sorensen, T., Hansen, T. P., y Simonsen, H. R. (2004). Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers. *Opt. Express*, *12*(17), 4080-4087.
- Russell, P. (2003). Photonic crystal fibers. *Science*, *299*(5605), 358-362.
- Russell, P. (2007). Photonic crystal fibers: A historical account. *IEEE Lasers & Electro-Optics Society Newsletter*, *21*(5), 11-15.
- Saleh, B. E., y Teich, M. C. (1991). *Fundamental of Photonics*. John Wiley & Sons.
- Sargent, M., Scully, M., y Lamb, E. (1977). *Laser Physics* (2a. ed.). Addison-Wesley.
- Schmalz, T. G., y Flygare, W. H. (1978). Coherent Transient Microwave Spectroscopy and Fourier Transform Methods. In *Laser and Coherence Spectroscopy* (pp. 125-196). Springer US.
- Sherby, L., y Odelberg, W. (2002). *The Who's Who of Nobel Prize Winners, 1901-2000* (4a. ed.). Oryx Press.
- Shimoda, K. (1976). Line Broadening and Narrowing Effects. In High-resolution laser spectroscopy (pp. 11-49). Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.
- Shimoda, K. (1984). *Introduction to Laser Physics*. In Berlin and New York, Springer-Verlag (Springer Series in Optical Sciences. Volume 44). 1984, 222 p. Translation (Vol. 44).
- Shoemaker, R. L. (1978). Coherent Transient Infrared Spectroscopy. In *Laser and Coherence Spectroscopy* (pp. 197-371). Springer US.
- Siegman, A. E. (1986). *Lasers*. University Science.
- Silva, V. L., y Silberberg, Y. (1996). Accumulated Photon Echo in Er-Doped Fibers. *Braz. J. Phys.*, *26*(2), 471-481.

- Stokes, L. F., Chodorow, S., y Shaw, H. J. (1982). All-single mode fiber resonators. *Opt. Lett.*, 7(6), 288-290.
- Stolen, R. H., y Ashkin, A. (1973). Optical Kerr effect in glass wave-guide. *Appl. Phys. Lett.*, 22(6), 294-296.
- Struve, W. S. (1989). *Fundamentals of Molecular Spectroscopy*. John Wiley & Sons.
- Svanberg, S. (2004). *Atomic and molecular spectroscopy: basic aspects and practical applications* (4a. ed.). Berlin Springer.
- Svelto, O. (1998). *Principle of Lasers* (4a. ed.). (D. Hanna, Ed.) Springer.
- Swann, W. C., y Gilbert, S. L. (2000). Pressure-induced shift and broadening of 1510-1540-nm acetylene wavelength calibration lines. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(7), 1263-1270.
- Takiguchi, M., Yoshikawa, Y., Yamamoto, T., Nakayama, K., y Kuga, T. (2011). Saturated absorption spectroscopy of acetylene molecules with an optical nanofiber. *Opt. Lett.*, 36(7), 1254-1256.
- Thapa, R. (1998). *Doppler-free spectroscopy of acetylene in near infrared spectral region inside photonic band gap fiber*. Tesis de Maestría, Kansas State University.
- Thapa, R., Knabe, K., Faheem, M., Naweed, A., Weaver, O. L., y Corwin, K. L. (2006). Saturated absorption spectroscopy of acetylene gas inside large-core photonic bandgap fiber. *Opt. Lett.*, 31(16), 2489-2491.
- Welz, B., y Sperling, M. (2005). *Atomic Absorption Spectrometry* (3a. ed.). Wiley-VCH.
- Wheeler, N. V., Grogan, M. D., Light, P. S., Couny, F., Birks, T. A., y Benabiid, F. (2010). Large-core acetylene-filled photonic microcells made by tapering a hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 35(11), 1875-1877.
- Wheeler, N. V., Light, P. S., Couny, F., y Benabid, F. (2010). Slow and Superluminal Light Pulses Via EIT in a 20-m Acetylene-Filled Photonic Microcell. *J. Lightwave Technol.*, 28(6), 870-875.
- Woodbury, E. J., y Ng, W. K. (1962). Ruby laser operation in the near IR. *Proc. IRE*, 50, 2367.
- Yariv, A., y Yeh, P. (2007). *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* (6a. ed.). Oxford University Press.