

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE CIENCIAS



**MEDICIÓN DEL TIEMPO DE RELAJACIÓN
LONGITUDINAL EN FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO
DE NÚCLEO HUECO RELLENAS CON ACETILENO**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

FÍSICO

PRESENTA:

JORDAN ISRAEL DÍAZ ÁLVAREZ

Ensenada, Baja California, México

Agosto de 2018

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE CIENCIAS

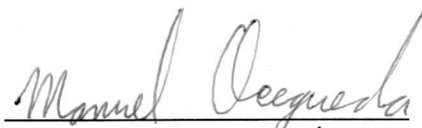
**MEDICIÓN DEL TIEMPO DE RELAJACIÓN
LONGITUDINAL EN FIBRAS DE CRISTAL
FOTÓNICO DE NÚCLEO HUECO RELLENAS CON
ACETILENO**

TESIS PROFESIONAL

QUE PRESENTA

JORDAN ISRAEL DÍAZ ÁLVAREZ

APROBADO POR:



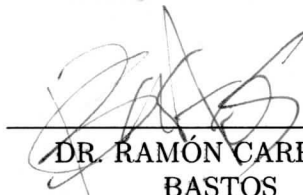
DR. MANUEL IVÁN
OCEGUEDA MIRAMONTES
DIRECTOR DE TESIS



DR. ELISEO HERNÁNDEZ
HERNÁNDEZ
CODIRECTOR DE TESIS



DR. VÍCTOR RUIZ
CORTÉS
SINODAL



DR. RAMÓN CARRILLO
BASTOS
SINODAL



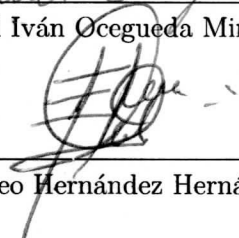
DR. CLAUDIO ISMAEL
VALENCIA YAVES
SINODAL

RESUMEN de la tesis de Jordan Israel Díaz Álvarez presentada como requisito parcial para la obtención de la Licenciatura en Física. Ensenada, Baja California, México, agosto de 2018.

**MEDICIÓN DEL TIEMPO DE RELAJACIÓN LONGITUDINAL
EN FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO DE NÚCLEO HUECO
RELLENAS CON ACETILENO**

Resumen aprobado por:


Dr. Manuel Iván Ocegueda Miramontes


Dr. Eliseo Hernández Hernández

En este trabajo se investigó el tiempo de relajamiento longitudinal T_1 del gas acetileno en el interior de una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF). Para estimar dichos tiempos se recurrió al experimento de nutación óptica retrasada. La HC-PCF utilizada cuenta con una longitud de 2.4 m y un diámetro de núcleo de $10.6 \mu\text{m}$. La transición óptica a la que se sintonizó el láser empleado fue la correspondiente a la línea de absorción P9 (1530.37 nm) del acetileno. Se enviaron pulsos de luz con perfil de tipo rectangular y de duraciones de 15 ns cuyas potencias ópticas máximas fueron de ~ 6 W. El experimento se realizó a presiones del gas en el rango de 0.05-0.4 Torr. Los valores de T_1 obtenidos se mantuvieron entre 5-10 ns, demostrando una dependencia de estos con la presión y la potencia óptica. A presiones fijas se encontró un crecimiento lineal de T_1 con la potencia incidente, excepto en el caso de 0.05 Torr. A medida que se incrementó la presión se requirieron potencias ópticas mayores para alcanzar valores de T_1 más grandes. Se estimó el momento dipolar asociado a la transición óptica estudiada obteniendo un valor de $\mu_{12} \sim 1.9 \times 10^{-32}$ C·m. Los tiempos de relajamiento medidos permiten considerar viable el empleo de sistemas como este en el desarrollo de memorias cuánticas para fuentes de fotones individuales.

Palabras clave: nutación óptica retrasada, fibra de cristal fotónico de núcleo hueco, acetileno, tiempo de relajamiento longitudinal, memoria cuántica.

Dedicatoria

*A mis padres,
a mis hermanos,
y a mi abuela.*

Agradecimientos

Agradezco sobremanera a mi director de tesis, el Dr. Manuel Ocegueda, por invitarme a participar en este proyecto. Por brindarme de su apoyo, consejos, tiempo y conocimiento en innumerables ocasiones.

A mi codirector de tesis, el Dr. Eliseo Hernández, por su conocimiento brindado tanto en el laboratorio como en el salón de clases, además de su inmensa ayuda en tantos asuntos burocráticos.

A la Facultad de Ciencias de la UABC y a todo su cuerpo académico por todas sus enseñanzas a lo largo de estos años, los cuales me han permitido llegar a esta etapa de mi formación profesional.

Al Dr. Serguei Stepanov por permitirnos trabajar en su laboratorio para realizar los experimentos que dieron lugar a este trabajo, así como al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.

A mis amigos y a todas aquellas personas que han hecho de estos cinco años una experiencia grata y llena de todo tipo de recuerdos.

Índice general

Resumen	I
Dedicatoria	II
Agradecimientos	III
Lista de figuras	VI
Lista de tablas	X
1. Introducción	1
1.1. Fibras de cristal fotónico con núcleo hueco rellenas con acetileno (HC-PCF)	1
1.2. Memorias cuánticas en HC-PCF con acetileno	6
1.3. Medición de T_1 mediante el efecto de Nutación Óptica Retrasada . .	7
1.4. Objetivos y metas de esta tesis	9
2. Marco teórico	11
2.1. Memorias cuánticas	11
2.2. Tiempos de relajación longitudinal T_1 y transversal T_2	15
2.3. Revisión de trabajos previos	17
2.4. Modelo semiclásico de la interacción entre luz y materia	18
2.4.1. Sistema de energía de dos niveles	19
2.4.2. Aproximación semiclásica	20
2.4.3. Nutación óptica	24
2.5. Nutación óptica retrasada	29
2.6. Matriz de densidad y decaimiento fenomenológico	32
2.6.1. Vector de Bloch	35

2.6.2. Ecuaciones ópticas de Bloch	38
3. Sistema experimental	43
3.1. Sistema de confinamiento de luz y de gas dentro de la celda de cristal fotónico	45
3.2. Sistema de generación y de detección de pulsos ópticos	49
4. Medición de T_1 por Nutación Óptica Retrasada	52
4.1. Metodología experimental	52
4.2. Resultados experimentales	54
4.3. Análisis de resultados	60
4.3.1. Variación de T_1	60
4.3.2. Oscilaciones de la nutación óptica	67
4.3.3. Aplicación en sistemas de memorias cuánticas	71
5. Conclusiones y resultados principales del trabajo	74
Bibliografía	78

Índice de figuras

1.1. Sección transversal de la primer HC-PCF. Imágen extraída de Cregan <i>et al.</i> (1999).	3
1.2. Espectro de transmitancia del acetileno. Gráfica extraída de Swann <i>et al.</i> (2000).	5
1.3. Perfiles de intensidad de dos pulsos de radiación en el experimento de nutación óptica retrasada. (a) Pulsos antes de interactuar con el material. (b) Pulsos después de viajar a través del material. Es importante notar que la profundidad de modulación de los pulsos transmitidos es diferente.	9
2.1. Transiciones ópticas en un sistema atómico de dos niveles. (a) Absorción, (b) emisión espontánea y (c) emisión estimulada. Imágen adaptada de Fox (2006).	20
2.2. Oscilaciones del momento dipolar del átomo $\mu(t)$ al interactuar con radiación electromagnética resonante moduladas en amplitud por la frecuencia de Rabi como $\mu_{12} \sin(\Omega_R t)$. Se compara como evoluciona la probabilidad de encontrar al átomo en el estado excitado $ c_2(t) ^2$ al mismo tiempo en que oscila $\mu(t)$. Imagen adaptada de Ocegueda (2015).	26

2.3.	Variación temporal del perfil de intensidad del campo electromagnético incidente y evolución temporal de la población atómica del estado base E_1 y el estado excitado E_2 en el efecto de nutación óptica. (i) Unos instantes después de que inicia la interacción el material absorbe radiación por lo que el estado excitado comienza a ser poblado. (ii) Cuando la amplitud de $\mu(t)$ alcanza su primer máximo, la mitad de la población se encuentra en E_1 y la otra mitad en E_2 , y es en este instante en el que se presenta la mayor atenuación en el perfil del campo incidente. (iii) En el instante en que $\mu(t) = 0$ el estado excitado se encuentra totalmente poblado y el perfil de intensidad del campo incidente vuelve a su valor original. (iv) $\mu(t)$ invierte su signo y produce interferencia constructiva con el campo incidente amplificándose el perfil de intensidad, alcanzando un máximo cuando la mitad de la población ha emitido radiación decayendo al estado base. (v) Una vez más cuando $\mu(t) = 0$ el perfil de intensidad del campo incidente vuelve a su valor original y en este punto la población atómica ha regresado al estado base.	28
2.4.	Visualización de los picos de absorción $S(\infty)$ y $S(\tau_D)$ en la nutación óptica retrasada. En la parte superior se indican los pulsos transmitidos en el material y el tiempo de retraso τ_D entre ellos. Imagen extraída de Shoemaker (1978).	30
2.5.	Perfiles de absorción del experimento de nutación óptica retrasada en NH_2D . Nótese que a mayores tiempos de retraso los picos de absorción de los pulsos secundarios crecen en profundidad asemejándose al del primero. Gráfica extraída de Shoemaker (1978).	31
2.6.	El vector de Bloch $\mathbf{R}$ en la esfera de Bloch representa el estado cuántico de los átomos. Cuando $\mathbf{R} = w\hat{\mathbf{e}}_3$, (a) con $w = +1$ corresponde a tener el sistema en el estado base E_1 y (b) con $w = -1$ estos se encuentran en el estado excitado E_2 . (c) Oscilación de $\mathbf{R}$ cuando el campo electromagnético es resonante. (d) Oscilación de $\mathbf{R}$ cuando el campo electromagnético no es resonante.	38
2.7.	Movimiento del vector de Bloch $\mathbf{R}$ en la esfera de Bloch para el caso amortiguado. (a) Cuando $\delta = 0$, $\mathbf{R}$ tiende a un punto del plano formado por los vectores $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$ en el interior de la esfera de Bloch. (b) Cuando $\delta \neq 0$, $\mathbf{R}$ presenta un movimiento en espiral respecto a $\mathbf{W}$ tendiendo a un punto en el interior de la esfera de Bloch para una cierta diferencia de población.	41

2.8.	Decaimiento del vector de Bloch $\mathbf{R}$ al estado base cuando se interrumpe la interacción del sistema con radiación electromagnética. Se supone a $\mathbf{R}$ inicialmente en un estado en el que $ c_1(t) ^2 = c_2(t) ^2 = 0.5$ y $\delta \neq 0$	42
3.1.	Arreglo experimental utilizado para realizar el experimento de nutación óptica retrasada. LSCT-1: diodo láser semiconductor sintonizable de retroalimentación distribuida con longitud de onda centrada en 1530.37 nm; CP: controladores de polarización; GP: generador de pulsos; MA: modulador electro-óptico de amplitud; V: fuente de voltaje; FADE: fibra amplificadora dopada en erbio; LSCT-2: diodo láser semiconductor sintonizable con longitud de onda centrada en 980 nm; FD: fotodetector; OC: osciloscopio; AC _n : acopladores de fibra óptica de diferente razón de división.	44
3.2.	Sistema experimental de acoplamiento de luz y de llenado y extracción de la celda fotónica.	45
3.3.	Sección transversal de la HC-PCF utilizada en el sistema. Imagen extraída de la hoja técnica de la fibra desarrollada por <i>NKT Photonics</i>	46
3.4.	Espectro de transmisión de la HC-PCF empleada en el sistema experimental. Imagen extraída de Ocegueda (2015).	47
4.1.	Perfil típico de pulsos (a) a la entrada y (b) a la salida de la HC-PCF.	54
4.2.	Perfil de los pulsos a la entrada y salida de la HC-PCF para una presión de 0.4 Torr del acetileno.	55
4.3.	Perfiles de transmitancia de un par de pulsos enviados a través de la HC-PCF con una presión de acetileno de 0.3 Torr y con un tiempo de retraso entre ellos de ~ 8 ns. Transmitancia del (a) primer pulso y (b) segundo pulso.	56
4.4.	Variación de los perfiles de transmitancia con el tiempo de retraso entre los pulsos a una presión de 0.21 Torr y potencias ópticas de (a) 5.01 W, (b) 3.85 W, (c) 2.67 W y (d) 0.88 W. Las curvas rojas corresponden al primer pulso y las curvas negras a los pulsos secundarios.	57
4.5.	Diferencias entre las amplitudes de la nutación como función del tiempo de retraso para una presión de acetileno de 0.05 Torr (azul), 0.1 Torr (rojo), 0.3 Torr (verde) y 0.4 Torr (morado), para potencias ópticas en el rango de 3.16-3.64 W.	58

4.6.	Variación experimental de T^{-1} como función de la presión en el interior de la HC-PCF a distintas potencias ópticas con sus correspondientes ajustes teóricos.	59
4.7.	Variación de T_1 como función de la potencia óptica que incide en la HC-PCF a una presión fija de (a) 0.1 Torr, (b) 0.21 Torr, (c) 0.3 Torr y (d) 0.4 Torr.	63
4.8.	Variación de la tasa de decaimiento en ausencia de colisiones intermoleculares γ_0 como función de la potencia incidente a la HC-PCF P_{in} en donde se indica la ecuación obtenida por el ajuste teórico.	66
4.9.	Variación de T_1 como función de la potencia óptica incidente P_{in} a una presión de acetileno de 0.05 Torr.	67
4.10.	Variación de la frecuencia de la nutación óptica Ω_R como función de la potencia óptica incidente P_{in} a una presión de 0.3 Torr. La línea sólida corresponde al ajuste teórico de la ecuación (4.4) del que se obtuvo $\mu_{12} = 1.9 \times 10^{-32}$ C.m.	72

Índice de tablas

III.I. Propiedades físicas y ópticas de la HC-PCF empleada en el sistema experimental.	46
IV.I. Valores encontrados de la pendiente y de la ordenada al origen mediante el ajuste teórico para la ecuación lineal que describe el crecimiento de T_1 como función de P_{in}	64

Capítulo 1

Introducción

1.1. Fibras de cristal fotónico con núcleo hueco rellenas con acetileno (HC-PCF)

Durante la segunda mitad del siglo XX se vivió una revolución tecnológica con la llegada de los láseres y las fibras ópticas. El desarrollo de fibras ópticas con bajas pérdidas permitió la transmisión de información en forma de pequeños pulsos ópticos por cientos de kilómetros a altas velocidades, dando lugar a una nueva era en las telecomunicaciones (Zolla *et al.*, 2005). En las últimas décadas se ha presenciado un rápido desarrollo tecnológico bajo la necesidad de satisfacer nuevas y crecientes demandas. Sin embargo, las capacidades actuales de las fibras ópticas convencionales no resultan ser suficientes para cumplir dichas exigencias. Hoy en día el sector tecnológico requiere de fibras que puedan transmitir luz a potencias más altas, que presenten birrefringencias más grandes, que tengan la capacidad de usarse como

sensores, que cuenten con múltiples núcleos y con dispersión más fácil de controlar (Russell, 2003). Las fibras de cristal fotónico (PCF, por sus siglas en inglés) surgieron durante la década de los 90 como respuesta a estas necesidades y por trabajos pioneros de Philip Russell.

La idea original de Russell de una PCF consistió en que la luz podía ser atrapada dentro de una fibra de núcleo hueco al fabricar una red periódica de agujeros microscópicos en la cubierta de vidrio (Russell, 2003). Mientras que una fibra óptica convencional funciona bajo el principio de reflexión total interna, una PCF lo hace por la formación de bandas prohibidas fotónicas en las cuales para ciertos rangos de ángulos y longitudes de onda, la luz no se puede propagar por las estructuras periódicas confinando así toda la luz en el núcleo (Poli *et al.*, 2007). Fue hasta 1999 en que se contó con la tecnología suficiente para construir la primer PCF de núcleo hueco (HC-PCF, por sus siglas en inglés) capaz de producir bandas prohibidas fotónicas para la transmisión de luz en aire, la cual presentaba un enrejado de tubos de aire de forma hexagonal y un diámetro de núcleo de $14.8 \mu\text{m}$ (Cregan *et al.*, 1999) (véase figura 1.1).

Las HC-PCF presentan varias ventajas sobre las fibras ópticas convencionales, entre las cuales se encuentran:

- La propagación de luz por bandas prohibidas fotónicas permite alcanzar pérdi-

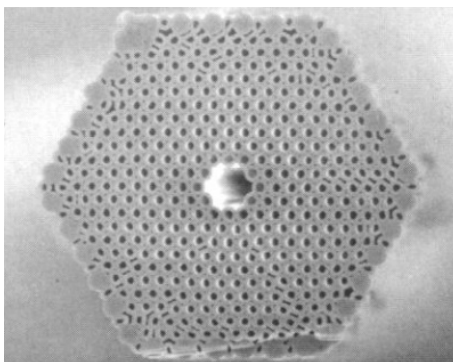


Figura 1.1: Sección transversal de la primer HC-PCF. Imágen extraída de Cregan *et al.* (1999).

das de hasta 1.2 dB/km debido a que el coeficiente de esparcimiento Rayleigh del aire dentro del núcleo es mucho menor que el del sílice (Benabid *et al.*, 2011).

- El alto confinamiento de luz dentro del núcleo maximiza la eficiencia de interacción entre el campo electromagnético y un ensamble atómico depositado en su interior, lo cual permite reducir la potencia óptica típica necesaria para observar efectos ópticos no lineales (Poli *et al.*, 2007).
- Presentan un alto umbral de daño gracias a la capacidad de guiar luz en aire dentro del núcleo hueco (Poli *et al.*, 2007).
- Permiten transportar partículas micrométricas a partir de presión de radiación (Benabid *et al.*, 2011).

Debido a sus características, las fibras fotónicas han tenido numerosas aplicaciones, siendo una de ellas su empleo para visualizar efectos ópticos en gases. Dicha aplicación es de gran importancia en el contexto de este trabajo. Los gases ofrecen características favorables para la visualización de fenómenos ópticos no lineales como lo es la capacidad de ajustar su dispersión y no linealidad variando su presión (Russell *et al.*, 2014). Generalmente la visualización de efectos ópticos no lineales requiere de altas intensidades ópticas, por lo que la combinación de HC-PCF y gas ha sido ampliamente utilizada en los últimos años para reducir el umbral de potencias requeridas para la observación de algunos de estos efectos, por ejemplo, Benabid *et al.* (2005) utilizaron HC-PCF rellenas con acetileno para observar la transparencia inducida electromagnéticamente (EIT, por sus siglas en inglés); un año más tarde, Ghosh *et al.* (2006) reportaron la visualización de este mismo efecto en una HC-PCF rellena con vapor de rubidio. También Heckl *et al.* (2009) pudieron generar armónicos altos mediante la combinación de HC-PCF con el gas xenón.

En este trabajo nos interesa, particularmente, estudiar algunos efectos ópticos que resultan de la interacción de la luz con el gas acetileno en el interior de las HC-PCF. El motivo de interés por este gas radica en su espectro de absorción rotacional-vibracional el cual presenta cerca de 50 líneas de absorción fuertes dentro del rango de 1.51-1.545 μm (Swann *et al.*, 2000) (véase figura 1.2), A pesar de que

el acetileno presenta un bajo momento dipolar ($\sim 10^{-32}$ C·m), se pueden aprovechar dichas líneas de absorción junto con la capacidad de las HC-PCF para la observación de efectos no lineales a bajas potencias. Las líneas de absorción del acetileno se encuentran dentro de la región espectral en la que trabajan las telecomunicaciones, lo cual le convierte en candidato para el desarrollo de futuras tecnologías en dicha disciplina (Benabid *et al.*, 2011).

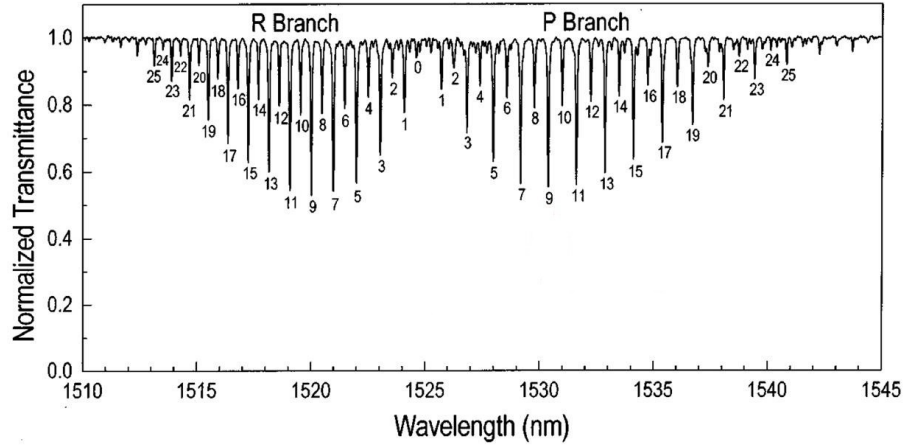


Figura 1.2: Espectro de transmitancia del acetileno. Gráfica extraída de Swann *et al.* (2000).

1.2. Memorias cuánticas en HC-PCF con acetileno

En las últimas décadas se ha visto un incremento en el interés de desarrollar tecnologías que funcionen bajo principios de la mecánica cuántica, siendo una de las principales ramas de investigación el procesamiento de información cuántica. Entre sus potenciales aplicaciones destacan la computación, la criptografía y los sensores cuánticos, las fuentes de fotones individuales, entre otras (Simon *et al.*, 2010; Heshami *et al.*, 2016). Sin embargo, dichas aplicaciones requieren de un elemento esencial: las memorias cuánticas. En términos generales, una memoria óptica cuántica es un sistema que puede almacenar el estado cuántico de la luz para realizar una tarea específica (Bussi eres *et al.*, 2013). Estos dispositivos juegan un papel muy importante en el desarrollo de las comunicaciones ópticas de las próximas décadas, por lo que en este trabajo se propone realizar un estudio experimental que contribuya a determinar qué tan factible es generar memorias cuánticas en HC-PCF rellenas con acetileno.

Una memoria cuántica debe de ser capaz de almacenar un estado cuántico por un determinado tiempo y liberarlo bajo demanda, de manera que uno de los criterios de rendimiento más importante de estos dispositivos es el tiempo de almacenamiento. Los distintos métodos para elaborar memorias cuánticas mediante interacción de luz

y materia presentan la característica común de almacenar información en un conjunto de átomos coherentes, siendo todos propensos a presentar decoherencia, la cual limita los tiempos de almacenamiento (Lvovsky, 2009). Los procesos de desfaseamiento y la visualización de efectos coherentes en un sistema atómico están caracterizados por los tiempos de relajación longitudinal T_1 y de relajación transversal T_2 , los cuales miden el decaimiento poblacional y la pérdida de memoria de fase, respectivamente (Fox, 2005). De tal forma que midiendo estos tiempos se puede evaluar la factibilidad de un sistema para su utilización en el desarrollo de memorias cuánticas.

1.3. Medición de T_1 mediante el efecto de Nutación Óptica Retrasada

Debido a la relevancia de la coherencia atómica como criterio de rendimiento de las memorias ópticas cuánticas, en esta tesis se mide el tiempo de relajación longitudinal T_1 del gas acetileno para evaluar la factibilidad de emplear sistemas de HC-PCF rellenas con acetileno en el desarrollo de memorias ópticas cuánticas. Para esto se implementó la técnica experimental conocida como *Nutación Óptica Retrasada*. A continuación se da una breve descripción de dicha técnica.

La interacción entre la radiación electromagnética resonante y un material absorbente da lugar a transiciones periódicas de las poblaciones atómicas entre el estado base y el estado excitado de energía, descritas por la frecuencia de Rabi (Fox, 2005). Dichas transiciones tienen como consecuencia la absorción y emisión de radiación por parte de los átomos, lo cual da origen a procesos de interferencia constructiva y destructiva alternados que se manifiestan en la aparición de modulaciones periódicas en el perfil de intensidad del haz transmitido; efecto que se conoce como nutación óptica. La altura del pico inicial de absorción en la nutación óptica es proporcional a la diferencia de población de los átomos (Shoemaker, 1978): cuando un pulso de radiación es enviado al material, los átomos de este último absorberán parte de la energía del pulso llevándolos al estado excitado. Naturalmente, la población excitada requerirá de un cierto tiempo para volver al estado base. Esto significa que si se envía un segundo pulso con un tiempo suficientemente corto como para que la población atómica pueda regresar al estado base, una menor cantidad de la radiación será absorbida y, por tanto, la profundidad del pico inicial de absorción también disminuirá (véase la figura 1.3). El experimento de nutación óptica retrasada consiste en hacer incidir sobre la muestra de acetileno, secuencias de dos pulsos ópticos con diferentes retrasos temporales. Entonces, observando cómo varía la profundidad del pico inicial de absorción del segundo pulso óptico transmitido como función del retraso temporal

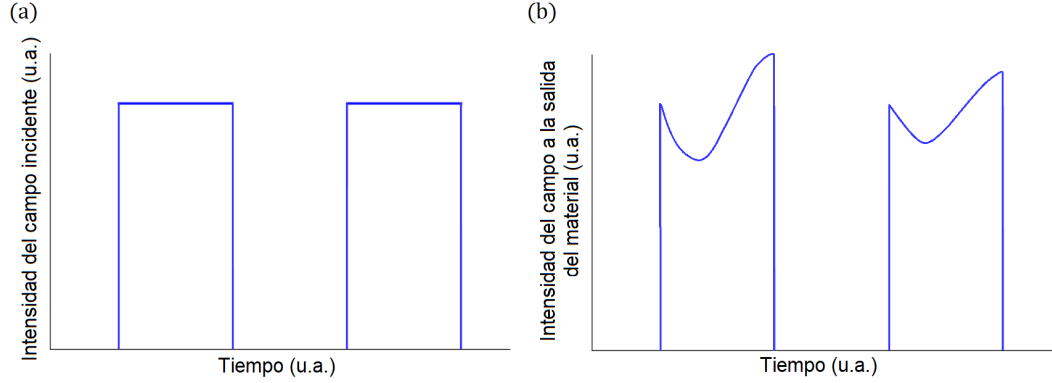


Figura 1.3: Perfiles de intensidad de dos pulsos de radiación en el experimento de nutación óptica retrasada. (a) Pulsos antes de interactuar con el material. (b) Pulsos después de viajar a través del material. Es importante notar que la profundidad de modulación de los pulsos transmitidos es diferente.

entre los pulsos, es posible estimar el valor de T_1 .

1.4. Objetivos y metas de esta tesis

En este trabajo se realiza el experimento de nutación óptica retrasada en una HC-PCF rellena de acetileno bajo distintas condiciones de presión y potencias ópticas, estableciendo como objetivos los siguientes puntos:

- Encontrar una ecuación que se ajuste a los datos experimentales para determinar T_1 como función de la presión.
- Caracterizar cómo varía T_1 en función de la potencia óptica de los pulsos

incidentes, para una presión fija del gas acetileno.

- Evaluar la factibilidad de utilizar las HC-PCF con acetileno para el desarrollo de memorias ópticas cuánticas.

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. Memorias cuánticas

Una memoria óptica cuántica se puede definir de forma amplia como un sistema capaz de almacenar un estado cuántico utilizando luz con frecuencias en el rango del visible e infrarrojo cercano (Bussi eres *et al*, 2013). El funcionamiento de estas consiste en transferir el estado cuántico de la luz a los átomos de un medio material donde es preservado para ser liberado posteriormente (Heshami *et al.*, 2016; Ra nici  *et al.*, 2017;).

En el modelo prototipo del procesamiento de información cuántica, la información se representa mediante bits cuánticos, también conocidos como ‘qubit’. La principal diferencia entre el bit cuántico y su contraparte clásica, el ‘bit’, es que el qubit se representa como una superposición de estados cuánticos mientras que el bit es representado como un estado puro determinado. Una memoria cuántica debe

tener la capacidad de guardar cadenas de qubits fielmente y liberarlos bajo demanda para su uso en una tarea específica.

Un ejemplo típico que ilustra el funcionamiento de una memoria cuántica es el siguiente: una fuente de fotones se hace incidir sobre un ensamble de átomos; los átomos guardan la información acerca del estado de polarización de los fotones incidentes, los cuales se hacen incidir de manera alternada con polarización circular derecha, o izquierda; después de un cierto tiempo se induce la emisión, por parte del material, de los fotones almacenados, entonces, un sistema óptico decodificador determina el estado de polarización de los fotones emitidos y, por ejemplo, interpreta a los fotones con polarización circular izquierda como un ‘0’, y a los otros como un ‘1’ (Lvovsky *et al.*, 2009).

Como se mencionó anteriormente, las memorias cuánticas son un elemento sustancial para diversas aplicaciones entre las cuales destacan las siguientes:

- En computación cuántica se requieren para el almacenamiento y liberación posterior de qubits de manera que las operaciones a realizar puedan ser sincronizadas apropiadamente (Lvovsky *et al.*, 2009).
- Permitirían el desarrollo de repetidores cuánticos, dispositivos que mejorarían significativamente los canales de transmisión de datos para la comunicación

cuántica a largas distancias (Bussi eres *et al.*, 2013).

- Como componentes en la elaboración de fuentes de fotones individuales anunciados (Simon *et al.*, 2010).
- Su capacidad de transferir las propiedades cuánticas de un estado óptico a átomos y de almacenamiento de entrelazamiento cuántico con largos tiempos de vida, disminuyen el ruido en mediciones, lo que permitiría realizar mediciones de alta precisión en metrología, magnetometría, relojes y espectroscopía (Lvovsky *et al.*, 2007; Simon *et al.*, 2010).

Una memoria cuántica tiene varios criterios de rendimiento cuyas relevancias dependerán de la aplicación que se le dará a la memoria. A continuación se describen algunos de los más importantes.

- **Fidelidad:** Para un estado cuántico de entrada y uno de salida con matrices de densidad ρ y ρ' , respectivamente, se define a la fidelidad F entre ellos como

$$F(\rho', \rho) = \text{tr} \left(\sqrt{\sqrt{\rho'} \rho \sqrt{\rho'}} \right), \quad (2.1)$$

la cual es una medida de proximidad entre los estados (Nielsen *et al.*, 2000). La fidelidad F es una forma de medir el traslape entre dos estados cuánticos, de

manera que $F(\rho', \rho)$ brinda información sobre la conservación de la naturaleza cuántica del estado de entrada ρ (Dajczgewand, 2015).

- **Eficiencia:** Se define a la eficiencia η de una memoria como la razón entre la energía del pulso de salida ϵ_r y el pulso de entrada almacenado ϵ_s ,

$$\eta = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_s}. \quad (2.2)$$

En el caso de almacenamiento de un fotón, la eficiencia representa la probabilidad de que este sea recuperado (Dajczgewand, 2015). Este parámetro no toma en cuenta efectos de contaminación del estado recuperado, lo cual es evaluado por la fidelidad F .

- **Capacidad de multimodos:** La capacidad de multimodos determina el número de modos ópticos o qubits que pueden ser almacenados en paralelo por la memoria. Debido a la naturaleza probabilística de la teoría cuántica, la capacidad de multimodos aumenta las posibilidades de realizar una tarea con éxito al ejecutarse estas en paralelo (Dajczgewand, 2015).
- **Tiempo de almacenamiento:** Este es uno de los criterios más importantes, sin embargo, los tiempos mínimos de almacenamiento de los estados dependen

de la aplicación para la que se emplearán. Por ejemplo, en el caso de comunicaciones cuánticas a larga distancia (>1000 km) se requieren los tiempos de almacenamiento más grandes para los repetidores cuánticos, abarcando valores en el rango de los milisegundos y segundos (Simon *et al.*, 2010; Dajczgewand, 2015). Un factor fundamental del que dependen los tiempos de almacenamiento es la coherencia atómica del medio que alojará el estado de la luz.

2.2. Tiempos de relajación longitudinal T_1 y transversal T_2

La visualización de efectos coherentes como la nutación óptica, dependen como su nombre lo indica, de la coherencia de fase de los ensambles atómicos con que se experimenta. La coherencia atómica de un medio está caracterizada por dos constantes de tiempo: T_1 y T_2 , que se describen el decaimiento poblacional y a los procesos de desfazamiento atómico, respectivamente (Fox, 2006). Como se mencionó anteriormente, los tiempos de almacenamiento de una memoria cuántica dependen en gran medida de la coherencia atómica, por lo que resulta de gran interés estudiar los tiempos T_1 y T_2 asociados a un cierto material. Debido a la importancia de estos tiempos característicos de relajación a continuación se da una descripción detallada

de ellos.

- **Tiempo de relajación longitudinal, T_1 :** Los átomos en un estado excitado pasan por procesos en los que sufren pérdidas de energía que los hacen decaer al estado base y que además rompen su coherencia atómica. Entre estos procesos se encuentran la tendencia inherente de los átomos a emitir radiación espontánea, colisiones inelásticas y transferencias de calor (Fox, 2006). De manera que T_1 mide el tiempo efectivo que le toma a los átomos en el estado excitado de una transición energética en decaer al estado base.
- **Tiempo de relajación transversal, T_2 :** Mide el tiempo característico en que un ensamble de átomos en el estado excitado pierde su correlación de fase (Allen *et al.*, 1975; Fox, 2006). Estas pérdidas de coherencia son causadas por los efectos mencionados para T_1 , y adicionalmente, por las colisiones elásticas interatómicas, ensanchamiento espectral por efecto Doppler y ensanchamiento espectral por tiempo de tránsito (Siegman, 1986; Demtröder, 2008).

La tasa total de desfasamiento T_2 está dada como

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2'}, \quad (2.3)$$

en donde el primer término del lado derecho está dado por procesos que no conservan

la energía de los átomos excitados y el segundo término por procesos en que sí es conservada la energía, o también llamados procesos de ‘desfasamiento puro’ como lo son colisiones elásticas interatómicas y con las paredes del medio de almacenamiento (Fox, 2006). A diferencia de T'_2 , T_2 toma en consideración las pérdidas de coherencia atómica ocasionadas en los procesos que mide T_1 .

2.3. Revisión de trabajos previos

Hasta la fecha sólo se ha reportado el desarrollo de una memoria óptica cuántica en HC-PCF (Sprague *et al.*, 2014). La memoria óptica cuántica fue fabricada en una HC-PCF con estructura tipo Kagome la cual, a diferencia de las HC-PCF que propagan luz bajo el principio de bandas prohibidas fotónicas, cuenta con un núcleo de mayor diámetro y propaga luz mediante un acoplamiento inhibido entre los modos de propagación del núcleo y los modos asociados al revestimiento (Benabid *et al.*, 2011). El núcleo de $26\ \mu\text{m}$ de diámetro de la HC-PCF fue rellenado con átomos de Cesio a temperatura ambiente en los que se almacenó luz con un ancho de banda del orden de gigahertz a partir de una interacción Raman desintonizada. La memoria alcanzó eficiencias de hasta 27% y tiempos de vida menores a 30 ns.

El experimento de nutación óptica retrasada ha sido utilizado anteriormente

para medir T_1 en gases. Este fue realizado por primera vez por Schmidt *et al.* (1973) en $\text{C}^{13}\text{H}_3\text{F}$ a temperatura ambiente cuyas moléculas fueron puestas en resonancia en la línea de banda ν_3 correspondiente a 1035.474 cm^{-1} mediante un haz láser de CO_2 . De los resultados se encontró que T_1 dependía de la presión como $T_1 = \frac{1}{0.115+0.076p}\mu\text{s}$, donde p es la presión en miliTorr.

Otros métodos han sido utilizados para medir T_1 tanto en sólidos como en gases. Por ejemplo, Powell *et al.* (1985) midieron T_1 en cristales de alejandrita a partir de la evolución temporal del espectro de fluorescencia de iones de Cr^{3+} localizados en sitios particulares de la red cristalina. La excitación de los iones se realizó con pulsos de 10 ns provenientes de un láser con colorante como medio activo, sintonizado a una longitud de onda de $\sim 475\text{ nm}$. Esto se realizó a temperatura ambiente y a 10 K.

2.4. Modelo semiclásico de la interacción entre luz y materia

La técnica utilizada para la medición del tiempo de relajación longitudinal T_1 que se presenta en este trabajo se basa en el efecto óptico coherente de nutación óptica. Para poder entender cómo es que se origina este efecto, se debe abordar

un tratamiento semiclásico para describir la interacción entre la materia y la radiación electromagnética: a los átomos constituyentes de la materia se les trata usando mecánica cuántica mientras que la radiación es considerada como una onda electromagnética clásica. Antes de proceder a describir la interacción radiación-materia, es necesario plantear la aproximación de dos niveles de energía para el átomo.

2.4.1. Sistema de energía de dos niveles

En la primera mitad del siglo XX, Bohr y Einstein desarrollaron la teoría que explicaba los procesos que podían ocurrir cuando luz y materia interaccionaban, siendo estos los procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada (véase la figura 2.1). Este tratamiento establece que un átomo puede brincar entre dos niveles de energía cuantizados E_1 y E_2 cuando absorbe o emite un cuanto de luz con frecuencia angular ω , satisfaciendo la condición

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega, \quad (2.4)$$

donde $\hbar$ es la constante de Planck reducida.

La aproximación del átomo de dos niveles se basa en este tratamiento anterior. Aunque en un átomo real se presentan muchos niveles de energía, aquí sólo se consi-

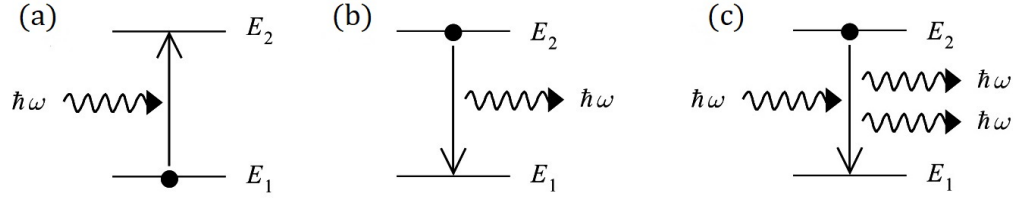


Figura 2.1: Transiciones ópticas en un sistema atómico de dos niveles. (a) Absorción, (b) emisión espontánea y (c) emisión estimulada. Imágen adaptada de Fox (2006).

deran los correspondientes a la transición energética con la cual coincide la frecuencia de la luz, es decir, en la que la interacción es resonante, por lo que se pueden ignorar los otros niveles energéticos en que la interacción es débil. Generalmente se designa como E_1 y E_2 al nivel inferior y superior, respectivamente (Fox, 2005).

2.4.2. Aproximación semiclásica

La interacción entre el sistema atómico de dos niveles y la radiación electromagnética es descrita por la ecuación de Schrödinger dependiente de tiempo

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi, \quad (2.5)$$

donde H es el Hamiltoniano del sistema. La radiación electromagnética es introducida como una perturbación dependiente del tiempo $H_I(t)$ en el Hamiltoniano:

$$H = H_0 + H_I(t), \quad (2.6)$$

donde H_0 es el Hamiltoniano independiente del tiempo usual con los operadores de energía cinética y potencial del sistema

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}, t). \quad (2.7)$$

El Hamiltoniano $H_I(t)$, que mide la energía del dipolo atómico en la posición $\mathbf{r}$ durante su interacción con la onda electromagnética incidente, está dado por

$$H_I = q\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0 \cos(\omega t), \quad (2.8)$$

donde q es la carga eléctrica del átomo y ω es la frecuencia del campo eléctrico de la luz incidente. La función de onda del sistema atómico de dos niveles está dada para cualquier instante de tiempo como

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = c_1(t) \psi_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega_1 t} + c_2(t) \psi_2(\mathbf{r}) e^{-i\omega_2 t}, \quad (2.9)$$

donde $c_1(t)$ y $c_2(t)$ son los coeficientes complejos de amplitud asociados a los niveles de energía E_1 y E_2 , y ω_i es la frecuencia angular asociada al nivel de energía E_i . Las funciones de onda espaciales, ψ_i , satisfacen el Hamiltoniano independiente del tiempo

$$H_0\psi_i = E_i\psi_i. \quad (2.10)$$

A partir de este punto el desarrollo matemático subsecuente será realizado solamente para el eje x por simplicidad. Sustituyendo la ecuación (2.9) en la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo se encuentran las siguientes ecuaciones diferenciales acopladas:

$$i\dot{c}_1 = \frac{\Omega_R}{2} (e^{i(\omega-\omega_0)t} + e^{-i(\omega+\omega_0)t}) c_2, \quad (2.11)$$

$$i\dot{c}_2 = \frac{\Omega_R}{2} (e^{-i(\omega-\omega_0)t} + e^{i(\omega+\omega_0)t}) c_1, \quad (2.12)$$

donde $\omega_0 = \omega_2 - \omega_1$, los puntos sobre c_1 y c_2 indican sus derivadas temporales, Ω_R es la frecuencia de Rabi definida como

$$\Omega_R = \frac{E_0\mu_{12}}{\hbar}, \quad (2.13)$$

y a su vez μ_{12} es el momento dipolar asociado a la transición óptica del material

$$\mu_{12} = -q \int \psi_1^* x \psi_2 dx. \quad (2.14)$$

Para resolver las ecuaciones (2.11) y (2.12) debe utilizarse la aproximación de onda rotante (rotating wave approximation), en la que se desprecian los términos que contienen $(\omega + \omega_0) t$, pues estos al oscilar demasiado rápido se promedian a cero. Entonces las ecuaciones se reducen a

$$i\dot{c}_1 = \frac{\Omega_R}{2} e^{i(\omega - \omega_0)t} c_2, \quad (2.15)$$

$$i\dot{c}_2 = \frac{\Omega_R}{2} e^{-i(\omega - \omega_0)t} c_1. \quad (2.16)$$

Para el caso particular en que la frecuencia de la radiación es resonante con el sistema atómico ($\omega = \omega_0$), se obtienen las soluciones

$$c_1(t) = \cos\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right), \quad (2.17)$$

$$c_2(t) = i \sin\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right). \quad (2.18)$$

Por lo tanto las probabilidades de encontrar a la población atómica en el estado base

y el estado excitado son

$$|c_1(t)|^2 = \cos^2\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right), \quad (2.19)$$

$$|c_2(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right). \quad (2.20)$$

Esto indica que los electrones oscilan entre los dos niveles de energía con la frecuencia de Rabi Ω_R , de ahí que a estas transiciones se les de el nombre de oscilaciones de Rabi. Nótese de las ecuaciones (2.19) y (2.20) que a $t = \pi/\Omega_R$ toda la población atómica se encuentra en el estado excitado y cuando $t = 2\pi/\Omega_R$ regresa al estado base. Se conoce como pulso- π a aquel que tiene una duración de $t = \pi/\Omega_R$ y que produce una inversión de la población atómica (para una descripción más detallada de la aproximación semiclásica ver (Fox, 2005) y (Foot, 2006)).

2.4.3. Nutación óptica

Ahora que se conoce el valor de los coeficientes $c_1(t)$ y $c_2(t)$ se puede calcular el momento dipolar promedio del átomo $\mu(t)$, que se define como el producto del valor esperado de la posición x por la carga eléctrica del átomo q (Foot, 2005),

$$\mu(t) = q \int \Psi^*(x, t) x \Psi(x, t) dx. \quad (2.21)$$

Esta cantidad brinda información sobre como interactúa el dipolo eléctrico con el campo electromagnético incidente, así como las consecuencias que esta interacción tiene en los procesos de absorción y emisión del dipolo. Sustituyendo las ecuaciones (2.8), (2.17) y (2.18) en (2.21) se encuentra que el momento dipolar es

$$\mu(t) = \mu_{12} \sin(\Omega_R t) \sin(\omega t) \quad (2.22)$$

(recordar que se está tratando el caso en que la radiación incidente es resonante, $\omega = \omega_0$).

A partir de la figura (2.2) se puede dar una explicación más clara de las implicaciones físicas del momento dipolar $\mu(t)$. Nótese que este oscila a la frecuencia de la luz incidente ω y con una amplitud modulada por el término $\mu_{12} \sin(\Omega_R t)$, el cual a su vez oscila a la frecuencia de Rabi que es mucho menor que ω . La interacción resonante con el campo lleva al átomo a un estado de superposición coherente entre las transiciones atómicas. Al encontrarse en el estado de superposición coherente $\mu(t)$ es distinto de cero, en cambio, cuando la probabilidad de estar ya sea en el estado base o excitado es unitaria, $\mu(t)$ es nulo. Además, la amplitud de las oscilaciones del momento dipolar son máximas cuando la probabilidad de que el átomo se encuentre en el estado base y excitado es la misma, $|c_1(t)|^2 = |c_2(t)|^2 = 0.5$. Nótese también

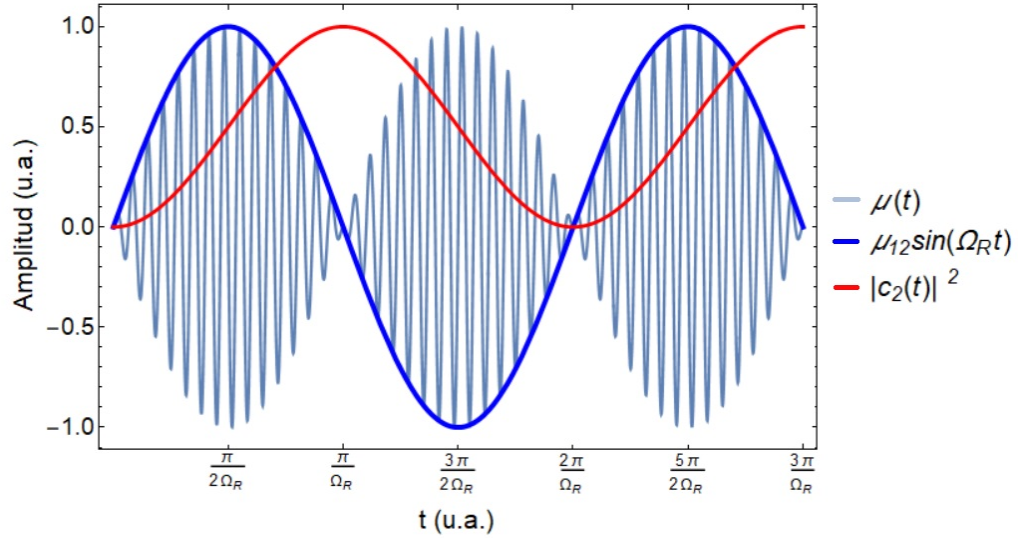


Figura 2.2: Oscilaciones del momento dipolar del átomo $\mu(t)$ al interactuar con radiación electromagnética resonante moduladas en amplitud por la frecuencia de Rabi como $\mu_{12} \sin(\Omega_R t)$. Se compara como evoluciona la probabilidad de encontrar al átomo en el estado excitado $|c_2(t)|^2$ al mismo tiempo en que oscila $\mu(t)$. Imagen adaptada de Ocegueda (2015).

que en el primer instante de la interacción $\mu(t)$ es cero, lo cual indica que el átomo no absorbe radiación instantáneamente, sino que le lleva un cierto tiempo comenzar el proceso de absorción (Ocegueda, 2015).

Mientras el dipolo atómico oscila, este emite radiación electromagnética la cual interactúa con la radiación incidente. Tanto el momento dipolar como el campo eléctrico de la radiación incidente oscilan con la frecuencia ω , sin embargo, lo hacen con una función seno y coseno respectivamente, por lo que hay un desfase de 90° entre ellos. A su vez la radiación emitida por el dipolo atómico está corrida 90° con

respecto a las oscilaciones del momento dipolar, habiendo un desfase de 180° entre la radiación incidente y la que es emitida por el átomo. Esto sucede para el primer semiperiodo de oscilación del término $\sin(\Omega_R)$ resultando en interferencia destructiva entre los campos. El efecto de la interferencia destructiva se verá reflejado como una atenuación en el perfil de intensidad del campo transmitido cuya profundidad será proporcional a la diferencia de población de los niveles energéticos (véase figura 2.3 (i) y (ii)). Por otro lado, durante el segundo semiperiodo la amplitud $\sin(\Omega_R t)$ invierte su signo, introduciendo un cambio de fase de 180° en la radiación emitida por el dipolo ocasionando interferencia constructiva entre los campos (Ocegueda, 2015). Ahora, en el segundo semiperiodo, los átomos regresan al estado base emitiendo luz, lo cual amplifica el perfil de intensidad del campo incidente (véase figura 2.3 (iv)).

De manera resumida, la radiación resonante que incide en el sistema produce transiciones periódicas de la población atómica entre su estado base y excitado con la frecuencia de Rabi. Al oscilar entre los niveles energéticos, los átomos absorben y emiten radiación la cual interfiere de manera destructiva y constructiva con la radiación incidente dando origen a modulaciones en la amplitud del perfil de intensidad del campo transmitido por el conjunto de átomos. A este fenómeno se le denomina nutación óptica (Shoemaker, 1976; Hocker *et al.*, 1968).

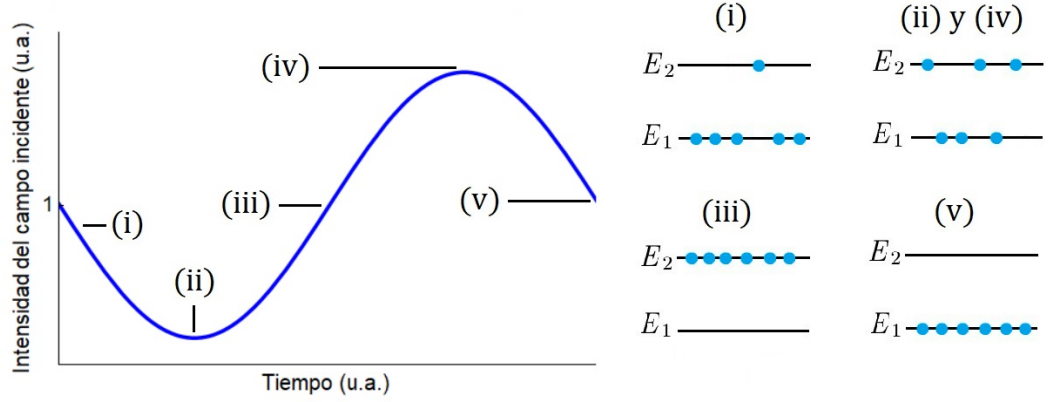


Figura 2.3: Variación temporal del perfil de intensidad del campo electromagnético incidente y evolución temporal de la población atómica del estado base E_1 y el estado excitado E_2 en el efecto de nutación óptica. (i) Unos instantes después de que inicia la interacción el material absorbe radiación por lo que el estado excitado comienza a ser poblado. (ii) Cuando la amplitud de $\mu(t)$ alcanza su primer máximo, la mitad de la población se encuentra en E_1 y la otra mitad en E_2 , y es en este instante en el que se presenta la mayor atenuación en el perfil del campo incidente. (iii) En el instante en que $\mu(t) = 0$ el estado excitado se encuentra totalmente poblado y el perfil de intensidad del campo incidente vuelve a su valor original. (iv) $\mu(t)$ invierte su signo y produce interferencia constructiva con el campo incidente amplificándose el perfil de intensidad, alcanzando un máximo cuando la mitad de la población ha emitido radiación decayendo al estado base. (v) Una vez más cuando $\mu(t) = 0$ el perfil de intensidad del campo incidente vuelve a su valor original y en este punto la población atómica ha regresado al estado base.

2.5. Nutación óptica retrasada

Como se mencionó en la sección anterior, la profundidad de las modulaciones del fenómeno de nutación óptica son proporcionales a la diferencia de población de los niveles energéticos del sistema atómico. De este hecho se puede desarrollar la técnica experimental conocida como nutación óptica retrasada, la cual permite medir T_1 en sistemas de gases moleculares a baja presión, tal y como se realizó en este trabajo para el gas acetileno. A continuación se explica en que se basa esta técnica.

En el caso de un material en equilibrio térmico al cual se envía un pulso de radiación electromagnética resonante tal que se induzca la nutación óptica, la profundidad de la primer modulación en el perfil del pulso será pronunciada, pues al encontrarse originalmente la mayor parte de la población en el nivel base esta ha de absorber una mayor cantidad de la radiación. Una vez que el pulso de luz sale del material, la población que se encontraba en el estado excitado naturalmente tenderá a relajarse. Si después del primer pulso se envía un segundo pulso resonante con cierto retraso temporal τ_D , el perfil de absorción de este también se verá modulado de tal manera que la profundidad de su primer pico de absorción dependerá de la diferencia de población del sistema en ese instante. Por ejemplo, para un tiempo de retraso τ_D pequeño el cual no sea suficiente para que una cantidad significativa

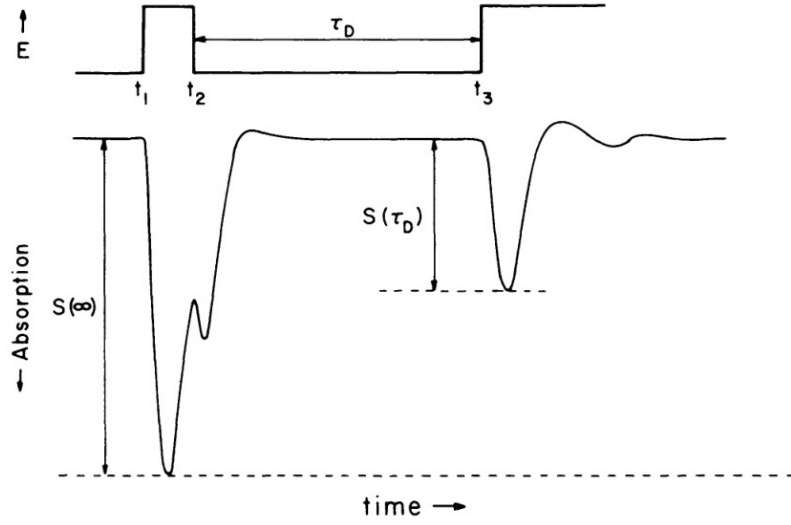


Figura 2.4: Visualización de los picos de absorción $S(\infty)$ y $S(\tau_D)$ en la nutación óptica retrasada. En la parte superior se indican los pulsos transmitidos en el material y el tiempo de retraso τ_D entre ellos. Imagen extraída de Shoemaker (1978).

de la población regrese al estado base, sería de esperarse que la altura del pico de absorción del segundo pulso disminuya, pues habría menor absorción por parte del material. En cambio, para pulsos secundarios enviados con τ_D cada vez mayores, la profundidad de sus picos de absorción, $S(\tau_D)$, crecerá gradualmente lo cual servirá como un indicador de la diferencia de población en los niveles de energía (véase figura 2.4). Cuando τ_D es bastante grande, la altura del pico de absorción del segundo pulso alcanza su mayor valor posible $S(\infty)$, indicando que la población se ha relajado completamente.

El experimento de nutación óptica retrasada consiste en enviar secuencias de

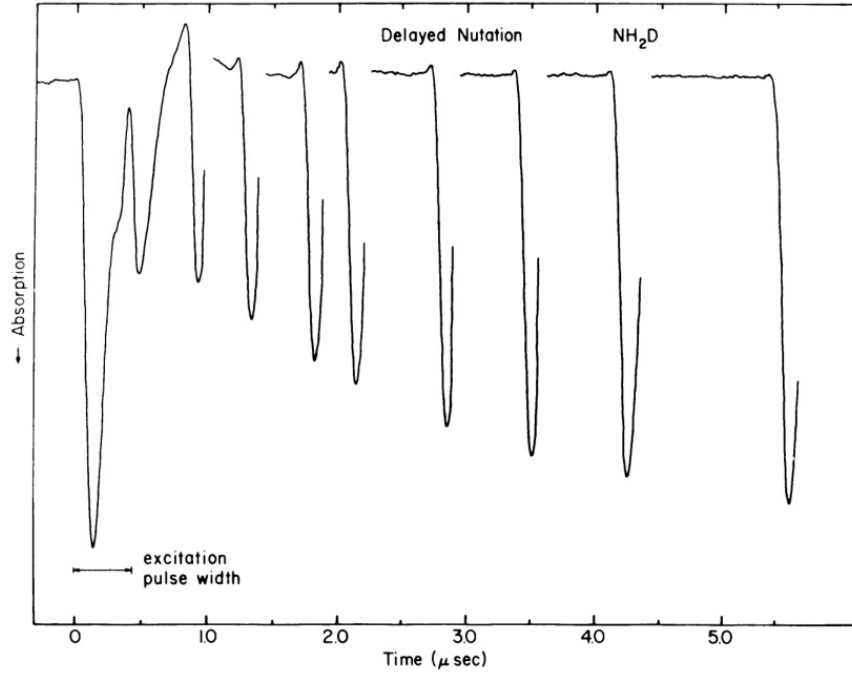


Figura 2.5: Perfiles de absorción del experimento de nutación óptica retrasada en NH_2D . Nótese que a mayores tiempos de retraso los picos de absorción de los pulsos secundarios crecen en profundidad asemejándose al del primero. Gráfica extraída de Shoemaker (1978).

dos pulsos con distintos τ_D entre ellos y medir la diferencia de los picos de absorción $S(\infty)$ y $S(\tau_D)$ como función del retraso temporal (véase la figura 2.5). Se puede demostrar que los picos de absorción del pulso de referencia y de los pulsos retrasados se relacionan a T_1 como

$$S(\infty) - S(\tau_D) = C e^{-\frac{\tau_D}{T_1}}, \quad (2.23)$$

donde C es una constante a determinar cuyo valor depende de la interacción entre

la radiación y el sistema atómico, es decir, de factores tales como la frecuencia de Rabi, la frecuencia de resonancia y la diferencia de población atómica (para una descripción más detallada de la nutación óptica retrasada ver (Comaskey *et al.*, 1981) y (Shoemaker, 1978)).

2.6. Matriz de densidad y decaimiento fenomenológico

En mecánica cuántica, un sistema puro alberga toda su información en la función de onda Ψ , esto para el caso en que se trata con un solo átomo, molécula o un conjunto de moléculas idénticas de las cuales se conoce su función de onda individual (Metcalf *et al.*, 1999). Sin embargo, en un experimento real es imposible determinar la función de onda de manera directa, pero lo que sí se puede hacer es calcular los valores esperados de operadores o bien, observables, tales como la posición x_0 , la velocidad v_x , la energía E_n , entre otros. Para calcular estos valores esperados en casos donde se esté trabajando con ensambles atómicos resulta eficiente abordar el problema bajo una perspectiva estadística utilizando la matriz de densidad ρ' . En este formalismo, la matriz de densidad que describe a un sistema cuántico de dos niveles está dada

como

$$\rho' = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* \\ c_2^* c_1 & |c_2|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho'_{11} & \rho'_{12} \\ \rho'_{21} & \rho'_{22} \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

donde ρ'_{11} y ρ'_{22} son las poblaciones del estado base y del estado excitado, respectivamente, y los términos ρ'_{12} y ρ'_{21} son llamados coherencias, pues dependen de la diferencia de fase entre c_1 y c_2 . Las coherencias son proporcionales al valor esperado del momento dipolar de la transición energética en cuestión, por lo que representan qué tan fuerte es la respuesta del sistema al campo electromagnético con el que interactúa (Foot, 2005; Ocegueda, 2015).

Debido a que ρ' describe solamente a un átomo o un gran conjunto de ellos pero idénticos y con una función de onda conocida (estado puro), esta matriz de densidad no es adecuada para describir un gas real en el que se tiene un ensamble de átomos con funciones de onda distintas. Esto sugiere que se deben de sumar todas las matrices de densidad de cada estado puro ρ' para obtener una matriz de densidad del ensamble. Para enfrentarse a esto, lo que se hace es sumar las matrices de densidad de aquellas moléculas con la misma velocidad v_x , puesto a que si se realizara para moléculas con distintas velocidades, cada una de estas observaría una frecuencia distinta del campo electromagnético incidente por corrimientos causados por efecto Doppler. El que las moléculas observen una frecuencia distinta tendría

como consecuencia un Hamiltoniano distinto para cada una de ellas y por ende sus matrices de densidad serían distintas. La suma de las matrices de densidad de los estados puros sería entonces

$$\rho_{ij}(x_0, v_x, t) = \sum_{\substack{\text{todas las moléculas} \\ \text{con velocidad } v_x}} \rho'_{ij}(E_n, x_0, v_x, t). \quad (2.25)$$

A la matriz de densidad resultante se le da el nombre de matriz de población ρ , escrita como

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

en donde ρ_{11} y ρ_{22} es la población (en moléculas/cm³) del estado base y excitado en la posición x_0 , con velocidad v_x al tiempo t , respectivamente (Shoemaker, 1978). De nuevo, los términos fuera de la diagonal, ρ_{12} y ρ_{21} , son las coherencias que indican la respuesta del sistema al campo electromagnético aplicado, y que se pueden redefinir como $\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12}e^{-i\delta t}$ y $\tilde{\rho}_{21} = \rho_{21}e^{i\delta t}$, en donde $\delta = \omega - \omega_0$ es la desintonía entre la frecuencia de la radiación incidente con la frecuencia de resonancia del sistema de dos niveles (Foot, 2005).

2.6.1. Vector de Bloch

A partir de las coherencias se puede definir un conjunto de ecuaciones con las cuales es posible dar una representación geométrica entre la radiación electromagnética y el sistema atómico de dos niveles. Estas ecuaciones se definen de la siguiente forma (Foot, 2005):

$$u = \tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}, \quad (2.27)$$

$$v = -i(\tilde{\rho}_{12} - \tilde{\rho}_{21}), \quad (2.28)$$

$$w = \rho_{11} - \rho_{22}. \quad (2.29)$$

Nótese que u y v son la parte real e imaginaria de $\tilde{\rho}_{12}$ (multiplicados por 2), respectivamente. Además, se puede escribir el momento dipolar promedio $\mu_x(t)$ en términos de estas dos ecuaciones como

$$\mu(t) = \mu_{12}(\tilde{\rho}_{12}e^{i\omega t} + \tilde{\rho}_{21}e^{-i\omega t}) = \mu_{12}(u \cos(\omega t) - v \sin(\omega t)). \quad (2.30)$$

De la ecuación (2.29) se puede apreciar que u y v son las componentes en fase y cuadratura del momento dipolar que oscila a la frecuencia ω de la radiación incidente (Foot, 2005), lo que remarca la importancia de las coherencias para indicar la respuesta de los átomos con la luz. Por otro lado, nótese que w es la diferencia de

población entre el estado base y el estado excitado.

Se puede demostrar que de las ecuaciones (2.27), (2.28) y (2.29) se encuentra el siguiente conjunto de ecuaciones diferenciales (Foot, 2005):

$$\dot{u} = \delta v, \quad (2.31)$$

$$\dot{v} = -\delta u + \Omega_R w, \quad (2.32)$$

$$\dot{w} = -\Omega_R v. \quad (2.33)$$

Para proseguir con la representación geométrica de la interacción se escriben estas últimas ecuaciones en notación vectorial de la siguiente manera:

$$\dot{\mathbf{R}} = \mathbf{R} \times \mathbf{W}, \quad (2.34)$$

en donde $\mathbf{R}$ es el vector de Bloch que se define a su vez como

$$\mathbf{R} = u\hat{\mathbf{e}}_1 + v\hat{\mathbf{e}}_2 + w\hat{\mathbf{e}}_3 \quad (2.35)$$

y

$$\mathbf{W} = \Omega_R \hat{\mathbf{e}}_1 + \delta \hat{\mathbf{e}}_3. \quad (2.36)$$

Los vectores $\hat{\mathbf{e}}_1$, $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$ forman una base ortonormal en $\mathbb{R}^3$, con la que se define un sistema de coordenadas tal y como se muestra en la figura (2.6). Se puede demostrar que el vector de Bloch $\mathbf{R}$ tiene magnitud unitaria, por lo que traza una esfera de radio unitario a la cual se le nombra como esfera de Bloch. El vector de Bloch describe el estado cuántico de un ensamble de átomos con velocidad v_x . Esta conexión entre $\mathbf{R}$ y el estado de los átomos se establece definiendo el polo superior ($+\hat{\mathbf{e}}_3$) y el polo inferior ($-\hat{\mathbf{e}}_3$) de la esfera de Bloch como el estado base E_1 y el estado excitado E_2 del sistema respectivamente (Fox, 2006). Es decir, cuando $\mathbf{R} = w\hat{\mathbf{e}}_3$, para $w = +1$ los átomos se encontrarán en el estado base, mientras que para $w = -1$ estarán en el estado excitado (véase la figura 2.6 (a) y (b)).

Suponiendo que a $t = 0$ la población atómica se encuentra en el estado base de energía, si en dicho instante comienza a interactuar con radiación electromagnética resonante, $\delta = 0$, se inducirán oscilaciones de Rabi en la población atómica. En la esfera de Bloch esto se visualizará con el vector de Bloch $\mathbf{R}$ girando en el plano formado por los vectores $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, pasando por el estado base y excitado de energía de manera periódica (véase la figura 2.6 (c)). Por otra parte, si la radiación electromagnética es no resonante, $\delta \neq 0$, $\mathbf{R}$ oscila a un cierto ángulo respecto a $\mathbf{W}$ en donde cada punto que traza $\mathbf{R}$ en la esfera de Bloch representa una superposición de los estados base y excitado (Fox, 2006) (véase la figura 2.6 (d)).

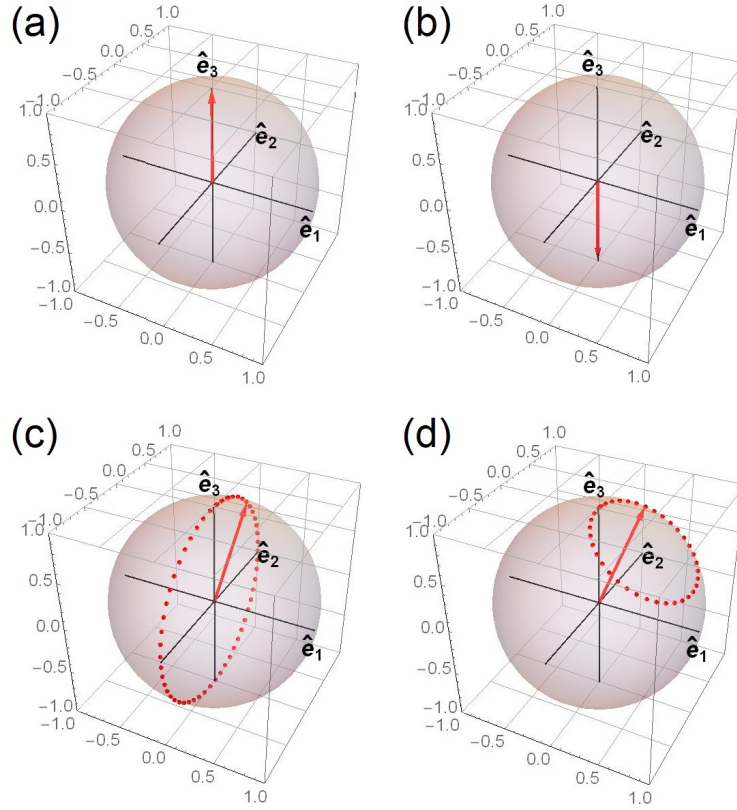


Figura 2.6: El vector de Bloch $\mathbf{R}$ en la esfera de Bloch representa el estado cuántico de los átomos. Cuando $\mathbf{R} = w\hat{e}_3$, (a) con $w = +1$ corresponde a tener el sistema en el estado base E_1 y (b) con $w = -1$ estos se encuentran en el estado excitado E_2 . (c) Oscilación de $\mathbf{R}$ cuando el campo electromagnético es resonante. (d) Oscilación de $\mathbf{R}$ cuando el campo electromagnético no es resonante.

2.6.2. Ecuaciones ópticas de Bloch

En un experimento en que se trabaje con gases formados por un gran conjunto de partículas es de esperarse que se presenten colisiones entre estas y con las paredes del medio, además de otros factores como el desfaseamiento entre las oscilaciones

atómicas inducido por el efecto Doppler y la emisión de radiación espontánea, lo cual sugiere la introducción de términos de amortiguamiento en las componentes del vector de Bloch (Foot, 2005; Shoemaker, 1978). Estos procesos de amortiguamiento dan lugar al decaimiento del estado excitado en las poblaciones atómicas y pérdidas de coherencia de fase entre los átomos, los cuales, como se mencionó anteriormente, están caracterizados por T_1 y T_2 . Estos términos de amortiguamiento se pueden introducir en las ecuaciones (2.31), (2.32) y (2.33) de manera fenomenológica de la siguiente forma (Shoemaker, 1978)

$$\dot{u} = \delta v - \frac{u}{T_2}, \quad (2.37)$$

$$\dot{v} = -\delta u + \Omega_R w - \frac{v}{T_2}, \quad (2.38)$$

$$\dot{w} = -\Omega_R v - \frac{(w-1)}{T_1}, \quad (2.39)$$

las cuales reciben el nombre de ecuaciones ópticas de Bloch por su parecido a las ecuaciones de Bloch que se presentan en el fenómeno de resonancia nuclear magnética.

Estas ecuaciones pueden ser estudiadas para distintas condiciones de la interacción entre la radiación y el material absorbente. Un caso particular de interés es en el

que la tasa de colisiones intermoleculares del material es alta y se considera $T_1 \approx T_2$ (Schmalz, *et al.*, 1978). Bajo esta aproximación de colisiones fuertes y suponiendo que a $t = 0$ la población atómica se encuentra en el estado base, el vector de Bloch describirá un movimiento como los que se muestran en la figura 2.7. Si la frecuencia de la radiación incidente es resonante con el material, $\mathbf{R}$ se mueve en el plano formado por $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, pero debido al amortiguamiento su magnitud disminuye con el tiempo y no se alcanza la inversión total de la población. Conforme t aumenta y mientras la radiación incidente se mantenga, $\mathbf{R}$ tiende a un punto dentro de la esfera de Bloch, es decir, alcanza un estado estacionario donde se mantiene constante en el tiempo la tasa de átomos que son excitados y la tasa de átomos que decaen (véase la figura 2.7.(a)). Cuando Ω_R es muy grande, $\mathbf{R}$ tiende a posicionarse a lo largo del eje $\hat{\mathbf{e}}_2$, lo cual significa que 50 % de la población está en el estado superior y el otro 50 % en el estado inferior (Foot, 2005). Por otro lado, cuando el campo incidente es no resonante, $\mathbf{R}$ realiza un movimiento en forma de espiral respecto a $\mathbf{W}$ (véase la figura 2.7.(b)), tendiendo también a un cierto punto en el que se mantenga una diferencia de población, pero con una menor probabilidad de que los átomos se encuentren en el estado excitado a diferencia de cuando $\delta = 0$.

Los movimientos del vector de Bloch descritos anteriormente se presentan cuando hay radiación incidiendo en el sistema atómico. Si para un instante en el que la

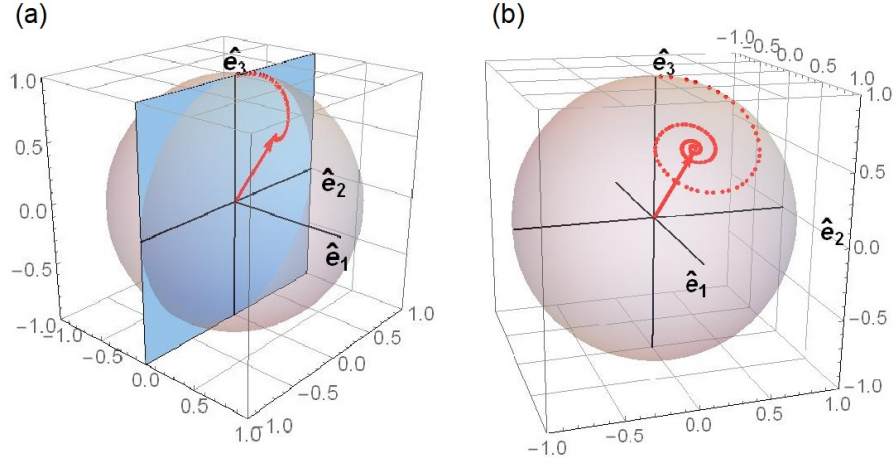


Figura 2.7: Movimiento del vector de Bloch $\mathbf{R}$ en la esfera de Bloch para el caso amortiguado. (a) Cuando $\delta = 0$, $\mathbf{R}$ tiende a un punto del plano formado por los vectores $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$ en el interior de la esfera de Bloch. (b) Cuando $\delta \neq 0$, $\mathbf{R}$ presenta un movimiento en espiral respecto a $\mathbf{W}$ tendiendo a un punto en el interior de la esfera de Bloch para una cierta diferencia de población.

población atómica se encuentra en una superposición de estados se deja de radiar, esto significa $\Omega = 0$, $\mathbf{R}$ decae al estado base. Al no haber radiación excitante los átomos pierden su coherencia de fase y la componente w del vector de Bloch crece gradualmente indicando que la diferencia de población disminuye (véase la figura 2.8).

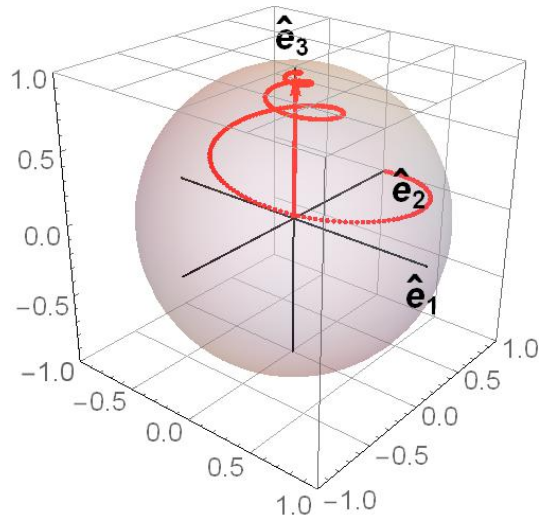


Figura 2.8: Decaimiento del vector de Bloch $\mathbf{R}$ al estado base cuando se interrumpe la interacción del sistema con radiación electromagnética. Se supone a $\mathbf{R}$ inicialmente en un estado en el que $|c_1(t)|^2 = |c_2(t)|^2 = 0.5$ y $\delta \neq 0$.

Capítulo 3

Sistema experimental

En este trabajo se realizó el experimento de nutación óptica retrasada en una HC-PCF con acetileno en su núcleo hueco para medir T_1 de dicho gas. Para ello se utilizó una celda de cristal fotónico la cual había sido usada anteriormente para la visualización de otros efectos ópticos no lineales (Ocegueda, 2015; Casillas, 2016). La palabra “celda”, hace referencia al sistema compuesto por la fibra fotónica y la estructura física que permite el confinamiento del gas y el acoplamiento de la luz en el interior del núcleo hueco de la HC-PCF (Ocegueda, 2015). En este capítulo se describen los dispositivos y componentes del sistema experimental utilizado, los cuales se muestran en la figura 3.1. El arreglo experimental se compone de dos partes principales: (1) el sistema de confinamiento de luz y de gas dentro de la celda de cristal fotónico y (2) el sistema de generación y de detección de pulsos ópticos.

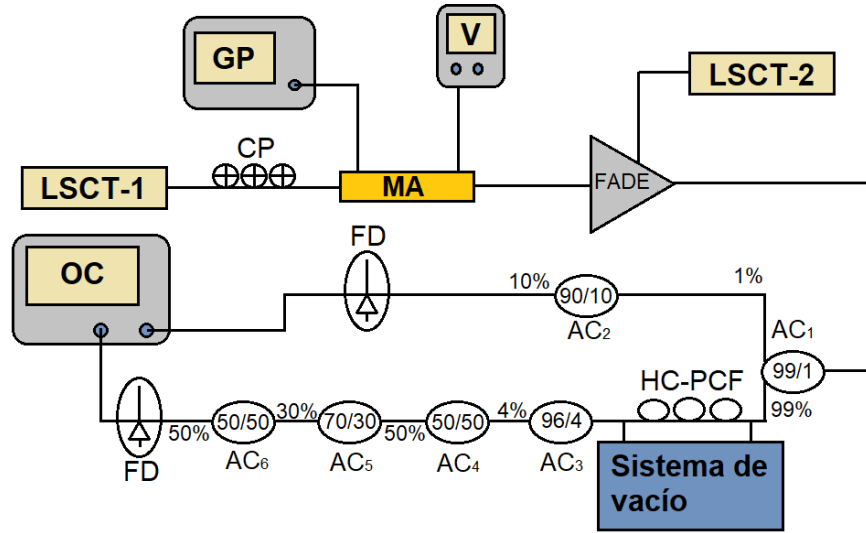


Figura 3.1: Arreglo experimental utilizado para realizar el experimento de nutación óptica retrasada. LSCT-1: diodo láser semiconductor sintonizable de retroalimentación distribuida con longitud de onda centrada en 1530.37 nm; CP: controladores de polarización; GP: generador de pulsos; MA: modulador electro-óptico de amplitud; V: fuente de voltaje; FADE: fibra amplificadora dopada en erbio; LSCT-2: diodo láser semiconductor sintonizable con longitud de onda centrada en 980 nm; FD: fotodetector; OC: osciloscopio; AC_n : acopladores de fibra óptica de diferente razón de división.

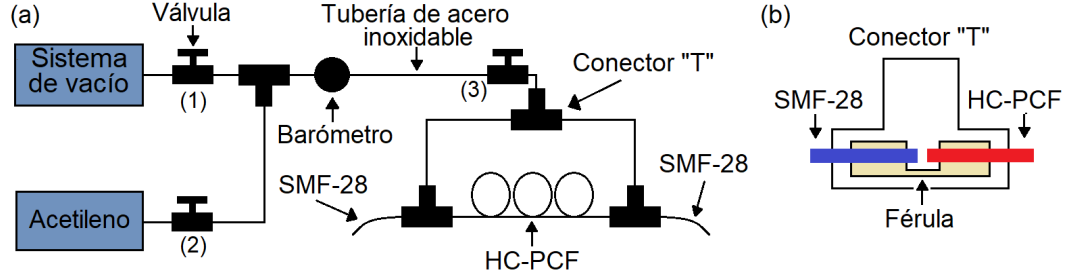


Figura 3.2: Sistema experimental de acoplamiento de luz y de llenado y extracción de la celda fotónica.

3.1. Sistema de confinamiento de luz y de gas dentro de la celda de cristal fotónico

En la figura 3.2 se muestra la configuración del sistema que permite el confinamiento de luz dentro de la celda de cristal fotónico y el llenado y evacuación de gas acetileno dentro de la misma. Este se compone por tubería de acero inoxidable, conectores tipo “T” de acero inoxidable, fibra óptica HC-PCF, fibra óptica convencional monomodo SMF-28, sistema de vacío y un tanque de gas acetileno.

La HC-PCF del sistema fue fabricada por *NKT Photonics*, de la cual se muestran sus características en la tabla III.I y parte de su sección transversal en la figura 3.3. El espectro de transmitancia de la HC-PCF mostrado en la figura 3.4 confirma que su rango de propagación se encuentra entre 1450-1600 nm.

El acoplamiento de luz entre la fibra convencional SMF-28 y la HC-PCF es

Tabla III.1: Propiedades físicas y ópticas de la HC-PCF empleada en el sistema experimental.

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

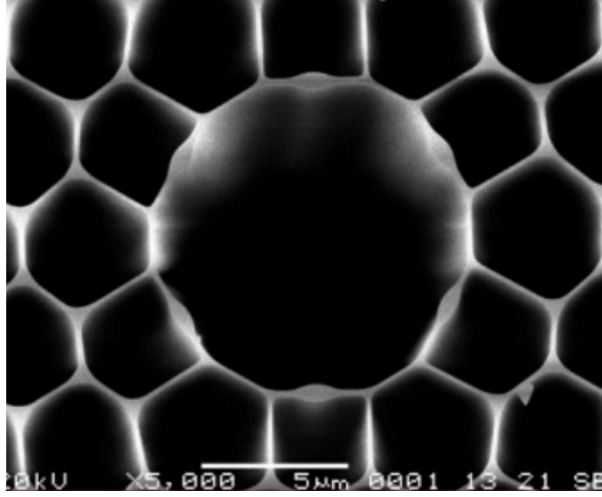


Figura 3.3: Sección transversal de la HC-PCF utilizada en el sistema. Imagen extraída de la hoja técnica de la fibra desarrollada por *NKT Photonics*.

realizado con una férula cilíndrica de óxido de circonio introducida en un conector de tipo “T” de acero inoxidable (véase figura 3.2 (b)). La fibra SMF-28 y la HC-PCF de $125 \pm 0.7 \mu\text{m}$ y $121 \pm 2 \mu\text{m}$ de diámetro externo, respectivamente, están alineadas dentro de la férula que a su vez tiene un diámetro interno de $126 \pm 3 \mu\text{m}$. Las caras frontales de estas están a una separación de aproximadamente $50 \mu\text{m}$. Ambas fibras

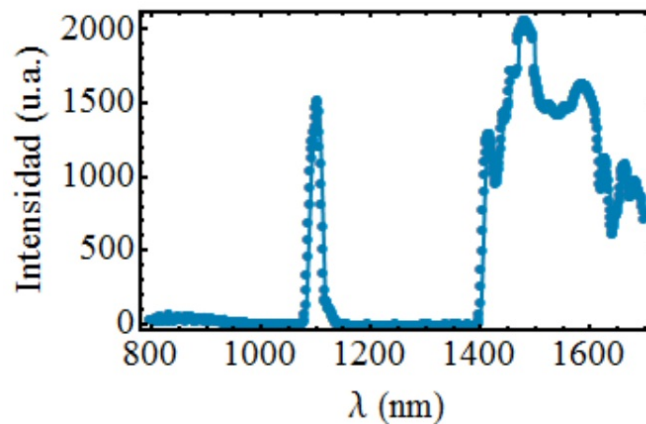


Figura 3.4: Espectro de transmisión de la HC-PCF empleada en el sistema experimental. Imagen extraída de Ocegueda (2015).

se encuentran fijas a la férula mediante resina epoxi.

La introducción y extracción de gas en el núcleo de la HC-PCF es posible debido a la separación entre las fibras dentro de la férula de circonio y por una ranura transversal de unos milímetros de ancho en la férula, como se muestra en la figura 3.2 (b). El orificio perpendicular a la férula del conector “T” se conecta al sistema de vacío y el tanque de acetileno mediante tubería de acero inoxidable y válvulas las cuales permiten el ingreso del gas a la celda o bien el vaciado de esta.

La extracción de gases dentro de la celda de cristal fotónico se lleva a cabo por el sistema de vacío conformado por una bomba mecánica de paletas rotatorias y una de difusión. La bomba mecánica extrae primero la mayor cantidad de gases del interior del sistema y una vez que se alcancen presiones del orden de 10^{-3} Torr la bomba

de difusión comienza a funcionar, alcanzando en conjunto presiones menores a 10^{-4} Torr aproximadamente. La presión en el interior del sistema es monitoreada con un barómetro tipo capacitivo modelo 626B Baratron fabricado por *MKS Instruments*, con el que se pueden medir presiones en un rango de 0.001-10 Torr.

El procedimiento que se sigue para llenar la celda de cristal fotónico con gas acetileno se describe a continuación:

- Se extraen los gases remanentes dentro del sistema (acetileno y aire) hasta alcanzar presiones menores a 10^{-4} Torr.
- Se cierran las tres válvulas para proceder a abrir la válvula 2 (véase figura 3.2) y así introducir acetileno a las tuberías del sistema donde la presión es monitoreada por el barómetro.
- Una vez llenadas las tuberías del sistema se cierra la válvula 2 y se abre la válvula 1 ligeramente para extraer acetileno de manera controlada hasta alcanzar la presión deseada.
- Por último se cierra la válvula 1 y se abre la válvula 3 que conecta con la HC-PCF para introducir el gas en esta. Se deja estabilizar el sistema alrededor de 30 minutos para que el gas se distribuya y la presión dentro de la fibra se homogeneice.

3.2. Sistema de generación y de detección de pulsos ópticos

El experimento realizado en este trabajo requiere la transmisión de pulsos de luz a través de la HC-PCF rellena de acetileno, cuyas potencias ópticas sean suficientes para inducir el efecto de nutación óptica. Tal y como se muestra en la figura 3.1, el sistema experimental cuenta con diversos dispositivos para la generación de dichos pulsos así como para su detección y visualización.

De esta manera, para producir la radiación con la que interaccionaría el gas acetileno se utilizó un diodo láser semiconductor de onda continua fabricado por la compañía QPhotonics modelo QDFBLD-1530-20 (LSCT-1). Este alcanza una potencia óptica máxima de 20 mW y emite con una longitud de onda centrada en 1530.3 nm, la cual se puede sintonizar en un rango de ± 1.5 nm con un controlador de temperatura de la compañía Thorlabs modelo TEC2000 2A/12 W. El láser se sintonizó en resonancia con la línea de absorción P9 del acetileno a 1530.37 nm.

Para la generación de pulsos de luz a partir de una onda continua se emplea un modulador de intensidad electro-óptico de niobato-litio (MA) fabricado por la compañía Photline con modelo MX-LN-10 que cuenta con un ancho de banda de 12 GHz. El modulador está conectado a un driver/amplificador Photline modelo

DR-PL-10-MO-LR que reduce oscilaciones parásitas visualizadas en el perfil de los pulsos, aumenta la amplitud de los pulsos y reduce los tiempos de subida y de bajada de estos. A su vez el driver está conectado a un generador de funciones Tektronix AFG3252C (GP), en el cual se indica la forma de la señal óptica a producir. Estos dispositivos al trabajar en conjunto pueden producir pulsos ópticos de hasta 4 ns de ancho con tiempos de subida y de bajada ≤ 2.5 ns.

Los dispositivos del sistema experimental (en mayor parte el modulador de amplitud) ocasionan pérdidas significativas ($\sim 70\%$) de la potencia de los pulsos ópticos. Para compensar dichas pérdidas y las que se presentan en la HC-PCF, el sistema cuenta con una fibra amplificadora dopada con erbio (FADE) de la compañía Coractive modelo ER-23-03-02. Esta fibra tiene una longitud de 11 m y es bombeada con un láser semiconductor QPhotonics modelo QFBGLD-980-100U (LSCT-2) cuya radiación es emitida a una longitud de onda centrada en 975.1 nm y con potencias máximas de 100 mW. La amplitud de los pulsos ópticos se puede ajustar mediante distintos dispositivos: un controlador de corriente que varía la potencia de bombeo, controladores de polarización de la radiación que incide al MA (CP) y modificando el voltaje que alimenta al driver del MA por medio de una fuente de voltaje variable (V). Con esto, pulsos cuya duración sea menor a 100 ns pueden alcanzar potencias ópticas de ~ 12 W pico a pico para una frecuencia de repetición menor a 1 kHz.

Debido a que los efectos ópticos no lineales suelen observarse en tiempos cortos (del orden de ns) el sistema experimental cuenta con fotodetectores y osciloscopios rápidos para la detección, digitalización y visualización de los pulsos ópticos. La detección de los pulsos es realizada por dos fotodetectores de InGaAs DET-08CFC (FD) fabricados por Thorlabs, que cuentan con un ancho de banda de 5 GHz y operan en el rango espectral de 800 a 1700 nm. Uno de los fotodetectores se utilizó para detectar los pulsos de entrada a la HC-PCF y el otro para los pulsos a la salida de la HC-PCF. La resistencia de carga de los fotodetectores es de $50\ \Omega$ lo cual permite maximizar su ancho de banda, pero, sólo se pueden detectar pulsos de hasta ~ 40 mW, por lo que, para evitar que estos se puedan dañar con las altas potencias de los pulsos amplificados por la FADE, se emplean distintos acopladores de fibra óptica para atenuar los pulsos tal y como se muestran en la figura 3.1. Los pulsos ópticos de entrada y de salida de la HC-PCF se visualizan con un osciloscopio Keysight modelo DSOX6004A (OC) con un ancho de banda de 4 GHz y una frecuencia de muestreo de 20 GSa/s, que junto con los fotodetectores permite visualizar pulsos de hasta 0.1 ns de duración.

Capítulo 4

Medición de T_1 por Nutación Óptica Retrasada

4.1. Metodología experimental

A continuación se describen los pasos seguidos para realizar el experimento de nutación óptica retrasada:

1. Se generó vacío en la celda de cristal fotónico hasta un nivel aproximado de 10^{-4} Torr.
2. Se ingresó gas acetileno a la fibra de cristal fotónico hasta alcanzar la presión deseada.
3. Se sintonizó la longitud de onda del láser con la línea de absorción P9 del acetileno, correspondiente a 1530.37 nm.

4. Se generaron dos pulsos ópticos de forma aproximadamente rectangular con duraciones de 15 ns en un rango de potencias ópticas pico a pico de entre 0.1-6.4 W.
5. Se grabaron los perfiles de los pulsos de entrada y de salida de la celda fotónica con el osciloscopio digital, aumentando la distancia entre el final del primer pulso y la parte frontal del segundo pulso desde ~ 1.5 ns hasta alcanzar tiempos de retraso τ_D de ~ 130 ns entre ellos.
6. Se realizó una serie de registros de los pulsos de entrada y de salida para distintas potencias ópticas dentro del rango mencionado en el paso 4.
7. Se repitieron los pasos anteriores para diferentes presiones en el interior de la celda de cristal fotónico.

La duración de 15 ns de los pulsos fue elegida así debido a que al ser una duración mayor a $T_2 \approx 8$ ns del acetileno, permitiría la visualización completa de la nutación óptica en el perfil de intensidad de los pulsos. Además, para pulsos de duración < 100 ns la amplificación generada por la FADE es homogénea y más eficiente.

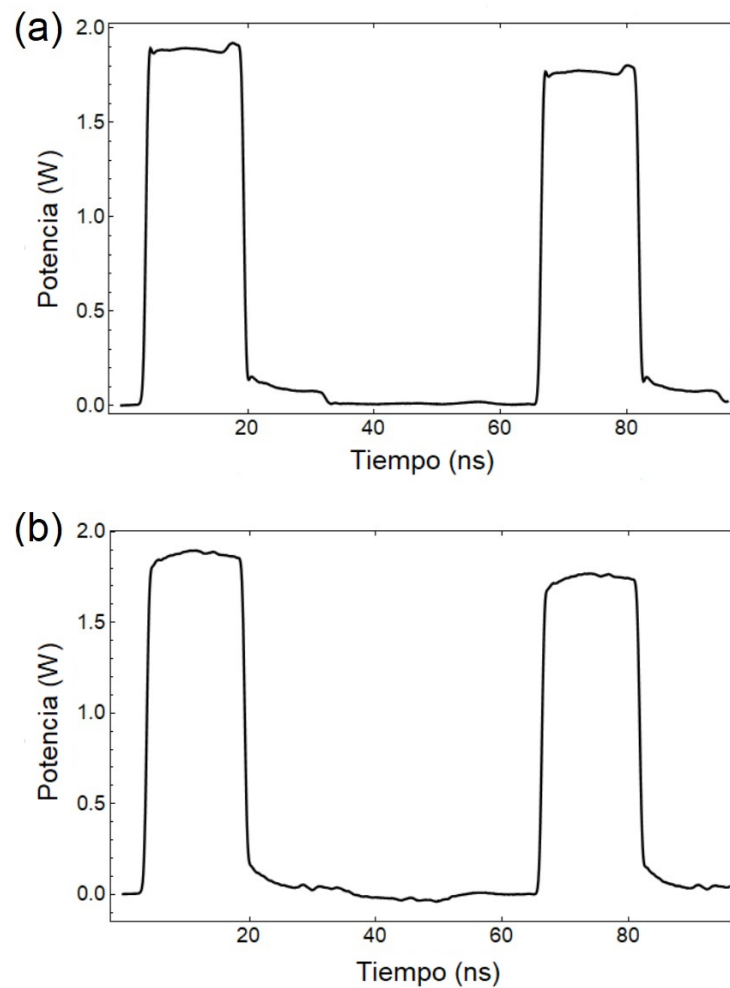


Figura 4.1: Perfil típico de pulsos (a) a la entrada y (b) a la salida de la HC-PCF.

4.2. Resultados experimentales

En la figura 4.1 se muestran los perfiles típicos de los pulsos a la entrada y a la salida de la fibra de cristal fotónico cuando la longitud de onda del láser se encuentra fuera de resonancia de alguna línea de absorción del acetileno. Al no estar en reso-

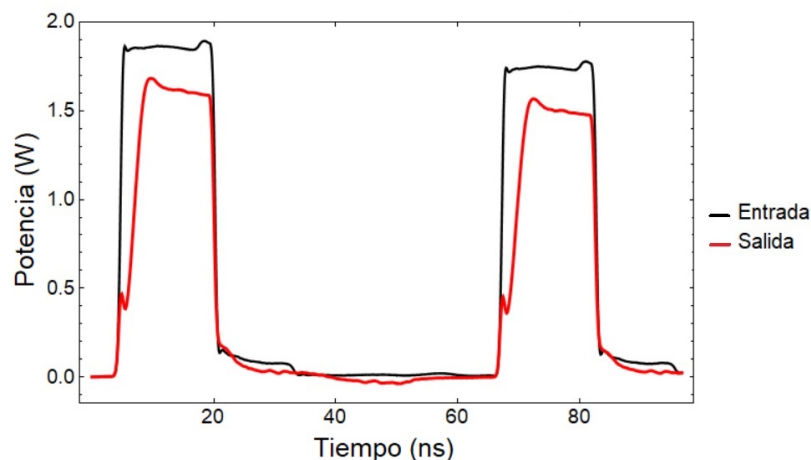


Figura 4.2: Perfil de los pulsos a la entrada y salida de la HC-PCF para una presión de 0.4 Torr del acetileno.

nancia los pulsos con el acetileno se puede despreciar la interacción entre estos y así visualizar los pulsos tal y como si la celda estuviera vacía. Se observa que los pulsos presentan una forma aproximadamente rectangular, con algunas irregularidades y protuberancias las cuales son causadas por la electrónica de los dispositivos que los generan. Se puede apreciar que tanto para los pulsos de entrada como para los de salida, la altura del segundo pulso es ligeramente menor al del primero, ocasionado también por la razón mencionada antes.

En la figura 4.2 se muestran los pulsos de la figura 4.1 cuando la longitud de onda del láser está sintonizada con la línea de absorción P9 del acetileno correspondiente a 1530.37 nm para una presión de 0.4 Torr. Se puede apreciar la oscilación en la parte frontal de los perfiles de intensidad de los pulsos a la salida de la HC-PCF.

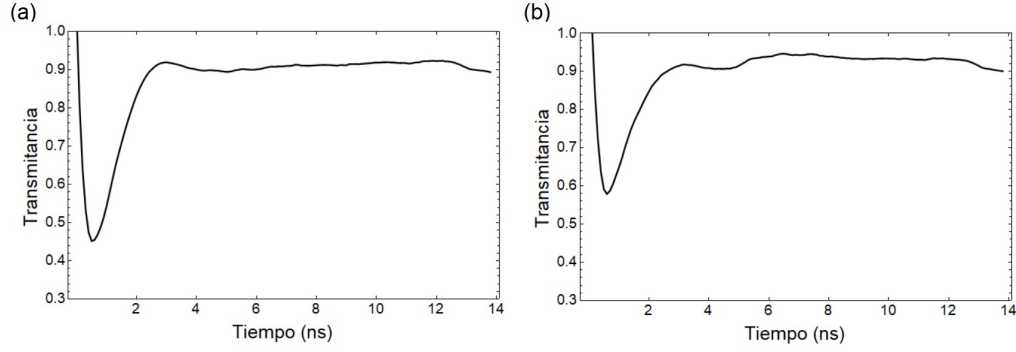


Figura 4.3: Perfiles de transmitancia de un par de pulsos enviados a través de la HC-PCF con una presión de acetileno de 0.3 Torr y con un tiempo de retraso entre ellos de ~ 8 ns. Transmitancia del (a) primer pulso y (b) segundo pulso.

Como se mencionó en la sección 2.5, para calcular T_1 a partir del experimento de nutación óptica retrasada se requiere conocer la cantidad de luz que es absorbida por el medio resonante. Para esto se calcularon los perfiles de transmitancia de los pulsos (cociente de los pulsos transmitidos y los pulsos incidentes), además de que este procedimiento ayuda a atenuar las irregularidades en el perfil de los pulsos incidentes (ver figura 4.3).

El experimento de nutación óptica retrasada se realizó a cinco distintas presiones de acetileno en el interior de la celda, las cuales fueron: 0.05, 0.1, 0.21, 0.3 y 0.4 Torr. Para cada una de estas configuraciones experimentales se tomó registro de los pulsos incidentes y transmitidos con distintas potencias ópticas. Una vez fijado el valor de la potencia óptica, la parte posterior del primer pulso y la parte frontal del segundo

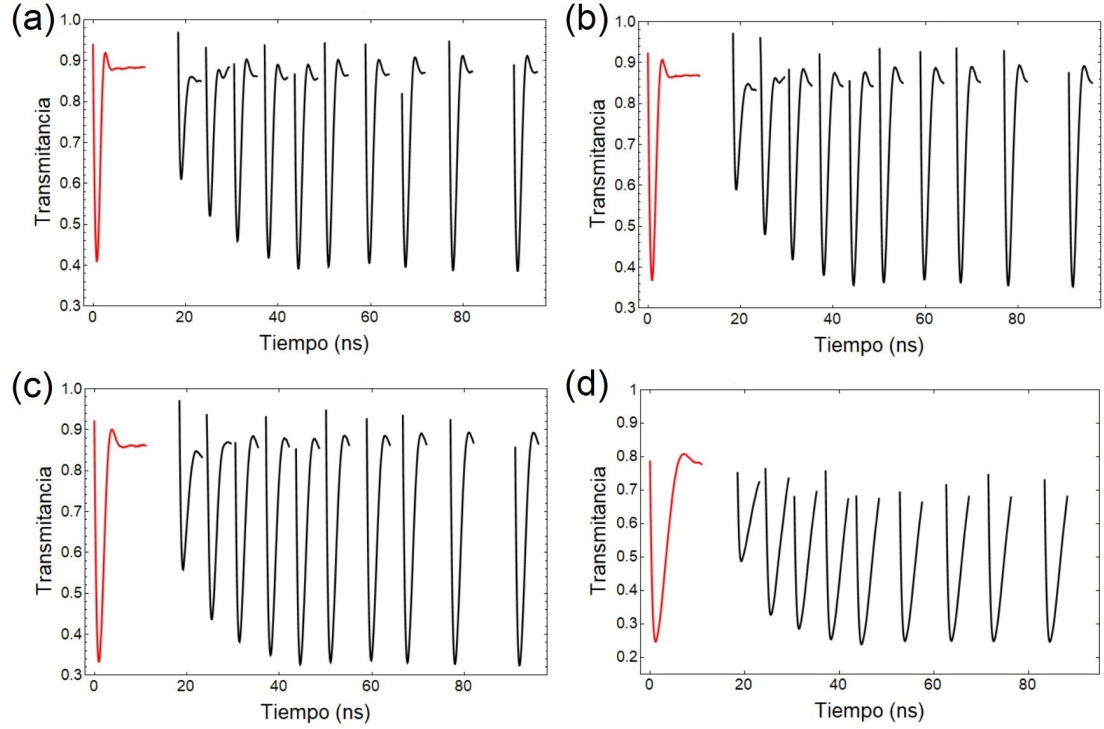


Figura 4.4: Variación de los perfiles de transmitancia con el tiempo de retraso entre los pulsos a una presión de 0.21 Torr y potencias ópticas de (a) 5.01 W, (b) 3.85 W, (c) 2.67 W y (d) 0.88 W. Las curvas rojas corresponden al primer pulso y las curvas negras a los pulsos secundarios.

pulso se separaron con un retraso temporal inicial de ~ 1.5 ns, para posteriormente aumentar dicho retraso entre estos de manera gradual hasta alcanzar retrasos de ~ 130 ns, registrando los pulsos en cada incremento del retraso. En la figura 4.4 se muestra la variación de los perfiles de transmitancia de los pulsos con el tiempo de retraso en el caso de una presión de 0.21 Torr y a distintas potencias ópticas.

Para estimar T_1 a partir de los perfiles de transmitancia se calcularon las dife-

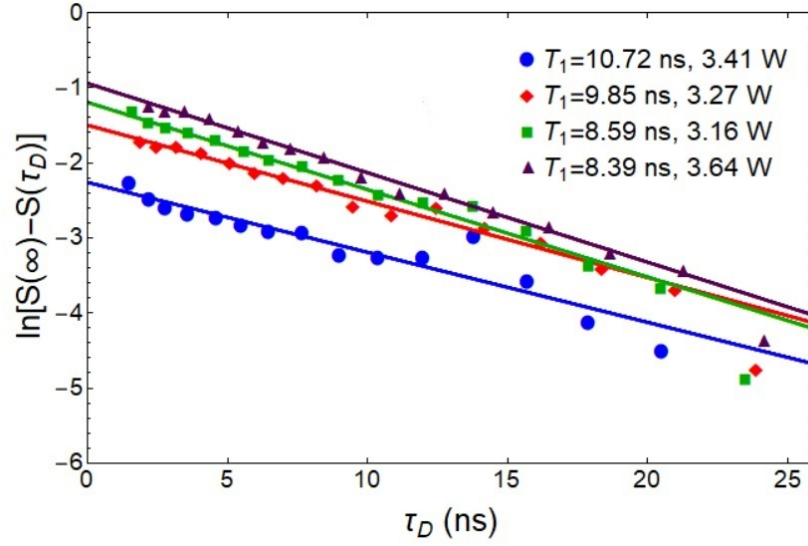


Figura 4.5: Diferencias entre las amplitudes de la nutación como función del tiempo de retraso para una presión de acetileno de 0.05 Torr (azul), 0.1 Torr (rojo), 0.3 Torr (verde) y 0.4 Torr (morado), para potencias ópticas en el rango de 3.16-3.64 W.

rencias entre las amplitudes de la nutación con sus respectivos tiempos de retraso de los pulsos y los datos obtenidos se ajustaron con la ecuación (2.23). La figura 4.5 muestra algunos de estos datos para distintas presiones y con sus respectivas curvas de ajuste después de llevar la ecuación (2.23) a la forma

$$\ln[S(\infty) - S(\tau_D)] = \ln(C) - \frac{\tau_D}{T_1}. \quad (4.1)$$

Uno de los objetivos de este trabajo consiste en encontrar una ecuación que se

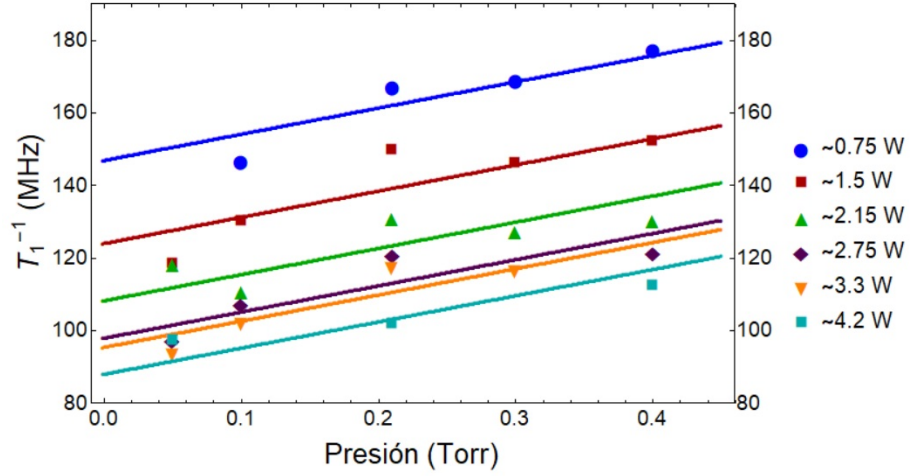


Figura 4.6: Variación experimental de T_1^{-1} como función de la presión en el interior de la HC-PCF a distintas potencias ópticas con sus correspondientes ajustes teóricos.

ajuste a los datos experimentales para determinar T_1 como función de la presión, para lo que se recurrió a la siguiente ecuación (Shimoda, 1976):

$$\frac{1}{T_1} = 2\pi(\gamma_0 + Cp), \quad (4.2)$$

donde γ_0 es la tasa de decaimiento de la transición en ausencia de colisiones intermoleculares, C es el coeficiente de ensanchamiento por presión (también llamado “pressure broadening”) y p es la presión del gas en el interior de la celda. Para esto, de los datos obtenidos se agruparon aquellos cuyos valores de la potencia óptica fueran cercanos y con distintas presiones. Cada conjunto de datos para una potencia en particular se ajustaron a la ecuación (4.2) tal y como se muestra en la figura 4.6.

4.3. Análisis de resultados

4.3.1. Variación de T_1

La figura 4.4 presenta los perfiles de transmitancia del experimento de nutación óptica retrasada para una presión fija y distintas potencias ópticas, en los cuales se puede observar el comportamiento esperado de estos como fue descrito en la sección 2.5. La absorción de los pulsos retrasados aumenta como función del tiempo de retraso τ_D , lo cual indica que la diferencia de población entre el estado base y el estado excitado de la transición aumenta, es decir, la mayoría de los átomos excitados por el primer pulso se han relajado y se encuentran listos para absorber radiación una vez más.

El incremento de la presión del gas acetileno en el interior de la celda aumenta las posibilidades de que ocurran eventos que disminuyan el tiempo T_1 : una presión mayor significa una mayor cantidad de moléculas, las cuales pueden colisionar de manera inelástica entre ellas y con las paredes de la fibra; la temperatura de las moléculas aumenta con la presión y por ende la velocidad de las moléculas crece, disminuyendo así el tiempo de vuelo de estas a través del área modal. Esto limita el tiempo que interactúa de manera coherente la luz con las moléculas dando lugar a una tasa de decaimiento de energía efectiva del conjunto de moléculas (Siegman,

1986). Lo anterior fue verificado con los datos experimentales obtenidos, como se observa en las figuras 4.5 y 4.6.

La figura 4.5 presenta los ajustes teóricos basados en la ecuación (4.1) para mediciones hechas a distintas presiones con potencias ópticas de entre 3.16 y 3.64 W, en donde el valor de la pendiente aumenta con la presión, es decir, T_1 disminuye con la presión. Las variaciones de T_1 para potencias ópticas similares dentro del rango de presiones utilizadas (0.05-0.4 Torr) no fueron tan acentuadas, alcanzando variaciones de ~ 2 ns solamente. Esta dependencia de T_1 como función de la presión se aprecia con más claridad en la figura 4.6. Los valores de T_1 exhiben un comportamiento que se ajusta de manera adecuada a la ecuación (4.2), en la que se fijó el coeficiente de ensanchamiento por presión C para el acetileno como 11.5 MHz/Torr (Takiguchi *et al.*, 2011) y en donde el ajuste teórico arrojó valores de γ_0 en el rango de 13.9 - 23.3 MHz. Por ejemplo, para una potencia ~ 2.75 W se obtuvo $\gamma_0 = 15.5$ MHz, el cual se encuentra en concordancia con el estimado por Ocegueda *et al.* (2018) de $\gamma_0 \sim 15.8$ MHz para una presión de 0.12 Torr y $T_1 = 9.3$ ns, siendo dicho valor de T_1 el mismo que se obtuvo en este trabajo a una presión de 0.1 Torr.

Además de confirmar la dependencia de T_1 con la presión, la figura 4.6 expone una dependencia entre T_1 con la potencia óptica, la cual se manifiesta como la disminución de γ_0 a medida que la potencia aumenta. Este hecho resulta de interés,

pues la tasa de decaimiento en ausencia de colisiones intermoleculares γ_0 contiene información del ensanchamiento por tiempo de vuelo o de tránsito (Transit-Time broadening), que depende del tiempo que le toma a un conjunto de moléculas con una velocidad térmica promedio v en atravesar el diámetro del haz láser en el interior de la fibra (Demtröder, 2008). Habría de esperarse que al incrementar la potencia óptica, el número de moléculas excitadas aumente y con esto las colisiones intermoleculares y con las paredes de la fibra, lo que se reflejaría con valores de T_1 menores, sin embargo, la evidencia experimental demuestra lo contrario. En este caso, el aumento de la potencia óptica produjo valores del tiempo de relajamiento longitudinal mayores. Los valores más bajos de T_1 registrados fueron de ~ 5 ns, esto a potencias < 1 W y presiones mayores a 0.21 Torr. Por otro lado, los valores más altos de T_1 se mantuvieron en ~ 10 ns para todas las presiones utilizadas, pero a medida que esta aumentaba se requirieron de potencias ópticas mayores para alcanzar dichos tiempos.

Para una presión fija, los valores obtenidos de T_1 sugieren un crecimiento lineal en función de la potencia óptica incidente (P_{in}) en la HC-PCF. Para comprobar dicho comportamiento se realizaron ajustes teóricos los cuales se presentan en la figura 4.7 y en la tabla IV.I. Las curvas sólidas corresponden a los ajustes teóricos, las cuales resultan adecuados para el crecimiento de T_1 observado a presiones ≥ 0.1

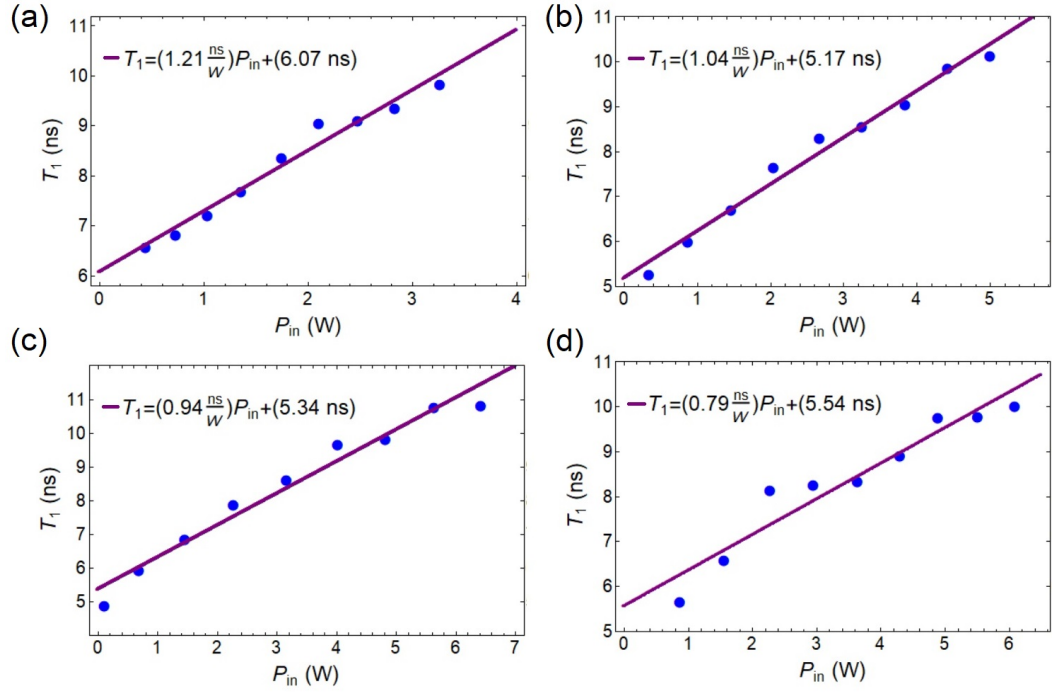


Figura 4.7: Variación de T_1 como función de la potencia óptica que incide en la HC-PCF a una presión fija de (a) 0.1 Torr, (b) 0.21 Torr, (c) 0.3 Torr y (d) 0.4 Torr.

Torr. A partir de las pendientes de las ecuaciones de ajuste es evidente que a medida que aumenta la presión del acetileno el crecimiento de T_1 es menor con la potencia óptica. A su vez, la ordenada al origen se mantiene en ~ 5.5 ns, que señala un tiempo base del relajamiento longitudinal de las moléculas.

El decremento de la pendiente en las ecuaciones de ajuste puede entenderse de la siguiente manera: el gas en el interior de la celda contiene moléculas cuya frecuencia de resonancia coincide con la longitud de onda del haz láser incidente y otras con frecuencias de resonancia que pertenecen a niveles de energía cercanos y más

Tabla IV.I: Valores encontrados de la pendiente y de la ordenada al origen mediante el ajuste teórico para la ecuación lineal que describe el crecimiento de T_1 como función de P_{in} .

Presión (Torr)	Pendiente ($\frac{ns}{W}$)	Ordenada al origen (ns)
0.1	1.21	6.07
0.21	1.04	5.17
0.3	0.94	5.34
0.4	0.79	5.54

bajos. Esto último también debido en parte al movimiento térmico de las moléculas de un gas que ocasiona que estas miren una frecuencia de absorción dependiente de su velocidad $\mathbf{v}$ dado como $\omega' = \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, dando lugar a un ensanchamiento de la línea espectral de emisión del gas conocido como ensanchamiento por efecto Doppler (Demtröder, 2008). Las moléculas fuera de resonancia pueden ser excitadas también pero al tener menor energía su velocidad es menor y por lo tanto presentan un tiempo de tránsito menor, esto significa que su valor de T_1 es mayor. A presiones bajas, el número de moléculas resonantes es pequeño, de manera que el campo electromagnético incidente satura rápidamente a las moléculas resonantes y la contribución de las moléculas fuera de resonancia se hace notoria más pronto dando lugar a pendientes mayores en las pendientes de ajuste. Mientras que a presiones mayores la cantidad de moléculas resonantes aumenta así como su contribución al valor de T_1 . Entonces, para aumentar el valor de T_1 se requiere de más potencia óptica para saturar a las

moléculas en resonancia y con esto manifestar la contribución de las moléculas fuera de resonancia. Además, un mayor número de moléculas favorece al incremento en la tasa de colisiones, disminuyendo así T_1 .

En cambio, el aumento de T_1 con la potencia óptica puede deberse a un comportamiento más complicado de las moléculas al interactuar con fuertes campos eléctricos. A altas potencias ópticas los átomos manifiestan un desdoblamiento de los niveles de energía de una transición con frecuencia central ω_0 , dando lugar a dos componentes más en el espectro de emisión con frecuencias $\omega_0 \pm \Omega_R$. A este fenómeno se le conoce como efecto Stark (Fox, 2006). Dicho efecto también se manifiesta en las transiciones alrededor de la frecuencia central de absorción originadas por el efecto Doppler, aportando ambos fenómenos al ensanchamiento de la línea espectral estudiada. Se ha reportado anteriormente que las moléculas cuya velocidad es menor aportan en mayor medida a las señales de absorción que aquellas con una velocidad más grande (Haroche, 1972). Se especula que los tiempos T_1 obtenidos en este trabajo se vean influenciados por este efecto, pues las moléculas lentas, que presentarían un mayor valor de T_1 por interactuar más tiempo con la radiación incidente, al tener una mayor contribución serían las causantes del incremento en T_1 de nuestros resultados. Este análisis no es concluyente, se considera como posible explicación del comportamiento presentado por T_1 como función de la potencia óptica

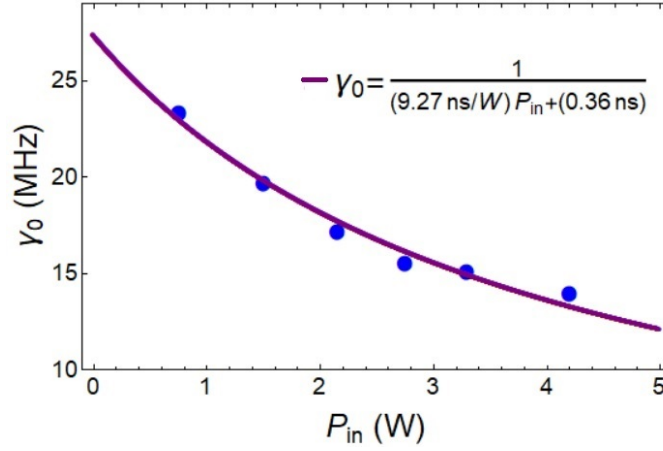


Figura 4.8: Variación de la tasa de decaimiento en ausencia de colisiones intermoleculares γ_0 como función de la potencia incidente a la HC-PCF P_{in} en donde se indica la ecuación obtenida por el ajuste teórico.

incidente por lo que sugieren investigaciones futuras que estudien con mayor detalle dicho fenómeno.

Previamente se mencionó que el aumento de la potencia óptica produjo un decremento en el valor de γ_0 (figura 4.6). Para investigar cómo se relacionan estas cantidades se buscó un ajuste teórico que se adecuara a los datos experimentales. La ecuación del ajuste encontrado se expresa en la figura 4.8. Este presenta una buena concordancia con lo observado hasta potencias de ~ 4 W y se sugiere que se limite su validez hasta dichos valores de P_{in} por las siguientes razones: para presiones de 0.05 Torr se presentó un comportamiento no lineal de T_1 como función de P_{in} (ver figura 4.9) a diferencia de los resultados de mediciones a presiones ≥ 0.1 Torr (figura

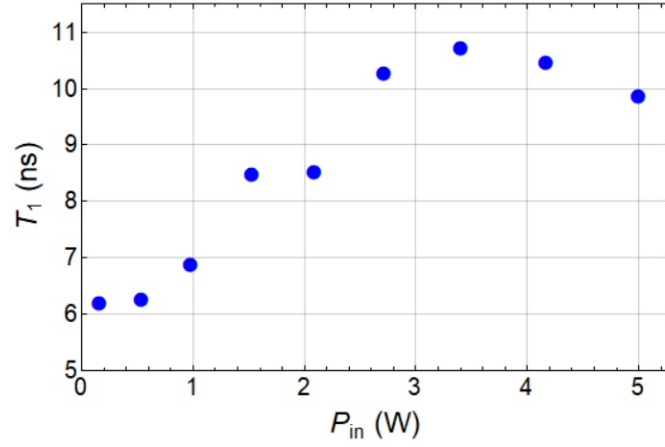


Figura 4.9: Variación de T_1 como función de la potencia óptica incidente P_{in} a una presión de acetileno de 0.05 Torr.

4.7). De hecho, se encontró que T_1 disminuye a potencias mayores de ~ 4.2 W lo cual afectaría el valor de γ_0 calculado para ajustes de la ecuación (4.2). Como consecuencia estos valores no obedecerían el comportamiento predicho por la ecuación de la figura 4.8. El que se presente este comportamiento puede deberse a que la intensidad de la radiación llega a un punto crítico en el cual el material se satura, aumentando así la velocidad de las moléculas y con esto las posibilidades de que colisionen entre sí y con las paredes de la fibra, lo que disminuye el valor de T_1 .

4.3.2. Oscilaciones de la nutación óptica

Se puede encontrar información de interés en las oscilaciones de los perfiles de intensidad de los pulsos debidas al efecto de nutación óptica. Los perfiles de

transmitancia de la figura 4.4 muestran cómo a medida que aumenta la potencia óptica el mínimo de transmitancia se desplaza hacia la izquierda, lo que significa que la frecuencia de las oscilaciones aumenta. Este hecho indica que el fenómeno observado es el de nutación óptica, pues recordemos, de la ecuación (2.13), que la frecuencia de las oscilaciones Ω_R es directamente proporcional a la amplitud del campo eléctrico de la radiación incidente. Además, se presentó una rápida atenuación de la nutación óptica en los perfiles de intensidad de los pulsos, lo cual sólo permitió visualizar una oscilación de este fenómeno. Diversos factores relacionados al sistema experimental pueden ser causa de dicha atenuación, entre los cuales encontrar los siguientes:

- Defectos de fábrica en la HC-PCF y la necesidad de enrollar secciones de la misma para tener un sistema experimental más compacto generan birrefringencia. Como consecuencia la polarización de la luz en el interior de la celda no tiene una orientación fija, a diferencia del tratamiento dado a la radiación en la aproximación semiclásica en donde se considera que esta tiene una polarización lineal. Esto, sumado al hecho de que las moléculas de acetileno presentan un momento dipolar orientado de manera aleatoria, provoca que sólo una fracción del campo eléctrico interactúe con las moléculas, disminuyendo así la frecuencia de Rabi y la amplitud de la nutación óptica.

- El tiempo de relajamiento transversal T_2 de las moléculas de acetileno en nuestro sistema experimental es bastante corto, por lo que la coherencia atómica se pierde rápidamente atenuando los procesos de interferencia constructiva y destructiva de la radiación, interrumpiendo las oscilaciones de la nutación óptica. Experimentos anteriores (Ocegueda *et al.*, 2015, 2018) confirman que la celda utilizada se encuentra en el régimen de fuertes colisiones bajo el cual se puede realizar la aproximación $T_2 \approx T_1$ (Schmalz *et al.*, 1978), por lo que se pueden estimar tiempos $T_2 \sim 10$ ns. Como se mencionó en la sección de este trabajo, el corto tiempo de T_2 se puede atribuir a colisiones entre las moléculas de acetileno y de estas mismas con las paredes de la fibra, así como ensanchamiento inhomogéneo de línea espectral por efecto Doppler y un pequeño tiempo de vuelo de las moléculas a través del haz modal.
- Debido a la extensa longitud de la HC-PCF (2.4 m) la amplitud del campo eléctrico de la radiación incidente no es constante al verse atenuado por la interacción con las moléculas de acetileno. Esto significa que aquellas moléculas que se encuentran al inicio de la fibra interactúan con luz cuya amplitud de campo eléctrico es mayor que la que observan las moléculas en otro extremo de la fibra. Al ser la frecuencia de Rabi directamente proporcional a la amplitud del campo eléctrico, esto sugiere que la frecuencia de nutación óptica observada

es un promedio de todas las moléculas en la longitud de la fibra (Ocegueda *et al.*, 2018).

A partir de las oscilaciones de los pulsos también se puede extraer información acerca del momento dipolar de la transición estudiada μ_{12} . Para ello se estima el valor de la frecuencia Ω_R de las oscilaciones de nutación óptica midiendo el tiempo entre el primer mínimo y el primer máximo en los perfiles de transmitancia lo que corresponde a un semiperiodo de la oscilación. La amplitud del campo eléctrico E_0 que viaja a través de la HC-PCF con un área modal efectiva A se relaciona a la potencia óptica incidente P_{in} como

$$P_{in} = \frac{c\epsilon_0 A}{2} E_0^2, \quad (4.3)$$

de manera que la frecuencia de Rabi se puede reescribir en función de la potencia como

$$\Omega_R = \frac{\mu_{12}}{\hbar} \sqrt{\frac{2P_{in}}{c\epsilon_0 A}}, \quad (4.4)$$

donde c es la velocidad de la luz y ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío. Se registraron pulsos a presiones de 0.05 y 0.3 Torr con los cuales se midió Ω_R en función de la potencia óptica incidente y se ajustaron a la ecuación (4.4) con μ_{12} como parámetro de ajuste. De los ajustes se encontró un valor del momento dipolar

de la transición óptica estudiada del acetileno de $\mu_{12} \sim 1.9 \times 10^{-32}$ C·m (véase la figura 4.10). Este valor difiere al encontrado en la literatura, donde se reporta $\mu_{12} = 3.6 \times 10^{-32}$ C·m (Hacktouki *et al.*, 2002; Obuki *et al.*, 2017). Esta diferencia entre los valores medidos se puede atribuir al hecho de que las mediciones reportadas anteriormente fueron realizadas bajo experimentos de absorción óptica en los que se realizan suposiciones acerca de la distribución poblacional en los niveles vibracionales y rotacionales de las moléculas, mientras que en este trabajo la técnica empleada es más directa. Además, como se mencionó antes, el sistema experimental aquí usado presenta inconvenientes los cuales reducen el valor de la frecuencia de las oscilaciones Ω_R y a su vez el de μ_{12} .

4.3.3. Aplicación en sistemas de memorias cuánticas

Los resultados obtenidos demuestran tiempos T_1 cuyos valores alcanzan hasta ~ 10.7 ns. Esto puede limitar la aplicación de sistemas de HC-PCF rellenas con acetileno en el desarrollo de tecnologías basadas en memorias cuánticas. Los pequeños tiempos de coherencia del acetileno alcanzados ($T_2 \approx T_1$) impedirían su uso en comunicaciones cuánticas a larga distancia (> 1000 km) en donde se requieren tiempos de almacenamiento del orden de milisegundos e incluso hasta unos cuantos segundos (Hammerer *et al.*, 2010; Bussi eres *et al.*, 2013). Otras tareas exigen tiempos de alma-

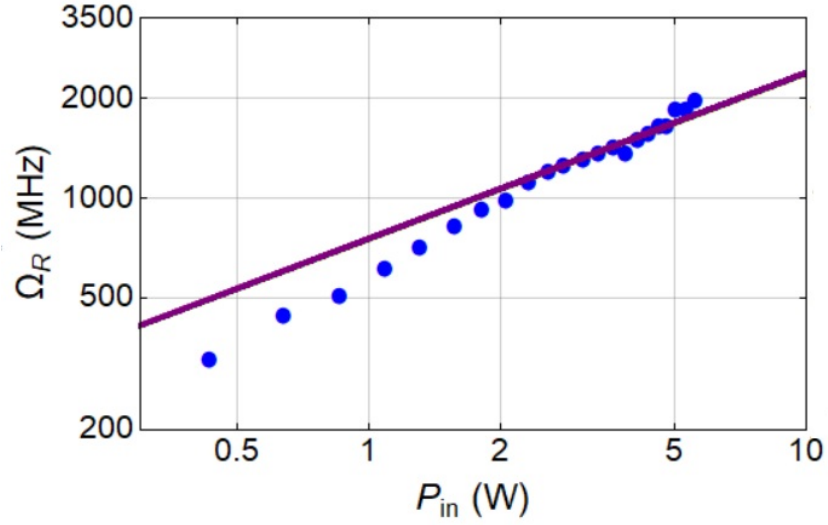


Figura 4.10: Variación de la frecuencia de la nutación óptica Ω_R como función de la potencia óptica incidente P_{in} a una presión de 0.3 Torr. La línea sólida corresponde al ajuste teórico de la ecuación (4.4) del que se obtuvo $\mu_{12} = 1.9 \times 10^{-32}$ C·m.

cenamiento menores, como lo son las fuentes de fotones individuales (Simon *et al.*, 2010). Por ejemplo, Sprague *et al.* ha reportado una memoria cuántica en HC-PCF tipo Kagome rellena con átomos de Cesio la cual alcanzó tiempos de almacenamiento de ~ 27 ns, indicando ser adecuada para emplearla en sincronización de fuentes de fotones individuales (2014). Lo anterior permite considerar la factibilidad de emplear nuestro sistema en dicha tarea, teniendo en cuenta que en este se presentaron diversos factores que afectan el valor de los tiempos de T_1 y T_2 , que de ser aminorados volverían aún más viable el desarrollo de un sistema de memoria cuántica.

Para aumentar la coherencia de nuestro sistema experimental se puede recurrir

a alternativas empleadas en otros estudios. Así como en el sistema de Sprague *et al.*, se puede introducir el acetileno en una HC-PCF tipo Kagome que al tener un mayor diámetro de núcleo (alcanzando dimensiones $>20\mu\text{m}$) aumentaría el tiempo de vuelo de las moléculas. De esta manera le tomaría más tiempo a las moléculas en colisionar con las paredes de la fibra, aumentando los tiempos de relajamiento transversal y longitudinal. Otra técnica que se ha encontrado eficiente es recubrir las paredes del núcleo de la fibra con una capa de polímero, por ejemplo parafina, lo cual reduce el efecto de relajamiento ocasionado por las colisiones de las moléculas con las paredes (Hammerer *et al.*, 2010; Benabid *et al.*, 2013).

Capítulo 5

Conclusiones y resultados principales del trabajo

Un reto actual en el avance de tecnologías cuánticas es el desarrollo de memorias cuánticas. Estos dispositivos almacenan el estado cuántico de la luz para liberarlo bajo demanda posteriormente. El tiempo que la luz puede ser almacenada está estrechamente ligado a la coherencia atómica del material en cuestión. Por esta razón, en este trabajo se investigó el tiempo de relajamiento longitudinal T_1 del gas acetileno y se evaluó la factibilidad de emplearlo en el desarrollo de memorias cuánticas. Con este fin se realizó el experimento de nutación óptica retrasada en un arreglo experimental basado en fibra óptica convencional y fibra de cristal fotónico de núcleo hueco (HC-PCF). El interés en utilizar acetileno recae en su espectro de absorción el cual presenta numerosas líneas de absorción fuertes y bien definidas en el rango de $1.5\ \mu\text{m}$, convirtiéndolo en potencial herramienta para su uso en telecomunicaciones.

A continuación se mencionan los principales resultados obtenidos en esta investigación:

- Se realizó el experimento de nutación óptica en una celda de cristal fotónico rellena con acetileno con una longitud de 2.4 m y diámetro de núcleo de 10.6 μm . El diodo láser semiconductor con el que se irradió el gas fue sintonizado a la línea de absorción P9 a una longitud de onda de 1530.37 nm. Se enviaron pulsos de luz de tipo rectangular con duraciones de 15 ns cuyas potencias ópticas alcanzaron hasta ~ 6 W. La presión del gas se varió en un rango de 0.05 - 0.4 Torr.
- El valor de T_1 se mantuvo entre 5-10 ns, el cual presentó una dependencia con la presión del gas en el interior de la fibra así como con la potencia óptica incidente.
- A presiones de 0.1 - 0.4 Torr se observó un crecimiento lineal de T_1 como función de la potencia óptica de los pulsos incidentes. En cambio a 0.05 Torr esto no fue así, encontrando que a potencias mayores a ~ 4 el valor de T_1 disminuye. Investigaciones futuras podrían estudiar en qué intervalo de potencias se mantiene el crecimiento lineal de T_1 . También, los resultados evidencian que a medida que crece la presión se requiere de mayores potencias para alcanzar

valores de T_1 mayores.

- Contrario a lo esperado, se encontró que a potencias altas T_1 incrementa. Se especula que esto se deba a la combinación de los fenómenos de desdoblamiento de niveles de energía por efecto Stark y ensanchamiento de línea espectral por efecto Doppler. Esto da lugar a futuras investigaciones que exploren con mayor detalle la causa de este evento.
- Se encontró una ecuación (ver figura 4.8) para describir la variación de la tasa de decaimiento en ausencia de colisiones intermoleculares γ_0 (ensanchamiento por tiempo de vuelo) como función de la potencia óptica incidente. Dicha ecuación se ajusta adecuadamente a potencias ópticas menores a ~ 4 W en el rango de presiones utilizadas, por lo que se sugiere se limite a dichas condiciones.
- Se estimó un valor del momento dipolar asociado a la transición P9 del acetileno de $\mu_{12} \sim 1.9 \times 10^{-32}$ C·m. Este difiere al reportado en otros estudios aunque se encuentra en concordancia con ellos cualitativamente. Dicha discrepancia se atribuye a la atenuación de las oscilaciones de la nutación óptica por colisiones intermoleculares, ensanchamiento por efecto Doppler, orientación no fija de la polarización de la luz ni del momento dipolar de las moléculas de acetileno, así como de una distribución no uniforme de la radiación en el interior de la

HC-PCF.

- Los valores de T_1 encontrados descartan a un sistema de HC-PCF rellena con acetileno para su aplicación en memorias cuánticas con fines de comunicaciones cuánticas a larga distancia (>1000 km). Sin embargo, su aplicación es posible en tareas vinculadas a fuentes de fotones individuales. Además, alternativas que aumenten la coherencia atómica como el empleo de fibras con estructura tipo Kagome, capas de polímero en las paredes de la fibra y soluciones a los defectos mencionados en el punto anterior volverían más factible el empleo de sistemas como este en el desarrollo de memorias cuánticas.

Bibliografía

- [1] Allen, L. y Eberly, J. (1975). *Optical resonance and two-level atoms*. New York: John Wiley & Sons, Inc.
- [2] Benabid, F., Light, P. S., Couny, F y Russell, P. (2005). Electromagnetically-induced transparency grid in acetylene-filled hollow-core PCF. *Optics Express*, 13(15), 5694-5703.
- [3] Benabid, F. y Roberts, P. (2011). Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber. *Journal of Modern Optics*, 58(2), 87-124.
- [4] Bussi eres, F., Sangouard, N., Afzelius, M., de Riedmatten, H., Simon, C. y Tittel, W. Prospective applications of optical quantum memories. *Journal of Modern Optics*, 60(18), 1519-1537.
- [5] Casillas, N. (2016). *Transparencia electromagn ticamente inducida en acetileno contenido en una fibra de estructura de cristal fotónico usando pulsos cortos*. Tesis de maestr a, CICESE.
- [6] Comaskey, B., Scotti, R. y Shoemaker, R. (1981). Optical coherent transient measurements of velocity-changing collisions in SF₆. *Optics Letters*, 6(1), 45-47.
- [7] Cregan, R. F., Mangan, B. J., Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P., Roberts, P. J. y Allan, D. C. (1999). Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air. *Science*, 285(5433), 1537-1539.
- [8] Dajczgewand, J. (2015). *Optical memory in an erbium doped crystal: Efficiency, bandwidth and noise studies for quantum memory applications*. Tesis de doctorado, Universite Paris-Saclay.

- [9] Demtröder, W. (2008). *Laser Spectroscopy* (4ta ed.). Mill Valley, California: University Science Books.
- [10] Foot, J. (2005). *Atomic Physics*. Nueva York: Oxford University Press.
- [11] Fox, M. (2006). *Quantum Optics: An Introduction*. Nueva York: Oxford University Press.
- [12] Ghosh, S., Bhagwat, A., Renshaw, K., Goh, S., Gaeta, A. y Kirby, B. (2006). Low-Light-Level Optical Interactions with Rubidium Vapor in a Photonic Band-Gap Fiber. *Physical Review Letters*, *97*(2), 023606-1–023606-4.
- [13] Hachtouki, R. y Auwera, J. (2002). Absolute Line Intensities in Acetylene: The 1.5μ m Region. *Journal of Molecular Spectroscopy*, *216*, 355-362.
- [14] Hammerer, K., Sørensen, A. y Polzik, E. (2010). Quantum interface between light and atomic ensembles. *Reviews of Modern Physics*, *82*(2), 1041-1098.
- [15] Haroche, S. y Hartmann, F. (1972). Theory of Saturated-Absorption Line Shapes. *Physical Review A*, *6*(4), 1281-1300.
- [16] Heckl, O., Baer, C., Kränkel, C., Marchese, S., Schapper, F., Holler, M., Südmeier, T., Robinson, J., Tisch, J., Couny, F., Light, P., Benabid, F. y Keller, U. (2009). High harmonic generation in a gas-filled hollow-core photonic crystal fiber. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, *97*, 369-373.
- [17] Heshami, K., England, D. G., Humphreys, P. C., Bustard, P. J., Acosta, V. M., Nunn, J. y Sussman, B. J. (2016). Quantum memories: emerging applications and recent advances. *Journal of Modern Optics*, *63*(20), 2005-2028.
- [18] Hocker, G. y Tang, C. (1968). Observation of the optical transient nutation effect. *Physical Review Letters*, *21*(9), 591-594.
- [19] Lvovsky, A., Sanders, B. y Tittel, W. Optical quantum memory. *Nature Photonics*, *3*, 706-714.
- [20] Metcalf, H. y Straten, P. (1999). *Laser Cooling and Trapping*. Nueva York: Springer.
- [21] Nielsen, M. y Chuang, I. (2000). *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge: Cambridge Press University.

- [22] Ocegueda, M. (2015). *Efectos no lineales en celdas de fibras de cristal fotónico con acetileno*. Tesis de doctorado, CICESE.
- [23] Okubo, S., Iwakuni, K., Yamada, K., Inaba, H., Onae, A., Hong, F. y Sasada, H. (2007). Transition dipole-moment of the $\nu_1+\nu_3$ band of acetylene measured with dual-comb Fourier-transform spectroscopy. (2007). *Journal of Molecular Spectroscopy*, *341*, 10-16.
- [24] Poli, F., Cucinotta, A. y Selleri, S. (2007). *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications*. Dordrecht: Springer.
- [25] Powell, R., Xi, L., Gang, X., Quarles, G. y Walling, J. (1985). Spectroscopic properties of alexandrite crystals. *Physical Review B*, *32*(5), 2788-2797.
- [26] Rañcić, M., Hedges, M., Ahlefeldt, R. y Sellars, M. (2017). Coherence time of over a second in a telecom-compatible quantum memory storage material. *Nature Physics*.
- [27] Russell, P. (2003). Photonic Crystal Fibres. *Science*, *299*(358), 358-362.
- [28] Russell, P., Hölzer, P., Chang, W., Abdolvand, A. y Travers, J. (2011). Hollow-core photonic crystal fibres for gas-based nonlinear optics. *Nature Photonics*, *8*, 278-286.
- [29] Schmalz, T y Flygare, W. (1978). Coherent Transient Microwave Spectroscopy and Fourier Transform Methods. En Steinfeld, J. (ed), *Laser and Coherence Spectroscopy* (pp. 125-196). Nueva York: Plenum Press.
- [30] Schmidt, J., Berman, P. y Brewer, R. (1973). Coherent Transient Study of Velocity-Changing Collisions. *Physical Review Letters*, *31*(18), 1103-1106.
- [31] Shimoda, K. (1976). High-Resolution Laser Spectroscopy. En Topics of Applied Physics (Vol. 13). Heidelberg: Springer-Verlag.
- [32] Shoemaker, R. (1978). Coherent Transient Infrared Spectroscopy. En Steinfeld, J. (ed), *Laser and Coherence Spectroscopy* (pp. 197-371). Nueva York: Plenum Press.
- [33] Siegman, A. (1986). *Lasers*. Mill Valley, California: University Science Books.

- [34] Simon, C., Afzelius, M., Appel, J., Boyer de la Giroday, A., Dewhurst, S. J., Gisin, N., Hu, C. Y., Jelezko, F., Kröll, S., Müller, J. H., Nunn, J., Polzik, E.S., Rarity, J. G., De Riedmatten, H., Rosenfeld, W., Shields, A. J., Sköld, N., Stevenson, R. M., Thew, R., Walmsley, I. A., Weber, M. C., Weinfurter, H., Wrachtrup, J. y Young, R. J. (2010). Quantum memories: A review based on the European integrated project “Qubit Applications (QAP)”. *The European Physical Journal D.*, 58(1), 1-22.
- [35] Swann, W. C. y 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.
- [36] Takiguchi, M., Yoshikawa, Y., Yamamoto, T., Nakayama, K. y Kuga, T. (2011). Saturated absorption spectroscopy of acetylene molecules with an optical nano-fiber. *Optics Letters*, 36(7), 1254-1256.
- [37] Zolla, F., Renversez, G., Nicolet, A. y Kuhlmei, B. (2005). *Foundations of Photonic Crystal Fibres*. Londres: Imperial College Press.