

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



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

**Estudio sobre las propiedades de emisión de
fuentes deterministas de fotones individuales en
dispositivos fotónicos de guías de onda**

Tesis

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

Presenta:

Jenny Paola Romero Castro

Ensenada, Baja California, México

2022

Tesis defendida por

Jenny Paola Romero Castro

y aprobada por el siguiente Comité

Dra. Karina Garay Palmett
Directora de tesis

Dr. Israel Rocha Mendoza

Dr. Raúl Rangel Rojo

Dra. Patricia Juárez Camacho

Dr. Francisco Antonio Domínguez Serna

Dr. Felipe Ortiz Huerta



Dra. Karina Garay Palmett
Coordinadora del Posgrado en Óptica

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Director de Estudios de Posgrado

Jenny Paola Romero Castro © 2022

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

Resumen de la tesis que presenta Jenny Paola Romero Castro como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

Estudio sobre las propiedades de emisión de fuentes deterministas de fotones individuales en dispositivos fotónicos de guías de onda

Resumen aprobado por:

Dra. Karina Garay Palmett

Directora de tesis

En este trabajo, se estudian las propiedades de una fuente determinista de fotones individuales, en el espacio libre y en su interacción con dispositivos fotónicos basados en guías de onda. Experimentalmente, se caracteriza la fluorescencia emitida por nanodiamantes con centros nitrógeno-vacante (centros NV), al ser irradiados con luz verde (532 nm), como resultado se obtienen sus mapas de fluorescencia, se mejora la señal emitida por los centros NV y además se mide el espectro de fluorescencia (600 nm - 800 nm). Se propone un arreglo interferométrico del tipo Hanbury Brown & Twiss (HBT), para comprobar el carácter no clásico de esta fuente. Finalmente, se hace un estudio de la interacción de un emisor puntual, modelado como un dipolo eléctrico, con los modos transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM) de guías de onda de nitruro de silicio, interacción que es mediada por el campo evanescente.

Palabras clave: Fotones individuales, nanodiamantes con centros nitrógeno vacancia, guías de onda.

Abstract of the thesis presented by Jenny Paola Romero Castro as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Physical Optics.

Study on the emission properties of deterministic single photon sources in waveguide photonic devices

Abstract approved by:

Dra. Karina Garay Palmett
Thesis Director

This work studies the properties of a deterministic source of single photons in free space and interaction with photonic devices based on waveguides. The fluorescence emitted by nanodiamonds with nitrogen-vacancy centers (NV centers), when irradiated with green light (532 nm) is experimentally characterized, their fluorescence maps are obtained, the signal emitted by the NV centers is improved, and the fluorescence spectrum (600 nm - 800 nm) is also measured. A Hanbury Brown and Twiss (HBT) interferometric array is proposed to verify the non-classical character of this source. Finally, a study is made on the interaction of a point emitter, modeled as an electric dipole, with the transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) modes of silicon nitride waveguides, an interaction that is mediated by the evanescent field.

Keywords: Single photons, nanodiamonds with nitrogen vacancy centers, waveguides.

Dedicatoria

A mis padres y a mi perro.

Agradecimientos

A mi familia por estar conmigo en cada instante que los he necesitado, por darme apoyo incondicional y los consejos más sabios, sinceros, compasivos y pacientes que pueda recibir. En especial a mi madre porque ha sido mi mejor amiga y compañera desde la distancia, y a mi hermano por mitigar mi ausencia ante mis padres.

A mi directora de tesis, la Dra. Karina Garay Palmett por su enseñanza, sus consejos, sugerencias, su gran paciencia conmigo y su respaldo académico durante el periodo de tesis y maestría en general.

A mi grupo de sinodales por sus aportes, sugerencias, críticas y comentarios pues me han ayudado a la mejora de este trabajo.

A los integrantes del grupo LINOC, por sus preguntas y comentarios en la presentación de avances semanales y reuniones.

A todos mis amigos que compartieron momentos conmigo durante la maestría. En especial a Paola y Ferni por estar siempre, y a César por escucharme.

Al laboratorio de Interacciones No-Lineales y Óptica Cuántica (LINOC) por facilitarme los recursos para realizar este trabajo.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por permitirme vivir esta experiencia de crecimiento profesional y personal.

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

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	viii
Lista de tablas	xiii
Capítulo 1. Introducción	
1.1. Problema y propuesta	5
1.1.1. Estado de la investigación	7
1.1.2. Motivación	9
1.2. Objetivos del proyecto de maestría	10
1.2.1. Objetivos Específicos	10
1.3. Organización del escrito	11
Capítulo 2. Generación de fotones individuales en fotónica integrada	
2.1. Introducción	12
2.2. Naturaleza de las fuentes de fotones individuales	13
2.3. Función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$	14
2.3.1. Experimento Hanbury Brown-Twiss	15
2.4. Centros Nitrógeno Vacante	19
2.4.1. Niveles de energía de un centro NV	20
2.5. Guías de onda ópticas integradas	22
2.5.1. Ecuaciones de Maxwell	23
2.5.2. Campo evanescente	29
2.5.2.1. Relación de campo evanescente	30
2.6. Acoplamiento entre emisores de fotones individuales y modos en guías de onda	30
2.6.1. Generalidades del átomo introducido en una cavidad	31
2.6.2. Emisión espontánea del átomo en el espacio libre	33
2.6.3. Emisión espontánea del átomo en una cavidad monomodo	34
2.6.4. Factor de Purcell F_p y factor de acoplamiento β	35
2.6.4.1. Factor β	37
2.6.5. Emisión espontánea del átomo en una guía de onda	37
Capítulo 3. Estudio experimental de fuentes de fotones individuales basadas en centros NV	
3.1. Medición de fluorescencia emitida por centros NV en el espacio libre ..	38
3.1.1. Descripción de la técnica	38
3.1.2. Montaje experimental para la medición de la fluorescencia	39

Tabla de contenido (continuación)

3.1.3. Mapas de distribución espacial de la fluorescencia	41
3.1.4. Saturación de un único centro NV	45
3.2. Medición del espectro de fluorescencia de centros NV	46
3.2.1. Técnica de medición de espectros y montaje experimental	47
3.2.2. Espectro emitido por un centro NV	47
3.2.3. Espectro emitido por nanodiamantes en solución	48
3.3. Medición de la función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$ para centros NV	50
3.3.1. Montaje experimental para la medición de la función $g^{(2)}(\tau)$ y técnica de cuentas de fotones individuales correlacionadas en tiempo, TCSPC (por sus siglas en inglés)	50
3.3.2. Resultados preliminares a la medición de la función $g^{(2)}(\tau)$	51
Capítulo 4. Emisores individuales acoplados a estructuras de guías de onda	
4.1. Introducción	55
4.2. Métodos numéricos de solución	55
4.3. Generalidades del sistema	57
4.4. Prueba de convergencia para el índice efectivo de un solo modo	58
4.5. Cálculo numérico de la relación de campo evanescente (EFR)	61
4.5.1. Modo fundamental con polarización TE	62
4.5.2. Modo fundamental con polarización TM	64
4.5.3. Cálculo numérico de la longitud de penetración del campo evanescente	66
4.6. Emisión de una fuente de fotones individuales acoplada a una guía de onda tipo cresta	66
4.6.1. Emisor de fotones individuales y dipolo eléctrico	67
4.6.2. Método para el cálculo de β y F_p en FDTD.	68
4.6.3. Sistema de acoplamiento emisor - guía de onda	69
4.6.4. Prueba de convergencia para el factor de acoplamiento β_k	71
4.6.5. Acoplamiento en función de la posición del emisor	72
4.6.6. Acoplamiento en función de la orientación del emisor	76
4.6.6.1. Emisor sobre el núcleo de la guía de onda	76
4.6.6.2. Emisor al costado del núcleo de la guía de onda	80
4.6.7. Acoplamiento en función de las dimensiones del núcleo de la guía de onda	85
Capítulo 5. Conclusiones	
5.1. Conclusiones del análisis experimental	90
5.2. Conclusiones del análisis numérico y de simulación	91
5.3. Trabajo a futuro	93
Literatura citada	94

Lista de figuras

Figura	Página
1. Ilustración del proceso de emisión espontánea.	4
2. Centros NV en la red cristalina del diamante. Los círculos azules corresponden a los carbonos, mientras los círculos rojo y gris corresponden al centro NV (nitrógeno y una posición vacante).	8
3. Interferómetro Hanbury Brown-Twiss. a) Esquema del arreglo experimental: el contador/temporizador registra el tiempo entre pulsos de D1 y D2, junto con el número de pulsos entre las dos entradas. b) Resultados del experimento para luz no-clásica, histograma del número de eventos en un tiempo determinado.	16
4. Interferómetro Hanbury Brown-Twiss (generalización a cuatro campos). El divisor de haz tiene cuatro puertos (Ei), los puertos 1 y 2 son puertos de entrada y 3 y 4 son puertos de salida.	18
5. Estructura atómica del centro NV (círculo rojo y gris), rodeado de átomos de carbono (círculos azules). a) Estructura atómica del estado con carga neutral NV^0 . b) Estructura atómica del estado con carga negativa NV^- . . .	20
6. Diagrama de niveles de energía para un defecto NV. La transición radiativa para la ZPL se da en 637 nm, las emisiones de banda lateral de fonones se dan entre 645 nm y 800 nm y un decaimiento no radiativo con una emisión en 1042 nm.	21
7. Guía de onda tipo cresta.	23
8. Componentes del campo electromagnético para un modo con polarización TE, la luz viaja en la dirección z de propagación. Ancho del núcleo de la guía de onda = $1.0 \mu\text{m}$, altura del núcleo de la guía de onda = $0.5 \mu\text{m}$, longitud de onda $\lambda = 650 \text{ nm}$	27
9. Componentes del campo electromagnético para un modo con polarización TM, la luz viaja en la dirección z de propagación. Ancho del núcleo de la guía de onda = $1.0 \mu\text{m}$, altura del núcleo de la guía de onda = $0.5 \mu\text{m}$, longitud de onda $\lambda = 650 \text{ nm}$	28
10. Campo confinado y campo evanescente. a) Vista frontal del sistema, se ve el campo evanescente a los costados del núcleo de la guía de onda. b) Vista lateral del sistema, el campo confinado y el campo evanescente en la parte superior del núcleo de la guía de onda.	29
11. Emisión espontánea para un sistema de dos niveles. Un átomo en un estado base $ g\rangle$ pasa a un estado excitado $ e\rangle$ y luego decae nuevamente de forma espontánea al estado inicial, emitiendo un fotón con una frecuencia $\hbar\omega$, diferente a la frecuencia de la luz de excitación.	31
12. Átomo radiando acoplado a una cavidad. Emite en el el modo de la cavidad W_{cav} y arbitrariamente en el espacio libre W_{libre}	36

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
13. Montaje experimental de microscopía confocal, para la medición de la fluorescencia. a) Esquema de funcionamiento del microscopio confocal de transmisión. Una fuente puntual se proyecta sobre la muestra y la señal se detecta con otra lente por transmisión. La luz desenfocada (línea roja punteada) es rechazada por el detector.	40
14. Nanodiamantes con centros NV sobre vidrio, el círculo rojo corresponde al área de enfoque del microscopio confocal.	42
15. Mapa de fluorescencia en una región determinada de $40 \times 40 \mu\text{m}$. $R_{sr} = 7.81$. 42	42
16. Fluorescencia en una región determinada de $10 \times 10 \mu\text{m}$. $R_{sr} = 5.54$. a) Mapa de fluorescencia de nanodiamantes, el círculo blanco corresponde a la fluorescencia de un nanodiamante, los puntos 1 y 2 corresponden a dos cortes transversales de dos nanodiamantes diferentes. b) Fluorescencia en los cortes 1 y 2 a lo largo de la dirección y del mapa de fluorescencia. .	43
17. Saturación de un único centro NV. a) Fluorescencia de una región de $5 \times 5 \mu\text{m}$. b) Fluorescencia en función de la potencia de excitación de un único centro NV (rosa) y del fondo (rojo). La línea azul continua corresponde a un ajuste de los datos de NV (puntos negros) a la ecuación 61.	45
18. Montaje experimental para la medición de espectros de emisión. El esquema de funcionamiento muestra como pasa la luz por un arreglo óptico interno del espectrómetro, luego pasa por una rejilla y finalmente se dirige hacia la cámara de detección ICCD.	46
19. Espectro de emisión de un centro NV de nanodiamantes sobre vidrio. a) Mapa de fluorescencia, el símbolo rosa indica el punto donde se analiza el espectro de emisión. b) Espectro de emisión del centro NV, flecha negra $\sim 590 \text{ nm}$, flecha roja $\sim 620 \text{ nm}$, flecha verde $\sim 690 \text{ nm}$. Las flechas negra y azul puede suponerse que corresponden a un remanente de la dispersión Raman del láser, mientras que la flecha roja supone la presencia de un centro NV^-	48
20. Montaje experimental para la medición de espectros de emisión de nanodiamantes en solución de agua desionizada.	49
21. Espectro de emisión de centros NV en solución de agua desionizada. . . .	49
22. Medición de la función de correlación de segundo orden. a) Montaje experimental para la medición de cuentas correlacionadas en el tiempo, interferómetro HBT. b) Resultado esperado de la medición para fuentes de fotones individuales. La gráfica resultante de la $g^{(2)}(\tau)$ aquí mostrada se toma de la referencia (Kurtsiefer, C., et. al., 2000).	51

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
23. Mapa de fluorescencia de centros NV utilizando fibra multimodo y fibra monomodo. a) Fibra multimodo, $R_{sr} = 5.08$. b) Fibra monomodo, $R_{sr} = 26.22$. El área seleccionada en las dos figuras es la misma y el sistema de escaneo también, la única diferencia es la fibra en la que se acopla la luz a la salida del microscopio.	52
24. Resultado preliminar de la función $g^{(2)}(\tau)$ para centros NV. a) Mapa de fluorescencia tomado con fibra monomodo. El círculo blanco representa el centro NV seleccionado para la medición de $g^{(2)}(\tau)$. b) Resultado preliminar de una medición de $g^{(2)}(\tau)$	54
25. Esquema de mallas de solución bidimensional y tridimensional de las paqueterías a) MODE Solutions y b) FDTD.	56
26. Guía de onda tipo cresta con núcleo de Si_3N_4 , sobre una capa de SiO_2 , sobre Si.	58
27. Dispersión de los materiales que componen las guías de onda.	58
28. Características del sistema para el análisis de convergencia de índice efectivo. a) Ilustración del sistema con malla interna y externa. b) Geometría de la estructura, Al_{ext} altura de la malla externa, An_{ext} ancho de la malla externa, An_{int} altura de la malla interna, $Al_{Si_3N_4}$ altura del Si_3N_4 , $An_{Si_3N_4}$ ancho del Si_3N_4 , Al_{SiO_2} altura del SiO_2 , An_{SiO_2} ancho del SiO_2 , Al_{Si} altura del Si, An_{Si} ancho del Si. c) Perfil transversal del modo fundamental TE para $\lambda = 650$ nm.	59
29. Resultados de la prueba de convergencia para el índice efectivo del modo fundamental TE para $\lambda = 650$ nm. a) Índice efectivo en función de las resoluciones en y y z, se presenta convergencia en $n_{eff} = 1.929$. b) Gradiente entre puntos vecinos de valores de índices efectivos en función de las resoluciones en y y z.	61
30. Modo fundamental TE, con $Al_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$ y $An_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$. a) Perfil transversal del modo TE para $\lambda = 650$ nm. b) Campo evanescente del modo en la parte superior del núcleo de la guía de onda. c) Campo evanescente del modo en un costado del núcleo de la guía de onda.	62
31. Relación del campo evanescente (EFR) para el modo TE. a) EFR en la parte superior del núcleo en función de su tamaño. b) EFR al costado del núcleo en función de su tamaño.	63
32. Modo fundamental TM, con $Al_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$ y $An_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$. a) Perfil transversal del modo TE para $\lambda = 650$ nm. b) Campo evanescente del modo en la parte superior del núcleo de la guía de onda. c) Campo evanescente del modo en un costado del núcleo de la guía de onda.	64

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
33. Relación del campo evanescente (EFR) para el modo TM. a) EFR en la parte superior del núcleo en función de su tamaño. b) EFR al costado del núcleo en función de su tamaño.	64
34. Campo evanescente para un núcleo con $Al_{Si_3N_4} = An_{Si_3N_4} = 0.3 \mu m$, para los modos TE y TM. a) Campo al costado del núcleo para el modo TE, $L_{py} = 36 \text{ nm}$. b) Campo arriba del núcleo para el modo TE, $L_{pz} = 32 \text{ nm}$. c) Campo al costado del núcleo para el modo TM, $L_{py} = 34 \text{ nm}$. d) Campo arriba del núcleo para el modo TM, $L_{pz} = 34 \text{ nm}$	67
35. a) Emisor de fotones individuales simulado como un dipolo eléctrico. b) Espectro de emisión en función de la longitud de onda. c) Espectro de emisión en función de la frecuencia.	67
36. Sistema para la simulación del acoplamiento emisor-guía de onda y propagación de la luz en el sistema. a) Configuración de la estructura: dipolo eléctrico (esfera de color rojo en el centro), guía de onda, malla externa e interna (color azul oscuro), monitor de expansión modal (color verde) y monitor de potencia (color rojo). b) El dipolo está ubicado en el centro de la estructura, radia en principio en todas las direcciones por lo que en c) y d) se tiene transmisión hacia adelante y hacia atrás de la guía de onda desde el centro de la estructura. En los paneles b)-d) la intensidad de campo eléctrico está normalizada al valor máximo.	70
37. Configuración del sistema para calcular la convergencia del factor β_k . La malla interna y los monitores de expansión modal y de potencia tienen el mismo tamaño en en plano transversal yz.	72
38. Resultados de la prueba de convergencia para el factor β_k . a) β_k en función de las resoluciones en y y z. b) Diferencia entre puntos vecinos de valores de β_k en función de las resoluciones en y y z.	73
39. Esquema y resultados de variaciones en la posición del emisor sobre el núcleo de la guía de onda. a) Esquema para la variación de la posición del emisor en un rango de distancias del núcleo al emisor de 0 nm a 30 nm, cada 10 nm. b) Eficiencia de acoplamiento β en función de la longitud de onda, para el modo TE. c) Factor de Purcell F_p en función de la longitud de onda, F_p es indistinto del modo.	73
40. Esquema y resultados de variación en la posición del emisor al costado del núcleo de la guía de onda. a) Esquema para la variación de la posición del emisor en un rango de distancias del núcleo al emisor de 0 nm a 30 nm, cada 10 nm. b) Eficiencia de acoplamiento β en función de la longitud de onda, para el modo TE y TM. c) Factor de Purcell F_p en función de la longitud de onda, F_p es indistinto del modo.	74

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
41. Orientaciones dipolares consideradas para el análisis.	76
42. Emisor en la parte superior del núcleo de la guía de onda. a) Esquema de posición del emisor y dimensiones del núcleo. b) Orientaciones del dipolo. .	77
43. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TE, emisor arriba del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones. . .	78
44. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TM, emisor arriba del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones. . .	79
45. Factor de Purcell F_p para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TE y TM, emisor arriba del núcleo. a) F_p para las tres orientaciones. b) Promedio de F_p	79
46. Emisor al costado del núcleo de la guía de onda. a) Esquema de posición del emisor y dimensiones del núcleo. b) Orientaciones del dipolo.	80
47. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TM, emisor a un costado del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones.	81
48. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TM, emisor a un costado del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones.	83
49. Factor de Purcell F_p para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TE y TM, emisor a un costado del núcleo. a) F_p para las tres orientaciones. b) Promedio de F_p	84
50. Resultados de β y F_p para el emisor en la parte superior del núcleo, en función de la variación de las dimensiones del núcleo de la guía de onda. .	86
51. Resultados de β y F_p para el emisor en el costado del núcleo, en función de la variación de las dimensiones del núcleo de la guía de onda.	87

89figure.caption.59

Lista de tablas

Tabla	Página
1. Relación entre expresiones matemáticas y parámetros de la simulación en Lumerical.	69
2. β para el emisor arriba del núcleo de la guía de onda.	84
3. β para el emisor al costado del núcleo de la guía de onda.	84
4. F_p para el emisor arriba y al costado del núcleo de la guía de onda. .	84

Capítulo 1. Introducción

La óptica es un campo de la física que estudia el comportamiento y las propiedades de la luz, mediante su generación, propagación y detección. En las últimas décadas ha tenido un alto impacto en la sociedad, por lo tanto, en el campo de las tecnologías modernas debido a evidentes desarrollos tales como la invención del láser, las fuentes de luz LED, la fabricación de fibras ópticas y dispositivos ópticos basados en semiconductores; dando paso a grandes avances en sistemas de comunicación, sensado de parámetros, aplicaciones médicas, eficiencia en el consumo de energía, optimización de los dispositivos, entre otras (Yeh, Chai., 2012). En la evolución de estas tecnologías modernas, se han implementado diferentes disciplinas como por ejemplo la fotónica; esta surge como resultado de los primeros semiconductores emisores de luz inventados en la década de 1960. En la fotónica se estudia la generación, control y detección de la luz en forma de fotones a través de procesos como la emisión, transmisión, modulación, amplificación y sensado. De forma similar como la electrónica implica el control de electrones o cargas eléctricas, en el vacío o en interacción con la materia, la fotónica implica el control de fotones (Quimby, R., 2006). En los últimos años el término ha sido reconocido por el significativo progreso en la miniaturización de los elementos ópticos que permiten el estudio de la luz a escalas nanométricas, nunca antes consideradas.

Entre las limitaciones en el uso de dispositivos basados en circuitos electrónicos se encuentran: el límite del ancho de banda; es decir, la cantidad de información que puede ser transmitida por unidad de tiempo, la interferencia entre cables cercanos, la disipación de calor que se presenta y el espacio ocupado (Anthony, R., et al., 2020). Esto posiciona a la fotónica integrada como una solución a estos limitantes, ya que se utilizan medios guiados como las guías de onda y las fibras ópticas, junto con dispositivos fotónicos integrados para el procesamiento de la información con luz, a velocidades más altas y con menor gasto de energía (Jiang, J., et al., 2019).

Aprovechando las propiedades de la luz en conjunto con los principios y efectos de la mecánica cuántica, se han utilizado estos sistemas para el desarrollo de la ciencia de la información y comunicación cuántica, la cual comprende el análisis, procesamiento y transmisión de la información en aplicaciones particulares como criptografía cuántica que garantiza una comunicación incondicionalmente segura e inalterable, y

la computación cuántica, encargada de proponer diversas tecnologías basadas en la resolución de problemas informáticos de maneras alternativas y que aún se encuentra en desarrollo (Shor, P., 1994). En ese sentido, para hacer esto posible, se utilizan objetos cuánticos como fuentes de fotones individuales y detectores de fotones, imprescindibles en el desarrollo de dichas aplicaciones (Gisin, N., et al., 2002; Migdall, A., et al., 2004)

Una fuente de fotones individuales es aquella que emite luz a nivel de partículas individuales, en un estado individual definido como un estado cuántico de un modo de radiación electromagnética que contiene una excitación individual (Eisaman, M. D., et al., 2011). La generación de estos estados de fotón individual puede darse mediante distintos mecanismos. Por un lado, existen las fuentes de fotones individuales anunciados, en las que se generan fotones en pares de forma probabilística a través de procesos ópticos no lineales como la conversión paramétrica descendente espontánea (SPDC, por sus siglas en inglés) en cristales y guías de onda, (Waks, E., et. al., 2006; Soujaeff, A., et. al., 2007; U'Ren, A. B., et. al., 2004) y la mezcla de cuatro ondas espontánea (SFWM, por sus siglas en inglés) en fibras ópticas y en guías de onda con no linealidad de tercer orden (Fan, J., et al., 2007; Goldschmidt, E., et. al., 2008). En estos procesos la emisión se da en pares de fotones, los cuales típicamente exhiben correlaciones en distintos grados de libertad, las cuales deben ser suprimidas, a fin de que el proceso de detección de uno de los fotones del par “anuncie” la presencia de un fotón individual puro en el modo conjugado.

Sin embargo, una fuente de fotón ideal es aquella que puede emitir un solo fotón en cualquier momento arbitrario definido por un usuario (es decir, una fuente determinista), la probabilidad de emisión de un solo fotón es 100%, por lo tanto, la probabilidad de emisión de múltiples fotones es 0% (Lounis, B., and Orrit, M., 2005), y la tasa de repetición es arbitrariamente rápida, además de tener una alta eficiencia de emisión en un solo modo de radiación (Kim, J.H., et. al., 2013).

Una fuente determinista emite fotones en un intervalo de tiempo determinado entre emisiones sucesivas, generando exactamente un fotón cuando es requerido, lo que representa el control definitivo del proceso de generación de fotones (Lounis, B., and Orrit, M., 2005). Una fuente de este tipo puede ser usada en diversas aplicaciones, incluido el campo de la fotónica integrada (Aharonovich, I., et. al., 2016).

Los emisores de fotones individuales desempeñan un papel importante en el desarrollo de las tecnologías cuánticas, a pesar de que aún no existe una fuente de fotones "ideal", se han construido una gran cantidad de sistemas bastante prometedores basados en estado sólido. El punto de partida en la historia de este tipo de fuentes, se encuentra en la manipulación de átomos individuales, como por ejemplo transiciones atómicas en átomos de sodio (Bennett, C. and Brassard, G., 1984) los que producían fotones con baja eficiencia y poco fiables. Hoy en día se siguen utilizando sistemas atómicos, y se ha mejorado el control de los átomos (Ekert, A. K., 1991), pero los montajes son complejos y se tienen limitaciones en la carga eléctrica intermitente de las partículas, resultando en bajas tasas de emisión. Además de probar con la emisión de fotones individuales con sistemas atómicos, se generan fotones individuales en procesos no lineales, para intentar vencer el carácter probabilístico de los tiempos de generación de los fotones anunciados mediante este tipo de procesos, se añaden sistemas de multiplexación, en los cuales se reorganizan los fotones en intervalos regularmente ordenados, sin embargo, no se asegura una eficiencia alta ni pureza en los mismos (Bennett, C., 1992; Inamori, H., et al., 2007).

Las fuentes deterministas de fotones individuales basadas en estado sólido, pueden implementarse mediante diferentes tipos de emisores cuánticos, tales como moléculas individuales, átomos individuales, iones individuales, puntos cuánticos y centros de color (Steiner, M., et al., 2007; Martini, F. D., et al., 1996; Lounis, B., Moerner, W., 2000; Blinov, B., et al., 2004; Beveratos, A., et al., 2001). Incluso, más recientemente, tras el creciente desarrollo de la ciencia de materiales, se ha tenido evidencia de emisores individuales a partir de materiales bidimensionales, en los que los fotones son emitidos a partir de excitones localizados asociados a defectos o modificaciones en la estructura cristalina del material (Kumar, S., et al., 2015; Tonndorf, P., et al., 2015).

A pesar de que cada uno de estos tipos de emisores individuales utiliza un medio material diferente, la mayoría se basa en principios de funcionamiento similares. A partir de control externo, el sistema se encuentra en un estado excitado desde el cual se emiten fotones individuales mediante emisión espontánea. La emisión espontánea es uno de los procesos fundamentales de la interacción luz-materia, en el cual se emite un fotón cuando se da una transición de un estado de mayor energía a uno de energía

menor, el fotón tendrá una frecuencia diferente a la frecuencia de excitación y una energía igual a la diferencia de energía entre los dos estados, tal como se muestra en la figura 1.

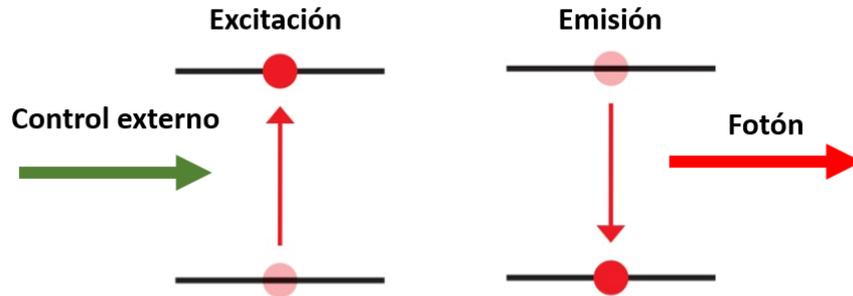


Figura 1. Ilustración del proceso de emisión espontánea.

La generación de fotones individuales bien definidos resulta en una tarea con cierto grado de complejidad, pues se requiere que los fotones deban originarse desde fuentes no clásicas, en las que se dé la emisión en un solo modo espacial (Olivo, A. A., 2019). Típicamente, para caracterizar la naturaleza de este tipo de fuentes se implementa un arreglo interferométrico mediante el cual se mide la función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$, obteniendo así información sobre el comportamiento estadístico de la fuente (Fox, M. , 2013). La función $g^{(2)}(\tau) < 1$ corresponde a un efecto de antiagrupamiento de fotones (conocido como “antibunching”, en inglés), para el que los fotones tienden a distribuirse de manera espaciada en el tiempo y uniforme entre sí. En este caso la probabilidad de detectar un primer fotón en un detector, y detectar al mismo tiempo un segundo fotón en un detector alterno, es casi nula y depende del valor de τ (Fox, M. , 2013; Arreguín, G., et al., 2013).

En el desarrollo de tecnologías de información y comunicación cuánticas, se desea que fuentes de de fotones individuales puedan ser integradas en dispositivos nanofotónicos, compatibles con las plataformas fotónicas de silicio (Si) usadas en la actualidad (Soref, R., 2006). Las fuentes de fotones individuales son integradas a sistemas resonantes como microcavidades tipo Fabry Perot (Ortiz Huerta, F., et. al., 2018), y a dispositivos de guías de onda (Böhm, F., et. al., 2019), para lo que se cuenta con un acoplamiento entre los modos radiados por las fuentes y los modos del sistema, como pueden ser modos de las cavidades o modos de guías de onda para aplicaciones

en óptica integrada y computación cuántica. El éxito en la integración de emisores individuales a estos sistemas se ha hecho evidente en propuestas como integración de excitones de un material bidimensional como disulfuro de tungsteno (WS_2) a un circuito fotónico basado en guías de onda con núcleo de nitruro de silicio (Si_3N_4), e integración de emisores generados a partir de centros nitrógeno vacante (centros NV) con guías de onda de dióxido de silicio (SiO_2) (Böhm, F., et. al., 2019).

Este trabajo está dedicado a explorar emisores cuánticos de fotones individuales simulados como dipolos eléctricos en dispositivos de guías de onda con núcleo de Si_3N_4 , además de la caracterización de la fluorescencia emitida por centros NV, nanodiamantes con modificaciones en su red cristalina, depositados sobre un sustrato de vidrio.

1.1. Problema y propuesta

Aunque se han reportado fuentes de fotones individuales basadas en estado sólido, con una emisión de alto rendimiento en la experimentación, la gran mayoría de informes experimentales realizados han demostrado la necesidad de incluir procesos de refrigeración criogénica a temperaturas inferiores a 30 K para que la fluorescencia emitida esté al nivel de una fuente determinista (Schlehahn, A. et. al., 2015), lo que por lo general implica el uso de sistemas costosos y poco prácticos, y los correspondientes requisitos de vacío para el funcionamiento. Además de eso, como ya se ha venido mencionando, algunos de estos sistemas tienen limitaciones no solo en cuanto a la complejidad de su funcionamiento, sino también a las bajas tasas de emisión, tiempos de vida de fluorescencia demasiado cortos, resultando en un rápido decaimiento de las emisiones y agrupamiento en los fotones generados, perdiendo así la característica de fuente determinista (Aharonovich, I., et. al., 2016).

Por otra parte, en la integración de fuentes a nanodispositivos, algunos requisitos fundamentales están relacionados con la extracción y el control de la radiación emitida para que se dé el acoplamiento a los modos del sistema. Debido a que la emisión en el espacio libre se da en todas las direcciones, permitiendo la existencia de un número infinito de estados de polarización, en el acoplamiento de la radiación a un sistema, debe establecerse una estrategia para mejorar la correspondencia de emisión a un solo modo del sistema óptico deseado (Olivo, A. A., 2019).

Una solución a las limitaciones en la experimentación, es el uso de fuentes con emisores de fotones individuales a temperatura ambiente, como lo son los defectos en cristales, materiales bidimensionales (como nitruro de boro hexagonal) y centros de color en diamantes, generando sistemas de medición con estructuras más sencillas, permitiendo mediciones más rápidas y por lo tanto ciclos de investigación más cortos. En este trabajo se propone estudiar experimentalmente la emisión de centros de color en diamantes, particularmente sobre substratos de vidrio. Estos emisores han sido atractivos ya que además de emitir fotones individuales a temperatura ambiente sin fotoblanqueo (destrucción del material por la exposición a la luz), su tiempo de vida suele ser mucho más largo que el de otros sistemas ($\approx 12\text{ns}-22\text{ns}$) (Sipahigil, A. et. al., 2014, 2012; Aharonovich, I., et. al., 2016); es decir, a pesar de emitir una cantidad de fotones no tan alta, como por ejemplo un punto cuántico, el tiempo de vida útil de la emisión de fotones es más alto que el de la mayoría, lo que lo posiciona como un emisor estable e ideal para la integración con nanodispositivos (Aharonovich, I., et. al., 2016). Para analizar las propiedades de emisión en el espacio libre y demostrar la característica de fuente determinista, en este trabajo se mide la distribución espacial de la fluorescencia de los centros NV, su espectro característico de emisión y se implementa un montaje para la futura medición de la función de correlación de segundo orden, la cual permitirá comprobar la distribución estadística de cuentas de fotones correlacionados en el tiempo.

Por otro lado, para asegurar el éxito en la integración de emisores de fotones individuales a dispositivos, se propone realizar un estudio numérico que contemple la identificación de parámetros del sistema que conduzcan a un acoplamiento eficiente entre la luz radiada por el emisor y los modos soportados por una guía de onda. Es decir, se deben tener en cuenta propiedades del emisor y las características del sistema, porque como demostró E.M Purcell en 1946, la emisión espontánea de un fotón a un modo en particular, no es una propiedad intrínseca del emisor sino que describe la interacción de dicho emisor con su ambiente electromagnético. Lo que sugiere que para tener acoplamiento de la potencia radiada a un modo específico del sistema y aumentar dicha potencia, se debe diseñar un entorno físico controlado que permita definir los modos en los que puede tener lugar la emisión (Purcell, E. M. , 1946). Por lo tanto, en este trabajo se estudia la teoría de modos confinados a dispositivos de guía de onda tipo cresta, se analiza el campo electromagnético evanescente del núcleo de las guías

de onda y luego se hace un estudio numérico del acoplamiento entre los modos de la guía de onda y la luz radiada desde el emisor, con la finalidad de definir un diseño que permita el incremento simultáneo de la emisión espontánea y el acoplamiento a los modos fundamentales TE y TM de la guía de onda.

1.1.1. Estado de la investigación

A partir del desarrollo de fuentes basadas en moléculas aisladas, átomos e iones individuales, para los que existen limitaciones importantes como tiempo de emisión (McKeever, J., et. al., 2004), efectos de decoherencia (Duan, L.M., et. al., 2004), y problemas en la eficiencia de la extracción de luz para la integración a dispositivos, siguiendo la misma idea, se han venido proponiendo y demostrando fuentes similares, basadas en sistemas atómicos, como puntos cuánticos y defectos fluorescentes (Aharonovich, I. and Neu, E., 2014).

Los puntos cuánticos semiconductores poseen estructuras energéticas discretas para los electrones y huecos, la recombinación de pares electrón-hueco resulta en la emisión de fotones individuales, con un tiempo de vida radiativo del orden de 1 ns, excitados de forma eléctrica u óptica (Aharonovich, I., et. al., 2016). Los puntos cuánticos están basados en distintos materiales, tales como seleniuro de cadmio (CdSe), sulfuro de cinc (ZnS) (Brokmann, X., et. al., 2004) y fosfuro de indio (InP) (Santori, C. M., 2003), y a pesar de que pueden integrarse con facilidad a microcavidades (Shields, A., 2007; Moreau, E., et. al., 2001), se deben utilizar sistemas de enfriamiento para su implementación como fuentes de fotones individuales.

En cuanto a los defectos fluorescentes, existe una amplia gama de centros de color en distintos cristales, estables a temperatura ambiente, y con una densidad baja que permite aislar los emisores de fotones individuales (Aharonovich, I. and Neu, E., 2014). Los defectos de vacancia en nitrógeno (NV) y de vacancia en silicio (SiV) en el diamante son los más comunes y estudiados y sus estructuras cristalográficas y electrónicas ya están bien establecidas (Aharonovich, I. and Neu, E., 2014). En el caso particular de los centros NV, están formados por un átomo de nitrógeno sustitutivo y una vacante en la posición adyacente de la red cristalina del diamante, como se muestra en la figura 2, estos defectos pueden aparecer de forma natural en el diamante o producirse mediante el proceso de implantación de iones y recocido (Takashima, H., et. al., 2021).

La transición óptica de los centros NV se modela como un sistema de emisión de tres niveles de energía, un estado base, un estado de excitación y un estado metaestable. El decaimiento puede ser del estado excitado al estado base, generando un fotón individual, o del estado excitado al estado metaestable, lo que por lo general produce una disminución en la tasa de emisión de fotones individuales y agrupamiento de fotones (Explicación más detallada en el capítulo 2). Cuando se trata de centros NV, la línea de emisión principal es cercana a 637 nm y tiene un espectro de alrededor de 100 nm de ancho (Kurtsiefer, C., et. al., 2000; Brouri, R., et. al., 2000), en cambio si se trata de otro defecto en la red del diamante, la emisión es cercana a los 800 nm y el ancho de banda espectral es más angosto (Alléaume, R., et. al., 2004; Wu, E., et. al., 2007).

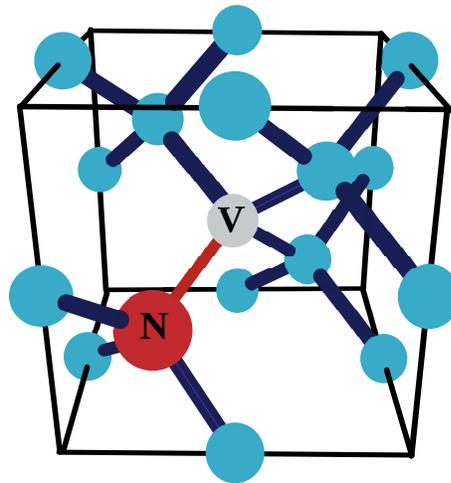


Figura 2. Centros NV en la red cristalina del diamante. Los círculos azules corresponden a los carbonos, mientras los círculos rojo y gris corresponden al centro NV (nitrógeno y una posición vacante).

Todas las características anteriormente mencionadas para los centros NV, han sido estudiadas, previamente comprobadas y reportadas repetidas veces (Kurtsiefer, C., et. al., 2000). Además, se han analizado sus propiedades ópticas, con microscopia de campo cercano y se ha observado que el centro con la vacante de nitrógeno es una sonda sensible de la estructura de campos electromagnéticos circundantes, con lo cual se demostró la fluorescencia a nanoescala en un único centro NV (Beams, R., et. al., 2013).

En muchas de las aplicaciones en fotónica integrada para la información y comunicación cuánticas resulta beneficioso integrar los emisores en un circuito con otros dispositivos fotónicos, tales como cavidades y guías de onda, incrementando las tasas

de emisión. Varios grupos de investigación han venido abordando este objeto de estudio (Aharonovich, I., et. al., 2016), a pesar de representar un desafío dada la demanda en la miniaturización de los dispositivos ópticos. En recientes estudios se ha mostrado la integración de un único centro NV a una plataforma formada por SiO_2 crecido sobre Si de baja fluorescencia con microresonadores y convertidores de tamaño del modo, determinando previamente una estructura óptima para el acoplamiento eficiente entre un emisor dipolar y un modo guiado (Böhm, F., et. al., 2019). Experimentalmente, se ha integrado un emisor usando microscopia de fuerza atómica, donde se ha demostrado la excitación y el acoplamiento de fotones emitidos al modo de la estructura integrada (Böhm, F., et. al., 2019). También se han desarrollado cavidades híbridas del tipo Fabry Perot, basadas en polímeros ubicados alrededor de los centros NV sobre un reflector de Bragg, observando el acoplamiento entre los emisores y los modos de resonancia de la cavidad (Ortiz Huerta, F., et. al., 2018).

De acuerdo con lo anterior, puede decirse que el desarrollo de este tipo de fuentes y su implementación a nanodispositivos ha sido posible, principalmente en las dos últimas décadas, gracias al desarrollo de técnicas de nanofabricación y a la implementación de las herramientas y métodos experimentales y de simulación numérica.

1.1.2. Motivación

Los centros de color en diamante o centros NV, son fuentes deterministas de fotones individuales que pueden ser integradas a plataformas cuánticas como fuentes de emisión estables, eficientes y a temperatura ambiente, a diferencia de otros materiales como algunos puntos cuánticos, y materiales bidimensionales como dicalcogenuros de metales en transición.

En la misma dirección con los antecedentes resaltados hasta aquí, en el Laboratorio de Interacciones No Lineales y Óptica Cuántica (LINOC) se han venido adelantando estudios enfocados a la implementación de fuentes de fotones individuales deterministas que puedan ser integradas a circuitos fotónicos para aplicaciones en procesamiento cuántico de información. Si bien el trabajo de investigación desarrollado en LINOC ha estado orientado al diseño e implementación de fuentes basadas en óptica no lineal, las cuales son no probabilísticas por naturaleza, las motivaciones e intereses actuales del grupo han llevado a la necesidad de abrir campo en el estudio de fuentes basadas

en estado sólido. Hasta la fecha, en el contexto experimental se ha logrado medir la fluorescencia y el espectro de emisión en muestras de WS_2 (Rodríguez-Ramírez, S., 2020) y se ha hecho un estudio teórico y numérico que resultó en una propuesta de una fuente de puntos cuánticos de sulfuro de plomo (PbS) acoplada a una guía de onda híbrida fotónico-plasmónica (Olivo, A. A., 2019).

Para el desarrollo de estas investigaciones se tienen instrumentos necesarios en el grupo, tanto para la experimentación como para la simulación numérica. Además, se mantienen colaboraciones con diversos grupos con experiencia, especialmente, en la preparación de las muestras y la fabricación de micro y nano dispositivos fotónicos y plasmónicos. De acuerdo con lo anterior, esta tesis viene a impulsar el desarrollo de esta línea de investigación en el grupo.

1.2. Objetivos del proyecto de maestría

Estudiar teórica y experimentalmente las propiedades de emisión de fuentes de fotones individuales, basadas en nanodiamantes con centros nitrógeno vacante (centros NV), con el fin de hacer una propuesta de dispositivo de guía de onda que permita la integración de las fuentes a un circuito fotónico.

1.2.1. Objetivos Específicos

- Estudiar de forma numérica el acoplamiento entre la luz emitida por un emisor individual y los modos espaciales soportados por un arreglo integrado de guías de onda.
- Identificar, mediante simulaciones, los parámetros geométricos óptimos de una guía de onda en la que se dé un acoplamiento eficiente, entre el modo guiado y la luz radiada desde un emisor puntual, a través del campo evanescente.
- Caracterizar la distribución transversal de la fluorescencia de las muestras que contienen los emisores individuales, y localizar zonas con alta fluorescencia emitida por nanodiamantes con centros NV.
- Una vez localizadas las zonas de alta fluorescencia, tomar mediciones del espectro de emisión correspondiente a los nanodiamantes con centros NV.

- Implementar un arreglo interferométrico tipo Hanbury Brown and Twiss que favorezca la medición óptima de la medición de la función de correlación de segundo orden.

1.3. Organización del escrito

El escrito está organizado en 5 capítulos. En el capítulo 1 se presenta una introducción del escrito, a la vez se exhibe el problema y la propuesta de una solución, para lo que se describe el estado de la investigación y la motivación de la tesis, finalmente se postulan los objetivos generales y específicos que se cumplen en la tesis. En el capítulo 2 se reportan los fundamentos teóricos en los que está basada la tesis, fuentes y naturaleza de las fuentes de fotones individuales, función de correlación de segundo orden, características de los centros NV, conceptos de guía de onda y solución al problema modal, campo evanescente y relación de campo evanescente y finalmente la teoría para el acoplamiento entre emisores de fotones individuales y modos de guías de onda, tomando como base el proceso de emisión espontánea del átomo en el espacio libre y en una cavidad.

En el capítulo 3 y 4 se muestra la metodología y los resultados del trabajo de tesis, para el estudio experimental y numérico, respectivamente. En el capítulo 3 se muestra la metodología correspondiente a las técnicas y procedimientos utilizados para la caracterización de la fluorescencia de centros NV en el espacio libre, además de la implementación y mejora de un montaje que permita la medición de la función de correlación de segundo orden para las fuentes y los resultados de cada uno de los procesos experimentales llevados a cabo.

En el capítulo 4 se muestran los métodos computacionales y resultados del estudio numérico sobre el acoplamiento entre fuentes de fotones individuales y guías de onda de Si_3N_4 ; se muestra el proceso para la búsqueda de parámetros que generen acoplamiento eficiente a los modos de guías de onda y el aumento de la emisión espontánea del emisor. El capítulo finaliza con una propuesta de parámetros apropiados para la continuación del estudio.

Finalmente, en el capítulo 5 se concluye el trabajo de forma preliminar y se postula el trabajo a futuro para dar continuación con el proyecto de investigación.

Capítulo 2. Generación de fotones individuales en fotónica integrada

2.1. Introducción

Un fotón está definido como una excitación elemental de un único modo del campo electromagnético cuantizado (Cohen-Tannoudji, C., et. al., 1997). Un modo k del campo electromagnético cuantizado es etiquetado con una frecuencia ν_k , y un solo fotón en dicho modo tiene una energía correspondiente a $h\nu_k$, siendo h la constante de Planck. Definir un fotón con una frecuencia específica implica una deslocalización del mismo en el tiempo, es decir, un fotón con duración infinita. De manera similar, al definir el momento, se tendría un fotón totalmente indefinido espacialmente, obedeciendo el principio de incertidumbre de Heisenberg (Migdall, A., et. al., 2013). Por lo que el fotón individual no puede ser pensado como una onda plana con estados de polarización, momento y energía únicos. Para definir un fotón es común hablar de la propagación de “estados de fotón individual” localizados hasta cierto punto. En términos prácticos si se tiene un detector que determina el número de fotones en una frecuencia finita, un estado de fotón individual corresponde a un “click” en el detector, o dicho de otra forma una excitación del campo electromagnético, en dicha frecuencia. De tal forma que el detector mide un solo fotón por cada estado incidente, demostrando así que únicamente cuando se presente la detección la luz muestra un comportamiento bien definido (Eisaman, M. D., et al., 2011).

Para dar una definición más formal, puede decirse que un fotón individual dado por el vector de estado $|1\rangle$, es el resultado de la aplicación del operador de creación sobre el estado vacío, es decir $\hat{a}^\dagger|0\rangle = |1\rangle$; a pesar de que la definición completa de fotón incluye distribuciones espaciales, de frecuencia, momento y polarización. Si se tiene en cuenta únicamente la frecuencia, se puede reescribir la definición de fotón individual para una sola frecuencia angular ω_i como:

$$\hat{a}_i^\dagger(\omega_i)|0\rangle = |\omega_i\rangle, \quad (1)$$

el operador de creación actuando sobre el estado de vacío para crear un fotón en el modo i con frecuencia ω_i . Sin embargo, desde un panorama más real, un fotón

tiene una estructura de frecuencias incorporada en su descripción, por lo que una definición más completa sería la suma sobre todas las frecuencias con un peso dado por la distribución de frecuencias del fotón $f(\omega_i)$, de la forma:

$$|\Psi_i\rangle = \int d\omega_i f(\omega_i) \hat{a}_i^\dagger(\omega_i) |0\rangle. \quad (2)$$

2.2. Naturaleza de las fuentes de fotones individuales

Entre los diferentes tipos de fuentes de luz, se pueden resaltar las fuentes de luz clásica y fuentes de luz no clásica. Algunos ejemplos de luz clásica son la luz térmica emitida por una fuente de cuerpo negro y la luz coherente emitida por un láser. En contraste, en cuanto a la luz no clásica se tienen los estados comprimidos (Dodonov, V.V., et. al., 2003), los estados de número bien definido de fotones en cada modo (o estados de Fock) (Dousse, A., et. al. , 2010) y estados de fotón individual como un caso específico de los estados de Fock (Mandel, L. and Wolf, E., 1995). El término de luz no-clásica describe la gama de estados de fotón que no pueden ser emitidos por fuentes clásicas, en cuyo caso, la luz no corresponde a un campo electromagnético clásico, sino a un estado del campo electromagnético cuantizado (Migdall, A., et. al., 2013).

Sin embargo, es posible hacer una definición cualitativa en términos de las propiedades estadísticas del flujo de fotones para clasificar el tipo de fuente. Desde una perspectiva clásica, un haz de luz perfectamente coherente de intensidad constante es el tipo de luz más estable que puede encontrarse, con una estadística descrita por una distribución de Poisson en el tiempo, proporcionando un punto de referencia para clasificar los tipos de luz según la desviación estándar de las distribuciones del número de fotones. Por otro lado, luz subpoissoniana tendrá una distribución más estrecha, mientras que luz superpoissoniana tendrá una distribución más amplia, en comparación a la distribución poissoniana. Dado que una intensidad estable corresponde a una estadística poissoniana, se deduce que todos los haces de luz clásicos con intensidades de luz variable en el tiempo, tendrán distribuciones de número de fotones superpoissonianas (Fox, M. , 2013). Finalmente, luz subpoissoniana con su distribución más estrecha, con menor desviación estándar, no tiene contraparte en la óptica clásica.

sica y por tanto se denomina luz no-clásica, nótese que la naturaleza de las fuentes puede ser identificada mediante la medición de la función de correlación de segundo orden (Fox, M. , 2013).

2.3. Función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$

La función de correlación de segundo orden, o función de coherencia de segundo orden, corresponde a una medición comúnmente utilizada para determinar la calidad de una fuente de fotones individuales. Analizando el comportamiento estadístico de la emisión, se evidencia la probabilidad de obtener ya sea múltiples fotones o fotones individuales, de modo que se determine la naturaleza estadística de la fuente (Migdall, A., et. al., 2013).

La implementación de un experimento que permita obtener la función de correlación de una fuente conlleva la medición de cuentas en coincidencias de fotones que llegan a dos fotodetectores distintos. La función $g^{(2)}(\tau)$ es el análogo en intensidad de la función de correlación de primer orden $g^{(1)}(\tau)$, la cual es proporcional a la correlación entre amplitudes de dos campos electromagnéticos medidos en un interferómetro óptico lineal (en un punto de un plano a diferentes tiempos), y puede expresarse como:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E_1^*(t)E_2(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(t)|^2 \rangle \langle |E_2(t + \tau)|^2 \rangle}}, \quad (3)$$

donde $E_1(t)$ corresponde al campo eléctrico de una señal a un tiempo t , y $E_2(t + \tau)$ es el campo eléctrico de la otra señal en un tiempo $t + \tau$, siendo τ un retraso temporal entre las dos señales (dos fotones) que llegan al detector, los símbolos $\langle \dots \rangle$ indican el promedio temporal al integrar sobre un periodo de tiempo largo. A su vez, $g^{(2)}(\tau)$ es proporcional a la correlación entre las intensidades de los campos (en dos puntos diferentes de un plano) usando un interferómetro del tipo Hanbury Brown and R. Q. Twiss (HBT), y se expresa como:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E_1^*(t)E_2^*(t + \tau)E_2(t + \tau)E_1(t) \rangle}{\langle |E_1(t)|^2 \rangle \langle |E_2(t + \tau)|^2 \rangle}, \quad (4)$$

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t + \tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t + \tau) \rangle}, \quad (5)$$

siendo $I_1(t)$ la intensidad de la luz a un tiempo t , y $I_2(t + \tau)$ es la intensidad de la luz a un tiempo $t + \tau$. De acuerdo con el valor que presente $g^{(2)}(\tau)$, se tiene información acerca del comportamiento estadístico de una fuente de luz y por tanto de su naturaleza (Fox, M. , 2013).

2.3.1. Experimento Hanbury Brown-Twiss

El experimento que permite caracterizar la naturaleza de una fuente de fotón y medir su grado de correlación, corresponde al interferómetro Hanbury Brown-Twiss. En 1950 los astrónomos Hanbury Brown and R. Q. Twiss (HBT) implementaron un interferómetro en el que originalmente se medía el diámetro de las estrellas, el interferómetro consistía en una mejora al interferómetro estelar de Michelson, en el cual una luz de entrada se colectaba en un sistema de espejos y se medía la correlación entre las intensidades grabadas por dos detectores (Hanbury Brown, R. and Twiss, R.Q., 1956). Sin embargo, como una alternativa, el interferómetros HBT, se utilizó en óptica cuántica, con el fin de evaluar fuentes que emiten luz al nivel de fotones individuales en lugar de ondas de luz clásica (Grangier, P., et. al. , 1986).

El experimento consiste en un flujo de fotones que inciden uno a uno en un divisor de haz 50:50 en el divisor de haz los fotones se dirigen aleatoriamente por dos posibles caminos, cada uno con la misma probabilidad, hasta llegar a uno de los dos posibles detectores D1 y D2.

Los pulsos de salida de los detectores se introducen en un contador/temporizador electrónico, encargado de contar el número de pulsos de cada detector y además registrar el tiempo que transcurre entre los pulsos provenientes de cada uno de ellos, etiquetados como D1 (*inicio*) y D2 (*final*), como se observa en la figura 3a). Finalmente, los resultados se muestran en forma de un histograma que presenta el número de eventos registrados en cada valor de tiempo τ entre los pulsos de inicio y final, como se muestra en la figura 3b). (*La figura 3a), b) es adaptada de (Fox, M. , 2013)*).

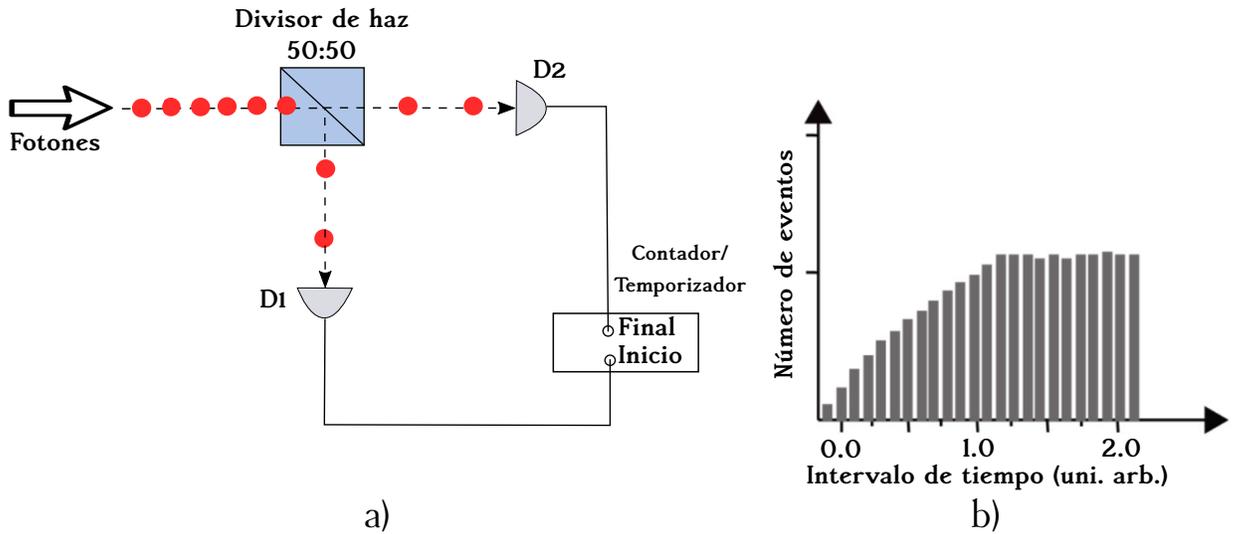


Figura 3. Interferómetro Hanbury Brown-Twiss. a) Esquema del arreglo experimental: el contador/temporizador registra el tiempo entre pulsos de D1 y D2, junto con el número de pulsos entre las dos entradas. b) Resultados del experimento para luz no-clásica, histograma del número de eventos en un tiempo determinado.

Cuando la fuente emite a nivel de fotones individuales la intensidad es proporcional al número de cuentas registradas en un detector de fotones; de acuerdo con esto, la definición clásica de $g^{(2)}(\tau)$, puede expresarse de forma cuántica mediante la relación:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n_1(t)n_2(t + \tau) \rangle}{\langle n_1(t) \rangle \langle n_2(t + \tau) \rangle}, \quad (6)$$

donde $n_i(t)$ corresponde al número de cuentas detectadas en el tiempo t , de tal forma que la correlación depende de la probabilidad simultánea de las cuentas de fotones en un tiempo t en D1 y un tiempo $t + \tau$ en D2. Como se ha visto hasta el momento, $g^{(2)}(\tau)$ da una interpretación clásica de la luz, pero para otras circunstancias da una descripción cuántica de la misma (Fox, M. , 2013).

Para determinar la naturaleza de una fuente de fotones individuales con $g^{(2)}(\tau)$, se toma como punto de referencia la **luz perfectamente coherente** para la que $g^{(2)}(\tau) = 1$ para todo τ , incluido $\tau = 0$, este es el caso en el que los intervalos de tiempo entre los pulsos enviados por los detectores son aleatorios y la probabilidad de obtener un pulso en el detector D2 (final), es la misma para todo τ , lo que representa una estadística con distribución poissoniana y es el punto de referencia para clasificar los otros tipos de fuentes ya que esta es la luz más estable identificada.

Adicionalmente, se supone un flujo de fotones con los fotones divididos en dos grupos que arriban a los detectores al mismo tiempo, por lo que habrá una alta probabilidad de que los dos detectores registren cuentas de forma simultánea, generando un gran número de eventos alrededor de $\tau = 0$. Esperando que haya una probabilidad $g^{(2)}(\tau)$ mayor para valores menores de τ que para valores mayores de modo que,

$$g^{(2)}(0) > g^{(2)}(\infty), \quad (7)$$

y además, en relación con la luz coherente se tiene que:

$$g^{(2)}(0) > 1, \quad (8)$$

este comportamiento corresponde a una estadística superpoissoniana, o más conocida como **luz agrupada** (o bunched light, en inglés) (Fox, M. , 2013).

Es evidente que la luz coherente y la luz agrupada son dos casos de luz compatible con la naturaleza clásica, pero existe otro tipo de luz que no tiene una contraparte clásica sino cuántica. Para analizar esto, se supone que la luz entrante al divisor de haz consiste en un flujo de fotones con intervalos largos de tiempo entre fotones sucesivos. Existe una probabilidad del 50% de que un fotón sea detectado en D1, activando el temporizador para iniciar el registro de un evento, si eso sucede, entonces no habrá una probabilidad de tener un pulso en D2 para finalizar el evento, y por lo tanto el temporizador no registrará evento en $\tau = 0$, el siguiente fotón que incida en el divisor irá a D2 con una probabilidad también de 50%, de esta forma el fotón detendrá el temporizador y se registrará un evento. En cambio si el fotón va a D1, no se registra un evento y se debe esperar hasta que haya un pulso que marque el final dado que hay un largo tiempo entre fotones, esto puede ocurrir con un fotón a cualquier tiempo menos a $\tau = 0$, es decir la probabilidad de obtener un fotón en D2 al detectar uno en D1 es nula para $\tau = 0$, y pequeña para valores pequeños de τ , evidenciando que no es posible tener dos fotones al mismo tiempo t .

Este hecho demuestra que el experimento con fotones individuales puede resultar muy diferente al experimento clásico y el valor de la función para $\tau = 0$ es $g^{(2)}(0) = 0$, destacando la no clasicidad de la fuente. Para este caso los fotones saldrían con espacios regulares entre sí y con largos intervalos de tiempo entre la observación

de eventos en el conteo. $g^{(2)}(0) < 1$ corresponde a un efecto puramente cuántico, denominado **luz antiagrupada** (o antibunched, en inglés) y está relacionado con una estadística de fotones subpoissoniana (Gerry, C. and Knight, P. , 2005).

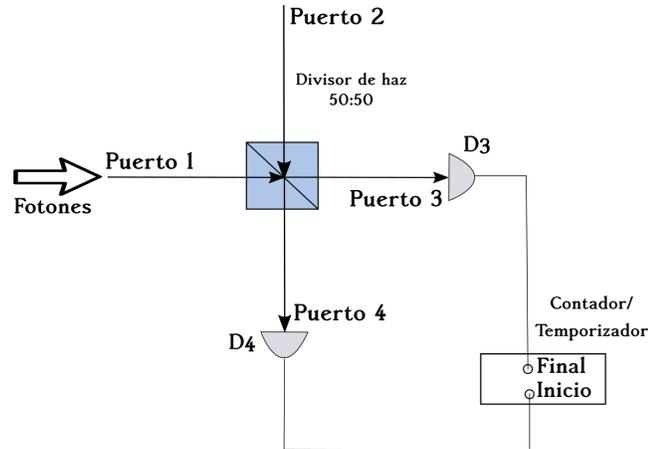


Figura 4. Interferómetro Hanbury Brown-Twiss (generalización a cuatro campos). El divisor de haz tiene cuatro puertos (Ei), los puertos 1 y 2 son puertos de entrada y 3 y 4 son puertos de salida.

Dado que este es un resultado de carácter cuántico, se utilizan herramientas de la mecánica cuántica para expresarlo. En este caso, el experimento HBT tiene los mismos componentes ya mencionados para el caso de caracterización de una fuente de fotones individuales, a diferencia de que para esta situación el campo se analiza en 4 puertos, como se muestra en la figura 4, los puertos 1 y 2 son puertos de entrada al divisor, mientras que los puertos 3 y 4 son puertos de salida, de esta forma la ecuación 6 se expresa como:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n_3(t)n_4(t + \tau) \rangle}{\langle n_3(t) \rangle \langle n_4(t + \tau) \rangle}. \quad (9)$$

Recordando que el operador de número de fotones corresponde a $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$, la ecuación 9 puede expresarse como:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}_3^\dagger(t) \hat{a}_4^\dagger(t + \tau) \hat{a}_4(t + \tau) \hat{a}_3(t) \rangle}{\langle \hat{a}_3^\dagger(t) \hat{a}_3(t) \rangle \langle \hat{a}_4^\dagger(t + \tau) \hat{a}_4(t + \tau) \rangle}, \quad (10)$$

donde \hat{a}_3 , \hat{a}_4 corresponden a operadores de aniquilación y \hat{a}_3^\dagger , \hat{a}_4^\dagger a operadores de creación. Para $\tau = 0$, se tiene:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 \hat{a}_3 \rangle}{\langle \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 \rangle \langle \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 \rangle}. \quad (11)$$

Suponiendo que la luz incide en uno de los dos puertos de entrada (puerto 1) y que el campo en el puerto 2 está en el estado vacío, se tiene una expresión de $g^{(2)}(\tau)$ para un estado de entrada con un número de fotones n en el puerto 1 bien definido (un ejemplo de este es el estado de Fock $|\psi_1\rangle$), tras sustituir la transformación dada por el divisor de haz la expresión 11 se expresa de la forma:

$$g^{(2)}(0) = \frac{n(n-1)}{n^2}, \quad (12)$$

y si al analizar resulta en una verdadera fuente de fotones individuales, no se detectará un evento de dos fotones, lo que significa que para la anterior ecuación cuando $n = 1$:

$$g^{(2)}(0) = 0, \quad (13)$$

para una fuente puramente no clásica.

Uno de los sistemas de fuente de fotones individuales usado en muchas aplicaciones, por sus propiedades a temperatura ambiente, son los centros nitrógeno vacantes.

2.4. Centros Nitrógeno Vacante

Un centro nitrógeno vacante o centro NV, corresponde a uno de los numerosos defectos en la red cristalina del diamante, el cual ha sido estudiado a fin de controlar sus propiedades electrónicas y su comportamiento cuántico para ser utilizado en el contexto de la ciencia de información cuántica. La producción de defectos se induce, por lo general, mediante irradiación de partículas de alta energía a centros de nitrógeno de sustitución únicos y posterior recocido a altas temperaturas para producir las vacancias (Lang, A. R., et. al. , 1991; Iakoubovskii, K., et. al. , 2001). A pesar de que la mayoría de defectos son inducidos, también se presentan defectos de forma natural.

Históricamente los centros NV fueron los primeros defectos del diamante en ser

estudiados por resonancia paramagnética electrónica en las décadas de 1960 y 1970 (Loubser, JHN and van Wyk, JA , 1978). La propiedad más explorada es la fluorescencia, por medio de la cual se ha tenido manipulación del material a temperatura ambiente, además la estabilidad de dichos defectos, incluso cuando el cristal anfitrión es de unos pocos nanómetros, ha permitido que se utilicen como sensores ópticos (Jelezko, F. and Wrachtrup, J. , 2006). Este defecto corresponde a una modificación en la estructura cristalina del diamante, de tal forma que se sustituyen 2 átomos de carbono (C) por un átomo de nitrógeno (N) sustitutivo acoplado a una vacante (V). Tres electrones del átomo de N se unen a los tres átomos de C vecinos formando enlaces covalentes y los dos electrones restantes forman un par solitario, los tres electrones desaparejados resultantes de los enlaces carbono-carbono rotos apuntan hacia la posición vacante, resultando en una interacción de espín $S=1/2$; esta configuración corresponde al estado de carga neutral NV^0 del defecto. Mientras que para el estado negativo NV^- , (de interés en la aplicación a tecnologías cuánticas (Doherty., M.W., et. al. , 2011)), dado que el centro NV tiene una tendencia general a atrapar un electrón extra, este se sitúa en el sitio vacante y se acopla con los electrones desaparejados resultando en un espín total $S=1$, haciendo que el defecto se cargue negativamente. En la figura 5 se observan las estructuras atómicas para los dos estado del defecto.

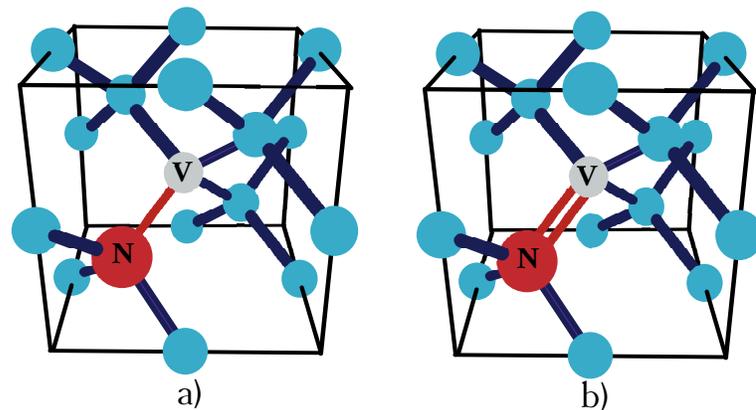


Figura 5. Estructura atómica del centro NV (círculo rojo y gris), rodeado de átomos de carbono (círculos azules). a) Estructura atómica del estado con carga neutral NV^0 . b) Estructura atómica del estado con carga negativa NV^- .

2.4.1. Niveles de energía de un centro NV

En la figura 6 se muestra un diagrama sencillo de la estructura de niveles de energía de un centro NV^- . El comportamiento básico de emisión puede explicarse mediante un sistema de 3 niveles que involucra un triplete de estado fundamental $|g\rangle$, un triplete

de estado excitado $|e\rangle$ y un par de singletes de estado intermedio $|s\rangle$ (Schirhagl R., et. al. , 2013).

Los estados $|g\rangle$ y $|e\rangle$ constan de tres subniveles de espín electrónico $m_s = 0, \pm 1$ ($m_s = 1 = -1 = 0$) cada uno, mientras que el estado $|s\rangle$ solo contiene un nivel de espín $m_s = 0$ para cada singlete. Un centro NV previamente excitado en longitudes de onda fuera de resonancia (por debajo de 640 nm, generalmente 532 nm), tiene transiciones energéticas permitidas que consisten en: una transición principal $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ corresponde a una emisión de línea de fonón cero (ZPL) a 637 nm (1.945 eV), produciendo absorción y luminiscencia, con solo un pequeño porcentaje de los fotones son emitidos allí; emisiones de banda lateral de fonones (entre 645 nm y 800 nm) producidas cuando la transición empieza en el nivel vibracional más bajo de $|e\rangle$ y emite un fonón para decaer a $|g\rangle$ allí aparece la mayor parte de la luminiscencia y un decaimiento no radiativo de $|e\rangle$ a $|s\rangle$ seguido de una emisión infrarroja en 1042 nm para finalmente decaer no radiativamente a $|g\rangle$ (Migdall, A., et. al., 2013), como se muestra en el esquema de la figura 6 (las transiciones se dan entre subniveles con el mismo espín electrónico).

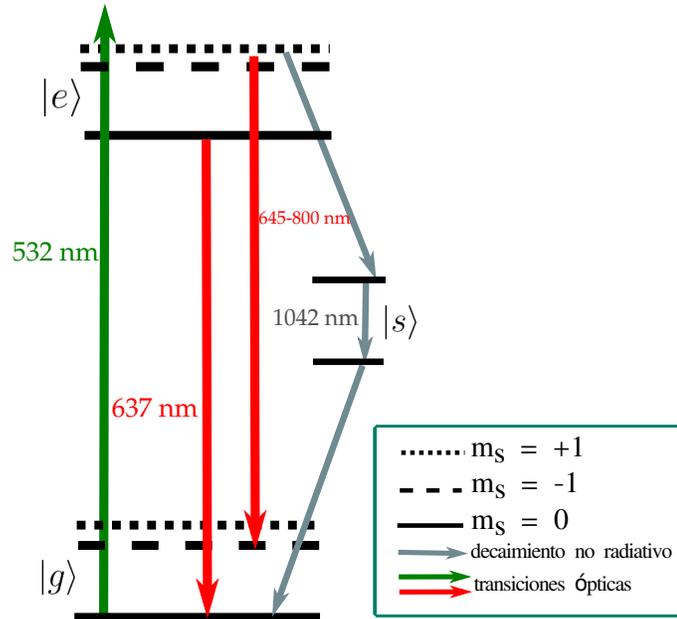


Figura 6. Diagrama de niveles de energía para un defecto NV. La transición radiativa para la ZPL se da en 637 nm, las emisiones de banda lateral de fonones se dan entre 645 nm y 800 nm y un decaimiento no radiativo con una emisión en 1042 nm.

La línea de fonón cero suele ser de interés para aplicaciones de fuentes de fotones individuales, ya que tiene el ancho de banda de emisión más estrecho. La eficiencia

como fuente de fotones individuales se debe a la relación de la emisión en la ZPL con respecto a la emisión total del NV; se ha reportado un factor del 3% para dicha zona y un 97% de la emisión producida a través de las bandas laterales de fonones (Johnson, S., et. al. , 2015).

Los centros NV pueden encontrarse en el interior del diamante en bulto (tamaño macroscópico) y en nanopartículas (conocidas como nanodiamantes) con tamaños de unos pocos nanómetros. El tiempo de vida radiativo del estado excitado para los primeros es de 12 ns, aproximadamente (Doherty., M.W., et. al. , 2013; Manson, N., et. al. , 2006), mientras que para los últimos es de 25 ns, aproximadamente (Doherty., M.W., et. al. , 2013; Beveratos, A., et. al. , 2001), debido a la diferencia en el índice de refracción entre estos. El tiempo de vida para el estado singlete metaestable es de 250 ns aproximadamente (Doherty., M.W., et. al. , 2013; Robledo, L., et. al. , 2011).

Finalmente, la fotoluminiscencia de un centro NV suele ser representada por dos dipolos perpendiculares entre sí, situados en un plano perpendicular al eje de simetría del defecto (P. Siyushev et al. , 2010), pero por practicidad se utiliza el modelo de “dipolo promediado por orientación” para representar la emisión espontánea de este tipo de sistemas.

2.5. Guías de onda ópticas integradas

Los circuitos ópticos integrados se componen de elementos que generan, manipulan y detectan luz, como lo son, fuentes de fotones, acopladores ópticos, detectores de fotones y guías de onda. Dado que este último elemento es el componente base de la óptica integrada, en este trabajo se ahonda en su descripción y sus propiedades. Una guía de onda es el componente que como su nombre lo indica, permite el guiado de ondas electromagnéticas, es en sí una estructura compuesta por un núcleo por donde la luz es guiada, hecho de un material con un índice de refracción n_{nu} , rodeado por una cubierta con índice de refracción n_{cu} , como se muestra en la figura 7, cumpliendo con el requisito de reflexión interna total, para lo cual $n_{nu} > n_{cu}$ con tal de que haya propagación de luz. Los materiales de cada componente están ligados a la aplicación que se les quiera dar, por ejemplo en telecomunicaciones o generación de fotones mediante procesos no lineales.

Existen diferentes tipos de guías de onda de acuerdo a la aplicación que se le quiera dar. Particularmente, en el desarrollo de circuitos ópticos integrados se utilizan, por ejemplo, guías de onda tipo cresta, en las cuales la luz está confinada en dos dimensiones (x, y) y se propaga en una tercera (z), como se muestra en la figura 7.

En una guía de onda la luz se propaga en forma de modos o en una superposición de modos. Un modo corresponde a un campo electromagnético con una distribución transversal y polarización fijas a lo largo de la propagación por la longitud de la guía de onda. Cada modo soportado se caracteriza por tener una constante de propagación β , la cual corresponde a la componente del vector de onda en la dirección de propagación y una velocidad de grupo v_g que, como su nombre lo indica es la velocidad de propagación del modo en la guía de onda (Saleh, B. E. and Teich, M. C., 2007). Para una mejor descripción y comprensión del funcionamiento de los componentes ópticos es necesaria una descripción electromagnética, implementando el formalismo de las ecuaciones de Maxwell.

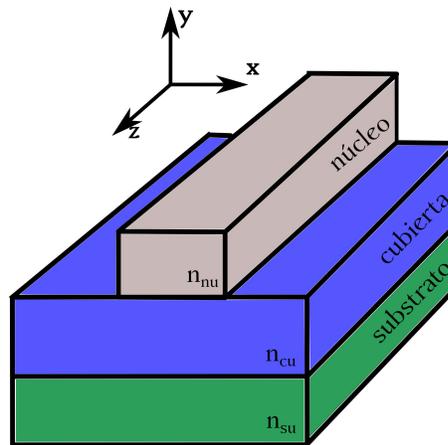


Figura 7. Guía de onda tipo cresta.

2.5.1. Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell son una herramienta indispensable para describir el comportamiento de las ondas electromagnéticas tanto en el vacío como en medios materiales; en su forma más general están dadas por:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (15)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (16)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (17)$$

donde \mathbf{D} corresponde al vector de desplazamiento eléctrico, ρ es la densidad de carga, \mathbf{B} es el vector de inducción magnética, \mathbf{E} es el vector de campo eléctrico, \mathbf{H} es el vector de campo magnético y \mathbf{J} es el vector de densidad de corriente. Además estas ecuaciones están relacionadas por las siguientes expresiones:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (18)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}, \quad (19)$$

siendo \mathbf{P} la polarización macroscópica del medio, \mathbf{M} el vector magnetización, ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío y μ_0 la permeabilidad magnética del vacío.

Cuando se trata de medios lineales se tiene que $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e^{(1)} \mathbf{E}$ y $\mathbf{M} = \epsilon_0 \chi_m^{(1)} \mathbf{H}$, siendo $\chi_e^{(1)}$ y $\chi_m^{(1)}$ la susceptibilidad eléctrica y magnética, respectivamente. En medios isotrópicos las ecuaciones 18 y 19, pueden reescribirse como:

$$\mathbf{D} = \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}, \quad (20)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu(\mathbf{r})} \mathbf{B}, \quad (21)$$

donde $\epsilon(\mathbf{r})$ y $\mu(\mathbf{r})$ corresponden a la permitividad eléctrica del medio y la permeabilidad magnética del mismo, respectivamente. Si el medio no es magnético no tendrá cargas externas y se cumple $\rho = 0$ y $\mathbf{J} = 0$, por lo tanto las ecuaciones de Maxwell pueden ser expresadas como:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (23)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (24)$$

y

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon(\mathbf{r})\mu(\mathbf{r})\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (25)$$

Para hablar acerca de la propagación de la luz en un medio material, es necesario definir el índice de refracción como la relación entre la velocidad de propagación de la luz en el material y la velocidad de propagación de la luz en el vacío, este término está relacionado con características del medio, mediante la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética, de la siguiente forma:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\mu(\mathbf{r})\epsilon(\mathbf{r})}{\mu_0\epsilon_0}}, \quad (26)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y v es la velocidad de la luz en el medio material, en medios no magnéticos, el índice de refracción se reduce a:

$$n = \sqrt{\epsilon(\mathbf{r})/\epsilon_0}. \quad (27)$$

Usando las ecuaciones 22-25 , se pueden dar soluciones generales para el campo eléctrico y magnético de ondas planas monocromáticas de la forma (Yariv, A. and Yeh, P., 2007):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (28)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = H_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (29)$$

donde ω corresponde a la frecuencia angular de la onda electromagnética y E_0 y H_0 son la amplitud del campo eléctrico y magnético, respectivamente. Considerando que las guías de onda pueden describirse en términos del índice de refracción dependiente del espacio, es decir, n depende de las coordenadas x y y , $n = n(x, y)$ y siendo z el eje de propagación de la onda, las anteriores expresiones pueden ser expresadas por:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = E_0(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (30)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = H_0(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (31)$$

donde $E_0(x, y)$ y $H_0(x, y)$ son las distribuciones transversales de los campos eléctrico y magnético, respectivamente, β es la constante de propagación de la onda y z el eje de propagación. Finalmente, para obtener una expresión del campo eléctrico en términos de las coordenadas espaciales, se reemplazan las ecuaciones 30 y 31 en las ecuaciones 24 y 25 y se obtiene:

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(x, y) \right] E_m(x, y) = \beta_m^2 E_m(x, y), \quad (32)$$

siendo ∇_{\perp}^2 el laplaciano transversal que corresponde a $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. La ecuación 32 puede ser vista como una ecuación de eigenvalores donde β_m son los eigenvalores y $E_m(x, y)$ las eigenfunciones. Entonces, al conocer la longitud de onda del campo incidente, como las características de la guía de onda, sus dimensiones y el índice de refracción, así como en función de las coordenadas espaciales, es posible obtener la distribución espacial del campo electromagnético y la constante de propagación para un modo m determinado.

Adicionalmente, un cálculo que corresponde a una magnitud medible es el flujo de potencia de un modo particular en la guía de onda, esto se obtiene a partir de la integración del vector de Poynting (S_z) en la dirección de propagación, de la forma:

$$P = \iint_A S_z dA = \frac{1}{2} \iint_A \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H})_z dA, \quad (33)$$

siendo A el área transversal de la estructura donde se quiere calcular el flujo de potencia.

Una guía de onda puede ser multimodo, es decir, puede soportar más de un modo guiado, estos modos forman una base ortogonal, y si se trata de un sistema homogéneo en la dirección de propagación, un campo de entrada en la guía de onda puede expresarse como una combinación lineal de todos los modos que la guía de onda soporte, cada uno de estos modos (como ya se mencionó) tiene una constante de propagación $\beta_m(\omega)$ propia y un índice efectivo $n_{eff}(\omega)$ dado por:

$$n_{eff_m}(\omega) = \frac{c\beta_m(\omega)}{\omega}, \quad (34)$$

este término depende de la frecuencia de la luz y del modo en sí mismo, además tanto la distribución espacial del campo eléctrico, como la constante de propagación, dependen de la geometría de la guía de onda. El valor del índice efectivo es un parámetro fundamental en el estudio de guías de onda.

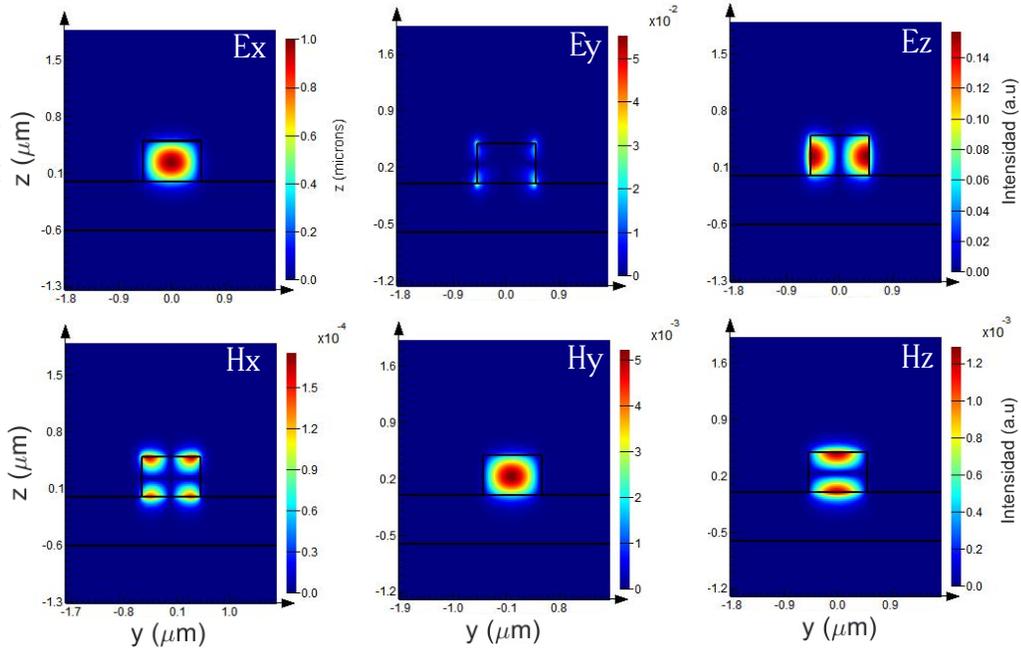


Figura 8. Componentes del campo electromagnético para un modo con polarización TE, la luz viaja en la dirección z de propagación. Ancho del núcleo de la guía de onda = $1.0 \mu\text{m}$, altura del núcleo de la guía de onda = $0.5 \mu\text{m}$, longitud de onda $\lambda = 650 \text{ nm}$.

Otra característica importante de los modos soportados en una guía de onda es la polarización. En general, un modo puede ser transversal eléctrico (modo TE) o transversal magnético (modo TM), de acuerdo a su polarización. Para el modo TE, el campo eléctrico permanece en un plano normal a la dirección de propagación, mientras que en el modo TM, el campo magnético permanece en un plano normal a la dirección de propagación (Saleh, B. E. and Teich, M. C., 2007). Sin embargo, para algunos tipos de guías de onda como las guías de onda tipo cresta, los modos dejan de tener polarizaciones TE y TM puras (es decir no son totalmente transversales) y pasan a ser cuasi-TE o cuasi-TM (con tendencia a ser TE o TM) debido a que los campos eléctrico y magnético no permanecen por completo en los planos normales al eje de propagación

(Yariv, A. and Yeh, P., 2007), como se ve en las figuras 8 y 9.

La figura 8 muestra las componentes del campo electromagnético para el modo cuasi-TE, allí puede verse que el modo predomina en las componentes ortogonales E_x , H_y , y tendrá valores de intensidad no nulos en E_y , H_x al ser un modo híbrido. A su vez la figura 9 muestra las componentes del campo electromagnético para el modo cuasi-TM, donde puede verse que el modo predomina en las componentes ortogonales E_y , H_x , complementario al caso del modo cuasi-TE, y los valores de E_x , H_y presentan valores no nulos. En el eje de propagación de la luz z los dos modos tienen una simetría distinta como es de esperarse de acuerdo a la relación de ortogonalidad entre los campos eléctricos y magnéticos, al observar las distribuciones en el eje de propagación puede verse que los modos no son completamente TE o TM, como se mencionó para guías de onda tipo cresta.

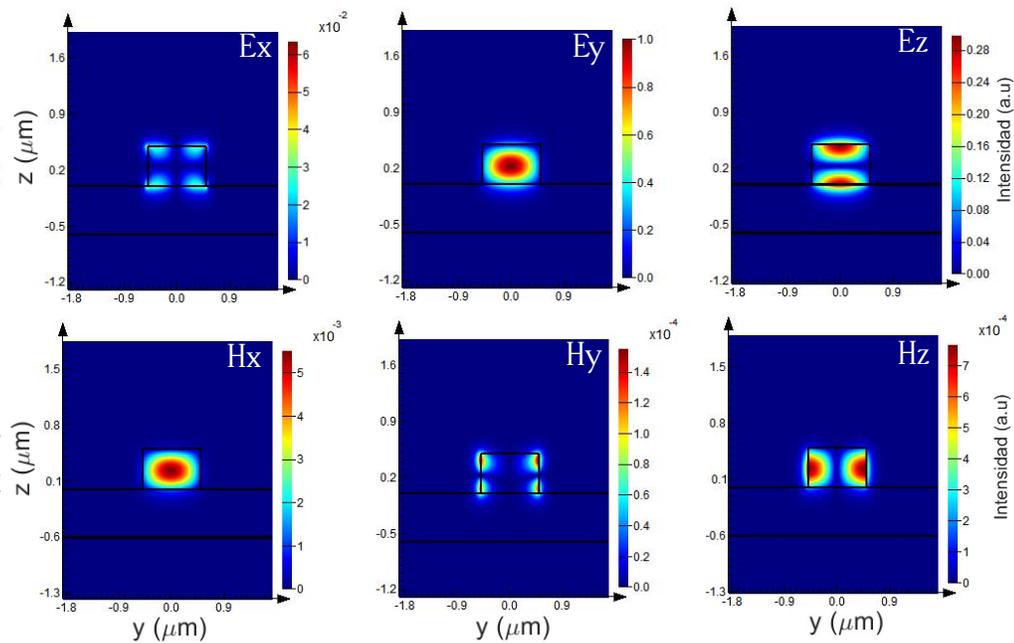


Figura 9. Componentes del campo electromagnético para un modo con polarización TM, la luz viaja en la dirección z de propagación. Ancho del núcleo de la guía de onda = $1.0 \mu\text{m}$, altura del núcleo de la guía de onda = $0.5 \mu\text{m}$, longitud de onda $\lambda = 650 \text{ nm}$.

Para este trabajo en particular se analizan las distribuciones transversales de los modos fundamentales TE y TM de guías de onda tipo cresta, teniendo en cuenta que para este tipo de guías de onda no existe una solución analítica de la expresión del campo eléctrico, la ecuación 32 para los modos que soporta la guía de onda se determina con la ayuda de métodos numéricos como se verá en el capítulo 4.

2.5.2. Campo evanescente

En una guía de onda, la mayor parte de la luz se confina y propaga por el núcleo, sin embargo, en algunas geometrías gran parte de esa luz se encuentra por fuera del núcleo, en la cubierta, en esas zonas el campo electromagnético recibe el nombre de campo evanescente, como se observa en la figura 10.

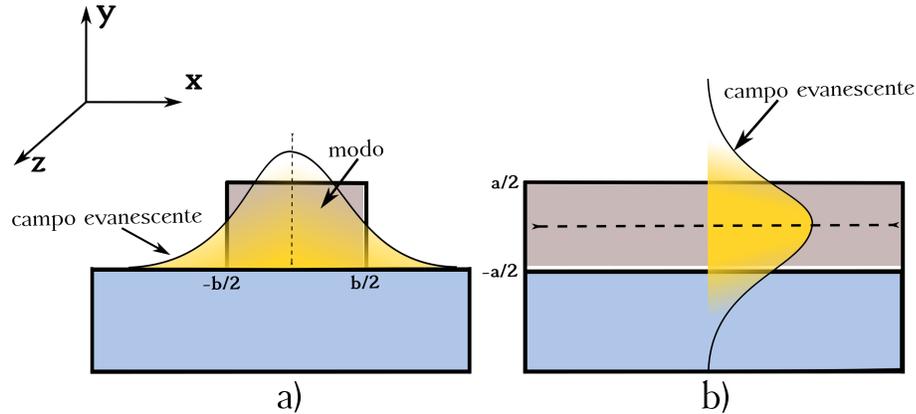


Figura 10. Campo confinado y campo evanescente. a) Vista frontal del sistema, se ve el campo evanescente a los costados del núcleo de la guía de onda. b) Vista lateral del sistema, el campo confinado y el campo evanescente en la parte superior del núcleo de la guía de onda.

El campo evanescente es de gran interés en el estudio de guías de onda por sus aplicaciones en el área de sensores y en este trabajo particular, por la integración de fuentes de fotones individuales a circuitos fotónicos. Las características del campo evanescente dependen de las dimensiones del núcleo, de la longitud de onda de operación y del contraste dieléctrico entre el núcleo y la cubierta (Saleh, B. E. and Teich, M. C., 2007). El campo evanescente se representa mediante una función exponencial, debido a que en el exterior del núcleo el campo electromagnético tiende a decaer, como se muestra a continuación:

$$\mathbf{E}_m(x) = e^{-\gamma_m x}, \quad (-b/2 \geq x \geq b/2), \quad (35)$$

$$\mathbf{E}_m(y) = e^{-\gamma_m y}, \quad (-a/2 \geq y \geq a/2), \quad (36)$$

las ecuaciones 35 y 36 corresponden al campo evanescente en x , de acuerdo con la figura 10a y y , de acuerdo con la figura 10b, para un modo m . Donde γ_m se conoce como el coeficiente de extinción, que corresponde a la tasa de decaimiento del campo evanescente (Saleh, B. E. and Teich, M. C., 2007), debido a que el campo electromag-

nético es finito en cubierta de la guía de onda. Este término es de utilidad además para conocer la longitud de penetración, L_p , del campo evanescente alrededor del núcleo, es decir, la distancia a la cual se extingue por completo el campo electromagnético, esta longitud está dada por:

$$L_p = \frac{1}{\gamma}. \quad (37)$$

2.5.2.1. Relación de campo evanescente

Un factor importante al momento de analizar el campo evanescente de un modo de propagación en una guía de onda es la relación de campo evanescente (*EFR*- por sus siglas en inglés), que corresponde a la fracción de potencia que fluye por fuera del núcleo de la guía de onda como campo evanescente. En sí misma se define como la relación entre la integral en tres dimensiones de la intensidad del campo electromagnético en una región deseada afuera del núcleo de la guía de onda (*ext*), y la integral de volumen de la intensidad total del modo (*tot*), como se muestra a continuación:

$$EFR_{xyz} = \frac{\iiint_{ext} |\mathbf{E}(x, y, x)|^2 dx dy dz}{\iiint_{tot} |\mathbf{E}(x, y, x)|^2 dx dy dz}. \quad (38)$$

De acuerdo con lo ya mencionado para la expresión 33, una forma más precisa de representar el flujo de potencia es mediante el vector de Poynting de la forma:

$$EFR_s = \frac{\iiint_{ext} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H})_z dx dy dz}{\iiint_{tot} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H})_z dx dy dz}. \quad (39)$$

Esta expresión es de utilidad en la determinación de los parámetros de la guía de onda, ya que la *EFR* varía de acuerdo a las dimensiones del núcleo, la longitud de onda de trabajo y la polarización del modo.

2.6. Acoplamiento entre emisores de fotones individuales y modos en guías de onda

Las fuentes de fotones individuales consideradas en este trabajo se basan en el principio de emisión espontánea en el vacío, este proceso ocurre cuando un átomo es

irradiado con un haz de luz de frecuencia que coincide con una de las transiciones ópticas del átomo. La aproximación más sencilla es el átomo de dos niveles, en la cual se absorbe o se emite un fotón entre dos niveles de energía cuantizados $|e\rangle$ (nivel excitado) y $|g\rangle$ (nivel base) como se observa en la figura 11. Teniendo en cuenta las diversas transiciones posibles entre los niveles cuánticos del átomo, en esta aproximación se considera únicamente la transición que satisface $E_1 - E_2 = \hbar\omega$ siendo E_2 y E_1 las energías para los niveles excitado y base, respectivamente y ω la frecuencia angular del fotón emitido en la transición.

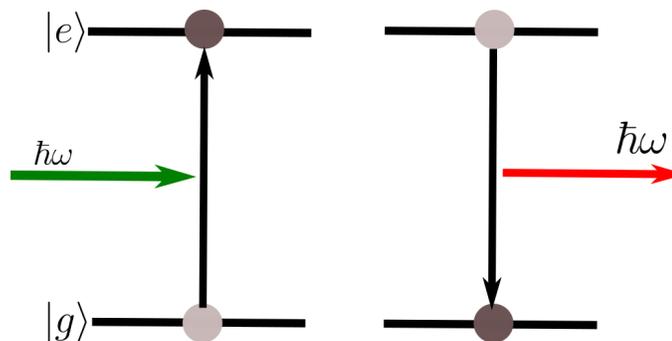


Figura 11. Emisión espontánea para un sistema de dos niveles. Un átomo en un estado base $|g\rangle$ pasa a un estado excitado $|e\rangle$ y luego decae nuevamente de forma espontánea al estado inicial, emitiendo un fotón con una frecuencia $\hbar\omega$, diferente a la frecuencia de la luz de excitación.

Lo anterior corresponde al caso más simple de emisión espontánea, sin embargo, para un caso más realista al tratar emisores cuánticos, se describe el sistema de dos niveles interactuando con un número infinito de modos de campo del medio circundante, cada uno con un vector de onda \mathbf{k} , y dos estados de polarización. Por esta razón, se ve la necesidad de considerar la interacción de la emisión espontánea con el entorno. Se ha demostrado que tanto el tiempo de emisión como la emisión espontánea pueden verse considerablemente alterados al posicionar el emisor en un entorno nanoestructurado, haciendo que aumente o se bloquee la emisión espontánea (Purcell, E. M. , 1946).

2.6.1. Generalidades del átomo introducido en una cavidad

Para interpretar dicha interacción de forma fundamental, se analiza un átomo de dos niveles insertado dentro de una cavidad, de tal forma que puede emitir fotones por emisión espontánea y absorber fotones de los modos de la cavidad, en un intercambio resonante. Para que se presente dicha resonancia, uno de los modos de la cavidad

debe coincidir con la frecuencia de transición atómica (Scully and Zubairy , 1997).

Dado que no se considera una fuente externa que determine la intensidad del campo en el sistema, se considera entonces un campo vacío, E_{vac} , existente en la cavidad debido a las fluctuaciones de punto cero del campo electromagnético. La energía de interacción E_{int} entre el átomo y el campo de vacío se da por medio de la presencia de un dipolo eléctrico oscilante de la forma:

$$E_{int} = |d_{eg}E_{vac}|, \quad (40)$$

donde $d_{eg} = \langle e|q\mathbf{r}|g \rangle$ es el elemento de la matriz del momento dipolar de la transición (al ser un momento dipolar, se hace analogía con un dipolo clásico, siendo \mathbf{r} el vector de desplazamiento de las cargas y q la magnitud del producto de las mismas), que gobierna la probabilidad de las transiciones entre los dos estados, es decir selecciona las transiciones ópticas disponibles mediante las reglas de selección estándar, y E_{vac} es la magnitud del campo de vacío dada por:

$$E_{vac} = \left(\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V_0} \right)^{1/2}, \quad (41)$$

donde ω es la frecuencia angular, ϵ_0 la permitividad en el vacío y V_0 el volumen del modo, la ecuación 40 puede expresarse como:

$$E_{int} = \left(\frac{d_{eg}^2 \hbar\omega}{2\epsilon_0 V_0} \right)^{1/2}. \quad (42)$$

De la anterior ecuación puede verse que la tasa de acoplamiento entre el átomo y el fotón (punto central de interés en esta sección), está determinada por el momento dipolar d_{eg} , ω y V_0 . Al comparar la tasa de acoplamiento átomo-fotón (G_{ac}) con la tasa de pérdida de fotones debido a la fuga de fotones de la cavidad (κ) y la tasa de decaimiento a modos no resonante (γ), se puede determinar si la fuerza de interacción entre el átomo y la cavidad es débil o fuerte. La interacción está en el límite de acoplamiento fuerte cuando $G_{ac} \gg (\kappa, \gamma)$ siendo (κ, γ) los mayores valores de κ y γ ; y el acoplamiento débil se tiene cuando $G_{ac} \ll (\kappa, \gamma)$.

En el límite de acoplamiento débil, la explicación está al alcance de la teoría clásica del electromagnetismo, y será tomada en cuenta en este trabajo. El acoplamiento débil se produce cuando los fotones se pierden del sistema átomo-cavidad más rápido que el tiempo de interacción entre el átomo y la cavidad. Para este caso, el sistema atómico puede verse como un dipolo eléctrico oscilante y puede derivarse una expresión para la tasa de emisión en el espacio libre y la tasa de emisión en una cavidad de tal forma que se pueda ver como la cavidad altera la tasa de emisión, dado que la tasa de emisión no corresponde a un valor absoluto sino que puede ser controlada al aumentar o suprimir la densidad de estados de los fotones mediante la cavidad resonante (Fox, M. , 2013).

2.6.2. Emisión espontánea del átomo en el espacio libre

En el espacio libre el número k de modos disponibles en los que puede emitir el emisor es infinito, pero esto cambia en presencia de un entorno. Para analizar la emisión en el espacio libre primero se posiciona el emisor en una cavidad no absorbente, para esto se considera un átomo emisor en una cavidad de volumen V_0 , dado que el volumen es muy grande, no se considera el efecto sobre las propiedades del átomo como en una cavidad convencional. La tasa de emisión espontánea viene dada por la regla de oro de Fermi, la cual es derivada de la teoría de perturbaciones de primer orden de la mecánica cuántica (Scully and Zubairy , 1997):

$$W_{eg} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |T_{eg}|^2 g(\omega), \quad (43)$$

donde T_{eg} es el elemento de la matriz de transición y $g(\omega)$ es la densidad de estados para modos de fotón en el espacio libre (la densidad de estados es una herramienta física que permite calcular el número de estados permitidos para los vectores de onda \mathbf{k} en un volumen determinado, en este caso permite definir las propiedades de emisión de los átomos), y está dada por:

$$g(\omega) = \frac{\omega^2 V_0}{\pi^2 c^3}, \quad (44)$$

el elemento matricial T_{eg} está dado en términos de la interacción del dipolo eléctri-

co, \mathbf{p} con el campo vacío, \mathbf{E}_{vac} , de la forma:

$$T_{eg} = \langle \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_{vac} \rangle. \quad (45)$$

Si se hace un promedio sobre todas las posibles orientaciones del dipolo atómico con respecto a la dirección del campo, se obtiene:

$$(T_{eg})^2 = \frac{1}{3} d_{eg}^2 E_{vac}^2 = \frac{d_{eg}^2 \hbar \omega}{6 \epsilon_0 V_0}, \quad (46)$$

entonces la tasa de emisión espontánea en el espacio libre es:

$$W_{libre} = \frac{d_{eg}^2 \omega^3}{3 \pi \epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (47)$$

Como puede verse la emisión espontánea es proporcional al cubo de la frecuencia y al cuadrado del momento de transición. Además está relacionada con el tiempo de vida radiativo mediante la expresión: $W_{libre} = 1/\tau_{rad}$.

Una vez considerada la emisión espontánea en el espacio libre, se considera la emisión espontánea en una cavidad monomodo para obtener una versión más general de la emisión espontánea.

2.6.3. Emisión espontánea del átomo en una cavidad monomodo

Se determina la tasa de emisión espontánea para el sistema de dos niveles acoplado a una cavidad resonante monomodo, es decir, solo se considera la existencia de un modo con una frecuencia cercana a la frecuencia de emisión del átomo y con una frecuencia angular ω_{cav} con un ancho medio de $\Delta\omega_{cav}$. En este caso la densidad de estados para un modo resonante corresponde a $\int_0^\infty g(\omega) d\omega = 1$, si se utiliza una función lorentziana normalizada para $g(\omega)$ de tal forma que:

$$g(\omega_{atom}) = \frac{2}{\pi \Delta\omega_{cav}} \frac{\Delta\omega_{cav}^2}{4(\omega_{atom} - \omega_{cav})^2 + \Delta\omega_{cav}^2}, \quad (48)$$

donde ω_{atom} es la frecuencia de transición. Cuando el sistema está en resonancia, la frecuencia de transición del átomo es igual a la frecuencia del modo de la cavidad

$\omega_{cav} = \omega_{atom}$, entonces la ecuación para la densidad de estados se reduce a:

$$g(\omega_{atom}) = \frac{2Q}{\pi\omega_{atom}}, \quad (49)$$

siendo Q el factor de calidad de la cavidad, que representa el decaimiento de fotones; un alto valor de Q significa una baja tasa de decaimiento de fotones. De igual forma que para el átomo en el espacio libre, se define el elemento matricial del dipolo eléctrico como:

$$(T_{eg})^2 = \xi^2 d_{eg}^2 E_{vac}^2 = \xi^2 \frac{d_{eg}^2 \hbar \omega}{2\epsilon_0 V_0}, \quad (50)$$

donde ξ^2 corresponde al factor de orientación del dipolo normalizado y está dado por:

$$\xi = \frac{|\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_{vac}|}{|\mathbf{p}| |\mathbf{E}_{vac}|}. \quad (51)$$

Finalmente, la expresión para la tasa de emisión del átomo acoplado a un solo modo de la cavidad está dada por:

$$W_{cav} = \frac{2Qd_{eg}^2}{\hbar\epsilon_0 V_0} \xi^2 \frac{\Delta\omega_{cav}^2}{4(\omega_{atom} - \omega_{cav})^2 + \Delta\omega^2}. \quad (52)$$

De acuerdo con lo anterior, si se considera el sistema en resonancia y con los dipolos orientados a lo largo de la dirección del campo, la anterior expresión se reduce a:

$$W_{cav} = \frac{2Qd_{eg}^2}{\hbar\epsilon_0 V_0}, \quad (53)$$

por lo cual se tienen dos expresiones para la emisión espontánea de un átomo, en el espacio libre y en una cavidad.

2.6.4. Factor de Purcell F_p y factor de acoplamiento β

Una vez obtenidas las expresiones 47 y 53, para la tasa de emisión de un átomo en el espacio libre y en una cavidad, respectivamente, puede establecerse una relación entre estas, a modo de comparación, con la intención de caracterizar la mejora en la tasa de emisión espontánea de un sistema debido a la presencia de un entorno electromagnético, a esta relación se le denomina factor de Purcell F_p (Purcell, E. M. , 1946), la cual está definido como:

$$F_p = \frac{W_{cav}}{W_{libre}}, \quad (54)$$

de manera que al reemplazar W_{cav} y W_{libre} , por las expresiones obtenidas, se tiene:

$$F_p = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V_0}, \quad (55)$$

con $c/\omega = \lambda n/2\pi$, donde λ es la longitud de onda de la luz en el espacio libre y n es el índice de refracción del medio dentro de la cavidad.

Para obtener un factor de Purcell alto se deben tener ciertos parámetros de la cavidad. De acuerdo con la ecuación 55, valores altos de Q y volúmenes modales bajos V_0 aumentan F_p . Por lo general, F_p tiene un valor superior a la unidad lo que representa un aumento en la emisión espontánea, sin embargo en algunos casos cuando $F_p < 1$ significa que se ve interrumpida la emisión. Además, para que exista un acoplamiento eficiente se debe asegurar que el dipolo del emisor esté orientado paralelo al campo modal. El aumento de la tasa de emisión en resonancia está relacionado con la densidad de estados en la frecuencia del modo de la cavidad, es por esa razón que para los valores de F_p menores a la unidad, se tiene baja densidad de estados de fotón en los que el átomo puede estar en resonancia (Fox, M. , 2013).

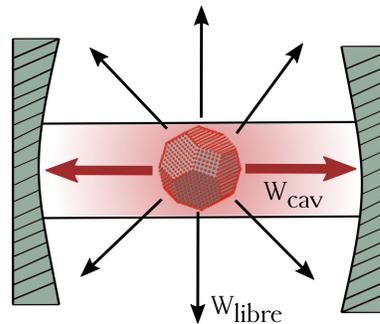


Figura 12. Átomo radiando acoplado a una cavidad. Emite en el el modo de la cavidad W_{cav} y arbitrariamente en el espacio libre W_{libre} .

Como se observa en la figura 12, la dirección de la emisión espontánea del átomo es aleatoria por naturaleza, si bien es cierto que se acopla y emite en el modo de la cavidad, también existe emisión en los modos del espacio libre.

2.6.4.1. Factor β

Una forma útil de saber la fracción del número de fotones emitidos por la fuente acoplados en un modo de la cavidad, respecto al número total de fotones emitidos es el factor β , definido como el factor de acoplamiento de la emisión espontánea en un modo de la cavidad en particular. Un factor β ideal corresponde a la unidad, pero en una cavidad real este factor es menor, dada la emisión en modos no resonantes. La fracción de la luz emitida acoplada en un modo espacial, k , específico de la cavidad está dado por:

$$\beta_k = \frac{W_k}{W_{cav}}, \quad (56)$$

donde W_k es la potencia emitida al modo k , la luz acoplada está directamente relacionado con F_p de la forma:

$$\beta_k = \frac{W_k}{W_{libre} F_p}. \quad (57)$$

La definición de F_p y β_k es de utilidad en la determinación de los parámetros adecuados que permiten el acoplamiento entre las fuentes de emisores individuales y las estructuras guiadas.

2.6.5. Emisión espontánea del átomo en una guía de onda

Se ha presentado una definición del factor de Purcell para una cavidad, sin embargo, la demostración sigue siendo válida para cualquier configuración, tal como sistemas plasmónicos (Olivo, A. A., 2019), guías de onda (Böhm, F., et al., 2019), nanofibra dieléctrica (Le Kien, S., et al. , 2005), entre otros. Para validar cada sistema se obtiene una expresión más exacta en la que se desarrollan modelos teóricos que describan con mayor exactitud la densidad local de estados del sistema.

En este trabajo, se usa la definición aquí descrita del factor de Purcell y el factor β de acoplamiento, para el sistema compuesto entre un emisor radiando en la ZPL de los centros NV y los modos de una guía de onda tipo cresta, como se mostrará en el capítulo 4.

Capítulo 3. Estudio experimental de fuentes de fotones individuales basadas en centros NV

De acuerdo con el interés del grupo por desarrollar fuentes de fotones individuales deterministas basadas en estado sólido, se estudian las propiedades de emisión de fluorescencia de nanodiamantes con centros NV en el espacio libre. En este capítulo se muestra la metodología que corresponde a las técnicas y procedimientos utilizados en este trabajo para obtener resultados de la emisión de fuentes deterministas mediante caracterización de las propiedades de fluorescencia. En los resultados se muestra la emisión de fluorescencia de centros NV, espectro de emisión de fluorescencia y medición de cuentas de fotones individuales correlacionadas en tiempo.

3.1. Medición de fluorescencia emitida por centros NV en el espacio libre

Para la medición de la fluorescencia emitida por centros NV se hace uso de la técnica de microscopia confocal, la cual tiene aplicación en diversas disciplinas científicas, como la biología (Pawley, J. B., 2006), la física del estado sólido (Benelajla, M., et. al., 2021) y la inspección de semiconductores (Ishihara, M., et. al., 1999), ya que la microscopia confocal permite el análisis seccionado de todo tipo de especímenes, de forma no invasiva y directa. La idea original fue presentada por Minsky en 1955, y a lo largo de los años se han presentado modificaciones del modelo original (Novotny and Hecht , 2006).

3.1.1. Descripción de la técnica

La microscopía de escaneo láser confocal corresponde a una técnica que tiene como fin principal aumentar la resolución óptica y el contraste de una estructura micrométrica mediante el uso de colimadores espaciales. La técnica consiste en irradiar una muestra con luz proveniente de una fuente puntual o un rayo láser monomodo y rechazar la luz desenfocada, para obtener imágenes con profundidad, alto contraste, alta resolución y reconstrucción 3D de imágenes (Novotny and Hecht , 2006).

La luz proveniente del láser se enfoca en un punto en la muestra mediante un filtro espacial y en el mismo punto se enfoca también la óptica de detección. De tal

forma que se evita el paso de la fluorescencia en las regiones que no están en el plano focal; la luz que viene de otros planos no converge en el filtro espacial y por lo tanto no llega al detector. Para construir una imagen completa, se hace un barrido punto a punto de la superficie de la muestra. La detección del microscopio puede darse por reflexión o por transmisión, el principio de funcionamiento general es el mismo, pero la configuración varía en cada caso; para la detección por reflexión se utiliza un divisor de haz que colecta la luz reflejada de la muestra y la lleva al detector, mientras que en la detección por transmisión la luz transmitida por la muestra es colectada por una lente (como se verá más adelante en la figura 13).

3.1.2. Montaje experimental para la medición de la fluorescencia

Como experimento base de este trabajo, se hacen mediciones de fluorescencia emitida por centros NV. Las muestras a analizar contienen una solución de 20 μL de centros NV disueltos en agua desionizada, con una densidad de 0.02 mg/mL y un tamaño de 24-44 nm de diámetro, depositados sobre un substrato de vidrio con un grosor de 0.13 mm. Como puede verse en la figura 13 el sistema de iluminación consiste en un láser de onda continua (CW) (Verdi G-Serie de Coherent) (utilizado generalmente como fuente de bombeo para un láser de Titanio-Zafiro), $\lambda = 532$ nm (de acuerdo con la zona de excitación óptica de los centros NV), con polarización lineal vertical. Se usa el 10% de la potencia emitida, acoplada con una lente esférica de distancia focal $f = 8$ mm y apertura numérica (siglas en inglés) $NA = 0.5$, a una fibra monomodo (fibra 1) de 125 μm de diámetro en la que se conduce la luz hasta el sistema confocal. El microscopio confocal es una de las configuraciones que permite el microscopio alpha300s de Witec.

Una vez que entra la luz al microscopio incide en una serie de espejos que la encaminan hasta un objetivo de microscopio (objetivo 1 de Leica) con $NA = 0.85$, magnificación $M = 100\times$, y distancia de trabajo (siglas en inglés) $WD = 0.31$ mm. Luego de pasar por la lente del objetivo, la luz se enfoca puntualmente sobre la muestra que está posicionada sobre una mesa con desplazamiento nanométrico. Posteriormente, la fluorescencia emitida por los centros NV se transmite y se colecta con otro objetivo de microscopio (objetivo 2 de Nikon) con $NA = 0.80$, $M = 60\times$ y $WD = 0.30$ mm, para posterior filtrado de la señal de interés (Figura 13).

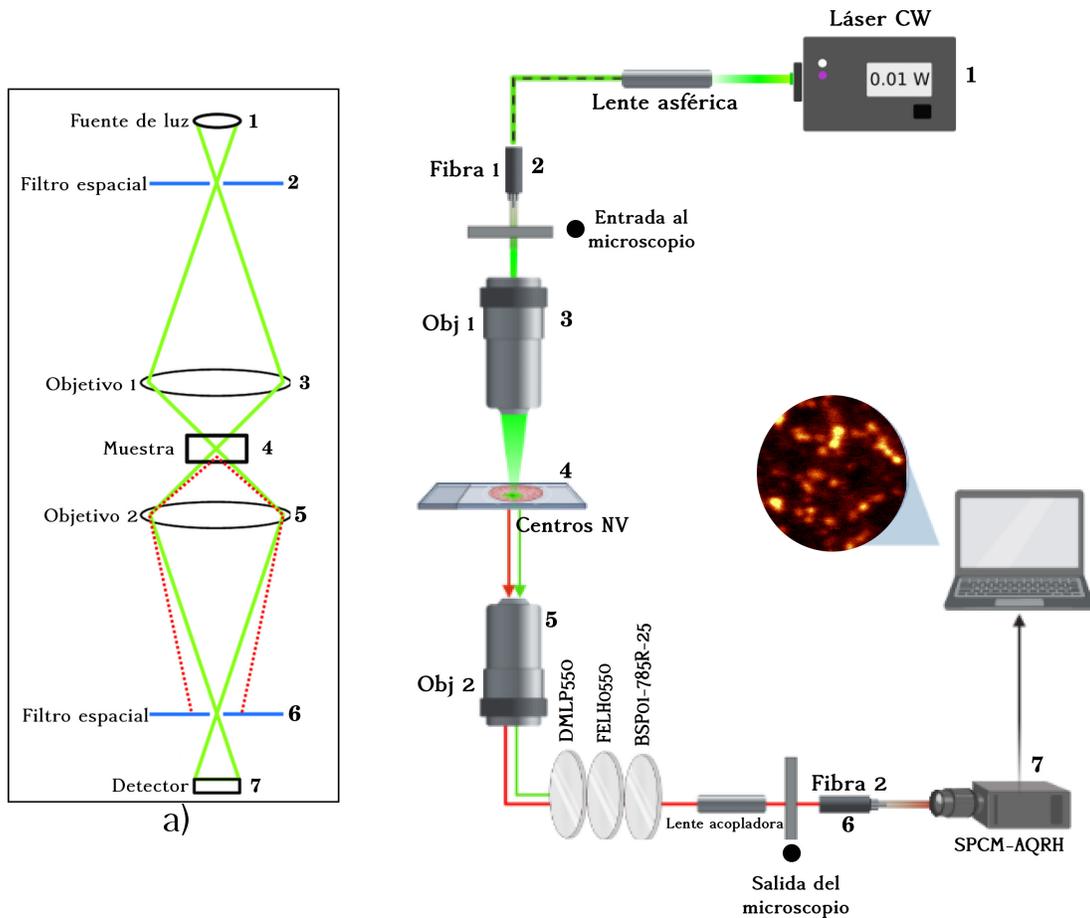


Figura 13. Montaje experimental de microscopía confocal, para la medición de la fluorescencia. a) Esquema de funcionamiento del microscopio confocal de transmisión. Una fuente puntual se proyecta sobre la muestra y la señal se detecta con otra lente por transmisión. La luz desenfozada (línea roja punteada) es rechazada por el detector.

En el filtrado de la señal, se prueban diferentes configuraciones de filtros, hasta que finalmente, se encuentre un conjunto de filtros, como se observa en el esquema experimental (figura 13), que aumente la relación señal a ruido de la fluorescencia, dada por:

$$R_{sr} = \frac{\text{\#cuentas del centro NV}}{\text{\#cuentas del ruido de fondo}}. \quad (58)$$

Para el aumento de R_{sr} en el sistema se utiliza un espejo dicróico (DMLP550 de Thorlabs), el cual refleja la luz de longitudes de onda menores a 550 nm y transmite la luz de 550 a 800 nm, también se usa un filtro pasalargas (FELH0550 de Thorlabs), que permite el paso de longitudes de onda mayores a 550 nm, de tal forma que se bloquea la luz en la longitud de onda del láser de excitación y un filtro que permite el paso de longitudes de onda cortas menores a 785 nm (BSP01-785R-25 de Semrock), de acuerdo con el rango de emisión de los centros NV, reportado en la literatura (Kurtsiefer, C.,

et. al., 2000) y medido experimentalmente.

Una vez filtrada la luz que proviene de la fluorescencia de los centros NV, se acopla (con una lente acopladora incorporada en el sistema) a la salida del microscopio a una fibra multimodo (fibra 2) de $100 \mu\text{m}$ de diámetro y $NA = 0.12$ dirigida al detector de cuentas fotones individuales (SPCM-AQRH de Excelitas), el cual detecta fotones en un intervalo de longitudes de onda de 400 a 1060 nm, finalmente el barrido punto a punto de la superficie se muestra en una computadora donde se establecen los parámetros de escaneo y adquisición de las imágenes. El sistema utilizado está basado en acoplamiento de la luz con fibra óptica como se muestra en el esquema 13, las fibras proporcionan una fuente de luz puntual de difracción limitada para obtener máxima confocalidad y a la vez máxima resolución espacial, por lo que cumplen el papel de los filtros espaciales indispensables en la configuración de un sistema confocal de transmisión (como se muestra en la figura 13a)). La resolución del sistema en el plano xy está dada por:

$$R_{xy} = \frac{\lambda}{2NA} = \frac{650\text{nm}}{2(0.80)} = 406\text{nm}. \quad (59)$$

En este caso R_{xy} está dada por $\lambda = 650 \text{ nm}$ de acuerdo con emisión de los centros NV y el objetivo 2 donde es colectada la señal transmitida. La resolución da una idea de la longitud mínima en xy que se puede detectar con el sistema; si se tiene en cuenta el tamaño de los centros NV utilizados, puede estimarse el número de centros NV que se detectan con esta resolución, mediante:

$$\#NV = \frac{406\text{nm}}{34\text{nm}} = 11.9 \approx 12. \quad (60)$$

Para el escaneo, la muestra está en movimiento sobre la mesa con desplazamiento y los objetivos se mantienen estáticos.

3.1.3. Mapas de distribución espacial de la fluorescencia

Para el control de las mediciones se usa el programa Control FIVE de Witec. Antes de hacer las mediciones de fluorescencia, se ilumina con luz blanca para ver la superficie

mediante el objetivo 1, como se muestra en la figura 14, donde pueden identificarse los nanodiamantes, como zonas más brillantes en comparación con el substrato, esto permite identificar la zona donde se quiere iluminar la muestra con el láser de 532 nm.



Figura 14. Nanodiamantes con centros NV sobre vidrio, el círculo rojo corresponde al área de enfoque del microscopio confocal.

En principio se selecciona una zona de $40 \times 40 \mu\text{m}$, a la que se le asignan 525 *puntos por línea* y 525 *líneas* en el barrido, usando la configuración ya mencionada en la sección anterior y con el montaje de la figura 13. De esta forma se obtiene el mapa mostrado en la figura 15, donde puede observarse que la posición de los nanodiamantes es aleatoria, las zonas marcadas con círculos son ejemplos de nanodiamantes. Es fácil su distinción ya que son distribuciones circulares brillantes puntuales (Kurtsiefer, C., et. al., 2000; Novotny and Hecht , 2006); como puede verse existen algunos que están en zonas aisladas y otros que están en zonas agrupados entre sí.

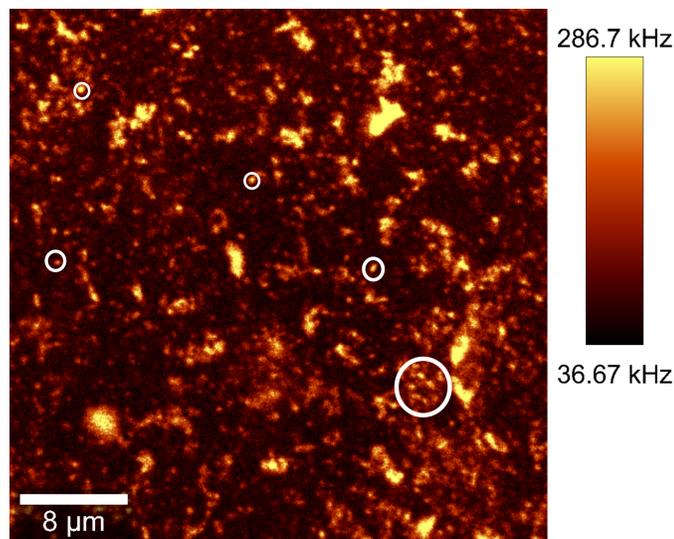


Figura 15. Mapa de fluorescencia en una región determinada de $40 \times 40 \mu\text{m}$. $R_{sr} = 7.81$.

La distribución espacial de la fluorescencia mostrada en todos los mapas escaneados con el microscopio confocal para los nanodiamantes considerados como dipolos oscilantes, corresponde a una función de Airy. Las imágenes que se adquieren en el sistema surgen de la convolución de los nanodiamantes (fuentes de luz reales) con la función de punto extendido o PSF (por sus siglas en inglés, la cual corresponde al patrón de difracción de la luz emitida desde una fuente puntual).

La escala de unidades en los mapas de fluorescencia está dada en kHz, para tener en cuenta, 1 kHz equivale a 1,000 cuentas de fotones por segundo. Para ver más detalladamente los nanodiamantes, se hace un barrido sobre una región de $10 \times 10 \mu\text{m}$, con 200 *puntos por línea* y 200 *líneas*, como puede verse en la figura 16a). Se analizan dos de los nanodiamantes que aparecen en el mapa de fluorescencia de la figura 16a). Como allí se muestra, **1** y **2** corresponden a cortes centrales en la dirección *y*, sobre dos puntos correspondientes a nanodiamantes, indicado por las líneas verdes punteadas señaladas en la figura 16a).

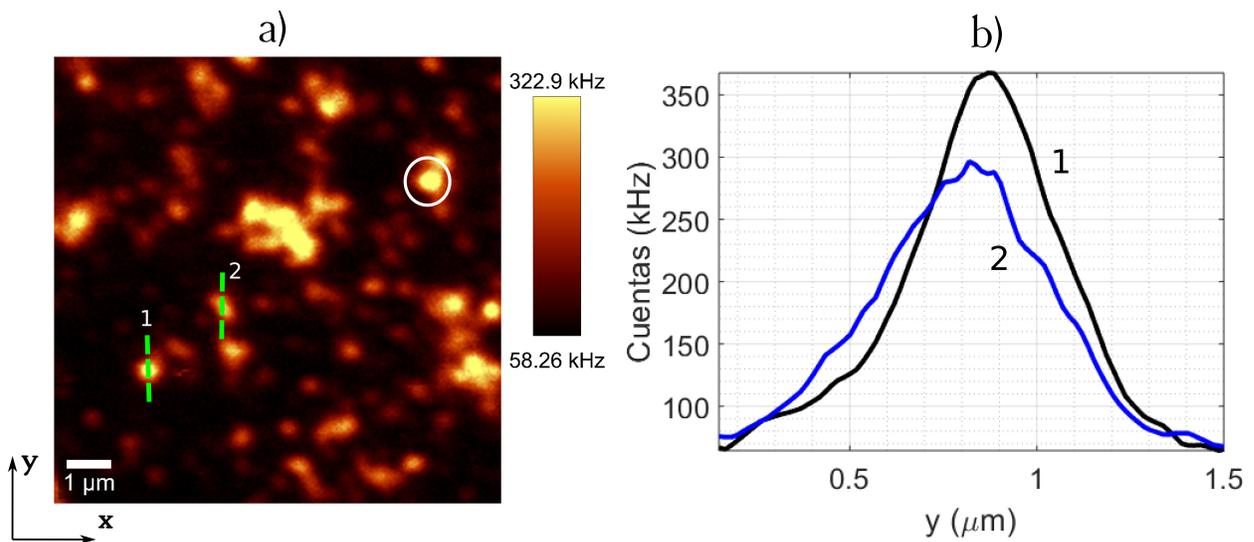


Figura 16. Fluorescencia en una región determinada de $10 \times 10 \mu\text{m}$. $R_{sr} = 5.54$. a) Mapa de fluorescencia de nanodiamantes, el círculo blanco corresponde a la fluorescencia de un nanodiamante, los puntos 1 y 2 corresponden a dos cortes transversales de dos nanodiamantes diferentes. b) Fluorescencia en los cortes 1 y 2 a lo largo de la dirección *y* del mapa de fluorescencia.

En la figura 16b) se muestra la fluorescencia en función de la sección seleccionada en la figura 16a) para cada uno de los dos cortes transversales a cada nanodiamante. En esta figura se ve cuál de los dos puntos seleccionados exhibe mayor número de cuentas (o fluoresce más), la gráfica para 1 alcanza un máximo de 350 kHz, aproximadamente, mientras que la de 2 tiene un máximo en 300 kHz, aproximadamente,

entonces se puede afirmar que 1 fluoresce más que 2.

La imagen obtenida en el sistema puede ser representada como una distribución espacial de intensidad, en la figura 16b) se muestra la fluorescencia en función de la distancia de cada uno de los dos cortes seleccionados. La gráfica tiene un pico central de intensidad que corresponde a la parte central brillante del disco de la función de Airy. A su vez, cada uno de los nanodiamantes puede ser interpretado como una fuente dipolar oscilante en el mapa de fluorescencia (Ortiz Huerta, F., et. al., 2018), de allí la tendencia circular de las estructuras y la luminosidad.

El parámetro R_{sr} del mapa de la figura 15 es más alto que para la figura 16, esto se debe a la pérdida de cuentas tras la desalineación de todo el sistema en el transcurso del tiempo, debido a vibraciones y movimientos en general externos al sistema, debido a la sensibilidad de componentes del montaje, como por ejemplo las fibras monomodo y la mesa con desplazamiento micrométrico en la cual está soportada la muestra, además cabe resaltar que el número de cuentas obtenido inicialmente tras la primera alineación no puede recuperarse en su totalidad, a menos que se alineen de nuevo cada una de las componentes del sistema, en otras palabras el número de cuentas decrece a medida que se toman las mediciones.

Como puede verse en estos mapas, existen diversas estructuras con luminosidad. Debido a que el interés fundamental de este trabajo es ubicar centros NV que exhiban la característica de fuente de fotones individuales, es necesario hacer un análisis de las estructuras que se muestran en el mapa. Se debe tener en cuenta que la intensidad de la fluorescencia de los nanodiamantes depende de la cantidad de centros NV que contengan las partículas (Kurtsiefer, C., et. al., 2000), además mencionar que no todos los centros NV son emisores individuales, y esto puede comprobarse únicamente midiendo el espectro de emisión de la fluorescencia o directamente con la medición de la función de correlación de segundo orden. Como se mencionó en el capítulo 2, habrán centros NV neutros NV^0 o negativos NV^- , y no todos son emisores de fotones individuales, pero sí presentan fluorescencia por lo que aparecerán en los mapas. Además de eso, algunas de las estructuras no son precisamente nanodiamantes sino una mezcla con suciedad en la superficie o residuos de la solución depositada, por lo que fluorescen al haber un remanente de centros NV pero no son de nuestro interés. Un primer paso para verificar si la emisión de la estructura seleccionada corresponde a un

único centro NV, es implementar un experimento que permita analizar la saturación de la fluorescencia en dicho punto.

3.1.4. Saturación de un único centro NV

Para verificar por completo la presencia de un centro NV en el mapa de fluorescencia, se selecciona un único nanodiamante y se determina la saturación de la tasa de emisión espontánea en función de la potencia de excitación (Kurtsiefer, C., et. al., 2000). Para determinar la saturación, se toman dos puntos diferentes sobre el mapa de fluorescencia como se muestra en la figura 17a), el punto negro corresponde al centro NV y el punto blanco al fondo (BG, un punto sobre el substrato junto al NV, o al diamante en bruto) (BG, por el término en inglés background). Una vez definidos los puntos, se varía la potencia de excitación a la salida del objetivo 1 para cada punto y se registran los datos como se muestra en la figura 17b). La línea roja corresponde a la gráfica de cuentas para el centro NV considerando el BG del substrato, es decir $NV+BG$, la línea rosa corresponde al punto directamente sobre el substrato, BG , y la serie de puntos negros corresponde a los centros NV en sí, es decir $NV-BG$.

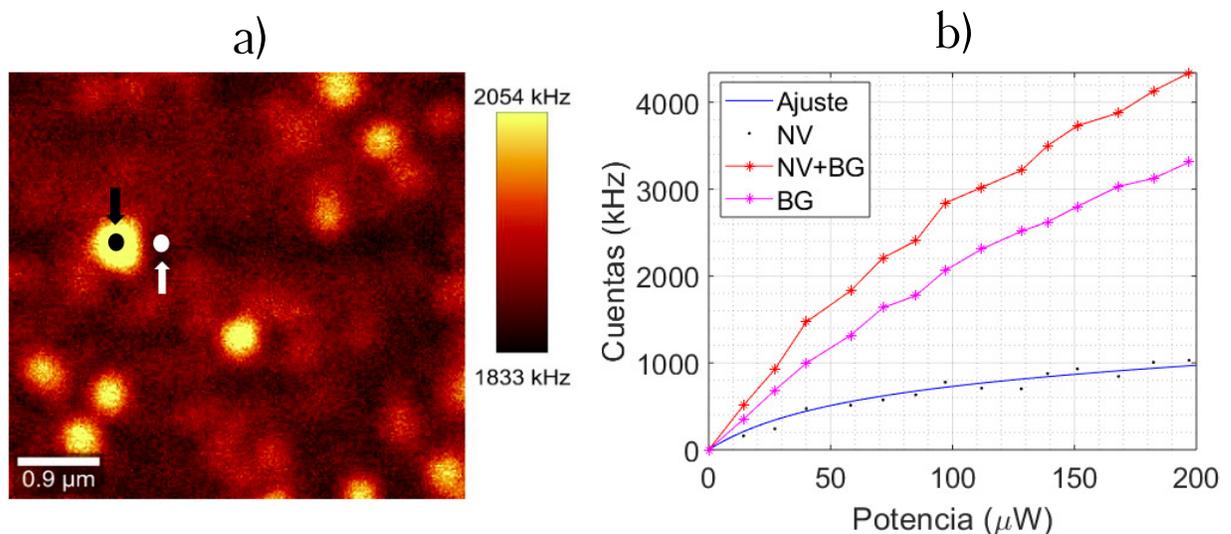


Figura 17. Saturación de un único centro NV. a) Fluorescencia de una región de $5 \times 5 \mu\text{m}$. b) Fluorescencia en función de la potencia de excitación de un único centro NV (rosa) y del fondo (rojo). La línea azul continua corresponde a un ajuste de los datos de NV (puntos negros) a la ecuación 61.

Como puede verse, la contribución del fondo tiende a aumentar más o menos lineal con la potencia, mientras que la contribución de la fluorescencia del NV (puntos

negros) tiene una dependencia de la potencia de la forma (Kurtsiefer, C., et. al., 2000):

$$I = I_{max} \frac{P}{P + P_{sat}} + P, \quad (61)$$

correspondiente a una potencia de saturación de $P_{sat}=59 \mu\text{W}$, con una tasa máxima de fotones de $I_{max}=1000 \text{ kHz}$, I es la tasa de fluorescencia del emisor y P es la potencia de excitación. Dada la inmovilidad de la vacante y el átomo de nitrógeno sustitutivo, los centros NV son muy estables por lo que son elegidos en aplicaciones como emisores cuánticos.

3.2. Medición del espectro de fluorescencia de centros NV

La emisión de los centros NV en nanodiamantes se espera que sea en el infrarrojo cercano (637-800) nm, de acuerdo a lo reportado en la literatura y a las transiciones en los niveles energéticos del material descritos en el capítulo 2 (Kurtsiefer, C., et. al., 2000). Para identificar claramente los centros NV individuales y su emisión, se hacen mediciones de la emisión espectral de puntos específicos detectados sobre los mapas de fluorescencia, anteriormente mostrados.

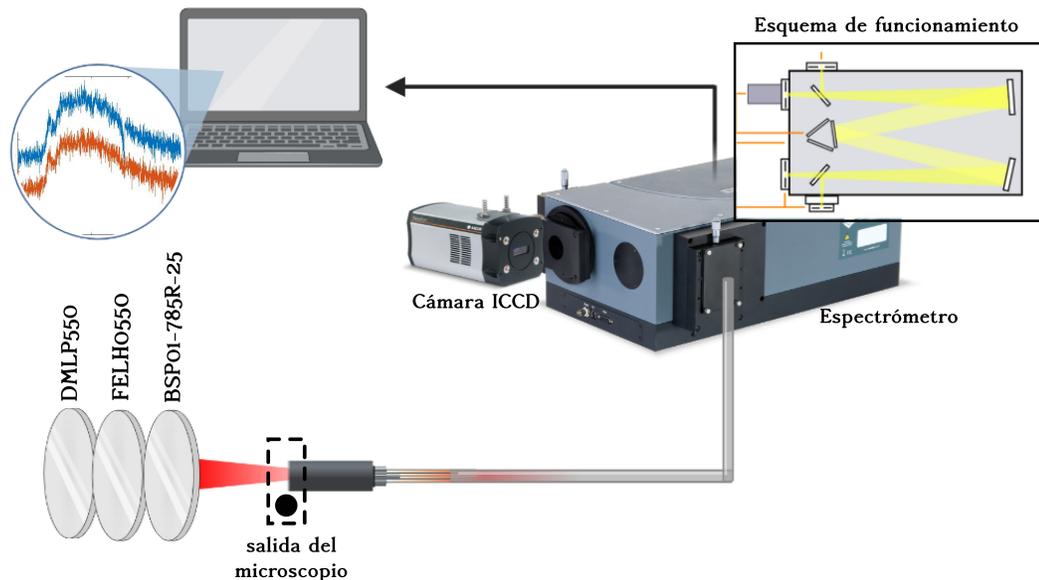


Figura 18. Montaje experimental para la medición de espectros de emisión. El esquema de funcionamiento muestra como pasa la luz por un arreglo óptico interno del espectrómetro, luego pasa por una rejilla y finalmente se dirige hacia la cámara de detección ICCD.

3.2.1. Técnica de medición de espectros y montaje experimental

Para el análisis espectral de la emisión de centros NV, una vez obtenido el mapa de fluorescencia de una región determinada en la muestra, se acopla la luz que sale del microscopio (mediante una fibra multimodo de $100\ \mu\text{m}$ de diámetro y $NA = 0.12$) a la entrada del espectrómetro (Andor Shamrock-750) conectado a una cámara ICCD intensificada (Andor iStar 334T), como se observa en la figura 18. La cámara es el elemento de detección y cuenta con una resolución temporal en la escala de ns, para aplicaciones resueltas en el tiempo, se controla mediante el software Andor Solis.

3.2.2. Espectro emitido por un centro NV

Se selecciona un punto correspondiente a un centro NV en el mapa de fluorescencia como se muestra en la figura 19a y se mide el espectro de emisión. Para esto, se selecciona la rejilla 2 del espectrómetro la cual cuenta con $600\ \text{líneas/mm}$, y es libre de aberraciones ópticas en el rango de longitud de onda de $200 - 1700\ \text{nm}$, lo cual coincide con el rango de emisión de los centros NV, una vez seleccionada la rejilla, se hace un barrido en longitudes de onda de $550-800\ \text{nm}$ y se obtiene el espectro mostrado en 19b.

El espectro obtenido corresponde con lo esperado y reportado en la literatura con un rango de emisión de $(550\ \text{a}\ 785)\ \text{nm}$, aproximadamente (Kurtsiefer, C., et al., 2000). Además se logran distinguir tres picos predominantes, como se observa en la figura 19b), el primero de izquierda a derecha (flecha negra) en $590\ \text{nm}$, aproximadamente, el segundo en (flecha roja) en $625\ \text{nm}$, aproximadamente, y el tercero (flecha verde) en $690\ \text{nm}$, aproximadamente. Según lo mencionado en el capítulo 2, para las transiciones energéticas de los centros NV y también con lo reportado en la literatura, puede suponerse que el segundo pico (flecha roja alrededor de $625\ \text{nm}$) corresponde a una de las líneas lorentzianas de emisión de un NV^- (Albrecht, R., et al., 2013), donde recae el interés por determinar el comportamiento de fuente de fotones individuales y sus aplicaciones en implementación a circuitos cuánticos. Por otro lado, para los otros dos picos alrededor de $590\ \text{nm}$ y $690\ \text{nm}$, puede tratarse de un remanente de la dispersión Raman del láser a $532\ \text{nm}$, o una emisión particular del vidrio, en este momento en el grupo de investigación se está trabajando en suprimir la luz que no es

de interés con un filtrado de luz adecuado.

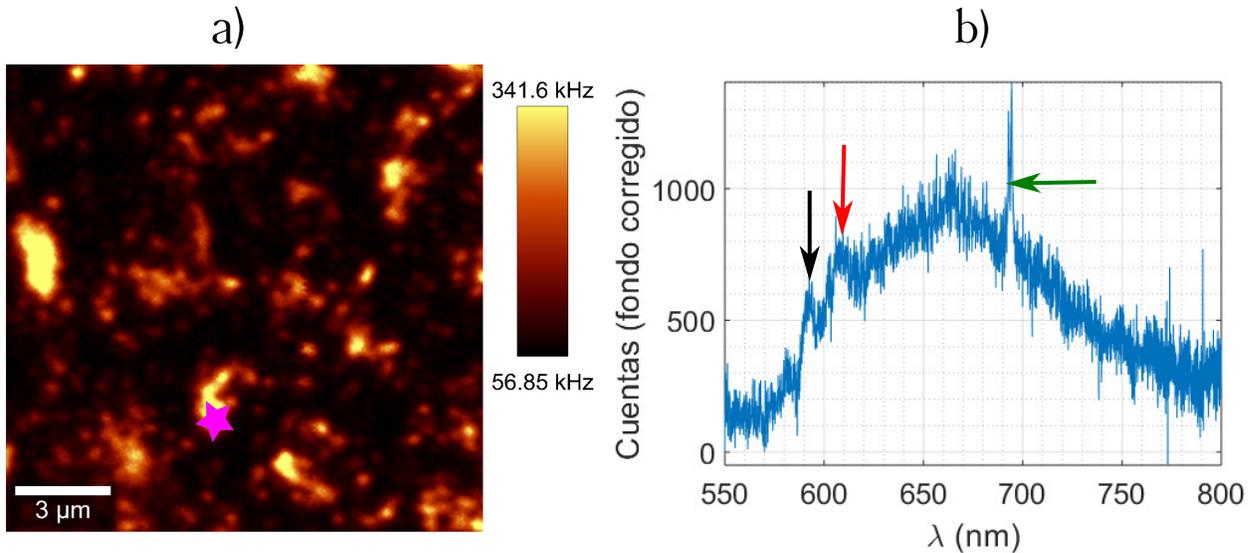


Figura 19. Espectro de emisión de un centro NV de nanodiamantes sobre vidrio. a) Mapa de fluorescencia, el símbolo rosa indica el punto donde se analiza el espectro de emisión. b) Espectro de emisión del centro NV, flecha negra ~590 nm, flecha roja ~620 nm, flecha verde ~ 690 nm. Las flechas negra y azul puede suponerse que corresponden a un remanente de la dispersión Raman del láser, mientras que la flecha roja supone la presencia de un centro NV⁻.

La forma espectral característica de los centros NV tiene un ancho de 200 nm aproximadamente (Field, J. E., 1992), y generalmente la línea de fonón cero en 637 nm puede verse incluso a temperatura ambiente. Teniendo en cuenta la amplia emisión espectral de los centros NV esto implica un inconveniente en las aplicaciones que subyacen en emisión de fotones individuales, para aumentar el rendimiento espectral en las bandas con ancho espectral estrecho donde se presenta emisión de fotones individuales se implementan sistemas de microcavidades (Martini, F., et al. , 1996).

3.2.3. Espectro emitido por nanodiamantes en solución

Además de obtener el espectro para un centro NV sobre el sustrato de vidrio, se mide también el espectro para los nanodiamantes en una solución de agua desionizada, con la intención de comparar las dos mediciones, como se muestra en la figura 20. Se enfoca la luz del láser de 532 nm sobre la solución en un recipiente de cuarzo, luego se posicionan la serie de filtros usada hasta el momento, se acopla el haz en una fibra multimodo de 50 μm de diámetro y $NA = 0.22$, usando una lente esférica. Finalmente, se conecta la fibra al espectrómetro y se obtiene el espectro mostrado en la figura 21.

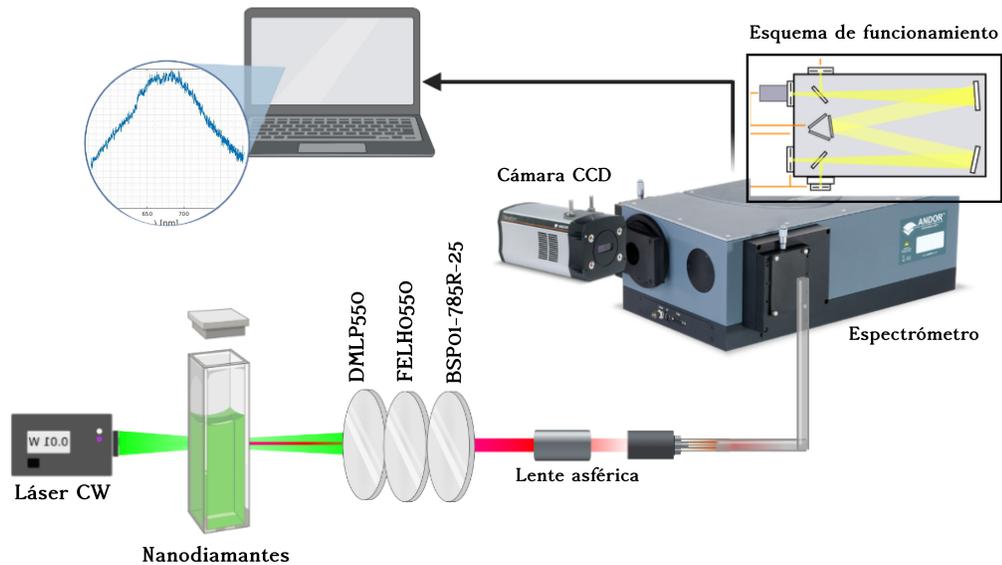


Figura 20. Montaje experimental para la medición de espectros de emisión de nanodiamantes en solución de agua desionizada.

Como puede verse, el espectro en las dos situaciones figura 19b) y figura 21 comprende aproximadamente el mismo ancho de longitudes de onda (550-800) nm. El número de cuentas es más alto en el caso de los centros NV en solución (figura 21), mientras que los picos predominantes (señalados por las flechas de colores en la figura 19b)) que se veían en el espectro para los centros NV sobre sustrato de vidrio, no se ven para los centros NV en solución. Esto se debe a que en la solución no es posible seleccionar un único centro NV sino que se tiene la emisión de más un centro NV.

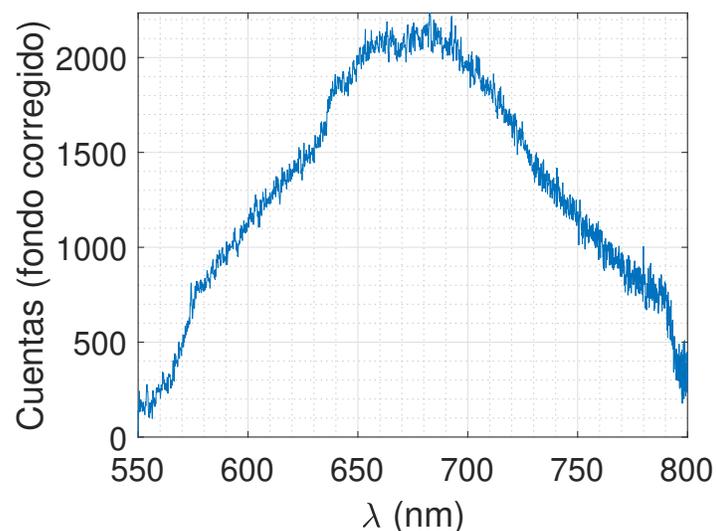


Figura 21. Espectro de emisión de centros NV en solución de agua desionizada.

3.3. Medición de la función de correlación de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$ para centros NV

Los resultados reportados en cuanto a la fluorescencia y los espectros de emisión comprueban la presencia de centros NV. Sin embargo, para comprobar la característica de una fuente de fotones individuales por parte de los centros NV se debe hacer una medición de la función de correlación $g^{(2)}(\tau)$, teniendo en cuenta lo ya descrito en la sección 2.2. Se implementa un arreglo experimental que permita reproducir el experimento HBT allí descrito, con los centros NV ya medidos hasta este punto. La expresión de la ecuación 13 define una fuente puramente no clásica, en cuyo caso $g^{(2)}(\tau) < 1$, lo que implica como se ha explicado antes, la presencia de fotones individuales en un tiempo determinado, siendo este el resultado que se espera obtener en la medición de $g^{(2)}(\tau)$.

3.3.1. Montaje experimental para la medición de la función $g^{(2)}(\tau)$ y técnica de cuentas de fotones individuales correlacionadas en tiempo, TCSPC (por sus siglas en inglés)

Una vez medida la fluorescencia como ya se indicó en la sección 3.1, se acopla la luz de la salida del microscopio a un divisor de haz 50:50 de fibra monomodal (o acoplador) (TW670R5F1 de Thorlabs), funcional para una longitud de onda $\lambda = 670 \pm 75$ nm, donde la potencia que incide sobre uno de los brazos de entrada del acoplador, se divide equitativamente en los dos brazos de salida. Al final de cada uno de los brazos se ubica un detector de cuentas de fotones individuales (SPCM-AQRH de Excelitas), posterior a esto la señal electrónica viaja a un etiquetador de tiempo (HydraHarp 400 de PicoQuant), encargado de etiquetar los tiempos de detección de los fotones con una resolución temporal de 1 ps entre ciclos, como se muestra en la figura 22; este instrumento está conectado y controlado mediante una computadora.

La técnica utilizada para el registro de las cuentas (eventos de detección de fotones individuales) se denomina cuentas de fotones individuales correlacionados en tiempo; es una técnica generalmente utilizada para las mediciones de tiempos de vida media de la fluorescencia. El principio está basado en la detección de fotones individuales y la medición de sus tiempos de llegada con respecto a una señal de referencia. Es un

método puramente estadístico que necesita de una fuente de luz con repetidas emisiones a fin de tener una gran cantidad de eventos de fotones para mayor precisión. En cuanto al funcionamiento electrónico, se tienen dos entradas, una corresponde al “inicio” y la otra al “final”. El instrumento inicia con un pulso de señal en la entrada de inicio y se detiene con un pulso en la entrada final, el tiempo transcurrido entre el pulso de inicio y el final t , se registra en un histograma dependiente del tiempo (como se describió anteriormente en la sección 2.2), generalmente las señales de entrada y/o salida corresponden a un pulso generado por un fotón individual.

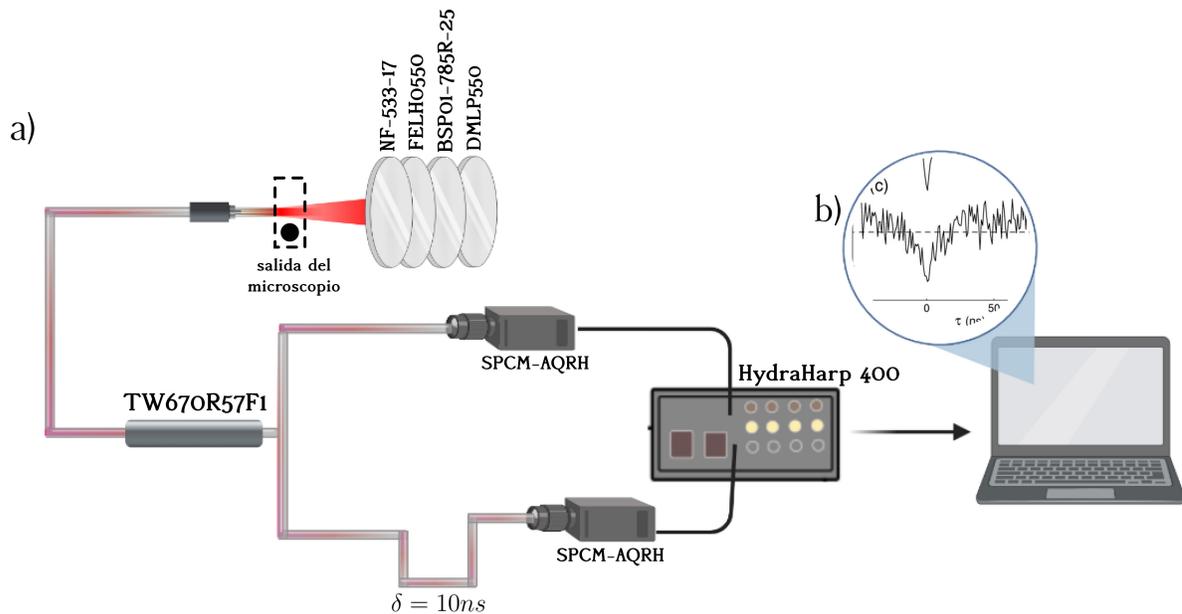


Figura 22. Medición de la función de correlación de segundo orden. a) Montaje experimental para la medición de cuentas correlacionadas en el tiempo, interferómetro HBT. b) Resultado esperado de la medición para fuentes de fotones individuales. La gráfica resultante de la $g^{(2)}(\tau)$ aquí mostrada se toma de la referencia (Kurtsiefer, C., et. al., 2000).

De los modos de operación del sistema Hydraharp 400, se usa el modo principal de funcionamiento, este es el modo de histograma interactivo (INT, por sus siglas en inglés) y se configura mediante la ventana principal del software HydraHarp, donde se pueden configurar los parámetros, iniciar las mediciones y ver los datos del histograma en tiempo real en la pantalla.

3.3.2. Resultados preliminares a la medición de la función $g^{(2)}(\tau)$

Detectar un único centro NV es una tarea retadora en el contexto experimental, por lo que se necesita asegurar previamente que el sistema sea óptimo. Para esto, se

debe aumentar al máximo la eficiencia de acoplamiento en cada punto del sistema, para obtener un mapa de fluorescencia con un alto número de cuentas y un valor de R_{sr} lo más alto posible. En la figura 23 se muestra una comparación entre los mapas de fluorescencia utilizando una fibra multimodo como se muestra en la figura 23a), y utilizando la fibra monomodal del divisor de haz de fibra óptica como se muestra en la figura 23b).

Puede verse para la figura 23a) que el valor de R_{sr} aumenta con el uso de la fibra monomodal y además se logran distinguir los centros NV, aún así, el número de cuentas disminuye al pasar de fibra multimodo a monomodo, lo cual es de esperarse debido a que la potencia se divide en un divisor de haz 50:50 de fibra óptica.

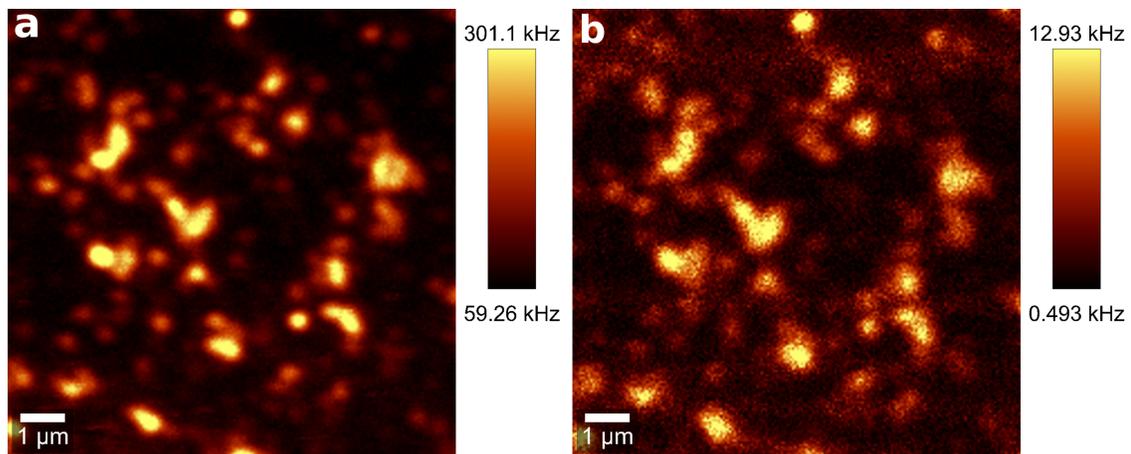


Figura 23. Mapa de fluorescencia de centros NV utilizando fibra multimodo y fibra monomodo. a) Fibra multimodo, $R_{sr} = 5.08$. b) Fibra monomodo, $R_{sr} = 26.22$. El área seleccionada en las dos figuras es la misma y el sistema de escaneo también, la única diferencia es la fibra en la que se acopla la luz a la salida del microscopio.

La resolución, el tiempo de detección entre los dos detectores, y el tiempo de integración de la medición son el conjunto de parámetros a configurar en el panel de adquisición de datos. La *resolución temporal* es uno de los parámetros más críticos en el uso de la técnica TCSPC que está determinada por la exactitud de tiempo de registro de un fotón. La resolución más alta que ofrece el instrumento utilizado es de 1 ps, sin embargo, una resolución muy alta implica un aumento en el tiempo de integración de la medición. En cuanto al *tiempo de detección entre los dos detectores*, en la figura 22, puede verse que en una de las salidas del divisor de haz se introduce un retraso temporal (δ) que hace las veces de un retraso físico comúnmente utilizado en este experimento (Kurtsiefer, C., et. al., 2000; Ortiz Huerta, F., et. al., 2018). Introducir

un retraso en uno de los dos brazos asegura un largo tiempo de detección entre los brazos del interferómetro, este retraso favorece la óptima operación de los detectores en el proceso de medición, este valor es por lo general el tiempo de vida media de los centros NV o de la fuente que se quiera analizar. Finalmente, el *tiempo de integración de la medición* corresponde al tiempo que se le quiera asignar a la medición, un mayor tiempo de integración puede asegurar un mayor número de cuentas correlacionadas. Sin embargo, algo importante a tener en cuenta es como ya se ha mencionado, el sistema se desalinea con el transcurso del tiempo, entonces un tiempo de integración muy largo no tendría sentido en la adquisición de los datos.

La figura 24 corresponde a un resultado preliminar de la medición de la $g^{(2)}(\tau)$, en el punto específico señalado en el mapa de la figura 24a), para este resultado se muestra un número de cuentas correlacionadas arriba del promedio de resultados obtenidos en el proceso experimental, además de uno de los valores más altos de R_{sr} obtenidos. Los parámetros establecidos con los cuales se ha tomado la medición son: resolución: 265 ps, tiempo entre los dos detectores (δ): 10 ns, tiempo de integración: 6000 s. El valor elegido para la resolución corresponde a un valor que no afecte en su totalidad la exactitud del tiempo de detección y sin que aumente en exceso el tiempo que tarda en aumentar el número de cuentas, el segundo valor se fija en 10 ns de acuerdo con algunos reportes en la literatura (Kurtsiefer, C., et. al., 2000) para casos similares y el tiempo de vida media de los centros NV también reportado en (Aharonovich, I. and Neu, E., 2014).

La figura 24 evidentemente no corresponde al resultado esperado para la $g^{(2)}(\tau)$ de una fuente de fotones individuales; es decir, el histograma conformado por las cuentas correlacionadas en el tiempo de integración establecido para los centros NV no demuestra el carácter no clásico. Tras hacer múltiples intentos con distintas configuraciones se llegó a este resultado que pese a no ser el esperado ha sido gran avance en este proceso experimental. La razón fundamental por la cual se supone no se pudo ver el resultado esperado corresponde a la pérdida del número de cuentas en el sistema transcurrido el tiempo, dado que el número de cuentas correlacionadas en la mayoría de casos no supera 100 en un tiempo de integración hasta de 12 horas, solo para casos con acoplamiento muy alto, como ya se ha mencionado, esta pérdida está relacionada con la sensibilidad del sistema y por lo tanto la desalineación de sus

componentes. Además de eso, teniendo en cuenta lo discutido hasta este punto, no todos los centros NV son emisores de fotones individuales, por lo que detectar justo un centro NV emisor es una tarea al azar. En este sentido, el proceso de la medición de la $g^{(2)}(\tau)$ de este tipo de fuentes continúa en LINOC, tomando como base lo reportado en este trabajo.

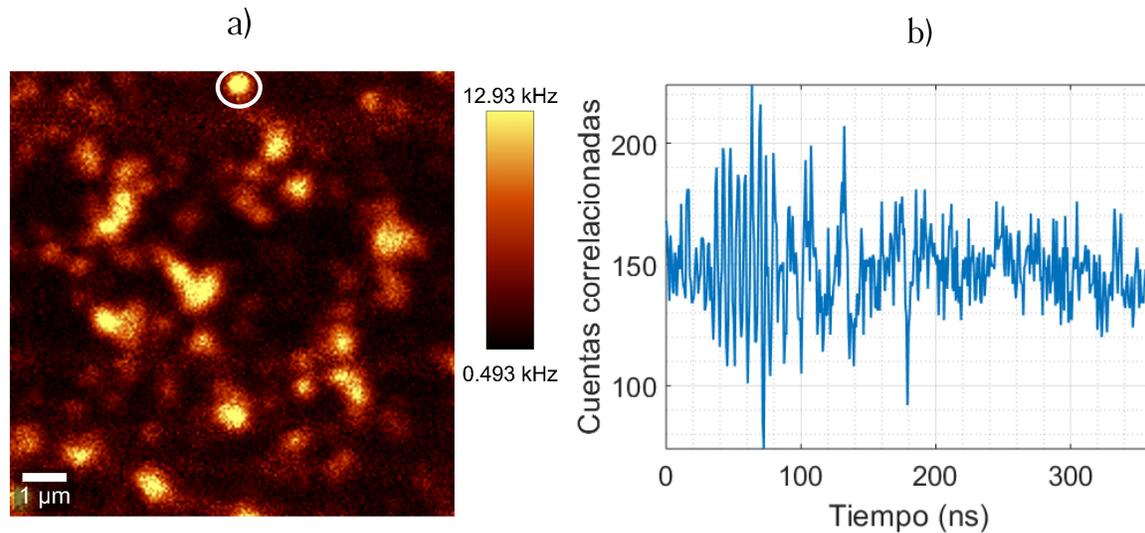


Figura 24. Resultado preliminar de la función $g^{(2)}(\tau)$ para centros NV. a) Mapa de fluorescencia tomado con fibra monomodo. El círculo blanco representa el centro NV seleccionado para la medición de $g^{(2)}(\tau)$. b) Resultado preliminar de una medición de $g^{(2)}(\tau)$.

Capítulo 4. Emisores individuales acoplados a estructuras de guías de onda

4.1. Introducción

En este capítulo se estudia de forma numérica el acoplamiento entre la luz emitida por un emisor individual y los modos espaciales soportados por una guía de onda. Inicialmente, mediante simulaciones se identifican los parámetros geométricos para incrementar el campo evanescente de las guías de onda, luego se simula la interacción de las guías de onda con el emisor individual simulado como un dipolo eléctrico con orientaciones bien definidas. Por medio de variaciones de parámetros como la distancia del dipolo a la guía de onda, la orientación y las dimensiones del núcleo de la guía de onda se determinan esquemas en los que existe acoplamiento. Finalmente se proponen alternativas para incrementar el factor de acoplamiento β y el factor de Purcell F_p .

4.2. Métodos numéricos de solución

Las ecuaciones de Maxwell son exactas al describir el comportamiento de la luz en un medio material y las propiedades de los materiales en general son bien conocidas, por lo que los sistemas son adecuados para el cálculo numérico con métodos computacionales. Ya que los cálculos coinciden sistemáticamente con los experimentos, se utilizan estos métodos para optimizar diseños de sistemas fotónicos computacionalmente para después fabricarlos (Chrostowski, L. and Hochberg, M., 2015).

En algunos casos una solución analítica a las ecuaciones de Maxwell no se encuentra con facilidad por lo que se usan métodos numéricos para encontrar una solución numérica. Para la implementación de los métodos, existen herramientas computacionales, paquetería numéricas comerciales y en algunos casos de uso libre. En este trabajo se usa Ansys Lumerical, la cual comprende un conjunto de productos utilizados para modelar físicamente sistemas ópticos, eléctricos y térmicos, basados en métodos de diferencias finitas, mediante la discretización del espacio bidimensional y tridimensional. Los métodos de solución y paqueterías usadas son:

- *Diferencias finitas de modos propios (MODE Solutions - Lumerical)*: El solucionador con el nombre diferencias finitas de modos propios (FDE - por sus siglas en inglés) calcula el perfil transversal del campo, los índices efectivos, pérdidas y la dependencia de la frecuencia de los modos propios de una guía de onda, resolviendo las ecuaciones de Maxwell punto a punto en una región limitada por una malla en la sección transversal de la estructura como se observa en la figura 25a). El algoritmo de diferencias finitas tiene la capacidad de adaptarse a una estructura arbitraria de guía de onda, resolviendo un problema de valores propios.
- *Diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD - Lumerical)*: El solucionador FDTD utiliza un método para resolver las ecuaciones de Maxwell en una malla tridimensional (como se observa en la figura 25b) espacial y temporal discreta, cada componente del campo se resuelve en ubicaciones ligeramente distintas dentro de cada celda de la malla, y finalmente los datos recopilados se interpolan automáticamente al origen de cada punto de la malla. Es utilizado para simular la propagación de la luz en guías de onda y en geometrías complejas, permite la implementación de diferentes tipos de fuentes como dipolos puntuales, haces, fuentes de modos guiados, entre otras. Como resultado se obtiene el vector de Poynting, la transmisión y reflexión de la luz, en puntos determinados del sistema.

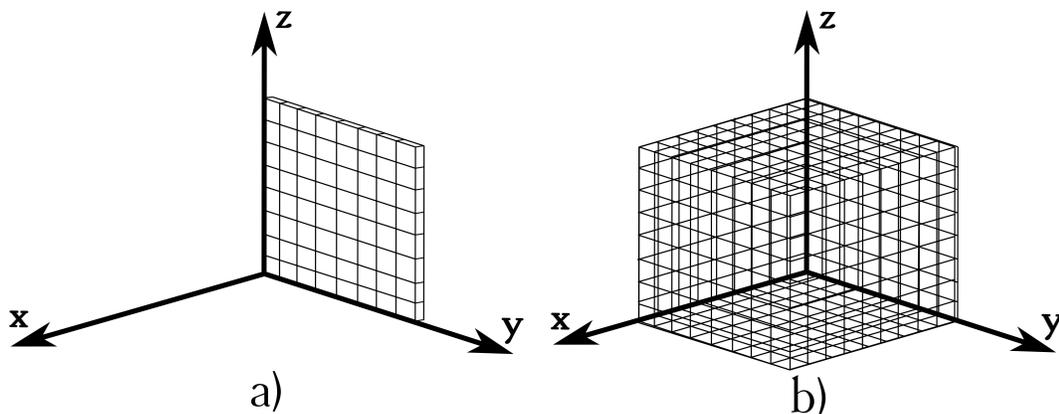


Figura 25. Esquema de mallas de solución bidimensional y tridimensional de las paqueterías a) MODE Solutions y b) FDTD.

Se usan estos dos métodos de solución para conocer las características de los modos soportados en las guías de onda estudiadas, en interacción con fuentes dipolares puntuales.

Para los siguientes análisis, el sistema de coordenadas se establece como se muestra en las figuras 25 y 26, donde el eje x se elige como el eje de la dirección de propagación.

4.3. Generalidades del sistema

En este trabajo se estudian guías de onda tipo cresta dada su aplicación en circuitos ópticos integrados, con núcleo de nitruro de silicio (Si_3N_4) sobre una capa de dióxido de silicio (SiO_2), sobre silicio (Si), como se observa en la figura 26. Cada material tiene un índice de refracción diferente, y fueron seleccionados, para satisfacer la condición de reflexión interna total, a fin de que la luz se guíe mayoritariamente por el núcleo de Si_3N_4 . En este caso se tiene una relación entre índices de la forma:

$$n_{\text{Si}} > n_{\text{Si}_3\text{N}_4} > n_{\text{SiO}_2} > n_{\text{aire}}, \quad (62)$$

donde n_x , representa el índice de refracción para cada uno de los materiales x. El Si_3N_4 es usado en el grupo de investigación por su potencial uso en óptica no lineal y su transparencia en la región visible del espectro, además tiene un índice de refracción relativamente alto en comparación con su entorno. El Si se utiliza por el amplio uso en circuitos electrónicos y su abundancia en la naturaleza, mientras que el SiO_2 es usado como separador entre el núcleo y el Si, con la finalidad de cumplir la condición de reflexión interna total y la diferencia de índices de refracción. Finalmente, el aire hace las veces de la cubierta superior del núcleo de tal forma que exista un incremento en el contraste dieléctrico entre el núcleo y la cubierta, la relación que define el contraste para la cubierta superior es: $(n_{\text{Si}_3\text{N}_4} - n_{\text{aire}})/n_{\text{aire}}$.

Los índices de refracción dependen también de la frecuencia de la luz guiada. Los datos de la dispersión de los materiales usados en las simulaciones para este trabajo de tesis, fueron determinados para los materiales fabricados en el Laboratorio Nacional de Nanofabricación (LaNNAFab), que fueron medidos mediante la técnica de elipsometría.

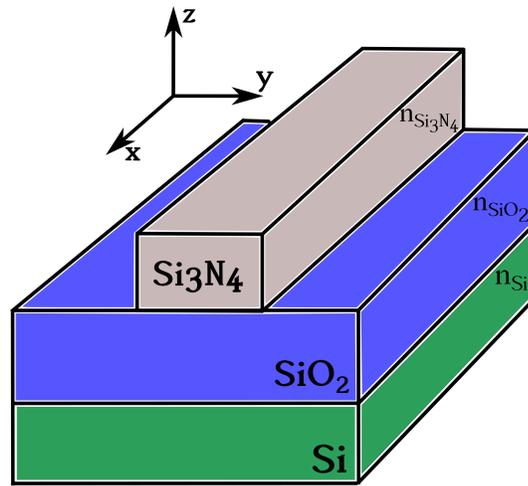


Figura 26. Guía de onda tipo cresta con núcleo de Si_3N_4 , sobre una capa de SiO_2 , sobre Si.

El rango de longitudes de onda considerado para el estudio en este capítulo es de 600 nm a 700 nm, tomando en cuenta que corresponde al rango de emisión de fotones individuales de nanodiamantes con centros NV estudiados experimentalmente. La figura 27 corresponde a la gráfica de dispersión de los materiales en un rango de longitudes de onda más amplio.

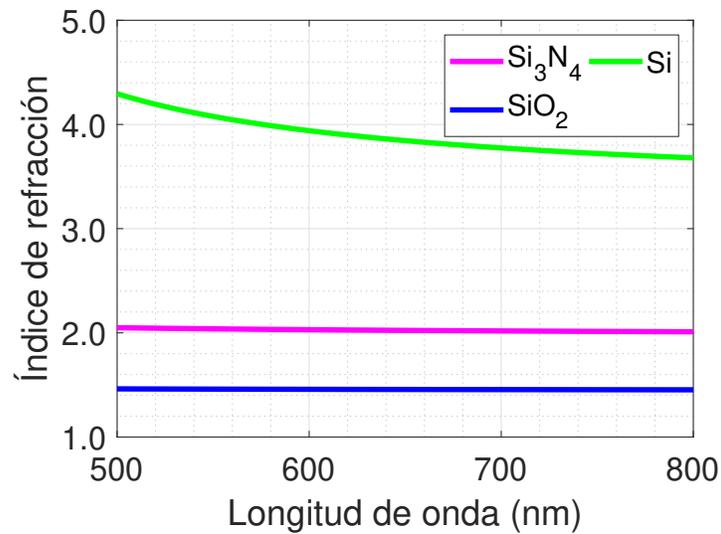


Figura 27. Dispersión de los materiales que componen las guías de onda.

4.4. Prueba de convergencia para el índice efectivo de un solo modo

Los métodos numéricos están basados en la discretización del espacio por medio de mallas de solución, las cuales están compuestas de celdas. La solución del problema tendrá un valor más cercano al real al incrementar la cantidad de celdas en la ma-

lla, pero el tiempo de cómputo también se incrementa debido al mayor número de ecuaciones por resolver. Para escoger un número de celdas adecuado, que garantice confianza en el resultado obtenido y sin un aumento excesivo del tiempo de cómputo, se hace una prueba de convergencia, en la cual se calcula un parámetro específico para cada variación en el aumento del número de celdas en la malla, luego de un análisis del parámetro en función de la cantidad de celdas, se considera que el sistema converge cuando dicho parámetro tiende a un mismo valor, independientemente del aumento en la cantidad de celdas.

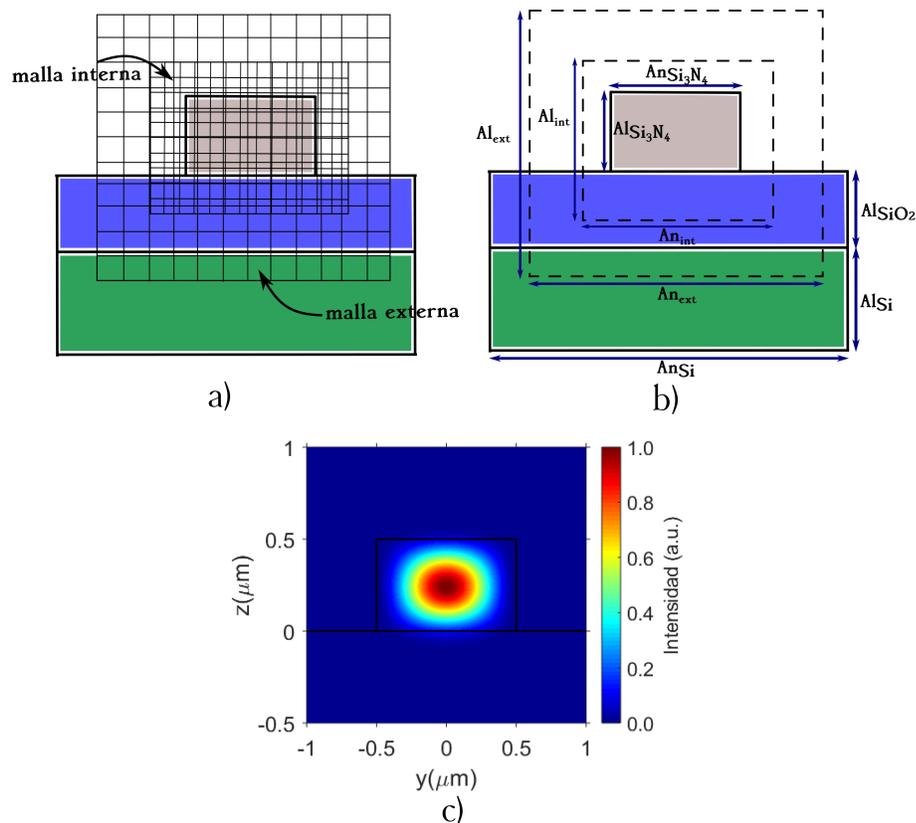


Figura 28. Características del sistema para el análisis de convergencia de índice efectivo. a) Ilustración del sistema con malla interna y externa. b) Geometría de la estructura, Al_{ext} altura de la malla externa, An_{ext} ancho de la malla externa, Al_{int} altura de la malla interna, An_{int} ancho de la malla interna, $Al_{Si_3N_4}$ altura del Si₃N₄, $An_{Si_3N_4}$ ancho del Si₃N₄, Al_{SiO_2} altura del SiO₂, An_{SiO_2} ancho del SiO₂, Al_{Si} altura del Si, An_{Si} ancho del Si. c) Perfil transversal del modo fundamental TE para $\lambda = 650$ nm.

Para determinar el índice efectivo de un modo, se utiliza el solucionador FDE de la paquetería MODE Solutions, este método de solución comprende una malla que discretiza la sección transversal de la estructura, es decir el plano yz como puede verse en la figura 28a). Como se observa en la figura 28, se utilizan dos mallas, una malla interna la cual cubre la zona correspondiente al núcleo y la zona donde es probable

exista campo evanescente, con un número variable de celdas por micra en y y z (resolución). Las resoluciones elegidas para la malla interna para las que se considera convergencia son aquellas a partir de las cuales se mantienen constantes las tres primeras cifras decimales del índice efectivo, cuando la resolución de la malla externa en y y z se mantiene constante. Para todos los estudios de este capítulo, las resoluciones en y , R_{ext_y} y z , R_{ext_z} de la malla externa, se eligieron de acuerdo con un análisis previo de convergencia, donde se encontraron los valores $R_{ext_y} = 10$ celdas/ μm para y y $R_{ext_z} = 11.11$ celdas/ μm para z .

Una vez fijados los valores para la malla externa, se calcula el índice efectivo del modo fundamental TE, para una longitud de onda fija en $\lambda = 650$ nm, en función de las resoluciones en y y z de la malla interna. En cuanto a la geometría de la guía de onda, las alturas para el Si_3N_4 , el SiO_2 y el Si son: $Al_{Si_3N_4} = 0.5 \mu m$, $Al_{SiO_2} = 1.0 \mu m$ y $Al_{Si} = 2.0 \mu m$, respectivamente. Los anchos para el Si_3N_4 , el SiO_2 y el Si son: $An_{Si_3N_4} = 1 \mu m$, $An_{SiO_2} = An_{Si} = 10 \mu m$, respectivamente. Mientras que para las mallas, los anchos de las mallas interna y externa son $An_{int} = 2 \mu m$ y $An_{ext} = 5 \mu m$, y las alturas son $Al_{int} = 1.5 \mu m$ y $Al_{ext} = 4.5 \mu m$, tal como se muestra en la figura 28b. Además en la figura 28c), se muestra el perfil transversal del modo fundamental TE, para el sistema anteriormente descrito.

En la figura 29 se muestran los resultados del análisis de convergencia del sistema mostrado en la figura 28. Los resultados corresponden a la gráfica del índice efectivo del modo fundamental TE en función de las resoluciones r_y y r_z de la malla interna. Como puede verse en la gráfica de la figura 29a), a medida que aumenta la resolución tanto en y como en z , el índice efectivo del modo fundamental TE tiende a un mismo valor: $n_{eff} = 1.929$, y mantiene constante sus tres primeras cifras decimales para las resoluciones $r_y \geq 75$ celdas/ μm y $r_z \geq 120$ celdas/ μm , en y y z , respectivamente. También se muestra la diferencia de índices efectivos en función de la resolución. A medida que aumentan las resoluciones, el gradiente de índices tiende a cero, lo que hace evidente la convergencia a un mismo valor. Este valor de resolución se usa en las siguientes simulaciones relacionadas con el análisis modal de las guías de onda.

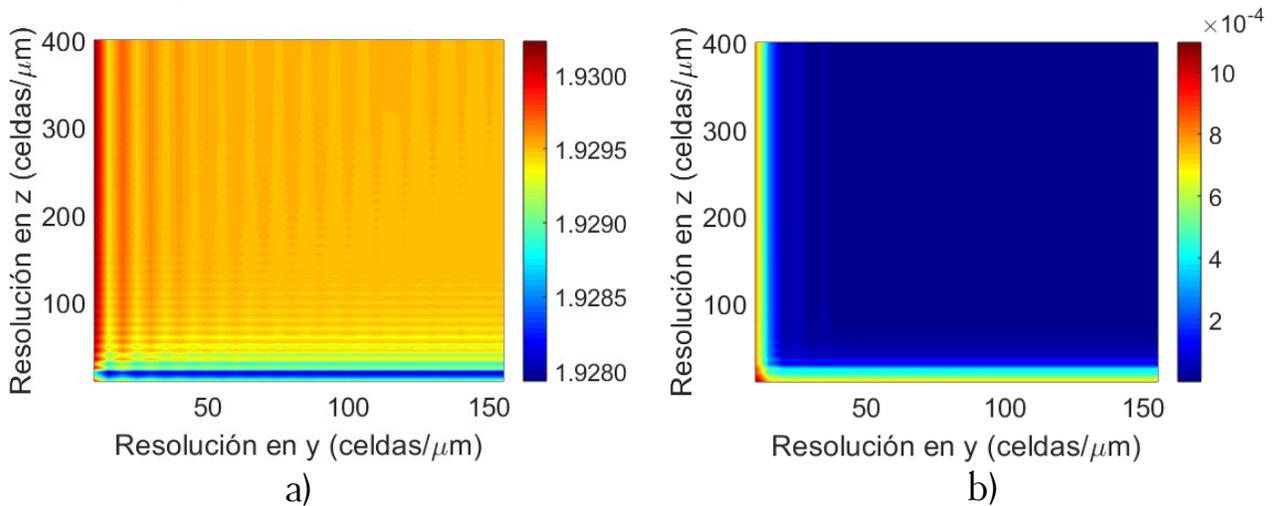


Figura 29. Resultados de la prueba de convergencia para el índice efectivo del modo fundamental TE para $\lambda = 650$ nm. a) Índice efectivo en función de las resoluciones en y y z, se presenta convergencia en $n_{eff} = 1.929$. b) Gradiente entre puntos vecinos de valores de índices efectivos en función de las resoluciones en y y z.

4.5. Cálculo numérico de la relación de campo evanescente (EFR)

Dado que uno de los objetivos principales en este trabajo consiste en simular la interacción de una fuente de fotones individuales con una guía de onda, como la anteriormente descrita, en la interacción un punto fundamental a analizar es el campo evanescente del modo guiado, ya que el emisor debe estar ubicado en una área donde este campo sea accesible para que exista acoplamiento.

Se determinan los parámetros adecuados de la guía de onda que optimicen el campo evanescente, se utiliza nuevamente el solucionador FDE de la paquetería MODE Solutions para obtener el perfil transversal de la intensidad del campo eléctrico, al variar las dimensiones del núcleo de la guía de onda, para los modos fundamentales con polarizaciones TE y TM, en una longitud de onda fija en 650 nm, calculando la EFR, de acuerdo con la ecuación 39 para cada variación.

Tomando como base el sistema de la figura 28b), se aplican específicamente las siguientes variaciones:

- Variación en la altura del núcleo: $Al_{Si_3N_4}$ de $0.3 \mu m$ a $1.0 \mu m$ y variación en el ancho del núcleo: $An_{Si_3N_4}$ de $0.3 \mu m$ a $1.0 \mu m$.
- Variación de la zona para el análisis de la EFR: En la parte superior y a un costado

del núcleo de la guía de onda.

- Variación de la polarización del modo: Polarización TE y TM del modo guiado.

Cada una de las variaciones tiene un sentido físico para establecer los parámetros ideales que determinen la EFR (ver ecuación 39). En primera instancia, la variación del tamaño del núcleo permite obtener valores de ancho y altura para los que el campo evanescente del modo guiado se incrementa. Mientras que limitar el análisis a zonas específicas del campo evanescente permite tener una idea del porcentaje de la potencia total del modo que sobresale en la parte superior o al costado del núcleo, lo que resulta en información útil en el posicionamiento de un emisor puntual. La polarización del modo en conjunto con las anteriores variaciones permite definir en qué zona alrededor del núcleo habrá mayor campo evanescente en relación con la polarización. A continuación, se muestran los resultados de las variaciones descritas, los resultados están divididos en dos grupos, el primer grupo corresponde al estudio de modos con polarización TE y el segundo grupo para modos con polarización TM.

4.5.1. Modo fundamental con polarización TE

Para el modo fundamental con polarización TE se selecciona el campo evanescente en la parte superior y en un costado del núcleo como se ve en la figura 30. Para analizar la EFR, en cada caso, se gráfica el porcentaje de potencia del modo que corresponde al campo evanescente, en función de la altura y del ancho del núcleo como se muestra en la figura 31.

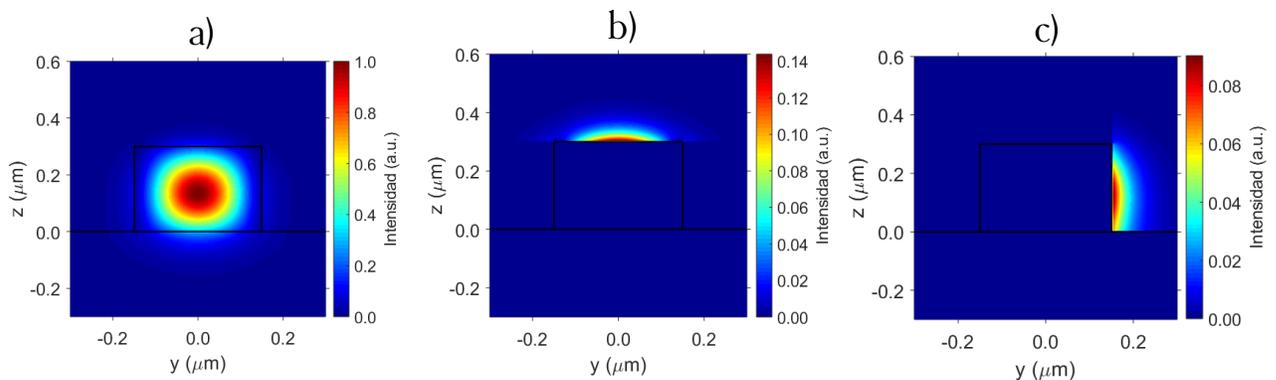


Figura 30. Modo fundamental TE, con $\text{AlSi}_3\text{N}_4 = 0.3 \mu\text{m}$ y $\text{Asi}_3\text{N}_4 = 0.3 \mu\text{m}$. a) Perfil transversal del modo TE para $\lambda = 650 \text{ nm}$. b) Campo evanescente del modo en la parte superior del núcleo de la guía de onda. c) Campo evanescente del modo en un costado del núcleo de la guía de onda.

En la figura 30 puede verse claramente que el campo evanescente en la zona sobre el núcleo de la guía de onda es mayor en comparación a la zona a un costado, sin embargo, este resultado está limitado a un único tamaño del núcleo; para tener un resultado más general, se analiza la EFR como se muestra en la figura 31. La figura 31a) corresponde al resultado de analizar la EFR en la parte superior del núcleo, puede verse que el comportamiento es dependiente de los cambios de altura del núcleo. Para la altura más pequeña considerada ($0.3 \mu\text{m}$) la EFR tiene el valor mayor de la gráfica: 2.4%, mientras que para una altura de $1.0 \mu\text{m}$, el valor de EFR es menor: 0.1%. Por otra parte, las variaciones en el ancho para cuando el análisis se limita a la parte superior del núcleo de la guía de onda, no tienen un efecto importante en el resultado.

En la figura 31b), se muestra el resultado de la EFR al limitar el campo evanescente a un costado del núcleo, y contrario al análisis anterior, este resultado de la EFR es dependiente de las variaciones del ancho del núcleo. Para el ancho más pequeño ($0.3 \mu\text{m}$) la EFR tiene el valor mayor de la gráfica: 2.05%, mientras que para un ancho de $1.0 \mu\text{m}$, el valor de EFR es el menor: 0.08%.

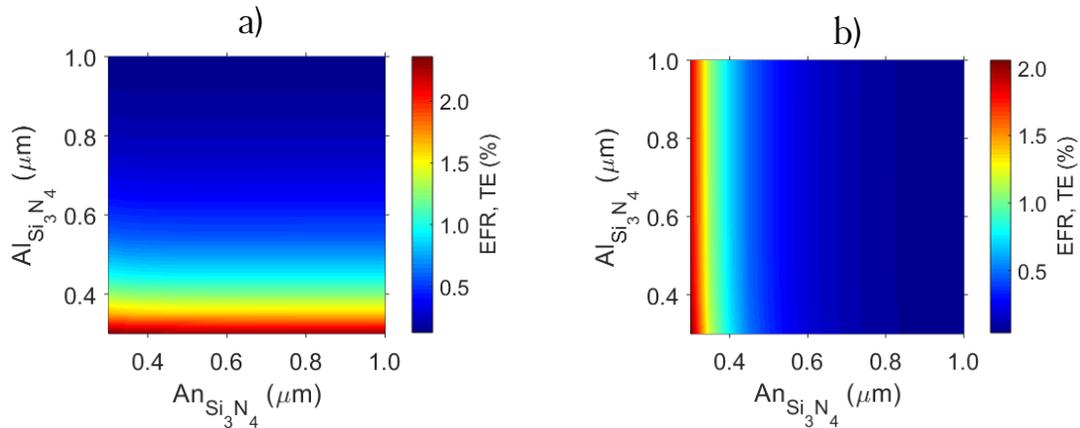


Figura 31. Relación del campo evanescente (EFR) para el modo TE. a) EFR en la parte superior del núcleo en función de su tamaño. b) EFR al costado del núcleo en función de su tamaño.

De acuerdo con lo anterior, puede notarse que el modo con polarización TE tiene mayor EFR en la parte superior del núcleo de la guía de onda, debido a la distribución espacial del modo.

4.5.2. Modo fundamental con polarización TM

En el otro caso, para el modo fundamental con polarización TM de la figura 32, se calcula la EFR en la parte superior del núcleo, en función de sus dimensiones como se muestra en la figura 33a). Un valor máximo en la gráfica: EFR de 1.23%, corresponde al mínimo valor de altura del núcleo: $0.3 \mu\text{m}$, mientras que el valor mínimo de EFR: 0.09% corresponde a la altura mayor $1.0 \mu\text{m}$. Igual que para el caso anterior, el incremento del ancho no refleja una variación importante en la EFR en esta zona.

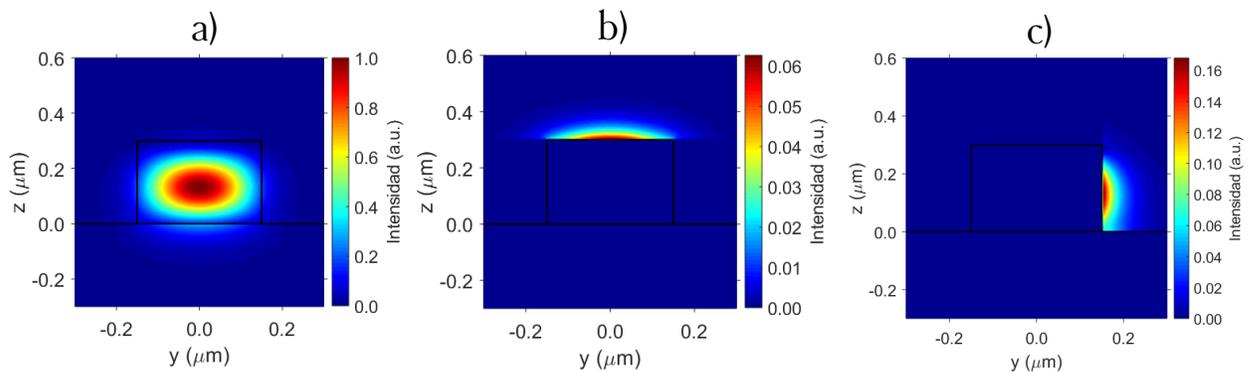


Figura 32. Modo fundamental TM, con $Al_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$ y $An_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$. a) Perfil transversal del modo TE para $\lambda = 650 \text{ nm}$. b) Campo evanescente del modo en la parte superior del núcleo de la guía de onda. c) Campo evanescente del modo en un costado del núcleo de la guía de onda.

Por otro lado, en el costado del núcleo, a medida que disminuye el ancho del núcleo se incrementa también la EFR, para el valor mínimo del ancho $0.3 \mu\text{m}$ se tiene un valor máximo de EFR 2.8% y un valor mínimo de EFR de 0.10% para un ancho de $1.0 \mu\text{m}$, por lo que la diferencia de valores de EFR se hace notoria al variar el ancho del núcleo.

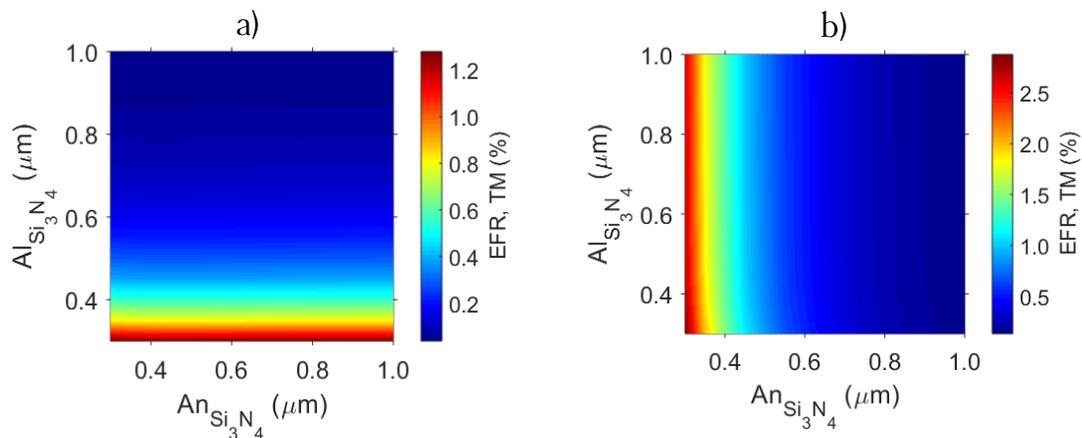


Figura 33. Relación del campo evanescente (EFR) para el modo TM. a) EFR en la parte superior del núcleo en función de su tamaño. b) EFR al costado del núcleo en función de su tamaño.

En las figuras 31 y 33 los paneles b) y c) corresponden a las gráficas de únicamente el campo evanescente por lo que se ve un contraste con el campo evanescente que se muestra en los paneles a) de las dos figuras. Puede inferirse que el modo con polarización TM tiene mayor EFR en un costado del núcleo de la guía de onda como se ve en la figura 33b), esto se debe a que las guías de onda por lo general no son cuadradas además de las componentes eléctricas y magnéticas de cada uno de los modos, como se mostró en el capítulo 2.

Además puede concluirse que el resultado es diferente en comparación al caso correspondiente al modo TE, debido a la ortogonalidad de los dos modos (polarizaciones diferentes). Sin embargo, el comportamiento de la EFR es el mismo para ambos casos, el valor de EFR tiende a ser menor a medida que se aumenta el ancho o la altura del núcleo (en cada zona analizada), por lo que puede afirmarse que a medida que aumente el tamaño del núcleo de la guía de onda el campo evanescente será menor y el modo estará mucho más confinado al núcleo. Existen además algunas formas alternas para incrementar el campo evanescente, en este caso se está trabajando con una longitud de onda de 650 nm, pero si se tratará de luz con alguna otra longitud de onda mayor, con tendencia al infrarrojo, el campo evanescente del modo en la misma estructura sería mucho mayor, otra forma de obtener un mayor campo evanescente, sin tener que cambiar la fuente de luz, podría ser analizar otros modos diferentes a los fundamentales TE y TM, dado que los modos de orden superior tienden a estar menos confinados y por tanto tendrían un valor mayor de EFR, sin embargo no son soportados por un núcleo con dimensiones reducidas.

La importancia del estudio y el interés en el incremento del campo evanescente como en la función EFR, se debe a que el acoplamiento entre las estructuras de guía de onda y los emisores puntuales se da a través del traslape entre el campo evanescente y la emisión espontánea del emisor, por esto, además de cuantificar el campo evanescente se debe calcular la longitud de alcance o penetración como se verá a continuación.

4.5.3. Cálculo numérico de la longitud de penetración del campo evanescente

Con el cálculo de la longitud de penetración se determina la distancia desde el borde del núcleo hasta el punto en el cual se extingue por completo el campo electromagnético, como se mencionó en la sección 2.5.2. De acuerdo con el análisis previo de la EFR, se selecciona un tamaño del núcleo que tenga el mayor campo evanescente y se calcula la longitud de penetración del campo usando la ecuación 37, para el campo evanescente sobre el núcleo de la guía de onda a un costado del núcleo, cada caso para el modo TE y el modo TM, como se muestra a continuación.

Para el modo TE y una guía de onda con ancho y altura de núcleo de $0.3 \mu\text{m}$, se hallan las longitudes de penetración del campo evanescente que sobresale del núcleo, usando la ecuación 37, para un costado del núcleo, L_{py} , y para la parte superior del núcleo, L_{pz} ; son: $L_{py} = 36 \text{ nm}$ y $L_{pz} = 32 \text{ nm}$, respectivamente. Y para el modo TM, se tiene: $L_{py} = L_{pz} = 34 \text{ nm}$, tal como se muestra en la figura 34.

Estas longitudes son de utilidad para establecer el margen de distancia a la cual se puede posicionar un emisor individual en los siguientes análisis.

4.6. Emisión de una fuente de fotones individuales acoplada a una guía de onda tipo cresta

Los emisores de fotones individuales, combinados con sistemas de cavidades y acopladores, son integrados a circuitos óptico cuánticos permitiendo la construcción de dispositivos miniaturizados. En esta sección se investigan numéricamente emisores con características similares a las de los centros NV analizados experimentalmente, acoplados a las guías de onda descritas anteriormente. Se muestra un modelo numérico, simulado en FDTD (método descrito anteriormente), para calcular la eficiencia de acoplamiento del campo de luz emitido a los modos de propagación TE y TM de la guía de onda a fin de obtener máxima eficiencia de acoplamiento (factor β). Además se analiza en qué casos el entorno del emisor modifica la tasa de emisión espontánea, calculando el Factor de Purcell (F_p), como se describió en el capítulo 2.

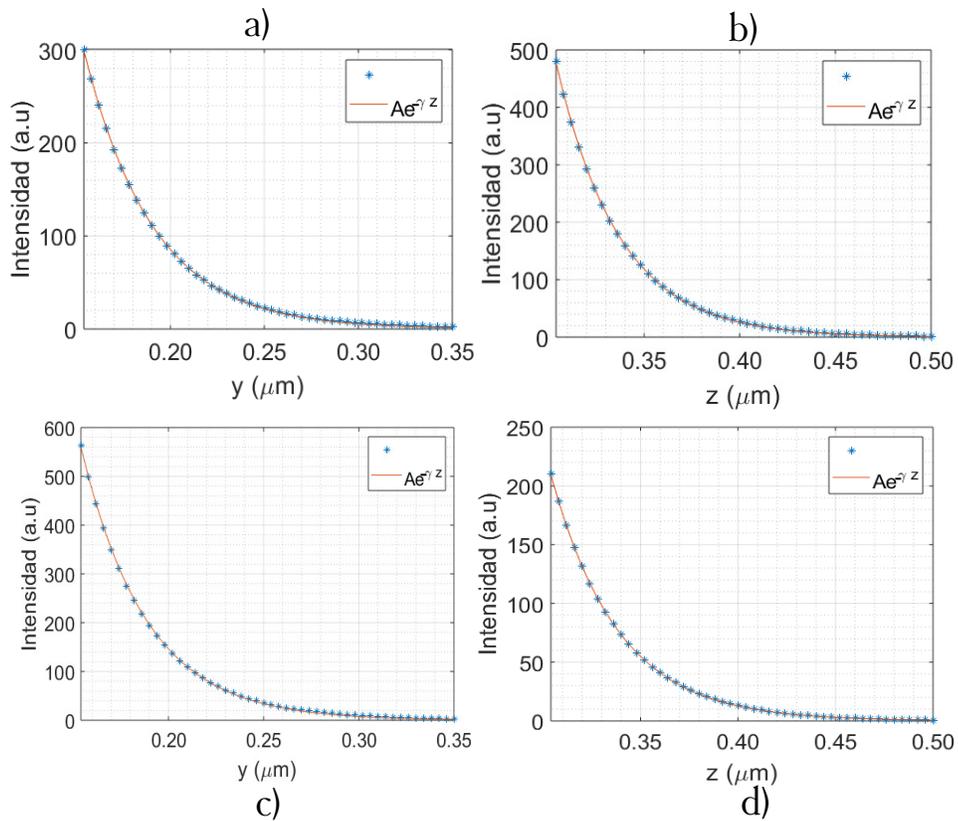


Figura 34. Campo evanescente para un núcleo con $Al_{Si_3N_4} = An_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$, para los modos TE y TM. a) Campo al costado del núcleo para el modo TE, $L_{py} = 36 \text{ nm}$. b) Campo arriba del núcleo para el modo TE, $L_{pz} = 32 \text{ nm}$. c) Campo al costado del núcleo para el modo TM, $L_{py} = 34 \text{ nm}$. d) Campo arriba del núcleo para el modo TM, $L_{pz} = 34 \text{ nm}$.

4.6.1. Emisor de fotones individuales y dipolo eléctrico

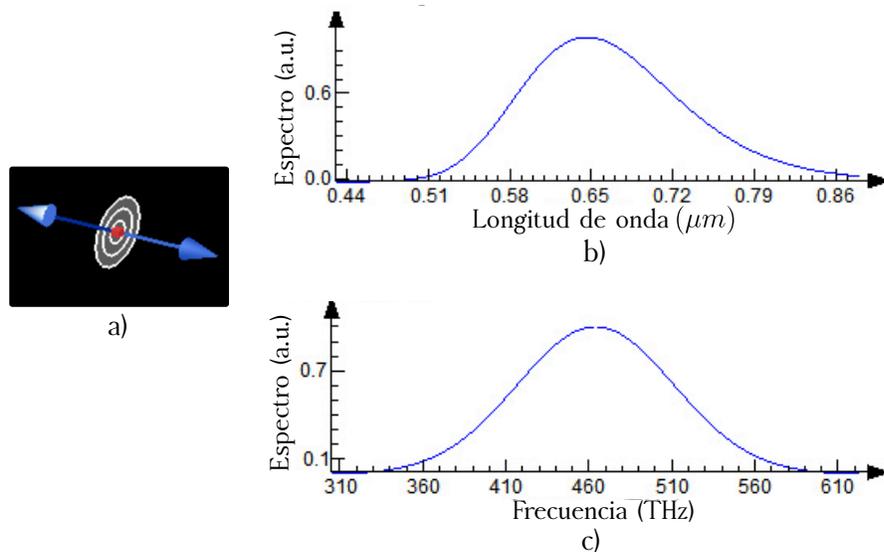


Figura 35. a) Emisor de fotones individuales simulado como un dipolo eléctrico. b) Espectro de emisión en función de la longitud de onda. c) Espectro de emisión en función de la frecuencia.

Es posible simular un emisor de fotones individuales mediante un dipolo eléctrico oscilante para un sistema de dos niveles que presente emisión espontánea, y que responda a una longitud de onda de excitación adecuada. El dipolo emitirá en el mismo rango de longitudes de onda del emisor de interés, en este caso en particular, se elige el intervalo de acuerdo con la emisión de los centros NV, de 600 nm a 700 nm, con un pico en 650 nm, como se observa en la figura 35.

4.6.2. Método para el cálculo de β y F_p en FDTD.

En las simulaciones en 3D con FDTD Lumerical, se utilizan los monitores `Frequency - domain field and power monitor` y `Mode expansion monitors` (comandos del programa), los cuales están incorporados y son de utilidad para identificar la cantidad de luz emitida que se propaga en la guía de onda. El primero corresponde a un monitor de potencia, ya que recoge los datos correspondientes al campo electromagnético en el dominio de la frecuencia, de manera que tiene la capacidad de calcular la transmisión de distintas frecuencias en una sola simulación. El segundo, es un monitor de expansión modal y se conecta con el primero en el dominio de la frecuencia; el funcionamiento es similar, excepto que este se utiliza para determinar la fracción de potencia transmitida en un modo particular de la guía de onda. Para esto, se utiliza el parámetro de simulación `T forward` de Lumerical, el cual corresponde a la potencia transmitida hacia “adelante” en la estructura (haciendo referencia a la dirección del eje de coordenadas positivo) para el modo seleccionado. Este y otros parámetros de transmisión del sistema, están normalizados por el parámetro que describe la potencia radiada por el dipolo en un entorno homogéneo, o en el espacio libre `sourcepower`, de la forma:

$$T_{\text{forward}} = \frac{P_{\text{med}}}{\text{sourcepower}}, \quad (63)$$

donde P_{med} es la medida de potencia transmitida para un modo específico. A continuación, en la tabla 1, se muestra como las expresiones de la sección 2.6 se relacionan con los parámetros de la simulación.

El parámetro `dipolepower` considera un punto de vista más realista del sistema,

Tabla 1. Relación entre expresiones matemáticas y parámetros de la simulación en Lumerical.

Expresión	Parámetro
W_k	P_{med}
W_{libre}	sourcepower
W_{cav}	dipolepower
β_k	T real
F_p	F_p

debido a que corresponde a la potencia emitida por el dipolo teniendo en cuenta el efecto de la interacción con la estructura y tiene el mismo sentido físico que W_{cav} . El factor de Purcell de la ecuación 54 expresado con parámetros de la simulación es:

$$F_p = \frac{\text{dipolepower}}{\text{sourcepower}}, \quad (64)$$

mientras que el factor β_k de la ecuación 56 está representado por:

$$T_{real} = \frac{P_{med}}{\text{dipolepower}}, \quad (65)$$

y la ecuación 57 relacionada con F_p es:

$$T_{real} = \frac{P_{med}}{\text{sourcepower} \cdot F_p} = \frac{T_{forward}}{F_p}, \quad (66)$$

como T_{real} tiene valores en el rango [0,1], una forma más común para expresar la eficiencia de acoplamiento β es:

$$\beta = T_{real} \times 100. \quad (67)$$

4.6.3. Sistema de acoplamiento emisor - guía de onda

En todas las simulaciones de esta sección se usa FDTD de Lumerical, el sistema de coordenadas está definido como se muestra en la figura 36, donde el eje de propa-

gación es x y y , z la sección transversal de la guía de onda, mientras que el origen del sistema de coordenadas se encuentra en el centro del núcleo. De forma similar al sistema analizado en MODE, se utilizan dos mallas, en este caso tridimensionales, que cubren la mayor parte de la estructura. Además, se posiciona el monitor de expansión modal y el monitor de potencia, transversales al eje de propagación de la luz, y el dipolo estará en el centro de la guía de onda y alrededor del núcleo, como puede verse en la figura 36.

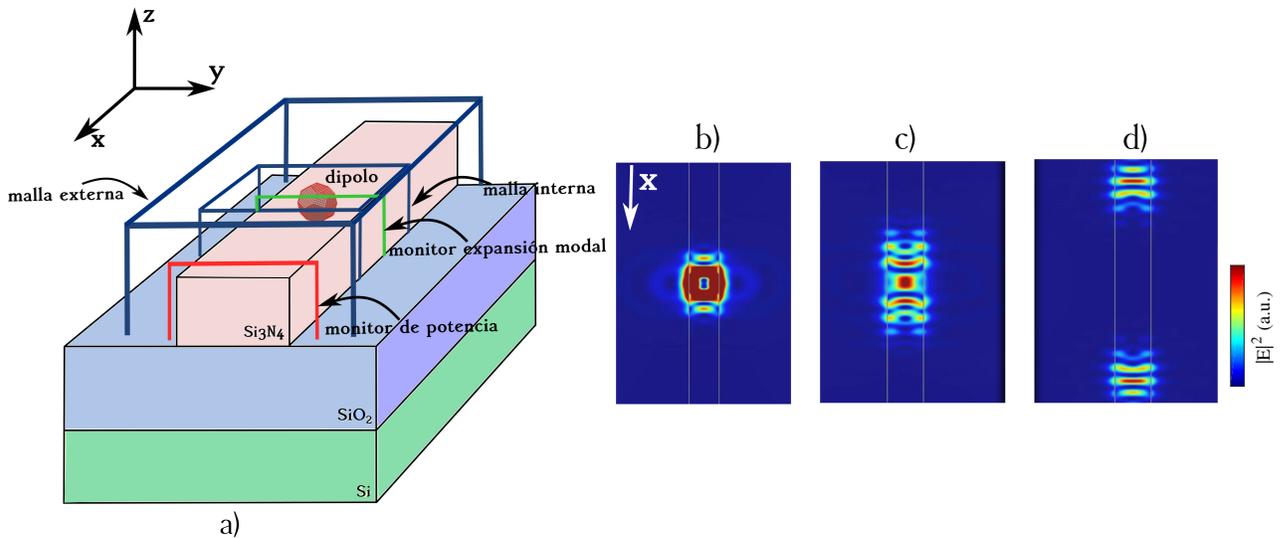


Figura 36. Sistema para la simulación del acoplamiento emisor-guía de onda y propagación de la luz en el sistema. a) Configuración de la estructura: dipolo eléctrico (esfera de color rojo en el centro), guía de onda, malla externa e interna (color azul oscuro), monitor de expansión modal (color verde) y monitor de potencia (color rojo). b) El dipolo está ubicado en el centro de la estructura, radia en principio en todas las direcciones por lo que en c) y d) se tiene transmisión hacia adelante y hacia atrás de la guía de onda desde el centro de la estructura. En los paneles b)-d) la intensidad de campo eléctrico está normalizada al valor máximo.

Las dimensiones en yz para la malla externa y los materiales SiO_2 y Si son las mismas descritas en las anteriores secciones de este capítulo como se ve en figura 36. Sin embargo, se hace un pequeño ajuste en el sistema, por lo tanto, las medidas de la malla interna son: para el ancho, $An_{int} = 1 \mu\text{m} + An_{\text{Si}_3\text{N}_4}$ y para la altura $Al_{int} = 1 \mu\text{m} + Al_{\text{Si}_3\text{N}_4}$. Las medidas de la malla externa son: para el ancho, $An_{ext} = 2 \mu\text{m} + An_{\text{Si}_3\text{N}_4}$ y para la altura $Al_{ext} = 2 \mu\text{m} + Al_{\text{Si}_3\text{N}_4}$. Las dimensiones de las mallas de solución se han reducido un poco, considerando la longitud de penetración del campo evanescente y el costo computacional de las simulaciones en FDTD.

Las dimensiones del Si_3N_4 se fijan en los valores para los que la EFR es mayor, es decir, ancho = $An_{\text{Si}_3\text{N}_4} = Al_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0.3 \mu\text{m}$, como se muestra en las figuras 31 y 33.

Además para efectos de la simulación se considera una longitud de guía de onda de $5 \mu\text{m}$, una longitud de la malla externa = $4 \mu\text{m}$, y una longitud de la malla interna = $1 \mu\text{m}$, en la dirección de propagación. Para el caso de los monitores se consideran las siguientes dimensiones, monitor de expansión modal: ancho y altura $An_{modal} = Al_{modal} = 1.3 \mu\text{m}$, respectivamente, y monitor de potencia: ancho y altura $An_{mpot} = Al_{mpot} = 1.3 \mu\text{m}$, respectivamente.

En la figura 36, en los paneles b), c) y d) puede verse también la propagación de luz emitida por el dipolo en la estructura descrita, desde una vista superior a tres diferentes tiempos. Dado que el dipolo está ubicado en el centro del sistema, la luz se propaga del centro hacia cada una de las terminales de la guía de onda, y a pesar de que parte de la luz emitida por el dipolo se dispersa afuera del núcleo, la mayor parte se guía por el núcleo de la guía de onda.

4.6.4. Prueba de convergencia para el factor de acoplamiento β_k

Recordando que FDTD utiliza una malla tridimensional espacial y temporalmente discretizada, para resolver las ecuaciones de Maxwell, la solución implica un gasto computacional más alto que para el caso del análisis en MODE, por lo que surge la necesidad de evaluar la convergencia de un parámetro particular en la simulación de nuestro sistema en FDTD. Siguiendo la misma idea de lo descrito para la prueba de convergencia del valor del índice efectivo de un modo, se debe elegir un número de celdas adecuado que garantice confiabilidad en el resultado obtenido, sin aumentar en exceso el tiempo de cómputo.

En este caso específico, se calcula el parámetro T_{real} (el mismo factor β_k), para el modo TE, para cada variación en el aumento de celdas en la malla. Se analiza T_{real} en función de la cantidad de celdas por μm que se definan en la malla, y se verifica el valor al cual converge. La resolución de la malla externa se fija directamente en la interfaz del programa, mediante la opción "mesh accuracy", donde se le asigna "high accuracy" (nivel 5 de 8 niveles), que corresponde a un alto nivel de precisión de los resultados obtenidos con la malla FDTD. Los parámetros geométricos y la configuración del sistema para este cálculo, en conjunto con lo ya mencionado en la sección 4.6.3, se muestran en la figura 37

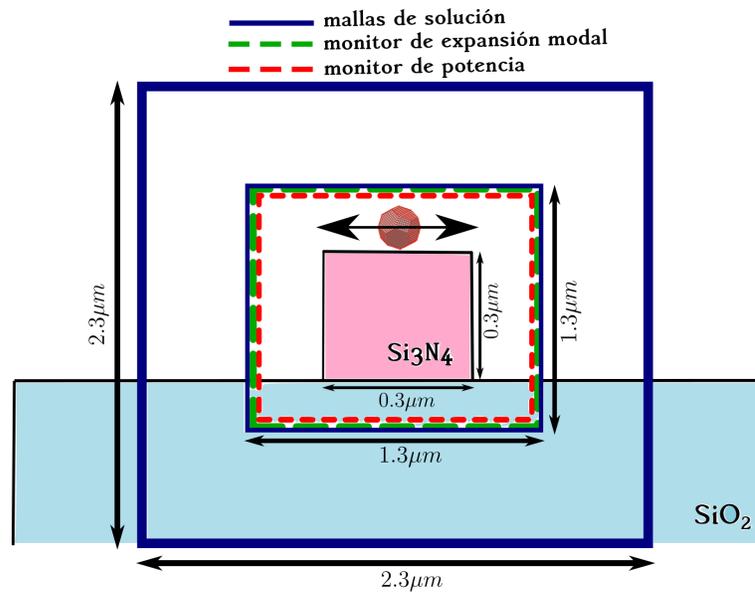


Figura 37. Configuración del sistema para calcular la convergencia del factor β_k . La malla interna y los monitores de expansión modal y de potencia tienen el mismo tamaño en el plano transversal yz .

En la figura 38 se muestran los resultados del análisis de convergencia del sistema de la figura 37. En estos se muestra una gráfica del parámetro T_{real} para el modo fundamental TE, en función de las resoluciones en y y z de la malla interna.

Como era de esperarse, a medida que se aumenta la resolución en y y z , el valor de T_{real} tiende a un mismo valor: $\beta_k = T_{\text{real}} = 0.040$ y se mantienen constantes sus tres primeras cifras decimales a partir de las resoluciones $r_y \geq 50$ celdas/ μm y $r_z \geq 150$ celdas/ μm , en y y z , respectivamente. Además, se muestra la diferencia entre los valores en función de las resoluciones. Como puede verse, la diferencia de los valores de β_k entre puntos vecinos tiende a ser cero, asegurando la convergencia a un mismo valor. Los valores de resolución de este análisis son tomados en cuenta en los siguientes esquemas de simulación.

4.6.5. Acoplamiento en función de la posición del emisor

Para encontrar la dependencia que existe entre el factor de eficiencia de acoplamiento β y el factor de Purcell F_p con la posición del dipolo, se establecen algunas variaciones, a fin de encontrar una posición óptima para el dipolo, además de ver en qué medida la desviación de dicha posición afecta el acoplamiento.

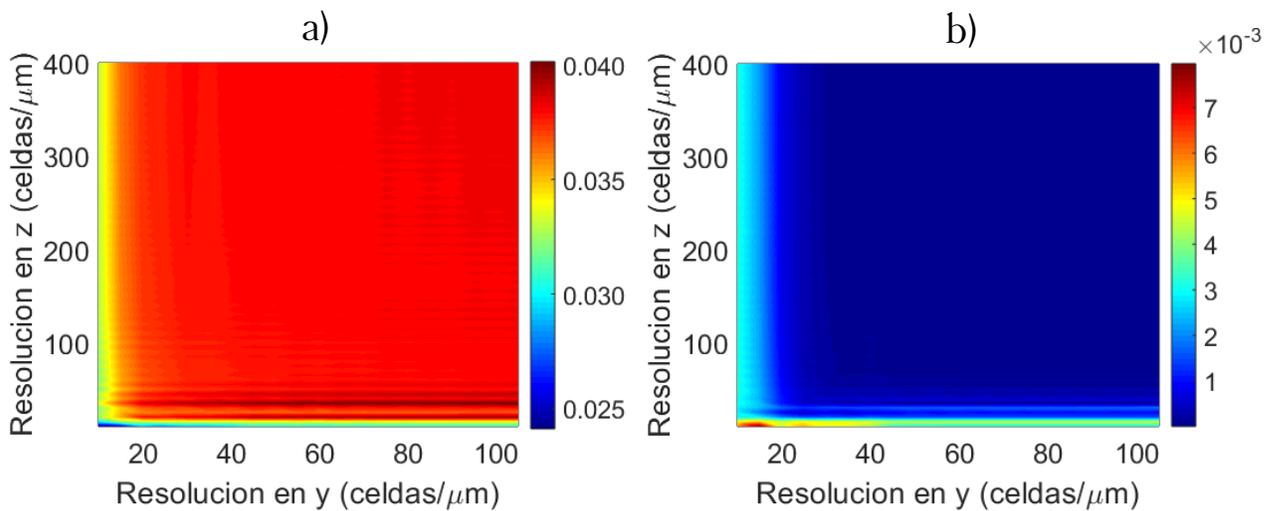


Figura 38. Resultados de la prueba de convergencia para el factor β_k . a) β_k en función de las resoluciones en y y z. b) Diferencia entre puntos vecinos de valores de β_k en función de las resoluciones en y y z.

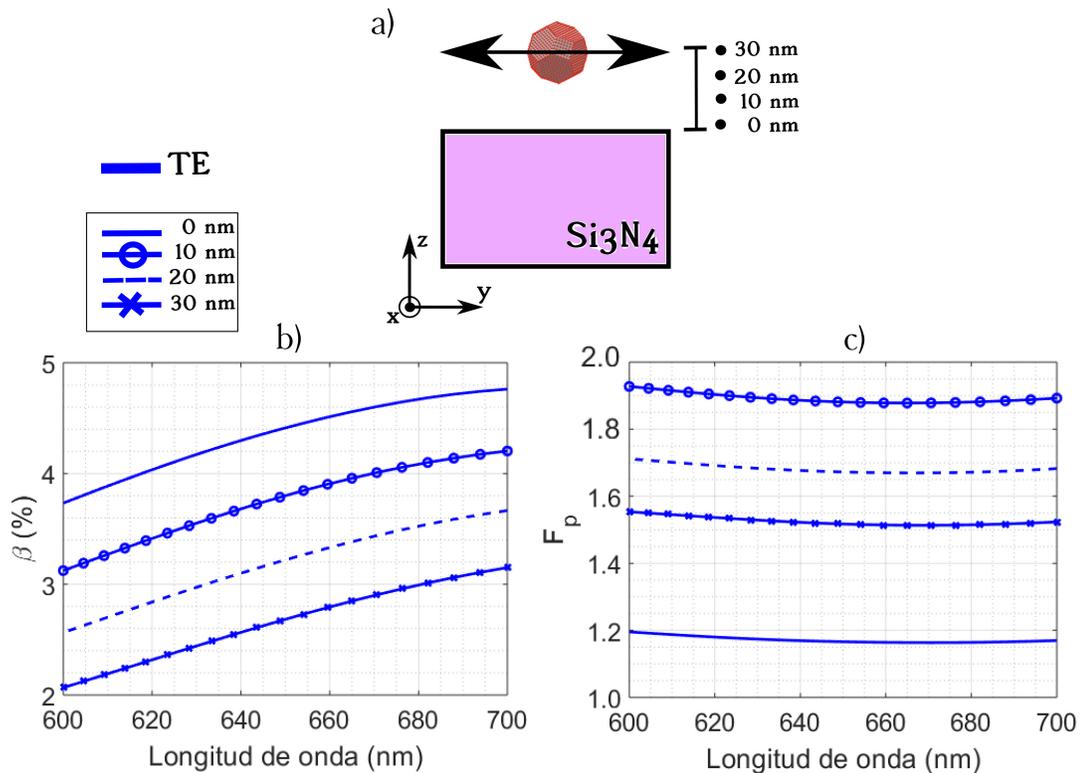


Figura 39. Esquema y resultados de variaciones en la posición del emisor sobre el núcleo de la guía de onda. a) Esquema para la variación de la posición del emisor en un rango de distancias del núcleo al emisor de 0 nm a 30 nm, cada 10 nm. b) Eficiencia de acoplamiento β en función de la longitud de onda, para el modo TE. c) Factor de Purcell F_p en función de la longitud de onda, F_p es indistinto del modo.

La primera variación que se hace es con respecto a la posición del emisor, orientado de forma paralela al eje y de la estructura ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, como se verá detalladamente más adelante). En la variación, el dipolo se ubica en un intervalo menor a la longitud de penetración del campo evanescente, en la parte superior y en un costado

del núcleo de la guía de onda, y se fijan 4 distintos puntos para la posición del emisor: 0 nm, 10 nm, 20 nm, 30 nm, siendo esta la distancia entre el punto final del núcleo de la guía de onda y el emisor, para el modo TE y el modo TM, como se muestra en la figura 39a).

En la figura 39 se muestra el esquema de variación de la posición del emisor sobre el núcleo de la guía de onda, se muestran también resultados para β y F_p dependientes de dicha variación, para un rango de longitudes de onda de 600 nm a 700 nm. En la figura 39b) puede verse que a medida que aumenta la longitud de onda en este rango el acoplamiento tiende a aumentar, además de acuerdo con la variación de la posición, cuanto más cerca esté el emisor del núcleo, mayor acoplamiento habrá al modo de la guía de onda, en este caso se muestran los resultados únicamente para el modo TE, ya que para el modo TM, en esta configuración del sistema (como se va a discutir más adelante), los valores de β tienden a ser cero.

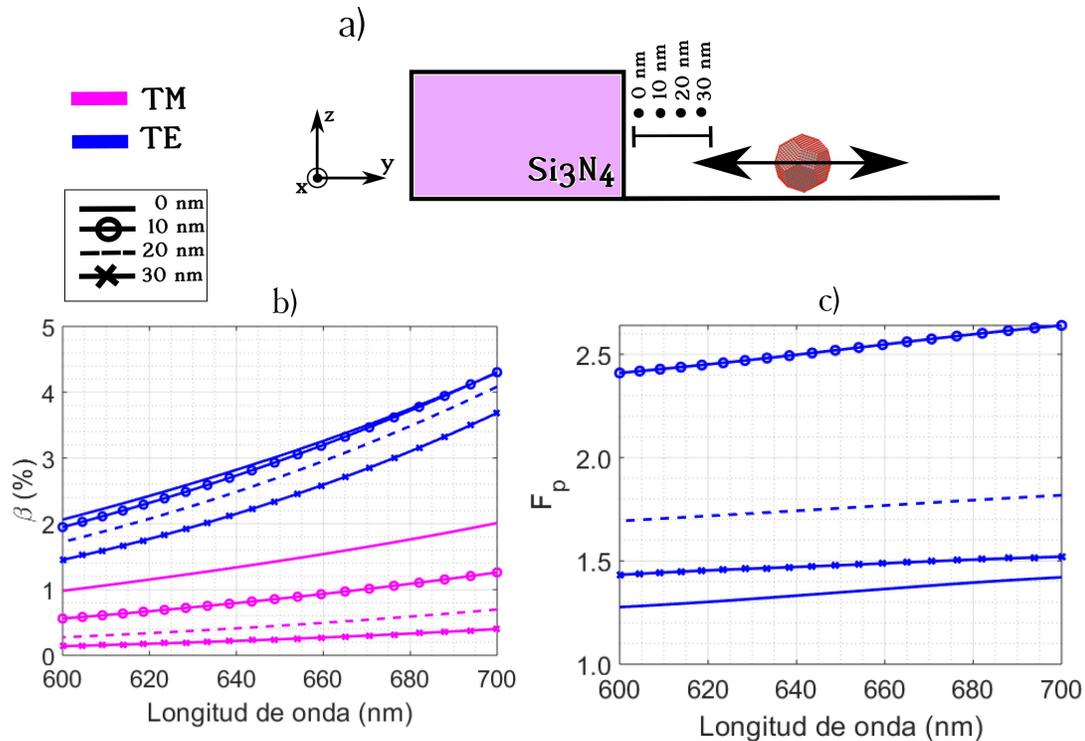


Figura 40. Esquema y resultados de variación en la posición del emisor al costado del núcleo de la guía de onda. a) Esquema para la variación de la posición del emisor en un rango de distancias del núcleo al emisor de 0 nm a 30 nm, cada 10 nm. b) Eficiencia de acoplamiento β en función de la longitud de onda, para el modo TE y TM. c) Factor de Purcell F_p en función de la longitud de onda, F_p es indistinto del modo.

Por otro lado, en la figura 39c) se tiene un valor máximo de F_p para una separación entre el núcleo y el emisor de 10 nm, cuando no hay separación entre el núcleo y el

emisor (0 nm) se observa un valor de F_p menor a los demás; esto tiene sentido ya que en algunos casos la emisión se ve interrumpida, al exceder la cercanía con el sistema electromagnético (Fox, M. , 2013; Hoehne, T., et. al., 2020). Además, se comprobó que F_p es independiente de la polarización del modo, ya que para el modo TE y el modo TM se obtuvieron exactamente los mismos valores, debido a que el factor de Purcell está dado para el sistema en general de acuerdo a las modificaciones que este pueda tener ante las interacciones, es decir no está relacionado de forma específica con cada uno de los modos, por lo que independientemente del modo que se analice, mientras no se hagan modificaciones en el emisor puntual o en la guía de onda el valor de F_p será invariante.

Para el caso complementario, en la figura 40a) se muestra el esquema para la variación de la posición del emisor en un costado del núcleo de la guía de onda, de manera similar a la variación anterior. En la figura 40b), puede verse igual, que a medida que incrementa la longitud de onda, incrementa β , y al alejar el emisor del núcleo disminuye. En esta gráfica en particular se muestran los resultados tanto para el modo TE como para el modo TM. De acuerdo con este resultado, bajo esta configuración, hay mayor eficiencia de acoplamiento para el modo TE que para el modo TM. Por otra parte, en la figura 40c), se observa que F_p aumenta al aumentar la longitud de onda y es mayor para las distancias entre el núcleo y el emisor diferentes a 0 nm, e igual al caso anterior F_p tiene exactamente los mismos valores para los modos TE y TM.

Entre los casos analizados, una posición conveniente del emisor, en ambos casos, para cuando el dipolo esté en la parte superior o a un costado del núcleo de la guía de onda es $d_y = d_z = 10$ nm, distancia medida desde el final del núcleo hasta la ubicación del emisor. Esta longitud funciona para los dos casos, asegurando la máxima eficiencia de acoplamiento β y el mayor F_p sin que se trunque la emisión. Además puede decirse que con la orientación del dipolo elegida se favorece el acoplamiento de la luz al modo TE en ambos casos. El factor F_p es mayor para cuando el emisor está a un costado del núcleo, este factor da idea general del aumento de la emisión espontánea por la presencia del entorno electromagnético; por lo que habrán situaciones como esta en particular, en las que la interacción del modo y el emisor es más eficiente, que en otras, aún sin tener la presencia de una cavidad. Únicamente considerando la cercanía con la guía de onda las propiedades del sistema hacen que se aumente la emisión

espontánea.

4.6.6. Acoplamiento en función de la orientación del emisor

Una vez hecho el análisis de la posición del emisor, este se fija a una distancia del núcleo de $d_y = d_z = 10$ nm, con el fin de hacer un análisis de la dependencia de β y F_p con la variación de la orientación del dipolo, de tal forma que se encuentren orientaciones del dipolo en las cuales los factores aumenten o disminuyan y se analiza qué representan estos valores.

Se seleccionan tres orientaciones del dipolo para el análisis, de acuerdo con el sistema de coordenadas esférico. Como se muestra en la figura 41 el dipolo tiene tres distintos sentidos, en la primera orientación (figura 41a) estará paralelo al eje y con $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ (color azul), en la segunda orientación (figura 41b) se encuentra paralelo al eje z con $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ (color rojo), y finalmente cuando está orientado de forma paralela al eje de propagación de la luz x (figura 41c) con $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ (color negro).

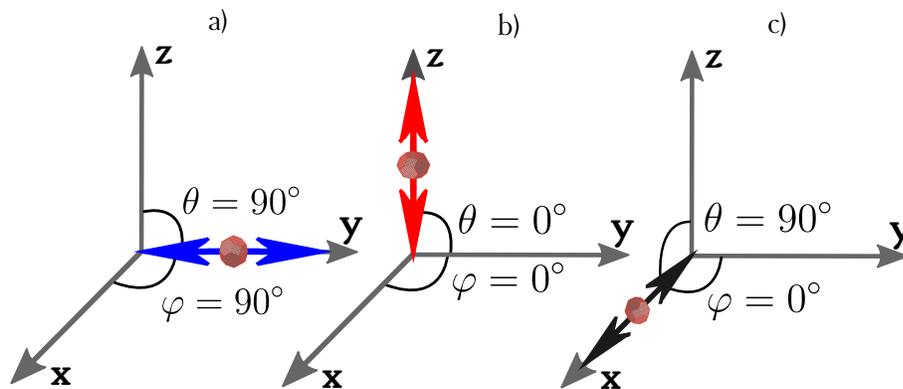


Figura 41. Orientaciones dipolares consideradas para el análisis.

4.6.6.1. Emisor sobre el núcleo de la guía de onda

Una vez definidas las orientaciones a tomar en cuenta en este estudio, se ubica el dipolo en la distancia definida en la parte superior del núcleo de la guía de onda, como se ve en la figura 42a), el núcleo de la guía de onda tendrá dimensiones fijas en: $An_{Si_3N_4} = Al_{Si_3N_4} = 0.3 \mu\text{m}$, se varía la orientación del dipolo en los 3 casos de la figura 41, para el modo TE y modo TM.

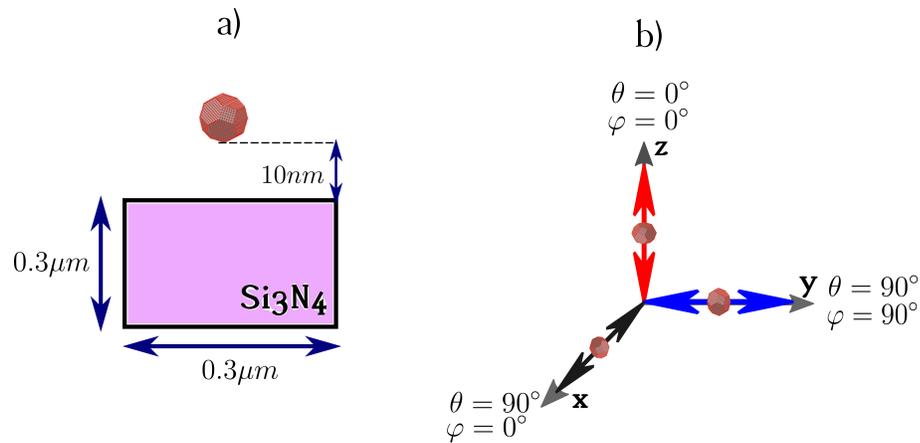


Figura 42. Emisor en la parte superior del núcleo de la guía de onda. a) Esquema de posición del emisor y dimensiones del núcleo. b) Orientaciones del dipolo.

Los resultados que corresponden al factor de eficiencia de acoplamiento β en función de la longitud de onda, en un intervalo de 600 nm a 700 nm, para las distintas orientaciones del dipolo en el caso cuando está sobre el núcleo de la guía de onda y específicamente del modo TE, se muestran en la figura 43. Como puede verse solo existe acoplamiento para una orientación del dipolo para $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, figura 43a). En las figuras 43b) y 43c) los valores de β son del orden de 10^{-15} , es decir que para dos de las tres orientaciones seleccionadas no existe acoplamiento. Además en la figura 43d) se muestra el valor de β promediado a lo largo de las tres orientaciones. El valor máximo del promedio es 1.4 % dado que solo una orientación del dipolo contribuye al acoplamiento.

Los resultados para el modo TM de la misma configuración del sistema y para las mismas variaciones del dipolo se muestran en la figura 44. A diferencia del modo TE, en este caso solo una de las orientaciones tiene valores de β tan bajos que permiten concluir que no existe acoplamiento, y corresponde al caso cuando el dipolo es paralelo al eje y, figura 44a). De las orientaciones en las que sí hay acoplamiento, el caso con valores más altos corresponde al dipolo paralelo al eje de propagación x. El promedio de las orientaciones mostrado en la figura 44d) tiene valores más altos en comparación al promedio para el modo TE, alcanza un valor máximo de 4.8 %.

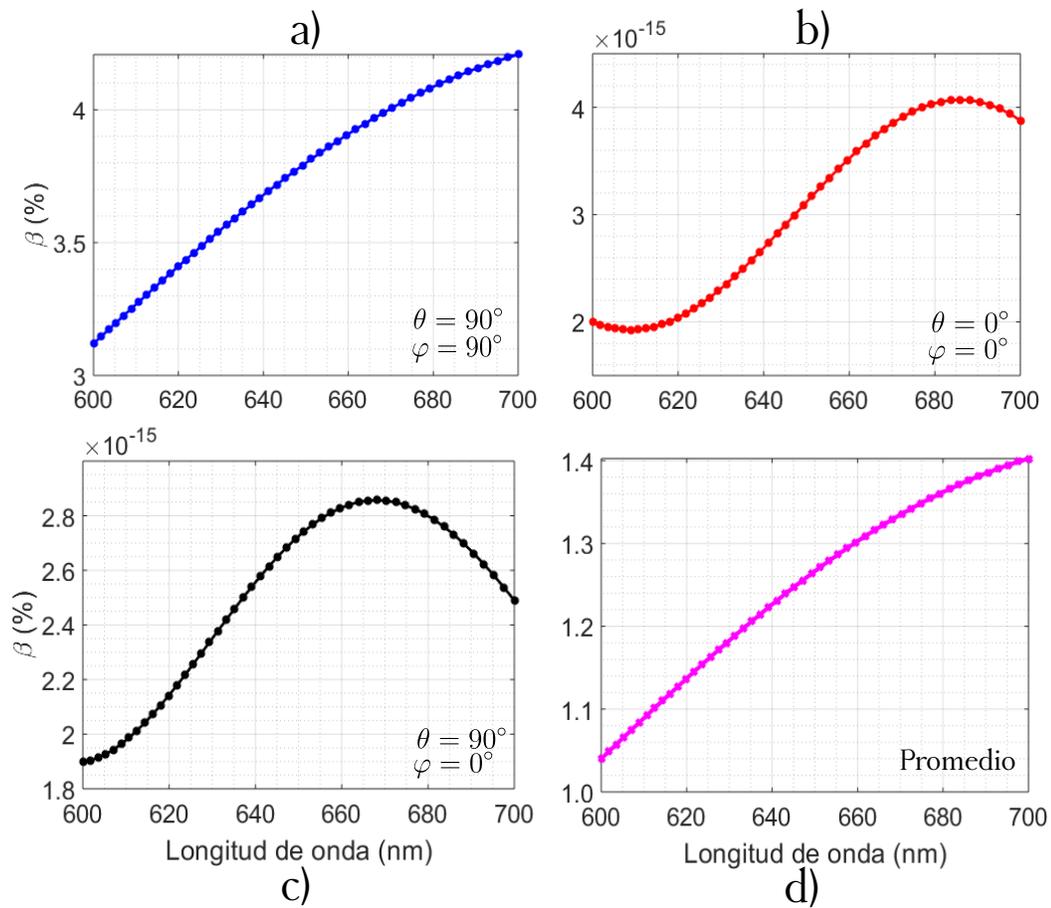


Figura 43. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TE, emisor arriba del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones.

En las figuras 43 se ha visto que solo una orientación del dipolo representa eficiencia de acoplamiento con valor y en la figura 44 se ve que dos de las orientaciones del dipolo representan eficiencia significativa. Esto se debe a la relación que tiene el campo eléctrico con el vector de polarización $\mathbf{p} = \mu \cdot \mathbf{E}$, la polarización tiene un valor importante cuando es paralela al campo eléctrico. Para este caso, cuando el modo es TE predomina el campo magnético de sus componentes, mientras que cuando es TM predomina el campo eléctrico. Sin embargo, al tener modos cuasi TE y TM, este comportamiento no se verá tan claro como en las figuras 43 y 44.

Además de la eficiencia, también se calculó el factor de Purcell F_p , el cual es el mismo para el modo TE que para el modo TM, por lo que se muestra un solo resultado para las dos polarizaciones como se ve en la figura 45. El valor más alto corresponde a la orientación $\theta = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$, también se muestra el valor de F_p promediado sobre las tres orientaciones en la figura 45.

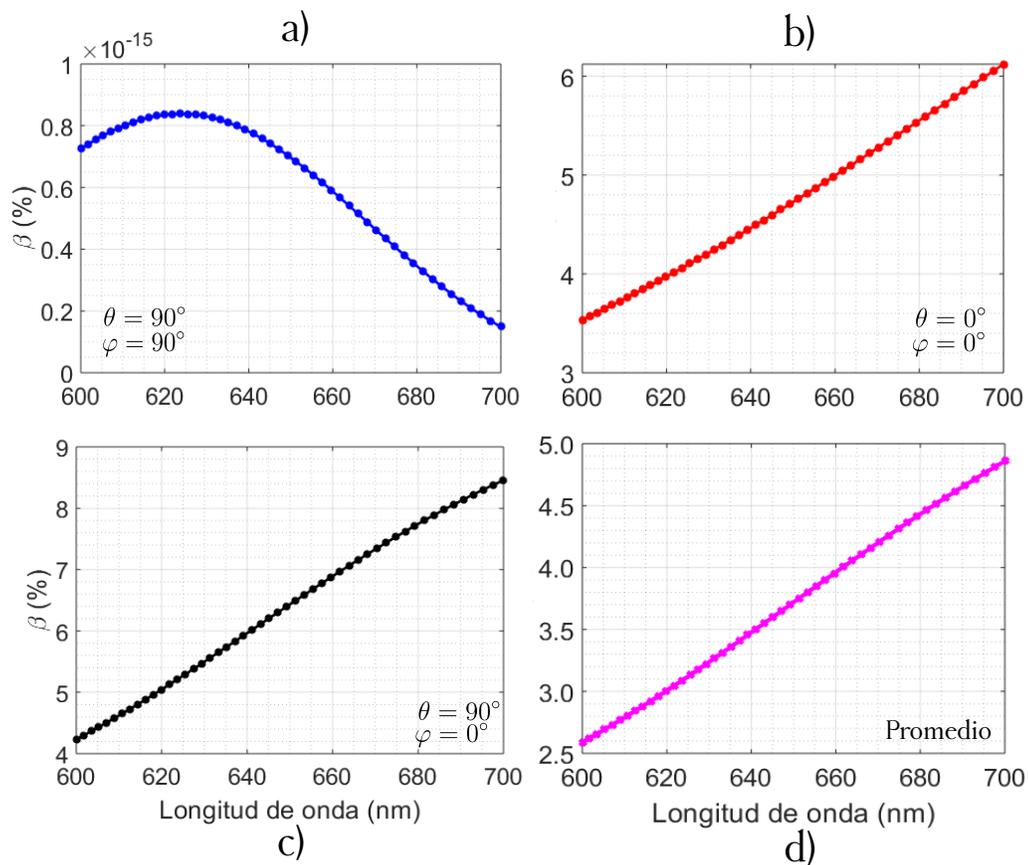


Figura 44. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TM, emisor arriba del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones.

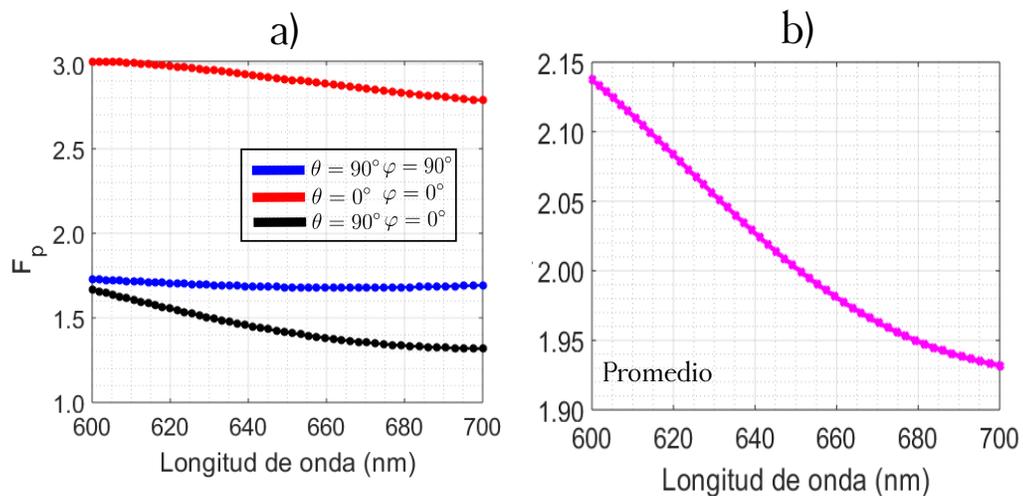


Figura 45. Factor de Purcell F_p para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TE y TM, emisor arriba del núcleo. a) F_p para las tres orientaciones. b) Promedio de F_p .

Una afirmación válida para el conjunto de configuraciones estudiadas es que a medida que incrementa la longitud de onda el factor β aumenta en la mayoría de los casos, mientras que el factor F_p tiende a hacerse más pequeño. El análisis del

promedio es de utilidad dado que en la práctica, si se quiere hacer una integración realista entre un emisor y una guía de onda, no se tiene un sentido de orientación del dipolo establecido, sino una orientación arbitraria, de tal forma que el promedio se asemeja de forma más directa a un caso real.

Para el modo TE, hay una única orientación en la que existe acoplamiento, mientras que para el modo TM dos de estas orientaciones permiten el acoplamiento. Esto se debe a la ortogonalidad en las polarizaciones de los modos, además para que exista acoplamiento el dipolo debe ubicarse de forma que oscile de forma paralela a la dirección del campo eléctrico del modo.

4.6.6.2. Emisor al costado del núcleo de la guía de onda

Se ubica el emisor a un costado y a una distancia $d_y = 10 \text{ nm}$ del núcleo de la guía de onda, las dimensiones del núcleo están fijos en: $A_{\text{Si}_3\text{N}_4} = \text{Al}_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0.3 \mu\text{m}$, como se muestra en la figura 46, y se varía la orientación del dipolo para el modo TE y el modo TM.

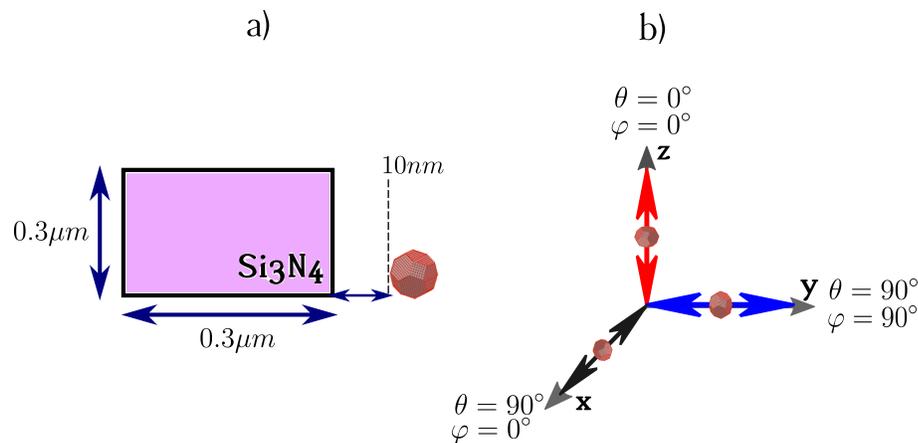


Figura 46. Emisor al costado del núcleo de la guía de onda. a) Esquema de posición del emisor y dimensiones del núcleo. b) Orientaciones del dipolo.

Los resultados para β del modo TE se muestran en la figura 47, las gráficas 47a), b) y c), corresponden a la eficiencia para cada una de las tres orientaciones del dipolo y la gráfica 47d) al promedio de las tres orientaciones. En este caso, las tres orientaciones resultan en acoplamiento, sin embargo, una de ellas predomina al tener mayores valores de β , en el mismo sentido del análisis anterior para el modo TE, cuando el dipolo está orientado paralelo al eje y , $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ alcanza casi el 5.5 % del total de la

potencia radiada por el dipolo y el promedio tiene un valor máximo de 3 %.

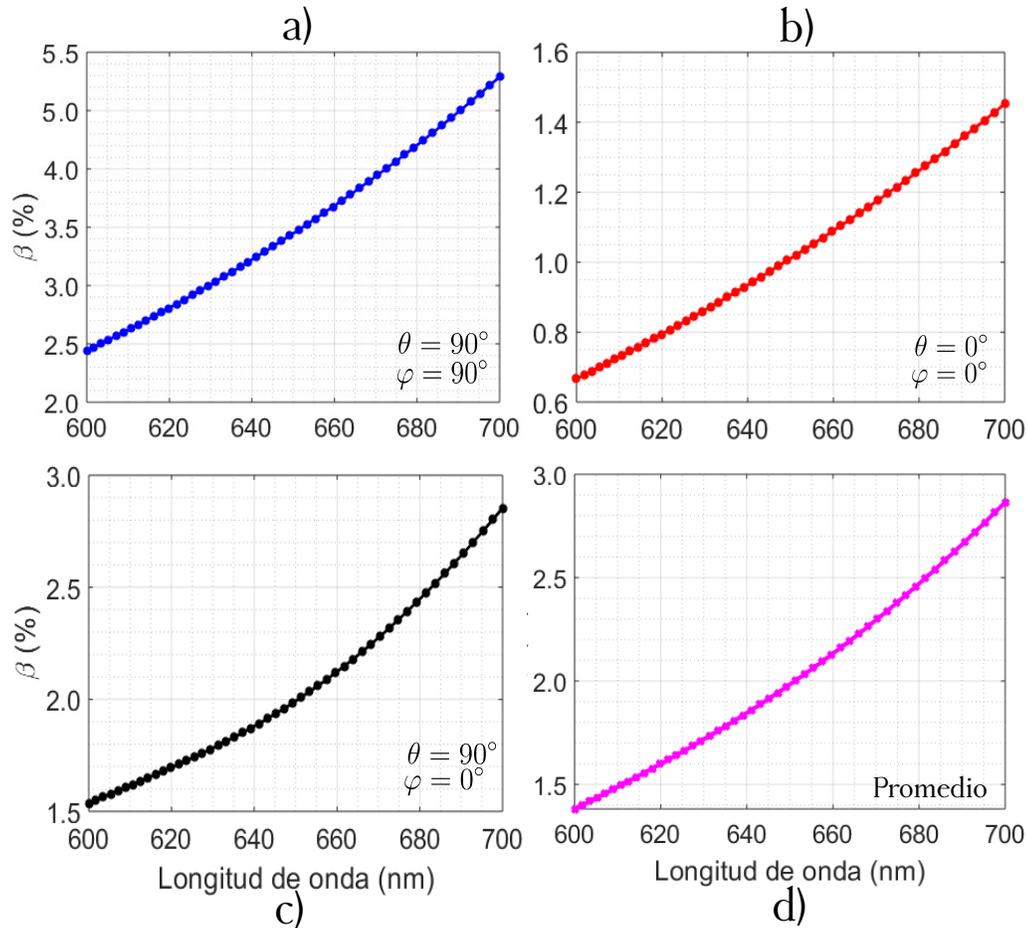


Figura 47. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TM, emisor a un costado del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones.

Para la eficiencia de acoplamiento del modo TM, se muestran los resultados en la figura 48 donde puede verse que el caso con mayor acoplamiento es cuando el dipolo está orientado de forma paralela al eje z , es decir $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 0^\circ$, además en las otras dos orientaciones también hay acoplamiento. El promedio de las orientaciones alcanza un 2 % del total de la potencia emitida.

Por otro lado, para el factor de Purcell F_p ya que es el mismo para los dos modos, puede decirse en general que, con respecto a la otra ubicación del dipolo (arriba del núcleo de la guía), en este caso los valores son más pequeños y el máximo valor corresponde al caso cuando el dipolo es paralelo al eje y . A diferencia de cuando el dipolo se posiciona arriba del núcleo de la guía de onda, para este caso F_p tiende a aumentar con el incremento de la longitud de onda y en ambos casos, el valor está en un rango entre 1 y 3, el promedio también es menor.

Para las configuraciones estudiadas en este trabajo puede decirse que posicionar el dipolo a un costado del núcleo de la guía de onda a diferencia de ubicarlo en la parte superior, asegura acoplamiento en todas las orientaciones del emisor, ya que no existe un caso donde haya un factor β menor a 0.40%, que a pesar de ser un valor bajo representa un porcentaje no despreciable de acoplamiento. También puede notarse que para el modo TE, en ambas ubicaciones del emisor, hay mayor acoplamiento cuando el dipolo está orientado paralelo al eje y ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$), mientras que para el modo TM, es mayor cuando el dipolo está orientado paralelo al eje z .

Si se desea elegir una configuración a simple vista, y de acuerdo con lo anterior, en la que β y F_p tengan los valores más altos, podría decirse que es el emisor sobre el núcleo de la guía de onda, el modo TM, y el dipolo orientado paralelo al eje z ($\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), ya que $\beta = 6.1\%$ y $F_p = 2.7$, en un caso ideal donde pueda seleccionarse la orientación específica a la que se quiera orientar el dipolo. Pero dado que eso no es posible actualmente, ya que el dipolo radia casi en un ángulo sólido completo de 4π ; un estimado a un sistema más realista se podría dar a partir de los promedios resultantes, así el mejor caso sería dipolo arriba del núcleo de la guía de onda para el modo TM, para la cual se obtiene $\beta = 5\%$ y $F_p = 2.15$.

De lo anterior, se puede resaltar que la eficiencia de acoplamiento depende fuertemente de la orientación del dipolo, debido a la ortogonalidad de los dipolos con los campos modales. A modo de conclusión de este estudio, se muestra una tabla en la que se sintetiza la información resultante en todos los casos anteriores para β y F_p , en una longitud de onda fija de 700 nm, los resultados con mejor acoplamiento son necesarios para el análisis siguiente.

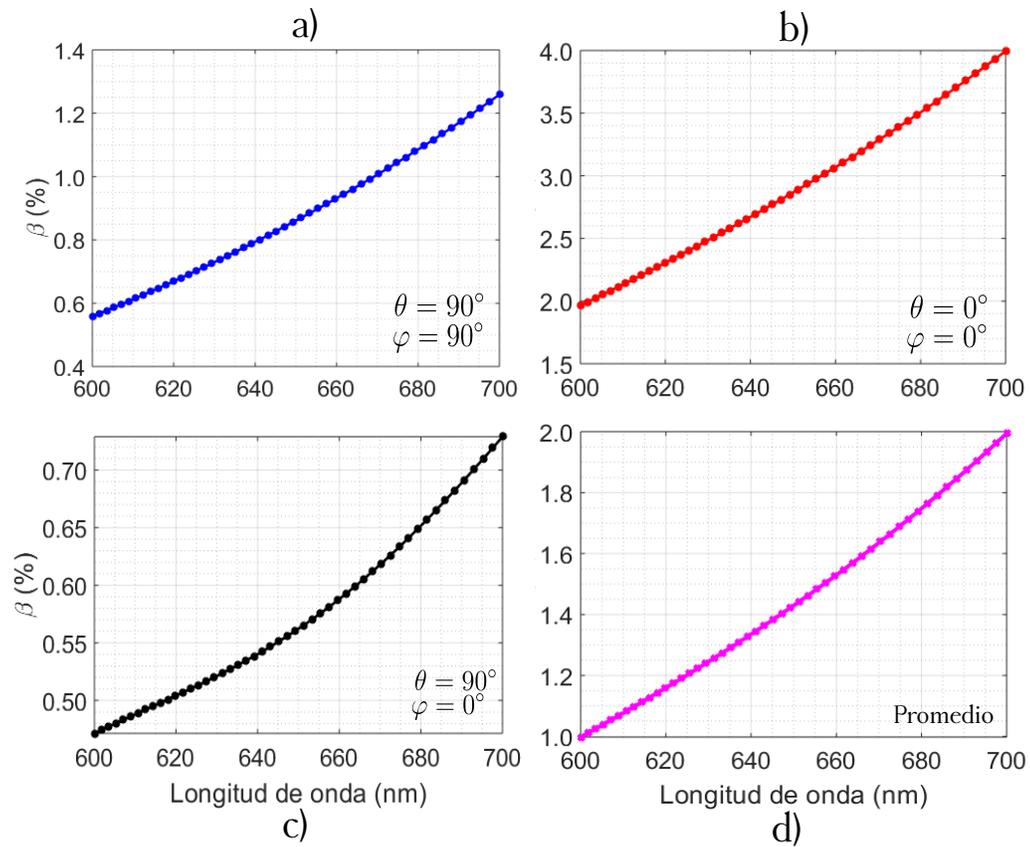


Figura 48. Factor de acoplamiento β para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TM, emisor a un costado del núcleo. a) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. b) $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. c) $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. d) Promedio de las tres orientaciones.

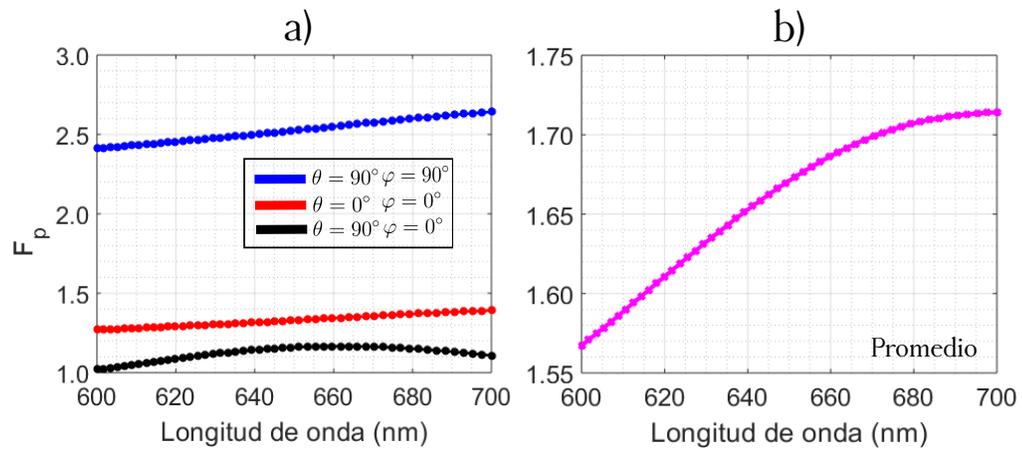


Figura 49. Factor de Purcell F_p para tres distintas orientaciones del dipolo emisor, para el modo TE y TM, emisor a un costado del núcleo. a) F_p para las tres orientaciones. b) Promedio de F_p .

Los porcentajes señalados en negrilla en las tablas 2 y 3 corresponden a casos en los que la eficiencia de acoplamiento supera el 2.0%, estos casos son tomados en cuenta en el siguiente análisis en el que se desean variar las dimensiones del núcleo de la guía de onda.

Tabla 2. β para el emisor arriba del núcleo de la guía de onda.

Arriba	$\theta = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$	$\theta = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$	$\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$	Promedio
TE	4.5 %	–	–	1.4 %
TM	–	6.5 %	8.5 %	4.9 %

Tabla 3. β para el emisor al costado del núcleo de la guía de onda.

Al costado	$\theta = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$	$\theta = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$	$\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$	Promedio
TE	5.4 %	1.5 %	2.9 %	2.9 %
TM	1.3 %	4.8 %	0.75 %	2.0 %

Tabla 4. F_p para el emisor arriba y al costado del núcleo de la guía de onda.

	$\theta=90^\circ, \varphi=90^\circ$	$\theta = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$	$\theta = 90^\circ, \varphi=0^\circ$	Promedio
Arriba, TE y TM	1.73	2.70	1.40	1.94
Al costado, TE y TM	2.65	1.40	1.18	1.72

En la tabla 4 se ve la relación de las orientaciones del dipolo con F_p , a pesar de ser indistinto a la polarización del modo, puede verse en esta tabla que cuando el dipolo es paralelo al eje y , F_p es mayor que cuando está ubicado a un costado del núcleo de la guía de onda, mientras que cuando el dipolo es paralelo al eje z , F_p es mayor cuando está ubicado arriba del núcleo de la guía de onda; entonces la orientación del dipolo afecta directamente el valor de F_p dependiendo de donde se ubique. En algunas configuraciones los valores más altos para F_p son los mismos para los cuales es más alto β . Por ejemplo, cuando el dipolo está sobre el núcleo los valores máximos de β (modo TM) y F_p corresponden al dipolo orientado paralelo al eje z ($\theta = \varphi = 0^\circ$), y cuando el dipolo está a un costado del núcleo los valores máximos de β (modo TE) y F_p corresponden al dipolo orientado paralelo al eje y ($\theta = \varphi = 90^\circ$).

4.6.7. Acoplamiento en función de las dimensiones del núcleo de la guía de onda

Hasta el momento, los estudios se han hecho para las dimensiones del núcleo fijas, ahora lo que se hace es variar el tamaño del núcleo, tanto en y como en z , en un intervalo de $0.2 \mu\text{m}$ a $0.5 \mu\text{m}$, cada $0.02 \mu\text{m}$ para las configuraciones resaltadas en negrilla en las tablas anteriores, que corresponden a las orientaciones en las que sí

existe acoplamiento de acuerdo a los valores del factor β , para el modo TE y el modo TM, los resultados se muestran en las figuras 50 y 51 para β y F_p , respectivamente.

La eficiencia de acoplamiento β como se ha mencionado se ve altamente afectada por la orientación del dipolo, puede decaer a 0%, o aumentar hasta casi 10%, dependiendo de la polarización del modo. En los resultados de esta sección se observa, que aún sin tener una cavidad o un sistema muy sofisticado, este factor representa hasta un 9.54% de acoplamiento para un modo específico de la guía de onda lo que se traduce en un camino viable para la integración de estos emisores a estructuras de guías de onda que son de interés en el grupo de investigación. Se han tomado configuraciones con los valores más altos para β independientemente del factor F_p .

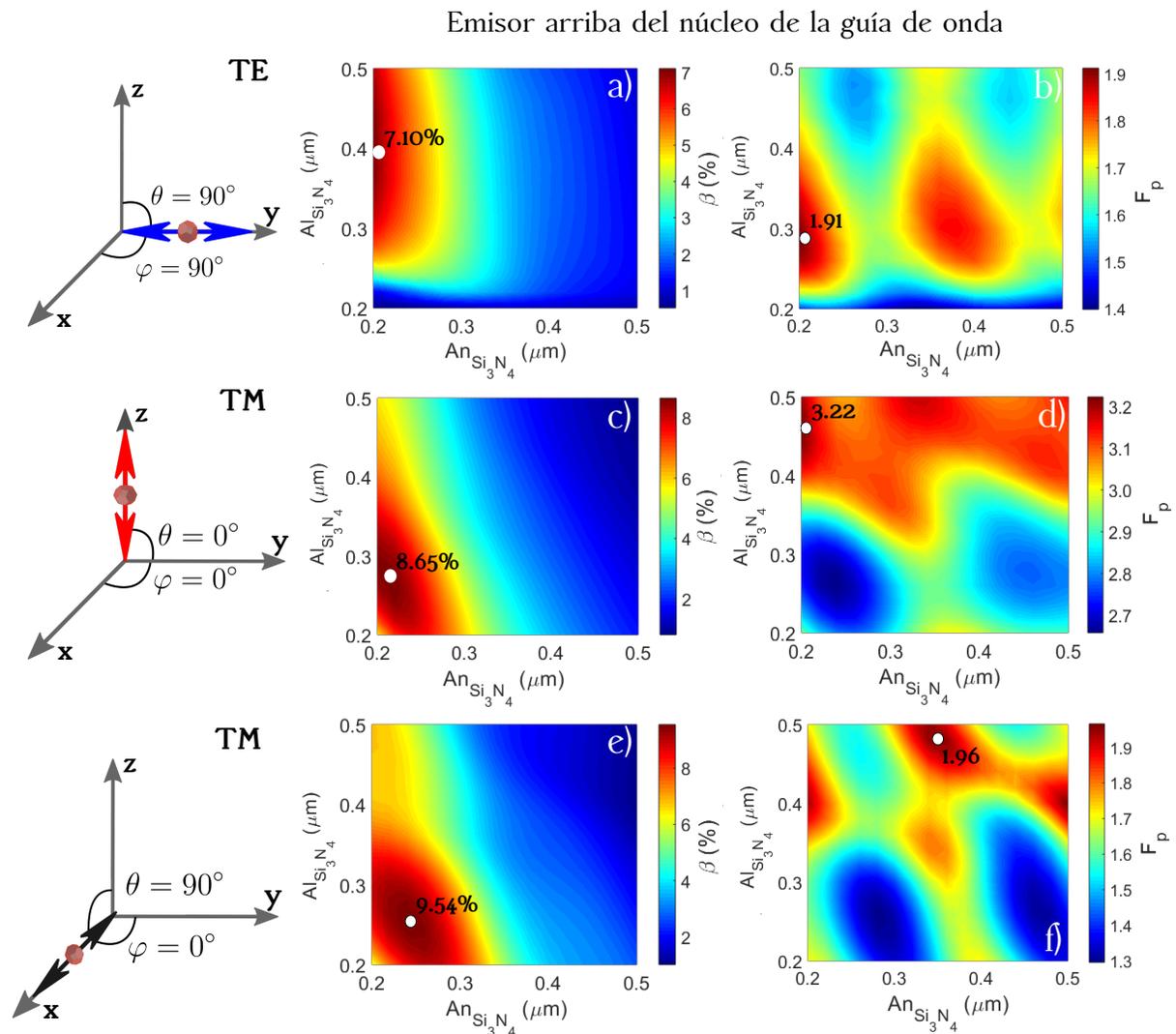


Figura 50. Resultados de β y F_p para el emisor en la parte superior del núcleo, en función de la variación de las dimensiones del núcleo de la guía de onda.

En la figura 50 puede verse que para las tres orientaciones estudiadas del dipolo, β presenta un comportamiento similar, alcanzando valores más altos para anchos y alturas del núcleo menores (zonas rojas). De hecho en los paneles c) y e) se nota que β alcanza un valor máximo para los valores $An_{Si_3N_4} = 0.22 \mu\text{m}$, $Al_{Si_3N_4} = 0.28 \mu\text{m}$, y $An_{Si_3N_4} = 0.24 \mu\text{m}$, $Al_{Si_3N_4} = 0.26 \mu\text{m}$, respectivamente. Estos valores máximos han sido resaltados en la figuras correspondientes. Para la orientación dipolar paralela al eje y, siguiendo la tendencia de los paneles c) y e), puede inferirse que un máximo de eficiencia de acoplamiento es posible de alcanzar para dimensiones aún menores de la guía de onda. Además en la figura 51, en el panel c) puede verse que β alcanza un valor máximo para los valores $An_{Si_3N_4} = 0.22 \mu\text{m}$, $Al_{Si_3N_4} = 0.20 \mu\text{m}$, siendo este el resultado con el factor β más alto de nuestro estudio.

Existe una particularidad entre los dos factores, y es que no necesariamente en las zonas en las que β es mayor, F_p también lo es. Esto se debe a que se está tratando de un factor de Purcell total en el que se considera un aumento de la radiación debido a procesos radiativos y no radiativos, incluyendo la emisión al espacio libre, en todos los modos guiados hacia delante y hacia atrás. Si se quisiera dar razón de un F_p asociado al modo específico, se debe analizar el factor de Purcell del modo guiado hacia la dirección específica en la que se propague la luz. El carácter oscilatorio en los resultados F_p se debe a que la emisión del dipolo aumenta en los máximos y disminuye en los mínimos de interferencia de la onda estacionaria generada en la posición del dipolo (Hoehne, T., et. al., 2020).

De acuerdo con los resultados obtenidos en los rangos de exploración considerados, se pueden resaltar los mejores esquemas de acoplamiento, en caso tal de que se pudiera elegir la ubicación del emisor, para cuando el dipolo esté sobre el núcleo, para el modo TM, el dipolo orientado $\theta=90^\circ$ y $\varphi=0^\circ$, con $An_{Si_3N_4} = 0.24 \mu\text{m}$ y $Al_{Si_3N_4} = 0.26 \mu\text{m}$. Para cuando el dipolo esté a un costado del núcleo de la guía de onda, para el modo TM, el dipolo orientado $\theta = 0^\circ$ y $\varphi = 0$, con $An_{Si_3N_4} = 0.22 \mu\text{m}$ y $Al_{Si_3N_4} = 0.20 \mu\text{m}$, con $\beta = 9.54 \%$, esto tomando en cuenta únicamente los valores de β . Además pueden verse valores máximos de F_p de 3.22, siendo este un resultado bastante razonable aún sin tener una cavidad y considerando que F_p se analiza comúnmente en sistemas híbridos o con cavidades construídas.

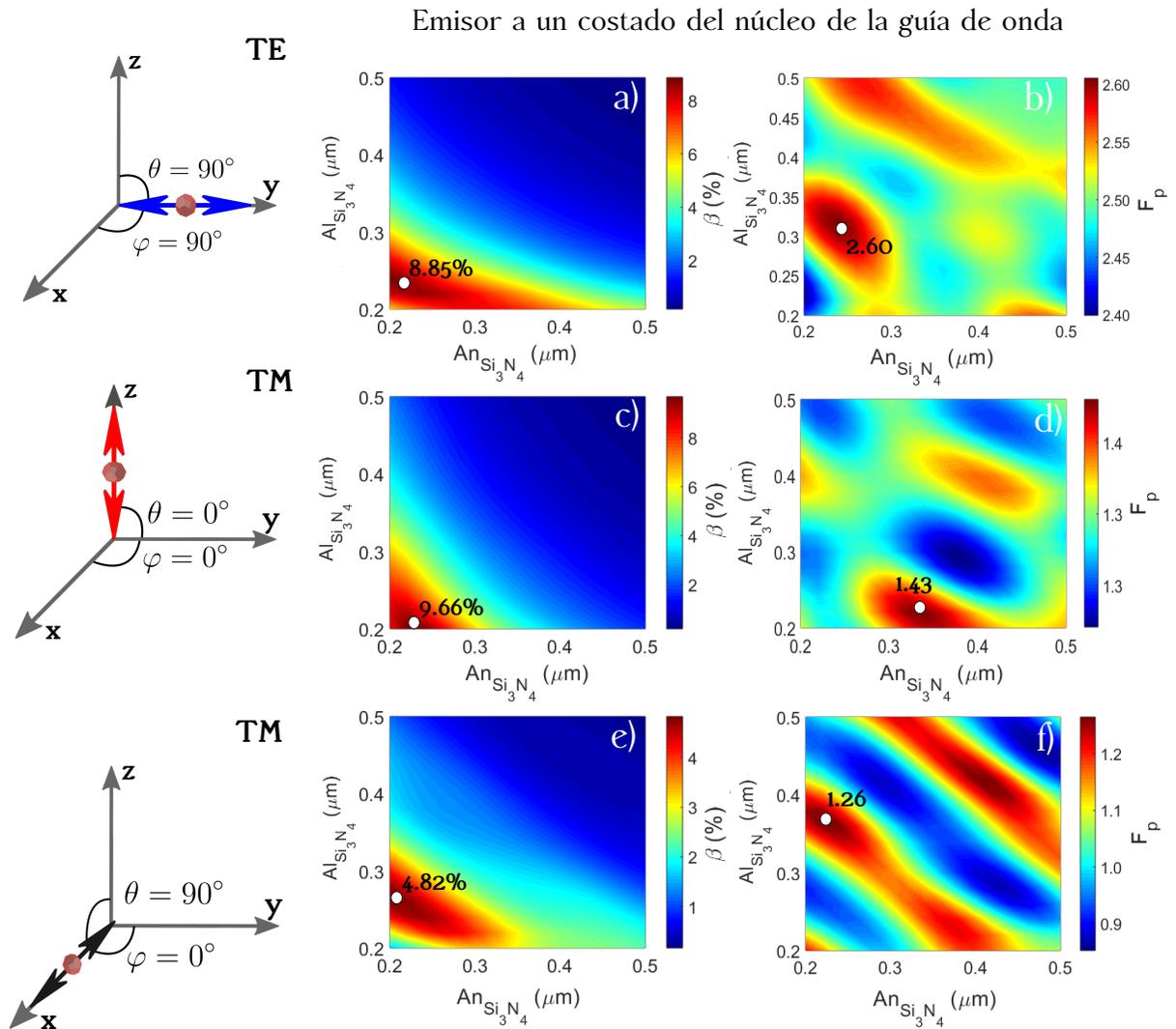


Figura 51. Resultados de β y F_p para el emisor en el costado del núcleo, en función de la variación de las dimensiones del núcleo de la guía de onda.

Si se observa el comportamiento de F_p , este no presenta un único valor máximo en la mayoría de los casos, generalmente existe más de un máximo en diferentes dimensiones del núcleo de la guía de onda, estas oscilaciones en los resultados se ven en la mayoría de análisis de F_p , reportados en la literatura (Hoehne, T., et. al., 2020), de manera que si se quieren seleccionar dimensiones óptimas debemos fijarnos en los resultados del factor β las cuales nos muestran las zonas donde sí habrá potencia acoplada al modo de la guía de onda.

Sin embargo, si se quisiera proponer un sistema más eficiente y realista, en el que exista mayor acoplamiento y el factor de Purcell se vea realmente incrementado, podría pensarse en un diseño basado en guía de onda como los que se observan en

las figuras 52a),b), en estos ejemplos se ha construido una estructura tipo *taper* (en inglés), y una guía de onda doble con el emisor incrustado en el medio, o también podría pensarse en una situación parecida a la figura 52c), de una guía de onda truncada hacia un costado. Estas geometrías ya propuestas y algunas otras a explorar por el grupo de trabajo, está contemplado como el siguiente paso en este estudio.

En el sistema propuesto de la figura 52a) se reporta un valor máximo del factor β de 48% para el dipolo posicionado a una altura de 70 nm sobre el sustrato de la guía de onda, en el esquema de la figura 52b) obtienen un valor de β máximo de 25% para el emisor puesto a 10 nm sobre el sustrato de la guía de onda y con el esquema allí mostrado, estos dos esquemas corresponden a un emisor que emite en $\lambda = 750$ nm; para esa longitud de onda el campo evanescente es mayor que el obtenido en este trabajo, lo que permite un mejor acoplamiento entre el emisor y la guía de onda. Por otra parte, el esquema de la figura 52c) muestra un estudio más similar al de este trabajo, pues el emisor corresponde también a un centro NV posicionado en un costado del núcleo de la guía de onda, alcanzando un máximo valor de $\beta = 6\%$ para el dipolo orientado horizontalmente y para el modo TE, y $\beta = 4\%$ para el dipolo con orientación vertical para el modo TM. Esto nos permite tener una referencia comparativa con respecto a nuestro trabajo, ya que nuestros resultados de β son más altos, aún considerando una estructura sencilla compuesta por una sola guía de onda.

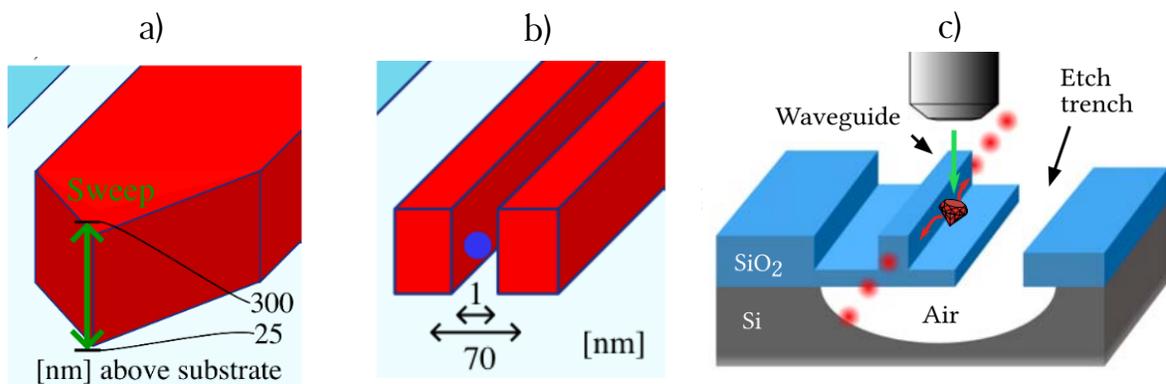


Figura 52. Sistemas propuestos en (Doeser, L., et. al., 2019) y (Böhm, F., et. al., 2019). a) Taper, el emisor puntual generalmente va posicionado frente al extremo del taper. b) Guía de onda doble, el emisor puntual está en el centro. c) Guía de onda cortada para aumentar el contraste dieléctrico.

Capítulo 5. Conclusiones

En este trabajo de tesis, se estudiaron algunas de las propiedades de fuentes deterministas de fotones individuales en el espacio libre y en interacción con dispositivos fotónicos de guías de onda, con núcleo de Si_3N_4 , sobre SiO_2 sobre un sustrato de Si . El estudio experimental de nanodiamantes con centros NV como fuentes de emisión, permitió dar idea de los parámetros de emisión de fuentes de fotones individuales basadas en estado sólido bajo las condiciones específicas del laboratorio LINOC. Además se hizo un estudio numérico del acoplamiento entre un emisor radiando en el rango de emisión de los centro NV y una guía de onda donde se simuló el emisor como un dipolo eléctrico oscilante.

5.1. Conclusiones del análisis experimental

Respecto al análisis experimental de los nanodiamantes con centros NV, se puede afirmar que se encontró que la fluorescencia emitida por los centros NV depositados sobre un sustrato de vidrio, es similar a un dipolo oscilando, con un perfil transversal correspondiente a la función de Airy.

En las mediciones de la fluorescencia se comprobó que la señal específica de los centros NV podía aumentarse en el sistema, tras lograr una óptima alineación y un filtrado adecuado de la señal que corresponde a los centros NV para lo que se logró conseguir un valor de $R_{sr} = 26.22$, el cual resulta ser bastante aceptable para un emisor radiando en el espacio libre.

Mediante el análisis de la fluorescencia se demostró la presencia de centros NV, ya que se comprobó que independientemente de la potencia de bombeo, la fluorescencia emitida por centros NV se mantiene estable luego de un punto de saturación, convirtiendo a estos emisores en fuentes de fotones individuales estables en el tiempo.

En LINOC se midió el espectro de emisión de los centros NV con un ancho de aproximadamente 200 nm, en el rango de longitudes de onda de 600 nm a 800 nm, para el que se presentan algunos picos, entre los que se pueden encontrar emisiones lorentzianas que forman en su totalidad el espectro de emisión de un típico centro NV^- .

En los intentos por demostrar el comportamiento de luz no clásica de los centros

NV mediante la medición de la función de correlación de segundo orden, se probaron distintas configuraciones en las que se lograron adecuar los parámetros del sistema para la continuación de las mediciones de cuentas correlacionadas. Se establecieron los filtros adecuados para dejar pasar la señal de interés correspondiente a la emisión de fotones individuales, teniendo en cuenta la optimización de R_{sr} , también se establecieron el tiempo de retraso entre la detección de la pareja de detectores, la resolución temporal del etiquetado de cuentas de fotones y el tiempo de integración de la medición. Una de las limitaciones más importantes que se presenciaron al momento de hacer esta medición fue el número de cuentas, esto se ha estado resolviendo con alternativas como usar otro objetivo de iluminación del sistema confocal, de modo que permita mayor paso de la luz, asimismo se están usando nuevos centros NV con mayor fluorescencia y mayor densidad de centros NV, asimismo se están seleccionando horarios para el trabajo experimental en los cuales el ruido vibracional externo sea reducido lo máximo posible.

5.2. Conclusiones del análisis numérico y de simulación

En cuanto al estudio numérico y de simulación tanto para la solución de modos propagados en guías de onda y al acoplamiento emisor-guía de onda, se pudo concluir principalmente que las estructuras de guías de onda deben ser de un tamaño submicrométrico para que puedan ser usadas en aplicaciones de óptica integrada.

En el análisis modal de la guía de onda se comprobó que la polarización del modo y la simetría de la guía de onda influye en la distribución del mismo, por lo que mediante estos parámetros se determinó el confinamiento y el campo evanescente para una longitud de onda determinada.

Mediante un estudio del campo evanescente de los modos guiados en distintas geometrías del núcleo, se determina el comportamiento del campo evanescente, se determinó el decaimiento y por lo tanto la longitud de penetración afuera del núcleo de la guía de onda, se concluye que para las geometrías donde el campo evanescente es más alto, este no supera una distancia de penetración mayor a 40 nm.

En el estudio numérico de la propagación de luz en la guía se comprobó que una distancia adecuada para ubicar al emisor puntual que refleje acoplamiento e incre-

mento de la emisión espontánea es de 10 nm aproximadamente, alrededor del núcleo de la guía de onda.

Se comprobó que al orientar en diferentes direcciones el emisor, los casos que exhiben mayor acoplamiento corresponden a un dipolo orientado paralelo al campo eléctrico de un modo específico, entonces si el campo eléctrico oscila en una dirección ortogonal al dipolo la eficiencia de acoplamiento (dada por β) para dicho modo disminuye. El otro parámetro estudiado es F_p , este valor es indistinto al modo seleccionado debido a que está definido en términos de todo el sistema interactuando con el emisor. Sin embargo, se comprueba que dicho valor varía de acuerdo a la orientación del dipolo y la ubicación sobre o a un costado de la guía de onda, y se ven algunas configuraciones que muestran el máximo de los dos factores, como por ejemplo, cuando el dipolo está sobre el núcleo los valores máximos de β (para el modo TM) y F_p corresponden al dipolo orientado paralelo al eje z ($\theta = \varphi = 0$), y cuando el dipolo está a un costado del núcleo los valores máximos de β (para el modo TE) y F_p corresponden al dipolo orientado paralelo al eje y ($\theta = \varphi = 90^\circ$).

Se encontraron rangos de dimensiones para los cuales existe mayor acoplamiento bajo orientaciones dipolares específicas. En el rango de exploración una propuesta con potencial para ser implementada, en el sentido de proporcionar un valor de β y F_p moderados ($\beta = 7.5\%$ y $F_p = 3.0$), es una guía de onda con $\text{An}_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0.20 \mu\text{m}$ $\text{Al}_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 0.38 \mu\text{m}$, para el modo con polarización TM, con el dipolo posicionado a 10 nm de la parte superior del núcleo y orientado paralelo al eje z (aunque en la práctica esto no sea posible determinarse). Esta sería una propuesta efectiva, sin embargo pueden postularse algunas más de acuerdo a lo obtenido en los resultados.

La principal contribución de este trabajo de tesis al grupo de investigación ha sido, en la parte experimental, analizar con profundidad la emisión de este tipo de fuentes, logrando mejores resultados de fluorescencia para centros NV con respecto a lo que se tenían antes de este trabajo (se pasó de tener un valor de $R_{sr} = 3$ a $R_{sr} = 16$), se logró ver con claridad el espectro de emisión de los centros NV, resultado que tampoco se tenía antes de este trabajo, además se exploró por primera vez el interferómetro HBT y todas las condiciones experimentales que surgieron en su implementación, en ese sentido, se establecieron parámetros que permitirán la medición de la función correlación de segundo orden en un trabajo futuro. Por otro lado, además de obtener

los resultados hasta aquí mencionados en el estudio numérico, se logró un progreso en la utilización de Ansys Lumerical mediante exploración de la interfaz y elaboración de códigos para su funcionamiento, tanto en MODE como en FDTD, además se logró dar continuidad al proyecto de investigación de fuentes deterministas de estado sólido del grupo y se logró llegar a una propuesta para la integración de fuentes a circuitos integrados.

5.3. Trabajo a futuro

Como trabajo a futuro, en la parte numérica y de simulación se desea ampliar el estudio para implementar sistemas que permitan incrementar el acoplamiento entre el sistema electromagnético y el emisor puntual, como por ejemplo, arreglos de guías de onda, ubicación del emisor en distintos puntos de la estructura, construcción de un *taper*, etc, con la intención de llegar a un diseño que pueda ser fabricado en colaboración con otros grupos de investigación.

En la parte experimental se continuará con la medición de la función de correlación cambiando el láser de bombeo por un láser pulsado, además se implementará un montaje para la medición del tiempo de vida media de la fluorescencia de los centros NV y el uso de microscopia de campo cercano para la medición de los mapas de fluorescencia, debido a que LINOC cuenta con la infraestructura para darle continuidad a este trabajo.

Literatura citada

- Aharonovich, I., Englund, D., and Toth, M. 2016. Solid-state single-photon emitters. *Nature Photonics* . **10**(186).
- Aharonovich, I. and Neu, E. 2014. Diamond nanophotonics. *Adv. Opt. Mater.* **2**:911–928.
- Albrecht, R., Bommer, A., Deutsch, C., Reichel, J. and Becher, C. 2013. Coupling of a Single Nitrogen-Vacancy Center in Diamond to a Fiber-Based Microcavity. *Phys. Rev. Lett.* **110**(243602).
- Alléaume, RR., Treussart, F., Messin, G., Dumeige, Y., Roch, J.F., Beveratos, A., Brouri-Tualle, R., Poizat, J.P. Philippe Grangier. 2004. Experimental open-air quantum key distribution with a single-photon source. *New J. Phys.* **6**(92).
- Anthony, R., Hagan, Genuth-Okon, D., Martinez Maestro, L., Crowe, I., Halsall, M., Knights, A. 2020. Extended Wavelength Responsivity of a Germanium Photodetector Integrated With a Silicon Waveguide Exploiting the Indirect Transition. *Review of Scientific Instruments.* **26**(2): 3800107.
- Arreguín, G., Alberto, L., Gonzale, G. 2013. Existencia del fotón. *Reporte de clases. Introducción a la Óptica Cuántica.* Universidad Nacional Autónoma de México.
- Beams, R., Smith, D., Johnson, T.W., Oh, S.H., Novotny, L., Nick, A. 2013. Nanoscale Fluorescence Lifetime Imaging of an Optical Antenna with a Single Diamond NV Center. *Nano Lett.* **13**(8): 3807–3811.
- Benelajla, M., Kammann, E., Urbaszek, B., and Karrai, K. 2021. Physical Origins of Extreme Cross-Polarization Extinction in Confocal Microscopy. *Phys. Rev. X.* **11**021007.
- Bennett, C. and Brassard, G. 1984. Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing, Bangalore, India *IEEE New York.* pp. 175–179.
- Bennett, C. H. 1992. Quantum cryptography using any two nonorthogonal states. *Physical Review Letters.* **68**(3121).
- Beveratos, A., Brouri, R., Gacoin, T., Poizat, J.P., and Grangier, P. 2001. Nonclassical radiation from diamond nanocrystals. *Phys. Rev. A* . **64**: 061802.
- Beveratos, A., Brouri, R., Gacoin, T., Poizat, J.P., Grangier, P. 2001. Nonclassical radiation from diamond nanocrystals. *Phys. Rev. A.* **64**: 061802.
- Blinov, B., Moehring, D., Duan, L . et al. 2004. Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon. *Nature.* **428**: 153–157.
- Böhm, F., Nikolay, N., Pyrlik, C., Schlegel, J., Thies, A., Wicht, A., Tränkle, G., and Benson, O. 2019. On-chip integration of single solid-state quantum emitters with a SiO₂ photonic platform. *New J. Phys.* **21**(045007).
- Brokmann, X., Giacobino, E., Dahana, M., and Hermierb, J. P. 2004. Highly efficient triggered emission of single photons by colloidal CdSe/ZnS nanocrystals. *Appl. Phys. Lett* . **85**(712).
- Brouri, R., Beveratos, A., Poizat, J.P., and Grangier, P. 2000. Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond. *Optics Letters.* **25**:1294-1296.

- Chrostowski, L. and Hochberg, M.(2015). *Silicon Photonics Design. Cambridge University Press.*
- Cohen-Tannoudji, C., Dupont-Roc, J., and Grynberg, G. 1997. *Photons and Atoms: Introduction to Quantum Electrodynamics. Wiley-Interscience.*
- Dodonov, V.V., and Ma'ko, V.I. (2003). *Theory of Nonclassical States of Light. CRC Press.. 1st ed.*
- Doeser, L. and Rydving, E. 2019. *Coupling of Light Into a Silicon-on-Silica Strip Waveguide. SA114X Degree Project in Engineering Physics. KTH Royal Institute of Technology.*
- Doherty, M.W, Manson, N.B., Delaney, P., Jelezko, F., Wrachtrup, J., Hollenberg, L.C. 2013. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond. *Phys. Rep.* **528**:1–45.
- Doherty, M.W, Manson, N.B., Delaney, P. and Hollenberg, L.C. 2011. The negatively charged nitrogen-vacancy centre in diamond: the electronic solution. *New J. Phys.* **13**(025019).
- Dousse, A., Suffczyński, J., Beveratos, A., Krebs, O., Lemaître, A., Sagnes, I., Bloch, J., Voisin, P. and Senellart, P. 2010. Ultrabright source of entangled photon pairs. *Nature volume.* **466**: 217–220 .
- Duan, L.M., Kuzmich, A., and Kimble, H. J. 2004. Cavity QED and quantum-information processing with “hot” trapped atoms. *Phys. Rev. A.* **67**(032305).
- Eisaman, M. D., Fan, J., Migdall, A. and Polyakov, S. V. 2011. Invited Review Article: Single-photon sources and detectors. *Review of scientific instruments.* **82**(071101).
- Ekert, A. K. 1991. Quantum cryptography based on Bell’s theorem. *Physical Review Letters.* **67**(661).
- Fan, J., and Migdall, A. 2007. A broadband high spectral brightness fiber-based two-photon source. *Optics Express.* **15**(6): pp. 2915-2920.
- Field. J. E. 1992. *The Properties of Natural and Synthetic Diamond. Academic Press, London.*
- Fox, M. 2013. *Quantum Optics. Oxford University Press .*
- Gerry, C. and Knight, P. 2005. *Introductory Quantum Optics. Cambridge University Press.*
- Gisin, N., Ribordy, G., Tittel, W., and Zbinden, H. 2002. Quantum cryptography. *Rev. Mod. Phys.* **74**(145).
- Goldschmidt, E. A., Eisaman, M. D., Fan, J., Polyakov S. V., and Migdall A. 2008. Spectrally bright and broad fiber-based heralded single-photon source. *Phys. Review A.* **78**(013844).
- Grangier, P., Roger, G., and Aspect, A. 1986. Experimental evidence for a photon anti-correlation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences. *EPL, Europhysics Lett.* **1**(4): 173.

- Hanbury Brown, R. and Twiss, R.Q. 1956. Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. *Nature*. **177**: 27-29.
- Hoehne, T., Schnauber, P., Rodt, S., Reitzenstein, S., and Burger, S. 2020. Numerical Investigation of Light Emission from Quantum Dots Embedded into On-Chip, Low Index Contrast Optical Waveguides. *Phys. Status Solidi B* . **256**: 1800437.
- Iakoubovskii, K. and Adriaenssens, G. J. 2001. Trapping of vacancies by defects in diamond. *Journal of Physics: Condensed Matter*. *Journal of Physics: Condensed Matter*. **13**(26).
- Inamori, H., Lütkenhaus, N. and Mayers, D. 2007. Unconditional security of practical quantum key distribution. *Eur. Phys. J. D* . **41**(599).
- Ishihara, M. and Sasaki, H. 1999. High-speed surface measurement using a non-scanning multiple-beam confocal microscope. *Optical Engineering*. **38**(6).
- Jelezko, F. and Wrachtrup, J. 2006. Single defect centres in diamond: a review. *Phys. Stat. Solidus*. **203**:3207–25.
- Jiang, J., Jialin and Xue, Muyu and Lu, Ching-Ying and Fenrich, Colleen S. and Morea, Matthew and Zang, Kai and Gao, et al. 2019. Strain-Induced Enhancement of Electroluminescence from Highly Strained Germanium Light-Emitting Diodes *American Chemical Society*. **6**(4): 915–923.
- Johnson, S., Dolan, P. R., Grange, T., Trichet, A. A. P., Hornecker, G., et. al. 2015. Tunable cavity coupling of the zero phonon line of a nitrogen-vacancy defect in diamond. *New J. Phys.* **17**(12).
- Kien, F.L, Gupta S.D., Balykin, V. I. and Hakuta, K. 2005. Spontaneous emission of a cesium atom near a nanofiber: Efficient coupling of light to guided modes. *Phys. Rev. A-72*. **72**: 032509.
- Kim, J.H., Ko, Y.H., Gong, S.H., Ko, S.M. and Cho, Y.H. 2013. Ultrafast single photon emitting quantum photonic structures based on a nano-obelisk. *Scientific Reports*. **3**(2150).
- Kumar, S., Kaczmarczyk, A. and Gerardot, B. D. 2015. Strain-induced spatial and spectral isolation of quantum emitters in mono- and bilayer WSe₂. *Nano Lett.* **15**: 7567–7573.
- Kurtsiefer, C., Mayer, S., Zarda, P. and Weinfurter, H. 2000. Stable Solid-State Source of Single Photons. *Phys. Rev. Lett.* **85**(290).
- Lang, A. R., Moore, M., Makepeace, A. P. W., Wierzchowski, W. and Welbourn, C. M. 1991. On the Dilatation of Synthetic Type Ib Diamond by Substitutional Nitrogen Impurity. *Philosophical Transactions of the Royal Society A* .
- Loubser, JHN and van Wyk, JA. 1978. Electron spin resonance in the study of diamond. *Rep. Prog. Phys.* **41**.
- Lounis, B. and Moerner, W. 2000. Single photons on demand from a single molecule at room temperature. *Nature*. **407**: 491–493.
- Lounis, B., and Orrit, M. 2005. Single-photon sources. *Rep. Prog. Phys.* **68**(1129).

- Manson, N., Harrison, J., Sellars, M. 2006. Nitrogen-vacancy center in diamond: model of the electronic structure. *Phys. Rev. B.* **74**:104303.
- McKeever, J., Boca, A., Boozer, A. D., Miller, R., Buck, J. R., Kuzmich, A., Kimble, H. J. 2004. Deterministic Generation of Single Photons from One Atom Trapped in a Cavity. *Science.* **303**(5666):1992-4.
- Mandel, L. and Wolf, E. 1995. Optical Coherence and Quantum Optics. *Cambridge UK: Cambridge University Press.* ISBN 0-521-41711-2.
- Martini, F. D., Giuseppe, G. D., and Marrocco, M. 1996. Single-Mode Generation of Quantum Photon States by Excited Single Molecules in a Microcavity Trap. *Physical Review Letters.* **76**(900).
- Martini, F., Giuseppe, G. D. and Marrocco, M. 1996. Single-Mode Generation of Quantum Photon States by Excited Single Molecules in a Microcavity Trap. *Phys. Rev. A-58.* **78**(620).
- Migdall, A., Dowling, J. 2004. Introduction to the Journal of Modern Optics Special Issue on Single-Photon: Detectors, Applications, and Measurement Methods. *National Inst of Standards and Technology Gaithersburg.* ADA426464.
- Migdall, A., Polyakov, S., Fan, J., and Bienfang, J. 2013. Single-Photon Generation and Detection. *Elsevier Inc.* **45**.
- Moreau, E., Robert, I., Gérard, J. M., Abram, I., Manin, L. and Thierry-Mieg V. 2001. Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities. *Appl. Phys. Lett.* **79**(2865).
- Novotny, L. and Hecht, B. 2006. Principles of nano-optics. *Cambridge University. Press. Cambridge .*
- Olivo, A. A. 2019. Enhanced emission of nanoemitters in plasmonic waveguides on silicon photonics : towards integrateds. *Tesis de doctorado en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física .* pp. 10-150.
- Ortiz Huerta, F., Chen, L., Taverne, M., Hadden, J. P., Johnson, M., and Rarity, J. G. 2018. Fabrication of hybrid Fabry-Pérot microcavity using two-photon lithography for single-photon sources. *Optics Express .* **26**(25): 33245-33252.
- Pawley, J. B. 2006. Handbook of Biological Confocal Microscopy. *Springer.* **236**. Third Edition.
- Purcell, E. M. 1946. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.* **69**(11-12): 681.
- Quimby, Richard S. 2006. Photonics and Lasers: An Introduction. *John Wiley and Sons.* ISBN 978-0-471-79158-4.
- Robledo, L., Bernien, H., Van der Sar T., Hanson, R. 2011. Spin dynamics in the optical cycle of single nitrogen-vacancy centres in diamond. *New J. Phys.* **13**: 025013.
- Rodríguez-Ramírez, S. 2020. Estudio de las propiedades de emisión de disulfuro de tungsteno en estructura bidimensional. *Revista Gaceta Ensenada.* **36**(a).

- Saleh, B. E. and Teich, M. C. 2007. Fundamentals of Photonics. *Wiley Series in Pure and Applied Optics*.
- Santori, C. M. 2003. Highly efficient triggered emission of single photons by colloidal CdSe/ZnS nanocrystals. *Ph.D. dissertation*. Stanford University.
- Schirhagl, R., Chang, K., Loretz, M. and Degen, C.L. 2013. Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond: Nanoscale Sensors for Physics and Biology. *Annu. Rev. Phys. Chem.* **65**:83–105.
- Schlehahn, A., Krüger, L., Gschrey, M., Schulze, J.-H., Rodt, S., Strittmatter, A., Heindel, T. and Reitzenstein, S. 2015. Operating single quantum emitters with a compact Stirling cryocooler. *Review of Scientific Instruments* . **86**(013113).
- Scully, M. O. and Zubairy, M. S. 1997. Quantum optics. *Cambridge University Press*.
- Shields, A. 2007. Semiconductor quantum light sources. *Nature Photonics*. **1**: 215–223.
- Shor, P. 1994. Proceedings of 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science. *IEEE Computer Society Press*. pp. 124–134.
- Sipahigil, A., Goldman, M. L., Togan, E., Chu, Y., Markham, M., Twitchen, D. J., Zibrov, A. S., Kubanek, A., and Lukin, M. D. 2012. Quantum interference of single photons from remote nitrogen-vacancy centers in diamond. *Phys. Rev. Lett.* **108**(143601).
- Sipahigil, A., Jahnke, K. D., Rogers, L. J., Teraji, T., Isoya, J., Zibrov, A. S., Jelezko, F., and Lukin, M. D. 2014. Indistinguishable photons from separated silicon-vacancy centers in diamond. *Phys. Rev. Lett* . **113**(113602).
- Siyushev, P., Kaiser, F., Jacques, V., Gerhardt, I., Bischof, S., Fedder, H., Dodson, J., Markham, M., Twitchen, D., Jelezko, F., and Wrachtrup, J. 2010. Monolithic diamond optics for single photon detection.. *Appl. Phys. Lett.* **97**(24): 95–98.
- Steiner, M. A., Hartschuh, Korlacki, R., and Meixner, A. J. 2007. Highly efficient, tunable single photon source based on single molecules. *Appl. Phys. Lett* . **90**(183122).
- Soref, R. 2006. The past, present, and future of silicon photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* . **12**(6): 1678–1687.
- Soujaeff, A., Nishioka, T., Hasegawa, T., Takeuchi, S., Tsurumaru, T., Sasaki, K., and Matsui, M. 2007. Quantum key distribution at 1550 nm using a pulse heralded single photon source. *Optics Express*. **15**(2): 726-734.
- Takashima, H., Fukuda, A., Shimazaki, K., Iwabata, Y., Kawaguchi, H., Schell, A.W., Tashima, T., Abe, H., Onoda, S., Ohshima, T., and Takeuchi, S. 2021. Creation of silicon vacancy color centers with a narrow emission line in nanodiamonds by ion implantation. *Optical Materials Express*. **11**(7): 1978-1988.
- Tonndorf, P., Schmidt, R., Schneider, R., Kern, J., Buscema, M., Steele, G., Castellanos-Gomez, A., et. al. 2015. Single-photon emission from localized excitons in an atomically thin semiconductor. *Optica*. **2**: 347–352.
- U'Ren, A. B., Silberhorn, C., Banaszek, K., Walmsley, A. 2004. Efficient Conditional Preparation of High-Fidelity Single Photon States for Fiber-Optic Quantum Networks. *Phys. Rev. Letter* . **93**(093601).

- Waks, E., Diamanti, E., and Yamamoto, Y. 2006. Generation of photon number states. *New Journal of Phys.* **8**(4).
- Wu, E., Rabeau, J. R., Roger, G., Treussart, F., Zeng, H., Grangier, P., Praver, S., Roch, J.F. 2007. Room temperature triggered single-photon source in the near infrared. *New J. Phys.* **9**(434).
- Yariv, A. and Yeh, P. 2007. Photonics: optical electronics in modern communications. *Oxford University Press*.
- Yeh, Chai. 2012. Applied Photonics *Elsevier*. pp 10.