

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Maestría en Ciencias
en Óptica con orientación en Óptica Física**

**Transparencia electromagnéticamente inducida en acetileno
contenido en una fibra de estructura de cristal fotónico
usando pulsos cortos**

Tesis

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

Presenta:

Nayeli Casillas Rodríguez

Ensenada, Baja California, México

2016

Tesis defendida por

Nayeli Casillas Rodríguez

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Serguei Stepanov

Director del Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

Dr. Manuel Iván Ocegueda Miramontes

Dr. Héctor Manuel Escamilla Taylor

Dr. César Cruz Hernández



Dr. Pedro Negrete Regagnon

Coordinador del Programa de Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez

Directora de Estudios de Posgrado

Nayeli Casillas Rodríguez © 2016

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor

Resumen de la tesis que presenta Nayeli Casillas Rodríguez como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

Transparencia electromagnéticamente inducida en acetileno contenido en una fibra de estructura de cristal fotónico usando pulsos cortos

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov
Director de tesis

En este trabajo de tesis se investigó la transparencia electromagnéticamente inducida (EIT, por sus siglas en inglés) en fibras ópticas con estructura de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF, por sus siglas en inglés), rellenas con gas acetileno a presiones <0.7 Torr. En nuestros experimentos el acetileno es excitado en dos configuraciones diferentes para formar un sistema cuántico de tres niveles conocidos como Λ y V . Las transiciones fueron excitadas por dos láseres semiconductores de retro-alimentación distribuida (DFB, por sus siglas en inglés) sintonizables en resonancia. La luz de prueba se encuentra en modo continuo, mientras que la onda de control tiene la forma de un pulso aproximadamente rectangular con una duración de 4-40 ns y potencia en el rango de 0.1 a 1.2 W. En los experimentos se utilizaron las resonancias del acetileno correspondientes a las líneas de absorción R9 (~ 1521.0 nm), P9 (~ 1530.3 nm), y P11 (~ 1530.5 nm). Para caracterizar el sistema se evaluó la frecuencia de Rabi del sistema, mediante mediciones de nutación óptica en el perfil del pulso de control centrado en la línea P11 del acetileno para diferentes presiones del gas y potencias del pulso, resultando en $\Omega_R=180-510$ rad/seg. Se determinó experimentalmente la eficiencia y el tiempo de relajación de EIT, y se aproximaron las curvas teóricas de eficiencia de EIT, las cuales dependen de parámetros experimentales tales como: la frecuencia de Rabi (Ω_R), el tiempo de decaimiento ($T_1 \sim 10$ ns) y el tiempo de pérdida de coherencia ($T_2 \sim 8$ ns). Se observó que la eficiencia EIT entre las dos configuraciones de excitación (Λ y V) difiere hasta en un 30 %, siendo V la configuración más efectiva. Se encontró que la eficiencia de EIT crece con la potencia del pulso de conexión y crece también para el caso en que ondas de prueba y de control están polarizadas (en configuración de co-propagación), en comparación a cuando no lo están. La eficiencia de EIT en co-propagación (~ 40 %) fue dos o tres veces mayor que en contra-propagación (~ 15 %). Para explicar esta diferencia, ya observada antes en la literatura, se propone un modelo teórico original el cual explica porque la eficiencia de EIT es menor en esa configuración.

Palabras Clave: Transparencia electromagnéticamente inducida, fibra con estructura de cristal fotónico con núcleo hueco, acetileno, nutación óptica, frecuencia de Rabi

Abstract of the thesis presented by Nayeli Casillas Rodríguez as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optic with orientation in Physics Optics.

Electromagnetically induced transparency in acetylene contained in a fiber of the photonic crystal structure using short pulses

Abstract approved by:

Dr. Serguei Stepanov
Thesis Director

In the presented thesis we investigate the effect of electromagnetically induced transparency (EIT) in the hollow-core photonic crystal fibers (HC-PCF) filled with acetylene at pressures < 0.7 Torr. In the reported experiments the three-level quantum system of the acetylene molecules were excited in two different interaction configurations known in literature as Λ and V . The gas molecules were excited by two independent distributed-feedback (DFB) semiconductor lasers tuned to two different resonant optical transitions of the acetylene. While the continuous-wave probe wave was of low intensity, the power of the amplified 4-40 nanosecond pulses of the light of connection (control) was varied in the range 0.1–1.2 W. In our experiments we utilized the following absorption lines of the acetylene: R9 (~ 1521.0 nm), P9 (~ 1530.3 nm), and P11 (~ 1530.5 nm). To characterize the interaction with the light of control we have measured the Rabi frequency by direct observation of the optical nutation oscillations in profile of the transmitted pulse of control (tuned to P11 absorption line of the acetylene) at different gas pressures and pulse powers, which were found to vary in the range $\Omega_R \sim 180$ -510 rad/seg. From the performed experiments we have evaluated the efficiency and the relaxation rate of the pulsed EIT response, and the obtained EIT efficiency dependences were approximated with the theoretical dependences where we have utilized experimentally measured Rabi frequency and the molecules relaxation time $T_1 \sim 10$ ns and the coherence loss time $T_2 \sim 8$ ns. It was observed that the EIT efficiency is approximately 30 % higher in V than in Λ configuration, that it is growing with the control pulse power, and can be increased by the careful adjustment of polarizations of the two interacting waves. The maximum EIT efficiency was found to be 2-3 times higher in the co-propagation of the probe and control waves configuration ($\sim 40\%$) than in the counter-propagation one ($\sim 15\%$). To explain this difference, which was also known from the existing literature, a simple theoretical model was utilized.

Keywords: Electromagnetically induced transparency, hollow-core photonic crystal fiber, acetylene, optical nutation, Raby frequency

Dedicatoria

A las personas que amo

Agradecimientos

- Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, CICESE.
- Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT).
- A mi asesor el Dr. Serguei Stepanov, infinitas gracias por aceptar y trabajar conmigo en este proyecto, por su paciencia, y por todos sus consejos en forma de anécdotas rusas.
- A mis sinodales: Dr. Héctor Escamilla, Dr. Roger Cudney y Dr. César Cruz por sus importantes aportaciones, observaciones y consejos para la realización de este proyecto de tesis.
- A Manuel Ocegueda por su trabajo como mi sinodal, por su ayuda en la resolución de algunos problemas experimentales de este trabajo tesis, y también por su entusiasmo que se contagia.
- Al doctor Eliseo, por ayudarme mucho en las cuestiones técnicas de la tesis.
- A los doctores Raúl Rangel y Eugenio Méndez por ser excelentes profesores y por mantenerse disponibles y atentos al responder mis dudas (ópticas) fuera del salón de clases también.
- A mi familia por siempre estar presente y confiar en mí a pesar de cualquier cosa: Antonino, Francisca, Toto, Dely y Anto.
- A Oscar, por su confianza, apoyo en los momentos difíciles de drama y por su tan bonita compañía.
- A todas esas interesantes personas que conocí en la maestría que ahora son queridos amigos, y que de diferentes formas hicieron de mi estancia en Ensenada una muy muy buena experiencia: muchos estudiantes de maestría y doctorado de óptica y telecomunicaciones.

Tabla de contenido

| | Página |
|---|-------------|
| Resumen en español | ii |
| Resumen en inglés | iii |
| Dedicatoria | iv |
| Agradecimientos | v |
| Lista de figuras | viii |
| Lista de tablas | xii |
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Objetivos particulares del trabajo de tesis | 7 |
| 1.2. Contenido de la tesis | 8 |
| 2. Conceptos básicos | 9 |
| 2.1. Propiedades ópticas del acetileno | 9 |
| 2.1.1. Espectro molecular del acetileno | 9 |
| 2.1.2. Procesos de ensanchamiento de las líneas espectrales del acetileno | 12 |
| 2.1.2.1. Ensanchamiento por tiempo de vida | 12 |
| 2.1.2.2. Ensanchamiento por efecto Doppler | 13 |
| 2.1.2.3. Ensanchamiento por colisiones | 15 |
| 2.2. Interacciones resonantes entre la luz y el átomo | 15 |
| 2.2.1. Aproximación semi-clásica | 17 |
| 2.2.2. Oscilaciones de Rabi y nutación óptica | 19 |
| 2.3. Interacciones coherentes en un sistema de tres niveles | 22 |
| 2.3.1. Población atrapada coherentemente | 22 |
| 2.3.2. Transparencia electromagnéticamente inducida | 25 |
| 2.3.3. El efecto Autler-Townes | 26 |
| 3. La celda de cristal fotónico y otro equipo experimental | 29 |
| 3.1. La celda de fibra con estructura de cristal fotónico con acetileno | 29 |
| 3.1.1. Sistema de vacío | 32 |
| 3.1.2. Fuentes láser y generación de pulsos ópticos | 34 |
| 3.1.3. Sistema de detección y visualización de señales | 36 |
| 3.2. Caracterización óptica del acetileno en la celda | 38 |
| 3.2.1. Sintonización de láseres en las líneas de absorción | 38 |
| 3.2.2. Nutación óptica | 40 |
| 3.2.2.1. Resultados acerca de la obtención de la frecuencia de Rabi por nutación óptica | 42 |
| 3.2.3. Observaciones parciales | 44 |
| 4. Investigación de EIT en la celda de HC-PCF con acetileno por excitación de pulsos ópticos | 45 |
| 4.1. Introducción | 45 |
| 4.2. Investigación experimental de EIT en configuración de contra-propagación | 46 |

Tabla de contenido (continuación)

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 4.2.1. | Configuración y técnica experimental | 46 |
| 4.2.2. | Eficiencia de EIT en estado estacionario | 50 |
| 4.2.3. | Tiempo de relajación de la respuesta EIT | 52 |
| 4.2.3.1. | Conclusiones parciales | 54 |
| 4.3. | Investigación experimental de EIT en configuración de co-propagación | 56 |
| 4.3.1. | Metodología experimental | 56 |
| 4.3.2. | Eficiencia de EIT en estado estacionario | 58 |
| 4.3.3. | Tiempo de relajación de EIT | 60 |
| 4.3.4. | Conclusiones parciales | 60 |
| 4.4. | Discusión de los resultados obtenidos | 62 |
| 4.4.1. | Eficiencia de EIT máxima | 63 |
| 4.4.2. | Diferencia entre EIT en configuraciones de co-propagación y contra-propagacion | 67 |
| 4.4.3. | Relajación de EIT | 69 |
| 5. | Conclusiones | 72 |
| | Literatura citada | 75 |

Lista de figuras

| Figura | Página | |
|--------|--|----|
| 1. | Perfil transversal de una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco. Imagen extraída de http://www.nktpotonics.com | 2 |
| 2. | Las oscilaciones de nutación óptica observadas en la potencia de la luz transmitida-(a), y el eco fotónico para el caso de excitación por dos pulsos ópticos-(b) (Ocegueda Miramontes, 2015). | 4 |
| 3. | Sistema de tres niveles de tipo Λ usado en la suposición de población atrapada. | 5 |
| 4. | Una configuración experimental usada en (Ghosh et al., 2005) para la observación de EIT en una HC-PCF llenada con acetileno. EDFA: fibra dopada con Erblio, TSL: láser semi-conductor sintonizable, FPC: fibra controladora de polarización, PBC: divisor de haz polarizado, L: lentes. Imagen extraída de (Ghosh et al., 2005). | 6 |
| 5. | Un pico espectral de transmitancia por EIT obtenido por barrido en longitud de onda de la onda de prueba-(a), y el retraso de un pulso de prueba por el efecto de luz lenta observado dentro de pico EIT-(b) (Ghosh et al., 2005). | 7 |
| 6. | Estructura geométrica (simetría axial) de la molécula de acetileno y sus modos vibracionales. | 10 |
| 7. | Ilustración esquemática de los niveles de energía de las transiciones rotacionales entre dos estados vibracionales del acetileno (bandas R y P). La primera transición (flecha azul) y la transición que ilustra la flecha roja forma un sistema de tres niveles de tipo V , mientras que la segunda transición azul y de nuevo la transición de la flecha roja forma un sistema Λ . Imagen extraída de (Benabid et al., 2005). | 11 |
| 8. | Se muestra los componentes principales que describen a una línea de absorción típica de forma Lorentziana. | 13 |
| 9. | Efecto Doppler en la frecuencia de radiación observada. Donde ω es la frecuencia de la radiación, y v es la velocidad del sistema de referencia. Imagen extraída de (Foot, 2005). | 14 |
| 10. | Transiciones ópticas resonantes entre dos niveles de energía. Absorción a), emisión espontánea b) y emisión estimulada c). | 15 |
| 11. | Población en el sistema de dos niveles, pulsos en resonancia con duración temporal de π y 2π | 20 |
| 12. | Amplitud de las oscilaciones del momento dipolar del átomo y de la superposición coherente de los estados $A(t)$ y $B(t)$. Las variaciones de alta frecuencia corresponden a las oscilaciones del momento dipolar del átomo con su frecuencia resonante; la envolvente oscila mucho más lentamente a la frecuencia de Rabi. La gráfica de $ B_2(t) ^2$ indica cómo evoluciona en el tiempo la probabilidad de que el átomo se encuentre en el nivel excitado. Imagen extraída de (Ocegueda Miramontes, 2015). | 21 |
| 13. | Efecto de nutación óptica observado en (Tang and L., 1968). 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. | 22 |
| 14. | Configuración V de un sistema de tres niveles. | 27 |

Lista de figuras (continuación)

| Figura | Página |
|--|--------|
| 15. Sistema de llenado de la celda. Se observa el sistema experimental implementado para el llenado con acetileno y la evacuación de la celda (a), así como el conector tipo ‘T’ (b). | 30 |
| 16. Espectro de transmitancia de la celda utilizada. Imagen extraída de (Ocegueda Miramontes, 2015). | 30 |
| 17. Fotografía del sistema de vacía (bomba mecánica y de difusión) y tanque de acetileno. | 32 |
| 18. Dependencia típica de la corriente de sintonización del láser contra la potencia (cuadros), dependencia de la corriente de sintonización contra la longitud de onda (círculos). La sintonización en temperatura del láser es de 5 k Ω y la longitud central es de 1530 nm. | 34 |
| 19. Dependencia típica de la corriente de sintonización del láser contra la potencia (cuadros azules), dependencia de la corriente de sintonización contra la longitud de onda (círculos rojos). La sintonización en temperatura del láser es de 5 μ w y la longitud central es de 1520 nm. | 35 |
| 20. Sistema experimental implementado para formar y amplificar los pulsos ópticos. PBC-controlador de polarización; EDFA- fibra amplificadora dopada con Erbio; TSL-1530 y TSL-980 son diodos láser centrados en 1530 y 980 nm. | 36 |
| 21. Forma de los pulsos ópticos, la potencia máxima de este pulso es de 0.6 W en la entrada de la celda y una duración de 25 ns. | 37 |
| 22. Responsabilidad de los fotodetectores modelo DET 08CFC de la compañía Thorlabs. Curva del proveedor. | 37 |
| 23. Muestra del espectro de transmisión del acetileno, a presión del gas de 50 Torr, según la medida estándar de NIST. | 39 |
| 24. Líneas de absorción y rampa de voltaje. Las curvas de colores describen la forma de línea de absorción R9 en transmisión (escala correspondiente al eje vertical izquierdo) y la curva negra corresponde a la rampa de voltaje utilizada (escala correspondiente al eje vertical derecho), para diferentes presiones del gas dentro de la celda 0.2, 0.4 y 0.6 Torr. | 40 |
| 25. Perfil de densidad óptica de la celda para línea R9 y rampa de voltaje de modulación (curva negra), para diferentes presiones del gas dentro de la celda 0.2, 0.4 y 0.6 Torr; las densidades ópticas correspondientes son aproximadamente 0.5, 1.3 y 2. | 40 |
| 26. Arreglo experimental para observar nutación óptica. La configuración se compone del generador de pulsos ópticos, la celda de fibra con estructura de cristal fotónico, la fuente de luz y el equipo para visualizar el perfil del pulso óptico antes y después de atravesar la celda. | 41 |
| 27. Pulso de referencia y pulso modulado. La curva punteada presenta el pulso cuando la longitud de onda del láser se encuentra sintonizada fuera de la línea de absorción P11 del gas. La curva azul presenta el mismo pulso, sintonizado ahora en el centro de la línea. La presión del gas dentro de la celda es de 0.4 Torr. | 42 |
| 28. Perfil temporal de transmitancia del pulso óptico en el experimento de nutación óptica, sintonizado en la línea P11 con duración de 25 ns. Cada curva corresponde a un valor de potencia del pulso entre 0.4 y 1 W. Y la presión dentro de la celda es constante a 0.1 Torr. | 43 |

Lista de figuras (continuación)

| Figura | Página |
|--|--------|
| 29. Se muestran los puntos experimentales correspondientes a la frecuencia de Rabi con diferente potencia (0.4W-1W) y duración constante de 25 ns de los pulsos incidentes, con diferentes presiones del gas. | 43 |
| 30. Configuración experimental para la observación EIT en contra-propagación. GP: el sistema que genera los pulsos ópticos, TSL: los láseres semiconductores D1FB sintonizables por temperatura y centrados en 1520 y 1530 nm, FD: fotodetectores, CP: controladores de polarización, MC: monocromador, A.O: aislador óptico. . . . | 46 |
| 31. Trazos osciloscópicos donde se observa el efecto de EIT. La curva púrpura punteada corresponde al trazo donde ningún láser está sintonizado en alguna línea de absorción, la curva azul al trazo donde se está dentro de la línea de absorción P11 (1531.58 nm) y fuera de la línea R9 (1520.08 nm) no se presenta cambio en la transmitancia entre los pulsos reflejados. Curva roja, dentro de ambas líneas de absorción P11 y R9 presenta un abultamiento entre las reflexiones. La curva roja (abajo) presenta la resta de ambos trazos, respuesta de EIT. | 48 |
| 32. Trazos osciloscópicos donde se observa el efecto de EIT en dos diferentes configuraciones de excitación (la negra para Λ y la roja para V). Trazos osciloscópicos mostrados con línea púrpura no presentan modulación por EIT; las longitudes de onda de prueba y de conexión están sintonizadas fuera de las líneas de absorción. | 49 |
| 33. Eficiencia de EIT en función de la potencia del pulso de conexión, configuración en contra-propagación, presión dentro de la celda de 0.4 Torr, sistema de tres niveles Λ con las líneas P11 y R9. | 51 |
| 34. Potencia transmitida para la onda de prueba en el centro de la línea R9 como función de la presión dentro de la celda. La curva roja muestra el comportamiento esperado teóricamente. | 52 |
| 35. a) Eficiencia de EIT como función de la potencia del pulso de conexión, con diferentes presiones dentro de la celda. b) Eficiencia de EIT como función de la potencia del pulso de conexión, con una presión dentro de la celda de 0.4 Torr y dos duraciones del pulso, (configuración en contra-propagación y Λ). | 53 |
| 36. Eficiencia de EIT en dos diferentes configuraciones Λ y V (configuración en contra-propagación). | 53 |
| 37. Eficiencia de EIT a través de la línea de absorción de prueba (configuración en contra-propagación y Λ , presión 0.4 Torr, potencia del pulso 0.4 W). | 54 |
| 38. Se observa la modulación de la luz de prueba debido a EIT (curva púrpura). En la misma gráfica (curva azul) se muestra el pulso con un cambio a escala logarítmica del eje vertical (configuración en contra-propagación y Λ , el ancho del pulso 40 ns, la presión del gas dentro de la celda de 0.4 Torr y la potencia del pulso de conexión de 0.5 W). | 54 |
| 39. Dependencia de los tiempos de relajación EIT; a) para diferentes presiones dentro de la celda; b) diferentes duraciones del pulso de conexión; c) y en las configuraciones Λ y V (configuración en contra-propagación). | 55 |
| 40. Configuración experimental para observación EIT en co-propagación (GP - sistema que genera y amplifica los pulsos ópticos de conexión, TSL - láseres semiconductores DFB centrados en 1520 y 1530 nm, FD- fotodetectores). | 57 |

Lista de figuras (continuación)

| Figura | Página |
|---|--------|
| 41. Se muestra la eficiencia de interacción por EIT máxima y mínima observada con las mismas condiciones experimentales (presión 0.4 Torr y potencia de entrada de los pulsos de control de 0.5 W) pero con diferente ajuste de los controladores de polarización. | 58 |
| 42. Eficiencia de EIT en función de la potencia del pulso de control (presión dentro de la celda de 0.4 Torr, en la configuración Λ (líneas P11 y R9)). | 59 |
| 43. Eficiencia de EIT como función de potencia del pulso de control, con diferentes presiones dentro de la celda en la configuración Λ (las líneas P11 y R9). | 59 |
| 44. Eficiencia de EIT en las configuraciones Λ y V (co-propagación, presión 0.2 Torr). | 60 |
| 45. Eficiencia de EIT a través de línea de absorción, presión de 0.4 Torr, en la configuración Λ (P11 y R9) y potencia del pulso óptico de 0.4 W (configuración de co-propagación). | 61 |
| 46. Muestra cómo se realizó el ajuste de la respuesta temporal de EIT (curva púrpura); en la curva azul se observa la modulación de la luz de prueba en escala logarítmica (configuraciones en co-propagación y Λ , pulso de control de 0.7 W, duración de los pulsos de control de 25 ns y presión de 0.4 Torr). | 61 |
| 47. a) Se muestran los tiempos de relajación característicos en nuestro sistema experimental con un pulso de control de 4 ns de duración, para la configuración Λ y diferentes presiones dentro de la celda. b) Se muestran los tiempos de relajación característicos en nuestro sistema experimental, para la configuración Λ y V, presión de 0.2 Torr y duración del pulso de control de 25 ns. | 62 |
| 48. Los datos experimentales de la frecuencia de Rabi obtenidos por nutación y su ajuste teórico con la constante $A=347.1$ MHz/W. | 64 |
| 49. Eficiencias EIT experimentales para co- (cuadros) y contra-propagación (círculos) en el esquema Λ obtenidos para una presión de 0.4 Torr y la curva teórica (35) evaluada; usando $A = 347MHz/W^{0.5}$ y $T_{1,2} = 8$ ns - línea sólida. Las líneas cortada y punteada - equivalen a las mismas curvas pero con un desplazamiento del nivel de saturación hasta un 47.5 y 16.5%. | 65 |
| 50. Los ajustes teóricos de los datos experimentales de la gráfica (49) pero con una constante $A = 250MHz/W^{0.5}$ y niveles de saturación 55.2 y 19% | 66 |

Lista de tablas

| Tabla | Página |
|-------|---|
| 1. | Características física de la fibra HC-PCF, presentadas por el proveedor. . . 31 |

Capítulo 1. Introducción

La primera implementación práctica del láser en 1960 por T. Maiman (Maiman, 1960) nos brindó la oportunidad de investigar qué es lo que pasa con la materia cuando interactúa con luz de alta intensidad. Como resultado, las propiedades ópticas antes estudiadas de los cristales dieléctricos, gases o líquidos: como el índice de refracción, la velocidad de la luz en el medio o la absorción óptica que se creía, no dependía de la intensidad de la luz, tuvieron que ser replanteadas. Por otro lado, los láseres permitieron descubrir e investigar nuevos efectos que no ocurren en el campo de la óptica lineal, como el cambio de frecuencia de la luz al atravesar un medio (Saleh and Teich, 2007); o la manipulación de la luz con radiación electromagnética, en particular, con otra onda de luz, (Butcher, 1991).

La óptica no-lineal estudia los fenómenos causados por luz láser de potencia elevada, cuando el sistema atómico del material responde de manera no-lineal al campo de luz incidente (Boyd W. Robert , 2013). Después de la invención del láser, el primer efecto descubierto en 1961 de esta naturaleza, fue la generación de segundo armónico de frecuencia de la luz (Franken et al., 1961), y en los años consecutivos se investigaron los fundamentos relacionados con este tipo de interacciones.

Los efectos no-lineales dependen profundamente de la estructura y la composición atómica, es por eso tan importante generar técnicas y configuraciones nuevas que exploten las propiedades no-lineales de un material, por las posibles aplicaciones en la ciencia y en el desarrollo de tecnología. En este sentido, las fibras con estructura de cristal fotónico y con núcleo hueco (HC-PCF, por sus siglas en inglés) representan (entre otras aplicaciones) una nueva forma para amplificar la respuesta óptica no-lineal del material (gas o líquido) colocado dentro de su núcleo hueco, (Russell et al., 2014). Esto aumenta la eficiencia de los efectos no-lineales y hace más fácil su observación.

El guiado de luz en fibras ópticas convencionales se da por reflexión total interna (Saleh and Teich, 2007). Para que el principio se cumpla el índice de refracción en el núcleo de la fibra debe ser mayor al de la cubierta, y la luz debe incidir dentro del núcleo en un cierto rango angular. No fue hasta 1991, cuando Russell (Russell, 2003) propone la idea de utilizar el concepto de funcionamiento de los materiales con bandas fotónicas

prohíbidas (PBG, por sus siglas en inglés) planteado en 1987 por Yablonovitch (1987) y Sajeev (1987) para hacer fibras ópticas con estructura de cristal fotónico. El nombre de los materiales PBG es una analogía con las bandas prohibidas electrónicas en un cristal (Yariv, 1975), aunque para la luz, las bandas se forman utilizando el mismo principio de las rejillas de Bragg, (Boyd W. Robert , 2013).

Específicamente nos interesan las fibras HC-PCF, donde el núcleo hueco se encuentra rodeado de un revestimiento micro-estructurado, compuesto de un arreglo de pequeños tubos de sílica que se extienden por toda la fibra (Benabid and Roberts, 2011). Esta composición cambia el índice de refracción del revestimiento periódicamente (ver en la figura 1). Las bandas prohibidas se forman y dependen de la periodicidad de la estructura y de la diferencia de índice de refracción entre el aire y el material de la fibra (sílica), (Russell, 1992).

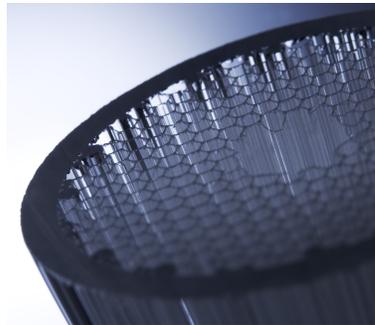


Figura 1: Perfil transversal de una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco. Imagen extraída de <http://www.nktphotonics.com>.

Las propiedades más importantes de las fibras HC-PCF (Benabid and Roberts, 2011) son:

- Bajas pérdidas de potencia en propagación sobre un rango restringido de longitudes de onda; los mejores resultados obtenidos hasta ahora en pérdidas por atenuación, son de 1.2 dB/km, (Roberts et al., 2005).
- Son capaces de guiar luz de alta potencia. Se tienen reportes de solitones transmitidos en la fibra de 100 fs y con potencia pico de hasta 2 MW (Ouzounov et al., 2003).
- El perfil transversal de una onda de luz mantiene una buena calidad al transmitirse por la fibra; no hay dispersión cromática (Russell, 2003).

- Son prácticamente insensibles a doblamientos.

Sin embargo, para el trabajo de esta tesis, la propiedad más importante de la HC-PCF es que el núcleo hueco de la fibra puede ser llenado con un gas y que la potencia de la luz que se propaga a través de la misma fibra tiene una concentración muy alta a lo largo del núcleo hueco de la fibra (metros), lo cual garantiza la observación de diferentes efectos ópticos no-lineales en una forma muy efectiva, que no son posibles en los mismos gases en configuraciones tradicionales de volumen (en espacio libre).

Por otro lado, en los últimos años el control de sistemas cuánticos atómicos ha tomado mayor importancia. Ahora, en el campo de la óptica cuántica este control se lleva a cabo por medio de la interacción coherente del sistema atómico/molecular con campos electromagnéticos de luz coherente (Allen, 1975; Scully and Zubairy, 1997; Alam, 1999). Cabe mencionar que en general los gases ofrecen características favorables para la observación de fenómenos no-lineales (Russell et al., 2014). Comparados con otros materiales sólidos como cristales, los gases difícilmente presentan daños irreparables cuando se envía luz de potencias elevadas a través de éstos. También se tiene la posibilidad de regular el grado de no-linealidad óptica del medio o dispersión variando la presión del gas. Un amplio rango de efectos no-lineales han sido estudiados y demostrados en gases, tales como generación del supercontinuo (Rolland and Claude, 1986), y de armónicos altos (Popmintchev et al., 2010), filamentación (Berge et al., 2007), etc. (Russell et al., 2014).

Un campo electromagnético “intenso” es lo que permite la observación de efectos no-lineales en átomos y moléculas (Boyd W. Robert, 2013). La intensidad de la luz incidente debe ser comparable con el campo eléctrico interno que mantiene unidos a iones y electrones ($\sim 3 \times 10^{10} \text{ Vm}^{-1}$), lo cual equivale a una intensidad de $\sim 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$. Pero en muchos casos no es necesario generar intensidades tan altas para observar efectos de este tipo, y se pueden lograr debido a las oscilaciones coherentes de dipolos inducidos; estos campos radiados pueden interferir y producir una intensidad mayor. A esto se le conoce como “empatamiento de fases”, (Butcher, 1991). Efectos no-lineales excitados cerca o en resonancia de dipolos eléctricos también son utilizados, ya que permiten operar con intensidades más bajas y porque es una manera directa de conocer la estructura de los átomos/moléculas.

Diversas configuraciones experimentales han sido estudiadas, éstas ellas el gas acetileno (C_2H_2) introducido en las fibras HC-PCF es muy prometedora (Ghosh et al., 2005; Ocegueda, 2014). La ventaja de usar el acetileno en esta configuración experimental radica en que los efectos cuánticos coherentes y no-lineales se observan cerca de las líneas de absorción del acetileno (Swann and Gilbert, 2000), en el rango espectral 1510-1540 nm, próximo a la ventana de las comunicaciones ópticas modernas. Adicionalmente, no hay necesidad de temperaturas bajas como en otros sistemas experimentales populares, como por ejemplo, en los átomos de rubidio (Hopkins S. A, 1997). En cristales o fibras ópticas dopadas con tierras raras (Tittel et al., 2009). Aunque el momento dipolar de las moléculas de acetileno es relativamente bajo ($\sim 10^{-32}$ Cm, (Hollas, 2004)), al ser depositado dentro de la HC-PCF se observan efectos no-lineales ópticos muy fuertes.

En particular, el efecto incoherente de saturación de la absorción óptica (Siegman, 1986) en una celda de HC-PCF llenada con acetileno se reportó en (Benabid et al., 2005; Henningsen et al., 2005; Agruzov et al., 2012). Los efectos coherentes no-lineales transitorios bajo iluminación de luz coherente de una sola frecuencia, nutación óptica y el eco fotónico (Allen, 1975) se reportaron recientemente en (Ocegueda Miramontes, 2015; Ocegueda et al., 2014). La forma de las oscilaciones de nutación con frecuencia de Rabi observadas en la intensidad transmitida se muestra en la figura 2 (a). La señal de eco fotónico después de dos pulsos ópticos de excitación, se muestran en la figura 2 (b).

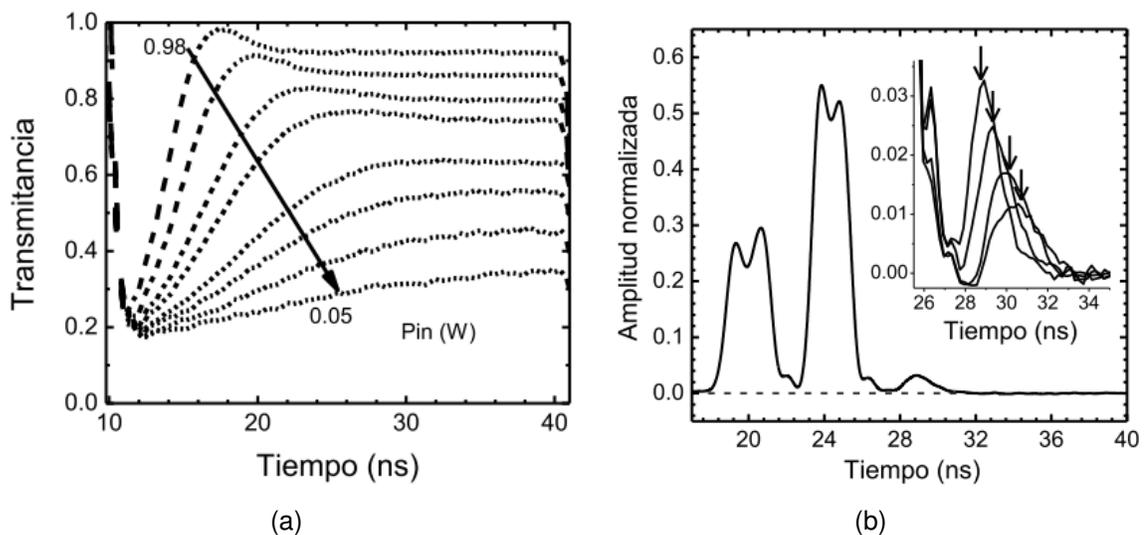


Figura 2: Las oscilaciones de nutación óptica observadas en la potencia de la luz transmitida-(a), y el eco fotónico para el caso de excitación por dos pulsos ópticos-(b) (Ocegueda Miramontes, 2015).

Otra forma de interacción de luz coherente en las celdas de HC-PCF con acetileno es la transparencia electromagnéticamente inducida (EIT, por sus siglas en inglés) (Scully and Zubairy, 1997; Alam, 1999). La técnica para observar EIT en un sistema de tres niveles es excitando dos transiciones del sistema con dos láseres en resonancia: onda de prueba y de conexión (Harris, 1997). La configuración más comúnmente utilizada es la configuración Λ , ver figura 3. La luz coherente de prueba se encuentra a una frecuencia ω_p ; los fotones de este haz tienen la energía para conectar el nivel base con el nivel $|3\rangle$. La luz de conexión tiene una frecuencia ω_c que conecta el nivel $|2\rangle$ con el $|3\rangle$; se supone también que el haz de control es más potente que el haz de prueba. En este caso, el sistema cuántico puede ocupar simultáneamente ambos estados en una forma de bloqueo de fase; es decir, las transiciones cuánticas $|1\rangle$ a $|3\rangle$ y $|2\rangle$ a $|3\rangle$ pueden interferir y cancelarse mutuamente. El resultado neto de esta interferencia cuántica destructiva es que ninguno de los átomos o moléculas se promueve al estado excitado, lo que lleva a la desaparición de la absorción óptica.

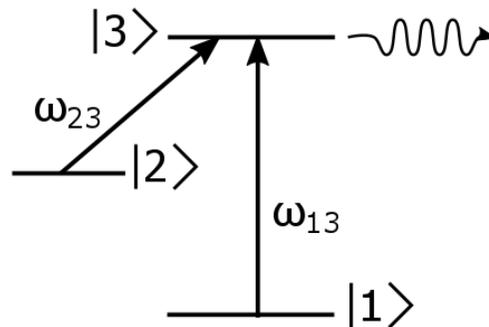


Figura 3: Sistema de tres niveles de tipo Λ usado en la suposición de población atrapada.

El cambiar el grado de absorción de un material y al mismo tiempo la refracción del medio o la velocidad de grupo y, así proporcionar una manera de alterar los campos ópticos, hace del fenómeno de la transparencia electromagnéticamente inducida un importante tema de estudio. Las ventajas del efecto de EIT tienen aplicaciones en áreas de la óptica muy importantes, por ejemplo, en control cuántico y óptica no-lineal. Más específicamente en la reducción de la velocidad de la luz (Hau et al., 1999; Microcell et al., 2010), para la generación de láseres sin inversión de población LWI (por sus siglas en inglés) (Scully et al., 1989; Zibrov et al., 1995), conmutadores ópticos (Harris and Yamamoto, 1998), mezclado de cuatro ondas (Harris et al., 1990; Tewari and Agarwal, 1986), memorias cuánticas (Fleischhauer and Lukin, 2000), en procesamiento de información cuántica

(Beausoleil et al., 2005), entre otras (ver trabajos de revisión (Alam, 1999; Fleischhauer and Marangos, 2005; Milonni, 2004)).

El acetileno es un medio gaseoso, y dentro de una fibra HC-PCF sus propiedades ópticas no-lineales son propicias para este tipo de investigación. Además, una apropiada combinación de dos transiciones puede formar un sistema de tres niveles (Λ o V), y el efecto de EIT puede presentarse. Recientemente, algunos grupos de trabajo han reportado la observación del efecto de EIT utilizando arreglos ópticos similares: el acetileno en HC-PCF (ver figura 4) (Ghosh et al., 2005; Benabid et al., 2005; Wheeler et al., 2010). La figura 5 (a) muestra el perfil espectral de EIT típico cuando se hace un barrido de la longitud de onda de prueba (Ghosh et al., 2005). A su vez, la figura 5 (b) presenta un retraso temporal del pulso de prueba producido por la gran dispersión que se da dentro de la línea espectral angosta de transmitancia por EIT (Ghosh et al., 2005; Wheeler et al., 2010). Cabe mencionar que tradicionalmente el efecto EIT se observa en una configuración de co-propagación de los haces de conexión y de prueba a través del gas. Sólo en (Light et al., 2007) se presentan los primeros resultados de la investigación experimental de EIT en una configuración de contra-propagación. Sin embargo, la configuración en contra-propagación puede ser muy importante en las interacciones de tipo EIT más complicadas, por ejemplo, en el mezclado de cuatro ondas.

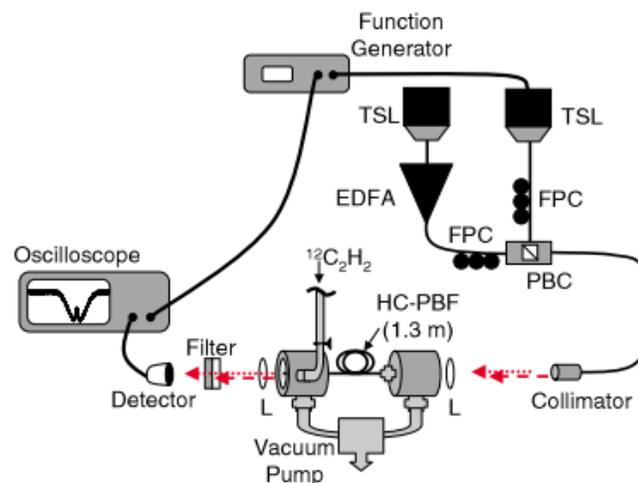


Figura 4: Una configuración experimental usada en (Ghosh et al., 2005) para la observación de EIT en una HC-PCF llena con acetileno. EDFA: fibra dopada con Erblio, TSL: láser semi-conductor sintonizable, FPC: fibra controladora de polarización, PBC: divisor de haz polarizado, L: lentes. Imagen extraída de (Ghosh et al., 2005).

En todos los experimentos con EIT en acetileno en una fibra HC-PCF reportados hasta el

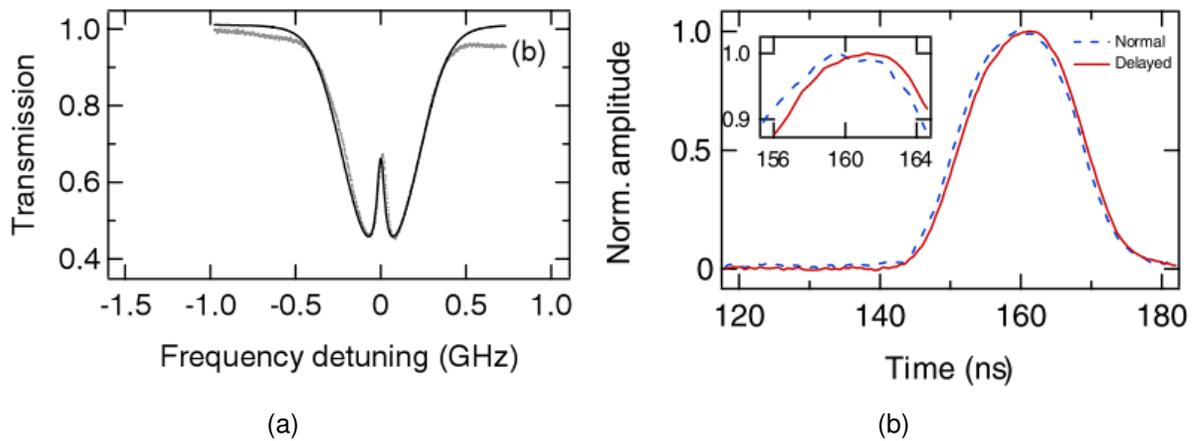


Figura 5: Un pico espectral de transmitancia por EIT obtenido por barrido en longitud de onda de la onda de prueba-(a), y el retraso de un pulso de prueba por el efecto de luz lenta observado dentro de pico EIT-(b) (Ghosh et al., 2005).

momento, el efecto se observa en estado estacionario, es decir, cuando el gas está iluminado en una forma continua por la onda de conexión. En este trabajo de tesis, se investiga por primera vez el efecto de EIT con iluminación por pulsos cortos (de nanosegundos) de conexión. Esto no sólo nos permite alcanzar potencias más altas de la onda de conexión, sino también investigar la dinámica temporal de la formación del estado de EIT.

El objetivo principal de este trabajo es la investigación del efecto EIT en HC-PCF con acetileno por la excitación de pulsos cortos de nano-segundos y potencias en la escala de Watts, con el objetivo de obtener nueva información sobre la física de este efecto y posibles nuevas aplicaciones.

1.1. Objetivos particulares del trabajo de tesis

1. Montar un sistema experimental donde los efectos coherentes como EIT y nutación óptica puedan observarse en la celda de HC-PCF con acetileno.
2. Caracterizar el sistema experimental y la celda óptica de HC-PCF con acetileno.
3. Observar experimentalmente la eficiencia del efecto de EIT bajo diferentes condiciones experimentales, tales como: configuraciones de co-propagación y de contra-propagación, esquemas de interacción V y Λ diferentes potencias de los pulsos de control y diferentes presiones del gas.
4. Investigar la dinámica del efecto de EIT excitado por pulsos, bajo diferentes configu-

raciones experimentales y atómicas.

1.2. Contenido de la tesis

Este trabajo se inicia con el desarrollo teórico relevante para la comprensión de las técnicas y resultados experimentales que son mostrados después. La estructura se describe a continuación:

- Capítulo 1: Se hace un repaso general de la importancia del tema de tesis; se mencionan los resultados previamente obtenidos, así como también, el objetivo principal de este trabajo.
- Capítulo 2: En esta parte se hace un repaso de las propiedades ópticas del acetileno. También se hace una breve revisión de los conceptos teóricos más importantes para la revisión del fenómeno de EIT y otros efectos coherentes.
- Capítulo 3: Se presenta el arreglo experimental general y se describen algunos de los elementos ópticos y electrónicos experimentales de mayor importancia. Se presentan experimentos para la caracterización de la celda con acetileno usada en este trabajo.
- Capítulo 4: Se muestran detalladamente los resultados experimentales de este trabajo para las dos principales configuraciones de EIT, en co-propagación y en contra-propagación. Además, se presentan las discusiones acerca del comportamiento del efecto de EIT, se comparan resultados reportados en la literatura, y se hacen algunas conclusiones parciales.
- Capítulo 5: Por último se mencionan los resultados más importantes de trabajo de tesis.

Capítulo 2. Conceptos básicos

2.1. Propiedades ópticas del acetileno

El acetileno es un gas incoloro y altamente flamable que se utiliza en la industria como material para soldadura (Svanberg, 2003). En el área de la óptica las propiedades del gas son de interés porque presenta líneas de absorción fuertes, angostas, estables y equi-espaciadas en la región del espectro óptico importante para las telecomunicaciones ópticas (cerca de los 1500 nm). Las moléculas de acetileno se componen de dos átomos de hidrógeno y dos de carbono (H_2C_2); las transiciones vibracionales-rotacionales de la molécula permiten la formación del espectro conocido del gas.

2.1.1. Espectro molecular del acetileno

Los estados energéticos de las moléculas están cuantizados, de tal manera que una molécula emite o absorbe un fotón cuando se alteran sus estados de energía en la presencia de un campo electromagnético. De esta manera, una molécula exhibe un espectro discreto de frecuencias característico (Fowles, 1989).

En este sentido la energía de las moléculas, se puede dividir en tres partes; energía rotacional, vibracional y electrónica, y la energía total de la molécula es la suma de éstas, (Herzberg, 1944). La energía rotacional se refiere a la energía cinética de las moléculas como un todo y, en general, es la contribución más débil a la energía total (Hollas, 2004). En orden de magnitud, la energía vibracional es la que le sigue, y se refiere al desplazamiento relativo entre los átomos (Barrow, 1962). La energía electrónica, por otro lado, es la que induce cambios más energéticos, típicamente en el espectro visible; este régimen no es de interés en esta tesis. Existen además, transiciones puramente rotacionales y vibracionales-rotacionales, las cuales generan líneas de absorción que se encuentran en las regiones del infrarrojo cercano, que es el caso del espectro del acetileno (Hollas, 2004). La molécula de acetileno tiene una configuración de enlaces lineal y simétrico (Herzberg, 1944). Su configuración se puede ver en la figura 6.

Clásicamente, una molécula absorbe luz de un campo electromagnético oscilante, el cual induce vibraciones/desplazamientos, que se cuantifican por el momento dipolar (Struve

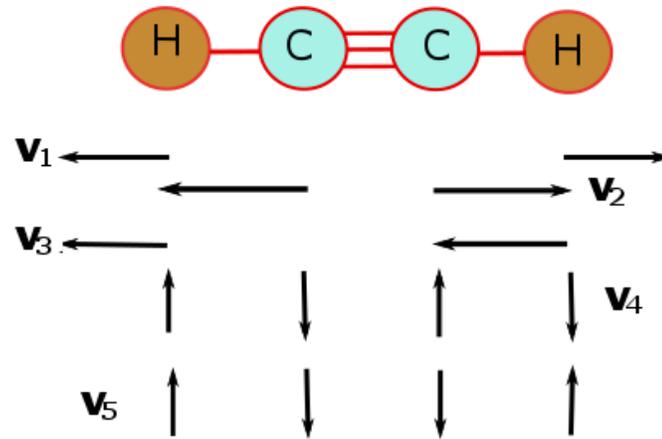


Figura 6: Estructura geométrica (simetría axial) de la molécula de acetileno y sus modos vibracionales.

and Mills, 1990). Estos desplazamientos absorben más eficientemente cuando la frecuencia de la luz incidente coincide con la frecuencia de resonancia vibracional de la molécula (Thapa, 2005). Una molécula de N átomos tiene entonces $3N$ modos normales de movimiento. En general tres de éstos corresponden a movimientos de traslación de la molécula y dos a movimientos rotacionales en una molécula lineal (3- en otras geometrías), (Struve and Mills, 1990). Por lo tanto, los modos puramente vibraciones son $3N-5$; los posibles modos vibracionales de la molécula de acetileno, que se forman por sus dos átomos de carbono y dos de hidrógeno, se representan en la figura 6. Los modos de vibración v_1 y v_3 , ver la figura 6, son los que influyen fuertemente en la formación del espectro de la molécula de acetileno, específicamente en el rango espectral del infrarrojo (Herzberg, 1944).

Por otro lado, la cuantización de la energía rotacional se representa en términos de números rotacionales cuánticos. Para el caso de una molécula lineal, como la molécula de acetileno, su número cuántico se expresa como J , el cual especifica su estado rotacional. La regla de selección de la transición rotacional, está dada por

$$\Delta J = 0 \pm 1, \quad (1)$$

donde J es el número cuántico rotacional (Fowles, 1989). También es importante mencionar que un espectro que tiene una contribución de energía rotacional, es dividido en tres

bandas (de líneas de absorción) conocidas como las P , Q y R , que están determinadas por los valores de ΔJ como

$$\begin{aligned}\Delta J &= -1 && (\text{Rama } P), \\ \Delta J &= 0 && (\text{Rama } Q), \\ \Delta J &= +1 && (\text{Rama } R).\end{aligned}\tag{2}$$

La suma de los dos modos v_1 y v_3 resulta en una oscilación de momento dipolar paralela al eje de rotación, (Barrow, 1962), y los cambios de la energía rotacional permitidos (ec. (1)), resultan en la formación de dos bandas R y P , con aproximadamente de 50 líneas de absorción en la región del espectro entre los 1510 y 1550 nm.

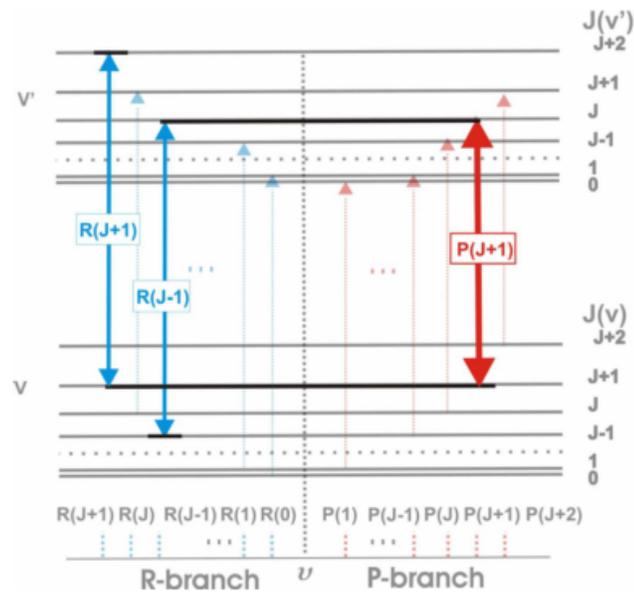


Figura 7: Ilustración esquemática de los niveles de energía de las transiciones rotacionales entre dos estados vibracionales del acetileno (bandas R y P). La primera transición (flecha azul) y la transición que ilustra la flecha roja forma un sistema de tres niveles de tipo V , mientras que la segunda transición azul y de nuevo la transición de la flecha roja forma un sistema Λ . Imagen extraída de (Benabid et al., 2005).

Cabe mencionar que para la excitación del efecto de EIT se escogen transiciones de las dos bandas del espectro. Las líneas de la rama R que se encuentran centradas alrededor de los 1520 nm y las líneas de la rama P que se localizan cerca de los 1530 nm (para el caso del acetileno), (Barrow, 1962). En la configuración más común de EIT (Λ), la selección de transiciones (selección de líneas de absorción) debe seguir la regla: $R(J +$

1) $-P(J - 1)$; mientras que en la configuración V las líneas se escogen como sigue: $R(J + 1) - P(j + 1)$, donde J es el número cuántico rotacional, ver figura 7.

2.1.2. Procesos de ensanchamiento de las líneas espectrales del acetileno

Cada estado del átomo con una energía particular tiene su propio tiempo de vida, proporcional a la tasa de decaimiento, radiativo o no, de los átomos a niveles más bajos de energía (Loudon, 1973). Si el decaimiento es radiativo, al proceso se le conoce como emisión espontánea; en el caso contrario, la pérdida de energía será por procesos térmicos, vibracionales, por colisiones, etc.

2.1.2.1. Ensanchamiento por tiempo de vida

El ancho espectral de una línea de absorción se genera por el tiempo de vida finito de los átomos en un estado excitado. El ensanchamiento por tiempo de vida se describe básicamente por una transformada de Fourier (Saleh and Teich, 2007). Donde el tiempo de decaimiento (τ) de un nivel de energía se obtiene del tiempo de incertidumbre de ocupación del nivel. El módulo cuadrado de la transformada de Fourier de una función armónica $e^{-i\omega_0 t}$ cuya energía decae de la forma $e^{-t/\tau}$, es proporcional a

$$|E(\omega)|^2 = I(\omega) = \frac{|E_0|^2}{2\pi} \frac{1}{A^2 + (\omega - \omega_0)^2}, \quad (3)$$

donde $I(\omega)$ es una función Lorentziana, E_0 el campo incidente y $A = 1/\tau$. El FWHM (full width at half- maximum, por sus siglas en inglés) de la distribución está dado por

$$\delta\omega \sim 1/\tau. \quad (4)$$

En la figura 8 se representa gráficamente la curva dada por la ecuación (3) centrada en ω_0 . Este espectro está relacionado con la energía de incertidumbre del estado ocupado ($\Delta E = \hbar/\tau$).

A los procesos que presentan este tipo de ensanchamiento se les conoce como homogéneos; todos los átomos exhiben este tipo de ensanchamiento, siendo indistinguibles unos de otros (Loudon, 1973). Por otro lado, también existen los ensanchamientos

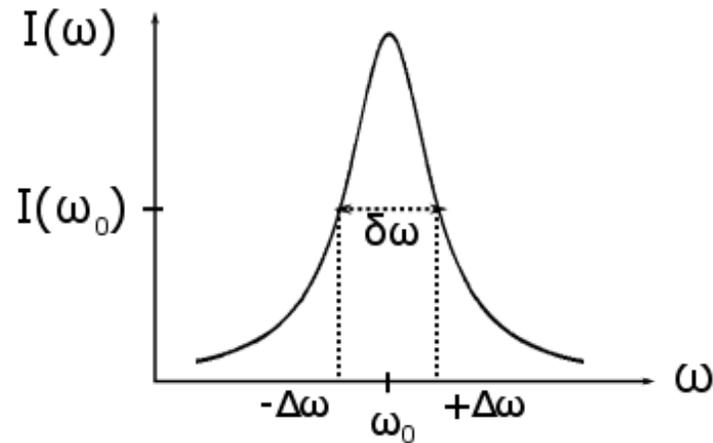


Figura 8: Se muestra los componentes principales que describen a una línea de absorción típica de forma Lorentziana.

inhomogéneos, donde cada átomo tiene su propia frecuencia de resonancia un poco desplazada, y cuyo perfil resultante está dado por una función Gaussiana. Conocer el tipo de ensanchamiento de una línea de absorción nos puede dar información del sistema, por ejemplo, de la tasa de colisiones moleculares, temperatura, composición del material, entre otros, en el caso de los gases.

El ensanchamiento natural de los átomos es de tipo homogéneo, éste es el ensanchamiento mínimo que puede presentar una línea de absorción (ver ecuación 4). Si el nivel más bajo de energía no es el estado base, el tiempo de vida finito de la transición será diferente, en este caso el ancho de línea espectral (por ensanchamiento natural) está dado por

$$\delta\omega = \sqrt{\frac{1}{\tau_i^2} + \frac{1}{\tau_k^2}}, \quad (5)$$

donde τ_i y τ_k son los tiempos de decaimientos de los estados i, k de un sistema atómico, respectivamente (Saleh and Teich, 2007).

2.1.2.2. Ensanchamiento por efecto Doppler

En gases, la mayoría de las veces, el ensanchamiento inhomogéneo por efecto Doppler es dominante en el espectro de una línea de absorción. En un gas, las moléculas se mueven por efectos térmicos, y el ensanchamiento Doppler es causado por la distribución

de velocidades de los átomos o moléculas a temperatura ambiente (Struve and Mills, 1990).

Por efecto Doppler, la relación de la frecuencia angular (ω) de un haz de luz en su eje de propagación (eje x) y la frecuencia que se ve en un sistema de referencia moviéndose a una velocidad v es:

$$\omega' = \omega - kv, \quad (6)$$

donde el número de onda $k = n\omega/c = 2\pi/\lambda$, ver figura 9.

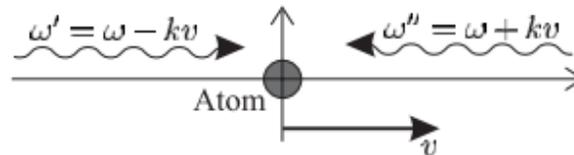


Figura 9: Efecto Doppler en la frecuencia de radiación observada. Donde ω es la frecuencia de la radiación, y v es la velocidad del sistema de referencia. Imagen extraída de (Foot, 2005).

Si consideramos el efecto Doppler en absorción, ω' corresponde a la frecuencia de resonancia del átomo (ω_0), y los átomos que se mueven a una velocidad v absorberán radiación cuando

$$\delta\omega = \omega - \omega_0 = kv. \quad (7)$$

Por la distribución Maxwelliana de las velocidades de las moléculas en gases (Foot, 2005), el ensanchamiento espectral de la línea por efecto Doppler es de tipo Gaussiano (inhomogéneo) y tiene un FWHM que está dado por

$$2\delta\omega = \frac{2\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2\ln(2)k_B T}{M}}, \quad (8)$$

donde c es la velocidad de la luz, M es la masa de la molécula, k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del medio óptico.

2.1.2.3. Ensanchamiento por colisiones

Las colisiones entre átomos pueden ser inelásticas o elásticas. En el primer caso hay intercambio de energía, que se presenta por transiciones entre niveles atómicos (Saleh and Teich, 2007). Esta tasa de decaimiento afecta el tiempo de vida de cada nivel, y está considerado en la ecuación (4).

Por otro lado, las colisiones inelásticas no involucran transiciones entre niveles de energía, más bien inducen un cambio de fase asociado a la función de onda de cada nivel, que resulta en un cambio de fase aleatorio del campo radiado después de cada tiempo de colisión. Este proceso es homogéneo, y el ancho de la línea ensanchada por colisiones está dada por

$$\delta\omega = f_{col}/\pi, \quad (9)$$

donde f_{col} es el número de colisiones por segundo (Hollas, 2004).

2.2. Interacciones resonantes entre la luz y el átomo

La interacción entre la luz y la materia ha sido estudiada desde que Bohr propuso en 1913 que cuantos de luz de frecuencia angular ω eran absorbidos y emitidos entre dos niveles de energía, $E_2 - E_1 = \hbar\omega$ (Svelto, 2010). Después, Einstein cuantificó cuál era la razón de absorción y emisión de los cuantos, e introdujo el proceso de emisión estimulada, ver figura 10, c).

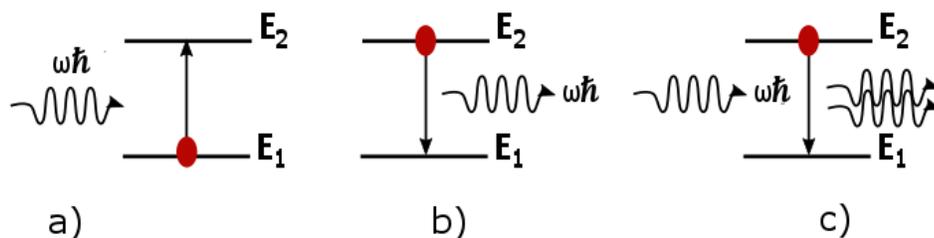


Figura 10: Transiciones ópticas resonantes entre dos niveles de energía. Absorción a), emisión espontánea b) y emisión estimulada c).

En particular, la figura 10, a) muestra el proceso de absorción óptica. Supongamos que un átomo se encuentra en el estado base (E_1), y entonces un haz de luz de frecuencia

ω es encendido ($t = 0$), y al mismo tiempo el átomo es excitado al nivel E_2 de energía y un fotón de la luz incidente es absorbido. Por otro lado, en la figura 10, b) se muestra un átomo ahora en el nivel excitado (E_2) al tiempo $t = 0$, el cual decae al nivel E_1 después de un tiempo aproximadamente igual al tiempo de vida del estado excitado (τ), y un fotón de frecuencia ω es emitido (Svelto, 2010). En la figura 10, c) se muestra el proceso opuesto a la absorción. Un fotón incide en el átomo que se encuentra en el estado excitado, otro fotón resonante se emite y el átomo pasa al nivel base.

Este tratamiento se utiliza, por ejemplo, para explicar el funcionamiento de un láser cuando se resuelven las ecuaciones de razón del sistema. Estas ecuaciones describen como la población de los niveles atómicos cambia en presencia de un campo electromagnético de luz. Esta forma de describir cómo la luz interactúa con la materia, no contempla los procesos que se llevan a cabo antes de que las transiciones entre estados sean completadas (Foot, 2005). Los fenómenos donde no es necesario considerar estos procesos y que están relacionados a las interacciones incoherentes, se analizan en términos de poblaciones de niveles atómicos, intensidad de luz y sección transversal del átomo. Es importante mencionar que en este caso conocer la información de fase de la luz y de los ensambles atómicos no es relevante.

Por otro lado, hay también las interacciones coherentes (EIT, es una de éstas), donde la información de fase de la luz y del sistema atómico cuántico se vuelve importante. Los fenómenos coherentes dependen de la conservación de la correlación de fase entre el sistema de átomos. Cuando se habla de interacciones coherentes es importante definir el tiempo de coherencia (Allen, 1975) y, también considerar el tiempo de relajación o tiempo de vida. El tiempo de coherencia (T_2) mide el tiempo durante el cual existe correlación de fase en el ensamble atómico (Allen, 1975). Esta correlación se puede perder principalmente debido a los choques entre átomos y moléculas, y/o con las paredes del volumen donde los átomos están contenidos (en nuestro caso, las paredes internas de la HC-PCF). De acuerdo con las características de nuestra celda de HC-PCF (diámetro modal $7 \mu m$ y diámetro del núcleo $10 \mu m$) en condiciones parecidas a las de nuestros experimentos, y con una velocidad térmica promedio de las moléculas de acetileno dentro de la fibra de ~ 490 m/s (Henningsen et al., 2005), podemos evaluar teóricamente el ensanchamiento por tiempo de vuelo de las moléculas (~ 48 MHz), y el ensanchamiento

por colisiones (~ 43.6 MHz). Y el ensanchamiento por efecto Doppler (~ 470 MHz) para la línea de absorción P9 del gas (Ocegeda Miramontes, 2015).

Uno de los modelos teóricos que describe las interacciones coherentes se conoce como “aproximación semi-clásica”, donde la luz es tratada como una onda electromagnética coherente clásica y a los átomos como entes cuánticos.

2.2.1. Aproximación semi-clásica

En esta sección se desarrolla matemáticamente el modelo de la aproximación semi-clásica en el caso más sencillo de un sistema de átomos con dos niveles de energía (Allen, 1975). El objetivo es resolver la ecuación de Schrödinger (Griffiths, 2005) para el sistema cuántico, de un átomo o molécula, en presencia de un campo electromagnético. Es decir, queremos resolver la siguiente ecuación

$$\mathcal{H}\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (10)$$

donde \mathcal{H} es el operador de Hamilton (o de energía total) del sistema y ψ es la función de onda que posee toda la información del sistema cuántico. Cuando el átomo interactúa con la luz, el Hamiltoniano (\mathcal{H}) se escribe como

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \quad (11)$$

donde \mathcal{H}_0 representa el Hamiltoniano inicial del átomo sin ser excitados por un campo externo,

$$\mathcal{H}_0 = \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x), \quad (12)$$

y \mathcal{H}_1 es el Hamiltoniano de perturbación de la luz con el átomo. Por simplicidad, el análisis se hace en una sola dimensión, para el eje x . El primer término de lado derecho de la ecuación (12) es el operador de energía cinética del átomo/molécula. El segundo término representa la energía potencial.

El Hamiltoniano de interacción con la luz se expresa como

$$\mathcal{H}_1 = qx E_0 \cos(\omega t), \quad (13)$$

donde q es la carga eléctrica del átomo, E_0 y ω son la amplitud (clásica) y la frecuencia del campo eléctrico de la luz incidente respectivamente. Es claro que esta energía corresponde a una interacción dipolar eléctrica. Se supone que la frecuencia de la luz incidente es muy cercana a la frecuencia de resonancia del sistema, por lo que ponemos

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega, \quad (14)$$

donde $\omega_0 = (E_1 - E_2)/\hbar$ y $\Delta\omega \ll \omega_0$ ($\omega \sim \omega_0$). Entonces, la función de onda de nuestro átomo se puede aproximar como

$$\psi(x, t) = A(t)\psi_1(x)e^{-i\frac{E_1 t}{\hbar}} + B(t)\psi_2(x)e^{-i\frac{E_2 t}{\hbar}}, \quad (15)$$

donde A y B son coeficientes complejos. El módulo cuadrado de estos coeficientes corresponde al valor de la probabilidad de que el átomo se encuentre en los estados E_1 y E_2 de energía, respectivamente. Las $\psi_n(x)$ corresponden a las eigenfunciones del Hamiltoniano no perturbado (\mathcal{H}_0), las cuales forman una base ortonormal. El hecho de utilizar las funciones de onda iniciales $\psi_n(x)$ significa que, en realidad, trabajamos bajo una aproximación de “perturbación débil”, quiere decir que la energía de interacción del sistema es muy pequeña comparada con la energía necesaria para mantener unidos al electrón y al núcleo del átomo. Por lo tanto, suponemos que la energía de la interacción con la luz correspondiente a la ecuación (13) es mucho menor que la energía interna del sistema correspondiente a la ecuación (12).

2.2.2. Oscilaciones de Rabi y nutación óptica

Sustituyendo la ecuación (15) en la ecuación (10) se encuentra (Fox, 2006) que los coeficientes A y B en la ecuación (15) cumplen con las siguientes ecuaciones de movimiento:

$$\frac{\partial A(t)}{\partial t} = \frac{i}{2}\Omega_R(e^{i(\omega-\omega_0)t} + (e^{-i(\omega+\omega_0)t})B(t), \quad (16a)$$

$$\frac{\partial B(t)}{\partial t} = \frac{i}{2}\Omega_R(e^{-i(\omega-\omega_0)t} + (e^{+i(\omega+\omega_0)t})A(t), \quad (16b)$$

donde la frecuencia de Rabi (Ω_R) se define como:

$$\Omega_R = \left| \frac{\mu_{12}E_0}{\hbar} \right|, \quad (17)$$

y μ_{12} es el momento dipolar asociado a la transición óptica,

$$\mu_{12} = -e \int \psi_1^* x \psi_2 dx. \quad (18)$$

Si la frecuencia de la luz aproximadamente coincide con la frecuencia de resonancia del material, resulta útil hacer uso de la aproximación conocida como *rotating wave* (Meystre, 2007), y podemos despreciar entonces los términos que oscilan con una frecuencia doble ($\sim 2\omega_0$) y prácticamente no influyen en el estado del sistema. En esta aproximación y, en resonancia exacta ($\omega = \omega_0$), las ecuaciones (16) se reducen a

$$A(t) = \text{Cos} \left(\frac{\Omega_R}{2} t \right), \quad (19a)$$

$$B(t) = i \text{Sen} \left(\frac{\Omega_R}{2} t \right). \quad (19b)$$

Según la interpretación convencional de la función de onda (Griffiths, 2005), el módulo cuadrado de estos coeficientes nos dice como se mueve la población atómica entre los niveles del sistema con energías E_1 y E_2 .

$$|A(t)|^2 = \text{Cos}^2\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right), \quad (20a)$$

$$|B(t)|^2 = \text{Sen}^2\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right). \quad (20b)$$

De aquí se puede ver que la población oscila entre los dos niveles de energía a la frecuencia de Rabi, cuando interactúa con el campo electromagnético que oscila a la frecuencia de resonancia del sistema. Este efecto de la interacción coherente se llama oscilaciones de Rabi (Allen, 1975). Dos casos especiales resultan cuando se tienen dos pulsos ópticos de duración $t = \pi/\Omega_R$ y $t = 2\pi/\Omega_R$, llamados pulso π y pulso 2π , respectivamente. En la figura 11 se muestra como en el primer caso toda la población sube al nivel $|2\rangle$ de energía; en el segundo caso, la población regresa completamente al nivel base. En la figura 12 (Ocegueda Miramontes, 2015) se muestra gráficamente como varía la radiación atómica cuando la población atómica está oscilando entre los niveles energéticos de la transición resonante, la cual es proporcional al momento dipolar promedio $\mu(t)$ del átomo:

$$\mu(t) = q \int \psi(x, t)x\psi(x, t)dx = \mu_{12}\text{Sen}(\Omega_R)\text{Sen}(\omega t). \quad (21)$$

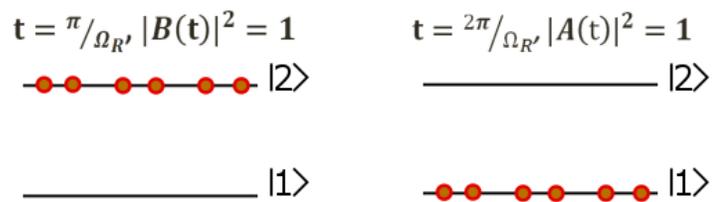


Figura 11: Población en el sistema de dos niveles, pulsos en resonancia con duración temporal de π y 2π .

De la ecuación (21) (ver también figura 12) podemos observar que el momento dipolar promedio del átomo está oscilando a la frecuencia de resonancia (ω) y se encuentra

modulado por una función de tipo senoidal, que oscila por su parte a la frecuencia de Rabi. Es claro que el momento dipolar tiene una amplitud máxima cuando el átomo se encuentra en una superposición coherente de dos estados ($|A_2(t)|^2 = |B_2(t)|^2 = 0.5$) y mínima cuando toda la población se encuentra en alguno de los niveles de energía.

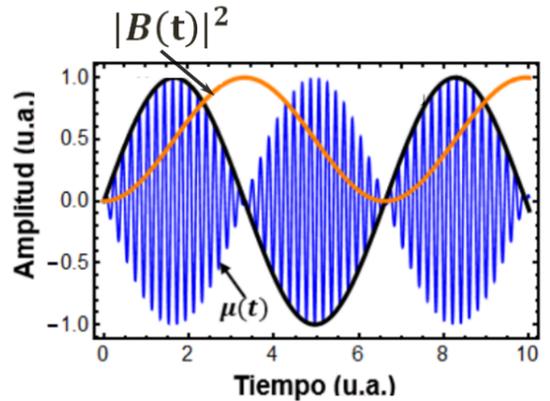


Figura 12: Amplitud de las oscilaciones del momento dipolar del átomo y de la superposición coherente de los estados $A(t)$ y $B(t)$. Las variaciones de alta frecuencia corresponden a las oscilaciones del momento dipolar del átomo con su frecuencia resonante; la envolvente oscila mucho más lentamente a la frecuencia de Rabi. La gráfica de $|B_2(t)|^2$ indica cómo evoluciona en el tiempo la probabilidad de que el átomo se encuentre en el nivel excitado. Imagen extraída de (Ocegueda Miramontes, 2015).

Hacemos notar de la figura 12 que las oscilaciones del momento dipolar están desfasadas 90° respecto al campo eléctrico de la luz incidente. Por otro lado, la radiación emitida por el dipolo atómico a lo largo de la dirección de propagación de la luz transmitida, está desfasada igualmente 90° . De aquí que el campo de luz transmitido en el primer semi-periodo de oscilación este desfasado 180° respecto a la radiación atómica. Este desfase va a resultar en una interferencia destructiva (atenuación) del campo transmitido. Durante el segundo semi-periodo de oscilación, ambos campos quedan en fase y esto lleva a una interferencia constructiva (amplificación). A este proceso periódico que se repite a la frecuencia de Rabi se le llama nutación óptica (Allen, 1975).

Este ciclo debería reproducirse a lo largo de todo el perfil de la radiación incidente, pero se encuentra limitado por la pérdida de coherencia, después de un tiempo T_2 del medio. Debido a esto, las oscilaciones en un experimento real se observan claramente en transmisión, si se excita con un pulso óptico, sólo en el primer frente del pulso. Las oscilaciones de nutación óptica, como se observaron en el experimento de (Tang and L., 1968) se muestran en la figura 13. En estos experimentos se utilizó un láser de CO_2 sintonizado a una longitud de onda de $10.57 \mu m$, correspondiente a la línea P18 del gas SF_6 , el cual

se mantuvo a temperaturas criogénicas.

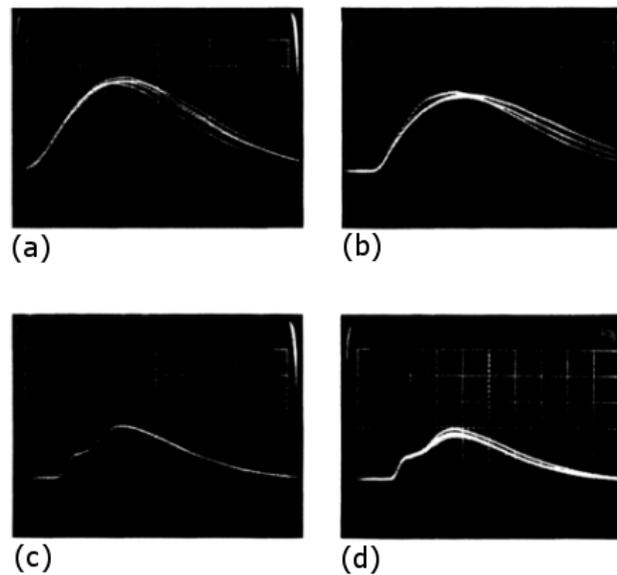


Figura 13: Efecto de nutación óptica observado en (Tang and L., 1968). En estos experimentos se utilizó un láser de CO_2 sintonizado a una longitud de onda de $10.57 \mu\text{m}$, correspondiente a la línea P(18) del gas SF_6 , el cual se mantuvo a temperaturas criogénicas. En (a) se presenta el perfil 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.

2.3. Interacciones coherentes en un sistema de tres niveles

Los efectos coherentes aún son más interesantes si se observan en un sistema de tres niveles, en particular, el efecto de población atrapada (Alzetta et al., 1976), transparencia electromagnéticamente inducida (EIT) (Harris, 1997), laseo sin inversión de población (Javan, 1957), etc. Vamos a considerar primero el efecto más importante de esta área, el efecto de población atrapada.

2.3.1. Población atrapada coherentemente

El sistema de tres niveles de tipo “ Λ ”, normalmente usado para este análisis, se muestra en la figura 3. Supongamos que en el estado inicial, cuando el sistema no está iluminado el átomo o molécula se encuentra en el nivel $|1\rangle$ de mínima energía, con una función de onda $\psi_1(r)$. También supongamos que el sistema presenta efectos de relajación del nivel $|3\rangle$ a los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$ con un tiempo característico τ_0 , puede ser el mismo o diferente en los dos decaimientos. Normalmente también se supone que no hay transiciones,

espontáneas o inducidas, entre los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$; se pueden observar transiciones dipolares entre $|1\rangle$ y $|3\rangle$ y entre $|2\rangle$ y $|3\rangle$ solamente. Esto significa que los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ son de una paridad, y el estado $|3\rangle$ de otra paridad .

Supongamos ahora que el átomo se ilumina con dos ondas monocromáticas: una con frecuencia Ω_1 , la cual conecta el nivel base $|1\rangle$ con el tercer nivel $|3\rangle$ (a esta onda se le llama típicamente “onda de prueba”), y la otra con frecuencia Ω_2 , la cual conecta el nivel $|2\rangle$ con el nivel $|3\rangle$ (y se le llama “de conexión” o “de control”). Por definición, suponemos que la onda de conexión es mucho más potente que la onda de prueba. Claro que ambas ondas son todavía bastante débiles como para poder aplicar la aproximación de perturbación débil y tratar la situación usando las funciones de onda del átomo “no perturbado”, es decir, sin iluminación.

Si el átomo inicialmente se encuentra en el estado $|1\rangle$, el campo electromagnético de la onda de prueba va a cambiar parcialmente la población del nivel $|3\rangle$. Debido a que el estado $|3\rangle$ está conectado con el estado $|2\rangle$ por la onda de conexión, todos los niveles deben estar parcialmente ocupados. Entonces, la función de onda ahora debe representarse por una combinación de tres funciones de onda $\psi_1(r)$, $\psi_2(r)$ y $\psi_3(r)$. La pregunta aquí es: si esperamos bastante tiempo, digamos $\Delta t \gg \tau_0$, y el sistema pasa a un estado “estacionario”, como a un estado estacionario inicial $\psi_1(r)$, ¿cuál es la forma de la función de onda?

En general, es necesario resolver la ecuación de Schrödinger con el Hamiltoniano que ahora incluye dos términos de perturbación con dos diferentes frecuencias de la luz:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + exE_p \cos(\Omega_1 t) + exE_c \cos(\Omega_2 t), \quad (22)$$

y construir las funciones de onda de las tres soluciones propias:

$$\psi(r, t) = A(t)\psi_1(r)e^{-\frac{iE_1}{\hbar}t} + B(t)\psi_2(r)e^{-\frac{iE_2}{\hbar}t} + C(t)\psi_3(r)e^{-\frac{iE_3}{\hbar}t}. \quad (23)$$

Aquí, cada una de las funciones de onda, $\psi_1(r)$, $\psi_2(r)$, y $\psi_3(r)$ corresponde a su propio nivel energético: E_1 , E_2 , y E_3 . Como antes para el sistema de dos niveles, podemos

escribir las ecuaciones de movimiento para los coeficientes:

$$\frac{\partial A(t)}{\partial t} = -iC(t)\Omega_p, \quad (24a)$$

$$\frac{\partial B(t)}{\partial t} = -iC(t)\Omega_c, \quad (24b)$$

$$\frac{\partial C(t)}{\partial t} = -iA(t)\Omega_p - iB(t)\Omega_c. \quad (24c)$$

En estas ecuaciones se usan dos frecuencias de Rabi que corresponden a las diferentes transiciones:

$$\Omega_p = \left| \frac{E_p \mu_{13}}{\hbar} \right|, \quad (25a)$$

$$\Omega_c = \left| \frac{E_c \mu_{23}}{\hbar} \right|. \quad (25b)$$

Sin presentar el desarrollo detallado de la siguiente ecuación, podemos inferir que una solución que nos interesa es:

$$\psi(r, t) = \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}} \psi_1 e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} - \frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}} \psi_2 e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} + 0 \cdot \psi_3 e^{-i\frac{E_3}{\hbar}t}. \quad (26)$$

Tal estado no tiene población absoluta en el nivel $|3\rangle$ de energía. Las otras dos soluciones propias de las ecuaciones (24) están caracterizadas por amplitudes del coeficiente $C(t)$ muy grandes, y por esta razón se pueden atenuar bastante rápido cuando se da el proceso de relajación de la población al nivel $|1\rangle$. En la literatura (Scully and Zubairy, 1997), este estado (26), se llama “no acoplado” (non-coupled) o el “estado oscuro” (dark state). La propiedad principal de esta solución estacionaria, donde los coeficientes son independientes del tiempo, es que no incluye el tercer nivel (el coeficiente del último término es igual a 0). Podemos ver que sustituyendo los otros coeficientes ($A(t)$ y $B(t)$) de la función

de onda (23) en la tercera ecuación de las ecuaciones (24), el coeficiente $C(t)$ no cambia en el tiempo, entonces es igual a cero, y es así a todo tiempo. Si esto se cumple, las primeras dos ecuaciones del sistema (24) nos dicen también que los coeficientes $A(t)$ y $B(t)$ no cambian en el tiempo. En otras palabras, podemos decir que esto pasa porque con esta función de onda particular, la generación a tercer nivel del primer nivel está compensada completamente (en una forma de interferencia destructiva) por la generación al segundo nivel. Este efecto se conoce como “población atrapada coherentemente”. Aquí se supone que las poblaciones de los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$ son grandes comparadas con la población que decae por procesos de relajación.

Supongamos ahora que en el estado inicial tenemos una función de onda de la forma:

$$\psi(r, t) = 1 \cdot \psi_1(r)e^{(-\frac{iE_1}{\hbar}t)} + 0 \cdot \psi_2(r)e^{(-\frac{iE_2}{\hbar}t)} + 0 \cdot \psi_3(r)e^{(-\frac{iE_3}{\hbar}t)} \quad (27)$$

Entonces, el átomo ocupa el nivel base con la energía mínima. Cabe mencionar que en el estado inicial hay una contribución grande del estado correspondiente a la ecuación (26), si la onda de control es más fuerte que onda de prueba, aunque también hay componentes de las otras dos soluciones propias del sistema de ecuaciones (24). Pero estos otros estados tienen una población en el nivel $|3\rangle$ y, como resultado, se relajan por procesos espontáneos en el tiempo τ_0 . Entonces, para inducir un “estado oscuro” (ecuación (26)), no es necesario hacer algo especial, sino sólo encender los dos haces de luz y esperar un tiempo mayor al tiempo de relajación τ_0 .

2.3.2. Transparencia electromagnéticamente inducida

Hay otro aspecto del efecto de la “población atrapada coherentemente” el cual se llama efecto de “transparencia electromagnéticamente inducida”. Probablemente es correcto decir que este fenómeno no es diferente, sino sólo otro aspecto del mismo efecto físico.

En ausencia de la luz de conexión (de potencia alta), cuando está encendida la luz de prueba, se observa el efecto de absorción óptica convencional. El concepto de “absorción óptica” pertenece al área de interacciones ópticas incoherentes (Scully and Zubairy, 1997), por lo tanto, es visible para tiempos de observación más grandes que los procesos de relajación dentro del sistema de niveles. Antes se hizo la suposición de que en nuestro

sistema hay sólo un proceso de relajación, relajación espontánea del nivel $|3\rangle$ a los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$. En ausencia de la luz de conexión y con iluminación de la luz de prueba, siempre se debe observar una población estacionaria de nivel $|3\rangle$; después la energía se pierde por procesos espontáneos de relajación (fluorescencia). Esta energía se consume del haz de prueba y, entonces en estado estacionario se observa una absorción de energía de la luz de esta onda. A su vez en un “estado oscuro”, cuando la luz de conexión es también encendida, la población del nivel $|3\rangle$ es cero y la pérdida o absorción de energía de la luz de prueba desaparece.

También es fácil ver, que en su “estado oscuro” (eciación (26)) el átomo no tiene polarización dipolar, ni en frecuencia Ω_2 ni en frecuencia Ω_1 . Los coeficientes μ_{13} y μ_{23} no son cero, pero por la ausencia de población en el nivel $|3\rangle$, no hay radiación. Esta es otra razón de por qué el átomo no absorbe energía de ningunas de las dos ondas incidentes. Este fenómeno se llama efecto de transparencia electromagnéticamente inducida. Entonces, cuando la muestra está iluminada por dos haces coherentes resonantes, no se absorbe la energía de ninguno de los dos, pero si apagamos, por ejemplo, el haz de conexión, inmediatamente aparece la absorción normal a costa del haz de prueba.

Podemos ver que el proceso de relajación de la población del estado $|3\rangle$ ayuda a establecer el “estado oscuro” (y EIT para el haz de prueba), pero no lo destruye. En realidad, lo que destruye el “estado oscuro” es la pérdida de coherencia entre los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$. De hecho, la ausencia completa de población del nivel $|3\rangle$ se mantiene sólo por interferencia destructiva de las excitaciones de los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$. Por esta razón, si hay un proceso físico, por ejemplo, colisiones intermoleculares en nuestra celda de acetileno, que destruya la relación de fase estricta, como en el caso de la ecuación (26), inmediatamente, en ausencia de relajación transversal, la pérdida de fase reduce la transmitancia, entonces parte de la absorción regresa.

2.3.3. El efecto Autler-Townes

Otro aspecto de la misma configuración experimental de tres niveles se muestra en el efecto Autler-Townes ((Autler and Townes, 1955), el cual fue descubierto inicialmente para las excitaciones en el rango de radio-frecuencias y micro-ondas, pero ahora se observa de igual manera en las interacciones a frecuencias ópticas. Se conoce también como

efecto AC de Stark. Se observa en un sistema de tres niveles de tipo Λ (ver figura 3), pero es más fácil iniciar explicando el efecto con un sistema de tres niveles de tipo V , el cual se muestra en la figura 14. En esta configuración, el campo de conexión conecta el nivel $|2\rangle$ con el nivel base $|1\rangle$. Cabe mencionar que en esta configuración V también se observan los “estados oscuros” y el efecto de EIT.

Suponemos que en ausencia de iluminación, el sistema ocupa el nivel base $|1\rangle$. Ahora introducimos un proceso de relajación de la población del nivel $|3\rangle$ al nivel base $|1\rangle$, para el caso de iluminación con luz débil de prueba, con frecuencia que conecta los niveles $|1\rangle$ y $|3\rangle$. En estado estacionario se observa absorción óptica típica, centrada en la frecuencia de transición resonante entre los niveles $|1\rangle$ y $|3\rangle$, y con ancho espectral $1/\tau_0$, determinada por la relajación del nivel $|3\rangle$.

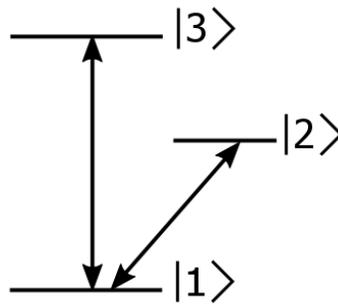


Figura 14: Configuración V de un sistema de tres niveles.

Ahora bien, si también aplicamos un haz potente de conexión con la frecuencia resonante de transición entre estos dos niveles y, suponemos que por influencia de la luz débil de prueba se inician oscilaciones de Rabi entre los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$, como resultado, la función de onda del sistema se transforma en una combinación (casi 0.5-0.5) de funciones de onda de los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$. Entonces, la función de onda del estado base inicial $|1\rangle$ con energía E_1 ,

$$\psi(r, t) = \psi_1(r)e^{-\frac{iE_1 t}{\hbar}}, \quad (28)$$

se transforma en

$$\cos\left(\frac{\Omega_{Rc}}{2}t\right)\psi(r)e^{(-i\frac{E_1}{\hbar}t)} = \frac{\psi(r)}{2}\exp\left(-i\frac{E_1 + \hbar\Omega_{Rc}/2}{\hbar}t\right) - \exp\left(-i\frac{E_1 - \hbar\Omega_{Rc}/2}{\hbar}t\right). \quad (29)$$

donde $\Omega_{Rc} = \left|\frac{E_p\mu_{12}}{\hbar}\right|$ y se divide en dos sub-niveles efectivos.

Es claro que las transiciones resonantes (más efectivas) para la luz de prueba se deben observar para dos frecuencias resonantes un poco desplazadas: $\frac{E_2-E_1}{\hbar} + \frac{\Omega_{Rc}}{2}$ y $\frac{E_2-E_1}{\hbar} - \frac{\Omega_{Rc}}{2}$, una más alta y otra por debajo. Como resultado, en el espectro de absorción de la luz de prueba se observan dos picos, en lugar de un pico resonante de absorción con frecuencia $\frac{E_2-E_1}{\hbar}$, aunque menos intensos, y con una separación igual a la frecuencia de Rabi Ω_{Rc} . A este efecto se le llama efecto de Autler-Townes.

Cada uno de estos picos de absorción tiene un ancho espectral de $1/\tau_0$. Por esta razón, se supone que se pueden observar de una forma clara, sólo cuando la separación entre éstos (frecuencia de Rabi) es bastante grande. En el caso opuesto, se debe observar sólo un pico inicial. Sin embargo, no ocurre así. Debido a los signos opuestos de las transiciones ópticas, en el centro de este único perfil se observa un mínimo (por interferencia cuántica destructiva), que es en realidad el pico de EIT. Entonces, podemos decir que la separación de los picos de Autler-Townes es una forma límite de EIT cuando la frecuencia de Rabi del haz de conexión es muy grande, o de otra manera, el pico negativo de EIT es un precursor de la separación de Autler-Townes para una frecuencia de Rabi pequeña.

Capítulo 3. La celda de cristal fotónico y otro equipo experimental

En este capítulo se describe el equipo utilizado en los arreglos experimentales para la observación de los efectos coherentes y no-lineales de este trabajo de tesis. En particular, se describe la celda de fibra con estructura de cristal fotónico con acetileno en su núcleo hueco, y el sistema de vacío, que representan los instrumentos de laboratorio principales para la obtención de los resultados. De la misma forma, se presentan los componentes ópticos y electrónicos para la formación de pulsos ópticos de potencia (~ 1 W) y duración variable (4-40 ns), que fueron una importante herramienta experimental. Por último, también se muestran algunas técnicas y experimentos que sirvieron para la caracterización del sistema celda de HC-PCF y gas acetileno.

3.1. La celda de fibra con estructura de cristal fotónico con acetileno

En este trabajo, el fenómeno de la transparencia electromagnéticamente inducida fue observado usando un sistema experimental compuesto por una celda de fibra de cristal fotónico con núcleo hueco que permite ser llenada y vaciada con gas acetileno gracias a un sistema de vacío conectado a la celda. En esta configuración, las moléculas del gas interactúan al ser confinadas dentro del núcleo vacío de la celda con los haces de control y de prueba de forma que la interacción presenta una mayor eficiencia, generando así un cambio significativo en la transmitancia del haz de prueba al atravesar el sistema.

Algunas ventajas que tiene nuestra configuración de la celda con el acetileno para la observación de EIT son las siguientes:

- La temperatura a la que se encuentra la muestra y todo el sistema es la del ambiente.
- Los elementos ópticos que se utilizan (láseres, moduladores, acopladores, atenuadores, etc.) y los conectores de fibra óptica son comerciales, por lo tanto, son económicos y de fácil obtención.
- La celda de cristal fotónico con terminaciones de fibra óptica no necesita ser colocada dentro de una cámara de vacío.

El sistema experimental que se encarga del confinamiento del gas y la luz dentro de la celda de núcleo hueco se ilustra en la figura 15. En la figura se pueden apreciar los componentes de la celda, así como también dónde están localizados el tanque de gas de acetileno y el sistema para obtener vacío y cómo se conecta uno con otro.

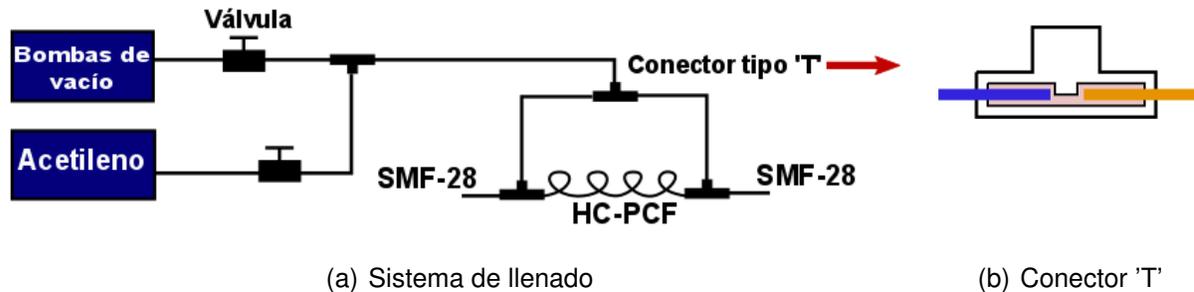


Figura 15: Sistema de llenado de la celda. Se observa el sistema experimental implementado para el llenado con acetileno y la evacuación de la celda (a), así como el conector tipo 'T' (b).

La fibra de cristal fotónico HC-PCF, fue fabricada por la compañía *NKT Photonics* (modelo *HC-1550-04*). En la figura 1 se muestra la sección transversal de la fibra. La figura 16 muestra el espectro de transmitancia de esta fibra con estructura de cristal fotónico con una ventana de transmitancia alrededor de 1550 nm.

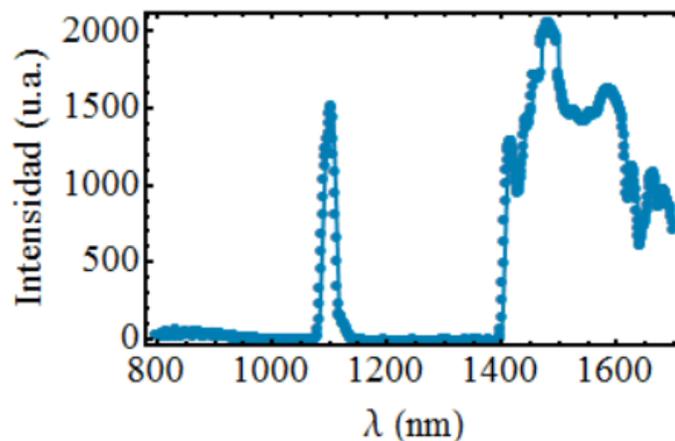


Figura 16: Espectro de transmitancia de la celda utilizada. Imagen extraída de (Ocegueda Miramontes, 2015).

Las características de la fibra dadas por el proveedor se muestran en la tabla 1.

Tabla 1: Características física de la fibra HC-PCF, presentadas por el proveedor.

| Propiedades físicas | |
|--------------------------|-------------------------|
| Diámetro del núcleo | $10.6 \pm 0.3 \mu m$ |
| 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 | $7.5 \mu m$ |
| Rango de propagación | 1450-1600 nm |

Todos los componentes del sistema de vacío y de la celda se encuentran unidos por tuberías de acero inoxidable. Los enlaces pueden ser válvulas de control fino, ver en figura 15.a), o conectores tipo 'T' figura 15.b). Los conectores tipo 'T' son capaces de unir por extremos opuestos la fibra de cristal fotónico y la fibra convencional mono-modo (SMF-28) y por el extremo perpendicular la entrada/salida del gas. Las terminales de la fibra SMF-28 sirven para acoplar de manera efectiva la luz con la celda de fibra con el núcleo hueco.

La fibra convencional SMF-28 y la fibra HC-PCF tienen un diámetro externo de $125 \mu m$ y $121 \mu m$ correspondientemente. Una férula de óxido de circonio con forma cilíndrica de $126 \mu m$ de diámetro interno se encarga de alinear dentro del conector 'T' las fibras antes mencionadas. Las fibras se introducen en la férula hasta alcanzar una separación de $0.05 \mu m$ aproximadamente, que garantiza el acoplamiento óptico entre ellas. En el punto de unión de las fibras, existe en la férula una pequeña ranura perpendicular por la cual es introducido el gas a la fibra hueca-ver inserción en la figura 15.b). La posición de las fibras dentro de la férula se encuentra fijada por resina epoxi.

Las mediciones directas indican pérdidas de 10 a 30% en la luz transmitida para cada control de dos fibras diferentes dentro de un conector 'T'. Otros inconvenientes que pudiera presentar esta configuración son las reflexiones de las conexiones entre las fibras convencionales y la de cristal fotónico. Sin embargo, las terminales de la fibra SMF-28 hacen también que el arreglo se vuelva más robusto y fácil de acoplar.

Una manera de calcular las pérdidas de potencia en la celda, fue medir la potencia de la luz antes de ser conectada a la celda y después medir la potencia cuando la luz atraviesa todo el sistema, la transmitancia encontrada fue de aproximadamente un 22%; este cálculo es bastante general y no dice nada acerca de las pérdidas individuales por conectores. Cabe mencionar que existen otros métodos para acoplar la luz a la fibra de núcleo hueco e introducir el gas, por ejemplo, dentro de una cámara de vacío, en espacio libre, enfocando la luz con lentes. Existen reportes de una eficiencia de acoplamiento alta (hasta del 85%) en esta configuración, (Henningesen et al., 2005).

3.1.1. Sistema de vacío

Los dispositivos que se encargan de lograr un vacío y que también permiten la variación de la presión de acetileno hasta alcanzar el valor requerido dentro de la celda, son una bomba mecánica y una de difusión ver figura 17. El trabajo conjunto de estas bombas pueden hacer que dentro de la celda se alcance un vacío de hasta 10^{-6} Torr. Cabe mencionar que la bomba de difusión comienza a funcionar a presiones menores de 10^{-3} Torr, por lo que es importante que la bomba mecánica extraiga primero la mayor parte de aire del sistema. La presión dentro de nuestro sistema de vacío se mide con un barómetro de capacitancia (modelo Baratron 626B, de la compañía mks) en un punto cerca de la entrada/salida de la celda.

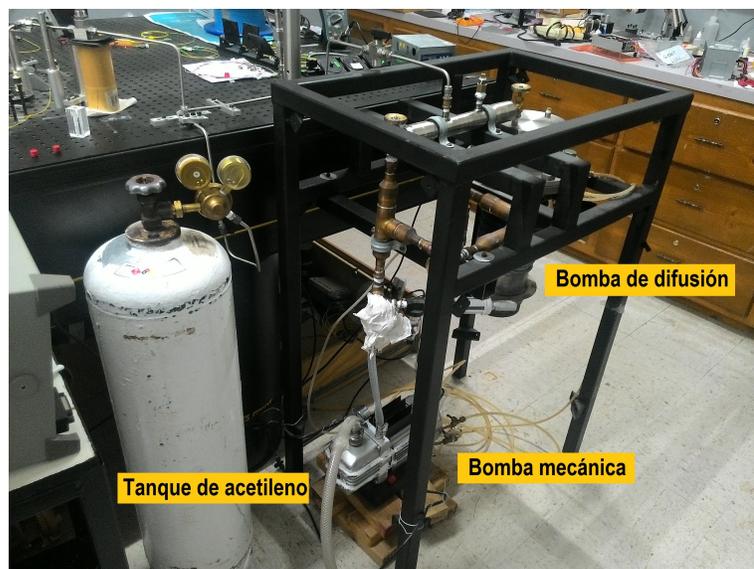


Figura 17: Fotografía del sistema de vacío (bomba mecánica y de difusión) y tanque de acetileno.

El procedimiento de llenado de la celda con acetileno que se lleva a cabo para estos

experimentos es el siguiente:

- Primero, se extrae el aire dentro de la celda, hasta alcanzar una presión de 10^{-6} Torr. Durante esta primera etapa el aire se extrae de todos los componentes del sistema, tanto tuberías como fibra de núcleo hueco.
- Después, la válvula que conecta la fibra de cristal fotónico con el resto del sistema (ver figura 15.a)), se cierra y el acetileno se introduce. El acetileno entra directamente del tanque de gas, por lo que la presión es bastante alta en toda la tubería.
- En seguida se realiza la extracción del gas de acetileno en la tubería hasta alcanzar la presión que se requiera dentro de la celda. Esta extracción se hace lentamente y midiendo la presión en tiempo real con el barómetro de capacitancia. La válvula de la fibra hueca permanece cerrada.
- Una vez que se alcanza la presión deseada, el llenado de la fibra de núcleo hueco comienza, la válvula correspondiente se abre lentamente. Se espera a que el acetileno se estabilice dentro de la fibra, alrededor de 20 min.

La extracción preliminar del aire dentro de la celda es muy importante ya que debido a las colisiones con las moléculas de aire contaminantes, las moléculas de acetileno pierden la coherencia de su estado excitado (Meystre, 2007). También, la diferencia de presiones entre el volumen de la celda y el núcleo hueco de la fibra en el momento donde el llenado comienza en la HC-PCF hace que las moléculas de acetileno dentro de la celda se desplacen de áreas de mayor presión a las de menor (Russell et al., 2014).

De acuerdo con (Henningsen et al., 2005), el tiempo de llenado de la celda es independiente de la presión molecular y más bien depende de la longitud de la fibra de núcleo hueco, ya que a mayor longitud, mayor es el tiempo en que la presión dentro de la fibra alcanza a ser estable en todo el volumen.

Si el tiempo de llenado es muy grande y la celda no está herméticamente cerrada, la cantidad de moléculas contaminantes que entran a la celda podría ser grande. Aunque una fibra de núcleo hueco más extensa permite una interacción mayor entre luz y la materia (Russell et al., 2014), tampoco se puede despreciar un tiempo de llenado alto. La longitud de la fibra que se utilizó en los experimentos es de 2.4 m.

3.1.2. Fuentes láser y generación de pulsos ópticos

En este proyecto se utilizaron dos láseres semiconductores DFB (de retro-alimentación distribuida) de onda continua de la compañía *NTTElectronics* modelo *NLK155GAAA*, cada uno centrado en su propia longitud de onda de 1530 y 1520 nm. Los láseres fueron alimentados por controladores de corriente Thorlabs modelo *TED200C 2A/12 W*.

Las longitudes de onda de los láseres se pueden sintonizar en un rango de ± 1.5 nm alrededor de su longitud de onda central mediante el controlador de temperatura y su alimentador de corriente. Una dependencia típica de la corriente de sintonización de 1530 nm contra la potencia de salida del láser y la longitud de onda se muestra en la figura 18. Las mismas dependencias pero ahora para el láser de 1520 nm se muestran en la figura 19. Las mediciones realizadas por (Ocegueda Miramontes, 2015) con una cavidad de Fabry-Perot de fibra óptica, mostraron que el ancho espectral de generación de estos láseres es alrededor de 2 MHz.

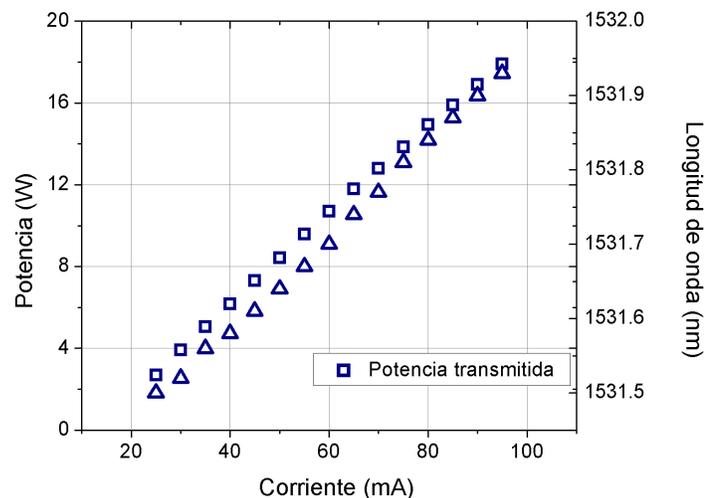


Figura 18: Dependencia típica de la corriente de sintonización del láser contra la potencia (cuadros), dependencia de la corriente de sintonización contra la longitud de onda (círculos). La sintonización en temperatura del láser es de $5 \text{ k}\Omega$ y la longitud central es de 1530 nm.

El láser que se encuentra centrado cerca de los 1520 nm, es sintonizado en resonancia con las líneas de absorción de la rama R (R9) del acetileno y se usará en modo continuo en casi todos los experimentos reportados en este trabajo de tesis. Mientras que el láser que se sintoniza en resonancia con las líneas cercanas a los 1530 nm (P9 y P11) se

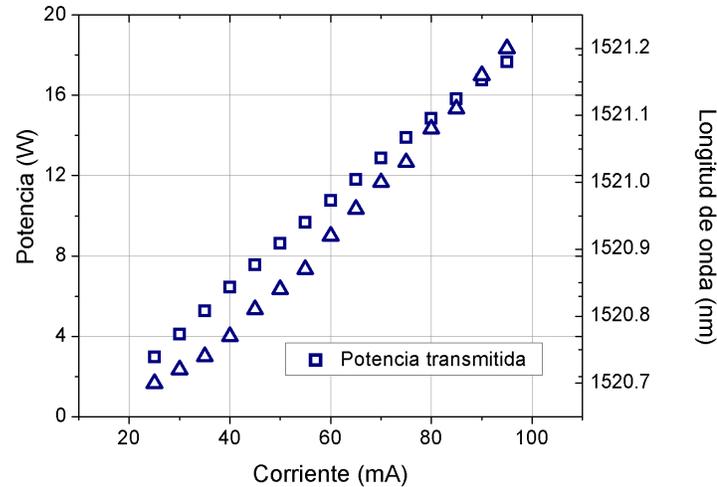


Figura 19: Dependencia típica de la corriente de sintonización del láser contra la potencia (cuadros azules), dependencia de la corriente de sintonización contra la longitud de onda (círculos rojos). La sintonización en temperatura del láser es de 5 μW y la longitud central es de 1520 nm.

moduló en forma rectangular. Después esta señal óptica fue amplificada y se usó como pulsos de control en los experimentos para la observación de EIT.

Para formar pulsos ópticos de duración hasta de nanosegundos a partir de una onda continua se utilizó un modulador electro-óptico de intensidad de niobato-litio de la compañía *Photline* modelo *MX-LN-10* con un ancho de banda de 12 GHz, figura 20. El modulador está conectado a un driver/amplificador *Photline* modelo *DR-PL-10-MO-LR* (fuente de voltaje), controlado por un generador de señales *Tektronix* modelo *AFG3252C*. Esta configuración hace posible variar el ancho del pulso (desde 4 ns) y también la amplitud del mismo. El tiempo mínimo de subida y bajada de los pulsos de control es ≤ 2.5 ns. Cabe mencionar que en los pulsos eléctricos en la salida del generador se observan oscilaciones parásitas que se atenúan con el driver del modulador, otras funciones del driver son la de incrementar el voltaje y reducir los tiempos de subida y bajada de los pulsos.

Para aumentar la potencia de los pulsos ópticos en el arreglo se encuentra conectada también una fibra amplificadora dopada con erbio (EDFA) de la compañía *CorActive* modelo *ER-23-03-02*, con una longitud de 11 m. Esta fibra es bombeada con un láser semiconductor de longitud de onda central de 975.1 nm de 0.1 mW de potencia máxima (TSL-980 en la figura 20).

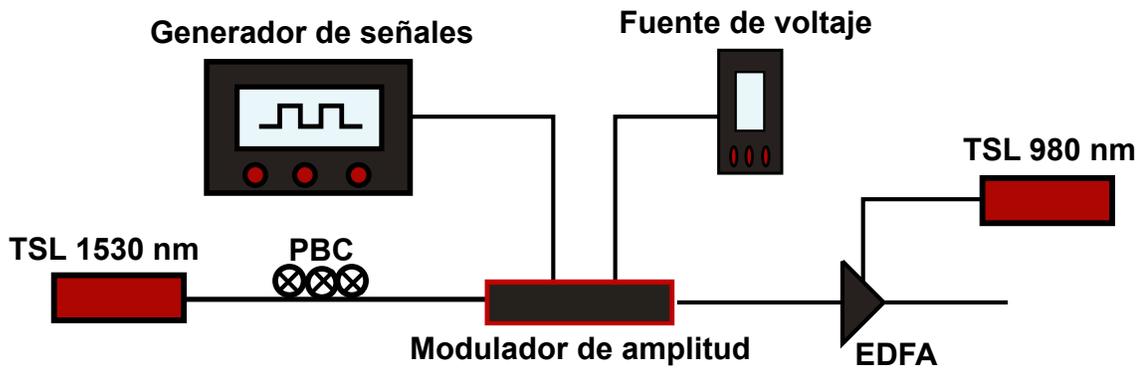


Figura 20: Sistema experimental implementado para formar y amplificar los pulsos ópticos. PBC-controlador de polarización; EDFA- fibra amplificadora dopada con Erbio; TSL-1530 y TSL-980 son diodos láser centrados en 1530 y 980 nm.

Entonces, el nivel de amplificación óptica de los pulsos se controla variando la potencia del bombeo a través de un driver controlador de corriente del láser de bombeo (975.1 nm) de la compañía *QPhotonics* modelo *QFBGLD-980-100U*, del driver del modulador, y de manera más fina con un controlador de polarización conectado en el frente del modulador (PBC). La amplitud de los pulsos ópticos puede ser hasta de 12 W para una frecuencia de repetición menor a 1 kHz. La baja frecuencia de repetición está determinada por la necesidad de recuperación de la inversión del amplificador óptico entre dos siguientes pulsos amplificados.

Una forma típica de los pulsos observada en el osciloscopio se muestra en la figura 21. Suponemos que la duración de los frentes de pulsos ópticos (2-2.5 ns) está limitado por los generadores de señales usados en nuestro arreglo experimental.

3.1.3. Sistema de detección y visualización de señales

El equipo utilizado para la detección, digitalización y visualización de las señales ópticas que se obtuvieron de los experimentos en este trabajo se compone de fotodetectores y osciladores rápidos. La necesidad de utilizar detectores rápidos surge del hecho que se trabaja con pulsos ópticos bastante cortos (hasta 4 ns). Cabe mencionar que un pulso óptico de 1 ns de duración ocupa un segmento de fibra óptica SMF-28 de 20 cm aproximadamente. Los fotodetectores usados fueron *DET 08CFC* de la compañía *Thorlabs*, los cuales tienen un ancho de banda de 5 GHz, y una sensibilidad alta en el rango espectral de 800 a 1700 nm, la responsividad de los fotodetectores se ilustra en la figura 22. La resistencia ajustada a la salida del fotodetector fue de 50 Ohm, con la capacidad de

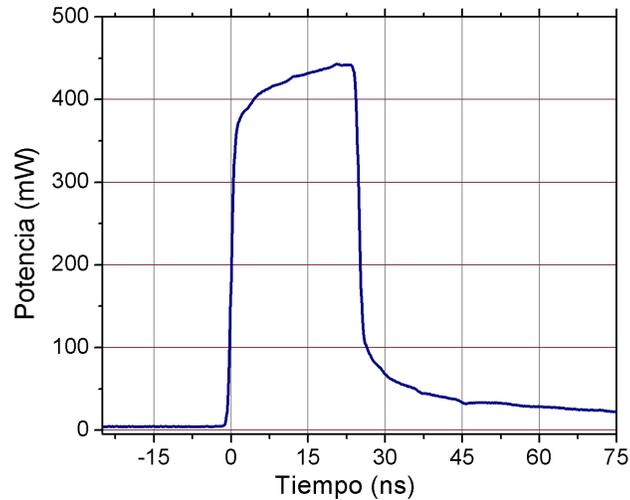


Figura 21: Forma de los pulsos ópticos, la potencia máxima de este pulso es de 0.6 W en la entrada de la celda y una duración de 25 ns.

observar pulsos hasta de ~ 0.5 ns.

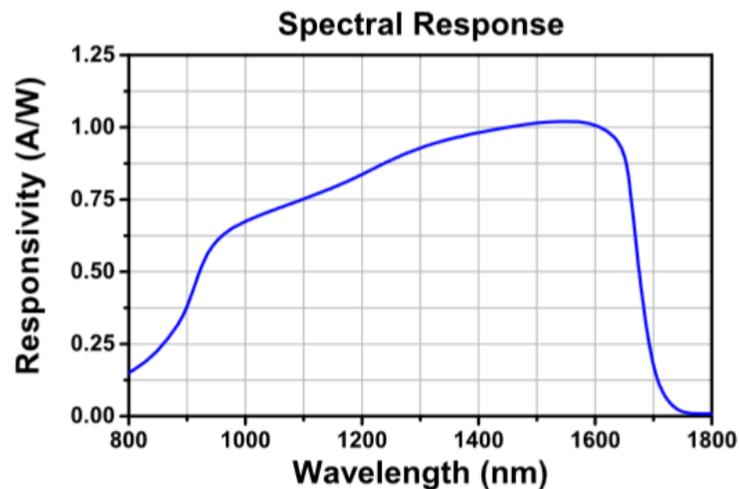


Figura 22: Responsividad de los fotodetectores modelo DET 08CFC de la compañía Thorlabs. Curva del proveedor.

Para el monitoreo de las señales se utilizó un osciloscopio modelo *DSOX6004A* de la marca *KEYSIGHT* con un ancho de banda de 1 GHz a 6 GHz. Para minimizar las reflexiones posibles de los pulsos eléctricos detectados en la entrada del osciloscopio (y minimizar, en esta forma, las distorsiones de la señal detectada) se usó también el régimen de los 50 Ohm de resistencia de entrada. Tomando en cuenta las características de los detectores y del osciloscopio podemos decir que nuestro sistema de detección/visualización puede mostrar las señales con duración por lo menos hasta de 0.1 ns.

3.2. Caracterización óptica del acetileno en la celda

En esta sección presentamos las técnicas y experimentos que nos ayudaron a caracterizar la interacción de la luz, en diferentes configuraciones, en nuestra celda de HC-PCF con el gas acetileno.

3.2.1. Sintonización de láseres en las líneas de absorción

El espectro del acetileno fijado por NIST (National Institute of Standards and Technology, por sus siglas en inglés) a una presión de las moléculas del gas de 50 Torr se presenta en la figura 23.

Para estimar cuál debe ser la sintonización de los diodos DFB en corriente y temperatura para localizarnos en el centro de las líneas de absorción en las que estamos interesados, se usó un espectrófotómetro (OSA, modelo *HP 70951A* con resolución hasta de 0.2 nm). Los controladores de temperatura (TEC) de cada láser permiten una sintonización fina, mientras que su propio alimentador de corriente cambia la longitud de onda central (sintonización cruda). El espectrofotómetro fue conectado a una de las entrada/salidas de la celda y por otro lado fue conectado directamente el diodo láser DFB. La celda fue llenada con acetileno a una presión de 0.4 Torr, y después de esperar unos minutos, el alimentador de corriente del láser y su modulador de temperatura fueron encendidos. Enseguida se programó el alimentador de corriente del láser en un nivel intermedio y el controlador de corriente fue sintonizado desde su nivel mínimo al máximo de temperatura, al mismo tiempo se observó en el espectrofotómetro en qué valor de longitud de onda existía absorción (la potencia decae drásticamente) de la onda acoplada. Como pudimos ver en el espectrofotómetro, las líneas de absorción estaban sintonizadas en el mismo rango de longitud de onda del espectro estándar fijado por NIST, por lo que se buscó sintonizar las líneas R9, P9 y P11 (con ambos láseres DFB) y se guardaron los parámetros de los controladores (alimentador de corriente y TEC) que correspondían a cada una de ellas. De acuerdo con (Swann and Gilbert, 2000) más de la mitad de las líneas que conforman las ramas R y P del acetileno presentan una razón de cambio en longitud de onda de 2.3×10^{-3} pm/Torr. Para nuestros experimentos el desplazamiento de las líneas por cambios en la presión del gas es despreciable, aunque cambia significativamente por variaciones del alimentador de corriente o en el TEC.

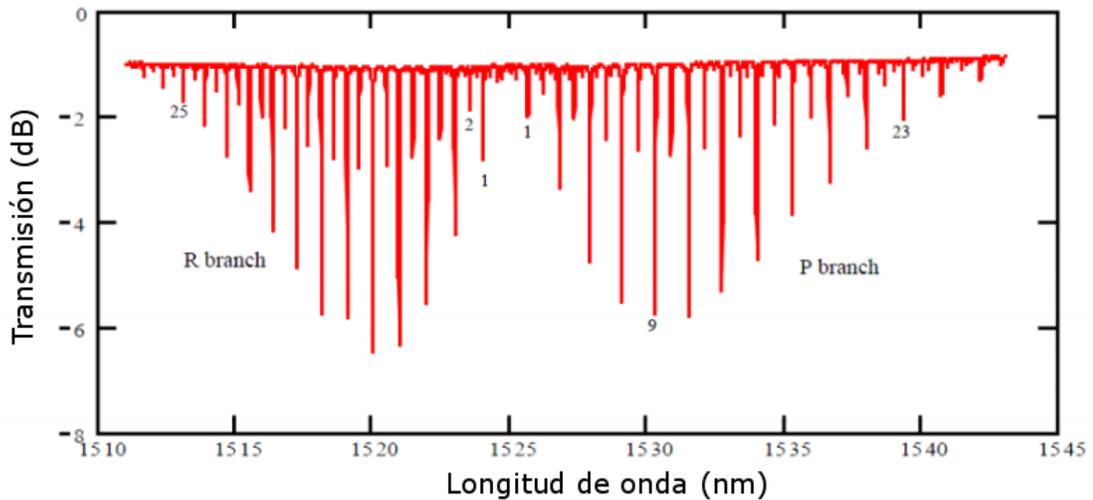


Figura 23: Muestra del espectro de transmisión del acetileno, a presión del gas de 50 Torr, según la medida estándar de NIST.

El perfil de las líneas de absorción también se puede mostrar directamente en el osciloscopio. La observación del perfil (específicamente su ensanchamiento) y la profundidad de las líneas puede darnos información de lo que ocurre internamente en nuestro sistema con las moléculas del gas (Loudon, 1973). Una vez que sintonizamos nuestros láseres aproximadamente en el centro de una línea de absorción, se usa un modulador de señales (modelo *AFG3021* de la marca *Tektronix*) que aplica una rampa de voltaje al controlador de corriente, esta rampa hace oscilar la longitud de onda alrededor de la frecuencia central y dibuja el perfil de la línea de absorción. En la figura 24 se puede observar un perfil típico de una línea.

A partir del perfil de transmitancia de la línea de absorción podemos hallar también la densidad óptica (OD), y se calcula de la ecuación $OD = -\ln(T)$, donde T es la transmitancia. En la figura 25 se presentan las curvas de densidad óptica para diferentes presiones del gas dentro de la celda, correspondiente a la figura 24.

Como se espera, la densidad óptica disminuye conforme la presión del gas baja en el interior de la celda. De (Ocegueda Miramontes, 2015) sabemos que la densidad óptica (en nuestra celda) se encuentra entre 0.3-3 para la línea P5 del acetileno, con presiones en el rango de los 0.05 y 0.5 Torr (que coincide con nuestros experimentos). El ancho espectral de la línea de absorción se mantiene aproximadamente constante en 520 MHz. Este ensanchamiento, en su mayoría es debido a efecto Doppler, y sólo un poco a colisiones intermoleculares y entre las paredes de la celda.

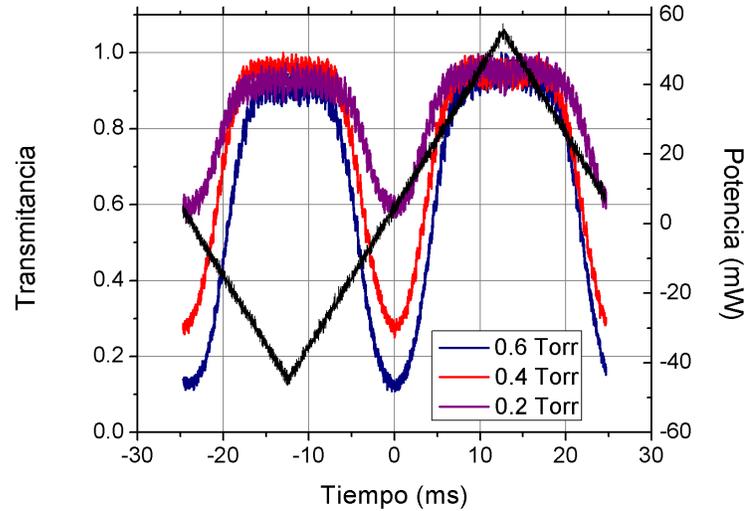


Figura 24: Líneas de absorción y rampa de voltaje. Las curvas de colores describen la forma de línea de absorción R9 en transmisión (escala correspondiente al eje vertical izquierdo) y la curva negra corresponde a la rampa de voltaje utilizada (escala correspondiente al eje vertical derecho), para diferentes presiones del gas dentro de la celda 0.2, 0.4 y 0.6 Torr.

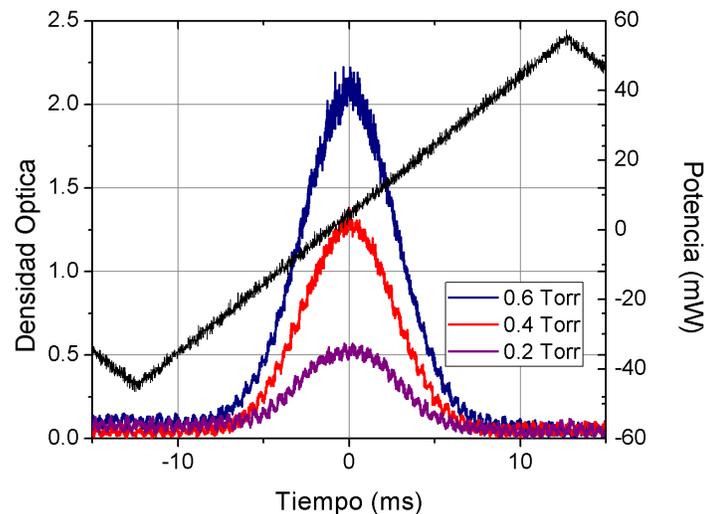


Figura 25: Perfil de densidad óptica de la celda para línea R9 y rampa de voltaje de modulación (curva negra), para diferentes presiones del gas dentro de la celda 0.2, 0.4 y 0.6 Torr; las densidades ópticas correspondientes son aproximadamente 0.5, 1.3 y 2.

3.2.2. Nutación óptica

Las aproximaciones para hallar el valor teórico de EIT muchas veces se encuentran en términos de la frecuencia de Rabi (Arimondo, 2007; Ghosh et al., 2005). Por lo tanto, es muy importante determinar este parámetro experimentalmente para nuestras condiciones

en la celda. El efecto de nutación óptica permite evaluar la frecuencia de Rabi (Brewer and Shoemaker, 1971) en una forma más directa. En la figura 26 se muestra el arreglo experimental para observar este efecto en nuestra celda con acetileno.

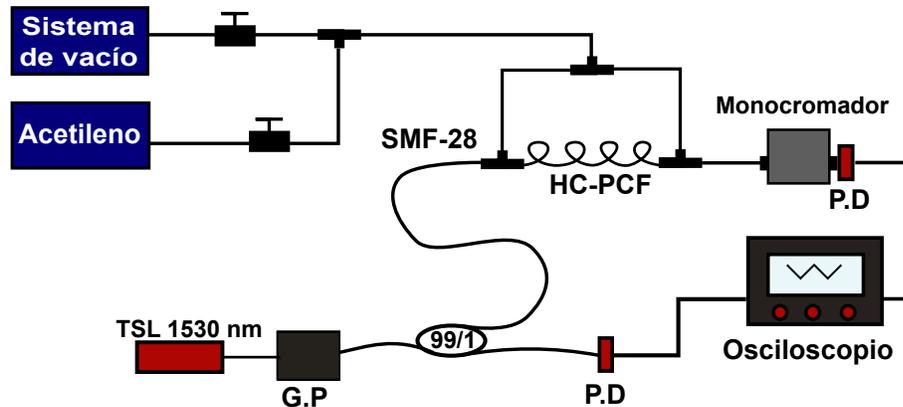


Figura 26: Arreglo experimental para observar nutación óptica. La configuración se compone del generador de pulsos ópticos, la celda de fibra con estructura de cristal fotónico, la fuente de luz y el equipo para visualizar el perfil del pulso óptico antes y después de atravesar la celda.

Para observar la nutación óptica, la celda debe ser llenada con acetileno a una presión determinada. Se deben modelar pulsos ópticos rectangulares con la menor distorsión posible el ancho de los pulsos es recomendable que sea mayor al tiempo de coherencia, lo cual permite comparar lo que pasa para tiempos mayores y menores que T_2 . Y se grabaron por medio del osciloscopio tanto el perfil del pulso transmitido fuera de alguna de las líneas de absorción del espectro de acetileno (sin las oscilaciones de nutación) y el pulso transmitido cuando se sintoniza dentro de una línea de absorción, ver figura 27. Se utilizó el láser semiconductor DFB que se encuentra centrado aproximadamente en ~ 1530 nm y que puede excitar algunas transiciones de la rama P, el mismo que se usó después para formar los pulsos de control en los experimentos de EIT. Para estas mediciones la celda fue llenada a diferentes presiones del gas. En el procesamiento de los datos el perfil del pulso cuando está sintonizado fuera de la línea (línea cortada, figura 27) se usa como un pulso de referencia (o pulso efectivo de entrada).

Las oscilaciones que modulan el pulso sintonizado en el centro de la línea de absorción (ver trazo continuo, figura 27) se supone son debidas al efecto coherente de nutación óptica.

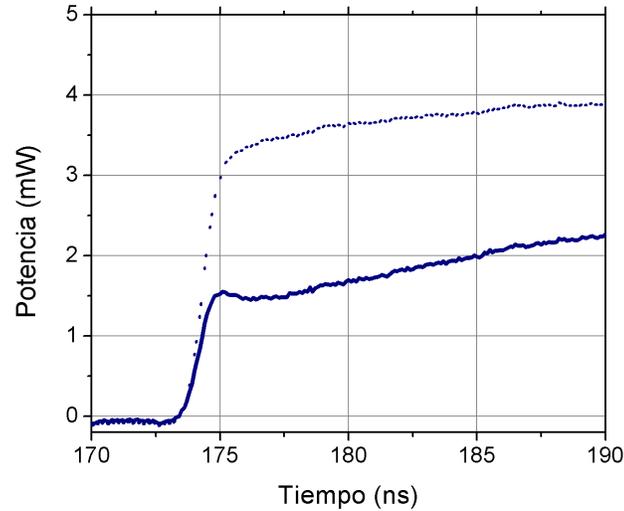


Figura 27: Pulso de referencia y pulso modulado. La curva punteada presenta el pulso cuando la longitud de onda del láser se encuentra sintonizada fuera de la línea de absorción P11 del gas. La curva azul presenta el mismo pulso, sintonizado ahora en el centro de la línea. La presión del gas dentro de la celda es de 0.4 Torr.

3.2.2.1. Resultados acerca de la obtención de la frecuencia de Rabi por nutación óptica

El propósito de observar claramente el fenómeno de nutación óptica, fue útil encontrar el perfil de la transmitancia del pulso; ver figura 28. Para esto se calculó el cociente entre el perfil del pulso dentro del centro de línea y totalmente fuera de ella.

Las curvas de la figura 28 presentan oscilaciones; podemos ver cómo en cada curva existe un punto donde la transmitancia es mínima, enseguida sufre un crecimiento monótono hasta llegar a un máximo. Este semi-periodo de una de las oscilaciones es el que utilizamos para calcular la frecuencia de Rabi,

$$\Omega_{Rabi} = \frac{2\pi}{2(T/2)}. \quad (30)$$

En la figura 29 se observan los valores experimentales aproximados de la frecuencia de Rabi. Cada punto en la gráfica depende de dos parámetros del sistema, la potencia del pulso rectangular y la presión dentro de la celda.

Respecto al comportamiento de nuestros datos experimentales, ver figuras 28 y 29 po-

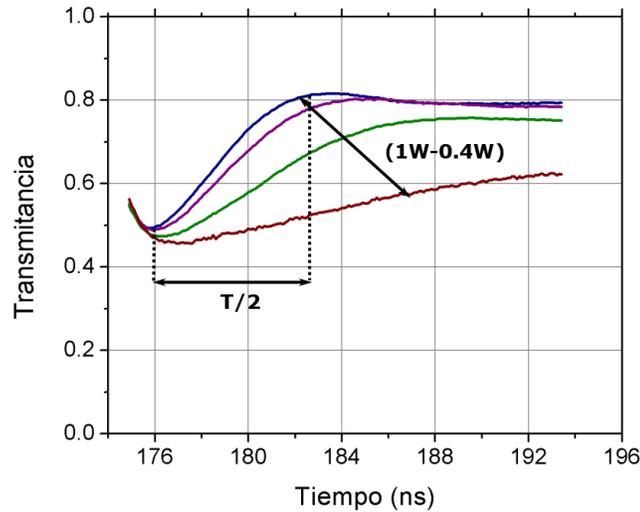


Figura 28: Perfil temporal de transmitancia del pulso óptico en el experimento de nutación óptica, sintonizado en la línea P11 con duración de 25 ns. Cada curva corresponde a un valor de potencia del pulso entre 0.4 y 1 W. Y la presión dentro de la celda es constante a 0.1 Torr.

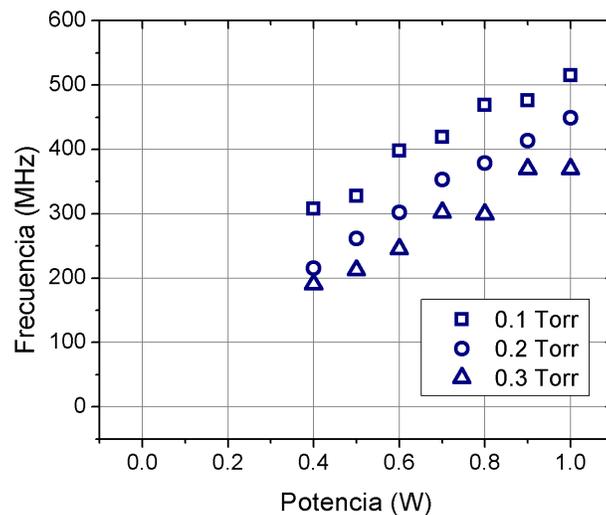


Figura 29: Se muestran los puntos experimentales correspondientes a la frecuencia de Rabi con diferente potencia (0.4W-1W) y duración constante de 25 ns de los pulsos incidentes, con diferentes presiones del gas.

demostramos decir que la frecuencia de las oscilaciones aumenta cuando la potencia de los pulsos es mayor y que sólo se pudo observar un semi-periodo de las oscilaciones de Rabi. La frecuencia de Rabi es directamente proporcional al campo eléctrico, por lo tanto, la primera observación concuerda con lo que sabemos acerca de nutación. Respecto a la segunda observación es más complicada porque muchos factores influyen para que las oscilaciones sufran atenuación.

3.2.3. Observaciones parciales

Para los experimentos de observación experimental de EIT en acetileno se desarrolló un sistema experimental, el cual consiste de:

- Una celda de fibra con el núcleo hueco y estructura de cristal fotónico conectada con segmentos de fibras convencionales mono-modales SMF-28 y con una entrada/salida del gas en ambas terminales de la fibra fotónica.
- Un sistema de vacío compuesto por una bomba mecánica y una bomba de difusión. El sistema es capaz de alcanzar presiones hasta de 10^{-06} Torr.
- Un par de láseres semiconductores sintonizables en los rangos de ~ 1520 y $\sim 1530 \pm 1.5$ nm. Para las líneas P9, P11 y R9.
- Sistema de formación de pulsos de duración desde 4 ns hasta 40 ns, y potencia máxima hasta de 12 W.
- Sistema de detección de pulsos ópticos cortos, basado en los fotodetectores rápidos con un ancho de banda de 5 GHz y un osciloscopio digital con un ancho de banda de 1 GHz a 6 GHz.

Capítulo 4. Investigación de EIT en la celda de HC-PCF con acetileno por excitación de pulsos ópticos

4.1. Introducción

Como se mencionó anteriormente, en la mayoría de los experimentos en los que ha sido observado EIT en celdas de fibra óptica con estructura de núcleo de cristal fotónico rellenas con acetileno, el efecto se observaba en un régimen estacionario, cuando las ondas de conexión y de prueba son ondas continuas (Ghosh et al., 2005; Benabid et al., 2005). Esta forma de excitación tiene ventajas, como una posibilidad de observar el perfil espectral mínimo de EIT, pero también algunas desventajas, por ejemplo, no permite observar la dinámica temporal de la formación de EIT mínima, y el uso de una onda de conexión en forma continua limita su potencia máxima. En este capítulo presentamos resultados experimentales de observación de EIT en la celda de HC-PCF con acetileno, usando luz de conexión en forma de pulsos ópticos de duración variable (desde 4 ns) y con potencias en escala de Watts.

La forma convencional de introducir en la celda las diferentes ondas de prueba y conexión para llevar a cabo su interacción corresponde a una configuración de co-propagación. No fue hasta 1995 (Gea-banacloche et al., 1995) cuando por primera vez se observó experimentalmente el efecto de EIT en un arreglo en contra-propagación en átomos de rubidio, y hasta 2007 (Light et al., 2007) en una configuración experimental similar con acetileno. En esta configuración, la luz de los dos láseres viaja a través de la celda en direcciones opuestas. En este capítulo se hará un repaso de la metodología experimental, se presentarán los datos experimentales y se darán algunas conclusiones parciales acerca de la observación de EIT en ambas configuraciones, de co-propagación y de contra-propagación, de la luz de prueba (de modo continuo) y de conexión (en forma de pulso).

Las interacciones entre las moléculas del acetileno y la luz se observaron excitando el sistema atómico y formando un sistema cuántico de tres niveles de tipo Λ y V (Harris et al., 1990), sintonizando las líneas P9, P11 (conexión) y R9 (prueba) de las ramas R y P de la absorción óptica del gas.

4.2. Investigación experimental de EIT en configuración de contra-propagación

El arreglo experimental de la configuración en contra-propagación se muestra en la figura 30. Como se mencionó en el capítulo 2, para la excitación de EIT la regla de selección de transiciones es la siguiente: $R(J + 1) - P(J - 1)$ (configuración Λ) y $R(J + 1) - P(j + 1)$ (configuración V) donde J es el número cuántico rotacional; ver figura 7.

4.2.1. Configuración y técnica experimental

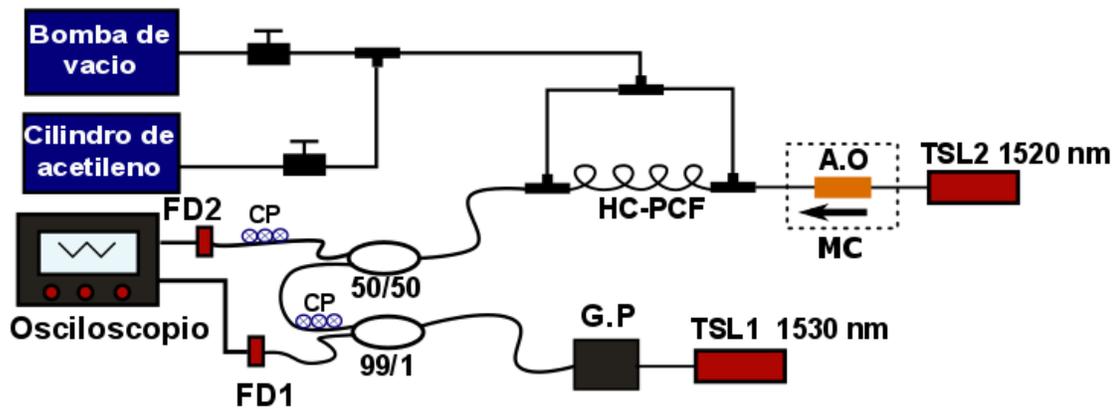


Figura 30: Configuración experimental para la observación EIT en contra-propagación. GP: el sistema que genera los pulsos ópticos, TSL: los láseres semiconductores D1FB sintonizables por temperatura y centrados en 1520 y 1530 nm, FD: fotodetectores, CP: controladores de polarización, MC: monocromador, A.O: aislador óptico.

Como se mencionó anteriormente, la luz de prueba se encuentra en modo continuo, mientras que la luz de conexión tiene la forma de un pulso aproximadamente rectangular, con una duración mínima hasta de 4 ns y frentes de los pulsos de alrededor de los 2 ns. Los frentes de pulsos usados son más cortos que el tiempo de relajación transversal esperado de las moléculas del gas $\sim 8-10$ ns (Ocegueda Miramontes, 2015). Una vez que los pulsos ópticos fueron generados y amplificados, se enviaron a uno de los puertos de entrada de un acoplador 99/1. Enseguida el pulso se divide en dos de igual forma, pero con diferente razón de potencia. El puerto de salida por el cual se transmite la menor potencia se conectó a un fotodetector rápido, para de esta manera observar la forma de los pulsos generados en tiempo real. El segundo puerto de salida del acoplador, que transmite la mayor potencia, se conectó a otro acoplador con una razón de división 50/50; una de las salidas del dispositivo fue acoplada a un extremo de la celda; ver figura 30.

Por el otro extremo de la celda se introdujo la onda de prueba, como se observa en la figura 30. Con la intención de bloquear la luz de conexión que se propagaría directamente

hacia el láser semiconductor de prueba, y otras posibles reflexiones de pulsos en la celda, que pudieran dañarlo y/o influir su operación normal, se conectó entre el láser y la celda un aislador óptico que sólo deja transmitir la luz de prueba en una dirección. La luz de prueba que viaja en dirección opuesta a los pulsos de conexión es captada a través del segundo puerto de entrada del acoplador 50/50 con el fotodetector. Todas las mediciones realizadas en estos experimentos fueron a diferentes presiones del gas en el rango de 0.1-0.4 Torr; la amplitud y la duración de los pulsos fue variable también. En los experimentos, la luz de conexión, en escala de Watts, siempre fue mucho más potente que la de prueba (<40mW) cuando se mide la potencia antes de que la luz entre a la celda.

Las señales ópticas observadas en los fotodetectores son guardadas en el osciloscopio digital de banda amplia (hasta 6 GHz). Este osciloscopio se configura de tal manera que sea posible observar dos trazas, la de los pulsos ópticos de conexión incidentes y la onda de prueba transmitida. Para minimizar las distorsiones de los pulsos detectados, las impedancias de entrada del osciloscopio fueron bajas; 50Ω .

La onda de prueba continua que fue observada con el fotodetector rápido conectado a la entrada libre de acoplador 50/50, muestra también algunas reflexiones de los pulsos de conexión, presentados en la figura 31 por la curva punteada. El primer pulso reflejado se forma antes de que el pulso de conexión entre a la celda, por eso este pulso no presenta absorción en la celda. Tal pulso no se deforma cuando se sintoniza en el centro de la línea correspondiente. Por otro lado, el siguiente pulso reflejado sí presenta atenuación y una deformación (curva azul en la figura 31), pero sólo cuando la longitud de onda de conexión está sintonizada en la línea de absorción del acetileno. Esta segunda reflexión, por lo tanto, es la correspondiente al mismo pulso incidente que ya hubo atravesado la celda, pues el tiempo de retraso entre éstos corresponde al doble del tiempo de propagación a través de la celda (~ 17 ns). También es una manera indirecta de saber cuándo viaja el pulso por la celda. El efecto de EIT es observado entonces como un abultamiento entre los dos pulsos de conexión reflejados, y se percibe cuando ambas longitudes de onda (de conexión y de prueba) corresponden a una configuración de EIT (curva azul, figura 31).

De hecho, probamos observar la respuesta de EIT como un incremento de transmitancia de la luz de prueba en una forma más pura. Para esto grabamos un trazo con la luz de conexión, y la de prueba juntas, otro trazo con la luz sólo de conexión y por último

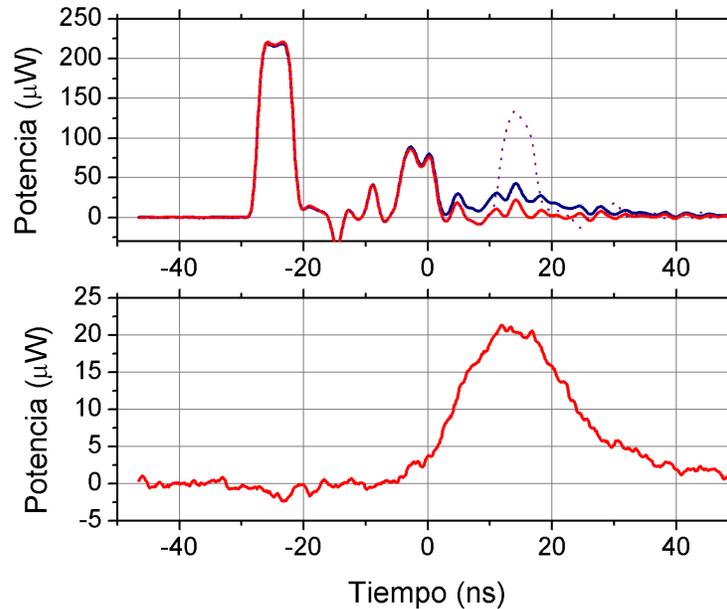


Figura 31: Trazos osciloscópicos donde se observa el efecto de EIT. La curva púrpura punteada corresponde al trazo donde ningún láser está sintonizado en alguna línea de absorción, la curva azul al trazo donde se está dentro de la línea de absorción P11 (1531.58 nm) y fuera de la línea R9 (1520.08 nm) no se presenta cambio en la transmitancia entre los pulsos reflejados. Curva roja, dentro de ambas líneas de absorción P11 y R9 presenta un abultamiento entre las reflexiones. La curva roja (abajo) presenta la resta de ambos trazos, respuesta de EIT.

restamos los dos trazos (curva roja, figura 31). Se supone que la presencia de la onda débil de prueba no influye mucho en la propagación de los pulsos de conexión, y por esta razón, “la resta” solamente contribuye el perfil del pequeño pulso de transmitancia modulado de la luz de prueba. Cabe mencionar que grabamos los perfiles en el régimen AC del osciloscopio; la potencia promedio de la luz de prueba no se muestra en los perfiles grabados. De la figura 31 trazo rojo, podemos ver que por su forma y localización (entre los pulsos de conexión reflejados), la curva de “la resta” corresponde muy bien a la respuesta esperada de EIT.

Con el fin de eliminar las reflexiones de la luz de conexión en una forma significativa se conectó un monocromador (*Newport* modelo 77250) al frente del segundo fotodetector. El fotodetector se localizó directamente en el plano de salida del monocromador, sin acoplar antes la luz transmitida por el monocromador a otra fibra óptica. Hacemos esto para evitar pérdidas de potencia por mala alineación del monocromador; también porque la separación espectral de la luz de conexión y de prueba no necesita fuertemente de la resolución del monocromador. Para lograr una mayor captura de potencia de la luz de

prueba, el fotodetector fue colocado en una montura milimétrica que tenía movilidad en los ejes xyz. Una verificación directa mostró que la transmitancia de los pulsos de conexión reflejados es casi completamente atenuada y la luz de prueba maximizada. Sin embargo, el monocromador indujo una atenuación de la luz transmitida hasta de cuatro veces.

La modulación de la transmitancia de la luz de prueba por el efecto de EIT se observó en el osciloscopio, como se muestra en la figura 32. En la figura, la traza negra continua corresponde a la luz de prueba cuando la emisión de los láseres semiconductores DFB coinciden en longitud de onda central con las líneas de absorción P11 (~ 1530.5 nm) y R9 (~ 1520.0 nm), lo cual equivale a una configuración Λ . La traza roja corresponde a una sintonización en la configuración V con las líneas P9 (~ 1530.3 nm) y R9 (~ 1520.0). Por último, la línea púrpura es la transmitancia del láser de prueba fuera de la línea de absorción R9 y con el láser de conexión en el centro de la línea P11.

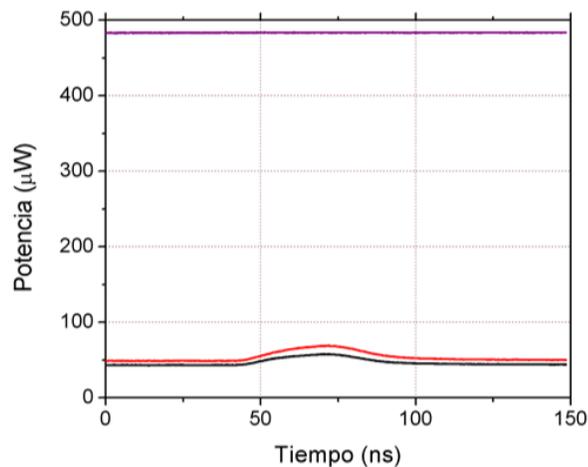


Figura 32: Trazos osciloscópicos donde se observa el efecto de EIT en dos diferentes configuraciones de excitación (la negra para Λ y la roja para V). Trazos osciloscópicos mostrados con línea púrpura no presentan modulación por EIT; las longitudes de onda de prueba y de conexión están sintonizadas fuera de las líneas de absorción.

Lo importante al hacer el análisis cuantitativo de los datos grabados en el osciloscopio es conocer qué tan eficiente es la interacción entre la luz de conexión y la de prueba debido a EIT. Esta eficiencia se calculó en función del cambio en los coeficientes de absorción. De la ecuación de Beer-Lambert, que relaciona la transmitancia de un material con los coeficientes de absorción, sabemos que

$$\frac{I_f}{I_i} = T = e^{(-\alpha L)}. \quad (31)$$

En nuestro caso, α es el coeficiente de absorción del gas en una línea de absorción sin modulación por EIT. La transmitancia de prueba por EIT, con pulso de conexión prendido, en el punto de máxima transmisión es

$$T = e^{-(\alpha-\Delta)L}, \quad (32)$$

donde $(\alpha-\Delta)$ es el coeficiente de absorción equivalente, es decir, Δ es el coeficiente que disminuye la absorción. De estas ecuaciones podemos llegar a una razón entre los coeficientes α y Δ ,

$$\frac{(\alpha - \Delta)}{\alpha} = \frac{\ln(T_{EIT})}{\ln(T_{Abs})}, \quad (33)$$

donde T_{EIT} es la transmitancia con la modulación por EIT (la razón entre el máximo nivel de potencia de prueba transmitida por EIT y la potencia de prueba transmitida fuera de la línea de absorción) y T_{Abs} es el equivalente, pero sin el pulso de conexión. Esta forma de obtener la eficiencia de modulación por EIT, Δ/α , es confiable; muchas veces, al grabar los datos experimentales en el momento que se observaba la transparencia, la sintonización de la onda de prueba no se encontraba en el mínimo de transmitancia, pero la forma en que se graba la traza y se calcula la eficiencia permite compensar estos desajustes. En la mayoría de las siguientes gráficas se muestra la razón Δ/α (en porcentaje).

4.2.2. Eficiencia de EIT en estado estacionario

En esta sección se presentan los datos de medición de eficiencia de EIT en su estado estacionario, es decir, cuando la modulación por EIT alcanzó su estado estacionario y no cambia en el tiempo (ver ejemplo de la figura 32). La principal dependencia, en este caso la más fundamental, es la dependencia de la potencia máxima del pulso de conexión (Chen et al., 1998; Ghosh et al., 2005); ver la figura 33.

La presión dentro de la celda de fibra de cristal fotónico determina la densidad de moléculas

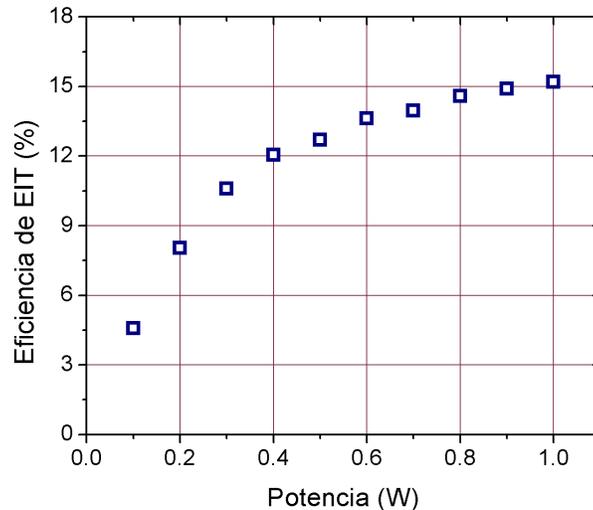


Figura 33: Eficiencia de EIT en función de la potencia del pulso de conexión, configuración en contra-propagación, presión dentro de la celda de 0.4 Torr, sistema de tres niveles Λ con las líneas P11 y R9.

las que podrían interactuar con la luz. Las presiones a las que se realizaron los experimentos de EIT en contra-propagación fueron 0.1, 0.2 y 0.4 Torr. El decaimiento de la potencia de prueba transmitida (cuando nos encontramos sintonizados en una línea) cambia en función de la presión (Saleh and Teich, 2007), como se muestra en la figura 34. En el caso más sencillo podemos suponer que la absorción crece linealmente con la concentración de moléculas del gas, por lo tanto, proporcionalmente a la presión del gas. La curva roja en esta gráfica presenta el comportamiento esperado teóricamente.

En la figura 35. a) se muestra la eficiencia de EIT como función de la potencia del pulso óptico, para diferentes presiones del gas dentro de la celda. En la figura 35. b) se muestra la misma dependencia, pero ahora obtenida para una presión fija con duraciones del pulso de conexión de 25 y 40 ns. La diferencia entre las configuraciones Λ (cuando se excitaron las líneas P11 y R9) y V (cuando se excitaron las líneas P9 y R9) se muestran en la figura 36.

En todas las dependencias presentadas anteriormente en esta sección, ambas longitudes de onda, las de conexión y de prueba, fueron sintonizadas en los centros de las líneas de absorción correspondientes. Otro de los experimentos realizados fue determinar la eficiencia de EIT no sólo en el centro de la línea de absorción, sino también fuera de éste. La figura 37 muestra la dependencia de la eficiencia de EIT a través de la línea. El eje

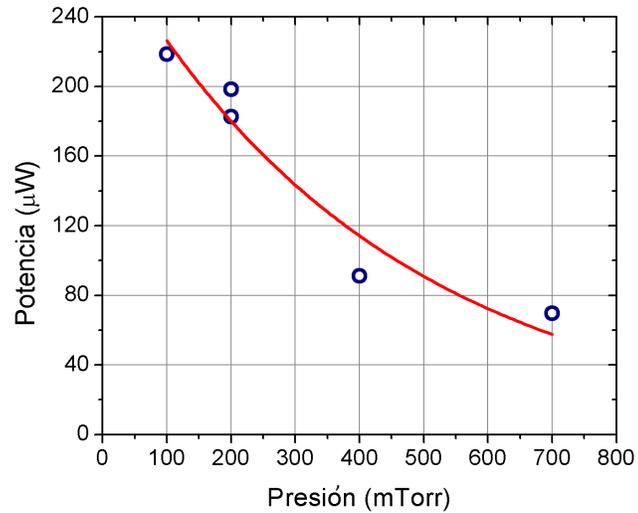


Figura 34: Potencia transmitida para la onda de prueba en el centro de la línea R9 como función de la presión dentro de la celda. La curva roja muestra el comportamiento esperado teóricamente.

horizontal indica qué tan alejados nos hallamos con nuestra sintonización del centro de la línea de absorción en unidades de potencia promedio transmitida. Entonces, los puntos cercanos a cero en este eje representan el centro de la línea y, para valores grandes en el eje, con transmitancia promedio alta, nos encontramos un poco fuera de la línea. Cabe mencionar que para cada longitud de onda de prueba sintonizamos su propia longitud de onda de conexión para optimizar la respuesta de EIT.

4.2.3. Tiempo de relajación de la respuesta EIT

El pulso en la onda de prueba formado por EIT (ver figura, 31, curva inferior) se caracteriza por el decaimiento (o relajación) después de que el pulso de conexión sale de la celda. Para evaluar el tiempo característico de este decaimiento cambiamos la escala vertical, que se encontraba en función de la potencia detectada, a una escala logarítmica. Podemos ver que la segunda parte, y la más grande de la respuesta EIT (una vez que el pulso de conexión salió de la celda) formará una línea recta con cierta pendiente; ver figura 38. Haciendo un ajuste lineal, se pueden encontrar la pendiente de la curva, la cual corresponde al tiempo de decaimiento (línea roja).

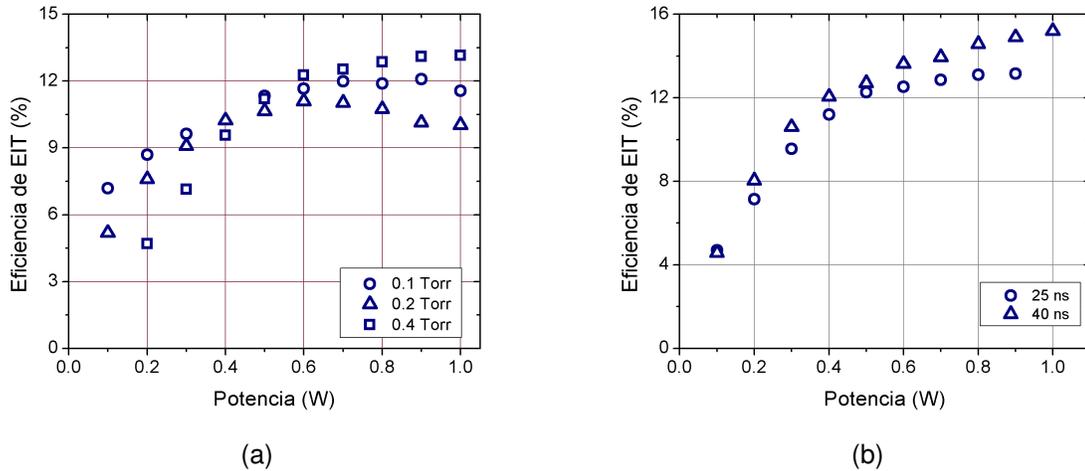


Figura 35: a) Eficiencia de EIT como función de la potencia del pulso de conexión, con diferentes presiones dentro de la celda. b) Eficiencia de EIT como función de la potencia del pulso de conexión, con una presión dentro de la celda de 0.4 Torr y dos duraciones del pulso, (configuración en contra-propagación y Λ).

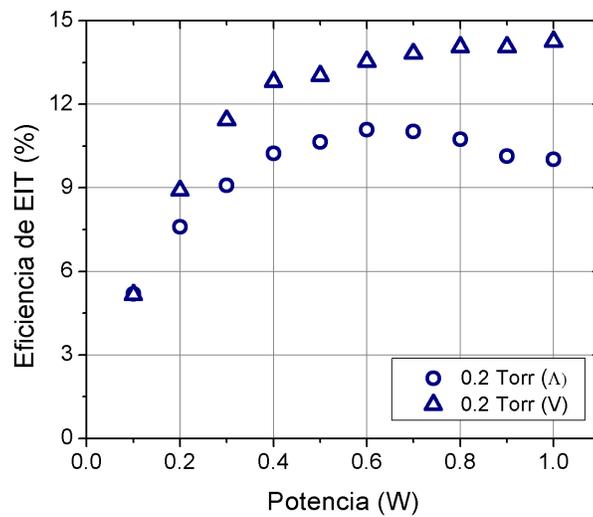


Figura 36: Eficiencia de EIT en dos diferentes configuraciones Λ y V (configuración en contra-propagación).

Se realizó el ajuste antes mencionado de los datos experimentales para diferentes condiciones experimentales. En la figura 39. a) se muestran los resultados cuando se cambia la presión de la celda, en función de la potencia de la luz de conexión. En 39. b) y c) se hace una doble comparación de los tiempos de relajación cuando la duración de los pulsos se cambia, y también para dos configuraciones de excitación a una presión de 0.2 Torr.

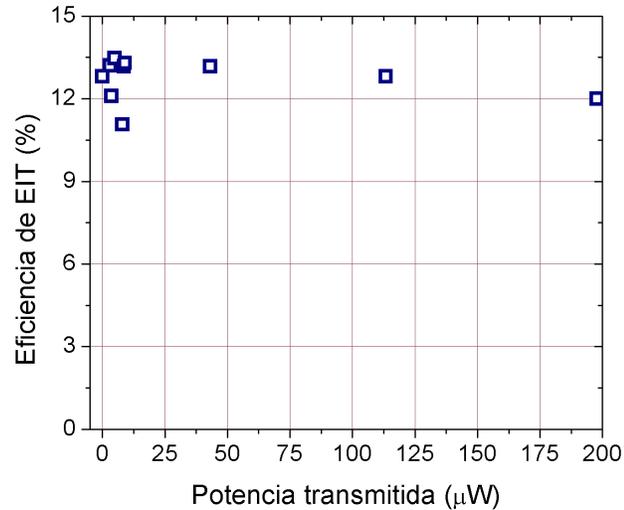


Figura 37: Eficiencia de EIT a través de la línea de absorción de prueba (configuración en contra-propagación y Λ , presión 0.4 Torr, potencia del pulso 0.4 W).

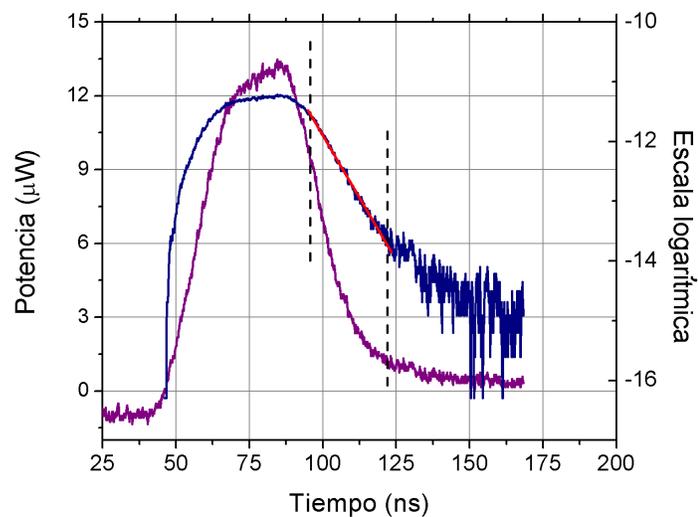
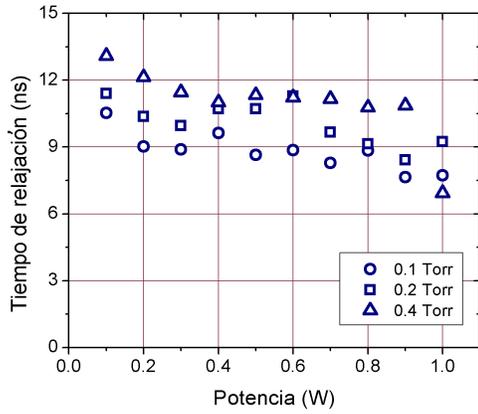


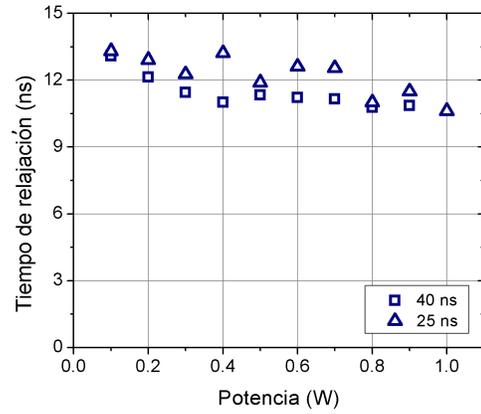
Figura 38: Se observa la modulación de la luz de prueba debido a EIT (curva púrpura). En la misma gráfica (curva azul) se muestra el pulso con un cambio a escala logarítmica del eje vertical (configuración en contra-propagación y Λ , el ancho del pulso 40 ns, la presión del gas dentro de la celda de 0.4 Torr y la potencia del pulso de conexión de 0.5 W).

4.2.3.1. Conclusiones parciales

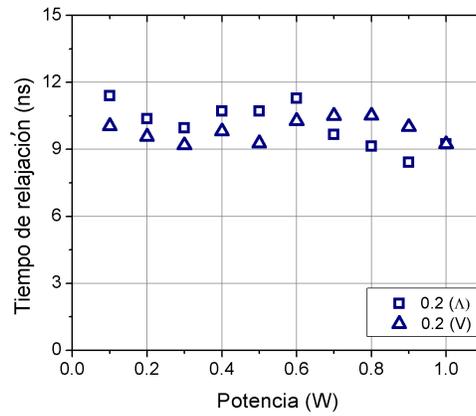
- La eficiencia de EIT en la configuración en contra-propagación crece con la potencia del pulso de conexión en una forma esperada: primero hay un crecimiento lineal, después, una tendencia a saturación.
- Se logró el máximo valor en contra-propagación de 14 %; el mejor que se ha encon-



(a)



(b)



(c)

Figura 39: Dependencia de los tiempos de relajación EIT; a) para diferentes presiones dentro de la celda; b) diferentes duraciones del pulso de conexión; c) y en las configuraciones Λ y V (configuración en contra-propagación).

trado en la literatura (Light et al., 2009).

- Como ha sido mencionado en la literatura anteriormente (Light et al., 2007) la configuración V es más eficiente que la configuración Λ , hasta por un 30 %.
- Por primera vez se observó experimentalmente que la eficiencia de EIT no cambia con la sintonización alrededor de la línea de absorción.
- También por primera vez se midieron los tiempos de relajación de repuesta de EIT, los cuales están en un rango entre los 8-10 ns y no cambiaron significativamente con la potencia del pulso (hasta de 1 W), la presión (en el rango de 0.1-0.4 Torr), la configuración (Λ o V), o la duración del pulso.

4.3. Investigación experimental de EIT en configuración de co-propagación

De manera análoga, se implementó un arreglo experimental para la observación de los efectos por EIT en nuestra celda de fibra de cristal fotónico con acetileno, de forma que las ondas de prueba y conexión se propaguen en la celda en las mismas direcciones, entonces se obtiene una configuración en co-propagación de la luz de prueba y de conexión.

4.3.1. Metodología experimental

En la figura 40 se muestra el diagrama del sistema que se implementó para la observación del fenómeno de EIT en una configuración en co-propagación. En general, la configuración experimental es similar a la de la figura 30, las principales diferencias son:

- La luz de conexión y de prueba se encuentran propagándose en la celda en la misma dirección, es decir, se acoplan a la celda en una misma entrada.
- Es estrictamente necesario que exista un dispositivo de filtraje que atenúe totalmente los pulsos de conexión. Por lo tanto, el monocromador se encuentra siempre conectado a la salida del sistema en la parte frontal del fotodetector usado para detectar la onda de prueba transmitida.

Como se puede observar, la luz de prueba y de conexión se encuentran conectados a un acoplador 50/50, y el acoplador a la entrada o salida de la celda.

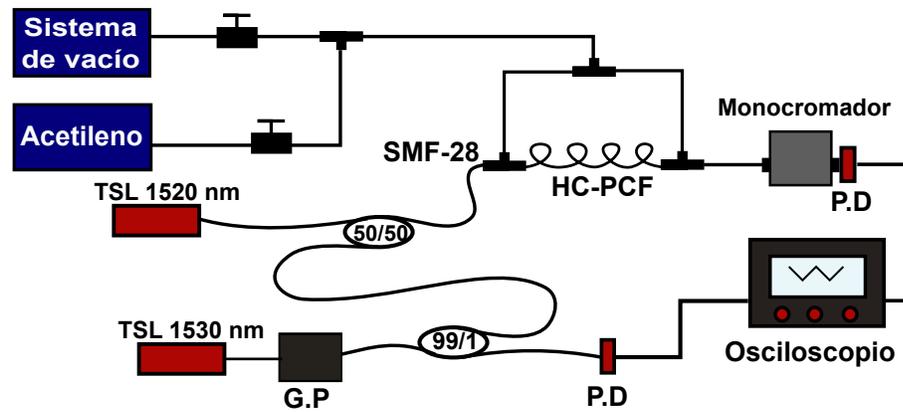


Figura 40: Configuración experimental para observación EIT en co-propagación (GP - sistema que genera y amplifica los pulsos ópticos de conexión, TSL - láseres semiconductores DFB centrados en 1520 y 1530 nm, FD- fotodetectores).

Un acoplador 99/1 se encuentra conectado entre la salida del sistema que genera los pulsos de conexión y el acoplador 50/50. Como en el arreglo anterior, figura (30); uno de los puertos del acoplador (con la potencia menor de salida) está conectado a un fotodetector. Como la atenuación de los dispositivos de todo el arreglo está caracterizada, se puede conocer con una buena aproximación la potencia real y la forma de los pulsos antes de entrar a la celda monitoreando en el osciloscopio el pulso que se detecta del acoplador 99/1.

En el otro extremo de la celda se encuentra conectado el monocromador, que se encarga de hacer el filtraje de los pulsos de conexión y sólo permite la transmisión de la luz de prueba, la cual ha sido grabada y analizada en el osciloscopio después de que el fotodetector captara su señal óptica transmitida por la celda.

Para calcular la eficiencia de la interacción y el tiempo de relajación por EIT en esta configuración, se hizo el mismo procesamiento de los datos que en los experimentos en contra-propagación, cuando el monocromador se encuentra conectado en la parte frontal del fotodetector. Cabe mencionar que la diferencia principal con los trazos obtenidos en contra-propagación es una mayor eficiencia de EIT observada en la luz de prueba.

En teoría, el efecto EIT se considera para un caso idealizado, cuando los campos de las ondas de conexión y de prueba están polarizados linealmente y ambos tienen la misma orientación que los dipolos moleculares (Fleischhauer and Marangos, 2005). En nuestra configuración experimental, los dipolos moleculares del acetileno tienen orientaciones aleatorias (Struve and Mills, 1990) y las polarizaciones de las ondas de conexión y de

prueba no se ajustan mutuamente. También se sabe que la fibra de cristal fotónico de la celda no conserva totalmente la polarización (Saleh and Teich, 2007).

Se esperaría que induciendo y controlando la polarización de la luz de conexión y de prueba (antes de que se propaguen juntos en el sistema) en nuestros experimentos pudiéramos encontrar un aumento de la eficiencia de la transparencia electromagnéticamente inducida. Con este objetivo, en el mismo arreglo utilizado para la observación de EIT en co-propagación, también se colocan dos controladores de polarización, ver figura 40 que son ajustados hasta obtener la eficiencia máxima de EIT.

En la figura 41 se muestra el máximo y mínimo de eficiencia de EIT. Estos experimentos se realizaron ajustando los dos controladores; las líneas excitadas son la R9 y P11. Se observa que la potencia mínima transmitida de la onda de prueba es muy diferente en las dos curvas que presentan aumento de transmitancia por EIT.

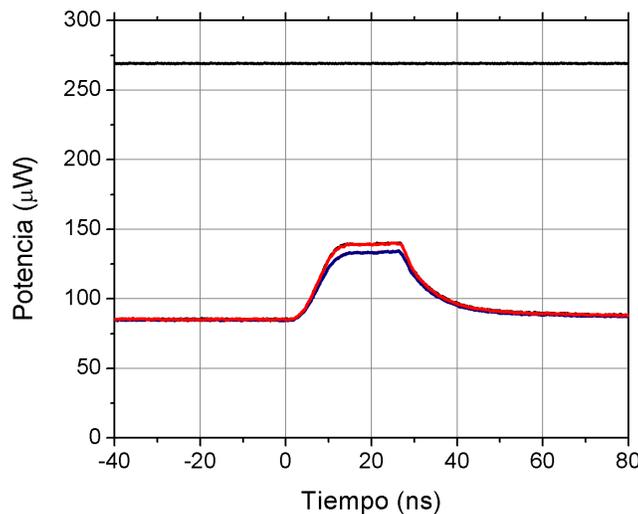


Figura 41: Se muestra la eficiencia de interacción por EIT máxima y mínima observada con las mismas condiciones experimentales (presión 0.4 Torr y potencia de entrada de los pulsos de control de 0.5 W) pero con diferente ajuste de los controladores de polarización.

4.3.2. Eficiencia de EIT en estado estacionario

Como en los experimentos anteriores con la configuración en contra-propagación, se investigó cómo depende experimentalmente el efecto de EIT con cambios en la potencia de los pulsos de control, presión y duración del pulso. En la figura 42 se muestran las

dependencias típicas de EIT en la configuración Λ y en co-propagación, con las líneas de P11 y R9, en función de la potencia a una presión constante del gas.

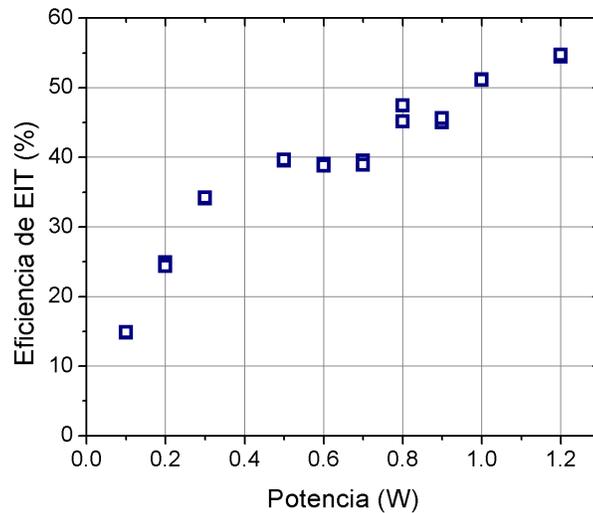


Figura 42: Eficiencia de EIT en función de la potencia del pulso de control (presión dentro de la celda de 0.4 Torr, en la configuración Λ (líneas P11 y R9)).

Se realizaron experimentos para diferentes presiones, 0.1, 0.2, 0.4 y 0.7 Torr, dentro de la celda, en las dos configuraciones de excitación más populares Λ y V . En la figura 43 se muestran las eficiencias de EIT en la configuración Λ , donde se excitaron las líneas R9 y P11.

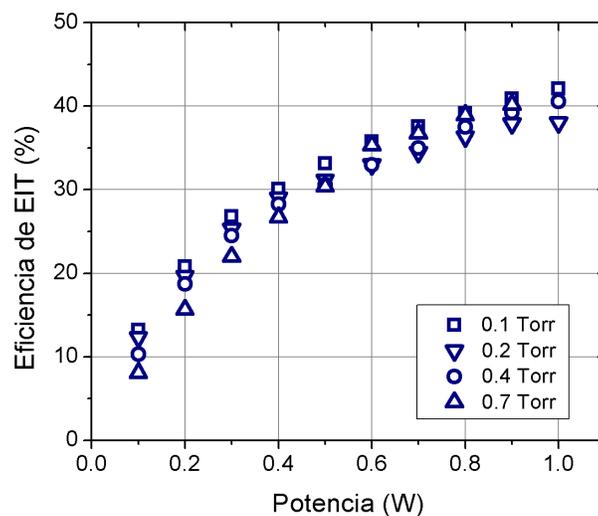


Figura 43: Eficiencia de EIT como función de potencia del pulso de control, con diferentes presiones dentro de la celda en la configuración Λ (las líneas P11 y R9).

En la figura 44 se muestra ahora una comparación de eficiencias para una presión de 0.2

Torr, entre los estados de excitación Λ (líneas P11 y R9) y V (líneas R9 y P9).

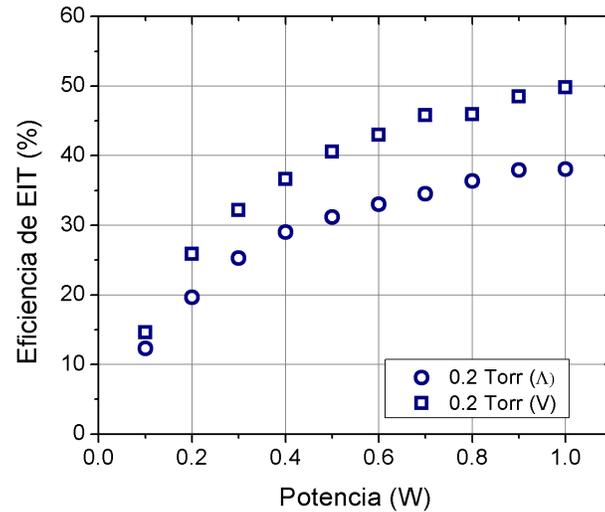


Figura 44: Eficiencia de EIT en las configuraciones Λ y V (co-propagación, presión 0.2 Torr).

El resultado de evaluar la eficiencia de EIT, no sólo en el centro de la línea de absorción, sino también fuera de ésta, se muestra en la figura 45 eficiencia en función de la sintonización del punto de máxima absorción. Como en la figura 37 en contra-propagación, el origen del eje horizontal y puntos cercanos corresponde al centro de línea de absorción; la parte derecha con potencias altas corresponde a las alas de la línea de transmitancia alta.

4.3.3. Tiempo de relajación de EIT

Tal como se realizaron los ajustes a los datos experimentales en la sección de contra-propagación, figura 39 se muestran los tiempos de relajación característicos del efecto de EIT cuando el arreglo se cambió a co-propagación de la luz de control y de prueba, figura 46. En las figuras 47 se muestran los tiempos de relajación en función de la potencia del pulso de control para diferentes condiciones experimentales.

4.3.4. Conclusiones parciales

- Como en el caso de contra-propagación, la eficiencia de EIT en la configuración de co-propagación crece con la potencia del pulso de control en una forma esperada: primero crecimiento lineal, después una tendencia a saturación.

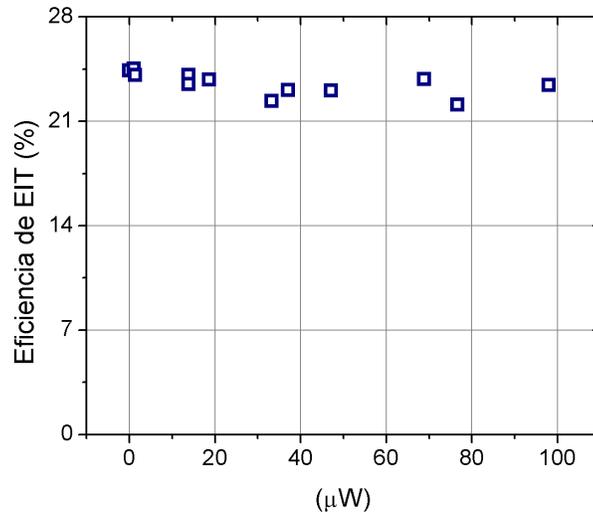


Figura 45: Eficiencia de EIT a través de línea de absorción, presión de 0.4 Torr, en la configuración Λ (P11 y R9) y potencia del pulso óptico de 0.4 W (configuración de co-propagación).

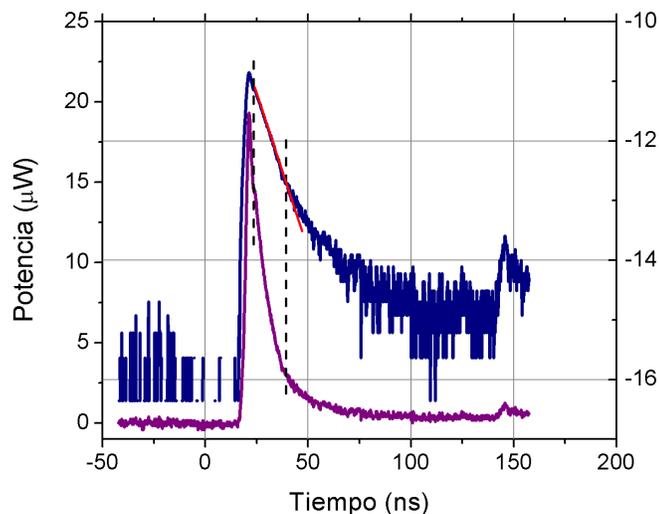


Figura 46: Muestra cómo se realizó el ajuste de la respuesta temporal de EIT (curva púrpura); en la curva azul se observa la modulación de la luz de prueba en escala logarítmica (configuraciones en co-propagación y Λ , pulso de control de 0.7 W, duración de los pulsos de control de 25 ns y presión de 0.4 Torr).

- Se observó experimentalmente que la eficiencia de EIT depende significativamente del ajuste de las polarizaciones de la luz de control y de prueba.
- Se encontró el máximo valor en co-propagación de 61 % (para potencias del pulso de control de alrededor de 1 W), que corresponde bastante bien con los valores máximos encontrados en la literatura para iluminación estacionaria de la celda

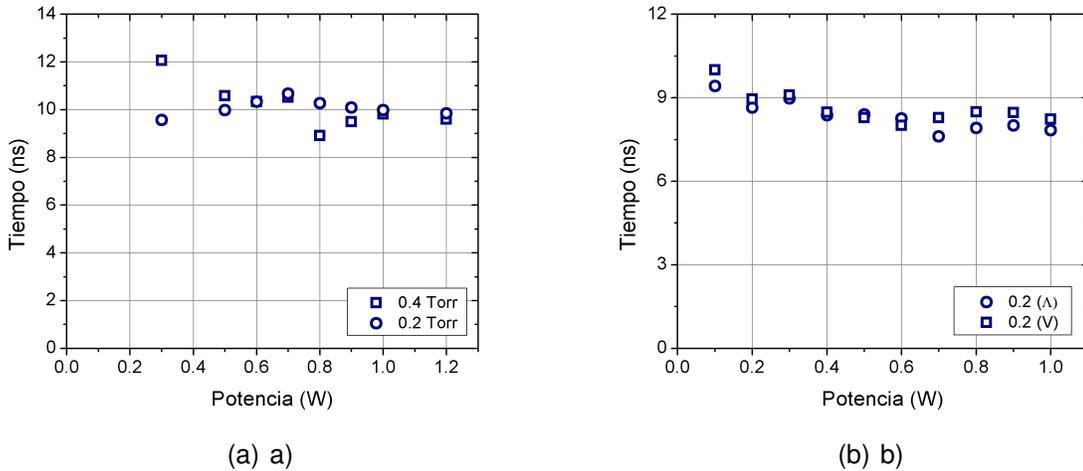


Figura 47: a) Se muestran los tiempos de relajación característicos en nuestro sistema experimental con un pulso de control de 4 ns de duración, para la configuración Λ y diferentes presiones dentro de la celda. b) Se muestran los tiempos de relajación característicos en nuestro sistema experimental, para la configuración Λ y V , presión de 0.2 Torr y duración del pulso de control de 25 ns.

(Ghosh et al., 2005).

- Como se ha mencionado anteriormente en literatura anterior (Light et al., 2007) la configuración V es un poco más eficiente que la configuración Λ .
- Al igual que en el caso de contra-propagación, por primera vez se observó experimentalmente que la eficiencia de EIT no cambia con la sintonización alrededor de la línea de absorción.
- También por primera vez, se midieron los tiempos de relajación de repuesta EIT, los cuales están en un rango entre 8-10 ns, y no cambiaron significativamente con la potencia del pulso (hasta de 1 W), la presión (en un rango de 0.1-0.4 Torr), la configuración Λ o V , o la duración del pulso.

4.4. Discusión de los resultados obtenidos

Hasta aquí se describieron los experimentos realizados sobre la dinámica y la eficiencia del efecto de EIT en el sistema de moléculas de acetileno dentro de la celda de fibra de cristal fotónico cuando se cambia: la presión del gas, la potencia de los pulsos de control, las configuraciones de excitación Λ y V , y también las configuraciones de propagación de las ondas. Enseguida se discuten los resultados obtenidos; el propósito es hacer una

comparación de nuestros resultados con las teorías existentes y ver las diferencias que hay con los resultados reportados por otros grupos que trabajan en la misma configuración.

4.4.1. Eficiencia de EIT máxima

En artículos anteriores se proponen diferentes consideraciones teóricas para predecir resultados experimentales en una configuración similar a la nuestra (Ghosh et al., 2005), (Benabid et al., 2005), (Chen et al., 1998), acerca del comportamiento de EIT bajo diferentes parámetros experimentales, como potencia de los pulsos de control, presión, tiempos de decaimiento, entre otros. Nosotros buscamos una fórmula analítica no muy compleja que se ajustará a las variables que podíamos evaluar experimentalmente. Para el caso utilizamos una aproximación teórica planteada en (Arimondo, 2007) para hallar la eficiencia de EIT, la ecuación es de la siguiente forma:

$$\alpha^{EIT} = \frac{\alpha}{\left(\frac{\Omega^2}{(2\gamma_{cp}*\Gamma)+1}\right)}, \quad (34)$$

donde α^{EIT} es el valor del coeficiente de absorción cuando se presenta EIT, α es el coeficiente de absorción inicial de la línea de absorción de la luz de prueba, Ω es la frecuencia de Rabi para la luz de control, Γ corresponde a $1/(\text{tiempo de relajación del nivel de mayor energía al estado base } (T_1))$, y γ_{cp} al $1/(\text{tiempo de coherencia } (T_2))$. Una de las limitantes al usar esta ecuación es que está pensada para predecir resultados de EIT cuando la luz de control y de prueba se encuentran en modo continuo. Como sabemos también, las eficiencias de EIT en un arreglo experimental donde la luz de los láseres de prueba y control se encuentra en contra-propagación son menores (Light et al., 2009), para este caso se espera que los resultados teóricos sean mucho mayores que los aquí obtenidos.

Cabe mencionar, que en nuestras mediciones experimentales usamos el parámetro al que llamamos la eficiencia de EIT, sustituyendo ese valor en la ecuación (34) tenemos que

$$\frac{\alpha - \alpha^{EIT}}{\alpha} = \frac{\frac{\Omega_c^2}{2\gamma_{cp}\Gamma}}{\left(\frac{\Omega_c^2}{2\gamma_{cp}\Gamma} + 1\right)} \quad (35)$$

Los resultados obtenidos en el capítulo (3), acerca de la evaluación de la frecuencia de Rabi del experimento de nutación (figura 30), podemos ajustarlos con una curva teórica. Debido a que la frecuencia de Rabi crece linealmente con el campo de la onda de luz, ver ecuación (30), esta curva se espera que sea de la forma:

$$\Omega_c = A * \sqrt{P}, \quad (36)$$

donde A es una constante de proporcionalidad y P es la potencia del pulso de control. En la figura 48 se observa el ajuste para los datos experimentales de la frecuencia de Rabi para una presión de 0.4 Torr.

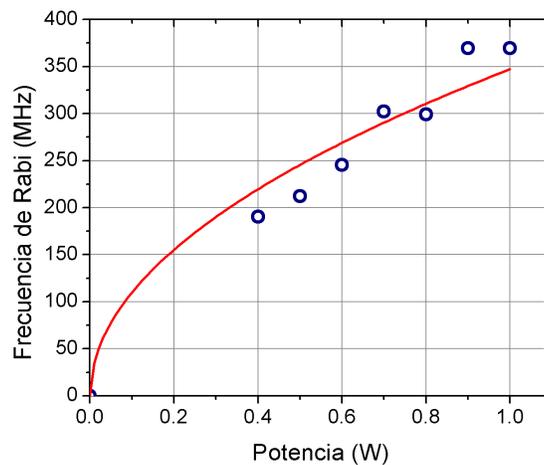


Figura 48: Los datos experimentales de la frecuencia de Rabi obtenidos por nutación y su ajuste teórico con la constante $A=347.1$ MHz/W.

Si cambiamos en la ecuación (34) el valor de Ω^2 por la ecuación de la curva de ajuste, podemos hallar también una curva que describa la eficiencia esperada por la ecuación (35) en función de la potencia del pulso de control. En la figura 48, se presenta una comparación de la eficiencia calculada directamente de los resultados experimentales de eficiencia de EIT para las configuraciones de co-propagación y de contra-propagación en el esquema Λ para una presión de 0.4 Torr, con la curva teórica dada por la ecuación (35), la cual corresponde a la línea sólida. En esta aproximación usamos el valor de

$A = 347 \text{ MHz}/W^{0.5}$ antes evaluado de la figura (48) y los tiempos de relajación $T_{1,2} = 8 \text{ ns}$ (Ocegeda, 2014).

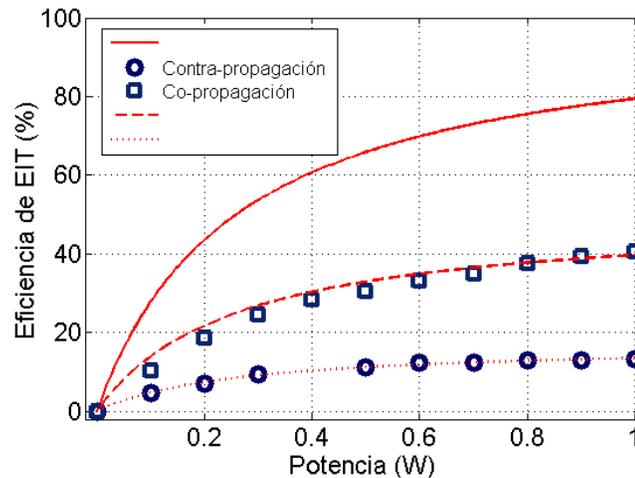


Figura 49: Eficiencias EIT experimentales para co- (cuadros) y contra-propagación (círculos) en el esquema Λ obtenidos para una presión de 0.4 Torr y la curva teórica (35) evaluada; usando $A = 347 \text{ MHz}/W^{0.5}$ y $T_{1,2} = 8 \text{ ns}$ – línea sólida. Las líneas cortada y punteada – equivalen a las mismas curvas pero con un desplazamiento del nivel de saturación hasta un 47.5 y 16.5 %.

La comparación directa de los datos experimentales con el ajuste teórico (línea sólida, figura 50) muestra cualitativamente que el comportamiento es similar: hay un crecimiento lineal para potencias bajas, que cambia por saturación para las potencias grandes. La discrepancia cualitativa más grande, es que los datos experimentales se saturan sobre niveles de eficiencia mucho menores que el 100 % del valor esperado de la ecuación 35.

En la misma figura 49 presentamos las curvas teóricas equivalentes, pero que se saturan a los niveles reducidos de 47.5 % (línea cortada) y de 16.5 % (línea punteada). Ahora la concordancia es claramente mucho mejor, pero se observa una discrepancia en el parte inicial de las dependencias de eficiencia de EIT con la potencia de la luz de control. En realidad, podemos mejorar los ajustes si cambiamos el valor de la constante A y el desplazamiento del nivel de saturación. La figura 50 muestra un ajuste similar con una constante A diferente ($250 \text{ MHz}/W^{0.5}$) y con los niveles de saturación de 55.2 % y 19 %:

Entonces, la discrepancia de los datos experimentales para la configuración de co-propagación y lo esperado teóricamente pueden analizarse de dos maneras: primero, la eficiencia EIT se satura sobre un nivel significativamente menor que 100 %, y el valor de constante A es menor (por $\sim 25\%$) de la que se evalúa por el experimento de nutación. El último factor, probablemente no es tan importante y, en realidad, no contribuye mucho en la discrepan-

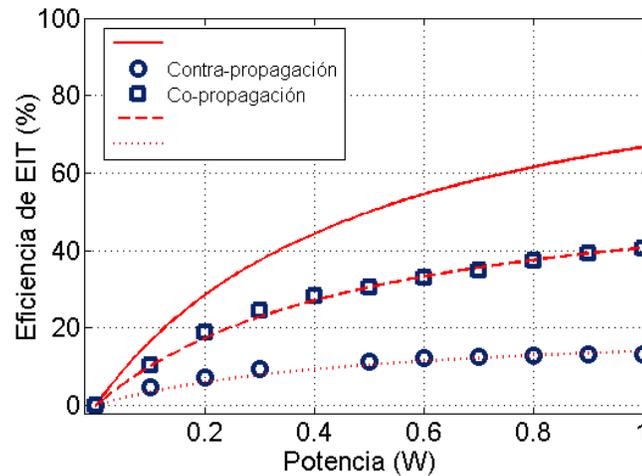


Figura 50: Los ajustes teóricos de los datos experimentales de la gráfica (49) pero con una constante $A = 250 \text{ MHz}/W^{0.5}$ y niveles de saturación 55.2 y 19 %

cia principal (ver ajustes en la figuras 49 y 50). Sin embargo, podemos atribuir esto a una sobre evaluación de la frecuencia de Rabi de las oscilaciones de nutación (figura 30). Probablemente, por el decaimiento tan rápido de estas oscilaciones, el periodo de Rabi en realidad es mas grande y, respectivamente, la frecuencia de Rabi es menor de la que evaluamos.

El gran desplazamiento entre los niveles de saturación, probablemente lo podemos atribuir parcialmente a la discrepancia de las polarizaciones de las ondas de control y de prueba. Nuestras mediciones indican que en realidad un ajuste de polarización puede mejorar la eficiencia EIT significativamente. Sin embargo, las longitudes de onda de control y de prueba no son absolutamente iguales, por esta razón, no es posible ajustar idealmente las polarizaciones de las dos ondas a lo largo de toda celda (Saleh and Teich, 2007).

Otra razón de la diferencia de los niveles de saturación, es posiblemente la orientación aleatoria de los moléculas de acetileno en el gas (Barrow, 1962), y la distribución no uniforme de la potencia de control dentro de sección transversal del núcleo hueco de la fibra y a lo largo de la celda (por la atenuación de luz, (Swann and Gilbert, 2000)). Como resultado, no hay una frecuencia de Rabi fija en todo el conjunto de moléculas; diferentes moléculas tienen diferente frecuencia de Rabi. En otras palabras hay un ensanchamiento inhomogéneo de la distribución de la frecuencia de Rabi entre los moléculas. El análisis de este efecto parece ser bastante complicado y esta fuera de este trabajo de tesis.

4.4.2. Diferencia entre EIT en configuraciones de co-propagación y contra-propagación

De la figura (49) podemos observar que hay una diferencia grande entre valores experimentales de la eficiencia de EIT en co-propagación y contra-propagación. Como es esperado (Light et al., 2009), la eficiencia EIT en contra-propagación es mucho menor que la de co-propagación. A continuación se presenta un análisis del porqué de la diferencia entre las configuraciones.

Siguiendo el procedimiento estándar (Fulton et al., 1996) seleccionamos un grupo de moléculas que se muevan longitudinalmente (a lo largo del eje de la fibra) con una velocidad termal v . Debido al movimiento del grupo de moléculas seleccionado, ver en el capítulo (2) la ecuación (6), éstas sienten una frecuencia de la onda de prueba (ω_p) y de los pulsos de control (ω_c) de la siguiente manera

$$\omega'_p = \omega_p - k_p v, \quad (37)$$

$$\omega'_c = \omega_c \mp k_c v, \quad (38)$$

donde $k_{c,p}$ es el número de onda de la luz de control y de prueba, el signo (+) de v corresponde a las moléculas que se propagan a lo largo del eje de propagación de la onda de prueba; en las siguientes ecuaciones (-) corresponde a la configuración de EIT en co-propagación y (+) a la de contra-propagación. Evidentemente la resonancia de excitación del efecto de EIT es observado en este grupo de moléculas cuando las ondas de prueba y de control incidentes tienen las siguientes frecuencias desplazadas:

$$\omega_p = \omega_{0p} + k_p v, \quad (39)$$

$$\omega_c = \omega_{0c} \pm k_c v, \quad (40)$$

Siguiendo estas ecuaciones es siempre posible seleccionar un par de frecuencias de prueba y de control, que exciten el efecto de EIT en el grupo seleccionado de moléculas en movimiento de una manera efectiva. Es también claro que las frecuencias incidentes de control y de prueba son diferentes en co-propagación y contra-propagación.

Por otro lado, en la observación de diferentes efectos ópticos en resonancia, no sólo en este efecto particular, un grupo de moléculas participan, pero también participan otros grupos con diferentes velocidades termales longitudinales. Por ejemplo, en la absorción óptica convencional de la onda de prueba con un ancho de frecuencia fija, la FWHM (δv) de las moléculas participantes efectivamente, está limitado por el ancho homogéneo $\delta\omega_p$ de la transición óptica

$$\delta v = \frac{\delta\omega_p}{k_p} \approx \frac{2}{(T_1 k_p)}. \quad (41)$$

Se asume que el ensanchamiento homogéneo es determinado por la relajación espontánea del más alto nivel de excitación (T_1), (Saleh and Teich, 2007). Es también claro, que efectos similares son observados en resonancia de dos frecuencias que forman la base del efecto de EIT (Fleischhauer and Marangos, 2005), cuando la configuración de EIT en co-propagación es utilizada. De hecho, cuando no hay desviación de la frecuencia del grupo inicial de moléculas por más de la mitad de su FWHM ($1/(T_1 k_p)$), de la convencional en absorción óptica, ecuación (41), ambas transiciones de la molécula que está excitada por EIT (correspondiente a las frecuencias de prueba y de control), son aún excitadas eficientemente. Algo que es también muy importante es que al desviarnos de la velocidad v de resonancia, la frecuencia de compensación de excitación de la molécula cambia en la misma dirección y, prácticamente por el mismo valor, para ambas frecuencias de prueba y control (Foot, 2005). Esto significa que la eficiencia de excitación de la resonancia de dos frecuencias es prácticamente no influenciada. En otras palabras, en la configuración de co-propagación mientras nos desviemos de una frecuencia de resonancia o de la frecuencia de compensación de las moléculas, aún estamos en condición de resonancia de dos frecuencias de la misma molécula.

La situación es dramáticamente diferentes cuando se usa la configuración en contra-propagación, debido a que la opuesta propagación de las ondas de prueba y de control, los signos de las frecuencias de resonancia desplazadas son opuestos y el desplazamiento de la resonancia de dos frecuencias es aproximadamente dos veces más grande que la de una sola frecuencia. Simplificando, se puede decir que efectivamente en absorción óptica (una frecuencia de resonancia), participan al menos dos veces más moléculas, que

en el efecto de EIT. Como resultado, se puede esperar al menos una reducción de dos veces la eficiencia de la profundidad de EIT en la configuración de contra-propagación.

Dos comentarios adicionales, primero; este efecto no depende de la posición del grupo inicial de las moléculas seleccionadas en el espectro de absorción, ensanchado por efecto Doppler. La diferencia entre la configuración en co-propagación y contra-propagación es fija a través de todo el ensanchamiento inhomogéneo de la línea de absorción por Doppler, es decir, no depende en absoluto del valor de la velocidad de la molécula v . Segundo; la máxima desviación del valor de la velocidad de resonancia de la molécula δv que aún permite la participación en el efecto de EIT en la configuración de contra-propagación puede evaluarse de la ecuación (41), como

$$(\Delta v T_1)K \approx 1, \quad (42)$$

donde $K = (k_p + k_c)$ es el número de onda del patrón de interferencia formado por la contra-propagación de la luz de control y de prueba, y $(\Delta v T_1)$ es la distancia promedio adicional cubierta por cada molécula vecina durante el tiempo de relajación T_1 . Condiciones similares a la ecuación (42) son bastante típicas en otros procesos de interacción de moléculas en movimiento con un patrón de interferencia. En particular, en cristales fotorefractivos (Petrov, 2013), la condición $KL_D = 1$ (donde L_D es la longitud de difusión de los portadores fotoexcitados); se traduce en un factor de reducción de $2x$ en la tasa de formación de una rejilla de difracción.

Entonces, como podemos ver el análisis presentado predice aproximadamente la diferencia entre las configuraciones de co-propagación y contra-propagación. Además, el desajuste de polarizaciones es siempre más fuerte en el caso de las ondas contra-propagándose a través de la celda.

4.4.3. Relajación de EIT

Como podemos ver de la literatura existente, por el momento no hay muchas publicaciones sobre los efectos transitorios en las observaciones de efecto EIT. Sin embargo, en algunas publicaciones conocidas (Li and Xiao, 1995; Gea-banacloche et al., 1995; Chen et al., 1998) se analizan los efectos transitorios en la luz de prueba transmitida después

de que la onda de control se enciende rápidamente, entonces en el frente delantero, es observada la respuesta de EIT transitoria de nuestro trabajo.

El efecto principal predicho en los artículos mencionados, es la presencia de oscilaciones en la respuesta EIT en la onda de prueba transmitida, que decaen bastante rápido. El análisis numérico dice que estas oscilaciones pueden ser visibles cuando la potencia de control es igual al producto $\Omega_R T_1 \geq 1$. Como podemos ver de la figura 47 en nuestros experimentos, que en realidad, usamos potencias más grandes y alcanzamos valores del producto $\Omega_R T_1 \sim 2-3$. Cabe mencionar, que en algunas pruebas, nosotros observamos algunas oscilaciones cerca de frente delantero de la respuesta EIT. El efecto se observa solo para las potencias de control grandes, con el ajuste de las polarizaciones el efecto es mejor pero no es estable y bien reproducible. Supongamos que en nuestro caso con el gas acetileno, una razón más importante de supresión de estas oscilaciones, puede ser por las orientaciones aleatorias de las moléculas del gas. Esto resulta en una dispersión muy amplia del valor de frecuencia de Rabi sobre diferentes moléculas. En un artículo anterior (Ocegueda, 2014), el decaimiento acelerado de las oscilaciones en la señal de nutación (ver también en la figura 28), fue explicado por la orientación aleatoria de las moléculas de acetileno. Es claro que en relación a EIT, una investigación mas profunda de las oscilaciones transitorias cerca del frente delantero de la respuesta, necesita experimentos más detallados y probablemente simulaciones numéricas.

La situación del frente trasero de la repuesta EIT es probablemente más sencilla. Durante este periodo de tiempo, solo la luz de prueba con una intensidad mucho menor ilumina la celda. La frecuencia de Rabi de la luz de prueba es mucho menor y el comportamiento de la respuesta EIT se espera que sea de relajación pura. Como podemos ver de las figuras (47), para pulsos de control muy cortos (~ 4 ns), el comportamiento de esta relajación es exponencial con un tiempo característico en el rango 9-11 ns. El cual no varia mucho para diferentes configuraciones de interacción (co- y contra-propagación, Λ o V), para diferentes potencias de pulso de control, o presión del gas (en el rango de 0.1–0.4 Torr).

En experimentos publicados en (Ocegueda, 2014) por el método directo de eco fotónico, para condiciones experimentales parecidas (con presión menor que 0.4 Torr), el tiempo de relajación transversal T_2 en el acetileno fue evaluado como ~ 8 ns. Comparado con el tiempo de decaimiento de la respuesta EIT antes mencionada, nos lleva a concluir

que la relajación de EIT esta controlada también por los tiempos de relajación de las moléculas de acetileno. La verificación final de esta afirmación necesita de experimentos más detallados de efecto de eco fotónico y, en particular de una investigación acerca de como los tiempos de relajación (T_1 y T_2) dependen de la presión del gas.

Capítulo 5. Conclusiones

Resumiendo, en este trabajo se observó e investigó el fenómeno de la transparencia electromagnéticamente inducida en un arreglo de fibra óptica con estructura de cristal fotónico con acetileno. Como en la mayoría de los trabajos experimentales relacionados con EIT en los que otros grupos han trabajado y son prometedores para continuar investigando, el efecto fue excitado en un gas. El gas de acetileno representa un medio atractivo para la observación de este tipo de efectos por sus líneas poco ensanchadas, comparado con medios sólidos, y también porque presenta resonancias cerca de rangos espectrales muy útiles para aplicaciones tecnológicas. Nuestro arreglo de fibra HC-PCF donde fue contenido el gas aumenta las interacciones del gas con la luz y, ambos, gas y fibra, son capaces de resistir intensidades de luz muy altas. Esta última propiedad de la fibra HC-PCF y el acetileno es muy importante porque una de nuestras ventajas experimentales es que podemos generar pulsos ópticos de potencias un poco mayores a las intensidades a las que, hasta ahora, típicamente ha sido observado el efecto de EIT.

En general, los principales resultados obtenidos en este trabajo de tesis se puntualizan a continuación:

- Se implementó y caracterizó el sistema experimental. Específicamente, se hallaron los valores de sintonización de los controladores de corriente y temperatura para los cuales los láseres semiconductores DFB emitían en la frecuencia de resonancia con las líneas de absorción R9, P9 y P11 del acetileno. Se hizo una aproximación de las presiones del gas adecuadas para trabajar con densidad óptica 0.5-2.5 de la celda con acetileno. Y también se formaron y amplificaron pulsos ópticos de luz de control en escala de Watts de forma rectangular de duración 4–60 ns.
- Se hicieron experimentos de observación de nutación óptica en los pulsos ópticos de control para obtener la frecuencia de Rabi. Las frecuencias halladas estuvieron entre los 180 y los 510 MHz para potencias del pulso 0.1-1 W sintonizado en la línea P9 del acetileno. También se encontraron los valores a diferentes presiones del gas 0.1-0.4 Torr.
- En la observación de EIT en contra-propagación de la luz de prueba y de control sin usar un filtro para los pulsos de control, el efecto de EIT se observó en forma de un

abultamiento en la señal de prueba transmitida. Sin embargo, en estos experimentos se presentaron reflexiones de los pulsos de control no deseadas. En la misma configuración de contra-propagación, con el monocromador filtrando los pulsos de control reflejados para las líneas R9 y P11 en configuración Λ , se calculó la eficiencia del efecto de EIT. Para potencias de los pulsos de control 0.1-1 W y presiones del gas 0.1-0.4 Torr, el mayor valor de eficiencia encontrado fue del 15 %.

- Para la interacción de EIT en la configuración donde la luz de control y de prueba se propagan en la misma dirección a través de la celda, en la configuración Λ la eficiencia EIT fue aproximadamente dos o tres veces mayor que en contra-propagación de la luz ($\sim 40\%$). Se observó que ajustando la polarización de la luz de control y de prueba, la eficiencia EIT pudo alcanzar hasta un valor del 61 %, para una potencia de control de 1 W. Igualmente, se encontraron las dependencias de las eficiencias cuando se cambia la presión del acetileno y la potencia de los pulsos de control. Las longitudes de onda de control y de prueba fueron sintonizadas también en las líneas R9 y P9 en la configuración V , y se comprobó que la eficiencia de EIT es mayor hasta por un 30 %.
- Se encontró que la eficiencia de EIT en ambas configuraciones, co-propagación y contra-propagación, no depende de la posición de las frecuencias de la luz en los espectros respectivos ensanchados por el efecto Doppler. Si sintonizamos en diferentes posiciones, cerca o un poco lejos, del centro de la línea de absorción de la luz de prueba o control, el efecto EIT sigue presente y es igualmente eficiente.
- Se compararon los resultados experimentales con una fórmula teórica para la eficiencia EIT, donde se usaron los valores experimentales del tiempo de coherencia (~ 8 ns) y la frecuencia de Rabi evaluada del experimento de nutación. Cualitativamente, la curva teórica se aproxima bastante bien a los datos experimentales para la configuración de co-propagación. Las principales discrepancias cualitativas se explican por un probable desajuste de la polarizaciones de control y de prueba en la celda, y por una posible sub-estimación de la frecuencia de Rabi. La discrepancia entre las eficiencias de EIT en las diferentes configuraciones se explica por medio de un modelo sencillo de desplazamientos opuestos de las longitudes de onda de control y de prueba en la configuración de contra-propagación.

- Se evaluó el tiempo de decaimiento de la respuesta de EIT para las diferentes configuraciones de propagación y con diferentes parámetros, y se encontró que este valor no depende de la presión del gas o de la potencia de la luz. El tiempo de decaimiento evaluado fue de ~ 10 ns, valor muy cercano a los tiempos de relajación (T_1) del acetileno esperados para las condiciones experimentales usadas.

Literatura citada

- Agruzov, P., Shamray, A., Ocegueda Miramontes, M., Hernández Hernández, E., and Stepanov, S. (2012). Slow light propagation via saturable absorption of acetylene in hollow-core photonic crystal fiber. *Applied Physics B*, 108(4):827–832.
- Alam, S. (1999). *Lasers Without Inversion and Electromagnetically Induced Transparency*. Monographs. SPIE Optical Engineering Press.
- Allen, L. y Eberly, J. (1975). *Optical Resonance and Two-level Atoms*. Dover, New York.
- Alzetta, G., Gozzini, A., Moi, L., and Orriols, G. (1976). An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. *Il Nuovo Cimento B Series 11*, 36(1):5–20.
- Arimondo, E. (2007). Dark resonances in quantum optics. *Acta Physica Polonica A*, 112(5):723–728.
- Autler, S. H. and Townes, C. H. (1955). Stark Effect in Rapidly Varying Fields. *Physical Review A*, 100(2):20.
- Barrow, G. (1962). *Introduction to Molecular Spectroscopy*. Kofakusha Company, Tokyo.
- Beausoleil, R. G., Munro, W. J., Rodrigues, D. a., and Spiller, T. P. (2005). Applications of Electromagnetically Induced Transparency to Quantum Information Processing. pages 1–5.
- Benabid, F., Light, P., Couny, F., and Russell, P. (2005). Electromagnetically-induced transparency grid in acetylene-filled hollow-core PCF. *Optics express*, 13(15):5694–5703.
- Benabid, F. and Roberts, P. J. (2011). Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber. *Journal of Modern Optics*, 58(2):87–124.
- Berge, L., Skupin, S., Nuter, R., Kasparian, J., and Wolf, J.-P. (2007). Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media. *Reports on Progress in Physics*, 70:1633–1713.
- Boyd W. Robert (2013). *Nonlinear Optics*, volume 53. New York, academic p edition.
- Brewer, R. G. and Shoemaker, R. L. (1971). Photo echo and optical nutation in molecules. *Physical Review Letters*, 27(10):631–634.
- Butcher, P.N. y Cotter, D. (1991). *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University Press.
- Chen, H., Durrant, a., Marangos, J., and Vaccaro, J. (1998). Observation of transient electromagnetically induced transparency in a rubidium Λ system. *Physical Review A*, 58(2):1545–1548.
- Fleischhauer, M. and Lukin, M. D. (2000). Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, 84(22):5094–5097.
- Fleischhauer, M. and Marangos, J. P. (2005). Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Reviews of Modern Physics*, 77(2):633–673.

- Foot, C. J. (2005). *Atomic Physics*. Oxford Master Series in Physics.
- Fowles, G. (1989). *Introduction to Modern Optics*. Dover Publications.
- Fox, M. (2006). *Quantum Optics: An Introduction*. Oxford Master Series in Physics. OUP Oxford.
- Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W., and Weinreich, G. (1961). Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 7(4):118–119.
- Fulton, D., Shepherd, S., and Dunn, M. (1996). Wavelength dependence of coherently induced transparency in a Doppler-broadened cascade medium. *Summaries of Papers Presented at the Quantum Electronics and Laser Science Conference*, 54(6):5394–5399.
- Gea-banacloche, J., Li, Y.-q., Jin, S.-z., and Xiao, M. (1995). Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment. *Physical Review A*, 51(1).
- Ghosh, S., Sharping, J. E., Ouzounov, D. G., and Gaeta, A. L. (2005). Resonant optical interactions with molecules confined in photonic band-gap fibers. *Physical Review Letters*, 94(9):1–4.
- Griffiths, D. (2005). *Introduction to Quantum Mechanics*. Pearson international edition. Pearson Prentice Hall.
- Harris, S., Field, J., and Imamoglu, A. (1990). Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency. *Physical Review Letters*, 64(10):1107–1110.
- Harris, S. E. (1997). Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Today*.
- Harris, S. E. and Yamamoto, Y. (1998). Photon Switching by Quantum Interference. *Physical Review Letters*, 81(17):3611–3614.
- Hau, L. V., Harris, S. E., Dutton, Z., and Behroozi, C. H. (1999). Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397(6720):594–598.
- Henningsen, J., Hald, J., and Peterson, J. C. (2005). Saturated absorption in acetylene and hydrogen cyanide in hollow-core photonic bandgap fibers. *Optics express*, 13(26):10475–10482.
- Herzberg, G. (1944). *Atomic Spectra and Atomic Structure*. Dover Publications, New York, 2th edition.
- Hollas, J. M. (2004). *Modern Spectroscopy*. The Atrium, Southern Gate, Chichester, England., 4th edition.
- Hopkins S. A, Usadi E., C. H. X. y. D. A. (1997). Electromagnetically induced transparency of laser-cooled rubidium atoms in three-level Lambda-type systems. *Optics Commun*, 88(138):7.
- Javan, A. (1957). Theory of a three-level maser. *Physical Review*, 107(6):1579–1589.

- Li, Y.-q. and Xiao, M. (1995). Transient properties of an electromagnetically induced transparency in three-level atoms. *Optics Letters*, 20(13):1489.
- Light, P. S., Benabid, F., Couny, F., Pearce, G., and Bird, D. M. (2007). EIT with Counter-Propagating probe-coupling beams in Acetylene-Filled HC-PCF. *Optical Society of America*, 60(2310):2.
- Light, P. S., Benabid, F., Pearce, G. J., Couny, F., and Bird, D. M. (2009). Electromagnetically induced transparency in acetylene molecules with counterpropagating beams in ν and π schemes. *Applied Physics Letters*, 94(14):1–4.
- Loudon, R. (1973). *The quantum theory of light*. Michigan.
- Maiman, T. H. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 167(494):1.
- Meystre, P. y Sargent, M. (2007). *Elements of Quantum Optics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 4th edition.
- Microcell, A.-f. P., Wheeler, N. V., Light, P. S., Couny, F., and Benabid, F. (2010). Slow and Superluminal Light Pulses Via EIT in a 20-m Acetylene-Filled Photonic Microcell. *Journal of Lightwave Technology*, 28(6):870–875.
- Milonni, P. (2004). *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light*. Series in Optics and Optoelectronics. CRC Press.
- Ocegueda, M. y Hernandez, E. y. S. S. y. A. P. y. S. A. (2014). Nonstationary coherent optical effects caused by pulse propagation through acetylene-filled hollow-core photonic-crystal fibers. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 89(6):1–7.
- Ocegueda, M., Hernández, E., Stepanov, S., Agruzov, P., and Shamray, A. (2014). Photon Echo in acetylene-filled hollow-core photonic crystal fibers. *Latin America Optics and Photonics Conference, LAOP 2014*, pages 11–13.
- Ocegueda Miramontes, M. (2015). *Efectos no lineales en celdas de fibras de cristal fotónico con acetileno*. PhD thesis, CICESE.
- Ouzounov, D. G., Ahmad, F. R., Müller, D., Venkataraman, N., Gallagher, M. T., Thomas, M. G., Silcox, J., Koch, K. W., and Gaeta, A. L. (2003). Generation of Megawatt Optical Solitons in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fibers. *Science*, 301(5640):1702–1704.
- Petrov, M.P. y Stepanov, S. y. K. A. (2013). *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*. Springer Series in Optical Sciences. Springer Berlin Heidelberg.
- Popmintchev, T., Chen, M.-C., Arpin, P., Murnane, M. M., and Kapteyn, H. C. (2010). The attosecond nonlinear optics of bright coherent X-ray generation. *Nature Photonics*, 4(12):822–832.
- Roberts, P., Couny, F., Sabert, H., Mangan, B., Williams, D., Farr, L., Mason, M., Tomlinson, A., Birks, T., Knight, J., and St J Russell, P. (2005). Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres. *Optics express*, 13(1):236–244.
- Rolland, P. B. C. and Claude (1986). Supercontinuum Generation in. *Physical Review Letters*, 57(18):1–10.

- Russell, P. S. J. (1992). Photonic Band Gap. *Physics world*, 5:37–42.
- Russell, P. S. J. (2003). Photonic Crystal Fibers. *Science*, 299(5605):358.
- Russell, P. S. J., Hölzer, P., Chang, W., Abdolvand, A., and Travers, J. C. (2014). Hollow-core photonic crystal fibres for gas-based nonlinear optics. *Nature Photonics*, 8(4):278–286.
- Saleh, B. E. A. and Teich, M. C. (2007). *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons, Inc.
- Scully, M. and Zubairy, M. (1997). *Quantum Optics*. Cambridge University Press.
- Scully, M. O., Zhu, S. Y., and Gavrielides, A. (1989). Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing. *Physical Review Letters*, 62(24):2813–2816.
- Siegman, A. (1986). *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, CA.
- Struve, W. and Mills, I. (1990). *Fundamentals of Molecular Spectroscopy*, volume 1. John Wiley and Sons, New York.
- Svanberg, S. (2003). *Atomic and Molecular Spectroscopy: Basic Aspects and Practical Applications*. Advanced Texts in Physics. Springer Berlin Heidelberg.
- Svelto, O. (2010). *Principles of lasers*. New York, 5th edition.
- Swann, W. C. and Gilbert, S. L. (2000). Pressure-induced shift and broadening of 1510–1540-nm acetylene wavelength calibration lines. *Journal of the Optical Society of America B*, 17(7):1263–1270.
- Tang, G. B. H. and L., C. (1968). Observation of the Optical Transient Nutation Effect. *Physical Review Letters*, 21(9):5.
- Tewari, S. P. and Agarwal, G. S. (1986). Control of phase matching and nonlinear generation in dense media by resonant fields. *Physical Review Letters*, 56(17):1811–1814.
- Thapa, R. (2005). *Doppler-free spectroscopy of acetylene in near infrared spectral region inside photonic band gap fiber*. PhD thesis, Kansas State University.
- Tittel, W., Afzelius, M., Ere, T., Cone, R. L. R., Kröll, S., Moiseev, S. S. A., Sellars, M., Chanelière, T., Cone, R. L. R., Kröll, S., Moiseev, S. S. A., and Sellars, M. (2009). Photon-echo quantum memory in solid state systems. *Laser & Photonics Reviews*, 4(2):244–267.
- Wheeler, N. V., Grogan, M. D. W., Light, P. S., Couny, F., Birks, T. A., and Benabid, F. (2010). Large-core acetylene-filled photonic microcells made by tapering a hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 35(11):1875–1877.
- Yariv, A. (1975). *Quantum Electronics*. 3th edition.
- Zibrov, A. S., Lukin, M. D., Nikonov, D. E., Hollberg, L., Scully, M. O., Velichansky, V. L., and Robinson, H. G. (1995). Experimental demonstration of laser oscillation without population inversion via quantum interference in Rb. *Physical Review Letters*, 75(8):1499–1502.