



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

**ESCUELA SUPERIOR DE INGENIERÍA
MECÁNICA Y ELÉCTRICA
UNIDAD ZACATENCO**

SECCIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO E INVESTIGACIÓN

***“DESARROLLO DE UN INSTRUMENTO PARA
MEDIR LA CONCENTRACIÓN DE PARTÍCULAS
SUSPENDIDAS EN UN MEDIO GASEOSO
(NEFELÓMETRO) EN BASE DE LÁSER DE DIODO.”***

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

**MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA
MECÁNICA**

P R E S E N T A:

Lic. Javier Zenteno García

Director de tesis:

Dr. Alexandre Michtchenko



México D.F.

Julio 2015

Agradecimientos

*Dedicado a toda persona que me he encontrado
en el camino y me ha apoyado en el logro
de mí objetivo, también a los que
intentaron disuadirme, ya
que por ellos aprendí
a luchar por mi
objetivo.*

Resumen.

La interacción de la radiación solar con las partículas de los aerosoles atmosféricos son todavía poco conocidos, pero su estudio es muy importante debido a los efectos que surgen por la interacción de la luz con la materia, y por el balance de radiación de la Tierra. De hecho no está claro si ciertas partículas proporcionan un efecto de calentamiento o enfriamiento neto sobre el clima de la Tierra. Además, las partículas atmosféricas pueden alterar la visibilidad en la atmósfera, sobre todo en las zonas urbanas. Las propiedades ópticas de las partículas de aerosol actualmente son mejor entendidas por los estudios de teledetección de la atmósfera. En esta tesis se presenta un método para la medición de una baja concentración de partículas con un nefelómetro para la medición de las propiedades de dispersión de partículas de aerosoles atmosféricos. El instrumento recoge la luz dispersada por un aerosol usando una celda óptica multipasos y un dispositivo de carga acoplada (CCD). Las medidas que proporciona un nefelómetro es la intensidad de dispersión. La eficacia del instrumento fue confirmada por mediciones hechas en el laboratorio de las propiedades de dispersión de una longitud de onda de 532 nm y 650 nm. La simplicidad del diseño, y costo relativamente bajo, y la capacidad para medir múltiples tipos de aerosol hace que este instrumento tenga mejores prestaciones con respecto a otros instrumentos comerciales, que a su vez son más complicados que el diseñado en este trabajo. El diseño puede adaptarse a otros instrumentos a futuro y así poder realizar estudios basados en aeronaves o transportes en movimiento para medir las partículas atmosféricas antropogénicas y de origen natural.

Abstract

Developing an instrument for measuring the concentration of particles suspended in a medium gaseous (nephelometer) based on laser.

By

Javier Zenteno García

Interaction of solar radiation with atmospheric aerosol particles has an important, but not completely understood, effect on Earth's radiation balance. Indeed it is unclear whether certain particles provide a net warming or cooling effect on Earth's climate. Also, the atmospheric particles can alter visibility in the atmosphere, particularly in urban areas and the optical properties of aerosol particles need to be better understood for remote sensing studies of the atmosphere. This thesis presents a method to measurement a low concentration of particles with a nephelometer for the measurement of the scattering properties of atmospheric aerosol particles. The instrument collects light scattered from an aerosol using a cell optical multipass and charge coupled device (CCD) camera. The nephelometer measures scattering intensity. The efficacy of the instrument was confirmed by laboratory measurements of the scattering properties a wavelength of 532 nm and 650nm. The simplicity of the design, relatively low cost, and ability to measure multiple aerosol makes this instrument and improvement over other, more complicated devices. The design can potentially be adapted to future ground and aircraft-based studies of anthropogenic and naturally occurring atmospheric particles.

Objetivos

Objetivo general

Desarrollar un método para medir bajas concentraciones de partículas suspendidas en un medio gaseoso en base de un láser de diodo.

Objetivos particulares

- Implementación de un instrumento para medir la concentración de partículas suspendidas en un medio gaseoso en base del láser de diodo.
- Analizar el esquema de un instrumento para medir la concentración de partículas suspendidas en un medio gaseoso en base del láser de diodo.
- Analizar el esquema para el instrumento para medir bajas concentraciones de partículas suspendidas en un medio gaseoso con 2 fuentes diferentes de luz de diferente longitud de onda (532 nm y 650 nm).
- Realizar un análisis de forma analítica del esquema del instrumento para medir la concentración de partículas suspendidas en un medio gaseoso.

Justificación

En la actualidad se han desarrollado novedosos métodos de medición de variables físicas alguno de ellos son los métodos ópticos con aplicación en la ingeniería, dichos métodos están basados en el empleo de un haz laser o de alguna otra fuente de luz, debido a que en diferentes procesos de medición es necesario evitar el contacto directo con la muestra a analizar, los métodos ópticos de medición no son invasivos y pueden realizar la medición de diferentes parámetros en tiempo real. Asimismo en los últimos años, el uso, diseño y aplicación de estos instrumentos de medición en la ingeniería han aumentado de manera vertiginosa por su facilidad y adaptabilidad en el medio incrementado la eficiencia en los procesos industriales. En el presente trabajo se desarrollara un instrumento para medir bajas concentración de partículas suspendidas en un medio gaseoso en base al láser de diodo. La aplicación de este instrumento de medición se encuentra en los campos de la seguridad aeronáutica, en la medición de la contaminación del aire, aplicaciones militares, en el análisis de concentración de partículas con aplicación en la industria electrónica, etc.

Índice general

<i>Agradecimientos</i>	<i>iv</i>
<i>Resumen</i>	<i>v</i>
<i>Abstract</i>	<i>vi</i>
<i>Objetivos</i>	<i>vii</i>
<i>Justificación</i>	<i>viii</i>
<i>Índice general</i>	<i>ix</i>
<i>Índice de figuras:</i>	<i>xi</i>
<i>Índice de tablas:</i>	<i>xiii</i>
<i>Introducción</i>	<i>1</i>
<i>Dispersión de la luz</i>	<i>10</i>
2.1 Fenómeno de la dispersión de la luz	10
2.2 Dispersión absorción, extinción	11
2.3 Dispersión de luz en partículas pequeñas	12
2.4 Técnica para el Cálculo	12
2.5 Determinación del tamaño y número	13
2.6 Teoría de Lorenz-Mie	13
2.6.1 Descripción Teoría de Lorenz-Mie.....	13
2.7 Zonas de Dispersión	16
2.8 Intensidad en función del ángulo de dispersión	18
2.9 Método de la T-matriz	18
2.9.1 Definición de la T-Matriz.....	18
2.9.2 Cálculo de la T-Matriz.....	19
<i>Análisis del nefelómetro integral</i>	<i>22</i>
3.1 Análisis del nefelómetro integral con celda recíproca	22
3.2 Análisis del nefelómetro integral con celda recíproca en su primera corrección	25
3.3 Segunda corrección	27
3.4 Análisis del nefelómetro integral con celda recíproca y celda óptica multipasos en el interior	28
<i>Características y propiedades del láser</i>	<i>32</i>
4.1 Introducción	32
4.2 La condición laser	33
4.3 La emisión estimulada	35
4.4 Población de niveles de energía	35
4.5 Los coeficientes A y B de Einstein	36

4.6 Propiedades de la luz láser.	40
4.7 El diodo láser	42
4.7.1 Emisión espontánea y estimulada	42
4.7.2 La estructura láser: la cavidad óptica	43
4.7.3 Absorción óptica, pérdidas y ganancia	45
4.7.4 El láser por encima y por debajo del umbral	45
4.7.5 Dependencia con la temperatura de la emisión del láser	48
4.7.6 Dependencia del corriente umbral con la temperatura	49
4.7.7 Dependencia con la temperatura de la frecuencia de emisión	49
4.8 Clasificación y Seguridad de los productos láser	50
4.9 Laser de estado sólido bombeado por láser de diodo.	52
4.9.1 El diodo laser como sistema de bombeo	54
4.9.2 Ventajas del bombeo con láser de diodo	56
4.9.3 Procesos comunes de láseres DPSS.	60
4.9.4 Ejemplos de láser DPSS.	60
<i>Experimentación</i>	<i>66</i>
5.1 Configuración del equipo experimental	66
5.2 Fuente de Alimentación del sistema	69
5.3 Fotodetectores	69
5.3.1 Fotodiodo	69
5.3.2 Fotodiodos de avalancha	70
5.3.3 Dispositivo de carga acoplada	70
5.3.4 Fotomultiplicador	72
5.4 Cámara digital con dispositivo CCD	73
5.5 Diagrama de conexión para el fotodiodo	74
5.5.1 Cambio de responsividad	75
5.6 Generación de partículas con humo de madera.	76
5.7 Procesamiento de imágenes.	78
5.8 Experimentación con láser de $\lambda = 650\text{nm}$.	80
5.9 Experimentación con láser de $\lambda = 532\text{nm}$.	89
<i>Conclusiones</i>	<i>99</i>
<i>Artículos presentados en congresos.</i>	<i>101</i>

Índice de figuras:

Figura 1.1. Ilustra los efectos directos, semi-directos, e indirectos _____	1
Figura 1.2. Tipos y tamaños de diversas partículas contaminantes. _____	3
Figura 1.3. Dispersión de la luz en A, B y C (los rayos de luz en los puntos A, B y C son aproximadamente paralelos y pueden ser dispersos por un aerosol he incidir en la fotocelda P por lo que la medición de la respuesta de la fotocelda es la medición de la visibilidad) ^[8] . _____	4
Figura 1.4. Dispersión en a, b y c (El cuerpo negro en B sirve para incrementar la brillantes de la dispersión de la luz de los puntos a, b y c. donde la brillantes es una medición de la visibilidad) ^[1] _____	5
Figura 1.5. Representación esquemática de un nefelómetro integral de celda directa modificado _____	6
Figura 1.6. Representación esquemática de un nefelómetro integral con celda recíproca. _____	6
Figura 1.7. Diseño de un nefelómetro integral TSI 3563. _____	7
Figura 2.1. Coordenadas utilizadas en la teoría de Mie, respecto al plano de dispersión. _____	14
Figura 2.2. Márgenes de valores del tamaño de la partícula x en función del tipo de zona de dispersión _____	17
Figura 3.1. Detalles geométricos de un nefelómetro integral con celda recíproca. _____	23
Figura 4.1. La emisión espontanea de fotones ocurre en todas las direcciones _____	33
Figura 4.2. A causa de los espejos, únicamente en los modos axiales o axial cercano permanecen el tiempo suficiente en la cavidad para mejorar la emisión estimulada _____	33
Figura 4.3. Un único modo con $L = n \lambda / 2$ (n: entero) dentro de la cavidad, E es el un campo eléctrico fuerte _____	33
Figura 4.4. Representación esquemática de (a) la absorción estimulada, (b) emisión espontánea y (c) emisión estimulada _____	37
Figura 4.5. Cuerpo negro _____	39
Figura 4.6. Coherencia espacial de la luz laser _____	40
Figura 4.7. Luz laser bajo el umbral, las mejoras en el modo de resonancia ayuda a tener una angosta línea laser _____	41
Figura 4.8. (a) En la emisión espontánea, (el par electrón-hueco se recombina en ausencia de otros fotones para emitir un fotón). (b) En emisión estimulada, (un par electrón-hueco se recombina en presencia de fotones de energía adecuada $h\nu$ para emitir fotones coherentes. En la emisión coherente los fotones emitidos están en fase con los ya existentes). _____	42
Figura 4.9. (a) Estructura láser típico donde se ven los espejos y la cavidad utilizada para confinar los fotones. (b) Estados estacionarios de la cavidad. Los espejos son los responsables de estos estados. (c) La variación de la constante dieléctrica es la responsable del confinamiento óptico. La estructura de la cavidad óptica de estas figuras es la de la cavidad de Fabry-Perot. _____	44
Figura 4.10. Confinamiento óptico en el eje y mediante el empleo de un contacto en forma de estrecha tira metálica. _____	45
Figura 4.11. Emisión de luz típica como función de la inyección de corriente en un láser semiconductor. Por encima del umbral, la presencia de una alta densidad de fotones hace dominar la emisión estimulada. La densidad de fotones y electrones es real. _____	46
Figura 4.12. (a) El láser por debajo del umbral. La ganancia es menor que las pérdidas de la cavidad y la emisión de luz es como la de un LED. (b) El láser en el umbral. Unos pocos modos empiezan a dominar el espectro de emisión. (c) El láser por encima del umbral. El espectro de ganancia no cambia pero debido a la emisión estimulada, aparece un modo dominante que emite casi toda la luz. _____	47
Figura 4.13. Características de la corriente umbral y caída de tensión del diodo láser. _____	48
Figura 4.0.14. Diagrama de radiación típico de un diodo láser. _____	48
Figura 4.15. Potencia óptica de salida en función de la corriente por el diodo láser a tres temperaturas diferentes. La corriente umbral aumenta al aumentar la temperatura. _____	49
Figura 4.16. (a) Corrimiento del espectro de ganancia y los modos resonantes de la cavidad con la temperatura. (b) Desplazamiento de la longitud de onda de emisión con la temperatura. (b) Desplazamiento de la longitud de onda de emisión con la temperatura. _____	50
Figura 4.17. Espectro de absorción de Nd: YAG y el espectro de emisión de un diodo laser y una lámpara pulsada. _____	53
Figura 4.18. Absorción espectral de (a) Nd: YAG / láseres de vidrio y (b) Yb: YAG / de vidrio. _____	55
Figura 4.19. Bombeo longitudinal con láser de diodo. _____	55
Figura 4.20. Bombeo transversal con láser de diodo. _____	56
Figura 4.21. La forma elíptica del haz que surge de las dimensiones transversales de una sola línea de láser de diodo. _____	59
Figura 4.22. Diagrama de nivel de energía para Nd: YAG, que ilustra el proceso de excitación de un diodo laser y las líneas de transición de un láser Nd:YAG. _____	61
Figura 4.23. Diagramas simplificado de niveles de energía para algunos de los iones de tierras raras más importantes ^[22] . _____	62

Figura 5.1. Vista lateral del esquema del nefelómetro integral de celda recíproca, con fuente de luz de un haz colimado de laser de diodo.	66
Figura 5.2. Vista lateral del esquema del nefelómetro integral de celda recíproca, con haz expandido con telescopio newtoniano con una fuente de luz de laser de diodo.	67
Figura 5.3. Vista lateral del esquema del nefelómetro integral de celda recíproca, con un sistema óptico multipasos con una fuente de luz de laser de diodo.	67
Figura 5.4. Pixel de un dispositivo CCD	71
Figura 5.5. Vista superior de la cámara que constituye el nefelómetro integral de celda recíproca	73
Figura 5.6. Conexiones del circuito OPT101. Para operar con una única fuente de alimentación, el uso de la resistencia de realimentación $1M\Omega$ interna es para obtener una respuesta de $0.45V / \mu W$ a 650 nm .	75
Figura 5.7. Conexiones del circuito OPT101. Para operar con una única fuente de alimentación, con el uso de resistencia externa para obtener una respuesta mayor de $0.45V / \mu W$ a 650 nm .	75
Figura 5.8. Incienso de copal sobre carbón vegetal para generar humo blanco.	77
Figura 5.9. Fotografías con la cámara digital para haz expandido. Para determinar la concentración relativa por medio del procesamiento de imágenes.	80
Figura 5.10. Spot del láser expandido con un Telescopio de Newton	81
Figura 5.11. Gráfica de la potencia de salida del haz expandido vs Tiempo.	81
Figura 5.12. Grafica de potencia de haz incidente vs Tiempo a una distancia de 1.2m	82
Figura 5.13. Grafica de concentración relativa, vs tiempo	82
Figura 5.14. Grafica de densidad óptica Vs Tiempo obtenida con el procesamiento de imágenes.	83
Figura 5.15. Grafica de potencia de salida Vs Tiempo del haz colimado que irradiara un paso óptico de 1.2m .	83
Figura 5.16. Grafica de haz incidente colimado Vs tiempo a una distancia de 1.2m	84
Figura 5.17. Grafica de concentración relativa Vs tiempo.	84
Figura 5.18. Grafica de densidad óptica Vs tiempo con la fuente de luz colimada de 650nm .	85
Figura 5.19. Muestra cuatro fotografías obtenidas con la cámara digital, y con una celda óptica multipasos en el interior de la celda de medición del nefelómetro integral de celda recíproca con tomas en diferentes tiempos	86
Figura 5.20. Grafica de potencia entrante a la celda multipasos Vs tiempo el haz colimado se extiende por 38.4m .	87
Figura 5.21. Grafica de potencia del haz incidente Vs tiempo a una distancia de 38.4m .	87
Figura 5.22. Grafica de concentración relativa Vs tiempo registrada a partir de una celda multipasos con una $\lambda=650\text{nm}$.	88
Figura 5.23. Grafica de densidad óptica Vs Tiempo obtenida a partir del procesamiento de las imágenes	88
Figura 5.24. Imágenes tomadas con una cámara digital de tecnología CCD para determinar la concentración relativa por medio del procesamiento de imágenes con láser de diodo de 532nm	89
Figura 5.25. Grafica de potencia de haz incidente Vs tiempo a una distancia de 1.2m	90
Figura 5.26. Grafica de concentración relativa vs tiempo registrada a partir de la dispersión de la luz láser de 532 nm .	91
Figura 5.27. Grafica de densidad óptica vs tiempo obtenida a partir del procesamiento de las imágenes con un láser de 532nm con un haz extendido por el telescopio de Newton.	91
Figura 5.28. Imágenes tomadas con una cámara digital de tecnología CCD para determinar la concentración relativa por medio del procesamiento de imágenes con láser de diodo de 532nm .	92
Figura 5.29. Grafica que muestra la potencia de salida del haz colimado que irradiara un paso óptico de 1.2m .	93
Figura 5.30. Grafica de potencia de haz incidente colimado vs tiempo a una distancia de 1.2m	93
Figura 5.31. Grafica de concentración relativa vs tiempo registrado a partir de la dispersión de la luz del haz colimado	94
Figura 5.32. Grafica de la densidad óptica Vs tiempo obtenida con el procesamiento de imágenes, con fuente de luz colimada de 532nm .	94
Figura 5.33. Muestra cuatro fotografías obtenidas con la cámara digital, y con una celda óptica multipasos en el interior de la celda de medición del nefelómetro integral de celda recíproca con tomas en diferentes tiempos	95
Figura 5.34. Grafica de la Potencia entrante a la celda multipasos Vs tiempo.	96
Figura 5.35. Grafica del Haz incidente Vs Tiempo a una distancia de 38.4m con una $\lambda=532\text{nm}$.	96
Figura 5.36. Grafica de la concentración relativa Vs Tiempo registrada a partir de una celda multipasos con una $\lambda=532\text{nm}$.	97
Figura 5.37. Grafica de la densidad óptica Vs tiempo a partir de una celda multipasos con una $\lambda=532\text{nm}$.	97

Índice de tablas:

<i>Tabla 2.1. zonas de dispersión en función del tamaño de la partícula.....</i>	<i>16</i>
<i>Tabla 5.1. Tabla de características de los láseres ocupados para el experimento de esta tesis.</i>	<i>68</i>
<i>Tabla 5.2. Código de colores de los cables con su voltaje correspondiente de una fuente ATX.</i>	<i>69</i>
<i>Tabla 5.3. Materiales semiconductores que mayormente se emplean para su fabricación.</i>	<i>70</i>
<i>Tabla 5.5. Variación del índice de absorción con la longitud de onda.</i>	<i>77</i>

Capítulo 1

Introducción

El aerosol es una suspensión de partículas sólidas o líquidas en un medio gaseoso^[1]. La dispersión y la absorción de la radiación electromagnética, especialmente en las regiones del espectro visible e infrarrojo, por partículas de aerosol en la atmósfera de la Tierra, afectan al clima y la visibilidad global así como la regional, además las mediciones climáticas que se hacen de forma remota dentro de la atmósfera también se ven severamente afectadas. Sin embargo, las propiedades ópticas del aerosol son uno de los componentes menos comprendido del balance radiativo de la Tierra^[2]. Por lo tanto, hay una gran necesidad de incrementar el conocimiento y estudio de la interacción de la luz con las partículas de aerosol. Este trabajo describe el diseño de un instrumento portátil llamado nefelómetro integral, utilizado para medir las propiedades ópticas, en particular, las propiedades de dispersión, provocadas por las partículas de aerosol.

Las fuentes naturales de aerosoles incluyen el polen, las gotas de agua, partículas de sal de los océanos, partículas de polvo mineral, ceniza volcánica, partículas de combustión de biomasa, el hollín y fuentes productoras de aerosol. A nivel mundial, las fuentes naturales emiten 3.1×10^9 toneladas de material en forma de partículas a la atmósfera por año^[3, 4]. Las fuentes antropogénicas de aerosoles incluyen las emisiones industriales, smog urbano, aerosoles formados a partir de la combustión incompleta de combustibles fósiles y los generados durante la extracción minera. El total de las emisiones globales de los aerosoles antropogénicos están medidos en toneladas métricas por año lo cual se acerca a 4.6×10^8 toneladas métricas^[3,5]. A pesar de que un pequeño porcentaje de la masa total de aerosol emitida anualmente proviene de fuentes antropogénicas, alrededor del 15%, de los aerosoles antropogénicos tienden a concentrarse en las zonas urbanas.

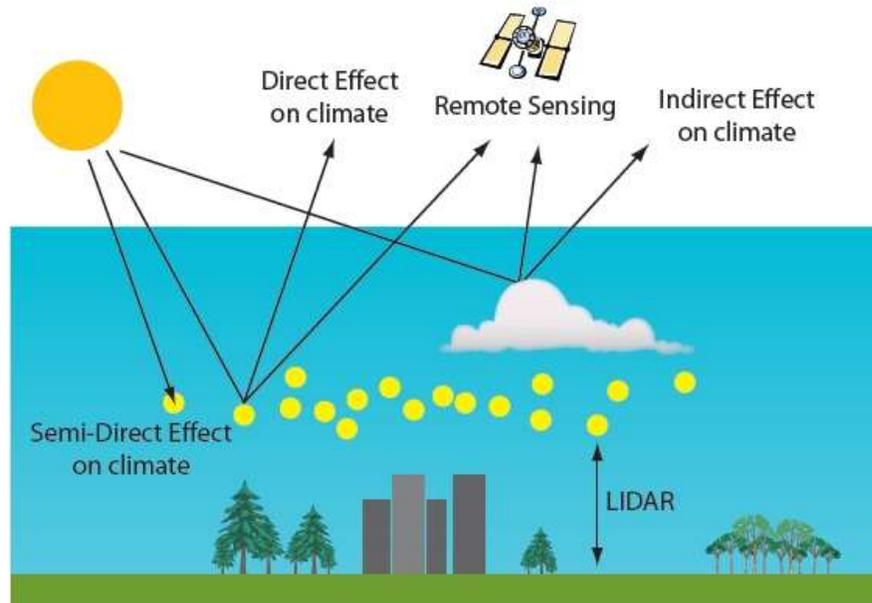


Figura 1.1. Ilustra los efectos directos, semi-directos, e indirectos

Las partículas de aerosol afectan el clima de la Tierra en tres formas: la directa, semi-directa, e indirecta [2] ver Figura 1.1. En el efecto directo, las partículas de aerosoles dispersan la radiación electromagnética entrante del Sol hacia el espacio. Esto reduce el flujo de la luz solar que alcanza la superficie de la Tierra, y hace que el clima se enfríe. El efecto semi-directo de las partículas sobre el

clima describe la absorción de la radiación solar entrante por las propias partículas. La energía de la luz se convierte en energía cinética (calor) en la atmósfera, por lo que el efecto semi-directo calienta el clima de la Tierra. El efecto indirecto describe cómo las partículas de aerosol afectan al clima, al actuar como núcleos de condensación de nubes facilitando la producción de gotas a partir de las nubes. Tener un alto número de núcleos de condensación de nubes conduce a un mayor número de gotas provenientes de las nubes, pero con menor tamaño y por lo tanto tienen un tiempo de vida atmosférica mayor. Se cree que la combinación de un mayor número de gotitas más pequeñas y el aumento de la vida útil de esas gotitas conduce a una mayor dispersión de la luz solar de vuelta al espacio, y por lo tanto un efecto de enfriamiento sobre el clima.

Además de los efectos del clima, también se necesitan medidas de las propiedades de dispersión y absorción de las partículas de aerosol para la interpretación de las mediciones de forma remota de la atmósfera, basados en sistemas colocados en la tierra, desde un satélite, o a partir de mediciones hechas desde una aeronave^[3,6]. Por lo tanto las investigaciones sobre las propiedades de dispersión ópticas de los aerosoles atmosféricos pueden conducir a mediciones más precisas de estos sistemas de medición remota. Las propiedades ópticas de las partículas de aerosol también necesitan ser comprendidas para mejorar nuestra comprensión de las partículas en la visibilidad urbana. Figura 1.1. Ilustra los efectos directos, semi-directos, e indirectos. Muestra cómo las partículas de aerosoles afectan a las mediciones remotas hechas en la atmósfera por los satélites o desde la tierra hechos en un sitio fijo, así como abordaje de un vehículo en movimiento, o en aeronaves con un sistema LIDAR, para medir la retro dispersión de la luz láser en las partículas.

El LIDAR (es un acrónimo del inglés *Light Detection and Ranging* o *Laser Imaging Detection and Ranging*) es una tecnología que permite determinar la distancia desde un emisor láser a un objeto o superficie utilizando un haz láser pulsado. La distancia al objeto se determina midiendo el tiempo de retraso entre la emisión del pulso y su detección a través de la señal reflejada. En general, la tecnología LIDAR tiene aplicaciones en geología, sismología y física de la atmósfera.

La luz de dispersión provocada por partículas de aerosol varía como una función de ángulo de dispersión θ . La intensidad relativa de la dispersión de la luz como una función del ángulo es llamada la función de fase, y se denota como $P(\theta)$. La función de fase depende del tamaño de las partículas, su forma, la composición, la mezcla del estado de la materia, (si más de un componente está presente), y la orientación (para partículas no esféricas). La función de fase también varía con función de la longitud de onda de la luz incidente. El ángulo de dispersión θ , se define como el ángulo en que la luz se dispersa relativamente con respecto a la luz incidente en el plano de detección, donde 0° no representa cambio en la dirección y 180° es la dirección en sentido opuesto de la luz incidente. Con esto en mente, la dispersión se define como la luz que se dispersa desde $0^\circ - 90^\circ$ y retrodispersión de 90° a 180° .

La Teoría de Lorenz Mie soluciona las ecuaciones de Maxwell las cuales describen las propiedades de dispersión y absorción de las partículas de aerosol que se conoce en muchas ocasiones como la teoría de Mie, a lo largo de este trabajo se describen las propiedades de dispersión y absorción de las partículas de aerosol cuyo diámetro es cercano al tamaño de la longitud de onda de la luz incidente. La teoría de Lorenz-Mie se describe en detalle en el siguiente capítulo. Para el cálculo de la función de fase de la dispersión de la luz y el cálculo de la solución de Mie, es una tarea relativamente sencilla. Desafortunadamente la teoría de Mie se aplica sólo para describir las propiedades ópticas de objetos esféricos. Para partículas que presentan una forma no esférica como las que se encuentran comúnmente en la atmósfera de la Tierra, se emplea otra teoría más adecuada, y se requieren de otros métodos más complejos.

Para superar esta deficiencia, los métodos de modelado más avanzados se modelan a partir de partículas no esféricas, tales métodos como los de aproximación dipolar discretas y los métodos basados en el cálculo de la T-matriz. Aunque estos métodos son más precisos para las partículas no esféricas que las soluciones de teoría de Mie, que son numéricamente más intensiva y también implican aproximaciones e incertidumbres importantes. También implican cálculos teóricos de dispersión que pueden trabajar para una muestra que contiene partículas de aerosol con composición uniforme, pero es muy difícil de explicar la mezcla de aerosoles que pueden estar presentes en las muestras del mundo real. A pesar de los recientes progresos de los cálculos teóricos de dispersión, estas deficiencias sugieren hacer mediciones in situ en un laboratorio para medir la función de fase de dispersión angular lo cual es necesario para obtener datos más precisos.

Un nefelómetro (del griego νεφέλη, nube, y μέτρον, medida) es un instrumento basado en fenómenos ópticos que mide la concentración de partículas en suspensión en un coloide líquido o gas [6,7]. Un nefelómetro mide partículas suspendidas mediante el empleo de un haz de luz y un detector de luz que se establece a un lado del haz de luz (a menudo 90 °). La densidad de partículas es entonces una función de la luz reflejada en el detector de las partículas. Hasta cierto punto, la cantidad de luz refleja una densidad dada de partículas que depende de las propiedades de las partículas tales como su forma, color y reflectividad. Los Nefelómetros están calibrados para partículas conocidas, y a continuación, se utilizan factores ambientales (k-factores) para compensar la luminosidad o la oscuridad de polvos coloreados en consecuencia, el K-factor está determinado por el usuario, el empleo de un nefelómetro para una medición regularmente se introduce una muestra de partículas de aire a una cámara con una bomba y después se comparan los resultados con los datos anteriormente obtenidos en el estado de calibración. Hay una amplia variedad de nefelómetros en el mercado, como los de grado investigación así como los de grado industrial.

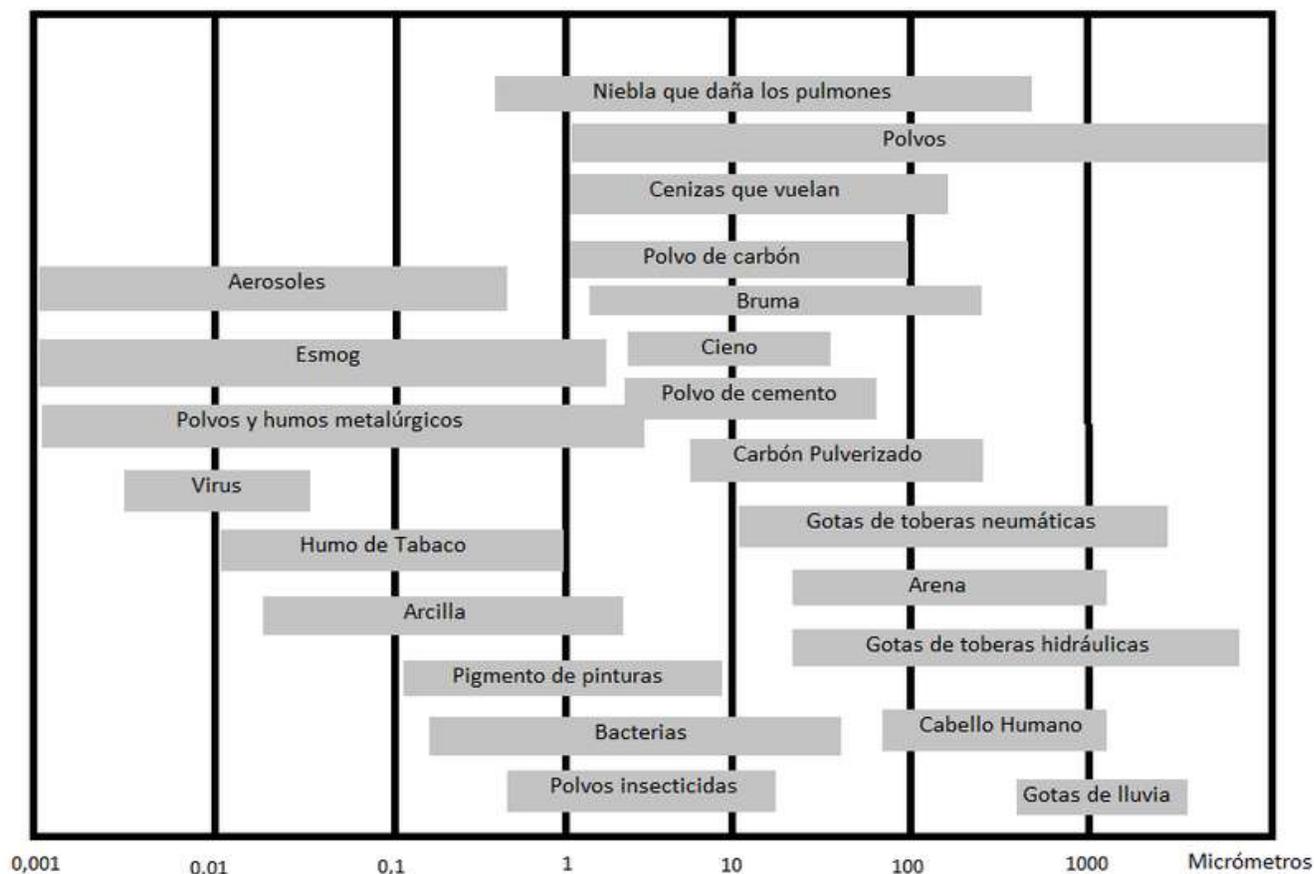


Figura 1.2. Tipos y tamaños de diversas partículas contaminantes.

Los principales usos de los nefelómetros se relacionan con la medición de la calidad del aire para la vigilancia de la contaminación del clima y la visibilidad en el medioambiente

La Figura 1.2 muestra los tipos y tamaños de diversas partículas contaminantes. Esta información es útil para entender el carácter de la contaminación de partículas dentro de un edificio o en el ambiente. También es útil para cuantificar que tan libre de polvo u otros contaminantes están en el área a controlar, necesario en la fabricación de circuitos integrados en la industria Electrónica.

Muchas veces el nefelómetro se emplea para el control de filtrado de aire limpio que rodea una corriente de aerosol para evitar que partículas de cierto tamaño circule o se depositen dentro de una cámara de trabajos específicos. De esta forma se evita que el aire contamine algunas muestras causadas por la acumulación de partículas de cualquier índole, y de esta forma mejorar la respuesta que contiene la muestra, y mejora el mantenimiento al mantener la cámara limpia. En este caso el nefelómetro controla el sistema que proporciona el aire limpio, haciendo pasar aire a través de un filtro antes de comenzar la muestra.

Este instrumento ha sido diseñado principalmente para medir la visibilidad en la atmosfera, así como para medir los niveles de contaminación, por lo que en muchas ocasiones este instrumento se diseña para poder ser transportado en vehículos terrestres, trasportes marítimos y hasta en aeronaves

Los nefelómetros comerciales actualmente disponibles, son los nefelómetros integrando que en su mayoría sólo puede medir la intensidad total de luz que se dispersa hacia adelante y hacia atrás. Alternativamente los nefelómetros polares son capaces de medir la intensidad de la luz en ángulos de dispersión discretos.

Han pasado 66 años desde que F/Lt. R. G. Beuttell y A.W. Brewer^[8], sugirieron la construcción de un instrumento para la medición del rango visual utilizado en el día o en la noche, este instrumento mide la visibilidad del medio ambiente de forma directa a partir del coeficiente de dispersión de un pequeño volumen de aire, de esta forma se empezaron a sentar las bases para la construcción del primer nefelómetro integral, R. G. Beuttell y A.W. Brewer dispusieron de dos métodos para hacer dichas mediciones.

1.- Una fotocelda perpendicular a un haz de luz como se muestra en la Figura 1.3. En este diseño se utilizó una lámpara y unas lentes que coliman un haz de luz, posteriormente este haz pasa frente a una fotocelda (es un dispositivo sensible a la luz) la cual es iluminada por la luz dispersa en el medio ambiente, produciendo a la salida una señal eléctrica que es proporcional a la intensidad de luz incidente sobre la región fotoconductora de la fotocelda que a su vez es proporcional al coeficiente de dispersión

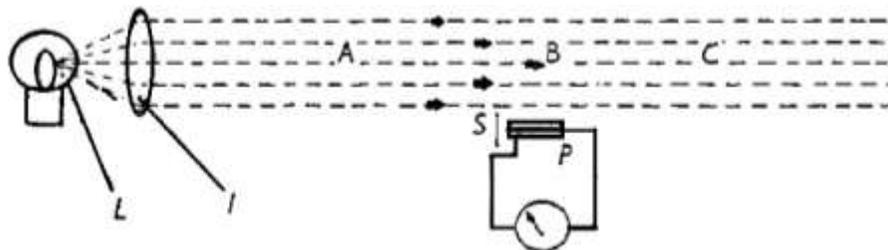


Figura 1.3. Dispersión de la luz en A, B y C (los rayos de luz en los puntos A, B y C son aproximadamente paralelos y pueden ser dispersos por un aerosol he incidir en la fotocelda P por lo que la medición de la respuesta de la fotocelda es la medición de la visibilidad) ^[8].

La manera en como la dispersión es integrada en los puntos A, B y C es colocando la fotocelda perpendicular al haz, a la distancia necesaria del haz de luz, para que la parte fotoconductor detecte la dispersión de los puntos A, B y C, debido a que la luz se dispersa en A y C esta contribuirá a la iluminación de la fotocelda debido a la curva polar de dispersión, la luz dispersa en B será detectada en forma directa por la fotocelda, considere que la luz dispersa en A se le llama retrodispersión.

El primer instrumento diseñado por F/Lt. R. G. Beuttell y A.W. Brewer ^[8] para obtener mediciones de la visibilidad se utilizó una lámpara de 100W como fuente de luz y una celda fotosensible de selenio, este instrumento fue diseñado para operar en aeronaves y transporte terrestre, debido a que se emplea para mediciones meteorológicas he incluso para operaciones militares, por otra parte debido al desarrollo de la electrónica la medición de la intensidad de luz en niveles muy bajos ha sido posible.

2.- Una fuente de luz cosenoidal y un punto de visión paralelo al camino de donde quiere realizarse la medición. En este caso la fuente de luz es intercambiada por la fotocelda

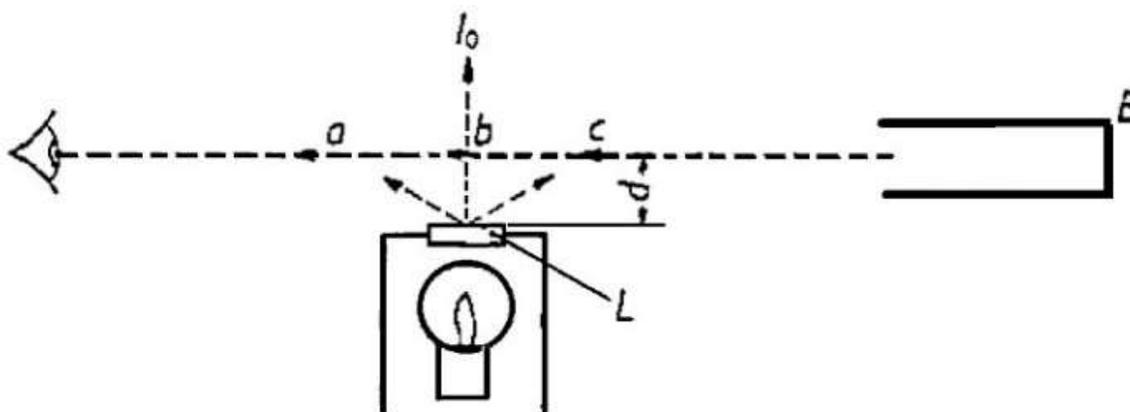


Figura 1.4. Dispersión en a, b y c (El cuerpo negro en B sirve para incrementar la brillantes de la dispersión de la luz de los puntos a, b y c. donde la brillantes es una medición de la visibilidad) ^[1]

Una fuente de luz L con una superficie que distribuye los haces de luz de acuerdo con la ley de Lambert la cual trata sobre la iluminancia de una superficie situada a una cierta distancia de una fuente de luz, determina que la iluminación producida por una fuente luminosa sobre una superficie es directamente proporcional a la intensidad de la fuente y al coseno del ángulo que forma la normal a la superficie con la dirección de los rayos de luz y es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a dicha fuente. Así que esta fuente de luz ilumina el aire, y el brillo que es medido, cuantifica de alguna forma la visibilidad del camino óptico en el medio y es observada a través del cuerpo negro B. La aparente brillantez es independiente de la distribución polar de la curva de dispersión, pero dependiente de la iluminación y del total del coeficiente de dispersión. La manera en cual la curva polar es integrada puede ser vista considerando la dispersión que ocurre en los puntos a, b y c.

Ambos diseños mostrados en la Figura. 1.3 y 1.4 fueron los primeros prototipos de nefelómetros integrales los cuales esencialmente obtienen de forma experimental, la función de volumen de dispersión, el nefelómetro de la Figura 1.3 es conocido como nefelómetro de celda recíproca y el de la Figura 1.4 es conocido como nefelómetro de celda directa.

Posteriormente se derivaron algunas publicaciones para tratar de explicar el funcionamiento de los nefelómetros hechos por F/Lt. R. G. Beuttell y A.W. Brewer, el que mejor describió el funcionamiento del nefelómetro fue Middleton ^[1] en el año 1957.

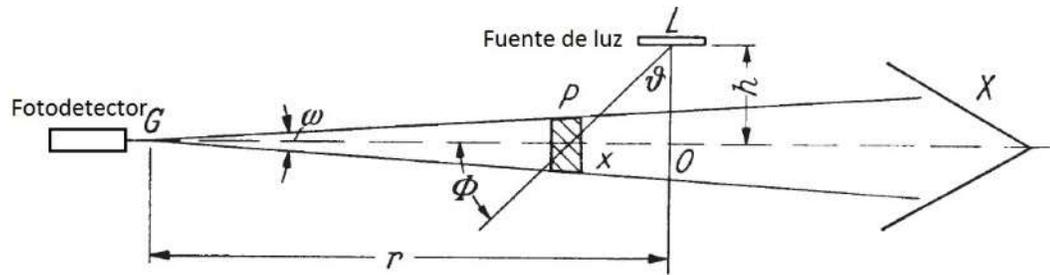


Figura 1.5. Representación esquemática de un nefelómetro integral de celda directa modificado

Posteriormente otros autores describieron estos instrumentos de forma más precisa y analítica, además proporcionaron nuevas ideas para producir nefelómetros los cuales remplazarían el ojo humano por un fotodetector, para medir la luz dispersa en la atmosfera baja con una mejor precisión. Este instrumento mejoro en gran medida a finales del año 1960.

En la segunda etapa de evolución del nefelómetro se tomó el diseño de Beuttell y A.W. Brewer de la Figura 1.3 y se le coloco un fotodetector quedando como el de la figura 1.5.

Refiriéndonos a la Figura 1.5 donde L es la fuente de luz con intensidad I_0 en la dirección LO con intensidad $I_0 \cos v$ en dirección v . Si el fotodetector está en G, para observar a través del aire, cual es iluminado por la fuente de luz L, la cavidad oscura X, podrá mostrar el coeficiente de dispersión b que está dado por.

$$b = 2\pi h B / I_0 \quad (1.1)$$

El cual es un resultado muy simple que dependía fuertemente de la fuente siendo un radiador difusor.

En los años siguientes y con el surgimiento del láser se crearon nuevos instrumentos y se actualizaron muchos otros, entre ellos el nefelómetro de celda recíproca, de la Figura 1.3 diseñado por R. G. Beuttell y A.W. Brewer, pero en esta ocasión la fuente de luz que fue colimada con lentes para obtener un haz paralelo fue remplazada por una fuente de luz láser y una celda de selenio que se cambió por un fotomultiplicador de esta forma las mediciones se hicieron más precisas y se obtuvo mayor sensibilidad en las mediciones, este arreglo fue hecho por Sepucha y Man ^[10]. Ver esquema de la Figura 1.6.

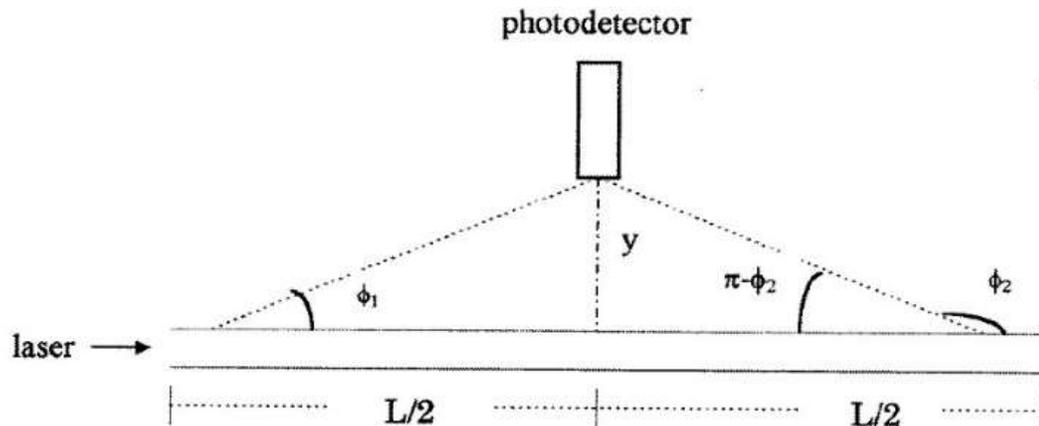


Figura 1.6. Representación esquemática de un nefelómetro integral con celda recíproca.

Uno de los nefelómetros integrales más comunes que existen en el mercado, es el modelo TSI 3563 ver Figura 1.7. El cuerpo principal del nefelómetro consiste de un tubo con pared delgada de aluminio con un diámetro de 10 cm y una longitud de 90 cm, el receptor óptico está localizado al final del tubo y de lado contrario está localizada una trampa de luz que provee una sección oscura por el cual se verá la dispersión de la luz, que se provocan por la existencia de partículas en su interior. La fuente de luz está constituida por una lámpara de halógeno de 75 W y un reflector elíptico. Este reflector centra la luz al final del tubo óptico, el cual sirve para aislar la lámpara de la sección del volumen sensible, al final del tubo óptico se encuentra un cristal difusor que provee una fuente de luz Lambertiana. En el volumen interior del cono de luz se encuentra una apertura de medición y detección Ap. 1 en esta sección se limita la luz de integración con un ángulo mayor ha 7° medidos desde la superficie horizontal de la superficie del cristal. De otra forma una placa opaca limita los ángulos de medición a cerca de 170° . La medición del volumen es definido por la inserción de luz que ilumina el cono del haz que atraviesa la sección Ap. 2 y Ap. 4, en la cuarta sección se incorpora unas lentes que coliman la luz, y a su vez este haz es dividido en distintas longitudes de onda por un espejo dicróico y un filtro pasabandas. La detección de cada longitud de onda se realiza a partir de unos tubos fotomultiplicadores (PMT). El motor de referencia, gira a una frecuencia de 23 Hz, el cual está formado de tres áreas, la sección de medición de la señal, la sección oscura y la sección de calibración; la sección de medición de la señal permite que la luz pase directamente por el volumen de medición, la sección oscura bloquea totalmente la luz que provee una medición en los fotomultiplicadores para ajustarlos con un bajo ruido. La sección del disco para la calibración deja pasar una fracción de iluminación directamente a los tubos fotomultiplicadores para proveer una medición que controle la estabilidad de la lámpara en el tiempo. Para la sustracción de la luz dispersa por las superficies internas y una porción de gas del aerosol, el filtro de derivación es conmutado periódicamente entre la línea de muestra de entrada y la activación del filtro. La corrección en el cambio de la densidad del gas es realizado continuamente para mantener la presión y la temperatura requerida. También es posible monitorear la humedad relativa de la muestra y sensar su temperatura con un segundo sensor el cual se ubica en la salida del instrumento. Un obturador de retrodispersión gira periódicamente para lograr la iluminación de 90° para permitir la retrodispersión en los ángulos de 90° a 170° para así medir la dispersión total de 7° a 170° .

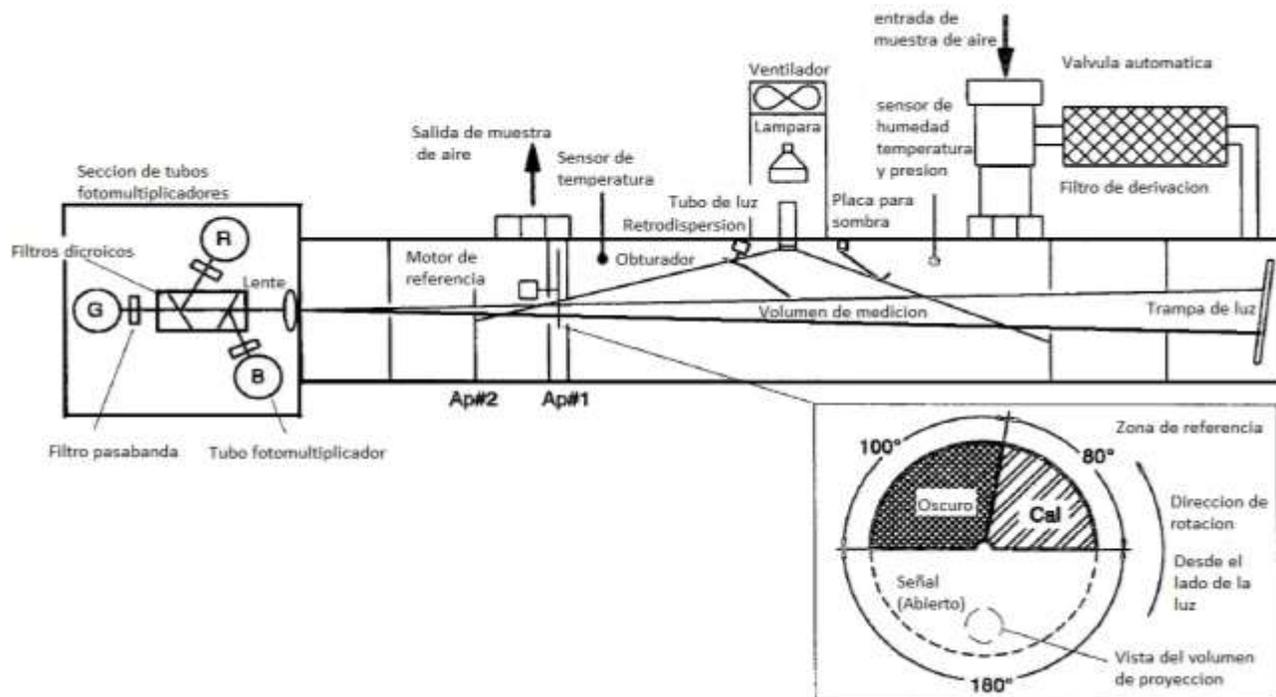


Figura 1.7. Diseño de un nefelómetro integral TSI 3563.

El nefelómetro integral TSI 3563 está diseñado para medir seis cantidades diferentes, el coeficiente de dispersión y coeficiente de retrodispersión para el aerosol con tres diferentes longitudes de onda de 450 nm, 550 nm y 700 nm, también referidos como luz de color azul, verde y rojo, con estas mediciones intensivas se obtiene la función de fase y la dependencia de la longitud de onda que se deriva de la dispersión de la luz de cada color. La señal del nefelómetro nos provee una medición relativa del coeficiente de dispersión, estos coeficientes únicamente son obtenidos después de la calibración con algún gas del cual ya se conocen previamente sus características, este gas es normalmente aire, u otros gases de los cuales se tengan algunas características, tales como su índice de refracción, su forma y su tamaño, o se conozca su coeficiente de dispersión. También se puede utilizar el vacío para obtener la calibración del instrumento, también toma el caso de una calibración ideal, donde las partículas a medir son partículas perfectamente esféricas y así prediciendo los resultados con la Teoría de Mie.

Se han diseñado algunos otros nefelómetros integrales los cuales se han basado en diferentes fuentes de luz y en diferentes formas de detectar la dispersión de la luz, provocado por la presencia de partículas dentro del volumen de medición podemos encontrar algunos modelos de nefelómetros integrales que la fuente de luz son diodos emisores de luz, los cuales emiten distintas longitudes de onda, ya sea radiación en el espectro electromagnético de 550 nm, 450 nm o 650 nm, podemos encontrar algunos otros en que los detectores de la dispersión de la luz, es un tubo fotomultiplicador, un detector fotoeléctrico o incluso un matriz CCD, Los nefelómetros integrales comerciales que usa diodos emisores de luz (LED) en vez de una lámpara incandescente son los Aurora 3000 desarrollados por Ecotech los cuales emplean 45 LED que proveen de parametrización para incrementar su sensibilidad en la medición de la función angular. Esta función facilita la medición de algunos coeficientes usando la teoría de Mie, cabe resaltar que estos leds son de distintos colores que pueden ser prendidos o apagados de manera secuencial y de esta forma se permite la detección de la luz dispersa en las tres longitudes de onda en un solo tubo fotomultiplicador, la fuente de luz incluye un cristal especial el cual permite la difusión de la luz en función a la iluminación lambertiana, sin embargo esta superficie reduce la intensidad de la transmisión, pero este inconveniente ha sido superado debido a que en la actualidad existen LEDs con mayor intensidad de salida y con menor tamaño.

El constante esfuerzo por mejorar este instrumento trajo como consecuencia realizar cambios significativos en el instrumento por parte de Sepucha y Man, y posteriormente por Gerber^[9,10] quienes mejoraron y buscaron nuevos diagramas para el nefelómetro integral ellos construyeron un nefelómetro portable que mide el coeficiente de dispersión de la luz y la extinción para ambientes con aerosol.

También desarrollaron una nueva técnica que puede medir simultáneamente los coeficientes de extinción y dispersión de la luz en un aerosol, esta medición es principalmente obtenida de la incidencia de un haz laser en una nube de partículas de aerosol. Esta técnica emplea una celda portable la cual permite medir la transmitancia de la atmosfera en un volumen muy pequeño y que puede contener una longitud de camino óptico de 1 km.

Esta técnica ofrece varias ventajas con los métodos ya existentes, ya que se puede obtener un análisis de las partículas contenidas en dicho volumen, sin embargo es necesario, usar una celda multipasos() para obtener las mediciones de extinción del aerosol en condiciones atmosféricas. Ellos emplearon la celda de White y una celda diseñada con simples espejos y probaron su diseño en una longitud de 200 m y de 20 m, éstas celdas ópticas se introdujeron en una cámara la cual se llena de aerosol y dispersar centrifugamente. El esquema que ellos han propuesto ha elevado la sensibilidad del instrumento pero se desestabiliza en caso de querer hacer las mediciones en movimiento, debido a que el sistema multipasos utilizado puede desajustarse fácilmente.

Bibliografía

- [1] Hinds, W. C. *Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles*. Wiley-Interscience, New York (1999).
- [2] Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. Averyt, M. Tignor, and H. Miller (Editors). *Climate Change 2007: The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA (2007).
- [3] Meland, B. S. *An Investigation Into Particle Shape Effects On the Light Scattering Properties Of Mineral Dust Aerosol*. Ph.D. thesis, University of Iowa, Iowa City (2011).
- [4] D’Almeida, G. A., P. Koepke, and E. P. Shettle. *Atmospheric aerosols: Global climatology and radiative characteristics*. A. Deepak Publishing, Hampton, VA (1991).
- [5] Andreae, M. Climatic effects of changing atmospheric aerosol levels. *World Survey of Climatology*, 16: 347–398 (1995).
- [6] Curtis, D., M. Aycibin, M. Young, V. Grassian, and P. Kleiber. Simultaneous measurement of light-scattering properties and particle size distribution for aerosols: Application to ammonium sulfate and quartz aerosol particles. *Atmospheric Environment* (2007).
- [7] McCrowey, C. J., S. S. Tinilau, G. Calderon, J.-E. Koo, and D. B. Curtis. A portable high-resolution polar nephelometer for measurement of the angular scattering properties of atmospheric aerosol: Design and validation. *Aerosol Science and Technology*, 47(6): 592–605 (2013).
- [8] Beutell R G and Brewer A W 1949 Instruments for the measurement of the visual range *J. Sci. Instrum.* 26 357-9
- [9] Middleton W E K 1952 *Vision Through the Atmosphere* (Toronto: University of Toronto Press) pp 203–6.
- [10] Sepucha R C and Mann D C 1975 *Aerosol attenuation in the 2–4 μ m region*, DARPA report RADC-TR-75-113, Griffiss USAF Base, New York.
- [11] Gerber H E 1979 Portable cell for simultaneously measuring the coefficients of light scattering and extinction for ambient aerosols *Appl. Opt.* 18 1009–14.

Capítulo 2

Dispersión de la luz

2.1 Fenómeno de la dispersión de la luz.

La dispersión de la luz es el fenómeno mediante el cual la radiación electromagnética, al chocar con pequeñas partículas de tipo coloidal o incluso molecular, es desviada en su dirección de propagación, de forma aparentemente caótica, en cada uno de los núcleos de dispersión, por tener un índice de refracción diferente al del medio. La medida de la luz dispersada da lugar a técnicas muy útiles en la determinación de la concentración de sustancias en suspensión, así como la caracterización de la forma y tamaño de las partículas coloidales y macromoleculares. Estas técnicas son de dos tipos: turbidimetría y Nefelometría.

Los métodos turbidimétricos y nefelométricos, con los que, de forma diferente pero análoga, se mide la turbidez de un medio, se utilizan indistintamente en medidas de concentración. Cuando el objetivo es la determinación de la forma y tamaño de las partículas en suspensión, los métodos nefelométricos son indudablemente mucho más ventajosos.

Cualquier medio sólido, líquido o gaseoso es capaz de dispersar la luz en mayor o menor grado. Este fenómeno se conoce como efecto Tyndall, quien lo describió por primera vez en 1854. Sin embargo fue Rayleigh en 1871 quien propuso el primer modelo físico que interpreta de forma notable el fenómeno de dispersión en sistemas diluidos, y que constituye la base fundamental de los métodos turbidimétricos y nefelométricos.

Durante la propagación de la luz en un medio cualquiera, la acción del vector campo eléctrico de la onda electromagnética produce la polarización del medio, es decir, las moléculas adquieren un momento dipolar cuya polaridad cambia de forma oscilante con la misma frecuencia que la del campo. De acuerdo con las leyes de la electrodinámica clásica, los dipolos oscilantes se convierten en fuentes emisoras de radiación. La radiación emitida, sin embargo, puede tener la misma o distinta frecuencia que la radiación incidente. En este sentido, la dispersión se describe como: Dispersión clásica, elástica o estática, si la Frecuencia no cambia sensiblemente; Dispersión cuasi-elástica, o dinámica, si la frecuencia se modifica ligeramente (normalmente en el margen de unas decenas de Hz); y Dispersión inelástica o, más propiamente, Raman, si la frecuencia se modifica de forma importante, involucrando normalmente otros tipos de energía molecular en el proceso.

En un medio homogéneo, las ondas reemitidas se producen en la dirección de propagación del haz incidente, sin embargo, en un medio no homogéneo, constituido por partículas en suspensión o zonas microheterogéneas - macromoléculas. Parte de la radiación sufre difracción en estos puntos, lo que da lugar a la aparición de la opalescencia típica del efecto Tyndall. El caso más simple es el de la dispersión de luz por partículas aproximadamente esféricas con un tamaño mucho menor que la longitud de onda de la luz ($< \lambda/10$), no absorbentes de radiación y en concentración baja. Si se utiliza luz visible, como es habitual, esto corresponde a partículas de tamaños del orden de 50 nm o inferiores. En este caso, dado que la partícula es tan pequeña, toda ella estará sometida a un campo eléctrico de la misma magnitud, y el momento dipolar inducido será proporcional al volumen de la partícula (a través de su polarizabilidad).

La intensidad de luz dispersa depende, de la polarización, de la diferencia de índices de refracción, del medio dispersor, n_1 , y de la fase continua, n_0 - cuanto mayor sea esta diferencia mayor será la intensidad de dispersión; que depende, del inverso de la cuarta potencia de la longitud de onda, resultando por la cual la luz más fuertemente dispersada está en el extremo azul del espectro visible.

Es decir, si una suspensión de partículas de tamaño coloidal se ilumina con luz blanca, la luz dispersada es fundamentalmente de tonalidad azulada, mientras que la luz transmitida es preferentemente rojiza. Esta es la causa de la coloración azul del firmamento y del aspecto rojizo del sol poniente.

Cuando se ilumina con luz monocromática una suspensión de sustancia no absorbente, pero con capacidad de dispersión de luz, la intensidad de la luz transmitida, $I_t = I_0 - I_s$, está dada por la relación de la ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$I_t = I_0 e^{-al} \quad (2.1)$$

Donde a es el coeficiente neperiano de dispersión, que puede relacionarse con la turbidez, l representa el paso óptico de la muestra. Cuando en un medio dispersor se mide la luz transmitida (o, de modo equivalente, la luz a un ángulo $\theta = 0^\circ$), la técnica se conoce como Turbidimetría. El procedimiento puede llevarse a cabo mediante un espectrofotómetro de absorción convencional y resulta de cierta utilidad en la determinación de la concentración de partículas en suspensión.

La determinación no solo de la concentración de partículas, sino de su forma y tamaño, se suele llevar a cabo midiendo la luz dispersada en un ángulo $\theta \neq 0^\circ$. En este caso la técnica recibe el nombre de *Nefelometría* y requiere un tipo de instrumento específico, denominado nefelómetro, capaz de determinar la intensidad de luz dispersada, I_θ , a diferentes ángulos, si bien lo más sencillo es realizar la medición a los 90° . En este caso, la intensidad de luz es proporcional directamente a la concentración.

2.2 Dispersión absorción, extinción.

La dispersión de la luz, es frecuentemente acompañada por la absorción. Una hoja de un árbol se observa de color verde debido a que esta tiene una dispersión de luz verde más efectiva que la luz roja, así que la luz roja incidente en la hoja es absorbida, esto significa que la energía se convierte en alguna otra forma. La absorción es preponderante en los materiales de color negro por ejemplo el carbón, el humo negro; y se considera que está ausente en las nubes (considerando una longitud de onda en el espectro visible.)

Debemos considerar que la absorción y la dispersión remueven energía de un haz de luz que atraviesa un medio, por lo que el haz se atenúa, esta atenuación, es llamada extinción y es notable cuando se observa de forma directa a la fuente de luz. Entonces podemos definir que:

$$\text{Extinción} = \text{dispersión} + \text{absorción} \quad (2.2)$$

Si la luz atraviesa perfectamente un medio homogéneo, la luz no sufre dispersión, únicamente las inhomogeneidades como cuerpos extraños inmersos en el medio (gotas de agua, polvo en la atmosfera, burbujas en el agua o en el vidrio) provocan la dispersión de la luz, ejemplo si en un volumen existe un gas o un fluido y dentro de este existe una fluctuación estadística en los arreglos de las moléculas que los conforman entonces se tiene una causa real de dispersión, la cual en ocasiones pueden ser apreciables. Considere que la dispersión de cada partícula puede ser estudiada individualmente si existe una separación considerable una de otra de por lo menos tres D_p la cual es la condición suficiente para asegurar la dispersión de luz de forma independiente.

Por otra parte podemos ver que tanto la dispersión como la absorción son llamados parámetros de extinción, así que la dispersión y la absorción siguen la ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$I_{scat} = I_0 e^{-\alpha_{scat} l} \quad (2.3)$$

$$I_{abs} = I_0 e^{-\alpha_{abs} l} \quad (2.4)$$

$$I_{ext} = I_0 e^{-\alpha_{ext} l} \quad (2.5)$$

Los términos de las ecuaciones anteriores, α_{scat} , α_{abs} y α_{ext} son conocidos como los coeficientes de dispersión, absorción y extinción, respectivamente el coeficiente de extinción es la suma de los coeficientes de dispersión y absorción. Si las partículas no absorben el coeficiente de extinción es igual al coeficiente de dispersión. Todas las partículas usadas en este trabajo no absorben en el rango visible, por lo que para efecto de este trabajo el coeficiente de extinción es igual al coeficiente de dispersión.

2.3 Dispersión de luz en partículas pequeñas

Cuando una partícula atraviesa la zona de medida quiere decir que atraviesa el cono que forma el haz de luz, entonces esta partícula dispersa energía con un determinado diagrama de dispersión que posteriormente, será recogida por una apertura receptora y focalizada sobre el área del fotodetector. Allí se obtendrá una señal eléctrica, proporcional a la luz dispersada por la partícula.

El primer paso será por tanto conocer las propiedades de dispersión en función de las características de la onda incidente de luz y de la partícula.

En este capítulo, veremos las características más importantes de radiación de las partículas inmersas en una zona iluminada por luz, presentando sus principales propiedades en función del tamaño y forma, para posteriormente calcular las potencias de señal en el receptor y así de este modo se puede conocer el tamaño de la partícula a emplear para el experimento.

Debemos tomar en cuenta que en cuanto más grande sea la partícula, más cantidad de energía dispersara, y podremos recoger más energía por la apertura receptora del sensor fotodetector. Esta afirmación, como veremos, no es del todo cierta, pero sí aceptable en una primera aproximación.

Una muy buena aproximación es suponer que para el cálculo de la luz dispersada tenemos partículas pequeñas, esféricas, homogéneas e isotrópicas, iluminadas por ondas planas homogéneas, pudiendo así aplicar diferentes soluciones.

2.4 Técnica para el Cálculo

Las propiedades de la luz dispersada por partículas pequeñas han sido un tema de estudio por parte de muchos investigadores desde principios del siglo pasado. A partir de las ecuaciones de Maxwell, se han desarrollado diferentes teorías o métodos, para determinados casos particulares:

1. Si la longitud de onda de la luz incidente es mucho más pequeña que el diámetro de la partícula $\lambda \ll D_p$, (donde D_p es el diámetro de la partícula) la luz dispersada puede ser descrita mediante métodos de óptica geométrica. En este caso, la luz incidente (rayos paralelos) y la dispersada se calculan bajo la aproximación de las leyes de la óptica geométrica.
2. Para el caso de que el tamaño de las partículas sea arbitraria (relativa a la longitud de onda), la luz incidente podrá ser caracterizada por la teoría de ondas, donde la onda plana incidente se descompone en una suma de ondas esféricas parciales en la superficie de la esfera, teoría de Lorenz-Mie o Dispersión Mie

Una aproximación para el cálculo de las propiedades de dispersión de las partículas, es considerar primero, partícula de forma esférica.

Una segunda aproximación es suponer que la onda incidente de luz que ilumina las partículas del fluido es uniforme en el volumen de medida o zona de dispersión. Realmente el volumen de detección los frentes de onda son aproximadamente planos, pero la intensidad tiene un perfil gaussiano, debido a las características de emisión de los haces generados por fuentes láser. Por tanto, esta consideración solo será válida en el caso de que el tamaño de las partículas sea mucho más pequeñas que el d_w (diámetro de la cintura del haz) $D_p \ll d_w$

Al utilizar la Teoría de dispersión de Lorenz-Mie, se nos va a permitir, de una manera aproximada, obtener un método capaz de calcular las características de dispersión con un haz Laser.

2.5 Determinación del tamaño y número.

Consideremos un medio que consiste de pequeñas cantidades de dispersiones y absorción de partículas, de donde se puede escribir su índice de refracción complejo como:

$$\tilde{m} = \tilde{n} - i\tilde{n}' \quad (2.6)$$

De donde \tilde{n}' representa el efecto de extinción del medio, debido a que determina el decremento de la intensidad. Y la parte real del índice de reflexión \tilde{n} (cuál es el mismo cuando \tilde{m} representa el índice de refracción para partículas no absorbentes) este parámetro determina el desfase (o avance) de la onda que viaja a través del medio “A este fenómeno se le llama dispersión”.

La intensidad de la luz dispersa es proporcional al número de partículas por cm^3 , si medimos la dispersión en un ángulo de 90° o integramos todos los ángulos nos da la cantidad $N\alpha^2$ y si por otra parte somos capaces de medir el índice de refracción del medio nos da la cantidad $N\alpha$, y de esta forma podemos obtener de forma separada N y α donde N es el número de la densidad de las partículas y α es el coeficiente de dispersión.

2.6 Teoría de Lorenz-Mie

2.6.1 Descripción Teoría de Lorenz-Mie

Una buena aproximación, para caracterizar los fenómenos de dispersión que se producen en una partícula esférica, isótropa y homogénea, iluminada por ondas planas homogéneas, fue dada por Lorenz (1890) y por Gustav Mie (1908). A partir de mediados del siglo XX, aparecieron los primeros algoritmos capaces de calcular de una manera eficiente (Van de Hulst (1957)), los campos dispersados en función de los campos incidentes y de las propiedades de las partículas, en campo lejano.

Este método de cálculo, se basa en la descomposición de las ondas electromagnéticas incidentes dentro y fuera de la esfera dispersora en ondas esféricas en términos de funciones armónicas adaptadas a las condiciones de contorno de la partícula. El campo total dispersado, se obtiene sumando un número suficiente de ondas parciales esféricas, dando como resultado dos soluciones independientes, en función de la excitación paralela y/o perpendicular del campo incidente.

El campo dispersado E_d , mediante la Teoría de Lorenz-Mie en un punto del espacio, definido por el vector posición r , en función del campo incidente E_{in} , y de las características de la partícula, se

define respecto un sistema de coordenadas esféricas, presentado en la figura 2.1, con el origen en el centro de la partícula, donde la onda plana incidente se propaga en la dirección del eje Z, con una polarización lineal respecto el plano X - Y.

Los ángulos de dispersión θ y ϕ , y sus vectores unitarios $\hat{e}_\theta, \hat{e}_\phi$ se definen respecto al plano formado por el vector que contiene la dirección de propagación y por el vector que contiene la dirección de polarización de la onda incidente. En términos de este sistema de coordenadas, el coeficiente de dispersión en campo lejano en la dirección determinada por los ángulos θ y ϕ , para el caso de luz incidente polarizada linealmente, es

$$\sigma(\theta, \phi) = A(\theta) \sin(\phi) \hat{e}_\phi + B(\theta) \cos(\phi) \hat{e}_\theta \quad (2.7)$$

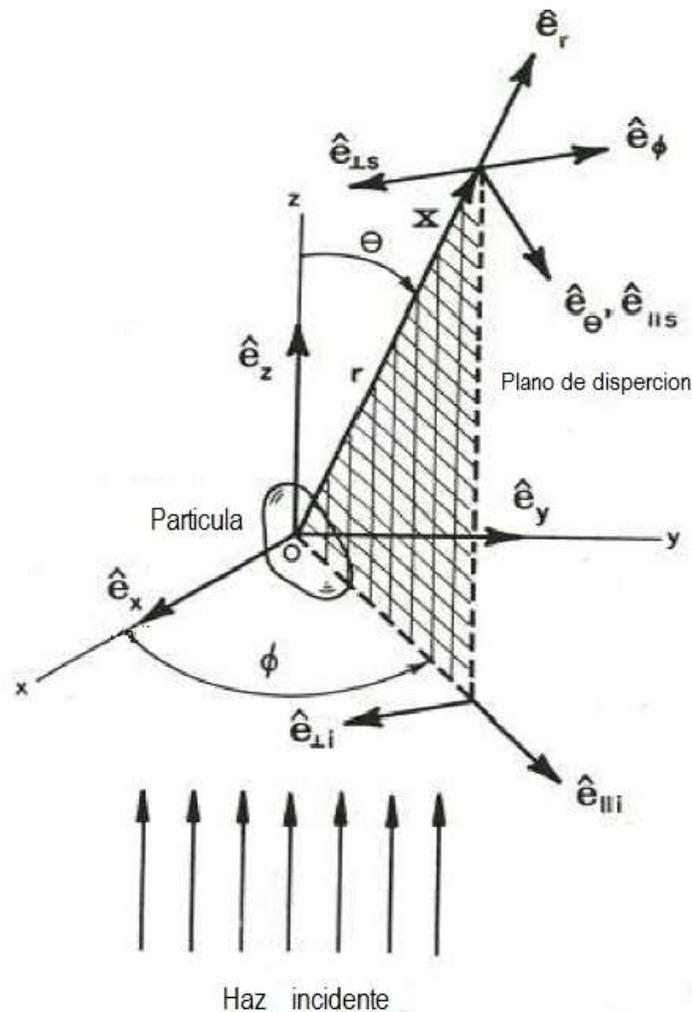


Figura 2.1. Coordenadas utilizadas en la teoría de Mie, respecto al plano de dispersión.

La radiación dispersada obtenida por Mie, se separa en dos componentes, una perpendicular y otra paralela al plano de dispersión, definido por el vector de propagación y la dirección de dispersión, denominadas funciones o coeficientes complejos de dispersión $A(\theta)$ o $S_\perp(\theta)$, y $B(\theta)$ o $S_\parallel(\theta)$ respectivamente.

La relación entre las componentes perpendiculares y paralelas, del campo dispersado (E_\parallel y E_\perp) y del campo incidente ($E_{\parallel in}$ y $E_{\perp in}$) es

$$E_{\parallel d} = B(\theta) \frac{e^{-jkr+jkz}}{jkr} E_{\parallel in} \quad (2.8)$$

$$E_{\perp d} = A(\theta) \frac{e^{-jkr+jkz}}{jkr} E_{\perp in} \quad (2.9)$$

En el caso que la luz incidente no esté polarizada, luz blanca, la intensidad dispersada se podrá calcular como

$$I_d = I_{in} \frac{I_A + I_B}{2k^2 r^2} \quad (2.10)$$

La intensidad dispersada I_d [W/m²] a una distancia r del centro de la partícula al punto de observación definido por los ángulos (θ, ϕ) , en función de la intensidad incidente I_{in} polarizada linealmente, con un numero de onda $k = 2\pi/\lambda$ en campo lejano se puede definir como, la Intensidad también es llamada Irradiancia, potencia radiada recibida por una superficie dividida por dicha área

$$I_d = I_{in} |\sigma(\theta, \phi)|^2 \frac{1}{k^2 r^2} \quad (2.11)$$

y las intensidades dispersadas de las componentes perpendiculares y paralelas al plano de dispersión.

$$I_{\parallel d} = I_{in} \frac{I_B}{k^2 r^2} \quad (2.13)$$

$$I_{\perp d} = I_{in} \frac{I_A}{k^2 r^2} \quad (2.15)$$

Donde I_A e I_B son las llamadas funciones de intensidad dispersadas asociadas a las componentes perpendicular y paralela respectivamente.

$$I_A = |A(\theta)|^2 \quad (2.16)$$

$$I_B = |B(\theta)|^2 \quad (2.17)$$

las funciones o coeficientes complejos de dispersión $A(\theta)$, y $B(\theta)$ asociadas a las componentes perpendiculares y paralelas respectivamente, se definen como

$$A(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \pi_n \cos(\theta) + b_n \tau_n \cos(\theta)\} \quad (2.18)$$

$$B(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{b_n \pi_n \cos(\theta) + a_n \tau_n \cos(\theta)\} \quad (2.19)$$

π_n y τ_n son las funciones angulares de Mie que describen la dependencia angular de la luz radiada en la dirección del ángulo de dispersión θ , donde P_n^l son los polinomios de Legendre

$$\pi_n \cos(\theta) = \frac{1}{\text{sen}(\theta)} P_n^1 \cos(\theta) \quad (2.20)$$

$$\tau_n \cos(\theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^1 \cos(\theta) \quad (2.21)$$

a_n y b_n las amplitudes complejas de las ondas parciales del campo dispersado

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (2.22)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (2.23)$$

donde m es el índice de refracción relativo, cociente entre el índice de refracción de la partícula n_p y el medio de propagación n_m , x el tamaño de la partícula, caracterizado por su diámetro D_p , normalizado respecto a la longitud de onda del campo incidente en el medio λ_m , $\psi_n(\)$ y $\zeta_n(\)$ las funciones de Riccati-Bessel de primera y tercera especie respectivamente.

$$m = \frac{n_p}{n_m} \quad (2.24)$$

$$x = \frac{\pi D_p}{\lambda_m} \quad (2.25)$$

El número mínimo n de la descomposición del campo incidente en ondas esféricas, para la convergencia de las series infinitas de las ecuaciones 2.24 y, 2.25 dependerá del valor del tamaño normalizado de la partícula x . Para un error relativo de 10^{-7} el valor propuesto es

$$n_{max} = x + 4x^{1/3} + 2 \quad (2.26)$$

2.7 Zonas de Dispersión

La teoría de Lorenz-Mie, permite calcular las propiedades de dispersión para cualquier valor de tamaño normalizado de la partícula x , no estando limitado a ninguna caso en particular. La intensidad dispersada $I_{d\perp}, I_{d\parallel}$ dependerá de los siguientes parámetros:

- x : Tamaño normalizado de Mie - [$x=D_p/\lambda$], donde D_p - diámetro de la partícula, λ - longitud de onda
- m : Índice de refracción relativo de la partícula respecto al medio
- I_{in} : Intensidad de la onda incidente
- θ : Angulo de dispersión

En toda intensidad dispersada en función del tamaño normalizado de Mie x , se puede diferenciar diferentes comportamientos en su evolución apareciendo diferentes zonas.

Tabla 2.1. zonas de dispersión en función del tamaño de la partícula.

Zona Rayleigh	Zona Mie	Zona Óptica Geométrica
$D_p \ll \lambda$	$D_p \sim \lambda$	$D_p \gg \lambda$
$(x \ll 1)$	$(x \sim 1)$	$(x \gg 1)$

Existe una primera zona, para el caso de que la partícula sea muy pequeña $x \ll 1$, conocida como zona de dispersión Rayleigh o dispersión molecular, con valores de energía dispersada muy pobres, y con una evolución sin oscilaciones. Generalmente para cualquier ángulo de dispersión θ , la intensidad es proporcional a la sexta potencia de x ($I_d \sim x^6$.) Aplicable para pequeños gránulos de polvo, moléculas (nitrógeno, oxígeno,...) etc.

Cuando $x \gg 1$, el tamaño de la partícula es mucho mayor que la longitud de onda y la evolución de la energía dispersada se puede calcular fácilmente aplicando las leyes de la óptica geométrica, la intensidad será proporcional al cuadrado de x ($I_d \sim x^2$), como por ejemplo para gotas de agua y grandes partículas. En el caso de que la partícula no sea absorbente $m \in \mathfrak{R}$, las oscilaciones en esta región son mucho mayores.

Y en el caso intermedio y de máximo interés para este trabajo es cuando el tamaño de la partícula comparable con la longitud de onda (polvo, polen, humo), la evolución de la energía dispersada para toda esta zona, aparece con grandes oscilaciones, denominada zona de dispersión Lorenz-Mie.

La teoría de Lorenz-Mie es un método general aplicable para cualquier tamaño de partícula, aunque en el caso que $x \sim 1$, la zona de dispersión Lorenz-Mie coincide con el nombre del método.

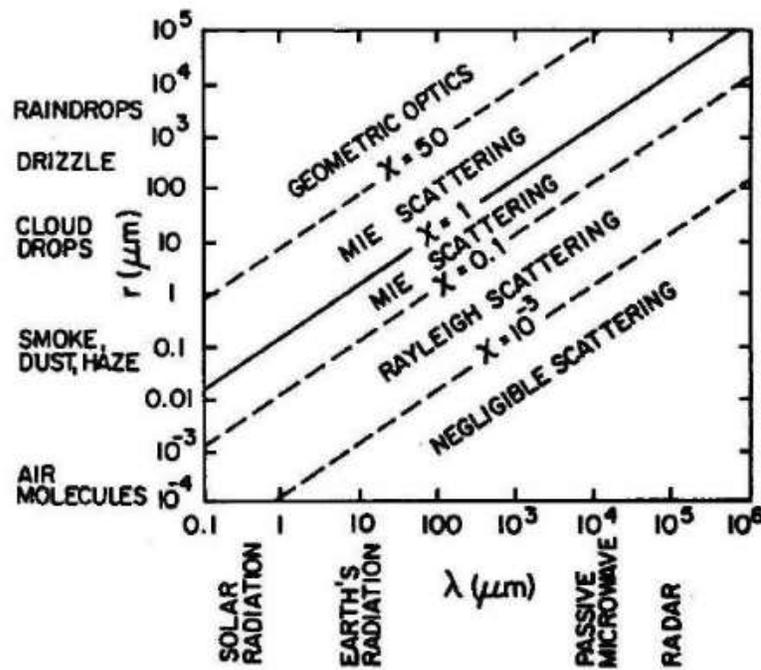


Figura 2.2. Márgenes de valores del tamaño de la partícula x en función del tipo de zona de dispersión

La intensidad de luz dispersada tiene variaciones, debido a los fenómenos de dispersión que aparecen cuando la luz incide sobre una partícula, se pueden separar en cuatro tipos: Refracción, reflexión, difracción y ondas de superficie.

La teoría de Lorenz-Mie nos proporciona, como hemos visto anteriormente, la intensidad total de dispersión, sin separar los fenómenos individualmente que aparecen fuera y dentro de la partícula. De hecho, a partir de los estudios previos de Debye (1908), Lock (1988) demostró que las amplitudes complejas de dispersión de las ondas parciales del campo dispersado, ecuaciones 2.22 y 2.23, pueden interpretarse como ordenes individuales de dispersión, de igual manera que en la óptica geométrica.

Así, cuando una onda incide sobre una partícula, parte de la onda incidente será reflejada y difractada, y parte refractada dentro de la partícula. A partir de aquí, empieza a generarse un proceso continuo e infinito, de refracciones y reflexiones dentro y fuera de la partícula, incluyendo además las ondas de superficie Lock (1992). De esta manera, en función de los fenómenos de dispersión que predominen, tendremos una determinada intensidad dispersada para cada caso en particular (tamaño x , índice de refracción m y ángulo de dispersión θ).

2.8 Intensidad en función del ángulo de dispersión

Ya hemos visto en el apartado anterior, cómo evoluciona la intensidad de dispersión en función del tamaño de la partícula. Queda claro que cuanto más grande sea el elemento dispersor tendremos más energía en el punto de observación, con más o menos oscilaciones dependiendo del tipo de partícula. Otro factor importante y elemental a tener en cuenta, es ver como afectara en función del ángulo de dispersión θ . Fijémonos que el punto de observación será el lugar o zona del espacio donde colocaremos la unidad fotodetectora, consideración básica e indispensable, ya que en función de la posición del detector, podremos obtener más o menos intensidad de luz dispersada.

2.9 Método de la T-matriz

El método de la T-matriz es una técnica computacional de dispersión de la luz para partículas no esféricas originalmente formulada por P.C. Waterman (1928-2012) en 1965. La técnica también se conoce como método de campo nulo y método de técnica de límite extendido. En el método, los elementos de la matriz se obtienen haciendo coincidir las condiciones de frontera para las soluciones de las ecuaciones de Maxwell.

2.9.1 Definición de la T-Matriz

El campo incidente y el campo eléctrico dispersos se expanden en funciones de onda vectorial esféricas, que también se encuentran en la dispersión de Mie. Estas son las soluciones fundamentales de la ecuación vectorial de Helmholtz y se pueden generar a partir de las soluciones fundamentales escalares en coordenadas esféricas, las funciones esféricas de Bessel de primera clase y las funciones esféricas de Hankel. En consecuencia, hay dos conjuntos linealmente independientes de soluciones denotados como M^1 , N^1 y M^3 , N^3 respectivamente. También se les llama el campo dispersado es expandió a irradiando (SVWFs), respectivamente. Con esto, podemos escribir el campo incidente como

$$\mathbf{E}_{inc} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n a_{mn} \mathbf{M}_{mn}^1 + b_{mn} \mathbf{N}_{mn}^1. \quad (2.27)$$

El campo dispersado es expandió a irradiando - SVWFs

$$\mathbf{E}_{scat} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n f_{mn} \mathbf{M}_{mn}^3 + g_{mn} \mathbf{N}_{mn}^3. \quad (2.28)$$

La T-Matriz relaciona los coeficientes de expansión del campo incidente al del campo dispersado.

$$\begin{pmatrix} a_{mn} \\ b_{mn} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} f_{mn} \\ g_{mn} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

La T-Matriz está determinada por la forma y el material dispersor y para el campo incidente dado permite calcular el campo disperso.

2.9.2 Cálculo de la T-Matriz

La manera estándar para calcular realmente el método T-Matriz es el Método del campo nulo, que se basa en las ecuaciones Stratton-Chu. Ellos básicamente afirman que los campos electromagnéticos fuera de un volumen dado se pueden expresar como integrales sobre la envolvente superficial, el volumen que implica sólo los componentes tangenciales de los campos de la superficie. Si el punto de observación se encuentra dentro de este volumen, las integrales se desvanecen.

Al hacer uso de las condiciones de contorno para los componentes tangenciales de campo en la superficie dispersor

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_{scat} + \mathbf{E}_{inc}) = \mathbf{E}_{int} \quad \text{y} \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_{scat} + \mathbf{H}_{inc}) = \mathbf{H}_{int}, \quad (2.30)$$

donde \mathbf{n} es el vector normal a la superficie de dispersión, se puede derivar una representación integral del campo dispersado en términos de las componentes tangenciales de los campos internos en la superficie de dispersión. Una representación similar se puede derivar para el campo incidente.

Al ampliar el campo interno en términos de SVWFs y explotando su ortogonalidad en superficies esféricas, se llega a una expresión para el T-Matriz. Códigos numéricos para la evaluación de la T-Matriz se pueden encontrar en línea.

La matriz de la transformada de dispersión de la luz de Stokes y sus parámetros se representan por un vector matriz dado por I, Q, U, y V los cuales representan la polarización, la matriz de dispersión para partículas orientadas aleatoriamente con un plano de simetría que tiene una muy bien conocida forma diagonal.

$$F(\theta) = \begin{bmatrix} a_1(\theta) & b_1(\theta) & 0 & 0 \\ b_1(\theta) & a_2(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_3(\theta) & b_2(\theta) \\ 0 & 0 & -b_2(\theta) & a_4(\theta) \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Donde $\theta \in [0, \pi]$ es el ángulo de dispersión y el (1,1) es un elemento que asume ser normalizado como

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi d\theta \sin\theta a_1(\theta) = 1 \quad (2.32)$$

Como podemos ver este elemento de la matriz de dispersión es un valor proporcional la intensidad de dispersión que a su vez es una función del ángulo para una luz incidente no polarizada.

Cuando la luz se encuentra en un elemento óptico tal como una partícula, la intensidad y los estados de polarización transformados resultan en nuevos parámetros de Stokes tales son representados de la siguiente forma

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = F(\theta) \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

Donde el vector de campo eléctrico es transversal, y este es representado por

$$E = Re[E_l I + E_r r], \quad (2.34)$$

Donde E_l y E_r son complejos, funciones oscilantes. Los parámetros de Stokes son definidos por:

$$I = E_l E_l^* + E_r E_r^* \quad (2.35)$$

$$Q = E_l E_l^* - E_r E_r^* \quad (2.36)$$

$$U = E_l E_r^* + E_r E_l^* \quad (2.37)$$

$$V = i(E_l E_r^* - E_r E_l^*) \quad (2.38)$$

Donde el asterisco denota un valor complejo conjugado. Entre ellos son números reales que satisfacen la relación.

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (2.39)$$

Donde I representa la intensidad (flujo de energía por unidad de área). Y todos los demás otros parámetros tienen la misma dimensión

Bibliografía

- [1] Middleton W E K 1952 *Vision Through the Atmosphere* (Toronto: University of Toronto Press) pp 203–6.
- [2] Anderson T L *et al* 1996 Performance characteristics of a high-sensitivity, three-wavelength, total scatter/backscatter nephelometer *J. Atmos. Oceanic Technol.* 13 967–86.
- [3] Crosby P and Koerber B W 1963 *Scattering of light in the lower atmosphere J. Opt. Soc. Am.* 53 358–61.
- [4] Ahlquist N C and Charlson R J 1968 *Measurement of the vertical and horizontal profile of aerosol concentration in urban air with the integrating nephelometer Environ. Sci. Technol.* 2 363–6.
- [5] Johnson R W 1981 *Daytime visibility and nephelometer measurements related to its determination Atmos. Environ.* 15 1835–45.
- [6] Gordon J I and Johnson R W 1985 *Integrating nephelometer: theory and applications Appl. Opt.* 24 2721–30.
- [7] Horvath H and Habenreich T A 1989 *Absorption coefficient of the Vienna aerosols: comparison of two methods Aerosol Sci. Technol.* 10 506–14.
- [8] Garland J A and Rae J B 1970 *An integrating nephelometer for atmospheric studies and visibility warning devices J. Phys. E: Sci. Instrum.* 3 275–80.
- [9] Rabinoff R A and Herman B M 1973 *Effect of aerosol size distribution on the accuracy of the integrating nephelometer J. Appl. Meteorol.* 12 184–6.
- [10] Rabinoff R A and Herman B M 1974 *Corrigendum J. Appl. Meteorol.* 13 415.
- [11] Hasan H and Lewis C W 1983 *Integrating nephelometer response corrections for bimodal size distributions Aerosol Sci. Technol.* 2 443–53.
- [12] Fitzgerald J W 1977 *Angular truncation error of the integrating nephelometer in the fog droplet size range J. Appl. Meteorol.* 16 198–204.
- [13] Sepucha R C and Mann D C 1975 *Aerosol attenuation in the 2–4 μ m region*, DARPA report RADC-TR-75-113, Griffiss USAF Base, New York.
- [14] Gerber H E 1979 *Portable cell for simultaneously measuring the coefficients of light scattering and extinction for ambient aerosols Appl. Opt.* 18 1009–14.
- [15] Mulholland G W and Bryner N P 1994 *Radiometric model of the transmission cell-reciprocal nephelometer Atmos. Environ.* 28 873–87.
- [16] Lovell D J 1953 *The concept of radiation measurements Am. J. Phys.* 21 459–62.
- [17] Nicodemus F E 1963 *Radiance Am. J. Phys.* 31 368–77.
- [18] McCluney W R 1968 *Radiometry and photometry Am. J. Phys.* 36 977–9.
- [19] Waggoner A P and Weiss R E 1992 *Alternative gases for nephelometer span calibration PNWIS Annual Meeting, Bellevue, Washington.*

Capítulo 3

Análisis del nefelómetro integral

3.1 Análisis del nefelómetro integral con celda recíproca

Consideremos un haz de luz monocromático y colimado, con una longitud de onda específica, que puede ser producido por un láser u otra fuente de luz, que tiene una sección transversal rectangular $\Delta x \Delta y$ (la forma de la sección transversal es irrelevante para la deducción), que pasa a una distancia y , perpendicular al sensor CCD que tiene un área superficial S , el haz de luz irradia un medio de dispersión (aerosol o/y gases) con una intensidad inicial I_0 , el aerosol o/y gas llena la cámara del nefelómetro que se muestra en la figura 3.1. La cantidad total del medio que será irradiado y en donde se dispersara la radiación electromagnética en todas direcciones ϕ está contenido en un volumen bien definido por la sección transversal por la longitud de la celda. Primero nos concentraremos, en un volumen diferencial dV , localizando a una distancia lineal r del dispositivo CCD a una distancia angular θ medido desde el centro del detector. La intersección de un ángulo solido $d\omega$ con el vértice en el sensor, con el haz de luz interactuando en el medio. El proceso físico a ser considerado ocurre dentro del volumen dV y también en la superficie del sensor. Llamado radiancia (o brillo) y el otro es llamado irradiancia (o iluminación).

Por definición para extender las fuentes de radiancia $B(\phi)$, de la superficie del elemento dA en dirección (ϕ) en este caso) podemos ver que es la razón de la intensidad por unidad de ángulo solido radiado (intensidad dispersa) para este elemento infinitesimal que la dirección y el área del elemento radiante se proyecta en un plano perpendicular a esa dirección. La intensidad radiada por la superficie del elemento, en alguna dirección ϕ , es proporcional a I_0 , dV y la curva polar de la función del volumen de dispersión es representado por $\beta(\phi)$ así que por la definición de radiancia se tiene,

$$B(\phi) = I_0 \beta(\phi) dV / dA' \quad (3.1)$$

Donde dA' es la proyección del elemento en un plano perpendicular a la dirección ϕ vea figura 3.1

$$dA \cos \theta \quad (3.2)$$

Una parte de la superficie del sensor recibirá una contribución de energía dispersa, el cual proviene del volumen definido por el haz de luz, a través de la cara plana de la superficie del sensor, que produjo la irradiancia ΔE sobre este. Así la energía dispersa en el detector por dV , contiene únicamente el ángulo solido definido por $d\omega$, el cual producirá una irradiancia en el sensor que será una función de la posición de dV , dado por r , ϕ , $d\omega$. y la radiancia $B(\phi)$ que esta expresada por:

$$B(\phi) \cos(\theta) d\omega \quad (3.3)$$

Donde $\cos \theta$ cuenta con una sección transversal efectiva en el sensor que recibe la energía, acorde a la definición de irradiancia. En general la irradiancia total ΔE incide sobre el elemento superficial del sensor que deberá ser producido por el volumen del medio que es iluminado por el haz de luz el cual hemos hablado anteriormente.

$$\Delta E = \int_{2\pi} B(\phi) \cos \theta d\omega \quad (3.4)$$

Sustituyendo esta ecuación en la ecuación 3.4 y al integrar el ángulo θ desde $-\pi/2$ a $\pi/2$ obtenemos

$$\Delta E = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[\frac{B(\phi)\Delta x \cos^2(\theta)}{y} \right] d\theta \quad (3.6)$$

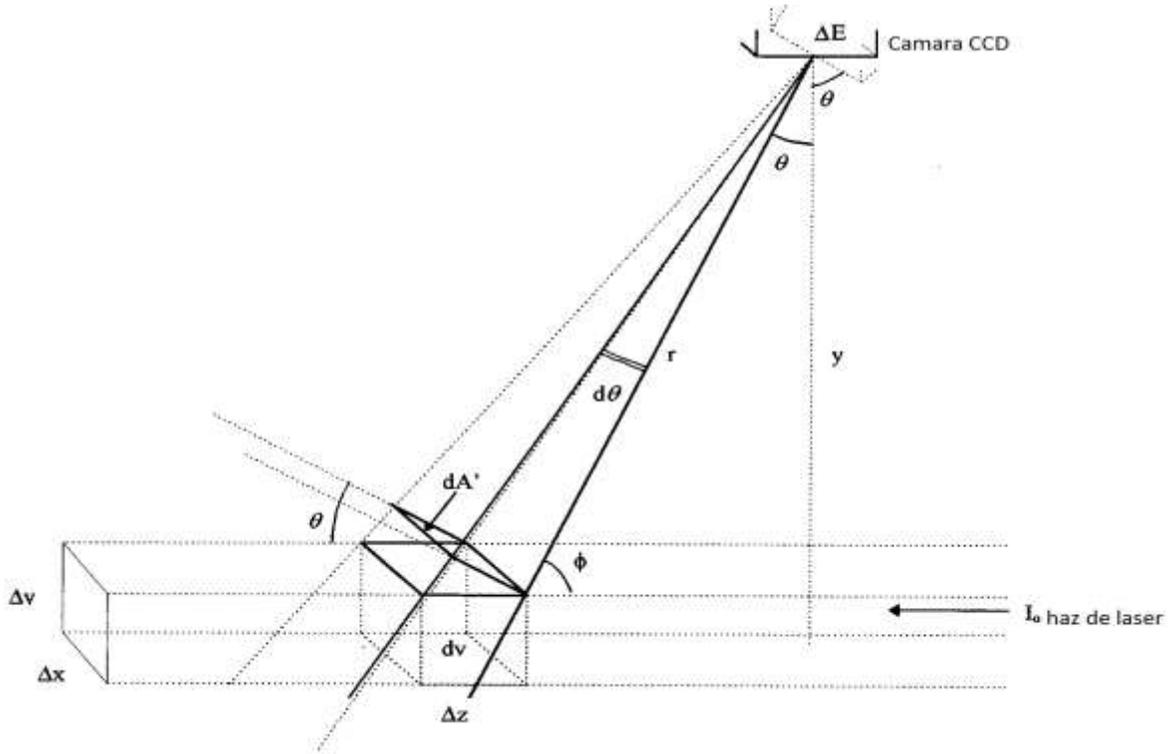


Figura 3.1. Detalles geométricos de un nefelómetro integral con celda recíproca.

Tomando en cuenta que $dV = \Delta y dA$ y usando la ecuación 3.1

$$\Delta E = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[\frac{I_o(\phi)\Delta x \Delta y \beta(\phi) \cos^2(\theta)}{\cos \theta dA} \right] dA d\theta = \left(\frac{I_o(\phi)\Delta x \Delta y}{y} \right) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \beta(\phi) \cos \theta d\theta \quad (3.7)$$

Considerando que $\cos(\theta) = \sin(\phi)$ y que $\cos(\phi) = \sin(\theta)$, entonces $\cos(\phi)d\phi = -\sin(\theta)d\theta$. Entonces implica que $d\theta = -(\cos\phi/\sin\theta)d\phi = -(\sin(\theta)/\sin(\theta))d\phi$ esto implica que $d\theta = -d\phi$. De otra manera $\theta + \phi + \frac{\pi}{2} = \pi$ lo que implica que $\theta = \frac{\pi}{2} - \phi$. Así que cambiando la variable de integración de θ a ϕ y también agregando los límites de integración, la expresión 3.7 se convierte a la siguiente expresión:

$$\Delta E = \frac{I_o(\phi)\Delta x \Delta y}{y} \int_0^{\pi} \beta(\phi) \sin\phi d\phi \quad (3.8)$$

Podemos ver que el numerador de la fracción que acompaña a la integral es el flujo radiante del haz de luz definido por $F_o = I_o(\phi)\Delta x \Delta y$ por lo que se obtiene

$$\Delta E = \frac{F_o}{y} \int_0^{\pi} \beta(\phi) \sin\phi d\phi \quad (3.9)$$

Por definición el coeficiente de volumen de dispersión da la siguiente expresión

$$\sigma_s + \sigma_m = 2\pi \int_0^\pi \beta(\phi) \sin\phi \, d\phi \quad (3.10)$$

Donde σ_s es el coeficiente de volumen de dispersión del aerosol y σ_m es el coeficiente de volumen de dispersión para las moléculas al introducirse la ecuación 3.10 dentro de la ecuación 3.9 obtenemos.

$$\Delta E = \frac{F_o(\sigma_s + \sigma_m)}{2\pi y} \quad (3.11)$$

Multiplicando por ambos lados la ecuación 3.11 por el área S del sensor obtenemos la radiancia de dispersión F recibida por el sensor, para el caso de un haz colimado.

$$F = \frac{F_o S(\sigma_s + \sigma_m)}{2\pi y} \quad (3.12)$$

En la ausencia de errores sistemáticos esta ecuación debería ser la que idealmente debe gobernar al nefelómetro integral de celda recíproca la cual es la misma que se deriva para este trabajo de tesis. Resolviendo para $\sigma = \sigma_s + \sigma_m$, el volumen de dispersión está dado por:

$$\sigma = \frac{2\pi F y}{F_o S} \quad (3.13)$$

Esta expresión es válida únicamente bajo ciertas condiciones principales, cuando las partículas de aerosol son esféricas y la orientación están en promedio dispersas en forma regular y cuando las partículas no son esféricas y son independientemente azimutales y la única función que se tiene es con respecto a ϕ de esta manera la ecuación 3.13 es válida.

Observemos la siguiente ecuación que describe al nefelómetro integral de celda directa y hallamos la diferencia entre uno y otro.

$$b = \frac{2\pi B h}{I_o} \quad (3.14)$$

Donde B es la irradiancia en el sensor, ahora es posible contrastar los términos entre ambas expresiones y notar que son expresiones similares. La única diferencia entre ellas es que dependen de la forma del sensor y por lo tanto de su área S .

Debemos asumir para este caso, que la Intensidad inicial del haz del láser es I_o al entrar a la cámara llevara siempre una intensidad constante, y que es la misma en toda su trayectoria, pero sabemos que estrictamente hablando esto no es cierto porque podemos hallarnos en un lugar donde existan suficientes pérdidas de luz debido a la extinción dentro del volumen de dispersión. Refiriéndonos a los experimentos hechos en el laboratorio, sabemos que tenemos una extrema iluminación en la parte izquierda donde entra el haz de luz a la cámara del instrumento y menor iluminación en la parte derecha. Entonces considerando la influencia de este efecto se explicara la solución en la sección siguiente.

3.2 Análisis del nefelómetro integral con celda recíproca en su primera corrección.

La ecuación 3.13 nos permite obtener el coeficiente de volumen de dispersión, a una cierta longitud de onda, siempre que el otro parámetro ha sido medido de forma independiente. Existe un factor adimensional radiométrico (F/F_o), que representa la fracción del flujo F_o cual va como un flujo F hacia el sensor. El factor y/S es una consideración geométrica que da cuenta de la dimensión de σ (longitud recíproca) (por ejemplo, m^{-1}). El factor 2π da cuenta para la energía de dispersión radiada por el volumen total del medio en todas las direcciones del espacio (hay que tener en cuenta que se utiliza sólo un detector). A partir de los parámetros que intervienen en esta ecuación, únicamente F , proporciona la irradiancia total que recibe el detector, y no puede ser medida de forma correcta, a causa del propio detector y de esta forma el instrumento no es capaz de integrar toda la energía dispersada que es necesaria para obtener el valor real del coeficiente de volumen de dispersión. Esto es matemáticamente equivalente a decir que el ángulo ϕ tiene que ser integrado a partir de un valor de ϕ_1 hasta un valor de ϕ_2 , de acuerdo con la figura, 1.6 en lugar de 0 a π como está indicado por la ecuación 3.9. El detector no detecta toda la energía, porque la longitud de la celda es mayor a lo que puede captar el sensor, se requiere una variable de integración y está dado por θ , que es integrada desde $-\pi/2$ hasta $\pi/2$. Además, por razones técnicas, al final de la cámara se colocan deflectores en la parte interior para evitar que el sensor detecte la dispersión de estas partes (figura 1.5). Y a su vez, se limita la visión del sensor en los ángulos mencionados anteriormente.

Bajo estas circunstancias, el detector no mide el verdadero coeficiente de volumen de dispersión pero mide el coeficiente de volumen de dispersión menor al verdadero. Por lo tanto, en la práctica la superficie del sensor detecta lo siguiente:

$$\Delta E_{meas} = \frac{F_o}{y} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \beta(\phi) \sin\phi \, d\phi \quad (3.15)$$

Y consecuentemente

$$F_{meas} = \frac{F_o S(\sigma_{meas})}{2\pi y} \quad (3.16)$$

donde

$$\sigma_{meas} = (\sigma_s + \sigma_m)_{meas} = 2\pi \int_{\phi_1}^{\phi_2} \beta(\phi) \sin\phi \, d\phi \quad (3.17)$$

Los valores de ϕ_1 y ϕ_2 se especifican por el nefelómetro a considerar y, en principio, se pueden ajustar mediante la variación de la distancia y . De la figura 1.6, tenga en cuenta que $\phi_1 = y/(L/2)$ que implica que $\phi_1 = \tan^{-1}[y/(L/2)]$. Cuando $y \rightarrow 0$, $\phi_1 \rightarrow 0$ para cualquier valor de L , donde L es la longitud de la celda. Además, a partir de la figura 1.6 notamos que $\tan(\pi - \phi_2) = y/(-L/2)$, pero $\tan(\pi - \phi_2) = -\tan(\phi_2)$, esto implica que. Cuando $\tan(\phi_2) = y/(L/2)$ implica que $y \phi_2 = \tan^{-1}[y/(L/2)]$. Cuando $y \rightarrow 0$, $[y/(L/2)] \rightarrow 0$ y $\phi_2 \rightarrow \pi$ para cualquier valor de L . Por lo tanto, en la disminución de la distancia y (o en el aumento de L con y fija), $dE_{meas} \rightarrow dE_{real}$, $F_{meas} \rightarrow F_{real}$ y $\sigma_{meas} \rightarrow \sigma_{real}$. De esta manera surge el llamado "error de truncamiento" debido a esta limitación técnica se puede minimizar, pero, por desgracia, no se elimina del todo. Lo mismo se aplica para la integración del nefelómetro integral de celda directa.

Por lo tanto, cualquier coeficiente de volumen de dispersión se va a medir, y debe corregirse con el fin de obtener el valor real del coeficiente. Para eso debe agregarse, un factor de corrección y se define como^[7,12]

$$\sigma_{real} = f_c \sigma_{meas} \quad (3.18)$$

Mediante el uso de la ecuación

$$\sigma_{real} = \frac{2\pi f_c y F_{meas}}{F_o S} \quad (3.19)$$

Explícitamente este factor está dado por^[12]

$$f_c = \frac{\int_0^\pi \beta(\phi) \sin\phi \, d\phi}{\int_{\phi_1}^{\phi_2} \beta(\phi) \sin\phi \, d\phi} > 1 \quad (3.20)$$

Para cuantificar el error sistemático debido al truncamiento, como una función del factor de corrección (ecuación 3.18), el error de truncamiento angular fraccional está dado por

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{real}} = \frac{\sigma_{real} - \sigma_{meas}}{\sigma_{real}} = 1 - (1/f_c) = T \quad (3.21)$$

Tenga en cuenta que, $\sigma_{meas} \rightarrow \sigma_{real}$, $f_c \rightarrow 1$ y $T \rightarrow 0$.

Al trabajar con el nefelómetro integral de celda directa^[4] con rango de integración de 8° a 170°^[8] se encontró que el error de truncamiento es esencialmente independiente (por lo menos en un 10%) el índice de refracción, con partículas con tamaño menor a 0,1 μm y una longitud de onda en el rango de 436 a 600 nm. Sin embargo, el error está fuertemente influenciado por las partículas más grandes a (5 μm) y el factor de corrección debe calcularse y aplicarse, esto se justifica por el uso de la teoría de Mie^[1,12]. Se puede disminuir el error, con la estimación del error en la medición de aerosoles atmosféricos para que sea 13.1% para un ángulo truco de 15° y el 6.7% considere que si el ángulo de truncamiento fue reducido a 10° se reportó^[3] un error de 8% (10° - 165°) comprobado con las mediciones de un nefelómetro polar.

Alternativamente, la otra posibilidad para cuantificar el error de truncamiento es considerar la incapacidad del instrumento para integrar toda la energía dispersada debido al tamaño del detector, que es equivalente al que ya hemos considerado antes. Hipotéticamente, fijando L y y se fija, para detectar más energía dispersa de los extremos de la celda por lo que se debería aumentar el tamaño del detector. Por razones técnicas y operativas, se imponen ciertas restricciones dimensionales no sólo en el propio detector por su tamaño, sino también en el tamaño total del instrumento. Por lo tanto, en la práctica, el tamaño del detector está sujeto a las especificaciones del fabricante, así como a las decisiones adoptadas en relación con el valor específico de L y en la distancia y . En general, el tamaño finito del detector dará lugar a una sub-estimación del coeficiente de dispersión independientemente de la contribución hecha por el tamaño de la distribución de partículas para el error de truncamiento. Una estimación cualitativa del error de truncamiento a través de la determinación del efecto del tamaño finito del detector sobre el flujo alcanzado esta investigado por otros autores^[15]. También estos autores ponen a prueba un modelo radiométrico para el nefelómetro integral con celda recíproca para un rango de diámetro de detección con los valores de y y L .

En este punto es oportuno explicar brevemente porqué el uso del nefelómetro integral con celda recíproca elude a otros tipos de correcciones como las realizadas para el tamaño de volumen de error de dispersión y el error de tamaño de difusión en la pantalla que aparece en el nefelómetro integral de celda directa. El procedimiento básico en una celda del nefelómetro de integración es la iluminación del medio encerrado dentro de la cámara. Para ello, los dos tipos de instrumentos, nefelómetro integral de celda recíproca y el nefelómetro integral de celda directa, se aplican a diferentes diseños, como se puede ver en las figuras 1.5 y 1.6. Dentro de los límites (ángulos), establecidos por el problema de

truncamiento, el volumen de dispersión está iluminado por la fuente de luz que puede tener una forma diferente. Cuando se considera un nefelómetro integral de celda directa la forma es la de un cono truncado en ambos lados. Al derivar la ecuación básica para este nefelómetro, un elemento dV (prácticamente cilíndrico) de este volumen, formado por dos planos separados infinitesimalmente perpendicular al eje principal del cono, hecho que deberá tomarse en cuenta. La altura de este elemento varía según la posición del cono iluminado dentro de la cámara, siendo mayor, su posición se desplace en la dirección opuesta del fotodetector. Esto significa que la distancia entre la fuente de luz y cualquier punto de dV para una posición fija en el cono no es constante. En otras palabras, el ángulo de dispersión para el elemento no es constante. El error introducido en la derivación de la ecuación básica del nefelómetro integral de celda directa se asume que este ángulo es constante para un elemento de volumen fijo y se denomina el error de volumen, el tamaño de la dispersión que fue considerada por primera vez por Rabinoff y Herman^[9,10] y posteriormente reconsiderado por Lewis y Hasan^[11], quienes evaluaron críticamente y de manera apropiada la corrección de este problema para otros modelos. El único caso en que esta situación es verdaderamente válida está en el límite cuando el ángulo del cono visto por el fotodetector se desvanece.

Esta condición se satisface de forma análoga por el nefelómetro integral de celda recíproca en el que el volumen de dispersión queda iluminado de una forma muy intensa y bien definida por un haz colimado (como lo hace un haz de luz láser) ver figura 1.6. Precisamente debido a la utilización de este tipo de fuente de luz, surge la necesidad de una pantalla difusora para producir una distribución de la fuente de luz de forma lambertiana y también es necesario en el diseño del nefelómetro integral de celda directa, debido a que introduce un error debido a la anchura finita de esta pantalla, este error se elimina con el diseño de un nefelómetro integral de celda recíproca. Una derivación detallada de la ecuación del nefelómetro integral de celda directa se tiene en cuenta y viene explicado por Garland y Rae^[8].

Es evidente que el error debido al tamaño del volumen de dispersión es proporcional al valor del ángulo de recepción del detector para los nefelómetros de integración con celda directa, pero la cuantificación real de este error no es fácil de obtener, porque se ha demostrado que está relacionada con la distribución y el tamaño de las partículas del aerosol y, en consecuencia, el error de truncamiento. El error del orden de 60% es posible si las partículas involucradas son muy grandes en relación a la longitud de onda utilizada.

3.3 Segunda corrección

Como el láser se propaga a través del medio en el interior de la cámara, la intensidad del haz disminuirá debido a la extinción por la dispersión. Así que la intensidad de la luz dispersa hará que el haz que viaja dentro de un medio con dispersión decrezca en intensidad y ocurrirá que durante el viaje en una distancia r desde el elemento de volumen de dispersión del sensor. El efecto combinado será reducido a I_o por un factor P propuesta por la ley de Lambert-Beer como

$$P = e^{-\sigma r_t} \quad (3.22)$$

Dónde r_t es la longitud total del paso óptico de la luz a través del medio distribuido uniformemente. Inicialmente, este factor de corrección se debe aplicar a I_o de la ecuación 3.1 junto, con la ecuación 3.10 para obtener la siguiente expresión,

$$B(\phi) = I_o \exp\left(-r_t 2\pi \int_0^\pi \beta(\phi) \sin\phi \, d\phi\right) \beta(\phi) \frac{dV}{dA} \quad (3.23)$$

Aquí r_l es el recorrido total de la luz a lo largo del eje z que cubrió la dispersión dado por dV más el camino a lo largo de la dirección r hacia el sensor, antes de que una segunda dispersión se produzca. Por lo tanto este problema se transforma en una multidispersión^[15], es necesario un tratamiento adicional con el fin de obtener una versión extendida del modelo de versión radiométrico para el transmisómetro del nefelómetro de celda recíproca presentando la cuantificación del efecto de la dispersión múltiple en la medición de σ para llevar a cabo la medición con este instrumento.

Aparentemente por la complejidad de la ecuación 3.23 será conveniente integrar en una forma analítica, y no es aconsejable hacer deducciones formales para la ecuación del nefelómetro integral de celda recíproca, debido al error que se produce en la extinción de la fuente de luz. Sin embargo, algunos autores^[15] tratan este problema de una manera aproximada e indirecta; Sin embargo, los principales aspectos de su tratamiento empírico se examinarán en breve.

Los autores, reconocen que sus resultados suponen que no existe atenuación en el haz de luz que resulta de la reducción en el coeficiente de luz, medido con respecto al valor verdadero. El siguiente paso es realizar una serie de cálculos (incluyendo el factor de atenuación P), para varios valores de σ , el diámetro de partícula, el área del sensor y las distancias máximas al sensor en ϕ_1 y ϕ_2 (Figura 3.1) de esta manera se demuestra que a lo largo de ese rango los parámetros tienen un factor de corrección que se define como

$$R_a = e^{-kL_a} \quad (3.24)$$

Donde R_a es la relación entre el flujo de luz atenuado y como llega ese flujo al sensor sin atenuación, ambos, tanto en $L_a = L / 2 + y$, coinciden con los resultados numéricos dentro de 0.1%. Debido a que las partículas grandes dispersan más luz en la dirección hacia delante que como lo hacen las pequeñas, esta corrección será más precisa para la formada anteriormente que para este último ya que la longitud de la trayectoria de la luz que llega al sensor estará más cerca de L_a . Para las partículas de menor tamaño que para las partículas aún más pequeñas en comparación a la longitud de onda, L_a será sistemáticamente alta debido al hecho de que una fracción significativa de la luz se dispersa hacia atrás, lo que resulta en una longitud de recorrido más largo. Por ejemplo, esta corrección será la más grande para un aerosol con partículas esféricas, con tamaño de partículas de 0.305 μm de diámetro, para el cual $\sigma = 0.07 \text{ m}^{-1}$ y $R_a = 0.959$ de acuerdo con sus experimentos. Para una sustancia que absorbe más luz que en la dispersión, junto con una concentración de aerosol bajo, este problema y la múltiple – dispersión se reducirá notablemente. Tenga en cuenta que, en virtud de la segunda condición, la contribución a la multidispersión, el problema asociado con la distancia r se puede despreciar.

Obviamente, desde un punto de vista teórico, siempre y cuando y y L sean pequeños efectos de extinción tiende a desaparecer. Sin embargo, en la práctica, se puede decir que el factor de corrección R_a , será aplicada como se calcula por Mulholland y Bryner^[15], dando una idea aproximada del error implicado para este efecto; será menos significativo cuanto mayor sean las partículas que dispersan mucho más luz en la dirección hacia delante y hacia la parte baja de su concentración. Por desgracia, la primera de estas condiciones tiende a aumentar el error de truncamiento y el segundo no es suficiente para permitir un error causado por extinción de la luz de.

3.4 Análisis del nefelómetro integral con celda recíproca y celda óptica multipasos en el interior.

La configuración para nuestro instrumentó consiste de una cámara de 0.5 m de ancho x 1.5 m de largo x 1 m. de alto, en su interior las paredes se encuentran pintadas de color negro para disminuir los efectos del haz perdido, y tiene dos orificios para la entrada y salida de aire o muestra a medir.

El flujo F de la luz dispersa por las partículas iluminadas por el haz de luz colimado y que incide en un sensor con un área de respuesta S se representa por la siguiente ecuación.

$$F = \frac{F_o S \sigma}{2\pi y} \quad (3.25)$$

En donde F es el flujo de luz recibido en el fotodetector, S es el área del fotodetector, σ es el coeficiente de dispersión total en el medio y y es la distancia perpendicular entre el sensor y el haz colimado.

Por definición sabemos que la intensidad luminosa se define como la cantidad de flujo luminoso en este caso $F_o = I_o$ que emite una fuente por unidad de ángulo sólido, por lo que la expresión anterior queda definida como.

$$F = \frac{I_o S \sigma_s}{2\pi y} \quad (3.26)$$

Al incluir la celda multipasos la ecuación anterior debe modificarse para tomar en cuenta los pasos del haz plegado que pasan frente a la cámara con dispositivo CCD y tomar en cuenta los diferentes valores de y y las diferentes intensidades debido a la pérdida de reflexión en los espejos de tal manera que la nueva expresión queda de la siguiente forma.

$$F = \frac{S \sigma_s}{2\pi} \left(\frac{I_1 + I_2}{2y_1} + \frac{I_3 + I_4}{2y_2} + \dots + \frac{I_{63} + I_{64}}{2y_{32}} \right) \quad (3.27)$$

La ley de Lambert-Bouger-Beer puede ser expresada de la siguiente manera;

$$\frac{I_{i+1}}{I_i} = e^{-i\sigma l_{(i+1)/2}}, \text{ donde } i = 1,3,5, \dots, 34 \quad (3.28)$$

$$I_{i+1} = I_i R, \quad i = 2,4,5,6 \dots, 30 \quad (3.29)$$

Donde R es la reflectividad de los espejos;

$$y_{i+1(cm)} = 2.684 + 1.732i, \quad i = 0,1,2, \dots, 31; \quad (3.30)$$

Y debe considerarse que $I_o = I_1$ y cada término de la ecuación 3.27 consiste de la media aritmética de las intensidades en los extremos de cada tramo de la trayectoria del camino óptico que incide en cada espejo y que forman el haz plegado, esta fue la manera en como se ha planeado para que los cálculos sean lo suficiente precisos, incluso consideremos los cambios exponenciales de la intensidad incluyendo alguna contribuciones de F que vienen de las imágenes virtuales del haz desde la distancia y .

La calibración para la cámara digital con dispositivo CCD consiste en llenar una celda con partículas dispersoras que tengan un coeficiente molecular conocido para longitudes de onda de 650 nm y 532 nm. Y la calibración del F_c se encontrara con la siguiente ecuación que es consecuencia directa de 3.27 y 3.30.

$$F_c = \frac{\sigma_{sc} S I_1}{2\pi} \sum_{i=1}^{32} \frac{R^{i-1}}{y_i}, \quad (3.31)$$

La combinación de la ecuación 3.27 y 3.31 nos da el flujo visto por el sensor CCD con la cámara llena de partículas de aerosol.

$$F = \frac{\sigma_s F_c \sum_{i=1}^{32} \frac{R^{i-1}}{y_i} \{[\exp(-\sigma \sum_{j=0}^{i-1} x_j)][1 + \exp(-\sigma x_i)]\}}{2\sigma_{sc} \sum_{i=1}^{32} \frac{R^{i-1}}{y_i}} \quad (3.32)$$

Donde $x_0 = 0$

Si se le dan los valores a partir de las mediciones a F , F_c , ΔI , y I_0 la ecuación 3.31 se podrá resolver para obtener los valores no conocidos como σ_s y σ_a .

Para la medición del aerosol ambiental σ_s se tomemos en cuenta que se reduce el coeficiente de dispersión molecular por el aire y entonces es incrementado a un valor de 1.080 Este incremento se considera debido al error de truncamiento que existe en los nefelómetros.

Bibliografía

- [1] Middleton W E K 1952 *Vision Through the Atmosphere* (Toronto: University of Toronto Press) pp 203–6.
- [2] Anderson T L *et al* 1996 Performance characteristics of a high-sensitivity, three-wavelength, total scatter/backscatter nephelometer *J. Atmos. Oceanic Technol.* 13 967–86.
- [3] Crosby P and Koerber B W 1963 *Scattering of light in the lower atmosphere J. Opt. Soc. Am.* 53 358–61.
- [4] Ahlquist N C and Charlson R J 1968 *Measurement of the vertical and horizontal profile of aerosol concentration in urban air with the integrating nephelometer Environ. Sci. Technol.* 2 363–6.
- [5] Johnson R W 1981 *Daytime visibility and nephelometer measurements related to its determination Atmos. Environ.* 15 1835–45.
- [6] Gordon J I and Johnson R W 1985 *Integrating nephelometer: theory and applications Appl. Opt.* 24 2721–30.
- [7] Horvath H and Habenreich T A 1989 *Absorption coefficient of the Vienna aerosols: comparison of two methods Aerosol Sci. Technol.* 10 506–14.
- [8] Garland J A and Rae J B 1970 *An integrating nephelometer for atmospheric studies and visibility warning devices J. Phys. E: Sci. Instrum.* 3 275–80.
- [9] Rabinoff R A and Herman B M 1973 *Effect of aerosol size distribution on the accuracy of the integrating nephelometer J. Appl. Meteorol.* 12 184–6.
- [10] Rabinoff R A and Herman B M 1974 *Corrigendum J. Appl. Meteorol.* 13 415.
- [11] Hasan H and Lewis C W 1983 *Integrating nephelometer response corrections for bimodal size distributions Aerosol Sci. Technol.* 2 443–53.
- [12] Fitzgerald J W 1977 *Angular truncation error of the integrating nephelometer in the fog droplet size range J. Appl. Meteorol.* 16 198–204.
- [13] Sepucha R C and Mann D C 1975 *Aerosol attenuation in the 2–4 μ m region*, DARPA report RADC-TR-75-113, Griffiss USAF Base, New York.
- [14] Gerber H E 1979 *Portable cell for simultaneously measuring the coefficients of light scattering and extinction for ambient aerosols Appl. Opt.* 18 1009–14.
- [15] Mulholland G W and Bryner N P 1994 *Radiometric model of the transmission cell-reciprocal nephelometer Atmos. Environ.* 28 873–87.
- [16] Lovell D J 1953 *The concept of radiation measurements Am. J. Phys.* 21 459–62.
- [17] Nicodemus F E 1963 *Radiance Am. J. Phys.* 31 368–77.
- [18] McCluney W R 1968 *Radiometry and photometry Am. J. Phys.* 36 977–9.
- [19] Waggoner A P and Weiss R E 1992 *Alternative gases for nephelometer span calibration PNWIS Annual Meeting, Bellevue, Wash*

Capítulo 4

Características y propiedades del láser.

4.1 Introducción.

Las ondas electromagnéticas coherentes pueden ser generadas en el rango de radio frecuencias por fuentes clásicas (cargas en movimiento) y por el principio máser, pero su generación en el rango óptico sólo es posible por el principio láser. El láser representa una extensión (propuesto por Schawlow y Townes^[1] en 1958) del máser de microondas. Este último dispositivo fue propuesto por Basov, Prokhorov^[2], y Townes^[3] y ^[4]. En el presente apartado nos centraremos principalmente en el láser, aunque los resultados aquí mostrados pueden ser aplicados al máser^[5,6], y muchos de los resultados pueden ejemplificarse con él.

El máser se compone esencialmente de dos subsistemas: El campo electromagnético dentro de una cavidad, y un conjunto de átomos-máser activos (o moléculas). Una cavidad consiste de un par de paredes paralelas de altamente conductivas, y con un conjunto de especificaciones para que las ondas electromagnéticas puedan estar estacionarias y de esta forma sea posible la existencia de los modos. Estos modos están relacionados con una secuencia discreta de frecuencias ("eigenfrecuencias" o "frecuencias características"). Los átomos-máser activos deben poseer dos niveles "ópticos", cuya separación está en resonancia con una de las frecuencias propias de la cavidad (en la aplicación práctica de la cavidad tiene que ser sintonizado, por supuesto, debido a que la energía de transición atómica es fija). Después de que los átomos han sido excitados al nivel de energía superior por un mecanismo de "bombeo", un modo de resonancia electromagnética causa a estos una transición al nivel de energía más bajo, y durante este proceso de "emisión estimulada" los átomos transfieren energía de excitación al campo electromagnético. Así, toda la energía atómica se convierte en energía de un solo modo. Este dispositivo amplifica las ondas electromagnéticas. Si hay suficientes átomos excitados para compensar las pérdidas de la cavidad, entonces el sistema actúa como un generador de energía electromagnética dentro de un modo específico en una frecuencia propia o, en otras palabras, como un oscilador. La viabilidad de un dispositivo de este tipo se demostró primero con moléculas de amoníaco^[3].

La tecnología láser es una de las áreas de la tecnología modernas que mayor desarrollo ha tenido.

Cuando se inventó el láser, en 1960, se consideró que era *una solución en busca de un problema*, y hoy la tecnología láser se aplica en áreas muy diversas, tales como: medicina, comunicaciones, dispositivos de uso cotidiano, militar y en la ingeniería.

Para explicar cómo se aplica el láser en áreas muy diversas se requiere que comprendamos los principios físicos con los que opera un láser.

Uno de los principios, del láser es, que es un dispositivo que transforma otras formas de energía en radiación electromagnética. Al láser se le puede suministrar la energía de diversas formas, tales como: radiación electromagnética, energía eléctrica, energía química, etc.

La energía del láser siempre se emite como radiación.

Como vemos, el término láser empezó como un acrónimo, pero ahora se acepta como una palabra; y en inglés existen algunas otras palabras derivadas de ésta, como: "to lase", "lasing", etc; las cuales significan la acción de producir luz láser.

Maser: amplificador de microondas por la emisión estimulada de radiación. ** Láser: Amplificación de luz por emisión estimulada de radiación. En algunos de los primeros estudios, el láser fue llamado a menudo "Maser óptico". En la literatura soviética se le dio el nombre de "Generador de Óptica Cuántica (OKG)" o "Generador Quantum de Luz" estos nombres son utilizados algunas veces.

En esta sección explicaremos una descripción cualitativa de la naturaleza cuántica del láser, basada en algunos principios básicos, que provienen de conceptos físicos modernos.

4.2 La condición laser

La condición láser. La dificultad de extender el principio máser en la región óptica ^[6], es la siguiente: la longitud de onda de la luz es más corta en comparación con una "cavidad" de cualesquiera de las dimensiones razonables, por lo tanto la separación entre diferentes "frecuencias propias" es muy pequeña, por lo que hay una gran número de modos en la gama de frecuencias de la anchura de la transición atómica. Por lo tanto es muy deseable una selección adicional de los modos. Esto se puede lograr mediante la omisión de las paredes laterales de un resonador rectangular y manteniendo sólo los dos espejos opuestos. El resonador de tipo Fabry Perot, que ha sido propuesto por Schawlow y Townes ^[7], Prokhorov, Dicke, tiene la siguiente propiedad:

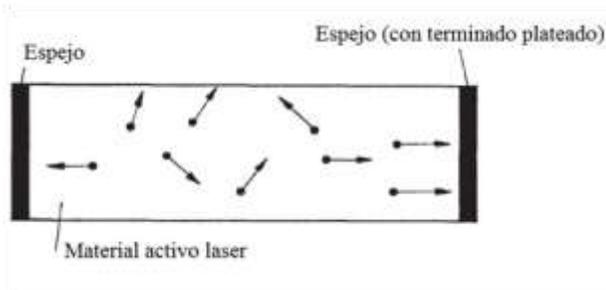


Figura 4.1. La emisión espontánea de fotones ocurre en todas las direcciones

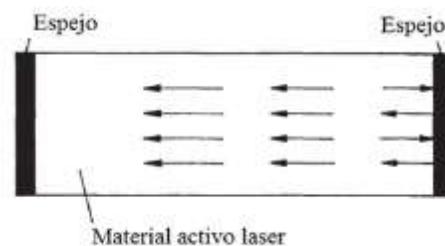


Figura 4.2. A causa de los espejos, únicamente en los modos axiales o axial cercano permanecen el tiempo suficiente en la cavidad para mejorar la emisión estimulada

Considere las figuras. 4.1 y 4.2. Antes de que empiece el proceso de láser, los átomos excitados emiten luz de forma espontánea en todas las direcciones. Debido a la disposición de los espejos, sólo la luz emitida muy cerca del eje puede permanecer en la "cavidad" el tiempo suficiente para llevar a cabo la emisión estimulada de los átomos, mientras que todos los demás "modos" no pueden ser amplificados. Por lo tanto, el interferómetro Fabry-Perot conduce a una pronunciada discriminación de los modos con respecto a sus tiempos de vidas. Además debido a la interferencia usual, es compatible sólo aquellos cuyos modos tienen una longitud de onda λ y viene dada por $L = n * \lambda / 2$ donde n es un número entero y L es la distancia entre los espejos (ver Fig. 4.3). Se ha mostrado en detalle por un cálculo por ordenador que, incluso en una "cavidad" degenerada tales como el representado por el interferómetro Fabry-Perot, de un conjunto bien definido de modos de descomposición existentes.

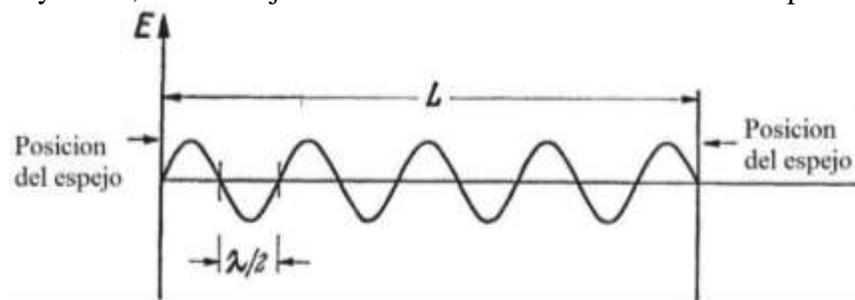


Figura 4.3. Un único modo con $L = n \lambda / 2$ (n : entero) dentro de la cavidad, E es un campo eléctrico fuerte

Para que la acción láser se lleve a cabo, una condición láser debe cumplirse. Los parámetros más importantes que intervienen son revelados por el siguiente argumento. A fin de mantener la acción del láser, la velocidad de generación de fotones debe ser más rápido que la tasa de pérdida. Supongamos que el tiempo de vida radiativo de un átomo sea τ , para que emita $1/\tau$ fotones por segundo de forma espontánea. Pero solo se está interesado sólo en un "modo" especial. Así pues, tenemos que dividir por el número p de modos se extiende en la anchura de línea $\Delta\nu$ de la emisión espontánea línea del átomo. El número de fotones emitidos espontáneamente por átomo por segundo en un modo definido es $1/(\tau p)$. De acuerdo con Einstein, el primero que consideró la emisión estimulada, la tasa de emisión estimulada es entonces; $n/(\tau p)$ donde n es el número de fotones que ya están presentes. Si hay N_2 átomos en la parte superior y N_1 en el estado más bajo, la tasa total de generación es

$$(N_2 - N_1) \frac{n}{p\tau} \quad (4.1)$$

la diferencia $N_2 - N_1$ se debe a que los átomos en el estado más bajo absorben fotones a razón de $n/(\tau p)$ por átomo, que es exactamente igual a la tasa de emisión estimulada por átomo excitado. Si el tiempo de vida del modo en la cavidad es t_1 , la tasa de pérdida es

$$n/t_1 \quad (4.2)$$

La acción laser comienza, cuando (4.1) es más grande que (4.2)

$$\frac{N_2 - N_1}{p\tau} > \frac{1}{t_1} \quad (4.3)$$

Para una la línea con forma Lorentziana, p está dada por $\omega^2 V \Delta\nu / c^3 \pi$ de manera que se obtiene como condición láser:

$$\frac{(N_2 - N_1) c^3 \pi}{\tau \omega^2 V \Delta\nu} > \frac{1}{t_1} \quad (4.5)$$

Donde V es el volumen de la cavidad c la velocidad de la luz, ω es la frecuencia circular de la luz emitida, y está de acuerdo con el de la transición atómica. A fin de cumplir 4.5:

- a) *El tiempo de vida debe ser suficientemente largo.* Esto requiere de un estudio detallado de las pérdidas de los modos en los resonadores Fabry-Perot, así como en otros tipos de resonador. También otros mecanismos de pérdida se deben considerar, por ejemplo, la dispersión de la impureza, o acoplamiento entre los modos.
- b) *La anchura de línea atómica $\Delta\nu$ debe ser pequeña.* Esto es principalmente una cuestión de selección de materiales, pero sin embargo requiere una investigación teórica de la ampliación de mecanismos. Tenga en cuenta que $\Delta\nu$ puede ser mucho más grande que $1/\tau$ porque $\Delta\nu$ incluye todo tipo de ampliación, como las redes de vibraciones etc.
- c) *La inversión $(N_2 - N_1)$ debe ser lo suficientemente alta.* Esto requiere un detallado conocimiento de los mecanismos de excitación con bombeo óptico etc.

Haciéndonos unas preguntas acerca del láser, es importante hacernos la siguiente, ¿bajo qué condiciones se puede lograr que la acción láser mejore?, las siguientes preguntas son también de gran importancia práctica:

- ¿Qué modos son excitados?
- ¿Cuáles son las condiciones de la acción única o de múltiple modo?
- ¿En qué frecuencias la acción del láser tiene lugar?
- ¿Hay una interacción mutua entre los modos?

La acción láser la detectó por primera vez Maiman en 1960; el excitó una varilla de rubí con los extremos plano paralelos y plateados, por medio de un impulso de luz intensa. Su observación de la línea-estrechamiento y vida-acortamiento fue seguido de cerca por un estudio detallado por Collins, Nelson, Schawlow, Bonos, Garrett y Kaiser in 1960 de las características de salida como la coherencia, y la direccionalidad.

La acción láser conectado con átomos de impurezas o incluso F-centros en cristales y vidrios es ahora observado en una gran variedad de materiales. También se lleva a cabo en los gases, siendo observado por primera vez en 1961 en una mezcla de He-Ne por Lavan, y Bennett Herriot, quien también desarrolló el primer láser de trabajo continuo. La ocurrencia de la acción del láser en semiconductores de unión *p-n*, fue hecho de *GaAs*, y desarrollado por Hall, Fenner, Kingsley, Soltys y Carlson, Nathan, Dumke, Eneldo y Lasherl y Quist, Rediker, Keyes, Krag, Lax, Mcwhorter

4.3 La emisión estimulada.

El láser “Amplifica la luz” empleando átomos energéticos en un medio para reforzar el campo luminoso. Analizaremos el modo en que se distribuyen normalmente los estados de energía de un sistema de átomos a una temperatura arbitraria.

4.4 Población de niveles de energía.

Imaginemos una cámara llena con un gas en equilibrio térmico con temperatura T . Si T es muy baja, hay una alta probabilidad que la mayoría de los átomos se encuentren en el estado fundamental. Y es de suponer que algunos otros obtendrán de alguna forma, energía para “subir” a un estado excitado. La distribución clásica de Boltzmann establece que por término medio, un número de átomos por unidad de volumen, N_i , alcanzara cualquier estado excitado de Energía E_i así que

$$N_i = N_0 e^{-E_i/K_B T} \quad (4.6)$$

Donde N_0 es una constante a una temperatura determinada. Cuanto mayor sea el estado de energía menor será la exponencial y menos átomos se hallaran en ese estado.

Ya que nos ocuparemos de las transiciones atómicas entre estados arbitrarios, consideremos el nivel energético j -esimo donde $E_j > E_i$ Luego para este $N_j = N_0 e^{-E_j/K_B T}$, y la proporción de las poblaciones que ocupan estos dos estados será.

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{e^{-E_j/k_B T}}{e^{-E_i/k_B T}} \quad (4.7)$$

Esta es la población relativa de la que se deduce que

$$N_j = N_i e^{-(E_j - E_i)/k_B T} = N_i e^{-h\nu_{ji}/k_B T} \quad (4.8)$$

Donde se toma en cuenta que la transición del estado j -esimo al estado i -esimo corresponde a un cambio de energía de $(E_j - E_i)$ y dado que estas transiciones van acompañadas por la emisión de un fotón con frecuencia ν_{ji} , podemos remplazar $(E_j - E_i) = h\nu_{ji}$.

4.5 Los coeficientes A y B de Einstein.

En 1916, Einstein ideó un interesante sistema teórico, bastante simple, del equilibrio dinámico de un método material sumergido en radiaciones electromagnéticas, que absorbe y emite. Si este análisis se empleó para afirmar la Ley de radiación de Planck, resultó también muy importante para el establecimiento de los fundamentos teóricos del láser. Supongamos que el átomo se encuentra en su estado fundamental, es decir el nivel energético más bajo. Un fotón dotado de una cantidad adecuada de energía interacciona con el átomo, al que le cede esa energía de manera que la nube electrónica asume una nueva configuración. El átomo pasa a un estado excitado de energía más elevada, En un medio denso, el átomo probablemente interaccione con sus vecinos fluctuantes, transmitiéndoles su carga de energía mediante colisión.

Una configuración con un exceso energético parecido tiene, normalmente, aunque no siempre, una vida más breve y, de unos 10 ns o así, sin la intervención de ninguna influencia externa, el átomo emitirá su exceso de energía como fotón, volviendo a la vez a un estado estable con un proceso llamado *emisión espontánea*.

Existe un tercer proceso que Einstein observó y que fue decisivo para la invención del láser. En un medio inundado de radiación electromagnética, un fotón puede interaccionar con un átomo excitado mientras que este se halla aun en su configuración de energía superior. Luego el átomo puede soltar la energía en exceso conforme al fotón entrante, en un proceso que ahora se denomina *emisión estimulada*.

En la absorción, la velocidad de cambio del número de átomos que pasan de un estado inicial a otro superior, dependerá de la fuerza del campo de fotones que inunda esos átomos. Dicho de otro modo dependerá de la densidad de energía u , dada por $u = u_E + u_B$ donde $u = \epsilon_0 E^2$, $u_E = (\epsilon_0/2) E^2$, $u_B = (1/2\mu_0)B^2$ y, más concretamente, de la densidad de energía en el rango de frecuencias que produce la transición, es decir, la densidad de energía espectral u_ν cuya unidad son joules por metros cuadrados por 1/ segundo ($J s/m^2$). La velocidad de cambio del número de átomos, es la velocidad de transición, también será proporcional a la población, es decir, la densidad del número de átomos en ese estado (N_i); cuanto más átomos haya, más podrán abandonar, mediante absorción, por segundo. Puesto que es el campo de fotones el que dirige este proceso, lo llamaremos absorción estimulada, donde la velocidad de transición será

$$\left(\frac{dN_i}{dt}\right)_{ab} = -B_{ij}N_i u_\nu \quad (4.9)$$

Donde B_{ij} es una constante de proporcionalidad. El signo negativo se debe a que N_i decrece. Análogamente para la emisión estimulada.

$$\left(\frac{dN_j}{dt}\right)_{st} = -B_{ji}N_j u_\nu \quad (4.10)$$

En el caso de emisión espontánea, el proceso es independiente del medio del campo y

$$\left(\frac{dN_j}{dt}\right)_{sp} = -A_{ji}N_j \quad (4.11)$$

La velocidad de transición es decir el número de átomos que realizan las transiciones por segundo, dividida por el número de átomos, representa la probabilidad de transición por segundo, P . Consecuentemente la probabilidad por segundo de emisión espontánea es $P_{sp} = A_{ji}$.

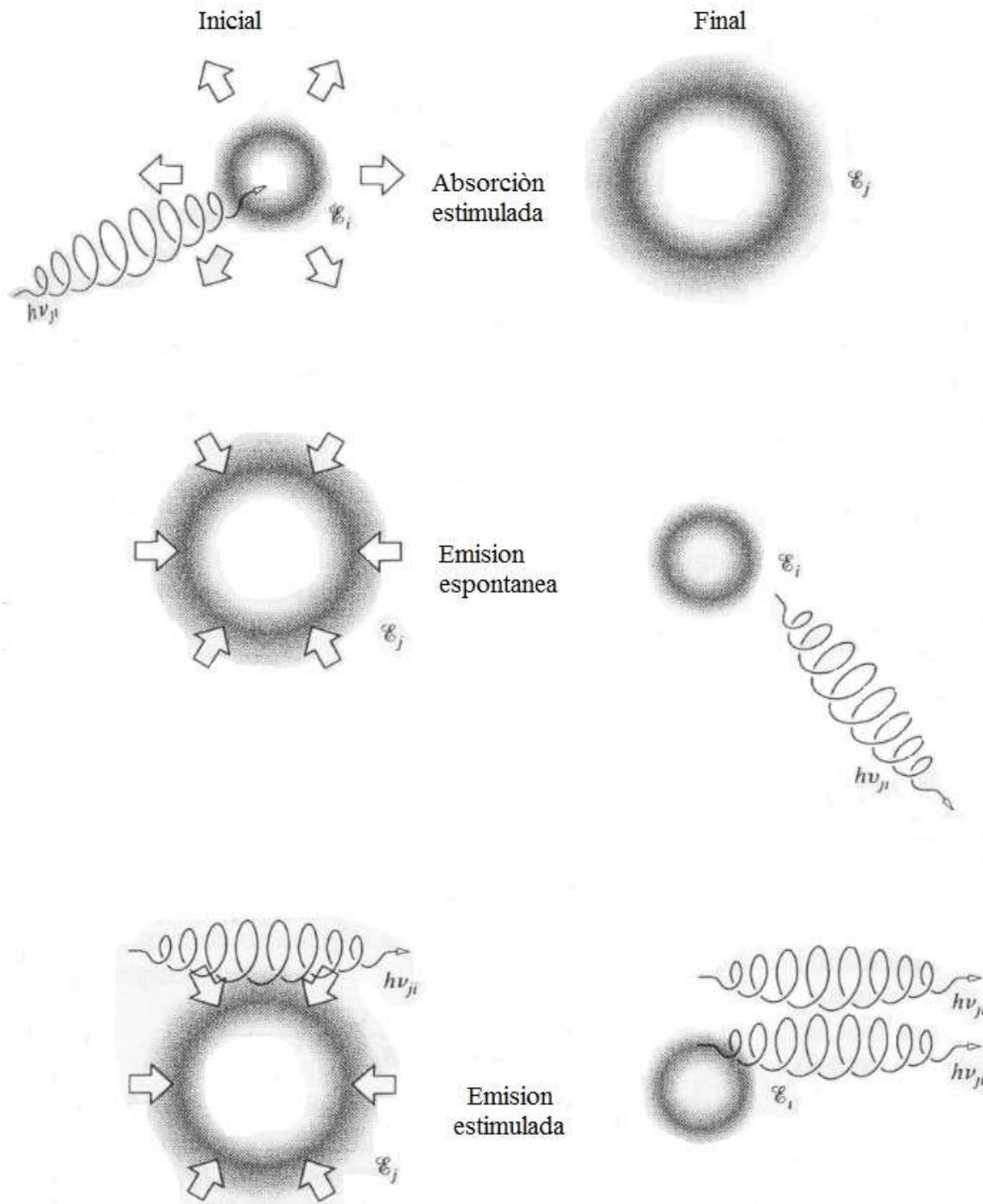


Figura 4.4. Representación esquemática de (a) la absorción estimulada, (b) emisión espontánea y (c) emisión estimulada

Para cada átomo excitado que lleva a cabo una transición espontánea hacia un estado inferior, la probabilidad de transición inversa por segundo es la vida media o tiempo de vida del estado excitado τ . Así (bajo condiciones que excluyan todo mecanismo aparte de la emisión espontánea), si N átomos se hallan en estado excitado, la velocidad de transición total, es decir, el número de fotones emitidos por segundo, será $NP_{sp} = NA_{ji} = N/\tau$. Una probabilidad de transición baja significa una vida media larga.

Las tres constantes A_{ji} , B_{ji} y B_{ij} son los coeficientes de Einstein. Siguiendo su razonamiento, supondremos (1) que a cualquier T , el campo de radiación y los átomos presentes en su interior están en equilibrio termodinámico. (2) que la densidad de energía posee las características de un cuerpo negro a T . y (3) que las densidades de número de los dos estados concuerde con la distribución de Boltzmann.

Dando por sentado que el sistema está en equilibrio, la velocidad de las transiciones hacia arriba ($i \rightarrow j$) deberá ser igual a la de las transiciones hacia abajo ($j \rightarrow i$):

$$B_{ij}N_i u_\nu = B_{ji}N_j u_\nu + A_{ji}N_j \quad (4.12)$$

Dividiendo ambas partes por N_i y ajustando los términos se obtendrá:

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{B_{ij}u_\nu}{A_{ji} + B_{ji}u_\nu} = e^{-h\nu_{ji}/k_B T} \quad (4.13)$$

Y resolviendo u_ν , tendremos

$$u_\nu = \frac{A_{ji}/B_{ji}}{(B_{ij}/B_{ji})e^{h\nu_{ji}/k_B T} - 1} \quad (4.14)$$

Aquí, Einstein observó que conforme $T \rightarrow \infty$, la densidad de la energía espectral, es decir, la densidad espectral de fotones, tiende a infinito.

La figura 4.5 muestra que I_λ aumenta con T y esto implica que u_ν se comportara de manera parecida. En realidad, $I_\nu = (C/4) u_\nu$ como veremos dentro de poco. En cualquier caso, dado que $e^0 = 1$, el único modo para que u_ν sea grande será si

$$B_{ij} = B_{ji} = B \quad (4.15)$$

Para valores elevados de T , pero ya que estas constantes son independientes de la temperatura, tienen que ser iguales a todas las T . Las probabilidades de emisión y absorción estimuladas son respectivamente $P_{st} = B_{ij}u_\nu$ y $P_{ab} = B_{ji}u_\nu$. Entonces la probabilidad de emisión estimulada es idéntica a la probabilidad de absorción estimulada; un átomo en estado inferior tiene la misma probabilidad de llevar a cabo una transición estimada hacia arriba que un átomo excitado de realizar una estimulada hacia abajo.

Simplificando la notación (sea $A = A_{ji}$), hace que la ecuación anterior de u_ν se convierta en

$$u_\nu = \frac{A/B}{e^{h\nu_{ji}/k_B T} - 1} \quad (4.16)$$

Se puede expresar la proporción A/B mediante cantidades básicas comparando esta ecuación con

$$I_\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \right) \quad (4.17)$$

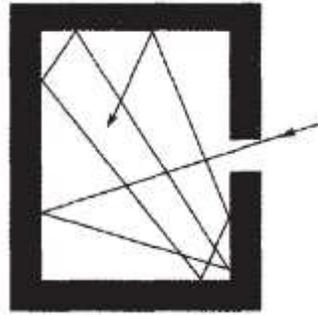


Figura 4.5. Cuerpo negro

La energía radiante penetrando en un orificio diminuto en una cámara se moverá en su interior con pocas probabilidades de salir a través de la apertura que, por lo tanto, el agujero parece negro. Por el contrario la apertura de una cámara recalentada se presenta como una fuente de cuerpo negro

Pero primero hay que transformar I_λ en I_ν donde estas son expresiones de la exitancia (que es la irradiancia dirigida hacia afuera) para intervalos d_λ y d_ν , respectivamente. Aplicando el hecho de que $\lambda = c/\nu$, la diferencia nos dará $d\lambda = -cd\nu/\nu^2$. Como $I_\lambda d\nu = I_\nu d\nu$, y quitando el signo (ya que nos dice solo que al aumentar un diferencial el otro disminuye), obtendremos $I_\lambda c/\nu^2 = I_\nu$; y entonces

$$I_\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \left(\frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \right) \quad (4.18)$$

Ahora bien como último paso, solo habrá que comparar la densidad espectral u_ν dentro de la cámara con la exitancia espectral

$$I_\nu = \frac{c}{4} u_\nu \quad (4.19)$$

Que emerge de ella. Cabe recordar que I_ν corresponde a un flujo de energía que atraviesa un área normal unitaria, entrando por un lado y saliendo por el otro –un rayo que sale de la cámara.

Si recordamos algunas lecciones de física vimos que el flujo instantáneo de potencia por área normal unitaria, el vector de poyting, era proporcionado por $S = cu$ y, entonces en promedio, $I = cu$ para un rayo. En una cámara, sin embargo, con la luz que viaja en todas direcciones, no todos los fotones que contribuyen a u contribuirán a la exitancia en una dirección particular. En principio, en esa cámara, un área unidad colocada horizontalmente tendría tanta energía subiendo a través de ella como bajando. Además, únicamente las componentes perpendiculares al área contribuyen a S , así que se puede suponer un factor de $1/4$.

De las ecuaciones anteriores podemos deducir la siguiente que

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (4.20)$$

La probabilidad de emisión espontánea es proporcional a la probabilidad de emisión estimulada y un átomo sensible a un mecanismo, será proporcionalmente sensible al otro también. Los láseres funcionan mediante emisión estimulada y cualquier fenómeno que produzca una emisión espontánea (es decir A) perjudicando a una emisión estimulada (es decir B), seguramente funcionara en detrimento del proceso. Dado que la proporción A/B varía según ν^3 .

Imaginemos ahora un sistema de átomos en equilibrio térmico que tiene solo dos estados posibles. Asimismo, supongamos que los átomos poseen una vida media larga así que podemos pasar por alto la emisión espontánea. Cuando los fotones inundan el sistema con la energía adecuada, la absorción estimulada despuebla el nivel inferior j . El número de fotones que desaparecen del sistema por segundo mediante la absorción estimulada es proporcional a $P_{ab}N_i$, mientras que el número de los que entran en el sistema mediante la emisión estimulada es proporcional a $P_{st}N_j$. Sin embargo como los coeficientes B son iguales, de eso se deriva que $P_{ab} = P_{st}$ y, por consiguiente, $P_{ab}N_j = P_{st}N_j$. No obstante, si el sistema está en equilibrio térmico $N_i > N_j$, lo cual significa que el número de fotones que desaparecen por segundo es mayor que el número de los entrantes; hay una absorción neta de fotones por el estado inferior porque hay más átomos en el estado inferior a cualquier temperatura. Lo contrario sería cierto si fuera posible crear una situación –una inversión de población– en la que $N_i < N_j$; entonces la emisión estimulada dominara sobre la absorción estimulada.

4.6 Propiedades de la luz láser.

a) *Coherencia espacial*. Como hemos indicado anteriormente, es principalmente la luz axial que se ve reforzada por la emisión estimulada, como se muestra en la Fig. 4.6. Hablando en términos de una descripción de la onda, los espejos finales son golpeados por un frente de onda plano. Por consiguiente, cuando una máscara con dos rendijas se pone en un espejo final, el patrón de campo lejano es exactamente la de la interferencia de Fraunhofer de una onda plana que pasa a través de dos rendijas. El haz es altamente direccional, su abertura que llega cerca del límite teórico impuesto por la difracción (la extensión finita de las caras frontales). La coherencia espacial, como lo demuestra el experimento de la doble rendija, no debe confundirse con la

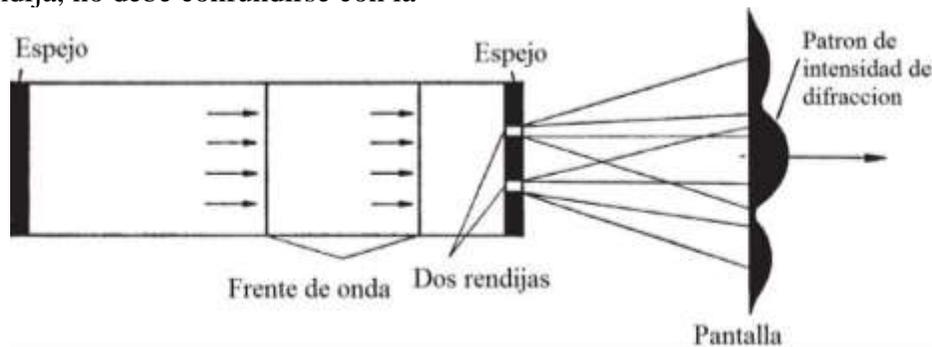


Figura 4.6. Coherencia espacial de la luz láser

b) *la coherencia temporal*. Cuando dos ondas de radio con frecuencias ω_1 , ω_2 se superponen y se analizan mediante un detector de ley cuadrática, uno nota un ritmo bien definido se encuentra durante un período prolongado. La luz procedente de fuentes naturales (luz térmica), por otro lado, se compone de muchos wavetracks estadísticamente independientes cada uno de aproximadamente 10^{-8} segundos de duración, de modo que las notas de batido se podían observar sólo en una escala de tiempo tan corto. Además, debido a la amplitud de la luz se compone de muchos elementos estadísticamente independientes, que poseen una distribución de Gauss. Pasemos ahora al láser (compare Fig.4.7). Dado que el modo axial que se encuentra más cerca de la resonancia atómica tiene la ganancia más alta, la luz láser concentra su ancho de línea en torno a esa resonancia, por lo que se produce una línea de estrecha. La luz del láser puede lograr así una enorme pureza espectral, que se acerca a la del efecto Mossbauer. Tras el descubrimiento de la acción láser, durante un tiempo se creía que la luz láser se componía de varias ondas estadísticamente independientes de tal manera que su amplitud posee una distribución gaussiana análoga a la de la luz natural, siendo la única diferencia que el tiempo de decaimiento de las pistas de onda individuales es disminuido considerablemente. Este punto de vista fue respaldado por los tratamientos teóricos de ruido láser. Sin embargo, en 1964^[11] se obtuvieron

algunos resultados de estudios de los primeros principios, estableciendo y resolviendo una ecuación de la mecánica cuántica, la ecuación no lineal del láser que demostraba que la luz láser es una banda estrecha de Gauss sólo por debajo del umbral del láser, pero por encima de este umbral el láser actúa como un oscilador auto sostenido con un amplitud (clásica) altamente estabilizada.

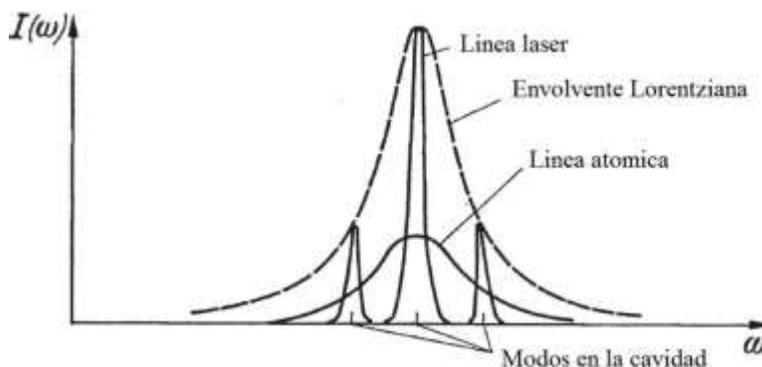


Figura 4.7. Luz laser bajo el umbral, las mejoras en el modo de resonancia ayuda a tener una angosta línea laser

En esta amplitud, las pequeñas fluctuaciones cuánticas se superponen. Además, las fluctuaciones cuánticas causan que la fase se difunda lentamente. Si hacemos caso omiso de las fluctuaciones, el correspondiente estado cuántico del campo puede ser caracterizado por el llamado estado coherente. La disminución prevista de las fluctuaciones de amplitud al aumentar la salida^[11] del láser fue totalmente justificada por los experimentos de correlación de intensidad por Armstrong y Smith^[12], Freed y Haus^[13], y otros.

c) estadísticas de fotones. La diferencia característica de la luz láser por debajo y por encima del umbral se muestra más dramáticamente en el cambio de las estadísticas de fotones. La luz procedente de fuentes termales y la luz láser por debajo del umbral obedecen la estadística de Bose-Einstein y son caóticos, por lo que el número de fotones que se desvían típicamente es

$$\overline{\Delta n^2} = \bar{n}(\bar{n} + 1), \quad (4.21)$$

Mientras que la luz láser por encima del umbral posee aproximadamente una distribución de Poisson

$$\overline{\Delta n^2} = \bar{n}. \quad (4.22)$$

Con la transición suave entre las dos regiones, cuantitativamente predichos por Risken en 1965, fue totalmente confirmado por experimentos detallados de Armstrong y Smith^[14], por Arecchi^[15] y compañeros de trabajo, así como por otros grupos.

d) *de alta intensidad*. Debido a que una parte esencial de la energía de los átomos excitados entra en un rango de frecuencias muy estrecho, la densidad de energía por unidad de intervalo de frecuencia es extremadamente alta y supera cualquier fuente térmica en muchos órdenes de magnitud. Pero la intensidad total también puede ser muy alta, especialmente en el láser "Q-switched" propuesto por Hell Warth. Para esta energía del dispositivo se almacena en los átomos excitados y luego se libera muy rápidamente por el cambio de la pérdida de cavidad o cambiando la ganancia.

Sin embargo, se puede llegar a una mayor intensidad con pulsos ultracortos.

e) *pulsos ultracortos*. Finalmente podemos mencionar, como otro ejemplo de las propiedades extremas de luz láser que puede tener importantes aplicaciones, la posibilidad de pulsos ultracortos de una duración de 10^{-12} segundos o menos. Aquí muchos modos con una dispersión de frecuencia de la

anchura de línea completa, o incluso más están acoplados junto con fases fijas, de modo que un paquete de ondas con una muy pequeña extensión en el tiempo de coordenadas surge ^[16].

4.7 El diodo láser

El LED es una de las fuentes de luz más utilizadas hoy en día tanto en comunicaciones ópticas, en sistemas de visualizadores, Iluminación de espacios, instrumentos de medida, y aplicaciones de uso común. Pero aun así el LED no es el dispositivo de mayores prestaciones pese a sus ventajas como fácil fabricación y su fácil uso. Sus mayores desventajas son su amplio espectro de emisión un alto ancho de banda.

El diodo láser o LD supera estas desventajas del LED aprovechando características especiales de las cavidades ópticas y de la emisión estimulada. El resultado es que el LD es capaz de emitir señales con un espectro dos órdenes de magnitud menor que el LED. Además el haz luminoso del LD no se abre tanto como el LED pudiendo generar rayos de luz de alta intensidad y muy focalizados.

4.7.1 Emisión espontánea y estimulada

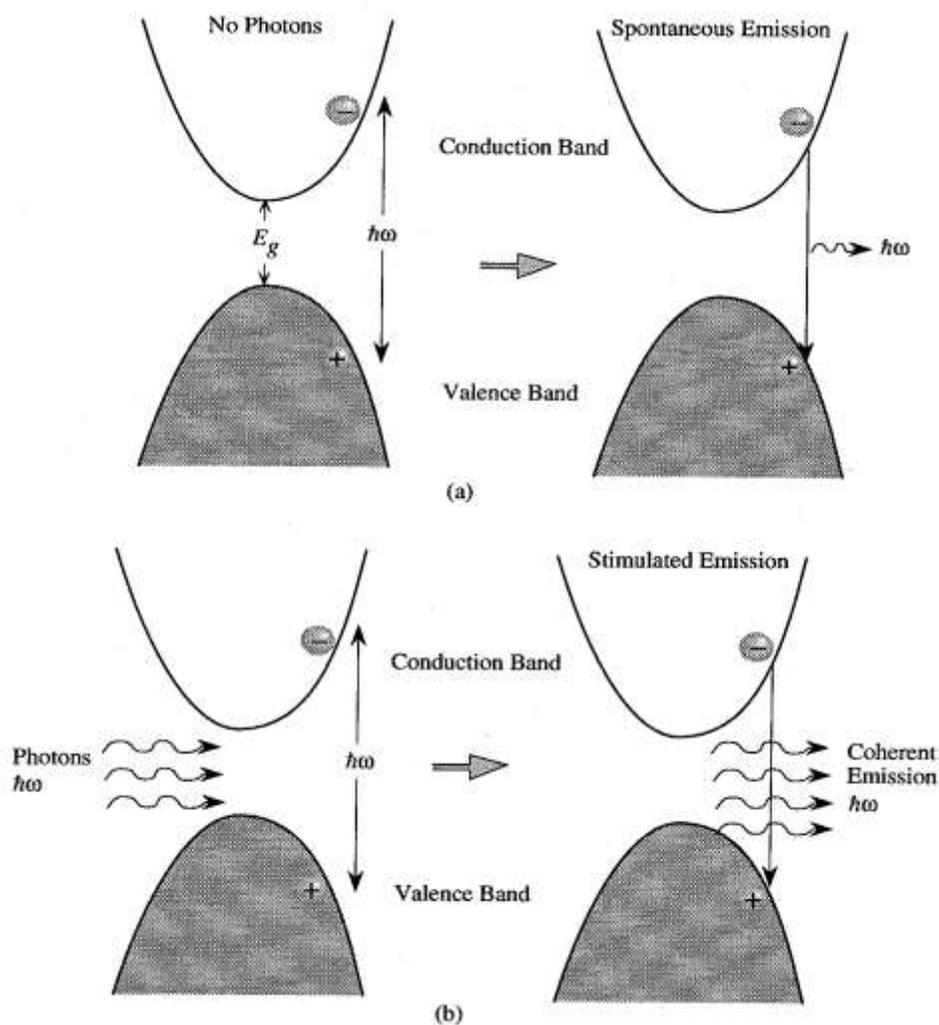


Figura 4.8. (a) En la emisión espontánea, (el par electrón-hueco se recombina en ausencia de otros fotones para emitir un fotón). (b) En emisión estimulada, (un par electrón-hueco se recombina en presencia de fotones de energía adecuada $h\omega$ para emitir fotones coherentes. En la emisión coherente los fotones emitidos están en fase con los ya existentes).

El diodo láser se utiliza, como un diodo p-n con polarización en directa. Sin embargo, aunque su estructura parece similar a la de un LED en lo que respecta a electrones y huecos, no lo es en lo referente a los fotones.

Como en el caso del LED, inyectamos electrones y huecos en la zona activa, polarizando directamente el diodo láser. Para bajos niveles de inyección, estos electrones y huecos se recombinan de forma radiante mediante el proceso de emisión espontánea, emitiendo fotones. Sin embargo, la estructura del diodo láser está diseñada para que a altos niveles de inyección el proceso de emisión venga determinado por la emisión estimulada. La emisión estimulada permite obtener una alta pureza espectral de la señal, fotones coherentes y una alta velocidad de respuesta. La diferencia fundamental es pues la emisión espontánea en el LED y estimulada en el LD.

Si existen fotones en el semiconductor y éstos tienen la misma energía $h\omega$ que la diferencia de energía entre electrón y hueco, además de la emisión espontánea se produce otro tipo de proceso de emisión llamado emisión estimulada. El proceso de emisión estimulada es proporcional a la concentración de fotones (de fotones con la energía adecuada para causar la transición electrón-hueco). Los fotones emitidos tendrán la misma fase que los fotones incidentes causantes de la emisión, es decir, tendrán la misma energía y vector de onda.

4.7.2 La estructura láser: la cavidad óptica

El LD genera fotones a partir de la recombinación de pares electrón-hueco, pero en el LD tendremos una cavidad óptica que guía los fotones generados. La cavidad óptica es básicamente una cavidad resonante en la cual los fotones sufren múltiples reflexiones. Por tanto, cuando los fotones son emitidos sólo se permite que una pequeña fracción de éstos deje la cavidad. En consecuencia, la concentración de fotones dentro de la cavidad empieza a crecer. Existen muchas cavidades para su utilización en diodos láser, siendo las más importantes la cavidad de Fabry-Perot, cavidades con realimentación distribuida con enrejados periódicos ("gratings") y cavidades de láseres de emisión superficial con reflectores diseñados especialmente para ellas. La cavidad más utilizada es la de Fabry-Perot cuyo elemento más importante es una superficie pulida que funciona como espejo reflejando los fotones y así generando modos resonantes. Estos modos resonantes son los que satisfacen la siguiente expresión,

$$L = (q\lambda)/2$$

donde q es un entero, L es la longitud de la cavidad y λ es la longitud de onda del fotón en el material.

Como puede observarse en la siguiente figura (4.9.a) sólo se pulen dos caras opuestas de la cavidad (dos superficies que hacen de espejo). Las otras dos se dejan sin pulir de forma que los fotones emitidos no son reflejados en estas caras, es decir, no se generan modos resonantes por lo que no está permitido el crecimiento de la concentración de fotones en esa dirección. En la dirección en la que sí existen las caras pulidas es en donde se generan los modos resonantes que provocan el proceso de emisión estimulada.

Únicamente las ondas estacionarias sobreviven dentro de la cavidad. Estas ondas estacionarias se producen cuando una onda se superpone con su reflejada. Dichas ondas estacionarias están formadas por aquellas longitudes de onda que garantizan que la amplitud del campo eléctrico es cero en cada espejo.

Por otra parte, tener en cuenta que aunque la cavidad óptica confina los fotones de unas determinadas características, la región activa donde se produce la recombinación de pares electrón-hueco puede ocupar sólo una pequeña fracción de toda la cavidad. En consecuencia, es importante diseñar la estructura láser para que la onda óptica tenga una alta probabilidad de estar en la región en

la que tiene lugar la recombinación de pares electrón-hueco, ya que esta onda es la responsable de la emisión estimulada.

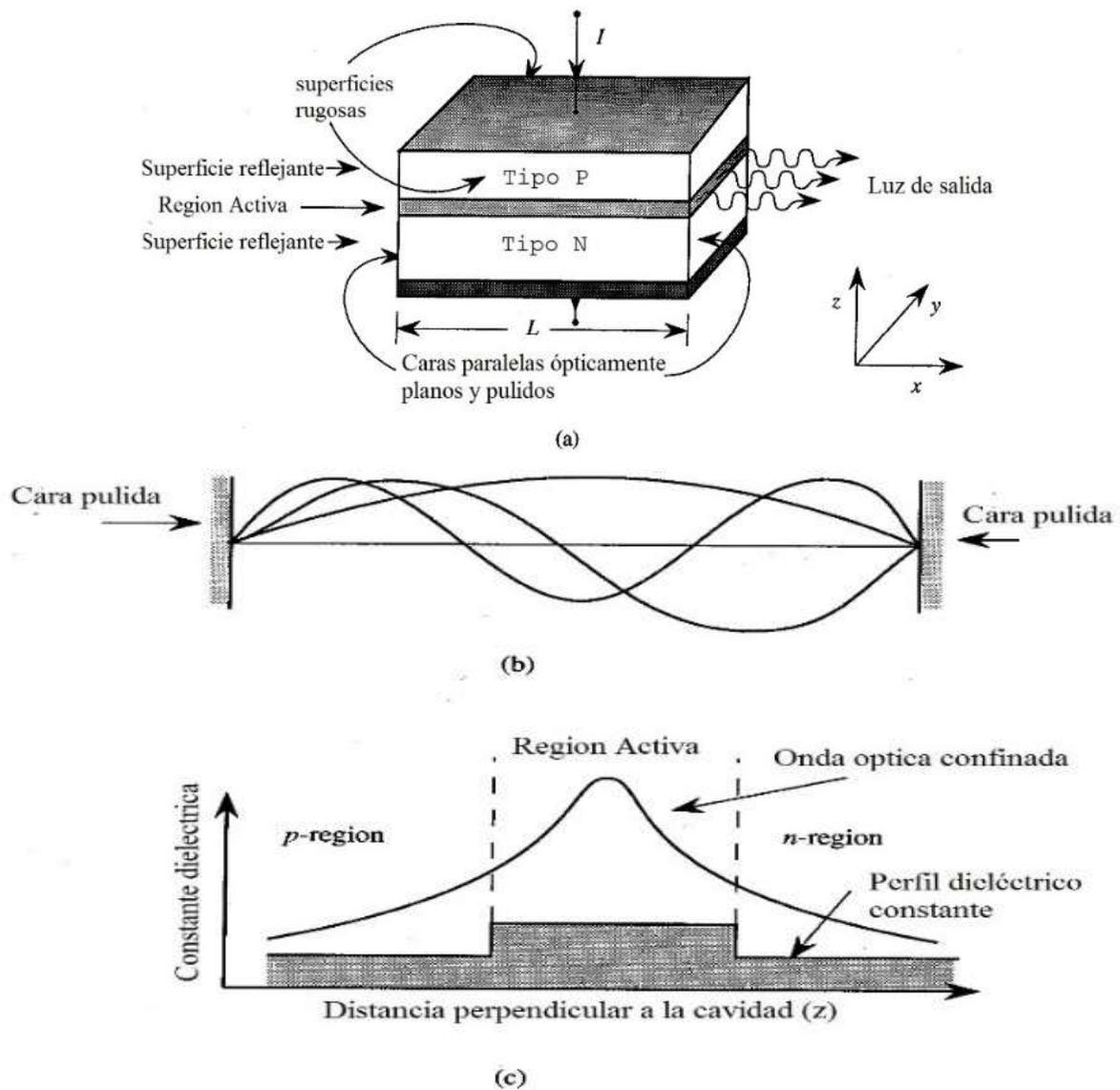


Figura 4.9. (a) Estructura láser típico donde se ven los espejos y la cavidad utilizada para confinar los fotones. (b) Estados estacionarios de la cavidad. Los espejos son los responsables de estos estados. (c) La variación de la constante dieléctrica es la responsable del confinamiento óptico. La estructura de la cavidad óptica de estas figuras es la de la cavidad de Fabry-Perot.

La mayoría de los avances conseguidos en los láseres semiconductores son a partir de mejoras en las cavidades ópticas. El confinamiento óptico se mejora gracias al empleo de heteroestructuras como recubrimiento.

Para conseguir un confinamiento en la dirección y (plano del láser) podríamos utilizar una variación de la constante dieléctrica en dicha dirección. Una solución muy empleada para conseguir dicho confinamiento es la mostrada en la siguiente figura, en que se utiliza un contacto en forma de tira metálica estrecha por donde se alimenta el diodo láser. Esto restringe el flujo de corriente, es decir, confina los portadores de carga -electrones y huecos-, dentro de una estrecha región por debajo de la

tira metálica. La anchura de la tira suele variar entre $10\mu\text{m}$ y $50\mu\text{m}$. Estas tiras se producen por atacado con ácidos.

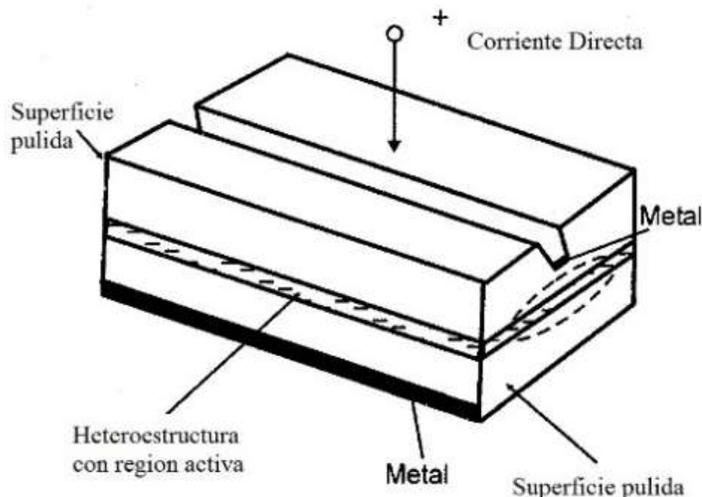


Figura 4.10. Confinamiento óptico en el eje y mediante el empleo de un contacto en forma de estrecha tira metálica.

También se fabrican láseres "enterrados" (se llaman así porque la región activa está "enterrada" entre varias capas) donde el confinamiento óptico en la dirección y se consigue dopando los materiales o introduciendo defectos ya que estos procesos pueden también variar la constante dieléctrica.

4.7.3 Absorción óptica, pérdidas y ganancia

La corriente fotónica (proporcional a la intensidad óptica) asociada a una onda electromagnética viajando por un semiconductor viene dada por

$$I_{ph} = I_{ph}^0 e^{-\alpha x} \quad (3.24)$$

Donde α es el coeficiente de absorción (positivo) y I_{ph}^0 es la Intensidad incidente en $x = 0$.

La intensidad óptica que es la corriente de fotones multiplicada por la energía de los fotones, $h\omega$, cae conforme avanza la onda si α es positivo. Sin embargo, si se inyectan electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia, el proceso de recombinación de pares electrón-hueco (emisión de fotones) puede llegar a ser más fuerte que el de generación de pares electrón-hueco (absorción de fotones). La probabilidad de emisión de fotones será mayor cuanto mayor sea el producto mientras que la probabilidad de absorción será mayor cuanto mayor sea el producto y están relacionadas con la energía del fotón

4.7.4 El láser por encima y por debajo del umbral

En la siguiente figura se muestra la salida de luz (concentración de fotones) en función de la densidad de corriente en un diodo láser. Si comparamos ésta con la emisión de luz en un LED observamos una importante diferencia. La salida de luz en un diodo láser presenta un cambio muy abrupto en su comportamiento si comparamos entre valores por debajo y por encima del cumplimiento de la condición "umbral".

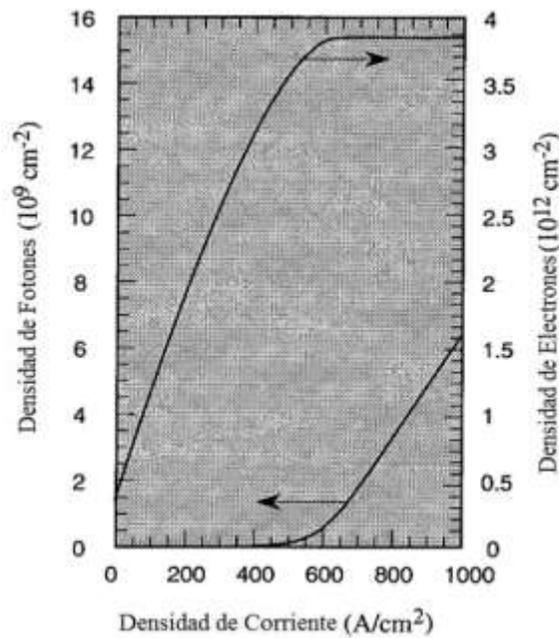


Figura 4.11. Emisión de luz típica como función de la inyección de corriente en un láser semiconductor. Por encima del umbral, la presencia de una alta densidad de fotones hace dominar la emisión estimulada. La densidad de fotones y electrones es real.

Cuando el diodo $p-n$ que forma el diodo láser está directamente polarizado inyectamos electrones y huecos en la región activa. Estos electrones y huecos se recombinan para emitir fotones. Podemos diferenciar entre dos regiones de funcionamiento del láser. A partir de la siguiente figura, observamos que cuando la corriente de polarización directa es pequeña el número de electrones y huecos inyectado es pequeño y la ganancia en el dispositivo es demasiado pequeña para superar las pérdidas en la cavidad. Los fotones emitidos o son absorbidos por la cavidad o perdidos hacia el exterior. Por tanto, en este régimen de funcionamiento no aumenta el número de fotones en la cavidad. Sin embargo, cuando aumenta la corriente directa aumentan los portadores inyectados hasta que se cumple la condición umbral para alguna energía de fotón. Como consecuencia se produce un aumento del número de fotones en la cavidad. Si la corriente aún aumenta más, comienza la emisión estimulada y domina a la emisión espontánea. La luz emitida por los fotones por encima del umbral se hace muy potente.

Por debajo del valor umbral el dispositivo se comporta básicamente como un LED, excepto que hay mayores pérdidas en la cavidad en el diodo láser ya que muchos fotones no pueden escapar del dispositivo debido a los espejos en los lados de la cavidad.

Una vez que la concentración de electrones y huecos es lo suficientemente grande como para cumplir la condición umbral, la intensidad correspondiente a los fotones generados en la cavidad láser aumenta. De todos los modos ópticos permitidos en la cavidad, uno o dos tendrán ganancias mayores pues las curvas de ganancia presentan picos para determinados valores de la energía (b). Como la ganancia es positiva la densidad de fotones en la cavidad láser empieza a incrementarse rápidamente. En consecuencia, el proceso de emisión estimulada comienza a crecer.

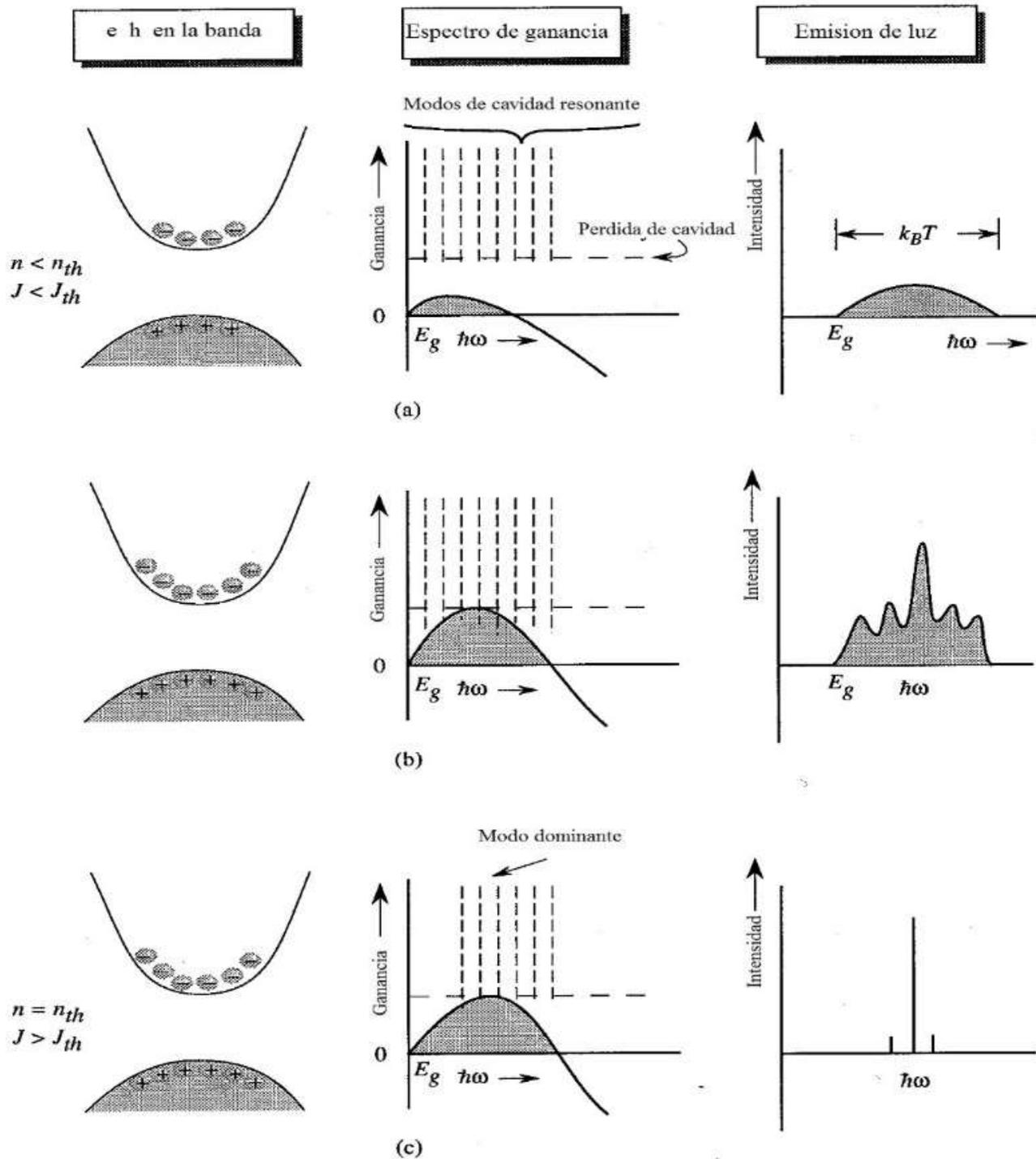


Figura 4.12. (a) El láser por debajo del umbral. La ganancia es menor que las pérdidas de la cavidad y la emisión de luz es como la de un LED. (b) El láser en el umbral. Unos pocos modos empiezan a dominar el espectro de emisión. (c) El láser por encima del umbral. El espectro de ganancia no cambia pero debido a la emisión estimulada, aparece un modo dominante que emite casi toda la luz.

Las siguientes gráficas muestran la potencia óptica y corriente de salida del diodo láser. La característica corriente-tensión es similar a la de cualquier diodo semiconductor. Por debajo del nivel umbral de corriente, el dispositivo actúa como un LED.

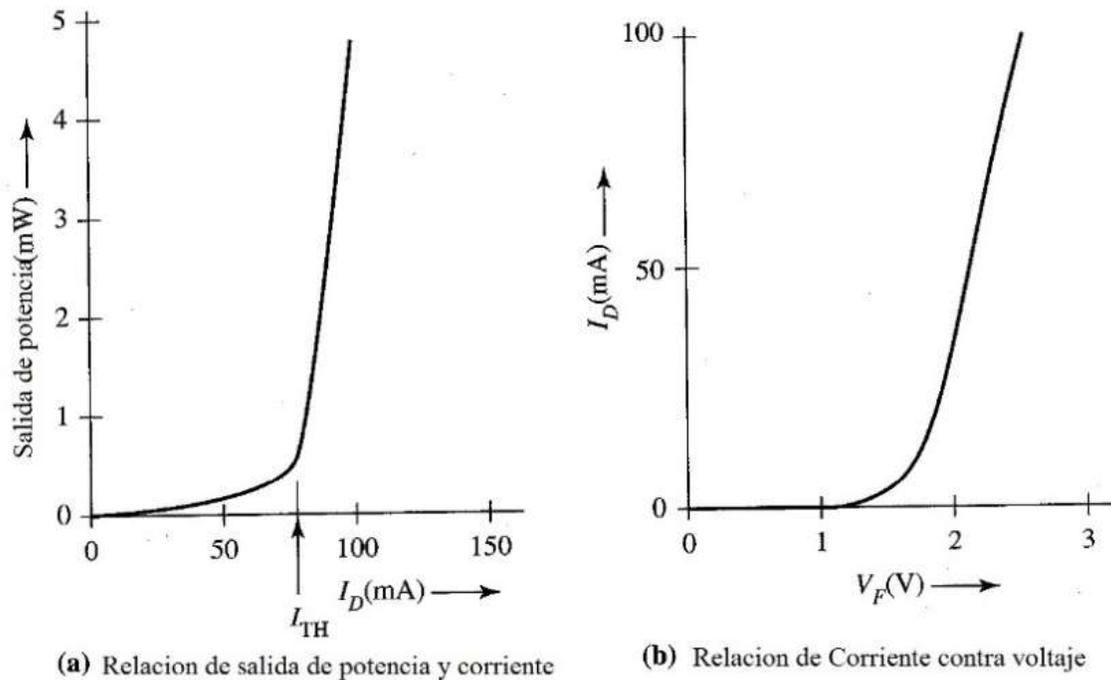


Figura 4.13. Características de la corriente umbral y caída de tensión del diodo láser.

El patrón de radiación es similar al de un ELED salvo en que los semiejes ancho y estrecho del cono elíptico se invierten y los ángulos de apertura son menores.

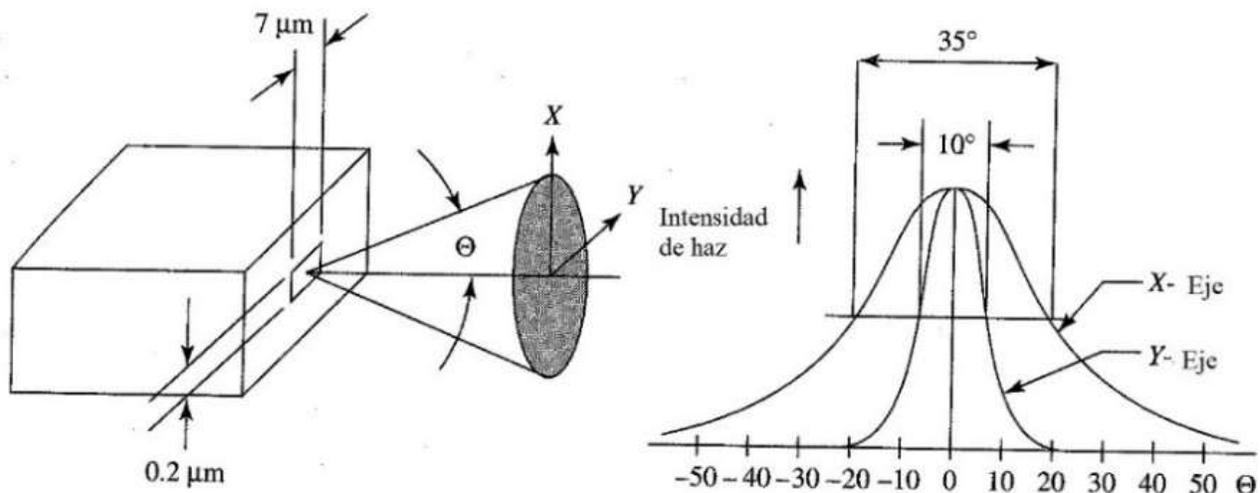


Figura 4.0.14. Diagrama de radiación típico de un diodo láser.

4.7.5 Dependencia con la temperatura de la emisión del láser

Como en el LED la dependencia de la temperatura de la emisión de un láser es de suma importancia. Tal y como hemos visto en una sección anterior, para aplicaciones de muy alta velocidad necesitamos altas corrientes de inyección lo cual puede producir un calentamiento del dispositivo aún con buena refrigeración. Los factores de mayor importancia en el estudio de la dependencia con la

temperatura son; i) efecto de la temperatura sobre la corriente umbral y la intensidad óptica y ii) efecto de la temperatura sobre la frecuencia de emisión.

4.7.6 Dependencia del corriente umbral con la temperatura

Conforme aumenta la temperatura del láser, su corriente umbral también aumenta y para un nivel de inyección determinado, la salida de fotones cae.

El incremento de la temperatura provoca que, la corriente umbral aumente con la temperatura. Este efecto se produce en todos los tipos de láseres

Es deseable un valor grande de T_0 . Para láseres de *GaAs* este valor es 120K y para longitudes de onda grandes ($\lambda = 1,55\mu\text{m}$), T_0 suele ser menor (del orden de 50K).

El incremento de la corriente umbral es del orden del 1,5% por $^{\circ}\text{C}$. El dispositivo tiene, por tanto, la capacidad de pasar automáticamente a OFF al calentarse. Para evitar esto, el diodo láser debe o bien estar refrigerado o bien ser atacado por una fuente de potencia a corriente constante, controlada por un fotodetector utilizando un circuito de realimentación apropiado.

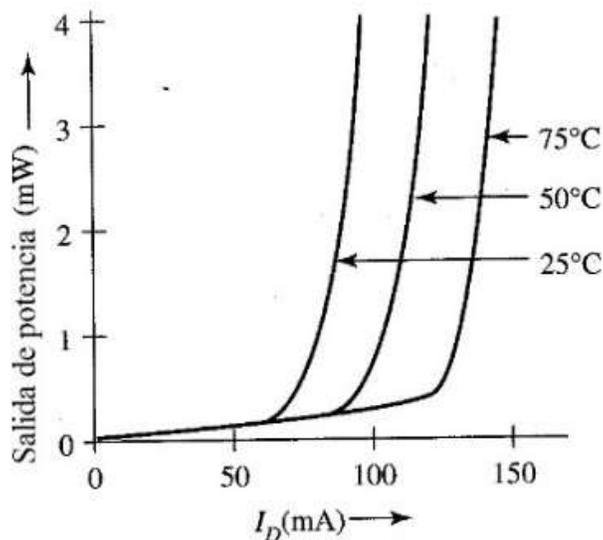


Figura 4.15. Potencia óptica de salida en función de la corriente por el diodo láser a tres temperaturas diferentes. La corriente umbral aumenta al aumentar la temperatura.

4.7.7 Dependencia con la temperatura de la frecuencia de emisión

Para la mayoría de las aplicaciones es deseable que la frecuencia de emisión permanezca estable. Pero en realidad si cambia la temperatura cambia la frecuencia de emisión del láser.

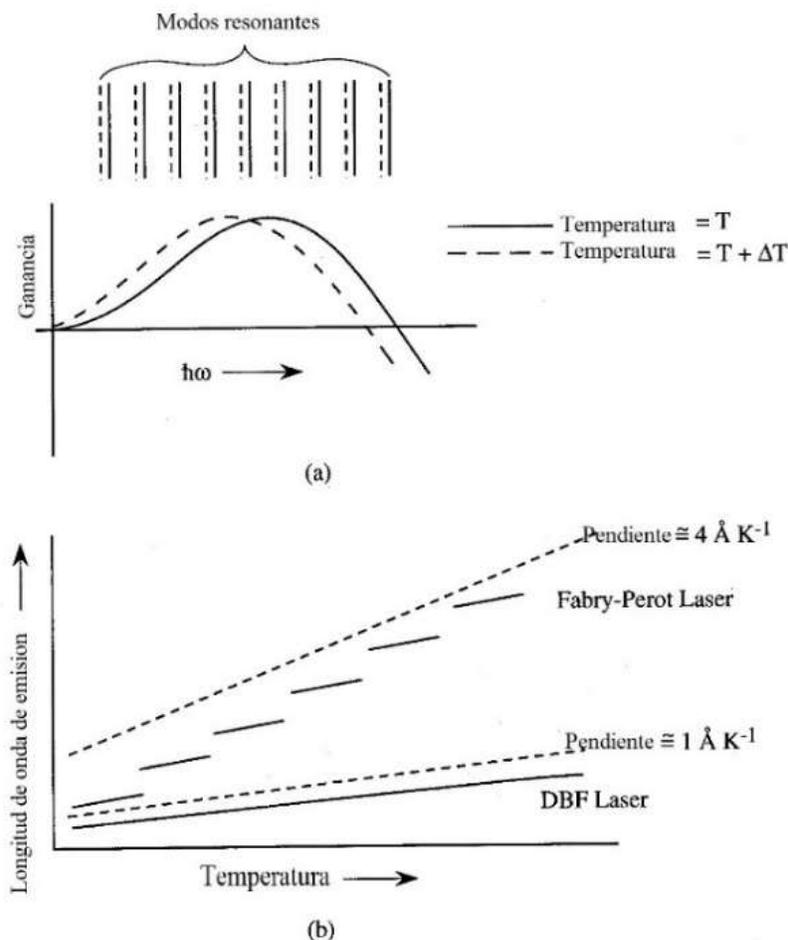


Figura 4.16. (a) Corrimiento del espectro de ganancia y los modos resonantes de la cavidad con la temperatura. (b) Desplazamiento de la longitud de onda de emisión con la temperatura.

4.8 Clasificación y Seguridad de los productos láser

Ante todo lo primero que hay que decir es que todos los láseres tienen una propiedad en común: son dispositivos altamente peligrosos. Esto es debido a la alta concentración de potencia. Incluso un nivel de un milivatio puede producir daños irreversibles en el ojo humano si se mira directamente. Por ello hay que cumplir algunas medidas de seguridad:

1. Utilizar gafas especiales diseñadas para cada uno de los láseres que se vayan a manipular.
2. Nunca mirar al rayo láser directamente ni tampoco a una imagen especular del rayo.
3. Para rayos de alta potencia siempre es conveniente terminarlos con un material absorbente y a ser posible en un contenedor cerrado.
4. Se debe proteger la piel para láseres de altos niveles de potencia. Ropa blanca de grosor medio (bata de laboratorio) reduce la exposición del rayo láser en un factor 100.
5. Un rayo invisible produce los mismos daños que uno visible. Hay que tomar por tanto precauciones especiales al trabajar con rayos láser fuera del espectro visible.

La mejor forma de resguardarse de accidentes producidos por algún equipo laser es mediante la prevención de riesgos, el cual se puede lograr mediante el control restrictivo a personas si adiestramiento para el uso de estos dispositivos, o por medio de la utilización de zonas restringidas

como la utilización de cabinas y cercos de protección, sistemas de paro de emergencia dispositivos de control eléctrico y electrónico, etiquetas de advertencia en los equipos en regiones visibles para el usuario final, así como el usuario debe tener el equipo de protección necesario para prevenir riesgos para los ojos y piel, tales como barreras, cortinas, guantes y lentes acordes al tipo de laser empleado.

Descripción de las clases de láser

Los láseres no forman un grupo homogéneo de riesgo ya que, dependiendo de sus características técnicas (sistema de bombeo, medio activo y cavidad óptica) pueden emitir radiación en un amplio intervalo de longitudes de onda, con potencias o energías de salida muy variables y con una distribución temporal que puede ser continua o en impulsos. Además las distintas aplicaciones, condicionan el tiempo de exposición, que es un factor clave para determinar el riesgo.

La clasificación de un láser en categorías de riesgo, permite identificar la peligrosidad del mismo y está basada en el Límite de Emisión Accesible para el usuario. Dependiendo del Límite de Emisión Accesible el láser obtendrá una clasificación u otra.

A continuación se expone de forma casi íntegra la clasificación de los láseres.

- | | |
|-----------------|--|
| Clase 1 | Productos láser que son seguros en todas las condiciones de utilización razonablemente previsibles, incluyendo el uso de instrumentos ópticos en visión directa. |
| Clase 1M | Láseres que emitiendo en el intervalo de longitudes de onda (λ) entre 302,5 y 4000 nm son seguros en condiciones de utilización razonablemente previsibles, pero que pueden ser peligrosos si se emplean instrumentos ópticos para visión directa. |
| Clase 2 | Láseres que emiten radiación visible en el intervalo de longitudes de onda comprendido entre 400 nm y 700 nm. La protección ocular se consigue normalmente por las respuestas de aversión, incluido el reflejo palpebral. Esta reacción puede proporcionar la adecuada protección aunque se usen instrumentos ópticos. |
| Clase 2M | Láseres que emiten radiación visible (400 y 700 nm). La protección ocular se consigue normalmente por las respuestas de aversión, incluido el reflejo palpebral, pero la visión del haz puede ser peligrosa si se usan instrumentos ópticos. |
| Clase 3R | Láseres que emiten entre 302,5 nm y 106 nm, cuya visión directa del haz es potencialmente peligrosa pero su riesgo es menor que para los láseres de Clase 3B. Necesitan menos requisitos de fabricación y medidas de control del usuario que los aplicables a láseres de Clase 3B. El límite de emisión accesible es menor que 5 veces el LEA de la Clase 2 en el rango 400-700 nm, y menor de 5 veces el LEA de la Clase 1 para otras longitudes de onda. |
| Clase 3B | Láseres cuya visión directa del haz es siempre peligrosa (por ej. dentro de la Distancia Nominal de Riesgo Ocular). La visión de reflexiones difusas es normalmente segura |
| Clase 4 | Láseres que también pueden producir reflexiones difusas peligrosas. Pueden causar daños sobre la piel y pueden también constituir un peligro de incendio. Su utilización precisa extrema precaución. |

Etiquetado

La obligación de clasificar un láser y de informar al usuario sobre sus riesgos mediante la etiqueta estándar, recae sobre el fabricante del mismo.

Las etiquetas deberán ser legibles, claramente visibles y estar en todo momento fijadas durante el funcionamiento, mantenimiento o ajuste del láser. Además tienen que estar situadas de modo que puedan leerse sin que la exposición a la radiación supere el Límite de Emisión Accesible de la Clase 1. En aquellos casos en los que el tamaño del producto o su diseño haga imposible la colocación de etiquetas, éstas deberán incluirse en la información que se suministre al usuario o bien dentro del embalaje del producto láser.

La norma establece distintos tipos de etiquetas: de advertencia, explicativas, de abertura y etiquetas de los paneles de acceso a los equipos láser. Es obligatoria en los productos láser de las clases 2, 2M, 3R, 3B y 4.

Las etiquetas explicativas informan sobre la clase a la que pertenece el láser y contienen frases de advertencia normalizadas en función del riesgo que supone la utilización de los equipos. En la norma, se hace mención a estas etiquetas.

Además de la información contenida en las etiquetas explicativas, los productos láser, con excepción de los de la Clase 1, deben contener cierta información relativa a las características técnicas, como la potencia máxima de la radiación emitida, la duración del pulso y las longitudes de onda emitidas, así como el nombre y la fecha de publicación de la norma en la que se basa la clasificación del producto. Para los láseres de Clase 1 y 1 M esta información tiene que estar contenida en el manual de información del usuario, en lugar de suministrarla en las correspondientes etiquetas adheridas al producto.

Los equipos láser que estén clasificados dentro de las categorías 3R, 3B y 4 deberán llevar cerca de la abertura por la que se emite la radiación una etiqueta, denominada etiqueta de abertura, siempre que la radiación saliente supere el nivel Límite de Emisión Accesible de la Clase 1 ó 2.

4.9 Laser de estado sólido bombeado por láser de diodo.

El láser de estado sólido bombeado por láser de diodo (DPSS) son láseres de estado sólido con un medio de ganancia sólido y con bombeo generado por diodos laser, por ejemplo, los láseres de rubí o de granate de itrio dopado con neodimio de aluminio (YAG), y bombeados con luz de láser de diodo. Los láseres DPSS tienen ventajas en capacidad y eficiencia sobre otros tipos, el láser DPSS de alta potencia ha reemplazado láseres de iones y lámpara de destellos. Los láseres bombeados son empleados en muchas aplicaciones científicas, y ahora están apareciendo frecuentemente en los punteros láser de color verde y de otras longitudes de onda. Las guías de onda como las fibras óptica también se han dopado con diversos iones de tierras raras y bombeado por láseres semiconductores. Los láseres de fibra se realizaron poco después del descubrimiento del láser y fueron inicialmente bombeados de forma transversal por una técnica llamada de crudo pero eficaz, otra forma de bombeo óptico se lleva a cabo enrollando una fibra alrededor de una lámpara de destellos. El bombeo con diodo láser, en general, ha mejorado en gran medida las características espaciales y espectrales que el propio diodo láser.

Los laser DPSS y los diodos láseres son dos de los tipos más comunes de láseres de estado sólido. Sin embargo, ambos tipos tienen sus ventajas y desventajas. El interés ha aumentado en los últimos años con el uso de láseres de diodo semiconductor para excitar láseres de estado sólido basados en tierras raras de iones dopados con sólidos transparentes tales como el neodimio itrio dopado con aluminio granate (Nd: YAG). La Figura 4.17 muestra que el espectro de absorción es del 1% dopado con Nd: YAG. La lámpara de destellos pulsada emite radiación a todas las longitudes de onda mientras que el láser de diodo emite radiación esencialmente a una sola longitud de onda que puede ser sintonizado a una línea de absorción particular de la Nd: YAG. Tradicionalmente, estos láseres de estado sólido son excitados por lámparas de destellos que emiten radiación de banda ancha. Los sistemas de bombeo con lámparas son ineficientes, sin embargo, por regla general debe tener al menos el 1% de eficiencia óptica, y debe considerarse que la lámpara necesita el reemplazo después de aproximadamente 200 horas cuando se opera continuamente. Las fuentes de bombeo láser de diodo permiten la operación con mayor eficiencia (10%) y mayor tiempo de vida útil (20.000 horas). Los láseres DPSS, en los últimos diez años, han llegado a ser muy importantes en el laboratorio y están comenzando a hacer un impacto en el mercado. Durante la última década, la creciente demanda de miniaturización de los dispositivos del sistema y sus componentes asociados han establecido el micromecanizado láser como método de fabricación preferido en muchos sectores industriales.

La historia se convirtió realmente interesante cuando se dispuso de diodos láser fiables a principios de 1980.

Estos diodos láser podrían ser operados ya sea en onda continua (CW) o en modo pulsado a temperatura ambiente y tienen una larga vida útil. El uso de diodos láser para bombear láseres de estado sólido se reconoció, como una de las principales aplicaciones con la necesidad de requerir de eficientes, fiables y de larga vida óptica.

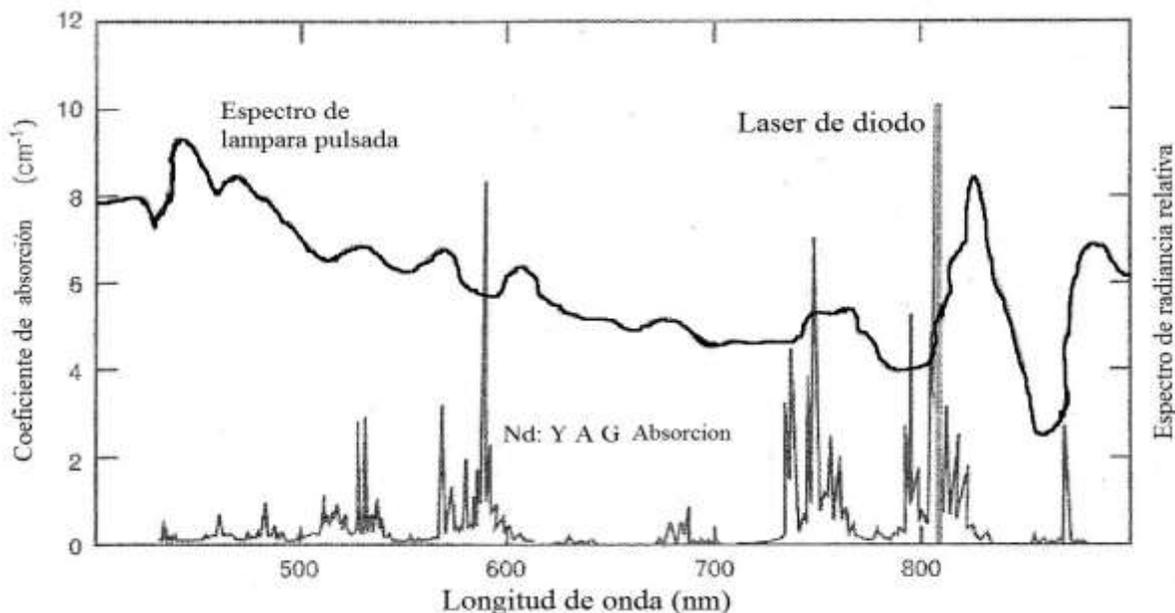


Figura 4.17. Espectro de absorción de Nd: YAG y el espectro de emisión de un diodo láser y una lámpara pulsada.

Gran parte de los primeros trabajos sobre el láser DPSS han sido reportados a finales de 1987 en un artículo de Fan y Byer. El laboratorio Lincoln ha participado en el desarrollo de este tipo de láser desde el principio; el primer láser de estado sólido bombeado por láser de diodo fue un láser $U^{3+}:\text{CaF}_2$ demostrado en el laboratorio Lincoln por Keyes y Quist in 1964. Los Intereses posteriores se centraron

principalmente en láseres de iones de tierras raras. Un ejemplo es, por supuesto, el láser de Nd: YAG, que fue el primer laser bombeado por diodo láser por Ross en 1968, aunque otro laser con ion de tierras raras, Dy^{2+} , había anteriormente sido bombeado por una serie de diodos emisores de luz. El temprano estudio en láseres de DPSS utiliza una geometría de bombeo transversal que es adecuado cuando se utiliza un número de fuentes con mala calidad del haz. Los laser DPSS son bombeados de forma longitudinal o bombeados desde el extremo final del material activo, se demostró por primera vez en 1973. Las ventajas de este último experimento minimizo el umbral del láser, se observó, la desventaja de escala de potencia limitada debido al problema de acoplar la salida de las muchas fuentes de diodos láser en el medio de ganancia.

4.9.1 El diodo laser como sistema de bombeo.

El bombeo se realiza generalmente en las siguientes formas:

- I. El bombeo óptico utiliza la luz ya sea continua o pulsada emitida por una lámpara de gran potencia o un haz láser. El Bombeo óptico se puede realizar por potentes fuentes de luz incoherentes. La luz incoherente es absorbida por el medio activo de manera que los átomos son bombeados al nivel superior. Este método es especialmente adecuado para los láseres de estado sólido o líquido cuyas bandas de absorción son lo suficientemente amplias como para absorber suficiente energía a partir de fuentes de luz incoherentes con una banda ancha.
- II. El bombeo eléctrico se utiliza para láseres de gas y semiconductores. Se realiza permitiendo una corriente (corriente continua directa, corriente de radio frecuencia, o corriente pulsada) que fluye a través de un medio conductor, tal como un gas ionizado o semiconductor. El bombeo eléctrico se realiza generalmente por medio de la descarga eléctrica suficientemente intensa. Los láseres de gas suelen utilizar el bombeo eléctrico o bombeo con luz láser, debido a que sus bandas de absorción son más estrechas que los láseres sólidos y líquidos, el ancho de banda de la luz de una lámpara no es lo suficientemente eficiente, gran parte de la energía de la lámpara se disipa en forma de calor. El bombeo eléctrico no es resonante por la excitación por impacto de electrones. El bombeo eléctrico es eficiente para láseres de gases y semiconductores, cuyo ancho de banda de absorción es bastante ancho. Aunque algunos métodos ópticos de bombeo para medios de semiconductores se han desarrollado, el bombeo eléctrico para láseres semiconductores han demostrado ser más conveniente.
- III. El bombeo químico, y la inversión de población se produce directamente por reacción química exotérmica. El bombeo químico generalmente se aplica a materiales en fase de gas, y generalmente requiere mezclas de gases altamente reactivos y, a menudo explosivos. La reacción exotérmica por lo general genera gran cantidad de energía, si bien una fracción de esta energía disponible es transferida a la energía del láser, de alta potencia y para los pulsos de alta energía para los láseres. Estos láseres son utilizados como armas de energía dirigida en aplicaciones militares.

Ahora vamos a estudiar más de cerca el bombeo con láser de diodo. El bombeo láser se ha utilizado desde los primeros días del desarrollo de láseres. El bombeo de láser se ha convertido en una técnica de bombeo muy importante ya que se han desarrollado láseres de diodo muy eficientes y de alta potencia además son ampliamente disponibles en muchas longitudes de onda. Cuando utilizamos los láseres de diodo para bombear otros láseres de estado sólido, podemos producir un láser de estado todo sólido. Debido a que el bombeo óptico es un proceso de resonancia, las longitudes de onda de los láseres de diodo de bombeo deben estar dentro del ancho de banda de absorción del medio activo para

ser bombeada, entre más cercano a la longitud de onda de absorción pico es mejor. La Figura 4.18 muestra el espectro de absorción del láser *Nd: YAG*, láser *Nd:vidrio*, láser *Yb: YAG* y láser de *Yb: cristal*. El láser *Nd: YAG* tiene un valor pico de absorción a 808 nm, para el láser de *Nd:vidrio* tiene un valor pico a 802 nm, estos pueden ser bombeado por láseres de diodo de pozo cuántico a aproximadamente 800 nm de *GaAs/AlGaAs*. Mientras que para los láseres de *Yb: YAG* y *Yb: cristal*, las mejores longitudes de onda de absorción son 960 y 980 nm, respectivamente, que puede bombear usando láseres de pozos cuánticos en el rango de 950 a 980 nm hechos de *InGaSa / GaAs*. Podemos dividir el bombeo láser de diodo en cuatro tipos según el grado de integración de los láseres de diodo: Una hilera de diodos láser, una matriz de diodos láser, una barra de diodos láser y la pila de diodos láser. Normalmente la potencia de bombeo aumentar con el grado de integración.

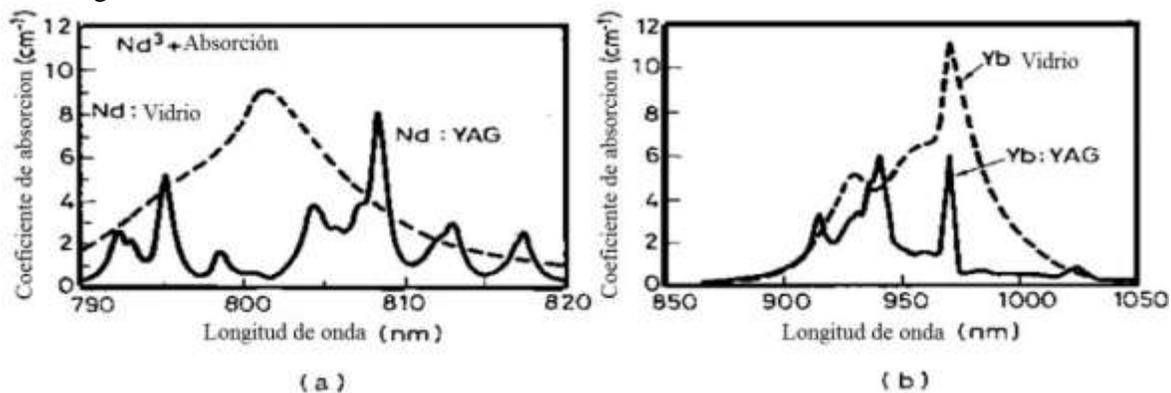


Figura 4.18. Absorción espectral de (a) *Nd: YAG* / láseres de vidrio y (b) *Yb: YAG* / de vidrio.

Hay básicamente dos tipos de geometría para el bombeo: bombeo longitudinal (el haz de bombeo entra en el medio láser a lo largo del eje del resonador) y el bombeo transversal (el haz de bombeo incide sobre el medio activo desde direcciones transversales al eje del resonador). Para el bombeo longitudinal, el haz debe ser concentrado en un lugar pequeño y circular (Figura 4.19 y 4.20). La forma más sencilla, no por ello menos costoso con el doble de potencia del bombeo es obtener una mayor potencia por el bombeo con láser de diodo. Sin embargo, esto significa normalmente que el área de emisor de luz (ancho de banda) también aumenta de forma que todos los demás factores iguales, al tamaño del punto o el modo en el cristal láser también aumenta. Una manera de duplicar la potencia de bombeo sin aumentar el tamaño del punto es combinar ópticamente dos diodos de bombeo similares. Dado que este tipo de longitud de onda es muy estrecha en el espectro determinado en la cual se emiten por los diodos láser que están polarizados, un par de ellos se puede combinar usando un divisor de haz de polarización que produce un resultado que es casi el doble de la potencia de salida de un solo diodo, pero es no polarizada.

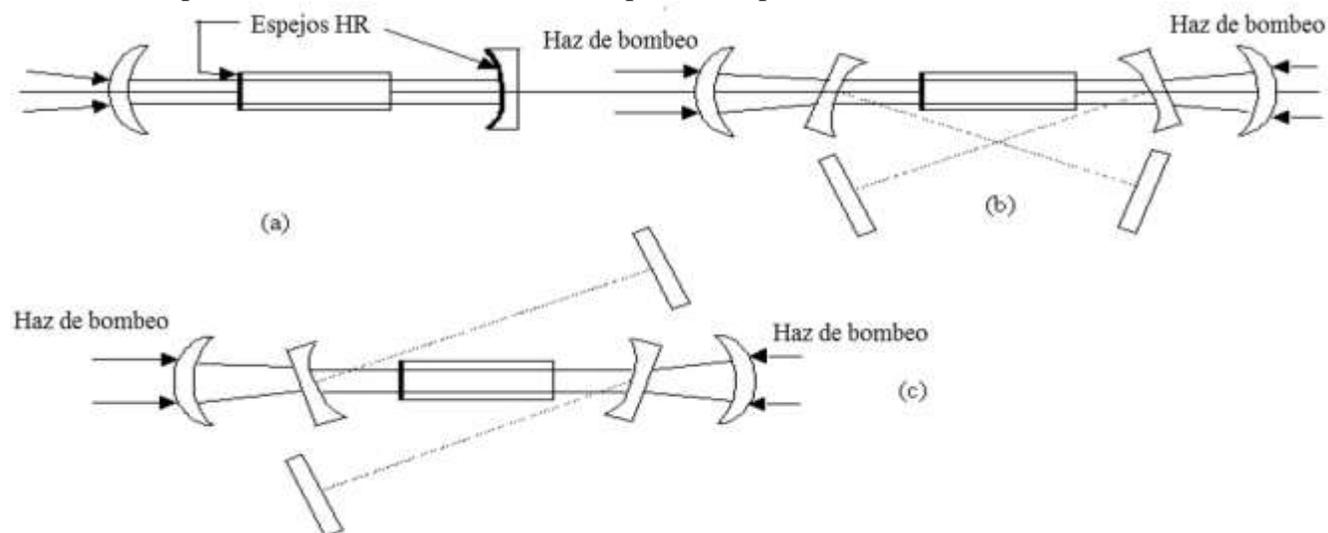


Figura 4.19. Bombeo longitudinal con láser de diodo.

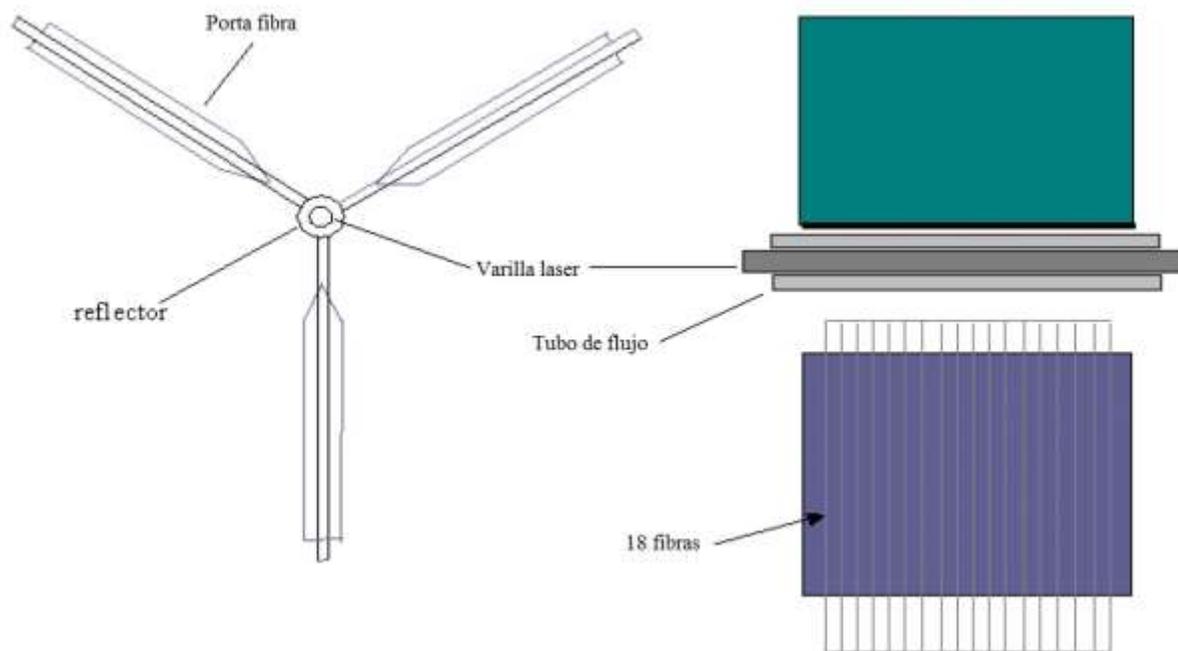


Figura 4.20. Bombeo transversal con láser de diodo.

La combinación de la óptica consta de:

1. Rápida corrección de eje (micro-lente cilíndrico, opcional).
2. Colimación de Haz (lente positiva esférica).
3. Corrección de eje lento (par de prismas anamórficos).
4. Calibración de espejo u otros medios para la alineación de los dos haces.
5. Divisor de haz polarizando utilizado como combinador de haz (cubo PBS).
6. Lente de enfoque si es necesario.

Los puntos 2, 4 y 6 tendrán que ser sistemas bien ajustables o montajes de precisión con posibilidad de fijarse en su lugar una vez posicionados correctamente. La óptica y el divisor del haz deben estar revestidos del material para la longitud de onda deseada.

Los láseres DPSS ofrecen varias ventajas sobre los esquemas de bombeo de banda ancha que utilizan fuentes de bombeo de onda continua (CW) o en modo pulsado. El crecimiento en la utilización de los láseres de diodo tales como matrices de diodos o barras para bombear láseres de estado sólido resulta directamente a partir de un gran volumen de producción de láseres y matrices de diodos, que han reducido la energía entregada de los diodos láser semiconductor. También, las características del láser de diodo tal como la estabilidad de la longitud de onda, la eficiencia general, y vida útil (10.000 horas o más) se han mejorado significativamente en la última década.

4.9.2 Ventajas del bombeo con láser de diodo

Resumen de algunas de las características típicas de los láseres DPSS:

1. **Eficacia óptica:** los láseres de DPSS son altamente eficientes a causa de la excitación directa del haz de bombeo en la banda de absorción útil para la acción láser. La excitación directa minimiza las pérdidas no deseadas en el cristal de acción láser con eficiencia óptica de hasta 70%. La selección de la composición del material huésped permite a los diodos láser que se construyan con longitudes de onda entre 600 nm y aproximadamente 30 micras en el infrarrojo.

Durante gran parte de esta región la salida de potencia y la vida útil de los diodos láser es notablemente pobre. Sólo en las regiones de longitud de onda donde hay gran interés comercial o militar se han desplegado recursos suficientes para desarrollar un dispositivo eficaz y de larga duración. Ejemplos notables de este proceso ocurren en longitudes de onda de 1,5 micras y 1,3 micras, que son importantes longitudes de onda para el desarrollo de sistemas de telecomunicaciones, y cerca de 800 nm, para aplicaciones médicas.

2. **Longitud de onda:** La longitud de onda a la que operan los diodos láser está dictada por el tamaño de la brecha de banda, ya que la luz surge de la recombinación de electrones y huecos en una unión $p-n$. La brecha de banda puede ser sintonizada en tamaño por dos procesos principales: (I) alterar la composición del material huésped. (II) Cambio de la temperatura del material huésped. Otros efectos físicos como la aplicación de presión también puede cambiar el intervalo de banda pero tienden a producir un efecto demasiado pequeño para ser útil. La longitud de onda de salida de los láseres de diodo varía de diodo a diodo, debido a pequeñas diferencias en la fabricación y los cambios de longitud de onda con la temperatura. La variación en la longitud de onda de salida conduce a un aumento de coste debido a que sólo los láseres de diodo en un pequeño rango de longitud de onda son utilizables. El cambio en la longitud de onda resultante de la variación de temperatura requiere que los diodos deban estar a temperatura controlada.

3. **Vida útil:** La vida útil de los diodos láser o matrices es mucho mayor que la de lámparas de arco o filamento convencionales. Una matriz típica de diodo láser puede funcionar sin una degradación significativa más de 10.000 horas, pero por lo general hasta 3×10^4 horas, mientras que una lámpara de corriente continúa debe ser reemplazada después de 200-400 horas de funcionamiento (o 10^7 disparos en el caso de bombeo por impulsos). El rendimiento de un láser de diodo se degrada exponencialmente con el tiempo. Inicialmente, la tasa de es baja, pero aumenta de forma exponencial con el tiempo de funcionamiento. El mecanismo de deterioro de los diodos láser se dividen en dos clases principales:
 1. Daño inducido (Ejemplo: golpes mecánicos, térmicos, eléctricos o descargas electrostáticas).
 2. Daño intrínseco, que resulta de tres fuentes principales:
 - (i) La degradación de los espejos láser o facetas debido a altas densidades de corriente o picos de corriente. Esto aumentará las pérdidas internas y conduce a una falla catastrófica.
 - (ii) Los daños resultantes de defectos cristalinos dentro de la región activa, lo que conducirá a un aumento en las pérdidas por absorción dentro de diodo láser. Tales defectos son comunes en los diodos láser *GaAlAs* debido a la oxidación y la migración del aluminio.
 - (iii) Las pérdidas por calentamiento y por resistencia en los contactos eléctricos del láser.

4. **Temperatura:** Dado que el láser de diodo es una fuente de bombeo de ancho de banda espectral estrecha, que bombea sólo a las bandas de absorción útiles relevantes para la acción del láser, lo que reduce la carga térmica en el cristal. Esta carga térmica resulta de la brecha cuántica entre el bombeo y los fotones del efecto laser. Los efectos térmicos tales como la lente térmica, la birrefringencia inducida térmicamente, y el daño térmico a la acción láser al cristal son reducidos significativamente. El Ajuste fino de la temperatura del diodo láser provoca un

cambio en la longitud de onda. Para los dispositivos de *GaAlAs* la longitud de onda se pueden sintonizar a una tasa aproximada de $0,25 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$ debido principalmente al cambio en la brecha de banda con la temperatura. Esta función se utiliza para sintonizar el diodo láser en coincidencia con las bandas de absorción de iones de tierras raras. Normalmente, los láseres se enfrían, ya que esto da una mayor vida útil para el diodo láser. Es habitual especificar a temperatura ambiente la longitud de onda del diodo láser a unos 5 nm por la función de absorción de tierras raras que se bombea. Una celda Peltier pueden proporcionar un cambio de temperatura de aproximadamente $40 \text{ }^\circ\text{C}$ correspondiente a un desplazamiento de longitud de onda de 10 nm. La influencia de la temperatura sobre la longitud de onda del diodo láser provoca problemas de encapsulado del láser DPSS. Los diodos láser pulsados sufren de un cambio transitorio de longitud de onda. Puesto que la corriente es pulsada a través del diodo láser, la temperatura nunca está en equilibrio y por eso hay cambios en la longitud de onda transitoria. La longitud de onda aumenta durante el pulso óptico. Las mediciones de este efecto han revelado cambios de $\sim 5 \text{ nm}$. Los cambios de esta magnitud son más grandes que la anchura de línea de absorción de muchos materiales láser de estado sólido ^[20, 21].

Se debe tomar en cuenta este efecto para la predicción de la eficacia de los láseres DPSS pulsados. Los láseres de diodo normalmente se enfrían con celda Peltier o también se le llama enfriador termoeléctrico para sistemas de baja potencia, y por enfriamiento líquido para sistemas de alta potencia. El enfriamiento puede estabilizar la longitud de onda del láser de diodo.

5. **Calidad del haz:** Aunque la calidad del haz de un diodo láser o de matriz de diodos no es bueno, el uso de la óptica de acoplamiento hace posible la obtención de un buen modo de haz TEM₀₀ para formar un láser DPSS. La óptica de acoplamiento circulariza el haz de salida que emana de la matriz de diodos láser o barra, y luego acopla el haz en el cristal láser de estado sólido, ya sea por acoplamiento directo o con fibra óptica. La lente de colimación puede reducir la divergencia del haz de láser de diodo a un valor de 10 mrad . El láser de estado sólido puede ser bombeado longitudinal o transversalmente. El anfitrión de cristal láser puede ser en forma de un cristal, guía de ondas o fibra óptica ^[22].

Dado que la longitud de absorción del haz de láser de diodo centrado en el interior del cristal láser de estado sólido es corto, el modo de bombeo es menor que el volumen del modo de la cavidad láser y uno espera una buena calidad del haz espacial. La propia cavidad láser es corta y por lo tanto la potencia de salida del láser DPSS es un modo longitudinal único. La mejor calidad de modo transversal se obtiene de los dispositivos de bandas individuales. La baja elipticidad de una fuente con dimensiones de $3 \times 1 \text{ } \mu\text{m}$ asegura que la potencia de salida pueda estar acoplado de manera eficiente en una fibra óptica o en los materiales de láser de estado sólido. Los diodos láseres individuales pueden proporcionar hasta 150 mW en un solo modo transversal. La forma del haz de salida desde un único dispositivo de tira se muestra en la Figura 4.21

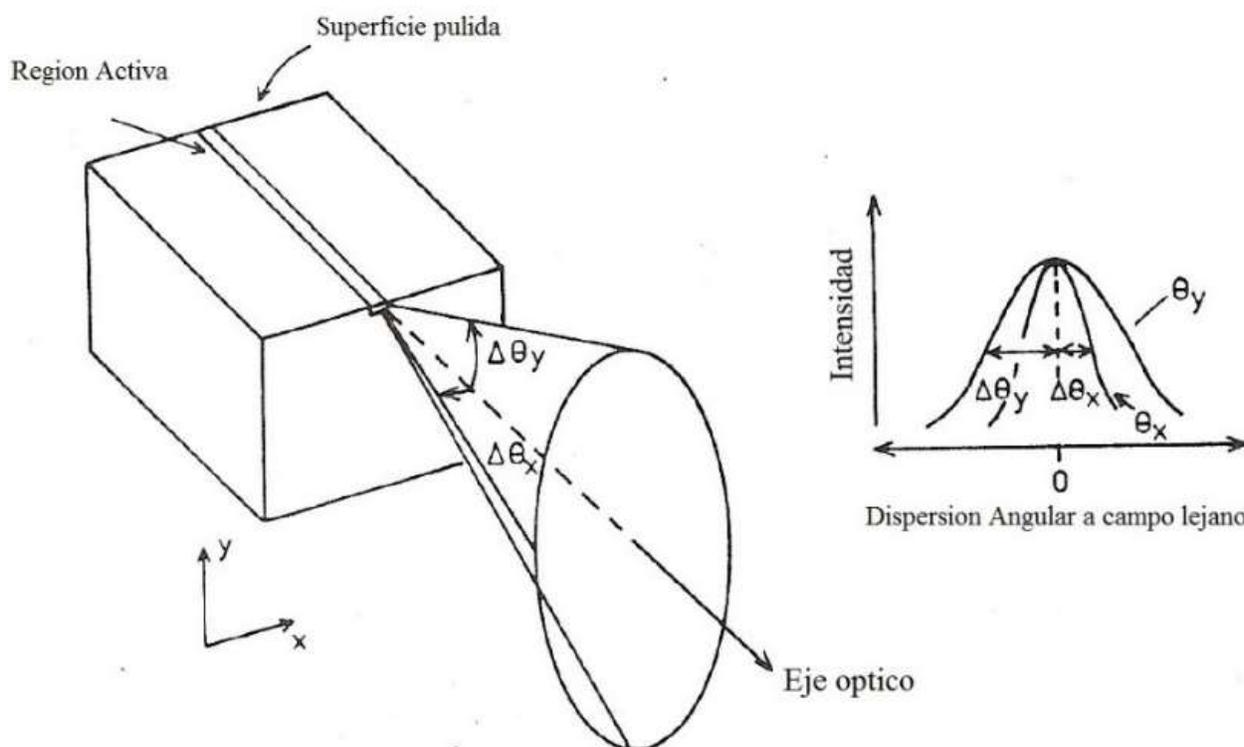


Figura 4.21. La forma elíptica del haz que surge de las dimensiones transversales de una sola línea de láser de diodo.

Hasta la fecha, la geometría de bombeo más utilizada es el bombeo longitudinal. La salida del láser de diodo es colimada y conformada para lograr un perfil circular antes de ser enfocado hacia abajo para formar un punto de bombeo en la varilla del láser de haz. Esta técnica permite una buena adaptación entre el tamaño del punto de emisión láser de la cavidad láser de estado sólido y el tamaño del punto de bombeo en el medio de ganancia.

Con frecuencia, los láseres de DPSS son bombeados por matrices de diodos láser con el fin de lograr potencias de salida más altas. Como se ha señalado, la manera más simple de aumentar la potencia de salida de un solo diodo láser es aumentar la anchura de la región emisora ya sea por la fabricación de un número de bandas de diodos láser, en estrecha proximidad de manera que hay una serie de regiones que emiten, o mediante la ampliación de la anchura de la región eléctricamente bombeada. La salida de potencia de las matrices se encuentra en la región de 200 mW a 3 W de salida de onda continua. Verdaderas matrices de hileras de diodo láser tienden a ser parcialmente coherentes y pueden exhibir la estructura de dos lóbulos en la característica de campo lejano de los cambios de fase debido al acoplamiento evanescente entre bandas adyacentes. Esta característica parece menos obvia como la potencia de salida y el número de franjas aumenta debido a la coherencia reducida a través de la matriz. Los arreglos de la banda ancha por dispositivos de modo transversal múltiples y la calidad del haz dependen de la intensidad de sus impulsos ^[22]. Los sistemas similares que han demostrado tener una potencia relativamente baja, se limitaron a sólo una o dos fuentes centradas en una fibra, o porque consisten en un haz de fibras en la que una o dos fuentes se centraron en una fibra y muchas fibras eran reunidas para formar la fuente de bombeo ^[23, 24]. Una sola fibra para llevar toda la potencia, a diferencia de un haz de fibras, es deseable debido a que es menos voluminoso y mantiene un mayor grado de brillo del haz de bombeo, lo que permite mejorar el rendimiento del bombeo con los láseres de diodo.

4.9.3 Procesos comunes de láseres DPSS.

El láser DPSS más común en uso es el puntero láser de 532 nm de longitud de onda (verde). Un potente láser > 200 mW de 808 nm de longitud de onda infrarroja *GaAlAs* bombea a un diodo láser de neodimio dopado *Nd: YAG* o un neodimio itrio dopado ortovanadato (*Nd: YVO₄*) cristal que produce 1.064 nm de longitud de onda de luz de la principal transición espectral de iones de neodimio. Esta luz es entonces de doble frecuencia usando un proceso óptico no lineal en un cristal de fosfato-titanio-potasio (*KTiOPO₄*, *KTP*), produciendo 532 nm de luz. Los láseres DPSS de color verde son por lo general aproximadamente el 20% de eficientes, aunque algunos láseres pueden alcanzar hasta 35% de eficiencia. En otras palabras, un láser DPSS verde usando bombeo de diodo de 2,5 W se espera a la salida al alrededor de 500-900 mW de 532 nm de luz. En condiciones óptimas, *Nd: YVO₄* tiene una eficiencia de conversión de 60% ^[25], mientras que *KTP* tiene una eficiencia de conversión de 80% ^[16]. Es decir, un láser DPSS verde teóricamente puede tener una eficiencia global del 48%. En potencias de salida muy altas, el cristal *KTP* se vuelve susceptible a daños ópticos. Por lo tanto, el láser DPSS de alta potencia tiene generalmente un diámetro de haz más grande, como el láser de 1064 nm que se atenúa la irradiancia de la luz infrarroja a la llegada al cristal *KTP*. A fin de mantener un diámetro de haz inferior, un cristal con un umbral de daño superior, tal como triborato de litio (*LBO*), se utiliza en su lugar. Gran parte de la emoción en la óptica no lineal ha sido causada por una nueva generación de materiales no lineales. Estos nuevos materiales son no higroscópicos que tienen alto umbral de daño y buenas características de adaptación de fase.

Los materiales que ahora están ampliamente disponibles incluyen *KTP*, *LBO* niobato de potasio (*KNB*) y beta borato de bario (*BBO*).

Láser azul DPSS utilizan un proceso casi idéntico, excepto que la luz 808 nm está siendo convertida por un cristal *Nd:YAG* a 946 nm, que es entonces el doble de frecuencia a 473 nm por un cristal de *BBO* o *LBO*. Debido a la menor ganancia para los materiales, los láseres azules son relativamente débiles, y sólo tienen alrededor de 3-5% de eficiencia. A finales de los años 2000, se descubrió que el cristal de triborato de bismuto (*BIBO*) era más eficiente que *BBO* y *LBO* y no tienen la desventaja de ser higroscópico, que degrada el cristal si se expone a la humedad ^[26].

Láseres Violeta DPSS de 404 nm se han producido con el doble de emisión de 1,000 mW-808 nm con un bombeo de diodos láser de *GaAlAs*, para una emisión de luz violeta de 120 mW (con eficiencia de 12%). Estos láseres de nitruro de galio (*GaN*) producen 50 mW, son de 405 nm, y se les nombra láseres Blue Ray, los láseres violetas con frecuencia doble también tienen un componente infrarrojo resultante del bombeo de láser de diodo.

Láseres amarillos DPSS utilizan un proceso aún más complicado: para la emisión de estos láseres se utiliza un diodo de bombeo de 808 nm para generar 1.064 nm y 1.342 nm de luz, el cual ha de convertirse en 593,5 nm debido a su complejidad, la mayoría de los láseres de DPSS amarillos tienen eficiencia aproximada del 1% ,por lo general son caros por unidad de potencia. Además de las fibra óptica como guías de onda, los láseres de fibra óptica se han fabricado indiscriminadamente en vidrio y en una variedad de cristales.

4.9.4 Ejemplos de láser DPSS.

Empecemos por considerar en detalle el diodo láser bombeado *Nd: YAG*, que sin duda es el mejor sistema de bombeo con diodo láser ya estudiado. A continuación, vamos a considerar el rendimiento del diodo láser bombeado *Nd: X* láser, donde X es cualquier número de materiales huésped y también de diodos láser. El estímulo para la investigación de estos materiales es esencialmente para reducir el tamaño de los láseres DPSS.

4.9.4.1 Láseres DPSS. Dopados de Nd

El ion trivalente de neodimio fue el primero de los iones de tierras raras para ser utilizado en un láser y es el dopante que ha recibido la mayor atención en el campo de los láseres de DPSS. El ion Nd^{3+} tiene una fuerte absorción de $0,81 \mu\text{m}$, que coincide con la longitud de onda de emisión de diodo láser de $GaAs$ y $GaAlAs$ disponibles comercialmente. La mayor parte de las investigaciones informaron que bombeo con láser de diodo dopados con Nd se han concentrado en el cuatro niveles ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ transición que corresponde a una emisión de láser en la región de $1,06 \mu\text{m}$. Sin embargo, el trabajo también ha sido reportado en la transición de $1,3 \mu\text{m}$ ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$, y en el tercer nivel en la transición de $0,946 \mu\text{m}$ ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{9/2}$. En este documento, todos los resultados de láser dopados por Nd se refieren a la transición $1,06 \mu\text{m}$ a menos que se indique lo contrario (Figura 4.22). La Figura 4.23 muestra un diagrama de nivel de energía simplificado para Nd y varios otros iones importantes de tierras raras. El tiempo de vida del estado superior es otro parámetro importante para el almacenamiento de energía que puede variar significativamente con la elección del medio. El problema que afecta a los materiales del láser dopados Nd^{3+} es que la concentración de la extinción de la vida útil del estado superior, donde el tiempo de vida disminuye con el aumento de la concentración Nd^{3+} . Esto conduce a un aumento en el umbral del bombeo. Sin embargo, el dopaje de alta frecuencia es deseable en los láseres de DPSS para que la radiación del bombeo pueda ser absorbido en un volumen más pequeño, produciendo un umbral de potencia inferior. Una clase de material en el que este problema puede ser mayormente resuelto es con los materiales estequiométricos, donde el Nd^{3+} es un componente constituyente del material, en lugar de un dopante [22].

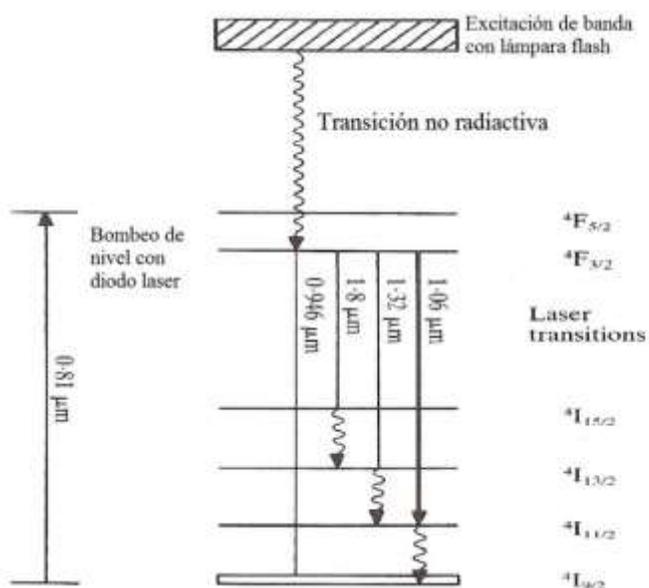


Figura 4.22. Diagrama de nivel de energía para Nd:YAG, que ilustra el proceso de excitación de un diodo láser y las líneas de transición de un láser Nd:YAG.

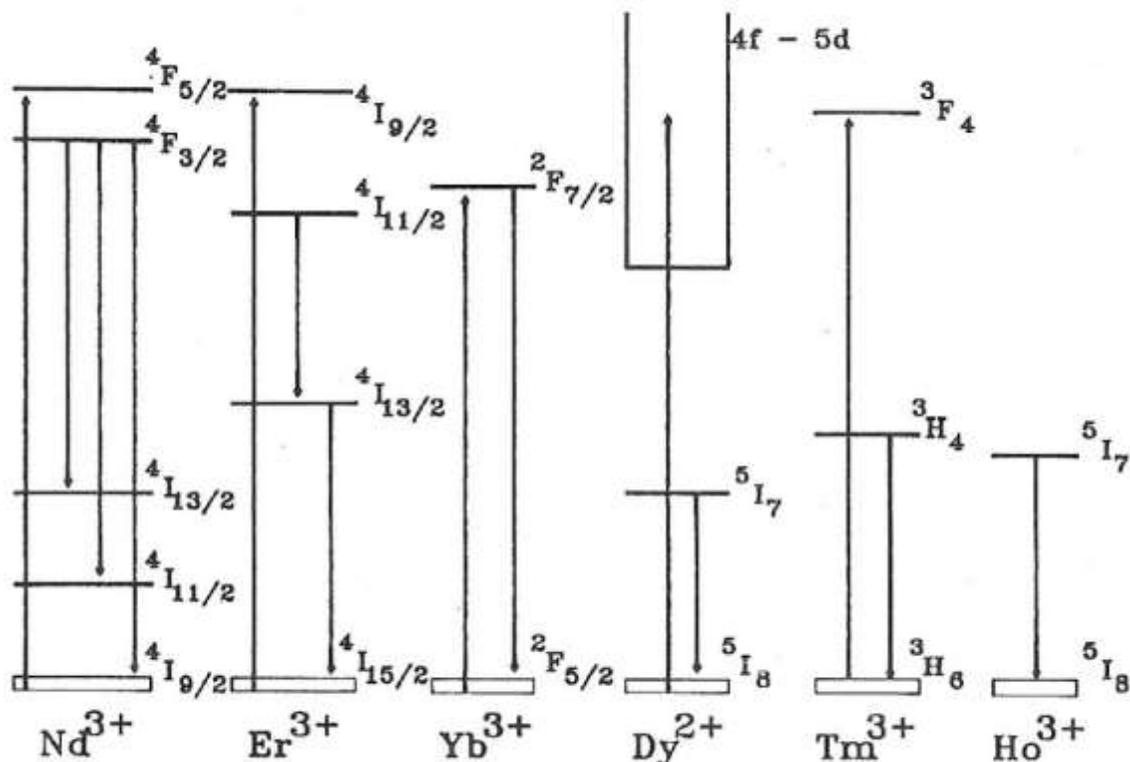


Figura 4.23. Diagramas simplificado de niveles de energía para algunos de los iones de tierras raras más importantes ^[22].

4.9.4.2 Láser Nd: YAG bombeado por láser de Diodo

El láser de Nd: YAG se ha convertido en el láser DPSS más común por varias de razones. Las ventajas del ion Nd^{3+} como dopante se han mencionado anteriormente. El nivel de dopaje de neodimio en YAG se limita a aproximadamente 1,5% debido a la concentración de extinción de la vida útil de estado superior. El anfitrión YAG es de gran dureza, y de alta conductividad térmica y una buena calidad óptica.

Las mayores eficiencias se obtienen generalmente desde el bombeo longitudinal o al final del bombeo geométrico debido a la excelente combinación que se puede obtener entre el modo TEM₀₀ con el láser de estado sólido. El bombeo de alta eficiencia del diodo láser al láser Nd: YAG tiene una emisión de potencia de 80 mW con una eficiencia global de 8% (de eléctrico a óptico). Las limitaciones impuestas a un acoplamiento eficiente usando el bombeo final significan que para obtener potencias superiores es necesario utilizar un esquema mediante el cual la varilla o barra es bombeada usando una geometría transversal de bombeo. Una desventaja de la geometría transversal de bombeado tienden a disminuir debido a la escasa adaptación del modo de bombeo. Varios autores han publicado los resultados de los sistemas de bombeo por impulsos. ^[27] Se han obtenido eficiencias pendientes ópticas de 23% para las formas matriciales ^[28] y el 54% para las barras.

Transversalmente bombeado con onda continua Nd:YAG También se ha informado ^[23, 29]. Burnham y Hays ^[29] utilizaron cuatro diodos láser de onda continua para bombear una varilla de Nd:YAG transversalmente. Se obtuvieron 3,3 W de salida de multimodo, con una eficiencia global de 3,5%. Como era de esperar, la eficiencia de la operación de TEM₀₀ fue inferior al 2%.

4.9.4.3 láser *Nd: YLF* bombeado láser de Diodo

El láser *Nd: YLF* tiene varias propiedades muy diferentes a las del láser *Nd: YAG*. El hecho de que es un material uniaxial significa que, simplemente mediante el uso de un polarizador dentro de la cavidad, se puede seleccionar una de las dos diferentes longitudes de onda para cada transición. Para el ${}^4F_{3/2}$ - transición ${}^4I_{11/2}$ estas longitudes de onda son 1.047 μm y 1.053 μm , con la polarización 1.047 μm que presenta la mayor ganancia. La birrefringencia natural de *Nd: YLF* inunda el efecto de birrefringencia inducida térmicamente observado en materiales tales como *Nd: YAG*.

El tiempo de vida de fluorescencia de *Nd: YLF* es aproximadamente dos veces tan larga como la de *Nd: YAG*. Además, una gran cantidad de energía se puede almacenar en un medio de ganancia 1,053 μm de transición antes de la aparición de la emisión espontánea amplificada. Estos hechos hacen que el diodo láser que bombea al láser de *Nd: YLF* un medio atractivo para la generación de alta potencia de conmutación de Q pulsos ^[30-31]. Los resultados muestran que aproximadamente el doble de la energía de pulso se puede obtener de un Q conmutado *Nd: YLF* que de un Q conmutado *Nd: YAG*, debido a la diferencia en el tiempo de vida de fluorescencia para estos medios. La potencia pico más alto que se ha obtenido hasta la fecha desde el diodo láser que bombea al láser *Nd: YLF* es de 70 kW, en un pulso de duración <10 ns ^[31].

La Conmutación Q se demostró en diodos emisores de luz de bombeo *Nd: YAG* y *Nd* dopado con gadolinio tungstenate de potasio (*Nd: PDT*) ^[33]. Se utilizó un número de diferentes técnicas para la conmutación de Q electroóptico incluyendo, acusticoptico, absorbente saturable, y la cavidad dumping. Pulsos tan cortos como se obtuvieron 4 ns utilizando cavidad dumping, siendo el pico más alto de potencia 170 W en un pulso de 65 ns en *Nd: PGT* por bloqueo en modo acusticoptico.

4.9.4.4 Panorama general

Los láseres DPSS generalmente tienen una calidad del haz superior y pueden llegar a muy altas potencias, manteniendo una calidad de haz relativamente buena. Debido a que el cristal bombeado por el diodo actúa como su propio láser, la calidad del haz de salida es independiente del haz de entrada. En comparación, los láseres de diodo sólo pueden llegar a unos pocos cientos de milivatios a menos que operen en multimodo transversal. Tales láseres multimodo tienen un diámetro de haz mayor y una gran divergencia, lo que los hace menos deseables.

De hecho el funcionamiento de manera sencilla es esencial en algunas aplicaciones, como las unidades ópticas. Por otro lado, los láseres de diodo son más económicos y eficientes. En comparación a los cristales para los láseres DPSS no son 100% eficaces, debido a que algo de energía se pierde cuando la frecuencia se convierte. Los láseres de DPSS son también más sensibles a la temperatura y sólo pueden funcionar de manera óptima dentro de una gama pequeña. De lo contrario, el láser sufriría de problemas de estabilidad, como saltar entre los modos y produciría grandes fluctuaciones en la potencia de salida.

Los láseres de DPSS también requieren una construcción más compleja. Los láseres de diodo también pueden modular con precisión con una frecuencia mayor que el láser DPSS.

Se han utilizado materiales dopados con neodimio distintas de *YAG* y estequiometría. Otros materiales tienen diferentes propiedades espectroscópicas que tienen ventajas sobre *YAG* y estequiometría. Tres propiedades importantes son: tiempo de vida en el estado superior, espectros de absorción, y la longitud de onda de salida. Para obtener almacenamiento de energía más grande, es

deseable utilizar materiales con tiempos de vida del estado superior más larga. En un modo pulsado, la máxima energía de pulso es proporcional a la vida útil del estado superior para un valor fijo de potencia de bombeo de onda continua. Las características de absorción en la banda de longitud de onda del láser de diodo deben ser de modo ancho en comparación al control de la longitud de onda láser de diodo que es menos crítica. Además, se muestra que la absorción es un parámetro clave para estos dispositivos. La longitud de onda exacta de la salida de láser de estado sólido bombeado por diodos es importante en algunas aplicaciones. Por ejemplo, la salida de 1.064 μm de *Nd: YAG* no coincide con la ganancia máxima de los sistemas de vidrio de fosfato dopado *Nd*.

La actual generación de láser de diodo utilizado para el bombeo de materiales de estado sólido produce eficiencias de alrededor de 30%, resultando en láseres de DPSS con eficiencia eléctrica a la eficiencia óptica de alrededor de 15%. Las nuevas tecnologías en la fabricación de semiconductores láser de diodo han demostrado que los dispositivos con conversión del 50% de eléctrico a la potencia óptica. Tales mejoras en el bombeo de diodo básico serán provocar en el futuro incluso mayores eficiencias siendo producido por el láser DPSS [33].

Las potencias medias más altas en la actualidad se pueden obtener de sistemas de bombeo por lámparas. Sin embargo, la ampliación a mayores potencias medias para los sistemas de bombeo con diodo parece factible debido a los rápidos avances en la tecnología de matriz de diodos láser. El campo de láser de diodo vierten láseres de estado sólido está moviéndose rápidamente. Estos dispositivos ya han demostrado ser excelentes fuentes debido a su tamaño compacto, de alta eficiencia, buena estabilidad de frecuencia y de diseño simple y deben encontrar una amplia variedad de aplicaciones. Los láseres de DPSS son ahora ampliamente utilizados en lugar de argón y helio cadmio láseres con sistemas de alto rendimiento debido a su eficiencia superior, se obtiene una reducción de costos de operación y un tamaño compacto. Debido al proceso de escaneo de alta velocidad que se utiliza en estereolitografía, el láser debe ser cuasi-onda continua en la escala de tiempo del sistema de escaneo. Los campos de rápido crecimiento de la biociencias están tomando ventaja de los últimos avances en tecnología láser DPSS. Se presentan transiciones láser que ofrecen la posibilidad de bombeo láser de diodo. Está claro que bombeado por diodo láser de estado sólido ofrecen la posibilidad de mejorar en gran medida el rendimiento sobre el bombeo con lámpara a láseres de estado sólido. Los láseres DPSS serán dispositivos importantes en el futuro.

Bibliografía

- [1] A. L. Schawlow and C. H. Townes Phys. Rev. 112, 1940 – Published 15 December 1958.
- [2] N.G. Basov and A.M. Prokhorov, *J. Exptl. Theoeret. Phys. (U.S.S.R.)*, 27 (1954) 431.
- [3] J. P. GORDON H. J. ZEIGER, and C. H. TOWNES: Phys. Rev. 95, 282 (1954); 99, 1264 (1954)
- [4] Javan, A. (1957). Theory of a three-level maser. *Physical Review*, 107(6), 1579.
- [5] Kogelnik, H., & Li, T. (1966). Laser beams and resonators. *Applied Optics*, 5(10), 1550-1567.
- [6] Barone, S. R. (1963). Resonances of the Fabry-Perot Laser. *Journal of Applied Physics*, 34(4), 831-843.
- [7] Schawlow, A. L., & Townes, C. H. (1958). Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6), 1940.
- [8] McCumber, D. E. (1964). Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review*, 136(4A), A954.
- [9] Nathan, M. I., Dumke, W. P., Burns, G., Dill Jr, F. H., & Lasher, G. (1962). Stimulated emission of radiation from GaAs pn junctions. *Applied Physics Letters*, 1, 62-64.
- [10] MI Nathan, G Burns - Applied Physics Letters, 1962
- [11] Haken, H. (1970). *Laser theory* (pp. 1-304). Springer Berlin Heidelberg.
- [12] Armstrong, J. A., & Smith, A. W. (1965). Intensity fluctuations in GaAs laser emission. *Physical Review*, 140(1A), A155.
- [13] Freed, C., & Haus, H. A. (1965). Photoelectron statistics produced by a laser operating below the threshold of oscillation. *Physical Review Letters*, 15(25), 943.
- [14] Smith, A. W., & Armstrong, J. A. (1966). Laser photon counting distributions near threshold. *Physical Review Letters*, 16(25), 1169.
- [15] Arecchi, F. T., Rodari, G. S., & Sona, A. (1967). Statistics of the laser radiation at threshold. *Physics Letters A*, 25(1), 59-60.
- [16] LE Hargrove, RL Fork, MA Pollack - Applied Physics Letters, 1964
- [17] Eugene Hecht,- Óptica tercera edicion, Editorial Pearson Addison Wesley 2000.
- [18] Ben G. Streetman, Sanjay Bsmerjee- Solid State Electronic devices 4 ed, Editorial Prentice Hall, 2000
- [19] S. M. Sze- Semiconductor devices , Editorial Wiley, 1985
- [20] Streifer, W., Scifres, D.R., Haragel, G.L., Welch, D.F., Berger, J. & Sakamoto, M. (1988). Advances in diode laser pumps. *IEEE J. Quant. Electron.* 24(6):883-894.
- [21] Norrie, C.J., Sinclair, B.D., Gallaher, N., Sibbett, W. & Dunn, M.H. (1989). Measurement of frequencysweep in a quasi cw diode laser array, and its implications for pumping solid state lasers. *J. Mod. Optics.* 36(1):1-6.
- [22] Hughes, D.W. & Barr, J.R.M. (1992). Laser diode pumped solid state lasers. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 25(4):563-586.
- [23] Berger, J., Welch, D.F., Streifer, W., Scifres, D.R., Hoffman, N.J., Smith, J.J. & Radecki, D. (1988).Fiber bundle coupled, diode end pumped Nd:YAG Laser. *Opt. Lett.* 13(4):306-308.
- [24] Fan, T.Y. & Sanchez, A. (1990). Pump source requirements for end pumped Lasers. *IEEE J. Quant.Electron.* 26(2):311-316.
- [25] Fields, R.A. Birnbaum, M. & Fincher, C.L. (1989). Highly efficient Nd:YVO4 diode laser end pumped laser. *Appl. Phys. Lett.* 51(23):1885-1886.
- [26] Doualan, J.J. (1989). Colour centre laser pumped by a laser diode. *Opt. Commun.* 70(3):225-228.
- [27] Berger, J., Harnagel, G., Welch, D.F., Scifres, D.R. & Streifer, W. (1988). Direct modulation of a Nd:YAG laser by combined side and end laser diode pumping. *Appl. Phys. Lett.* 53(4):268-271.
- [28] Reed, M.K., Kozlovsky, W.J., Byer, R.L., Harnagal, G.L. & Cross, P.S. (1988). Diode laser array pumped neodymium slab oscillators. *Opt. Lett.* 13(3):204-206.
- [29] Burnham, R. & Hays, A. D. (1989). High power diode array pumped frequency doubled cw Nd:YAG laser. *Opt. Lett.* 14(1):27-29.
- [30] Pfistner, C., Albers, P. & Weber, H.P. (1990). Efficient Nd:YAG slab longitudinally pumped by diode lasers. *IEEE J. Quant. Electron.* 26(5):827-829.
- [31] Zbinden, H. & Balmer, J.E. (1990). Q switched Nd:YLF laser and pumped by a diode laser bar. *Opt.Lett.* 15(18):1014-1016.
- [32] Kuratev, I.I. (1984). Solid state lasers with semiconductor pumping. *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.*48(8):104-112.
- [33] Malcolm, G.P.A. & Ferguson, A.I. (1991). Diode pumped solid state lasers. *Contemporary Phys.*32(5):305-319.

Capítulo 5

Experimentación

5.1 Configuración del equipo experimental

En las Figuras 5.1, 5.2 y 5.3 se ilustran tres diferentes vistas de la parte lateral de tres diagramas, respectivos, con la configuración de un nefelómetro integral de celda recíproca, diseñados respectivamente para este trabajo, y en la figura 5.5 se muestra una vista superior respectivo a los diagramas del nefelómetro integral de celda recíproca. La instrumentación para el equipo consiste de una fuente de luz, (luz incidente) Con una longitud de onda de $\lambda = 532$ nm (verde) y de $\lambda = 650$ nm (rojo) cada uno utilizado en diferentes experimentos, un dispositivo de carga acoplada (en inglés *charge-coupled device*, conocido también como *CCD*) empleado en las cámaras fotográficas digitales, un generador de humo como aerosol para provocar dispersión de luz dentro de la cámara, un telescopio Newtoniano para expandir el haz de luz, 3 fotodiodos, para detectar la intensidad de luz en diferentes lugares al interior de la celda, ventiladores como dispositivos para introducir y sacar el humo dentro de la celda del nefelómetro así como para mantener una distribución homogénea del humo al interior de la celda del instrumento, un ventilador en la parte exterior junto al diodo laser para mantener un flujo de aire fresco en el cuerpo del diodo laser para evitar variaciones de intensidad de luz láser, un filtro para evitar que entren partículas aglutinadas a la celda del nefelómetro 2 m. de tubo por donde pasara el humo y recirculara para mantener homogéneo el humo y como secador de las partículas de aire y evitar en lo posible el aglutinamiento de las partículas de humo en el interior. Cada componente del nefelómetro se describirá a lo largo de esta sección.

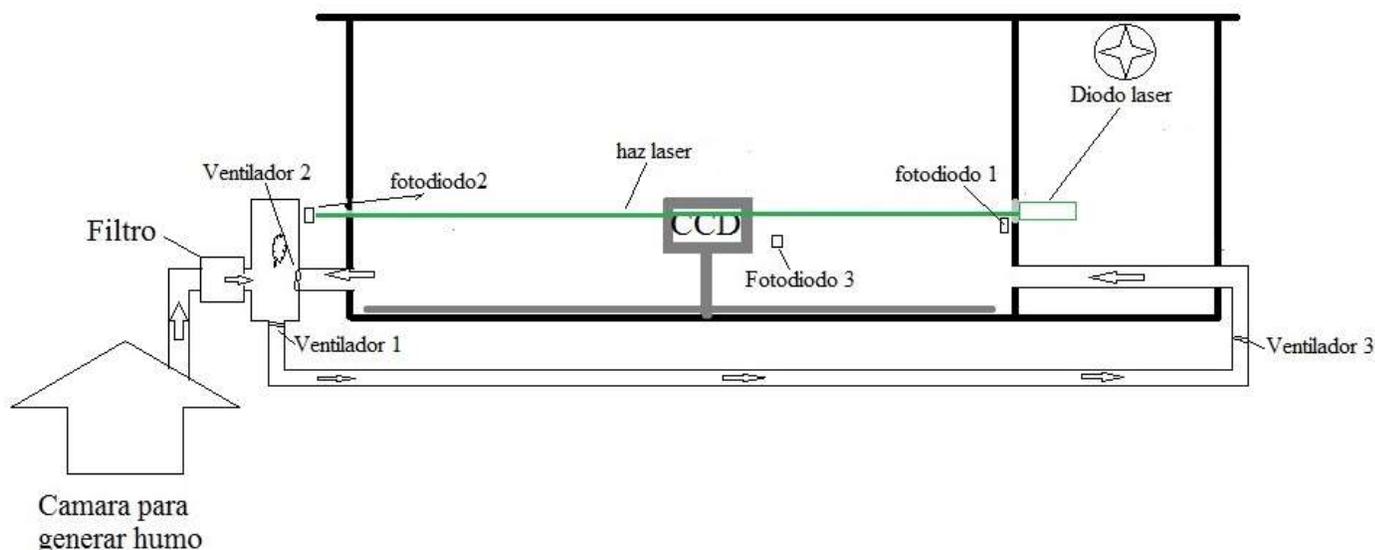


Figura 5.1. Vista lateral del esquema del nefelómetro integral de celda recíproca, con fuente de luz de un haz colimado de laser de diodo.

El instrumento fue construido con placas de acrílico, unido con silicón negro para formar la celda, las caras interiores de la celda se pintaron de color negro mate para reducir la cantidad de reflexión de haces perdidos al interior del instrumento, la estructura que sostienen las placas de acrílico son tiras de madera, las medidas externas de la cámara son 1.5 m de largo por 0.5m de ancho y 1m de alto, resultando con un volumen interior de 5640 litros, En principio, la cámara podría haberse hecha

más pequeña, pero para las pruebas iniciales requerían, de un volumen interno más grande para fines de alineación, prueba y ajuste de la celda multipasos. Las bases de la celda óptica multipasos (tienen dimensiones de 30 cm de largo por 5 de ancho con 40 cm de alto) son de metal y cuenta con 2 planos perpendiculares con 6 espejos cada uno de estos espejos tiene película delgada de aluminio, los muros de la celda de medición tienen 1 cm de grosor, se le hicieron 6 perforaciones a las partes laterales de la celda, dos para introducir tubos para la entrada del aerosol y salida del mismo, 2 perforaciones más para la colocación de la cámara fotográfica digital, una en la tapa superior de la celda y otro en la parte frontal, otra perforación más para la entrada del haz laser y otra para la salida del haz, utilizada únicamente cuando el haz de luz esta colimado, para evitar haces de luz perdidos que interfieran en la toma de imágenes, se sellaron los bordes de los orificios hechos en los laterales con silicón con el fin de evitar que escapara el aerosol o que ingresaran partículas de aerosol a la cámara del nefelómetro.

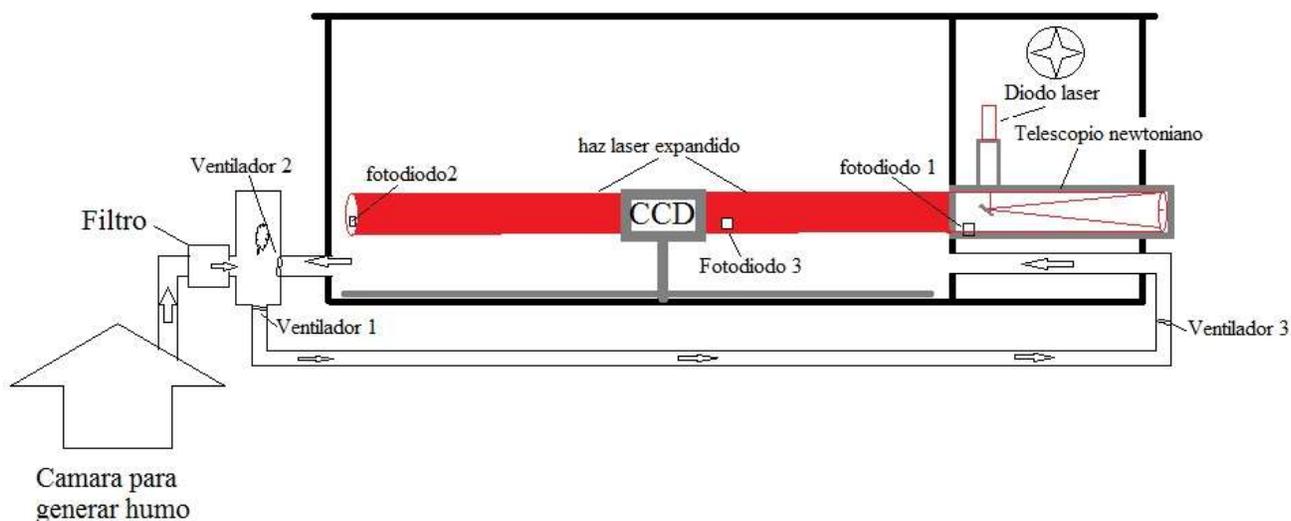


Figura 5.2. Vista lateral del esquema del nefelómetro integral de celda recíproca, con haz expandido con telescopio newtoniano con una fuente de luz de laser de diodo.

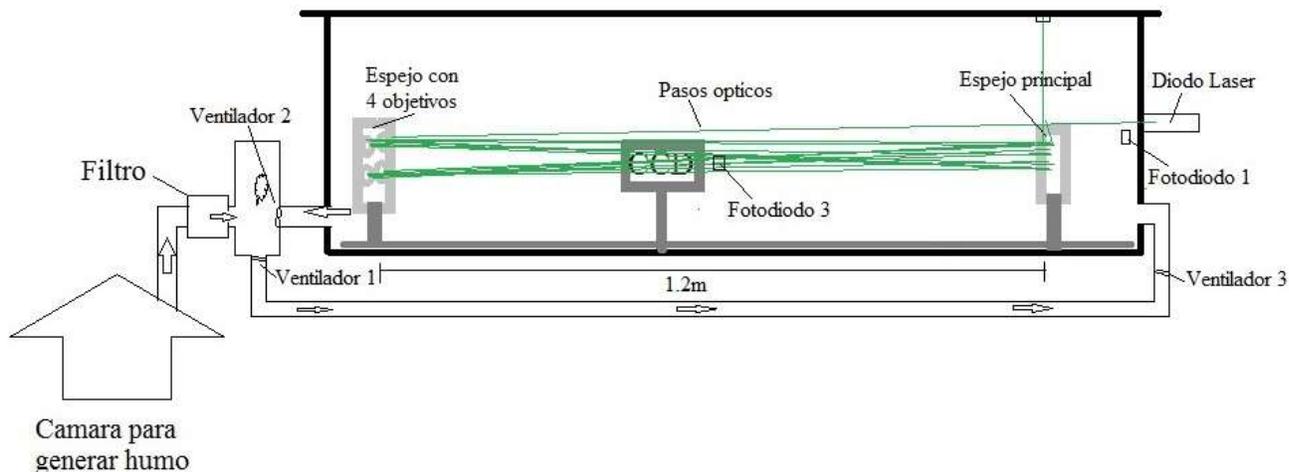


Figura 5.3. Vista lateral del esquema del nefelómetro integral de celda recíproca, con un sistema óptico multipasos con una fuente de luz de laser de diodo.

El instrumento fue construido con placas de acrílico, unido con silicón negro para formar la celda, las caras interiores de la celda se pintaron de color negro mate para reducir la cantidad de reflexión de haces perdidos al interior del instrumento, la estructura que sostienen las placas de acrílico son tiras de madera, las medidas externas de la cámara son 1.5 m de largo por 0.5m de ancho y 1m de alto, resultando con un volumen interior de 5640 litros, En principio, la cámara podría haberse hecha más pequeña, pero para las pruebas iniciales requerían, de un volumen interno más grande para fines de alineación, prueba y ajuste de la celda multipasos. Las bases de la celda óptica multipasos (tienen dimensiones de 30 cm de largo por 5 de ancho con 40 cm de alto) son de metal y cuenta con 2 planos perpendiculares con 6 espejos cada uno de estos espejos tiene película delgada de aluminio, los muros de la celda de medición tienen 1 cm de grosor, se le hicieron 6 perforaciones a las partes laterales de la celda, dos para introducir tubos para la entrada del aerosol y salida del mismo, 2 perforaciones más para la colocación de la cámara fotográfica digital, una en la tapa superior de la celda y otro en la parte frontal, otra perforación más para la entrada del haz laser y otra para la salida del haz, utilizada únicamente cuando el haz de luz esta colimado, para evitar haces de luz perdidos que interfieran en la toma de imágenes, se sellaron los bordes de los orificios hechos en los laterales con silicón con el fin de evitar que escapara el aerosol o que ingresaran partículas de aerosol a la cámara del nefelómetro.

El equipo se instaló en una mesa estable para mantener una estabilidad relativa en la posición de los componentes, también se protegió de las grandes variaciones de temperatura y humedad, como de grandes fuentes de luz, la temperatura exterior de funcionamiento es de 17°C donde encontramos mayor estabilidad en las medidas.

Se empleó en el experimento un láser de estado sólido bombeado por diodo con una longitud de onda de $\lambda = 532$ nm (verde) de onda continua y con potencia de 80 mW usado como fuente de luz incidente, para repetir los mismos experimentos y captar alguna diferencia entre experimentos se empleó también un láser de diodo de 650 nm (rojo) a 200 mW en la tabla 5.1 se muestran las características físicas de los láseres empleados para este trabajo, cabe mencionar que cada una de estas características se comprobaron experimentalmente.

Tabla 5.1. Tabla de características de los láseres ocupados para el experimento de esta tesis.

Modelo No	R200	G80
Potencia de salida, mW	195	>80
Divergencia del haz (mrad)	<2	<1.2
Diámetro de haz en apertura (mm)	<3.5	<1.5
Modo trasversal	TM ₀₀	TM ₀₀
Modo de operación	CW, onda continua	CW, onda continua
Estabilidad de potencia	<5%	<10%
Longitud de onda (nm)	650	532
Medio de prueba	Temperatura ambiente	Temperatura ambiente
Temperatura de operación	15°C a 40 °C	15°C a 40 °C
Voltaje de alimentación	De 5V a 12V	5V/12V
Tiempo de vida	5000 hrs	5000 hrs
Periodo de garantía	1 año	1 año

El haz de laser tiene una salida gaussiana con un ancho de 3.5mm en promedio y su intensidad decrece con un factor de $1/e^2$.

5.2 Fuente de Alimentación del sistema

La fuente de alimentación se encarga de proveer energía eléctrica a los dispositivos del sistema, que lo requieren, para este trabajo hemos utilizamos una fuente ATX a 500W, que a su vez se encarga básicamente de transformar la corriente alterna de la línea eléctrica comercial ya sea de 127VCA o de 220 VCA en corriente directa VCD; así como de reducir su voltaje. Esta corriente es utilizada por los elementos electrónicos del sistema (Diodo y driver del láser, ventiladores, fotodiodos, por recomendación técnica si la distancia de conexión entre la fuente de alimentación y el dispositivo es mayor a 0.5m, debe colocarse un capacitor de tantalio o electrolítico en la línea de alimentación de $1\mu\text{F}$). Otra función es la de suministrar la cantidad de corriente y voltaje que los dispositivos requieren así como de protegerlos de problemas en el suministro eléctrico como variaciones considerables de voltaje, y protección contra un corto circuito.

La siguiente tabla muestra la salida de voltaje de corriente continua que puede suministrar este dispositivo a los componentes del sistema.

Tabla 5.2. Código de colores de los cables con su voltaje correspondiente de una fuente ATX.

Naranja (+3.3V)	Naranja (+3.3V)
Negro (Tierra)	Azul (-12 V)
Rojo (+5 Volts)	Verde (Power On)
Amarillo (+12V)	Negro (Tierra)

Nota: para el encendido de la fuente ATX el cable color verde debe permanecer unido con un cable negro.

5.3 Fotodetectores

Un **fotodetector** es un sensor que genera una señal eléctrica dependiente del fotón incidente el cual crea una recombinación entre un par electrón hueco en un dispositivo semiconductor y también es causado por la liberación de electrones en un tubo fotomultiplicador (PMT). Hay algunas frecuencias bajo las cuales el detector no funciona a la energía óptica, considere que la frecuencia de radiación debe ser más grande que la frecuencia de umbral ν_{th} donde $h\nu_{th} = E_g$, E_g es la banda prohibida en un semiconductor o la función de trabajo del cátodo en un fotomultiplicador y h es la constante de Planck. Tome en cuenta que algunos fotodetectores están basados en el efecto fotoeléctrico, otros en el fotovoltaico, fotoelectroquímico y otros en la fotoconductividad.

5.3.1 Fotodiodo

Un **fotodiodo** es un dispositivo semiconductor construido con una tecnología de unión $P-N$, sensible a la incidencia de la luz visible o infrarroja. Básicamente es un diodo de unión $P-N$, diodo $p-i-n$, o un diodo de avalancha. La fabricación y operación de los fotodiodos son basadas en una unión formada por semiconductores tipo p y tipo n y posteriormente unidos entre ellos. Para que su funcionamiento sea correcto se polariza inversamente, con lo que se producirá una cierta circulación de corriente cuando sea excitado por la luz. Debido a su construcción, los fotodiodos se comportan como células fotovoltaicas, es decir, si se iluminan y no existe una fuente exterior de energía el dispositivo genera una corriente muy pequeña con el positivo en el ánodo y el negativo en el cátodo.

Cuando un haz de luz de suficiente energía incide en el diodo, excita un electrón dándole movimiento y creado un hueco con carga positiva. Si la absorción ocurre en la zona de agotamiento de la unión, o a una distancia de difusión de él, estos portadores son retirados de la unión por el campo de la zona de agotamiento, produciendo una fotocorriente.

Los diodos tienen un sentido normal de circulación de corriente, que se llama polarización directa. En ese sentido el diodo deja pasar la corriente eléctrica y prácticamente no lo permite en el sentido inverso. En el fotodiodo la corriente (que varía con los cambios de la luz) es la que circula en sentido inverso al permitido por la unión del diodo. Es decir, para su funcionamiento el fotodiodo es polarizado de manera inversa. Se producirá un aumento de la circulación de corriente cuando el diodo es excitado por la luz. En ausencia de luz la corriente presente es señal muy pequeña la cual recibe el nombre de corriente de oscuridad.

5.3.2 Fotodiodos de avalancha

Fotodiodos de avalancha Tienen una estructura similar, pero trabajan con voltajes inversos mayores. Esto permite a los portadores de carga fotogenerados ser multiplicados en la zona de avalancha del diodo, resultando en una ganancia interna, que incrementa la respuesta del dispositivo.

Los fotodetectores suelen estar hechos de silicio, germanio; o de cualquier otro material semiconductor, la elección de un fotodiodo en específico dependerá de la longitud de onda que se desee detectar. A continuación se muestra una tabla con los materiales semiconductores que mayormente se emplean para su fabricación.

También es posible la fabricación de fotodiodos para su uso en el campo de los infrarrojos medios (longitud de onda entre 5 y 20 μm), pero estos requieren refrigeración por nitrógeno líquido.

Tabla 5.3. Materiales semiconductores que mayormente se emplean para su fabricación.

Material	Longitud de onda (nm)
Silicio	190–1100
Germanio	800–1900
Indio galio arsénico (<i>InGaAs</i>)	800–2600
Sulfuro de plomo	<1000-3900

Los primeros nefelómetros se construyeron con fotodiodos de selenio de una superficie amplia.

5.3.3 Dispositivo de carga acoplada

Un **dispositivo de carga acoplada** es una traducción del inglés de las palabras *charge-coupled device*, conocido también como **CCD**, este es un circuito integrado que contiene un número determinado de condensadores enlazados o acoplados en forma matricial. Bajo el control de un circuito interno, cada condensador puede transferir su carga eléctrica a uno o a varios de los condensadores que estén a su lado en el circuito impreso. La alternativa digital a los CCD son los dispositivos CMOS (*complementary metal oxide semiconductor*) utilizados en algunas cámaras digitales. En la actualidad los CCD son mucho más populares en aplicaciones profesionales en cámaras digitales.

El término CCD es conocido popularmente como la designación de uno de los elementos principales de las cámaras fotográficas y de video digitales. En éstas, el CCD es el sensor con diminutas células fotoeléctricas que registran la imagen. Desde allí la imagen es procesada por la cámara y almacenada en una tarjeta de memoria.

La capacidad de resolución o de detalle de la imagen depende del número de células fotoeléctricas del CCD. Este número se expresa en píxeles. A mayor número de píxeles, mayor nitidez en relación con el tamaño. Actualmente las cámaras fotográficas digitales incorporan CCD con capacidades de hasta ciento sesenta millones de píxeles (160 megapíxeles).

Los píxeles del CCD registran graduaciones de intensidad de los tres colores básicos: rojo, verde y azul, por lo cual es necesario reunir tres píxeles diferentes para cierta tonalidad de color, uno para cada color, forman un conjunto de células fotoeléctricas capaces de captar cualquier color en la imagen. Para conseguir esta separación de colores, la mayoría de cámaras CCD utilizan una máscara de Bayer que proporciona una trama para cada conjunto de cuatro píxeles de forma que un pixel registra luz roja, otro luz azul y dos píxeles se reservan para la luz verde (el ojo humano es más sensible a la luz verde que a los colores rojo o azul) posteriormente esta información es procesada y convertida por un convertidor analógico digital, a una señal digital que posteriormente puede ser almacenada en una memoria. El resultado final incluye información sobre la luminosidad en cada píxel pero con una resolución en color menor que la resolución de iluminación. Se puede conseguir una mejor separación de colores utilizando dispositivos con tres CCD acoplados y un dispositivo de separación de luz como un prisma dichroico que separa la luz incidente en sus componentes rojo, verde y azul. Estos sistemas son mucho más caros que los basados en máscaras de color sobre un único CCD.

Los detectores CCD, al igual que las células fotovoltaicas, se basan en el efecto fotoeléctrico, la conversión espontánea de luz recibida en corriente eléctrica que ocurre en algunos materiales sensibles del detector CCD depende de la *eficiencia cuántica* del chip, la cantidad de fotones que deben incidir sobre cada detector para producir una corriente eléctrica, depende del número de electrones producido que es proporcional a la cantidad de luz recibida. Al final de la exposición los electrones producidos son transferidos de cada detector individual (*fotosite*) por una variación cíclica de un potencial eléctrico aplicada sobre bandas de semiconductores horizontales y aisladas entre sí por una capa de SiO_2 . De este modo, el CCD se lee línea a línea, aunque existen numerosos diseños diferentes de detectores.

En todos los CCD el ruido electrónico aumenta fuertemente con la temperatura y suele doblarse cada 6 u 8 C. En algunas aplicaciones de fotografía CCD es necesario refrigerar los detectores para poder utilizarlos durante largos tiempos de exposición.

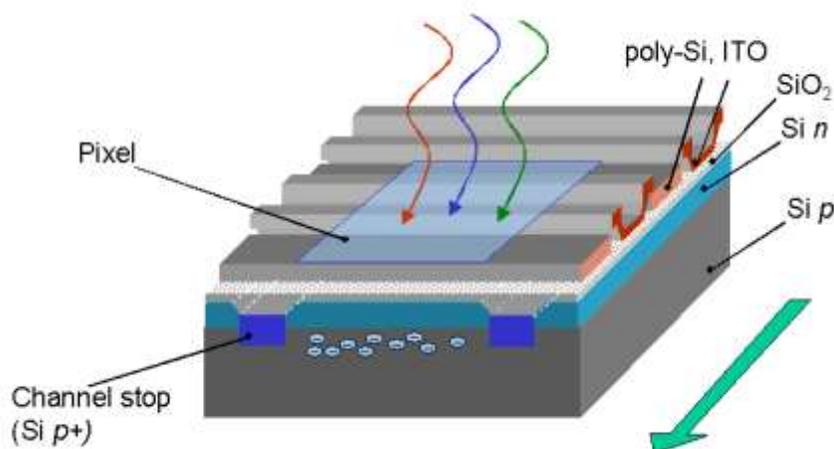


Figura 5.4. Píxel de un dispositivo CCD

La sensibilidad de un CCD típico puede alcanzar hasta un 70% comparada con la sensibilidad típica de películas fotográficas en torno al 2%. Por esta razón, y por la facilidad con la que la imagen puede corregirse de defectos por medios informáticos, la fotografía digital sustituyó rápidamente a la fotografía convencional en casi todos los campos de la ciencia. Una desventaja importante de las cámaras CCD frente a la película convencional es la reducida área de los CCD, lo que impide tomar fotografías de gran campo comparable a algunas tomadas con película clásica. Las imágenes en color

se obtienen tras el procesamiento informático de imágenes del mismo campo tomadas con diferentes filtros en varias longitudes de onda.

Las imágenes obtenidas por una cámara CCD son sometidas a un proceso de corrección que consiste en restar de la imagen obtenida la señal producida espontáneamente por el chip por excitación térmica (campo oscuro) y dividir por una imagen de un campo homogéneo (campo plano o *flat field*) que permite corregir las diferencias de sensibilidad en diferentes regiones del CCD y corregir parcialmente defectos ópticos en la cámara o las lentes del instrumento utilizado.

5.3.4 Fotomultiplicador

El Fotomultiplicador es un tipo de detector óptico de vacío que aprovecha el efecto de emisión secundaria de electrones para responder a niveles muy bajos de iluminación, manteniendo un nivel de ruido aceptable. Con la llegada de los dispositivos CCD y su gran eficiencia cuántica, los fotomultiplicadores han visto reducirse grandemente sus aplicaciones, quedando prácticamente reducidos a los detectores de partículas, basados en la radiación de Cherenkov.

Un fotomultiplicador está compuesto de un fotocátodo, que emite electrones cuando sobre él inciden fotones de energía adecuada. Un campo eléctrico acelera estos electrones y los dirige hacia un ánodo, que en estos tubos recibe el nombre de dinodo. La energía de los electrones incidentes provoca la emisión un número mayor de electrones secundarios que son dirigidos hacia un segundo dinodo. El número de dinodos y su disposición varía con el modelo de fotomultiplicador.

Un tubo fotomultiplicador consiste de un cátodo foto-emisivo (fotocátodo), consistente de metales alcalinos con funciones de trabajo bajas, seguido de electrodos enfocadores, un multiplicador de electrones (dinodos) y un colector de electrones (ánodo) en un tubo al vacío.

Cuando la luz entra al fotocátodo, este convierte la energía de la luz incidente en fotoelectrones emitidos al vacío, los cuales son enfocados hacia los dinodos, donde son multiplicados en un proceso de emisión secundaria y de esta forma constituye un amplificador de bajo-ruido. Estos dinodos están en un potencial altamente positivo y progresivo. Algunos fotoelectrones son emitidos desde el cátodo y son acelerados hacia el dinodo. Algunos electrones secundarios son inyectados como resultado de las colisiones de los fotoelectrones con la superficie de los dinodos. Y así al final, la señal de salida se obtiene en el ánodo. La eficiencia en la conversión o sensibilidad del cátodo, varía con la longitud de onda de la luz incidente. La relación entre la sensibilidad del cátodo y la longitud de onda se llama respuesta espectral característica. Debido a la mencionada emisión secundaria de cada dinodo, el tubo fotomultiplicador tiene una alta sensibilidad y un bajo ruido.

Como primera etapa de amplificación, los electrones secundarios son acelerados hacia el dinodo más positivo y el proceso se repite. La amplificación del haz de electrones se colecta por el ánodo. La multiplicación de electrones en cada dinodo o la ganancia A de electrones depende del material del dinodo y de la diferencia de potencial entre los dinodos. La ganancia total G del tubo fotomultiplicador (PMT) está dado por:

$$G = A^n$$

Donde n es el número de dinodos. La ganancia típica esta alrededor de 10^6 . El fotomultiplicador es extremadamente rápido y sensitivo, pero son dispositivos muy caros y requieren de una electrónica muy dosificada. Estos tubos son influenciados por los campos magnéticos, sin embargo hay diseños de fotomultiplicadores a los cuales no les afecta los campos magnéticos

5.4 Cámara digital con dispositivo CCD

En este trabajo empleamos una cámara fotográfica digital de la marca Fujifilm FinePix S9600 que funciona con un dispositivo CCD en la tabla 5.6 se muestran sus características físicas.

Esta cámara se alinea a 90° del haz de luz láser, se debe tener cuidado de que el haz láser no incida directamente con el dispositivo CCD, debido a que el láser de diodo concentra en una área reducida bastante intensidad de luz, que puede quemar los fotodiodos con los que está compuesto el CCD de la cámara digital.

Tabla 5.6. Características de la cámara fotográfica digital.

Modelo	Cámara digital FinePix S9600
Píxeles efectivos	9.0 millones de píxeles
Formato de archivo	JPEG, RAW, DPOF
Sensibilidad	ISO 80/100/200/400/800/1600
Enfoque	Automático, Manual,
Apertura	F2.8 hasta F11 con 13 pasos seleccionables o automático.
CCD	1/1.6 pulgadas. Súper CCD HR

Para la adquisición de las imágenes con el dispositivo CCD que esta al interior de la cámara fotográfica debe instalarse como se muestra en la siguiente figura 5.5. Al igual que los fotodiodos debe tomarse en cuenta que $h = 25$ cm al centro del haz laser y que la cámara únicamente tomara a $a = 27$ cm de la imagen frente al dispositivo CCD.

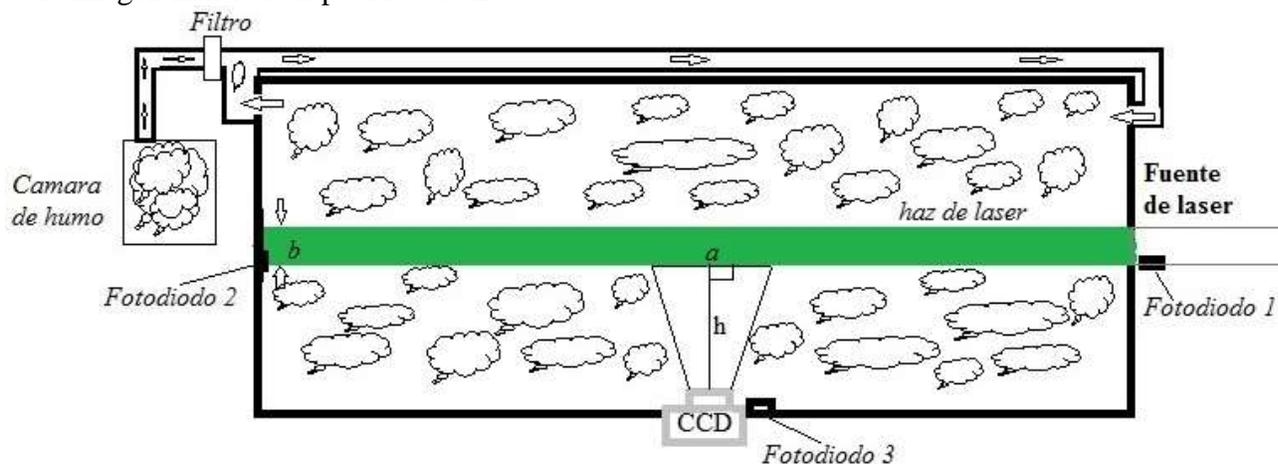


Figura 5.5. Vista superior de la cámara que constituye el nefelómetro integral de celda recíproca

Algunas cámaras de CCD incorporan una celda Peltier para operar a 2.5°C y de esta forma reducir el ruido térmico.

Para llevar a cabo el procesamiento digital de imágenes es necesario considerar algunas precauciones mínimas para garantizar la reproducibilidad de los resultados de densitometría óptica digital:

1. Utilizar el mismo equipo de medida y análisis.
2. Fijar y anotar las condiciones de iluminación del ambiente donde se realizan las mediciones.
3. Fijar y anotar las condiciones ópticas de la celda (distancia de objetivos al haz de luz, especificaciones del haz de luz láser, etc.)
4. Fijar y anotar la configuración de la cámara (para nuestro trabajo siempre se usa la cámara en modo manual por lo que hay que especificar el ISO, la apertura, velocidad de obturador, etc).

5. Fijar y anotar las opciones de captura de imágenes en el software de captura.
6. Utilizar condiciones idénticas en sucesivas sesiones de captura de imágenes.
7. Comprobar que para una misma preparación el nivel de gris obtenido es idéntico en diferentes sesiones de captura. Por ejemplo, comprobar que los niveles de gris correspondientes a las diferentes densidades ópticas del filtro neutro de densidad óptica variable son aproximadamente los mismos en diferentes sesiones de captura.
8. Aplicar los siete criterios previos en todos los casos.

La configuración de la cámara para la toma de imágenes fue la siguiente:

Velocidad de obturador: 1/1.6

Apertura; F2.8

ISO: 200

No se empleó el zoom

No se utilizó el flash

5.5 Diagrama de conexión para el fotodiodo

El OPT101 es un fotodiodo monolítico en chip con amplificador de transimpedancia. Que aumenta la tensión de salida linealmente con la intensidad de la luz. El amplificador está diseñado para una sola fuente de alimentación o para una fuente dual, por lo que es ideal para diseños de equipos operados con batería. La combinación integrada de fotodiodo y el amplificador de transimpedancia en un solo chip elimina los problemas más frecuentes en los diseños discretos como errores de corriente de fuga, el ruido de traslado, y obtienen un pico debido a las capacidades parásitas. El fotodiodo tiene una dimensión de 0,09 pulgadas x 0,09 es operado en el modo fotoconductor para una excelente linealidad y baja corriente de oscuridad. El OPT101 puede operar desde $\pm 2.7V$ a $\pm 36V$ y su suministro de corriente de reposo es de sólo 120 μA .

Las aplicaciones con fuentes de alimentación de alta impedancia pueden requerir condensadores de desacoplo y deben ubicarse cerca de los pines del dispositivo. La salida de 7.5mV dc corresponde a la salida en la oscuridad y aumenta con el incremento de la iluminación.

La Corriente del fotodiodo, I_D , es proporcional a la potencia radiante, o al flujo, (en Watts) que cae en el fotodiodo. En una longitud de onda de 650 nm (rojo visible) la responsividad del fotodiodo, R_I , es de aproximadamente 0.45A / W. La responsividad en otras longitudes de onda se muestra en la curva de rendimiento típico "Responsividad vs Longitud de onda." Figura 5.6. La curva de rendimiento típica de "Voltaje de salida vs potencia radiante " muestra la respuesta a través de una amplia gama de potencia radiante. La curva de respuesta "Voltaje de salida vs irradiancia" se basa en el área del fotodiodo de 5,2 mm².

La salida de la tensión del OPT101 es el producto de la corriente del fotodiodo por la resistencia de realimentación, ($I_D R_F$), más una tensión de, V_B , de aproximadamente 7.5mV introducido por la operación del suministro de energía por una fuente sencilla. La resistencia de realimentación interna es recortada con un láser para que tenga un valor exacto de 1M Ω . El uso de esta resistencia, hará que el voltaje de salida tenga una responsividad, R_V , que es de aproximadamente 0.45V / μW en una longitud de onda de 650 nm.

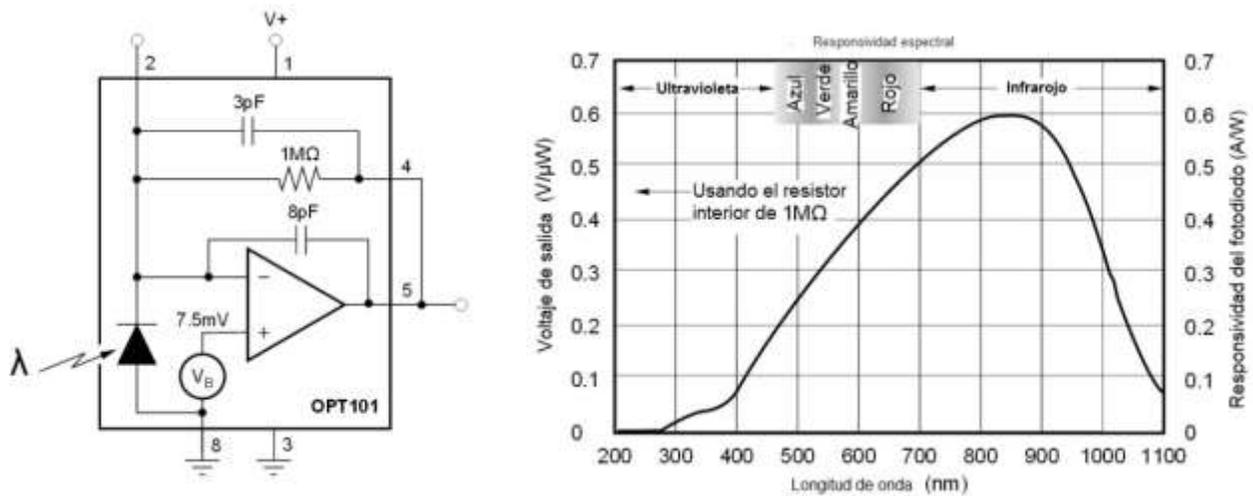
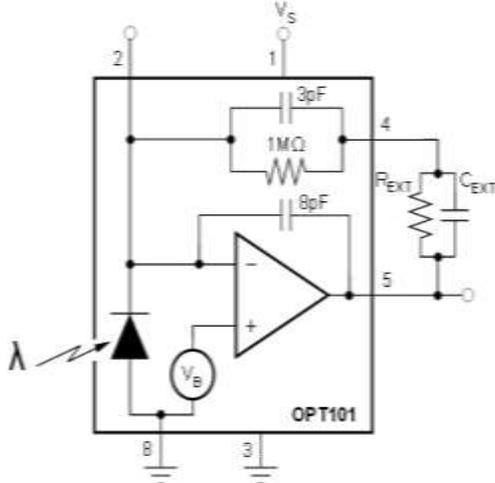


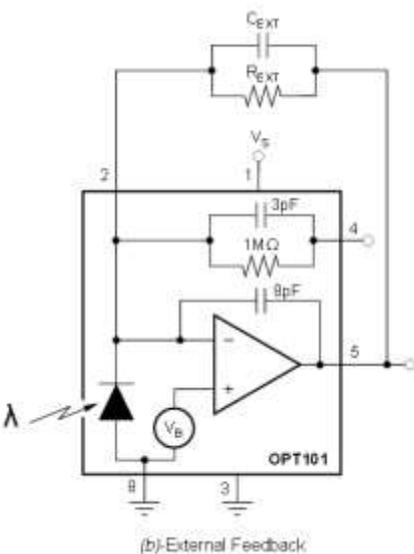
Figura 5.6. Conexiones del circuito OPT101. Para operar con una única fuente de alimentación, el uso de la resistencia de realimentación $1\text{M}\Omega$ interna es para obtener una respuesta de $0.45\text{V} / \mu\text{W}$ a 650 nm .

5.5.1 Cambio de responsividad



(a)-Series R_{EXT}

R_{EXT} ($\text{M}\Omega$)	C_{EXT} (pF)	DC Gain ($\times 10^6 \text{V/A}$)	Bandwidth (kHz)
1	50	2	8
2	25	3	6
5	10	6	2.5
10	5	11	1.3
50	—	51	0.33



(b)-External Feedback

R_{EXT} ($\text{M}\Omega$)	C_{EXT} (pF)	DC Gain ($\times 10^6 \text{V/A}$)	Bandwidth (kHz)
$0.05^{(1)}$	56	0.05	58
$0.1^{(1)}$	33	0.1	44
1	—	1	23
2	—	2	9.4
5	—	5	3.6
10	—	10	1.8
50	—	50	0.34

Figura 5.7. Conexiones del circuito OPT101. Para operar con una única fuente de alimentación, con el uso de resistencia externa para obtener una respuesta mayor de $0.45\text{V} / \mu\text{W}$ a 650 nm .

Una resistencia externa, R_{EXT} , puede conectarse para establecer una tensión diferente en relación a la responsividad para aumentar la capacidad de respuesta, esta resistencia puede ser colocada en serie con la resistencia interna de $1M\Omega$ (Figura 5.7), o la resistencia externa puede sustituir a la resistencia interna pero en este caso no se conecta el pin 4 (Figura 5.7). La segunda configuración también permite la ganancia del circuito que se reduce por debajo de $10^6 V / A$ mediante el uso de resistencias externas de menos de $1M\Omega$.

La Figura 5.7 incluye tablas que muestran la responsividad y ancho de banda. Para los valores de R_F de menos de $1M\Omega$, y un condensador externo, C_{EXT} que debe ser conectado en paralelo con R_F Este condensador elimina la ganancia pico y evita la inestabilidad. El valor de C_{EXT} puede determinarse en la tabla de la Figura 5.7. Los valores de R_F , distintos de muestra en la tabla, se puede interpolar.

Las aplicaciones que utiliza una resistencia de realimentación significativamente más grande que la resistencia de $1M\Omega$ interna pueden requerir una consideración especial. La Corriente de polarización de entrada del amplificador operacional y la corriente de oscuridad del fotodiodo incrementan significativamente a temperaturas más altas. Este aumento combinado con el incremento de la ganancia ($R_F > 1M\Omega$) puede causar que la salida del amplificador operacional sea conducido a tierra a altas temperaturas. Tales aplicaciones pueden requerir un voltaje de polarización positiva aplicada al pin 8 para asegurar que la salida del amplificador operacional permanece en la región de funcionamiento lineal cuando el fotodiodo no está expuesto a la luz.

Alternativamente, una fuente de alimentación dual se puede utilizar. La salida puede ser negativa al detectar condiciones de oscuridad.

5.6 Generación de partículas con humo de madera.

El humo de madera es un aerosol compuesto por pequeñas partículas suspendidas en un medio gaseoso considerado como un producto producido por combustión incompleta de material orgánico, estas partículas están compuestas por pequeñas partículas sólidas y líquidas dispersas en el aire. El humo de madera se produce bajo algunas condiciones de descomposición térmica, en nuestro experimento estamos interesados en la producción de humo blanco debido a que este tiene bajo coeficiente de absorción en comparación al humo negro que contiene grandes cantidades de partículas de carbón y su coeficiente de absorción es grande.

El humo negro Inicialmente para producir humo. Se necesita de una pequeña cámara y de una llama de difusión. Su parte inferior debe estar bien oxigenada, lo que explica la progresión del fuego y el exceso de aire u oxígeno produce el humo negro. La parte superior de la llama no puede capturar el oxígeno y se produce la combustión incompleta (sólo en la parte superior de la llama) produciendo así humo negro, cargado de carbón. A esto se añade el hecho de que la llama de difusión es muy sensible al tacto: apenas toca una pieza de material orgánico y, producirá humo. En ambos casos (la llama en una zona de baja oxigenación o llama tocando algo, o ambos a la vez), el humo es negro. Sabiendo que este humo se produce por una alteración de la llama, se infiere que cuando la llama se ha ido, esta dejará de producir humo negro. Puede que se quede atrapado en la cámara, pero la producción se detendrá.

El humo blanco Al calentar un elemento combustible (trozo de madera, Figura 5.8 por ejemplo), comienza por secarse, lo que produce vapor de agua, visible como "humo blanco". Una vez que el agua se evaporó, entramos en la fase de pirólisis que también produce humo blanco (gas de pirólisis). En nuestra cámara, se mantendrá un carbón vegetal con fuego, y se mantenía incandescente sin producir llama, sobre de este carbón se colocaba material orgánico (incienso de copal fresco) que

se mantenía caliente, por lo tanto, seguía siendo pirolisado hasta extinguirse el carbón, mismo cuando el fuego se extingue.



Figura 5.8. Incienso de copal sobre carbón vegetal para generar humo blanco.

En la práctica es difícil controlar el proceso de la generación de humo de madera. Sin embargo, el proceso puede ser monitoreado indirectamente por la medición de la densidad óptica del humo como la razón de deposición de humo, aparece ser directamente proporcional a la densidad óptica hay varios factores envueltos en la medición de la densidad óptica del humo de madera.

Cuando la madera se calienta, hay un proceso de destilación y degradación en la estructura física y la cantidad de humo generado depende de diferentes factores, como el tipo de madera usada, la temperatura las condiciones del tiempo. Al enfriarse el humo generado desprende vapor condensado y generan partículas visibles, el rango de temperatura requerido para generar humo de madera va desde 20°C a 800°C el humo generado para nuestro experimento se describe como vapor aparentemente transparente su apariencia física a la hora de la generación fue humo color blanco, del cual sus partículas que componen este humo al paso del tiempo incrementaba la atenuación de la luz visible La suspensión de este material provoca la dispersión de la luz y la absorción de la potencia óptica depende de la longitud de onda empleada.

El índice de refracción del humo de madera se puede encontrar utilizando un método basado en la transmisión de la luz, o en un método basado en la reflexión total interna dentro de un prisma ya sea para la luz roja (650nm), verde (532nm) y azul (450nm) estas fuentes de color pueden obtenerse con una lámpara de tungsteno y con unos filtros kodak en el artículo de W. W. Foster, “Atenuación de la luz con humo de madera” nos da algunos datos de cómo encontrar el índice de reflexión para el humo.

El índice de refracción para el humo con luz de 650 nm es de 1.528 para una longitud de onda de 532 nm - 1.534 y para 450 nm - 1.538. Estos resultados fueron encontrados con el método de la trasmisión de la luz, también se encontró el índice de absorción para humo de madera para diferentes longitudes de onda.

Tabla 5.4. Variación del índice de absorción con la longitud de onda.

Longitud de onda (nm)	Índice de absorción, cm^{-1}	Longitud de onda (nm)	Índice de absorción cm^{-1}
440	0.0053	620	0.00062
460	0.0038	660	0.00041
480	0.0027	700	0.00030
500	0.0019	740	0.00024
540	0.0014	780	0.00029
580	0.0015	820	0.00055

Cabe mencionar que para nuestro experimento el índice de reflexión se asume que es constante para longitudes de onda de $360\text{nm} < \lambda < 840\text{nm}$ así que el índice de reflexión del humo blanco es de 1.533

La absorción y la dispersión de la luz por partículas de humo de madera indican que el radio promedio de las partículas es de cerca de 100nm a 200nm.

Cuando se genera el humo tiene las siguientes propiedades.

- La distribución de humo es uniforme hasta cierta altura.
- El humo generado es independiente de la cantidad de aire disponible y de los efectos de borde debido a la conducción térmica, corriente de convección o radiación.
- Para el humo dado, la densidad óptica es una función lineal de la concentración.
- La coagulación (aglomeración), deposición, y otros cambios en el humo después de su generación son independientes del tamaño o la forma de la cámara que lo contiene.

La visión humana o fotometría a través de la dispersión de la luz por el humo o aerosol, es expresado en términos de densidad óptica, ambos son similares.

La densidad óptica se define como:

$$D = \log_{10} \left(\frac{F_o}{F} \right) = \frac{\sigma L}{2.303} = \frac{K\pi r^2 n L}{2.303}$$

Donde

- F - Flujo transmitido
- F_o - Flujo incidente
- σ - Coeficiente de atenuación
- L - longitud de camino óptico
- K - Constante proporcional
- r - Radio de la partícula
- n - es el número de partículas por unidad de volumen.

Para aerosoles monodispersados (sólo un gas dispersado en el seno de otro gas), se ha encontrado que el coeficiente de atenuación σ es proporcional al producto del tamaño de las partículas por el número de las mismas, lo que puede expresarse como:

$$\sigma = K\pi r^2 n$$

La densidad óptica específica también es proporcional al camino óptico con longitud L y al volumen V de la cámara que contiene el humo así como el área A donde se produce el humo, tal que es apropiado escribir la densidad óptica específica como.

$$D_s = D \frac{V}{AL} = \frac{V}{AL} \log_{10} \left(\frac{F_o}{F} \right) = \frac{V K\pi r^2 n}{A 2.303}$$

5.7 Procesamiento de imágenes.

En su acepción más amplia, el término hace referencia a un conjunto de técnicas destinadas a obtener datos relativos a un sistema objeto de estudio a partir de imágenes de dicho sistema. Los datos

de interés en este trabajo son de interés numérico. El análisis de imágenes nos servirá para medir la intensidad de la dispersión de la luz por las partículas que componen el aerosol.

Para software de captura y análisis de imágenes digitales. Es necesario diferenciar entre los procesos de captura y análisis de una imagen digital.

En cada uno de ellos se realiza con un software diferente. En general, el software de captura se proporciona junto con la cámara mientras que para el de análisis se adquiere aparte. Dicho esto, existen programas que permiten capturar y analizar imágenes. En este trabajo utilizaremos un programa de libre distribución llamado *ImageJ* el cual permiten realizar prácticamente cualquier tipo de análisis morfológico y densitométrico de las imágenes capturadas. En este trabajo se utiliza el análisis densitométrico en específico la densitometría óptica.

DENSITOMETRÍA ÓPTICA. Es una técnica que permite medir la cantidad de luz que absorbe un material. En nuestro caso, sirve, para determinar cuantitativa y objetivamente la presencia de determinadas moléculas o partículas, en el medio ambiente. Se basa en medir la densidad óptica en la región de donde se tomó la imagen.

¿Qué es la densidad óptica (D)? Se define como el logaritmo del cociente entre la intensidad de luz que incide sobre una imagen o una película translúcida (I_i) y la intensidad de luz que se refleja de la imagen o que se transmite a través de dicha película (intensidad emergente I_e). También se denomina absorbancia óptica (A). Por ejemplo, si la intensidad de la luz emergente es igual a la de la incidente ($I_e = I_i$) existe un 100% de transmisión de luz y, por tanto, $D = 0$. Si la intensidad que emerge es un 10% de la incidente (transmisión es del 10%), entonces $D = 1$.

La densidad óptica de una imagen puede estimarse indirectamente a partir de su imagen digital midiendo el nivel de gris medio sobre dicha región. A continuación se explica cómo hacerlo con el software *ImageJ*. En este caso, la imagen a analizar corresponde a una imagen con bastante iluminación. Es decir, cuanto más iluminación aparece en una región de la imagen, mayor es la concentración de partículas en dicha región.

Los pasos necesarios son los siguientes:

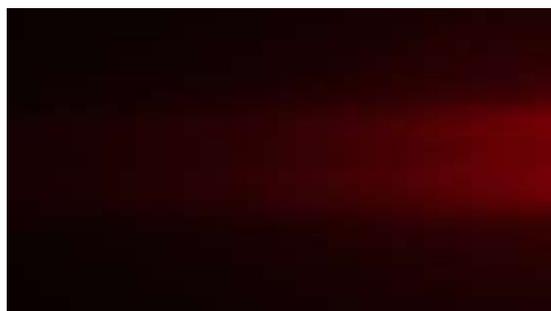
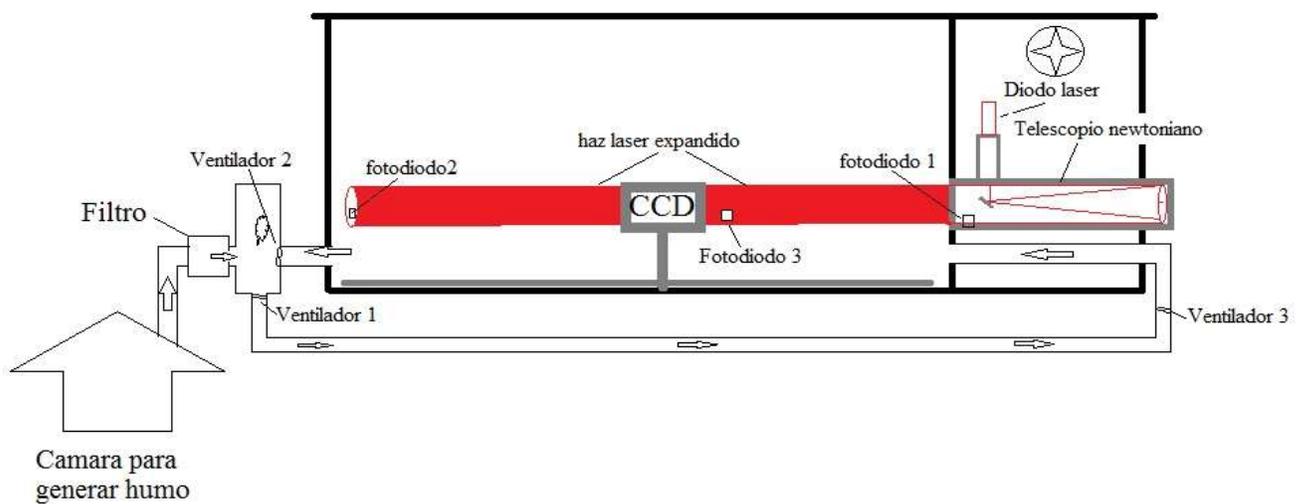
1. Abra la imagen digital. Para ello, abra el menú: “File/Open”. Busque la carpeta en la que se encuentre la imagen. Seleccione el archivo de la imagen y haga clic en el botón “Abrir”. Se supone que su imagen es de 8 bits (256 niveles de gris). Si no es así, elija el menú “Image/Type” y marque la opción “8-bit”.
2. Elija el menú: “Analyze/Measure”. Aparecerá una nueva ventana “Results”. En ella, se muestra el tamaño de la partícula (*Area* en píxeles), el nivel de gris medio (*Mean*), el nivel de gris mínimo (*Min*) y el máximo (*Max*) dentro de la partícula.
3. Puede obtener información adicional sobre la imagen. Para ello, elija el menú: “Analyze/Set measurements”. Aparecerá una ventana en la que puede seleccionar todas aquellas medidas que desee obtener sobre la partícula. Por ejemplo, puede obtener la desviación estándar de los niveles de gris contenidos en la partícula, o el nivel de gris modal.

La densitometría óptica digital en este trabajo se aplica para investigar la concentración de partículas a partir de una imagen digital. En este tipo de problemas, la densidad óptica es proporcional a la concentración de las partículas. Ya se ha explicado cómo determinar la densidad óptica. La

pregunta, ahora, es cómo estimar la concentración de las partículas a partir de la densidad óptica. El problema no es trivial.

En el mejor de los casos, será posible conseguir filtros de calibración que permiten establecer una correspondencia directa entre el nivel de gris y la concentración de partículas objeto de estudio. Sin embargo, estos filtros no existen para la mayoría de los problemas. En tales casos, una buena solución es comparar la densidad óptica de una muestra anteriormente ya caracterizada con otra procedente de otro experimento en cuestión (*control negativo*). De esta forma, el problema se reduce a un problema estadístico de comparación de densidades ópticas (o niveles de gris) de dos muestras. Es imprescindible, sin embargo, que ambas muestras procedan del mismo sistema de medición y que se hayan procesado de la misma forma.

5.8 Experimentación con láser de $\lambda = 650\text{nm}$.



a) Fotografía Tomada a los 10 minutos



b) Fotografía tomada a los 30 minutos



c) Fotografía tomada a los 55 minutos



d) Fotografía tomada a los 75 minutos

Figura 5.9. Fotografías con la cámara digital para haz expandido. Para determinar la concentración relativa por medio del procesamiento de imágenes.

El primer experimento que se llevó a cabo fue con el esquema de la figura 5.9 y el láser de 650 nm de 200mW. De la cual se obtuvieron las imágenes de la figura 5.9 con la cámara digital.

Los pasos para realizar los experimentos son los siguientes:

1. La temperatura de la habitación donde se encuentra el experimento debe estar a 17°C.
2. Se prende el láser 5 minutos antes de comenzar las mediciones junto con el ventilador 4.
3. Se enciende el ventilador 2 para extraer las partículas que hay dentro de la cámara de medición.
4. Después de 5 minutos se toma la primera fotografía para realizar el procesamiento de imágenes y tener una referencia inicial.
5. Se introduce el humo blanco a la cámara generadora de humo.
6. Se enciende el ventilador 1 y 3.
7. Esperamos 5 minutos para llenar la cámara de humo.
8. Se apagan los ventiladores 1, 2 y 3.
9. Se comienza a tomar las fotografías y mediciones de I_0 , I_1 y I_3 cada 10 min. Hasta extinguirse totalmente las partículas de humo.

Estas imágenes son obtenidas por una cámara fotográfica digital a 90° frente al haz del láser, como se ilustra en la Figura 5.5, el haz es expandido por un telescopio de Newton donde el haz tiene una distribución gaussiana con un spot de 10 cm hecho que fue comprobado con un fotodiodo, en la figura 5.10 puede verse la imagen del spot, esto se realiza con el fin de medir la luz dispersa por el aerosol y poder comparar con otros dos experimentos, podemos ver que en el centro decae la potencia del láser debido a que el Telescopio de Newton tiene un espejo secundario de plano diagonal para transmitir la luz a un espejo primario cóncavo que está al fondo y que finalmente expande el haz del láser

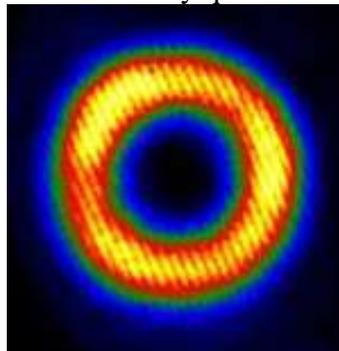


Figura 5.10. Spot del láser expandido con un Telescopio de Newton

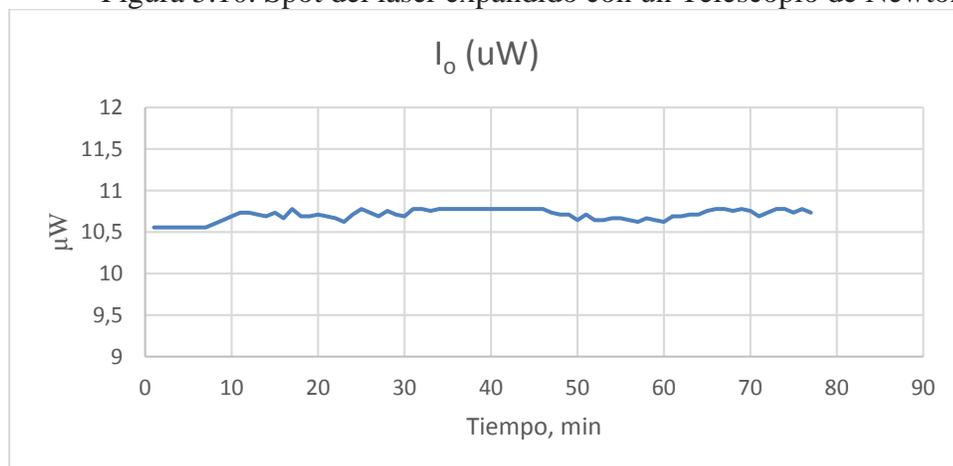


Figura 5.11. Gráfica de la potencia de salida del haz expandido vs Tiempo.

En la Figura 5.11 se grafica la potencia de salida del láser de 650 nm con el fotodiodo 1 y debemos notar que la potencia de emisión es casi constante teniendo leves variaciones de potencia donde la mínima variación es $10.55\mu\text{W}$ y la máxima es de $10.77\mu\text{W}$. Lo que quiere decir que la potencia del láser es estable por más de 1.5 horas de trabajo continuo y se encuentra dentro del rango considerado por el fabricante del 5% y de esta forma se obtiene mediciones confiables.

En la Figura 5.12 podemos ver la potencia del haz registrado por el fotodiodo 2 el cual es el haz incidente a una distancia de 1.2 metros del fotodiodo 1. Podemos ver que se empezó a registrar la medición cuando la celda de medición estaba llena de aerosol y en un lapso de 75 minutos la celda estaba casi vacía

En la Figura 5.13 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se empezó la medición en el experimento se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas van asentándose dentro de la cámara y difundiéndose en el espacio exterior de tal manera que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por más de 8 horas continuas.

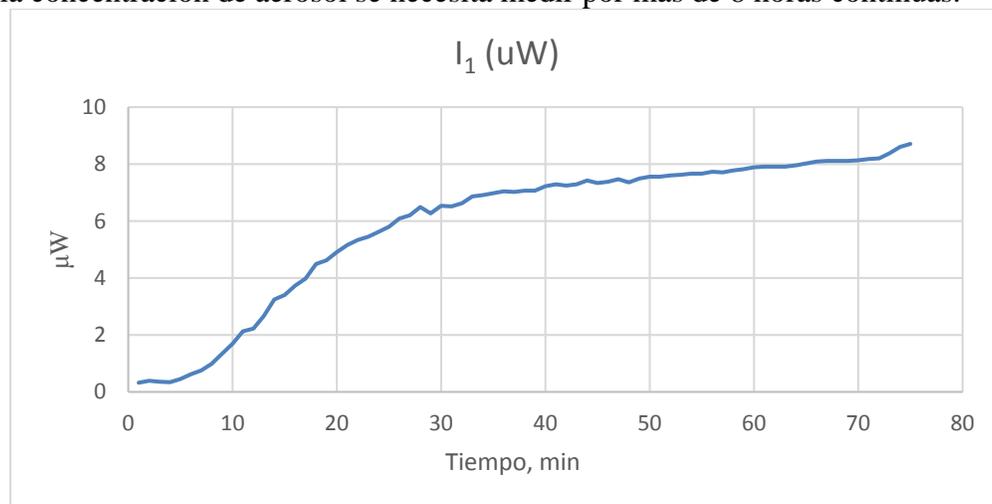


Figura 5.12. Grafica de potencia de haz incidente vs Tiempo a una distancia de 1.2m

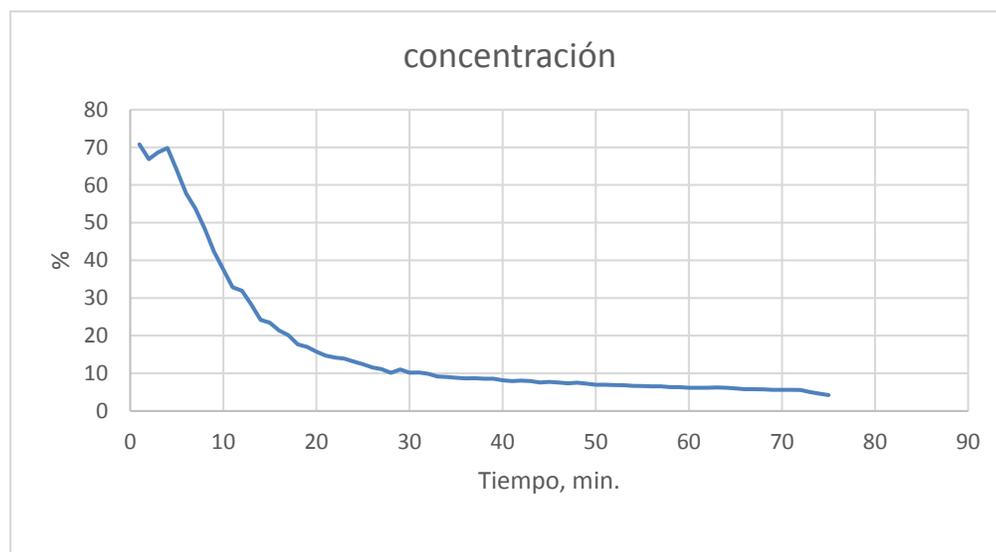


Figura 5.13. Grafica de concentración relativa, vs tiempo

La Figura 5.14 se muestra una gráfica de la densidad óptica, obtenida a partir del procesamiento de imágenes con el método anteriormente descrito, esta gráfica es similar a la gráfica de concentración relativa, debido a que el índice de refracción del aerosol en la parte imaginaria es de 0.00041 cm^{-1} el cual representa la absorción del aerosol y el de dispersión es de 1.533 el cual representa la dispersión y la parte real del índice de refracción del aerosol utilizado, de esta forma al aproximar la absorción a 0 podemos notar que la dispersión es preponderante, por lo que la cámara digital mide en gran medida la luz dispersa, además de que el humo al ser blanco tiene un coeficiente de absorción muy bajo así que $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{Dis}}$.



Figura 5.14. Grafica de densidad óptica Vs Tiempo obtenida con el procesamiento de imágenes.

Podemos ver y comparar las gráficas de la Figura 5.13 y 5.14 que entre mayor sea la densidad óptica mayor es la concentración relativa pero podemos ver que para una medición menor al 6 % de concentración relativa es muy difícil obtener una medición debido a que la cámara fotográfica ya no es capaz de detectar luz dispersa en el medio, para intentar detectar menor concentración utilizamos el haz de laser sin expandir y encontramos los siguientes resultados.

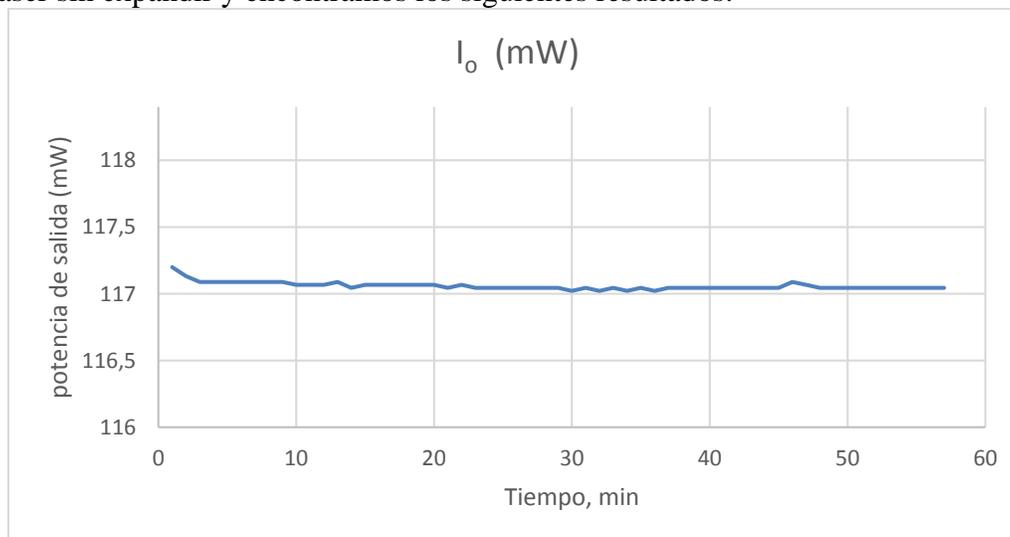


Figura 5.15. Grafica de potencia de salida Vs Tiempo del haz colimado que irradiara un paso óptico de 1.2m.

En la gráfica de la Figura 5.15 podemos ver que la potencia de salida del láser colimado de 650 nm es considerado constante, es notable que se tiene leves variaciones de potencia menores al 1% de su potencia total esta señal fue obtenida por el Fotodiodo 1. Lo que quiere decir que la potencia del láser es estable por más de 1.5 horas de trabajo continuo y se encuentra dentro del rango considerado por el fabricante del 5% de variación en la potencia de salida, de esta forma es previsible que podemos obtener mediciones confiables.

En la gráfica de la Figura 5.16 podemos ver la potencia del haz registrado por el fotodiodo 2 el cual es el haz incidente a una distancia de 1.2 metros del fotodiodo 1. Podemos ver que se empezó a registrar la medición, cuando en la celda de medición estaba llena de aerosol y en un lapso de 55 minutos la celda estaba casi vacía

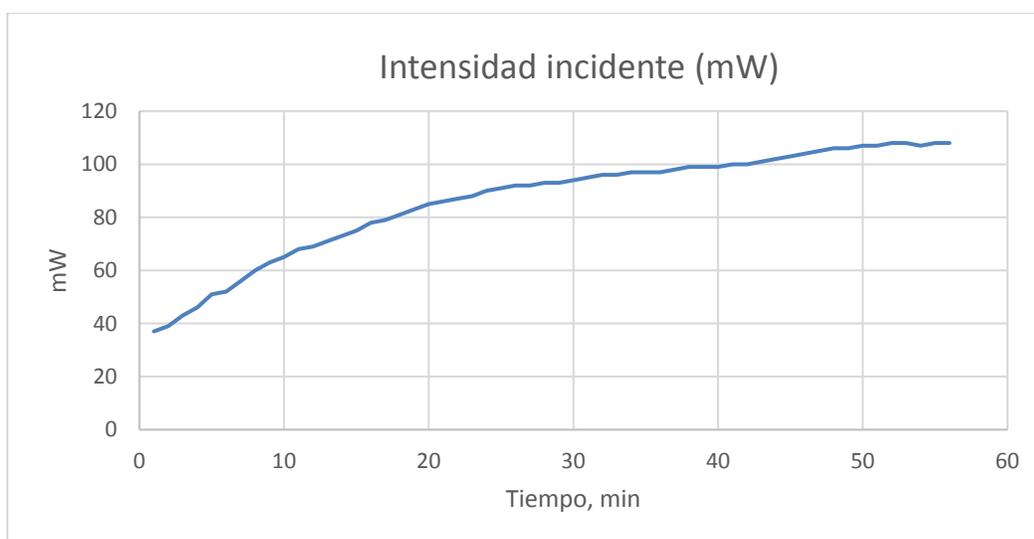


Figura 5.16. Grafica de haz incidente colimado Vs tiempo a una distancia de 1.2m

En la gráfica de la Figura 5.17 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se empezó la medición en el experimento se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas se difunden en el espacio exterior de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por lo menos 8 horas continuas.

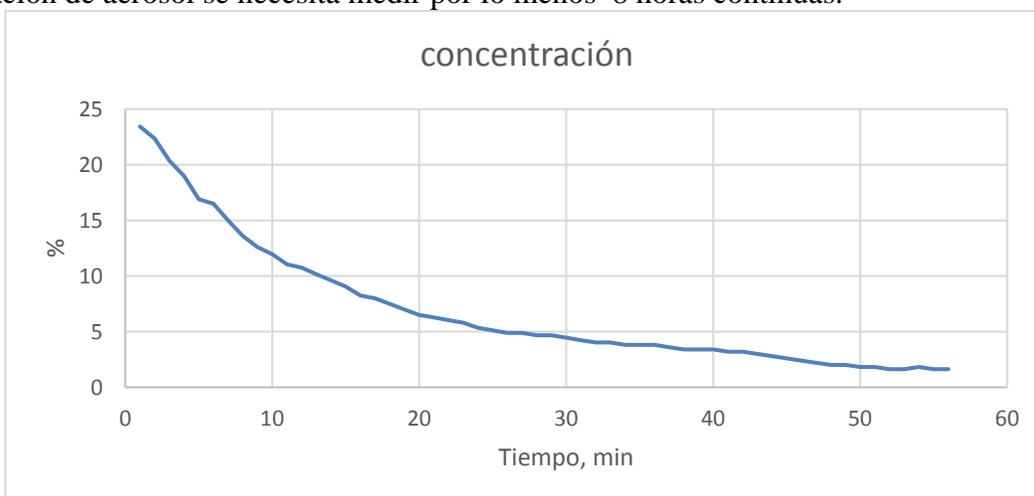


Figura 5.17. Grafica de concentración relativa Vs tiempo.

En la gráfica de la Figura 5.17 se analiza la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se empezó la medición en el experimento se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas van difundiéndose en el espacio exterior y otras se asientan en el interior de la cámara de medición de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por más de 8 horas continuas.

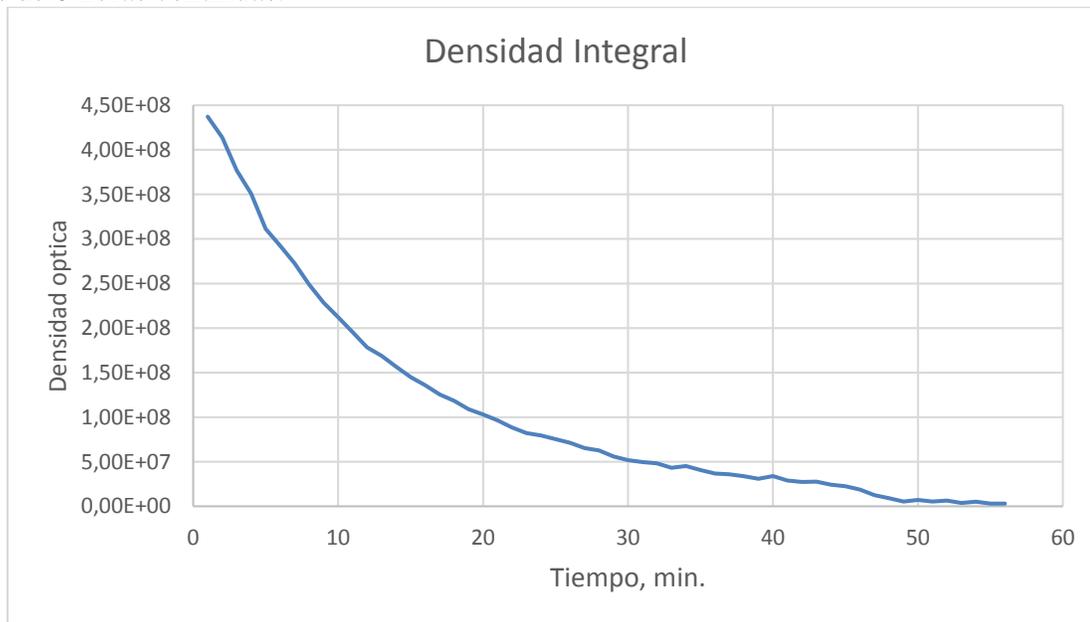
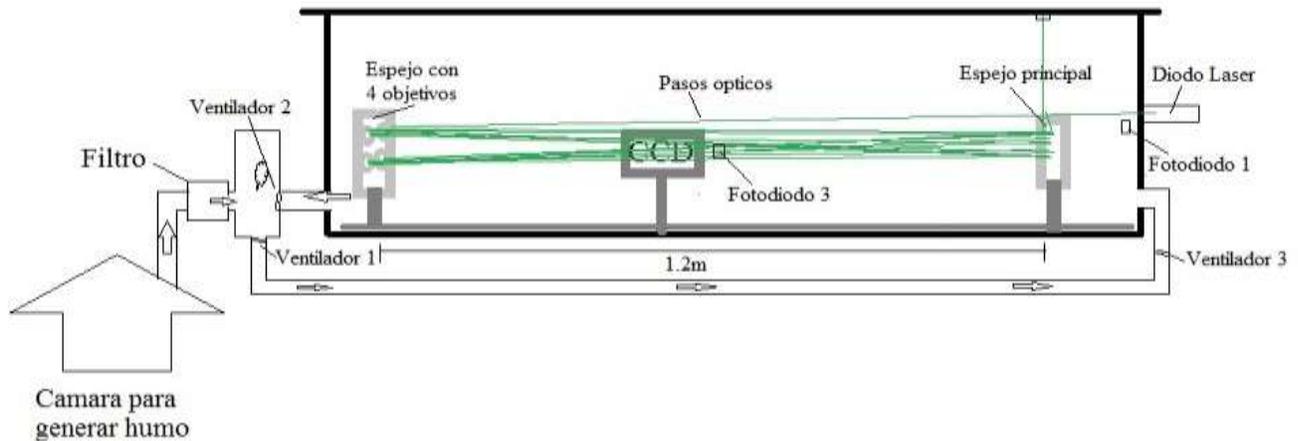


Figura 5.18. Grafica de densidad óptica Vs tiempo con la fuente de luz colimada de 650nm.

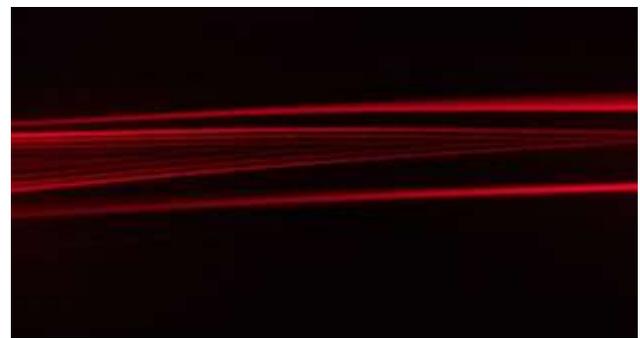
En la gráfica de la Figura 5.18 podemos ver la densidad óptica obtenida a partir del procesamiento de imágenes, esta gráfica es similar a la gráfica de concentración relativa, debido a que el índice de refracción del aerosol en la parte imaginaria es de 0.00041 cm^{-1} el cual representa la absorción del aerosol y el de dispersión es de 1.533 el cual representa la dispersión y la parte real del índice de refracción del aerosol utilizado, de esta manera al aproximar la absorción a 0 podemos notar que la dispersión es preponderante, por lo que la cámara de fotografía digital mide en gran medida la luz dispersa, por el humo, y este al ser blanco tiene un coeficiente de absorción muy bajo así que $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{Dis}}$.

Podemos ver y comparar con las gráfica de la figura 5.17 y 5.18 que entre mayor sea la densidad óptica mayor es la concentración relativa que puede medirse, pero podemos ver que para una medición menor al 1.7 % de concentración relativa es muy difícil obtener una medición por medio de la dispersión de la luz debido a que la cámara fotográfica ya no es capaz de detectar luz dispersa en la celda de medición es posible incrementar la sensibilidad del sensor CCD debido a que la mayoría de las cámaras digitales tienen esta función llamada ISO, pero al incrementar la sensibilidad incrementa el ruido que se le introduce a la imagen, por ende aumenta el error de medición, entonces para intentar detectar menor concentración hemos de utilizar una celda multipasos que consiste de 6 espejos recubiertos de una película delgada de aluminio y ajustada de tal forma que es posible tener 32 pasos ópticos en un espacio de 1.2m, si sumamos esta distancia por 32 pasos obtenemos 38.4 m de longitud de camino óptico, plegados en un volumen reducido, como podemos ver en los cálculos del capítulo 3 esto es posible pero hay que tomar algunas otras consideraciones, entonces hay que introducir la celda óptica dentro de la celda de medición del nefelómetro y ajustar la posición de la fuente de luz colimada

para que incida en los espejos con una potencia de salida del láser de 118mW y haciendo las consideraciones vistas en la sección del capítulo 3.



a) Fotografía tomada después de los 0 minutos del experimento



b) Fotografía tomada a los 15 minutos del experimento



c) Fotografía tomada a los 30 minutos del experimento



d) Fotografía tomada a los 42 minutos del experimento

Figura 5.19. Muestra cuatro fotografías obtenidas con la cámara digital, y con una celda óptica multipasos en el interior de la celda de medición del nefelómetro integral de celda recíproca con tomas en diferentes tiempos

En la gráfica de la Figura 5.20 podemos ver que la potencia de salida del láser de 650 nm se considera constante debido a que tiene ligeras variaciones de potencia, la mínima variación es 118.24mW y la máxima es de 118.29 mW esta señal fue obtenida por el Fotodiodo 1 a través de una serie de divisores de haz debido a que la incidencia de un haz de alta densidad de potencia en el fotodiodo lo satura o puede quemar el fotodiodo ver Figura 5.3. Es decir que la potencia del láser en el

experimento es estable por más de 1 hora de trabajo continuo y se encuentra dentro del rango considerado por el fabricante del 5%, de esta forma consideramos que las mediciones son confiables.

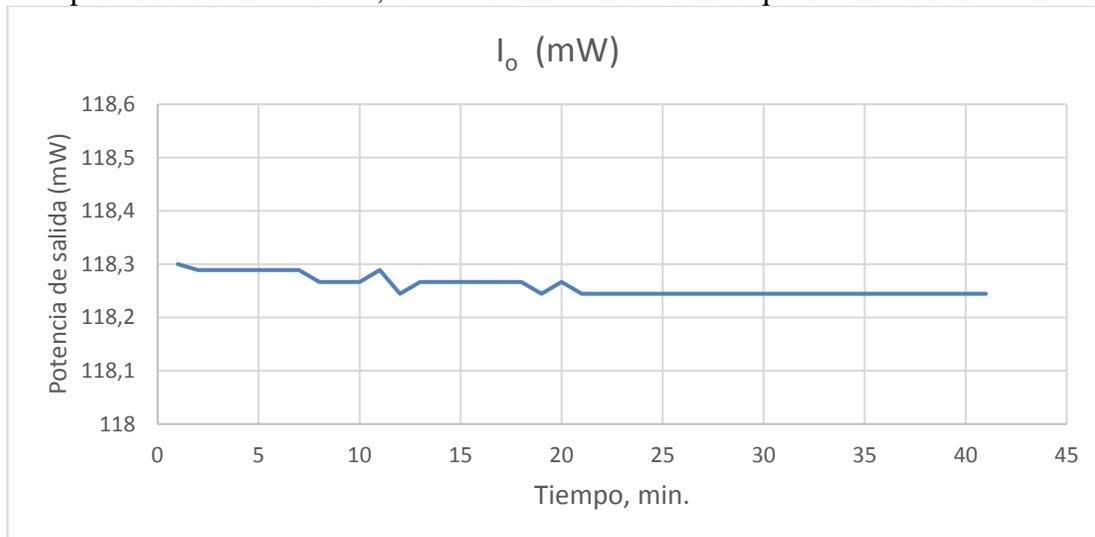


Figura 5.20. Gráfica de potencia entrante a la celda multipasos Vs tiempo el haz colimado se extiende por 38.4m.

En la gráfica de la Figura 5.21 podemos ver la potencia del haz registrado por el fotodiodo 2 contra el tiempo, el haz incidente es interceptado por otro fotodiodo 2 a una distancia de 38.4 metros del camino óptico del fotodiodo 1, podemos notar que los datos obtenidos experimentalmente no corresponden a lo esperado debido a que el haz de luz incide 32 veces en diferentes espejos, los cuales tienen un índice de absorción mayor al que se especifica, en promedio se tiene una pérdida de 1.2% de intensidad del haz por cada reflexión, si este dato es multiplicado por los 32 pasos ópticos tenemos que la absorción está absorbido por 38.4% que es considerable. Por otra parte el generador de aerosol a diferencia de los dos experimentos anteriores introdujo a la celda de medición menor cantidad de humo debido a que al intentar acumular la misma cantidad que los dos experimentos anteriores el dispositivo CCD empezaba a saturarse, hecho que es notable debido a que la luz que mostraba en las imágenes es de color blanca, por lo que únicamente se le aplicó poco humo en comparación a los experimentos anteriores, la medición que consideramos después de esta situación se refleja en la siguiente Figura 5.25, las partículas suspendidas se extinguieron en un lapso de 40 minutos.

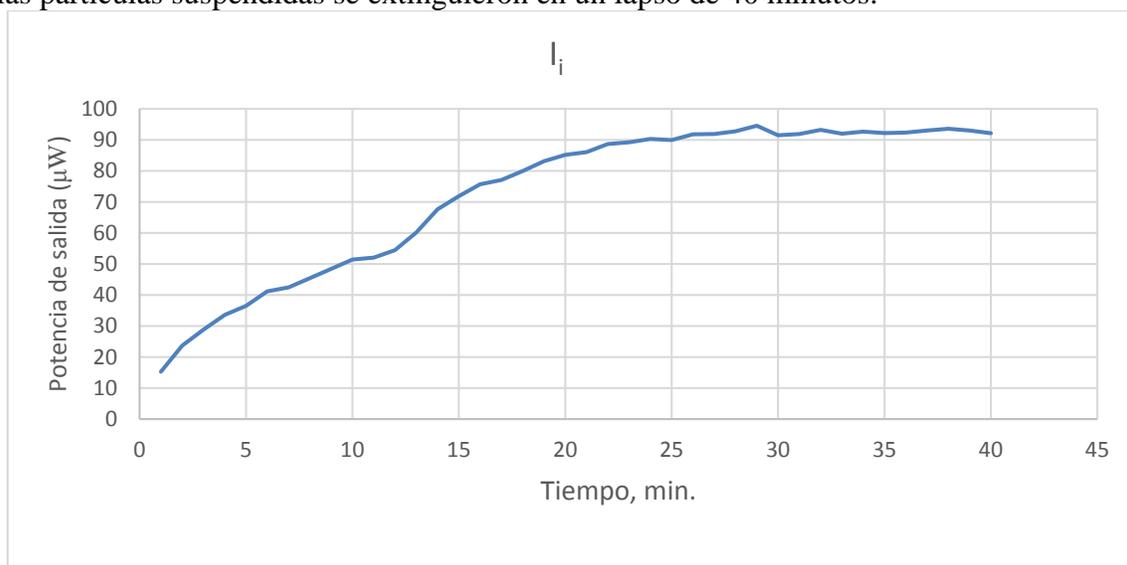


Figura 5.21. Gráfica de potencia del haz incidente Vs tiempo a una distancia de 38.4m.

En la gráfica de la Figura 5.22 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se empezó la medición en el experimento se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas van asentándose dentro de la cámara y difundiéndose en el espacio exterior de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por más de 8 horas continuas.

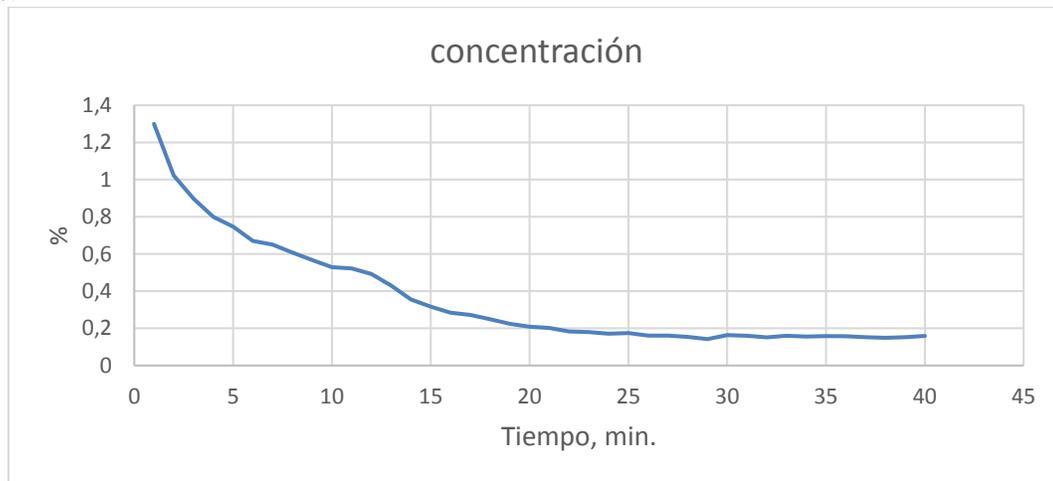


Figura 5.22. Grafica de concentración relativa Vs tiempo registrada a partir de una celda multipasos con una $\lambda=650\text{nm}$.

En la gráfica de la Figura 5.22 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición ayudada de una celda multipasos, podemos ver que al comienzo de la medición del experimento se tiene una concentración media de partículas en el interior de la cámara en comparación a los dos experimentos anteriores y con el paso del tiempo las partículas van difundiéndose al espacio exterior de la cámara de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir alrededor de una hora.

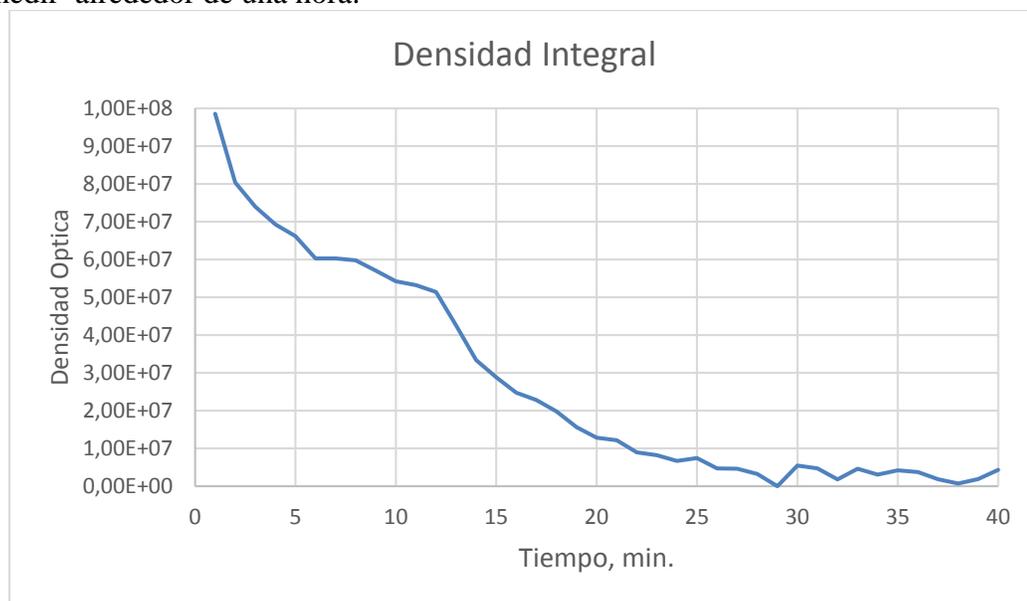


Figura 5.23. Grafica de densidad óptica Vs Tiempo obtenida a partir del procesamiento de las imágenes

.En la gráfica de la Figura 5.23 podemos ver la densidad óptica obtenida a partir del procesamiento de imágenes, esta gráfica es similar a la gráfica de concentración relativa obtenida anteriormente, el índice de refracción del aerosol en la parte imaginaria es de 0.00041 cm^{-1} valor que representa la absorción del aerosol y el de dispersión es representado por la parte real del índice de reflexión el cual es 1.533, el cual depende de la longitud de onda del haz incidente, de esta manera aproximamos la absorción a 0, podemos notar que la dispersión es preponderante, por lo que el sensor CCD contenido en la cámara digital mide en gran medida la luz dispersa, además de que el humo al ser blanco tiene un coeficiente de absorción muy bajo así que $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{Dis}}$.

5.9 Experimentación con láser de $\lambda = 532 \text{ nm}$.

Los siguientes experimentos se realizan con un láser de 532 nm (Verde) con potencia de 80 mW se emplean los mismos diagramas de la Figura 5.1, 5.2, 5.3 y 5.6 se desea comparar los resultados obtenidos entre el láser de 650nm y el de 532nm.

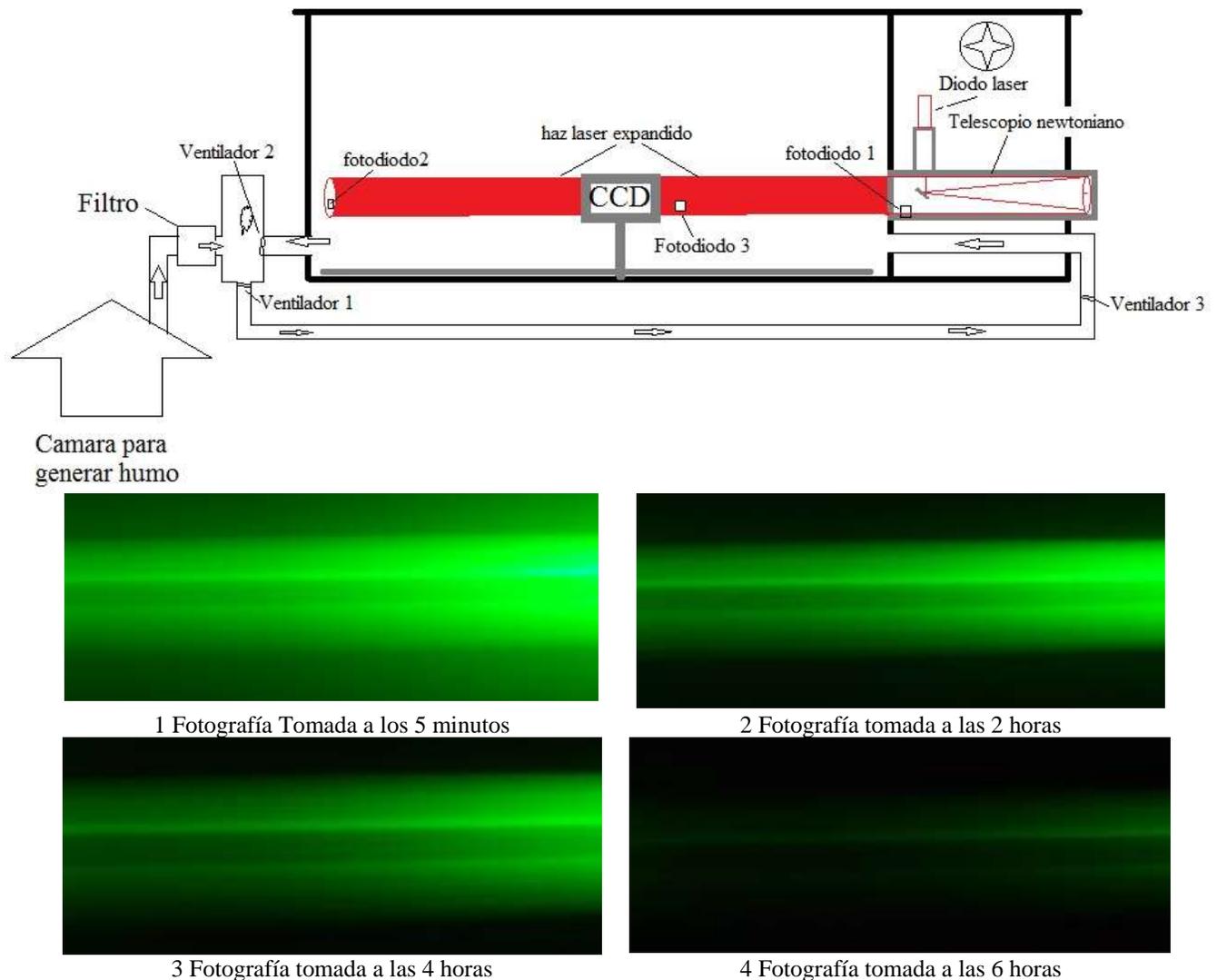


Figura 5.24. Imágenes tomadas con una cámara digital de tecnología CCD para determinar la concentración relativa por medio del procesamiento de imágenes con láser de diodo de 532nm

Para comenzar la experimentación con el láser de 532nm se mide la longitud de onda de forma experimental con el método de la doble rendija de Young, posteriormente se le realizan pruebas que

comprueben las características que muestran las hojas de datos del fabricante del driver del láser y se obtiene que sus rangos de errores están dentro de lo permitido, posteriormente se colocan cada instrumento en su posición y se comienza la experimentación, como se muestra en la figura 5.24.

Las mediciones en el fotodiodo 1 nos dan la potencia de emisión del láser de 532 nm en la cual se miden ligeras variaciones de potencia que van de $27.47\mu\text{W}$ a $27.77\mu\text{W}$ esta señal fue obtenida por el Fotodiodo 1, podemos ver que el láser tiene una alta estabilidad de potencia de salida además se puede probar que la potencia de emisión se mantiene por más de 6 horas de trabajo continuo, lo cual nos permite realizar mediciones muy estables y de otra forma comprobar los datos obtenidos por el diseñador del driver y de las características de funcionamiento del diodo laser y comprobar que se encuentra dentro del rango considerado por el fabricante del 5%.

En la gráfica de la Figura 5.26 podemos ver la potencia del haz registrado por el fotodiodo 2 el cual corresponde al haz incidente a una distancia de 1.2 metros del fotodiodo 1. La primera imagen de la figura 5.24 (a) corresponde al primer punto de la gráfica y la última imagen de la figura antes mencionada (d) corresponde al último punto, de esta forma podemos observar que empezamos a registrar las mediciones cuando la celda de medición estaba con la máxima cantidad de partículas suspendidas, razón por la cual es muy notable el color del láser, en un lapso de 6 horas la celda estaba casi vacía lo que en la Figura 5.24 (b) contrasta a las demás imágenes debido a que se obtiene menor brillantes en el color de la luz dispersada.

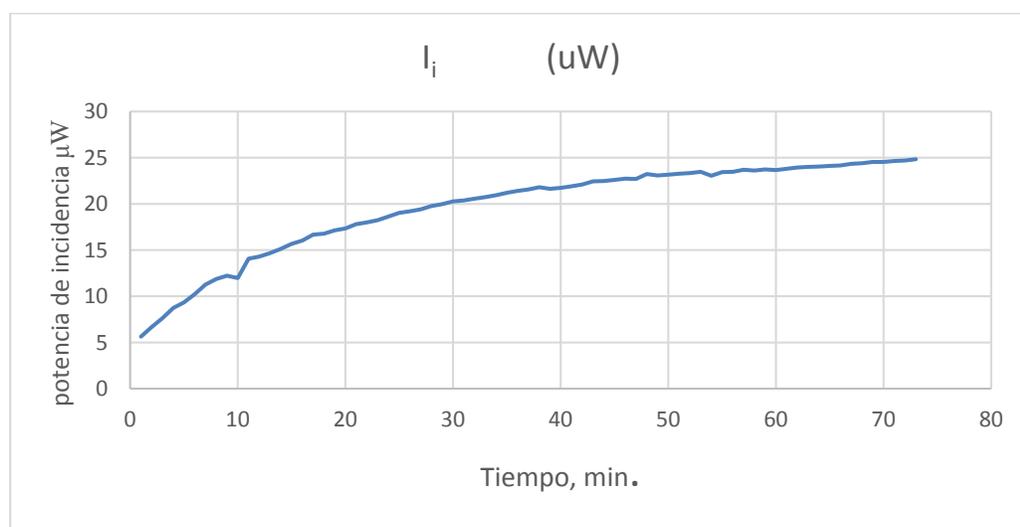


Figura 5.25. Grafica de potencia de haz incidente Vs tiempo a una distancia de 1.2m

En la gráfica de la figura 5.26 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se tomó la primera medición se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición tal que puede verse esta imagen de cómo se registró por la cámara digital en la figura 5.24 (a) y con el paso del tiempo las partículas van asentándose dentro de la cámara y difundiéndose al espacio exterior de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por más de 8 horas continuas.

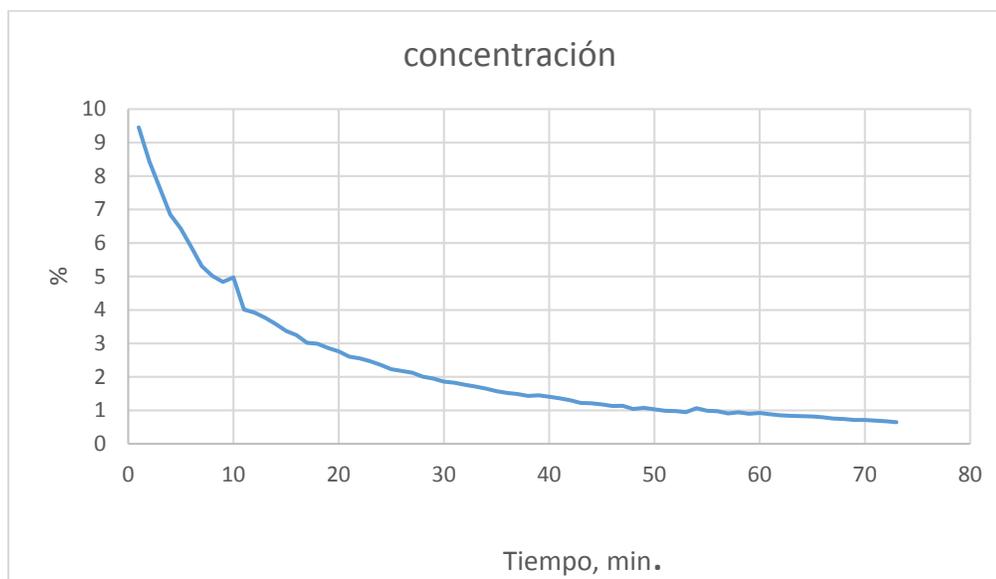


Figura 5.26. Gráfica de concentración relativa vs tiempo registrada a partir de la dispersión de la luz láser de 532 nm.

En la gráfica de la Figura 5.26 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz láser en la celda de medición, se comenzó con una alta concentración de partículas, en ese momento se tenía una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas fueron asentándose dentro de la cámara y difundiéndose en el espacio exterior, se puede observar que la concentración del aerosol tiene una decadencia en forma exponencial, se observó que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por más de 8 horas continuas, pero ya no se obtienen datos significativos del procesamiento de las imágenes.

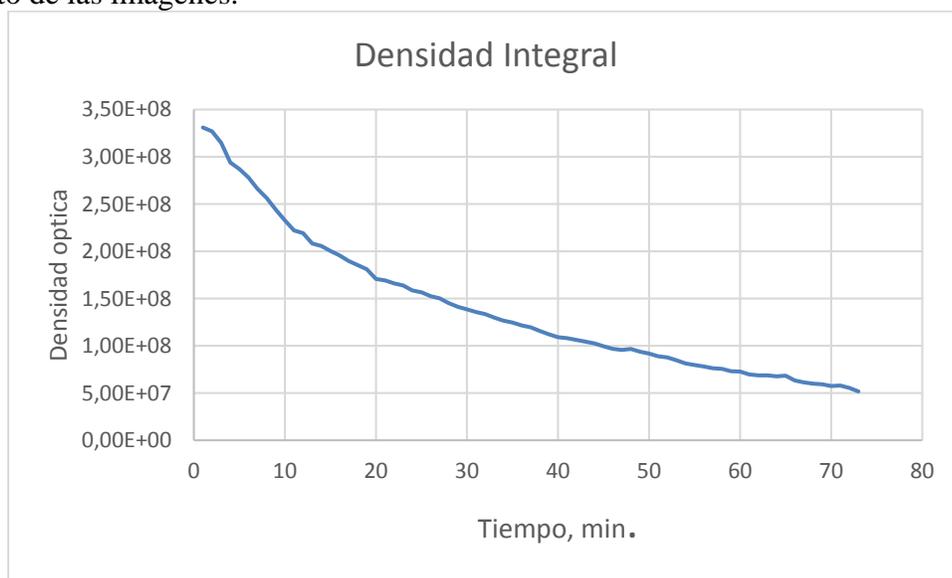


Figura 5.27. Gráfica de densidad óptica vs tiempo obtenida a partir del procesamiento de las imágenes con un láser de 532nm con un haz extendido por el telescopio de Newton.

En la gráfica de la Fig. 5.27 podemos ver la densidad óptica obtenida a partir del procesamiento de imágenes con el método anteriormente descrito, esta gráfica es similar a la gráfica de concentración relativa, debido a que el índice de refracción del aerosol en la parte imaginaria es de 0.0014 cm^{-1} el cual representa la absorción del aerosol y la parte real del índice de reflexión es de dispersión y el valor

para este es de 1.534, como podemos ver el índice de absorción es muy bajo debido a que estamos empleando humo blanco, de esta forma al aproximar la absorción a 0 podemos notar que la dispersión es preponderante, por lo que la cámara digital mide en gran medida la luz dispersa, de esta forma al medir el coeficiente de extinción, estamos midiendo el índice de dispersión por lo tanto $\sigma_{ext} = \sigma_{Dis}$.

Podemos observar y comparar con las gráficas de la Figura 5.27 y 5.26 que entre mayor sea la densidad óptica mayor es la concentración relativa pero podemos ver que para una medición menor al 0.6 % de concentración relativa la información que nos da la imagen puede ser errónea debido a que aparece ruido de fondo que se produce en la cámara fotográfica por diversas circunstancias, para intentar detectar menor concentración relativa de aerosol empleamos el haz de laser sin expandir y encontramos los siguientes resultados.

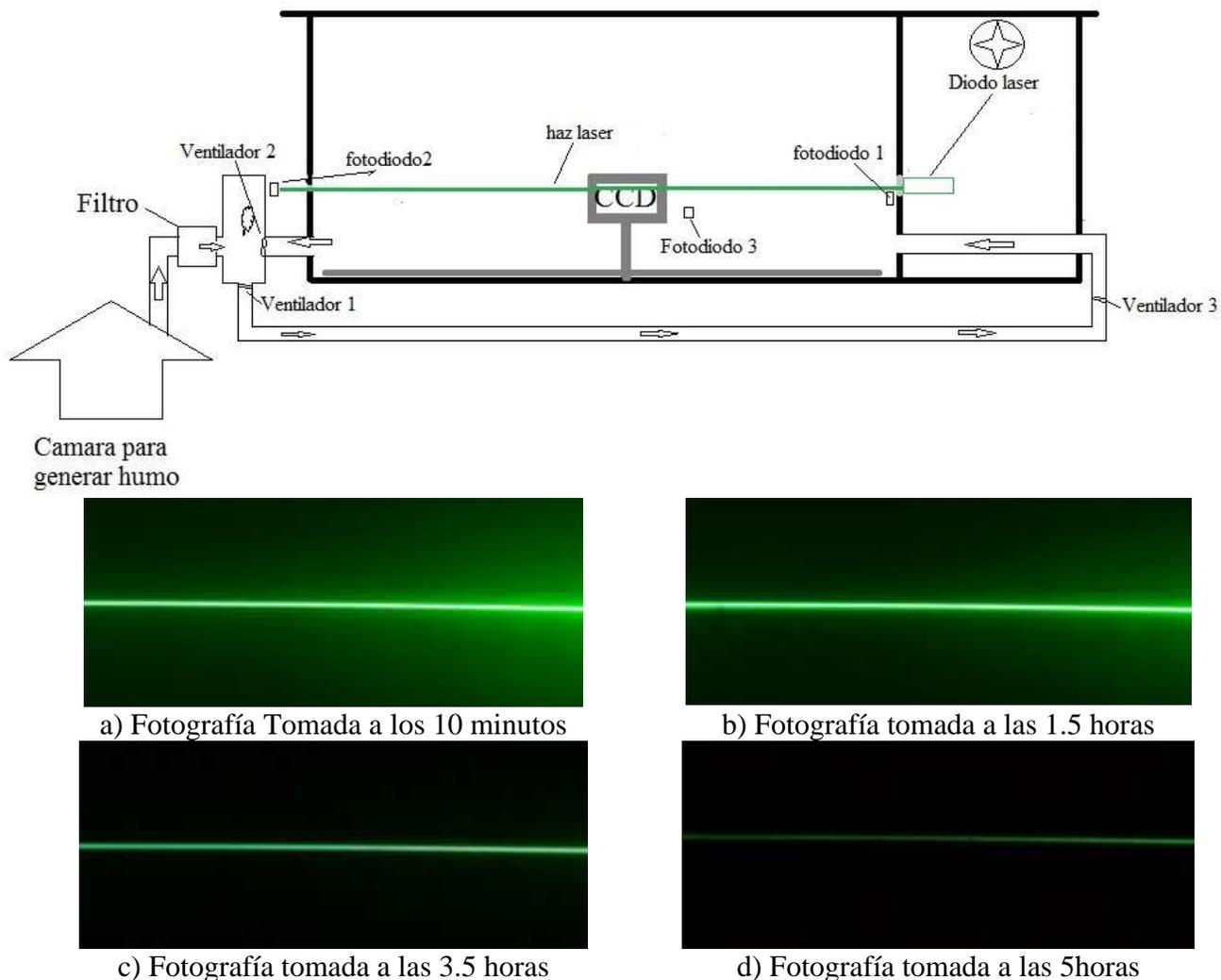


Figura 5.28. Imágenes tomadas con una cámara digital de tecnología CCD para determinar la concentración relativa por medio del procesamiento de imágenes con láser de diodo de 532nm.

En la gráfica de la Figura 5.29 podemos ver que la potencia de salida del láser colimado de 532 nm es considerado constante, es notable que se tiene pequeñas variaciones de potencia menores al 1% de su potencia total esta señal fue medida por el Fotodiodo 1 ver Figura 5.1. Lo que quiere decir que la potencia del láser es estable por más de 5 horas de trabajo continuo y se encuentra dentro del rango considerado por el fabricante del 5% de variación en la potencia de salida, de esta forma es previsible que podemos obtener mediciones confiables ya que no varía con el tiempo.

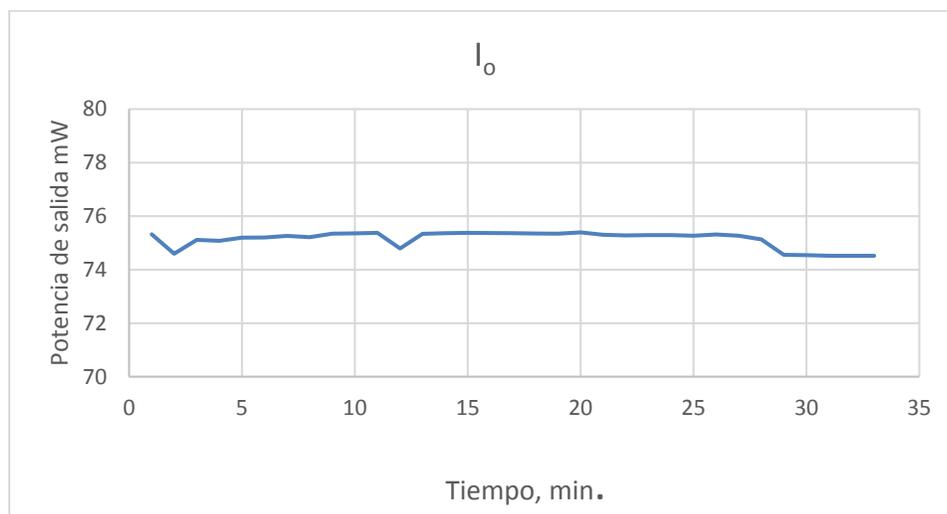


Figura 5.29. Grafica que muestra la potencia de salida del haz colimado que irradiara un paso óptico de 1.2m.

En la gráfica de la Figura 5.30 podemos ver la potencia del haz registrado por el fotodiodo 2 el cual registra el haz incidente a una distancia de 1.2 metros del fotodiodo 1. Podemos observar que se empezó a registrar la medición, cuando en la celda de medición estaba con la mayor cantidad de aerosol y en un largo tiempo la celda estaba casi vacía

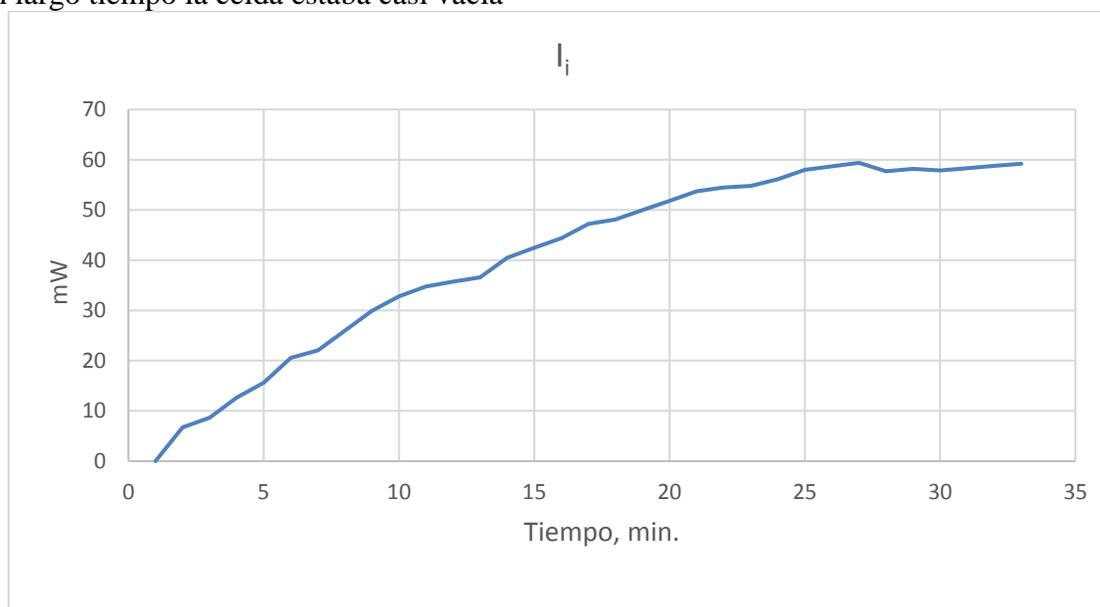


Figura 5.30. Grafica de potencia de haz incidente colimado vs tiempo a una distancia de 1.2m

En la gráfica de la Figura 5.31 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se empezó la medición en el experimento se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas se difunden en el espacio exterior de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por lo menos 8 horas continuas.

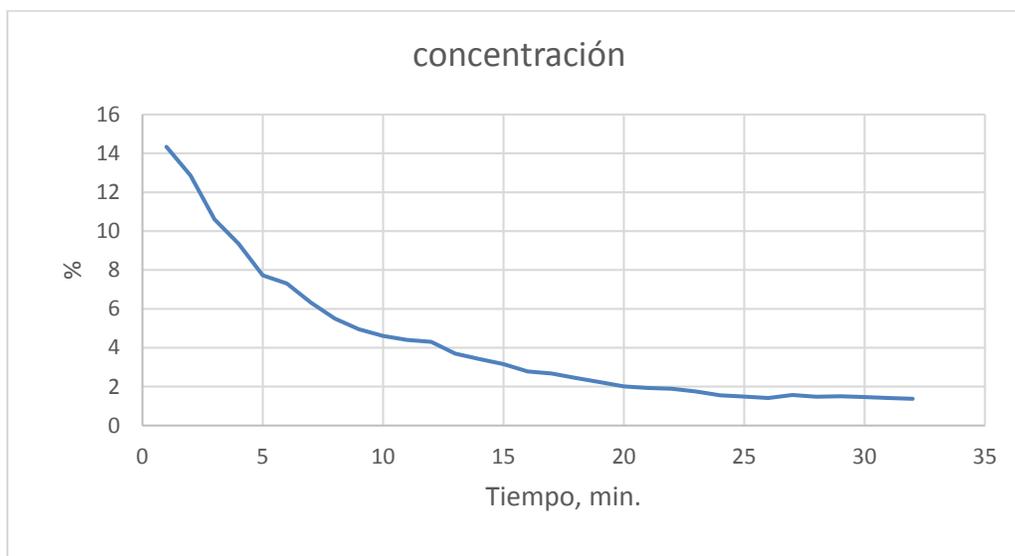


Figura 5.31. Gráfica de concentración relativa vs tiempo registrado a partir de la dispersión de la luz del haz colimado

En la gráfica de la Figura 5.31 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se empezó la medición en el experimento se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas van difundiéndose en el espacio exterior y otras se asientan en el interior de la cámara de medición de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por más de 8 horas continuas.

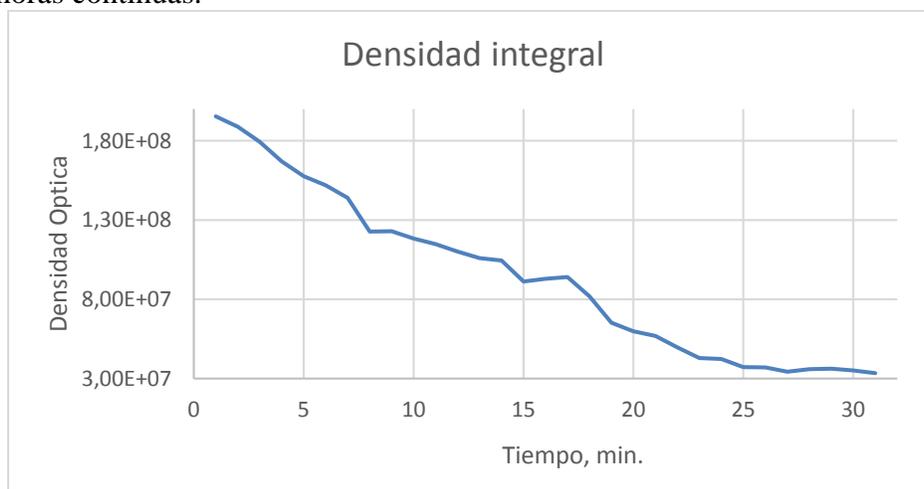
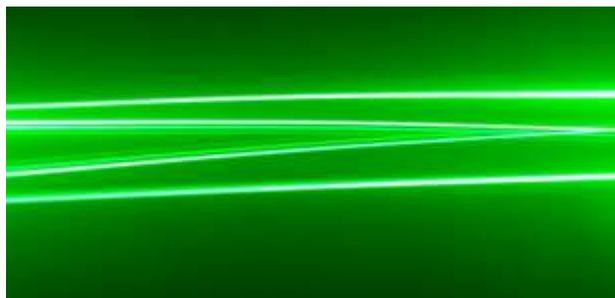
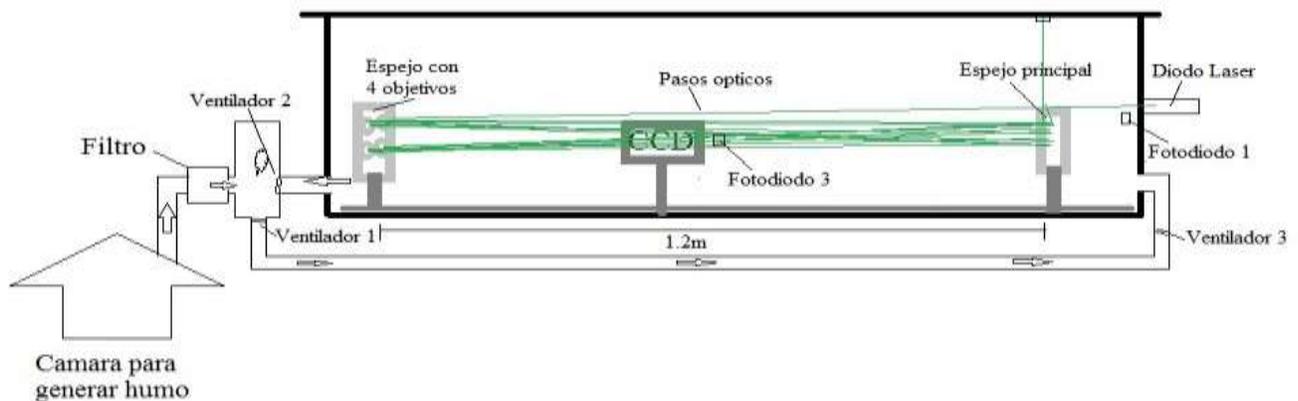


Figura 5.32. Gráfica de la densidad óptica Vs tiempo obtenida con el procesamiento de imágenes, con fuente de luz colimada de 532nm.

En la gráfica de la Figura 5.32 podemos ver la densidad óptica obtenida a partir del procesamiento de imágenes, esta gráfica es similar a la gráfica de concentración relativa, debido a que el índice de refracción del aerosol en la parte imaginaria es de 0.00041 cm^{-1} el cual representa la absorción del aerosol y el de dispersión es de 1.533 el cual representa la dispersión y la parte real del índice de refracción del aerosol utilizado, de esta manera al aproximar la absorción a 0 podemos notar que la dispersión es preponderante, por lo que la cámara de fotografía digital mide en gran medida la luz dispersa, por el humo, y este al ser blanco tiene un coeficiente de absorción muy bajo así que $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{Dis}}$.

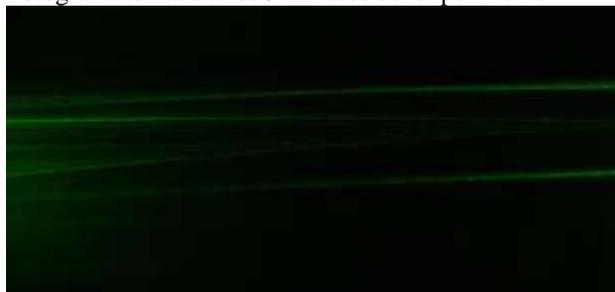
Podemos ver y comparar con las gráficas de la Figura 5.32 y 5.31 que entre mayor sea la densidad óptica mayor es la concentración relativa que puede medirse, pero podemos ver que para una medición menor al 1.7 % de concentración relativa es muy difícil obtener una medición por medio de la dispersión de la luz debido a que la cámara fotográfica ya no es capaz de detectar luz dispersa en la celda de medición es posible incrementar la sensibilidad del sensor CCD debido a que la mayoría de las cámaras digitales tienen esta función llamada ISO, pero al incrementar la sensibilidad incrementa el ruido que se le introduce a la imagen, por lo que aumenta el error de medición, entonces para intentar detectar menor concentración hemos de utilizar una celda multipasos que consiste de 6 espejos recubiertos de una película delgada de aluminio y ajustada de tal forma que es posible tener 32 pasos ópticos en un espacio de 1.2m, si sumamos esta distancia por 32 pasos obtenemos 38.4 m de longitud de camino óptico, plegados en un volumen reducido, como podemos ver en los cálculos del capítulo 3 esto es posible pero hay que tomar algunas otras consideraciones, entonces hay que introducir la celda óptica dentro de la celda de medición del nefelómetro y ajustar la posición de la fuente de luz colimada para que incida en los espejos con una potencia de salida del láser de 75mW y haciendo las consideraciones vistas en la sección del capítulo 3.



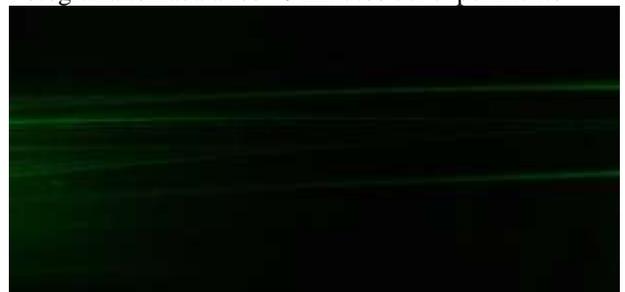
Fotografía tomada a los 5 minutos del experimento



Fotografía tomada a los 40 minutos del experimento



Fotografía tomada a los 75 minutos del experimento



Fotografía tomada a los 110 minutos del experimento

Figura 5.33. Muestra cuatro fotografías obtenidas con la cámara digital, y con una celda óptica multipasos en el interior de la celda de medición del nefelómetro integral de celda recíproca con tomas en diferentes tiempos

En la gráfica de la Figura 5.34 podemos ver que la potencia de salida del láser de 532 nm es casi constante donde tiene leves variaciones de potencia, la mínima variación es 75.1mW y la máxima es de 75.6 mW esta señal fue obtenida por el Fotodiodo 1 a través de una serie de divisores de haz debido a que la incidencia de un haz de alta densidad de potencia en el fotodiodo lo satura o puede quemar el fotodiodo ver Figura 5.3. Lo que quiere decir que la potencia del láser en el experimento es estable por más de 4 hora de trabajo continuo y se encuentra dentro del rango considerado por el fabricante del 5%, de esta forma consideramos que las mediciones son confiables.

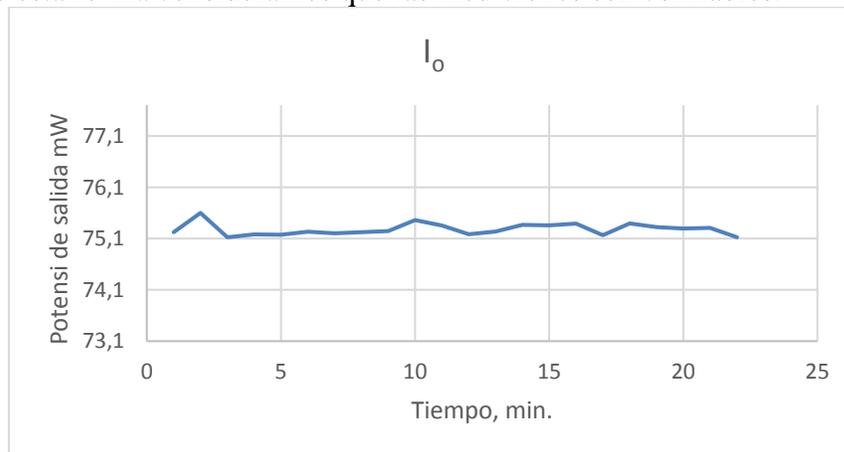


Figura 5.34. Grafica de la Potencia entrante a la celda multipasos Vs tiempo.

En la gráfica de la Figura 5.35 podemos ver la potencia del haz registrado por el fotodiodo 2 contra el tiempo, el haz incidente es interceptado por otro fotodiodo 2 a una distancia de 38.4 metros del camino óptico del fotodiodo 1, podemos notar que los datos obtenidos experimentalmente no corresponden a lo esperado debido a que el haz de luz incide 32 veces en diferentes espejos, los cuales tienen un índice de absorción mayor al que se especifica, en promedio se tiene una pérdida de 1.2% de intensidad del haz por cada reflexión, si este dato es multiplicado por los 32 pasos ópticos tenemos que la absorción está absorbida por 38.4% que es considerable. Por otra parte el generador de aerosol a diferencia de los dos experimentos anteriores introdujo a la celda de medición menor cantidad de humo debido a que al intentar acumular la misma cantidad que los dos experimentos anteriores el dispositivo CCD empezaba a saturarse, hecho que es notable debido a que la luz que mostraba en las imágenes es de color blanca, por lo que únicamente se le aplicó poco humo en comparación a los experimentos anteriores, la medición que consideramos después de esta situación se refleja en la siguiente Figura 5.396 las partículas suspendidas se extinguieron.

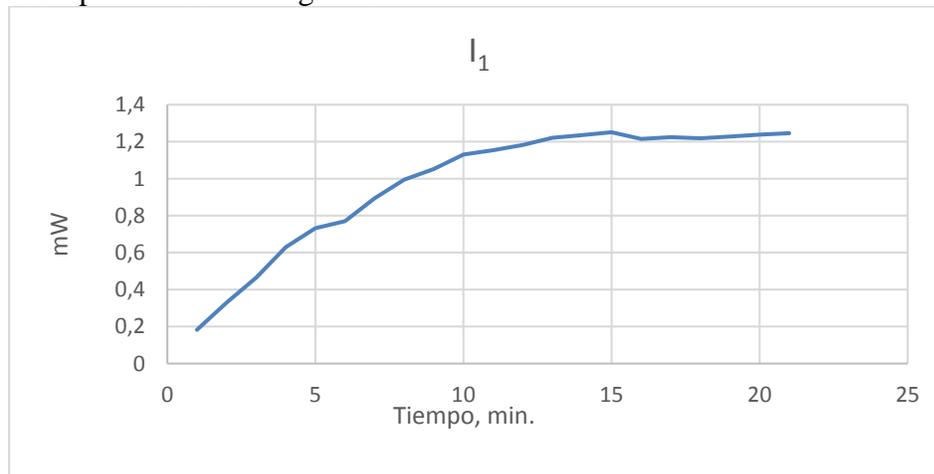


Figura 5.35. Grafica del Haz incidente Vs Tiempo a una distancia de 38.4m con una $\lambda=532\text{nm}$.

En la gráfica de la Figura 5.36 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición, podemos ver que cuando se empezó la medición en el experimento se tiene una máxima concentración de partículas en el interior de la cámara de medición y con el paso del tiempo las partículas van asentándose dentro de la cámara y difundiéndose en el espacio exterior de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir por más de 8 horas continuas.

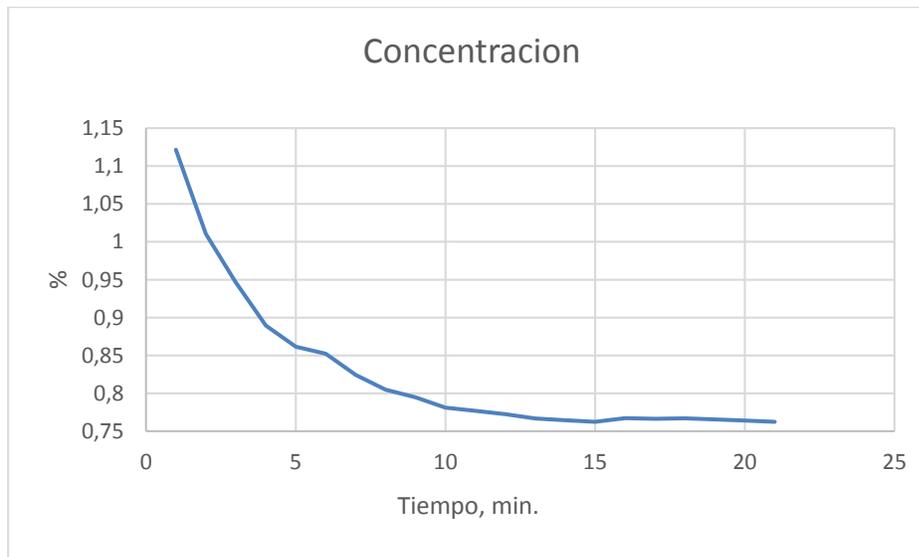


Figura 5.36. Grafica de la concentración relativa Vs Tiempo registrada a partir de una celda multipasos con una $\lambda=532\text{nm}$.

En la gráfica de la Figura 5.36 podemos ver la concentración relativa, medida a partir de la extinción del haz laser en la celda de medición ayudada de una celda multipasos, podemos ver que al comienzo de la medición del experimento se tiene concentración media de partículas en el interior de la cámara en comparación a los dos experimentos anteriores y con el paso del tiempo las partículas van difundiéndose al espacio exterior de la cámara de tal forma que decae la concentración del aerosol de forma exponencial, notamos que para que decayera totalmente la concentración de aerosol se necesita medir alrededor de una hora.



Figura 5.37. Grafica de la densidad óptica Vs tiempo a partir de una celda multipasos con una $\lambda=532\text{nm}$.

En la gráfica de la Figura 5.37 podemos ver la densidad óptica obtenida a partir del procesamiento de imágenes, esta gráfica es similar a la gráfica de concentración relativa obtenida anteriormente, el índice de refracción del aerosol en la parte imaginaria es de 0.00041 cm^{-1} valor que representa la absorción del aerosol y el de dispersión es representado por la parte real del índice de reflexión el cual es 1.533, el cual depende de la longitud de onda del haz incidente, de esta manera aproximamos la absorción a 0, podemos notar que la dispersión es preponderante, por lo que el sensor CCD contenido en la cámara digital mide en gran medida la luz dispersa, además de que el humo al ser blanco tiene un coeficiente de absorción muy bajo así que $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{Dis}}$.

Bibliografía

- [1] Beutell R G and Brewer A W 1949 Instruments for the measurement of the visual range *J. Sci. Instrum.* 26 357-9
- [2] Anderson T L *et al* 1996 Performance characteristics of a high-sensitivity, three-wavelength, total scatter/backscatter nephelometer *J. Atmos. Oceanic Technol.* 13 967-86.
- [3] Ahlquist N C and Charlson R J 1968 *Measurement of the vertical and horizontal profile of aerosol concentration in urban air with the integrating nephelometer Environ. Sci. Technol.* 2 363-6.
- [4] Gordon J I and Johnson R W 1985 *Integrating nephelometer: theory and applications Appl. Opt.* 24 2721-30.
- [5] Horvath H and Habenreich T A 1989 *Absorption coefficient of the Vienna aerosols: comparison of two methods Aerosol Sci. Technol.* 10 506-14.
- [6] Hasan H and Lewis C W 1983 *Integrating nephelometer response corrections for bimodal size distributions Aerosol Sci. Technol.* 2 443-53.
- [7] Sepucha R C and Mann D C 1975 *Aerosol attenuation in the 2-4 μm region*, DARPA report RADC-TR-75-113, Griffiss USAF Base, New York.
- [8] Gerber H E 1979 Portable cell for simultaneously measuring the coefficients of light scattering and extinction for ambient aerosols *Appl. Opt.* 18 1009-14.

Conclusiones

Al termino de este trabajo hemos cumplido el objetivo de medir bajas concentraciones de aerosol por lo que fue necesario emplear una celda óptica multipasos y un haz laser de 650nm, es notable en este caso recalcar que entre mayor potencia tenga nuestro laser podemos obtener mejores resultados en la resolución de nuestras medidas, pero esta radiación debe tener un límite debido a la interacción que tiene la radiación con la materia, por otro lado debemos tomar en cuenta que se obtuvieron mejores resultados con el láser de longitud de onda de 650 nm, debido a que los fotodetectores son más sensibles a las longitudes de onda infrarrojas tal y como se muestra en algunas figuras y graficas del capítulo 5. Sin embargo visualmente podemos observar que con el láser de 532nm se observaba mucho mejor los resultados, esto es debido a que los seres humanos detectamos con nuestros ojos mejor el color verde.

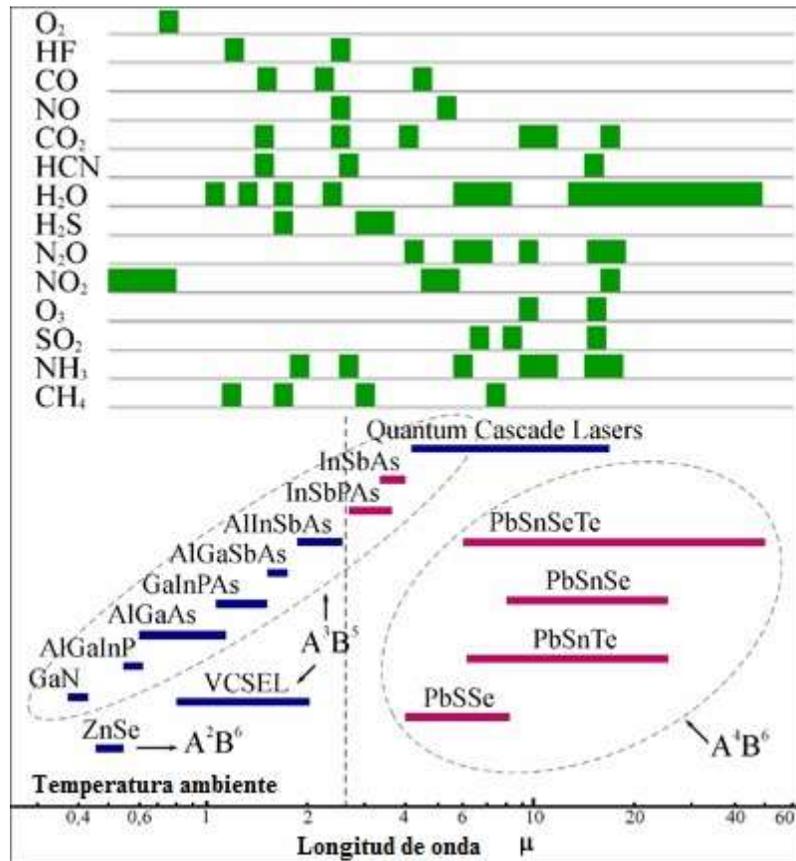
Otra observación del porque hemos obtenido mejores resultados con la celda óptica multipasos que con el haz colimado con un solo paso óptico, es debido a que el volumen de las partículas irradiadas con el haz plegado de la celda multipasos es mayor que el del haz colimado de un solo paso óptico, así mismo el haz expandido se midió una mayor atenuación debido a que tiene una distribución gaussiana y se pierde bastante potencia en la expansión del haz ya que en la parte media de la expansión se tenía un punto no irradiado

Para obtener mejores resultados se requiere de unos nuevos espejos para la celda óptica multipasos que sean adecuados a la longitud de onda a la cual se trabajara, debido a que se tenía un alto índice de absorción por diferentes factores entre ellos porque los espejos tienen unas pequeñas imperfecciones debido al uso natural y paso del tiempo, porque debido a estos factores se crean varios haces perdidos y de esta forma se pierde bastante potencia del haz,

Obtuvimos el análisis del nefelómetro integral con celda recíproca y los resultados experimentales se acercaron a los analíticos, pero se tiene un gran margen de error debido a que nuestro experimento se llevó acabo con partículas de aerosol de diferentes tamaños y diferentes formas también notamos que en los espejos de la celda tiene muchas imperfecciones lo que evita tener una buena reflexión de los haces y disminuye la cantidad de haces que pueden generarse en la celda.

Trabajos a Futuro

Para continuar este trabajo de tesis se sugiere emplear un láser de diodo sintonizable en el rango del infrarrojo para poder detectar diferentes compuestos químicos y de esta forma determinar algunas propiedades de las partículas a medir, se sugiere trabajar con dispositivos que emitan y detecten longitudes de onda mayor a 3.5 micrómetros debido a que en esta región puede detectarse con mayor facilidad algunos compuestos químicos.



Artículos presentados en congresos.

Los artículos que a continuación se presentan fueron generados a partir del trabajo de investigación presente, estos trabajos fueron presentados de forma oral y de artículo en diferentes congresos como:

XIV Congreso Nacional de ingeniería Electromecánica y de Sistemas.2013

Reunión Internacional de Otoño de Comunicaciones, Computación y Electrónica 2013

VII Congreso Internacional de ingeniería Electromecánica y de sistemas 2014.

3er Congreso Nacional de Electromecánica y Electrónica 2014

Perturbaciones a la propagación de un haz laser en la atmosfera

Javier Zenteno Garcia, Alexandre Michtchenko
Instituto Politecnico Nacional, SEPI-ESIME-Zacatenco, México City, D.F., México,
Zenteno_jzg@hotmail.com, almitchen@gmail.com

I. INTRODUCCIÓN

Resumen— Hay una gran variedad de características que perjudican la trayectoria de un haz de luz en la atmosfera que puede dar lugar a desvanecimiento del haz de luz, tan serias pueden llegar a ser las perturbaciones, que incluso se puede perder completamente el haz de luz. Lo cual puede ser ocasionado por obstrucciones físicas tales como aves, insectos, ramas y hojas de árboles u otros factores donde estas obstrucciones pueden dar lugar a perturbaciones temporales o permanentes y de esta manera bloquear la trayectoria de un haz de luz hacia un detector óptico. Otra clase de perturbación puede suceder cuando la plataforma de la fuente de luz se pone en movimiento debido al viento o sismos, que a través del tiempo puede resultar en una grave falta de alineación del sistema fuente de luz-detector también puede tener afectaciones a la diferencia de temperaturas. Pero los fenómenos más importantes son, la absorción y la dispersión en la atmosfera, en donde intervienen algunas partículas suspendidas en la atmósfera las cuales pueden atenuar significativamente el haz de luz que se propaga, mientras que las distorsiones atmosféricas aleatorias debido a la turbulencia óptica pueden degradar gravemente la calidad de frente de onda de un haz luz.

Keywords— Turbulencia atmosférica, propagación de luz en la atmosfera, aerosol, absorción, reflexión, índice de refracción, desvanecimiento.

Abstract— There are a variety of features that damage the path of a beam of light in the atmosphere that can lead to fading of the light, so can become serious perturbation, you can even lose the beam entirely. The perturbation which will mainly discuss the most important phenomena of the absorption and scattering in the atmosphere, where some particles suspended in the atmosphere which can significantly attenuate the light beam that propagates involved, while the atmospheric distortions random due to optical turbulence can severely degrade the quality of the wavefront of a light beam.

Keywords— Atmospheric turbulence, propagation of light in the atmosphere, aerosol absorption, reflection, refraction index, fading.

Las variaciones que se presentan en el índice de refracción, resultado de algunos fenómenos físicos tales como la mezcla turbulenta en las masas de aire atmosférico a diferentes temperaturas y con un cierto gradiente de velocidad, que originan fluctuaciones en la intensidad y en la fase del haz de luz que se propaga así como la dispersión, y la absorción. En concreto, la fluctuación de intensidad se suele denominar centelleo log-normal de amplitud o perturbación logarítmica debido a su descripción estadística, siendo equivalente a un desvanecimiento del haz de luz. Este desvanecimiento será apreciable en tiempo y espacio pero no en frecuencia. Si se considera que la apertura del detector es pequeña en comparación a la longitud de correlación de las fluctuaciones de irradiancia, entonces el detector se comportaría esencialmente como un detector puntual.

De esta forma, la intensidad de luz recibida se relaciona con la amplitud logarítmica de la onda óptica, $\chi(t)$ mediante la expresión:

$$I(t) = I_0 \exp(-2\chi(t)) \quad (1)$$

Donde I_0 es la irradiancia recibida en ausencia de una atmósfera turbulenta, cumpliéndose que $E[I] = I_0$, lo que, por conservación de energía, requiere la elección de $E[\chi] = -\sigma_\chi^2$, y $\chi(t)$ es una función de densidad de probabilidad de la fluctuación logarítmica de amplitud. Teniendo en cuenta todas estas consideraciones, se presenta un esquema para la propagación y detección de un haz laser en la atmosfera. Dicho esquema se muestra en la Figura 1:

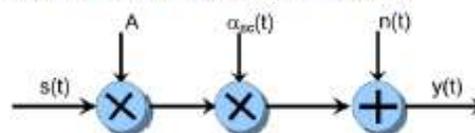


Figura 1 Modelo para la propagación y detección de un haz laser en la atmosfera.

El modelo de la figura 1, $s(t)$ representa un haz laser de entrada referida al bloque de conversión opto-electrónico considerada como la potencia óptica instantánea recibida para el caso ideal en el que el medio no sea turbulento y se ignore el factor de pérdidas, A ; $n(t)$ es el ruido aleatorio, blanco y gaussiano de media cero y de naturaleza aditiva en la que su

componente fundamental se refiere al ruido shot debido principalmente a la luz ambiental unido al ruido térmico del sistema detector; A es el factor de atenuación de potencia que sufre la secuencia de pulsos ópticos transmitidos como consecuencia de la atenuación geométrica, unido a los fenómenos de absorción atmosférica y dispersión atmosférica. Dada unas condiciones meteorológicas concretas, una longitud de onda óptica determinada, y fijado el tipo de láser a emplear, y en particular su ángulo de divergencia, así como el tamaño de la superficie fotosensible del detector, se obtiene un valor concreto para A que puede considerarse constante con el tiempo en este modelo. Finalmente, $y(t)$ es la señal obtenida del detector, una vez que ha pasado por el canal, mientras que $\alpha_w(t) = \exp(-2\chi(t))$ representa al coeficiente de centelleo atmosférico variable con el tiempo, y que es el responsable de las fluctuaciones de irradiancia que sufre todo haz de luz que se propaga por una atmósfera turbulenta. La irradiancia de un haz de luz que se propaga por la atmósfera como el producto de la irradiancia en espacio libre multiplicada por un factor variable en el tiempo. Este último factor es el encargado de describir las fluctuaciones de potencia que va a sufrir dicha señal en presencia de un medio turbulento.

II. II. FENÓMENOS NATURALES QUE ATENUAN UN HAZ DE LUZ

La Niebla, la lluvia, el polvo, la nieve, el humo, y otras partículas de aerosol son principalmente los elementos más importantes que atenúan un haz de luz, que en ocasiones puede ser compensado mediante el aumento de la intensidad de luz. La absorción molecular puede ser minimizada mediante la apropiada selección de la longitud de onda óptica. Por el contrario, las fluctuaciones aleatorias en el índice de refracción de la atmósfera que causan turbulencia óptica siempre resultan en un aumento de desvanecimiento en el sistema, especialmente para trayectos de propagación casi horizontales a través de largos tramos de la atmósfera de la Tierra. La pérdida del haz de luz en el medio incrementada por la turbulencia entre la fuente de luz y el detector a medida que la distancia se incrementa, no hay ninguna longitud de onda o "ventana", en la cual se eviten estos efectos (aunque las longitudes de onda más largas se comportan mejor), y buscando una mejor ganancia de la señal no mejora la calidad del haz de luz. Para muchos casos prácticos, la presencia constante de turbulencia óptica en el canal atmosférico es el factor limitante en el rendimiento de la propagación de un haz de luz confiable.

El desvanecimiento de un haz de luz es causado principalmente por la absorción y dispersión de las moléculas y partículas de aerosol, comenzamos con una descripción de los principios físicos básicos detrás de estos procesos. Existen diferentes modelos que se aplican para modelar el desvanecimiento molecular y el desvanecimiento en aerosol, y se examina los más útiles en la predicción de la pérdida de la señal.

A. Desvanecimiento de un haz debido a los aerosoles y moléculas atmosféricas.

El desvanecimiento se define como una reducción en la intensidad de un haz de luz que se propaga. Hay dos procesos que causan el desvanecimiento: la absorción y la dispersión. Ambos procesos quitan energía a partir de la dirección del haz que se propaga hacia adelante. Procesos de absorción y dispersión pueden subdividirse en dos dominios a partir del tamaño: régimen molecular, y régimen de partículas más grandes (aerosoles).

B. Desvanecimiento molecular

La absorción molecular es un factor primario en la atenuación del haz. En longitudes de onda superiores a $1 \mu\text{m}$, los átomos no hacen pareja fuertemente con el campo electromagnético y sus contribuciones al desvanecimiento β_{atm} se pueden despreciar. Además, el desvanecimiento molecular a estas longitudes de onda es predominantemente debido a la absorción de la radiación incidente con contribuciones de menor dispersión.

Las moléculas absorben la energía en cuantos discretos, y este proceso altera el estado electrónico, vibracional, y/o rotacional de las moléculas. El espectro de absorción de las moléculas, por tanto, consiste en una serie de líneas de absorción discretas. Las bandas de espectros de rotación son de 10 cm de longitud de onda a $100 \mu\text{m}$; los espectros vibracionales son típicamente de 100 a $1 \mu\text{m}$. Las transiciones electrónicas están en las bandas del visible y ultravioleta.

La frecuencia nominal y la fuerza de una transición de energía vibracional discreta en una molécula pueden ser calculadas con los modelos de la mecánica cuántica. Sin embargo, esta transición discreta es raramente observada, desde la transición vibracional que generalmente está acompañada de transiciones rotacionales, lo que resulta en una considerable ampliación de la línea. La línea ampliada puede describirse como la suma de las transiciones individuales entre un estado de rotación del estado inicial de la vibración, y un estado de rotación del estado vibracional final.

Como consecuencia, la determinación de la forma y la amplitud del espectro de absorción, y por lo tanto el desvanecimiento de moléculas, a partir del principio es una tarea complicada.

C. Desvanecimiento con aerosol.

Una partícula de aerosol es mayor que una molécula, pero todavía lo suficientemente pequeño para permanecer suspendidas en la atmósfera durante un largo período de tiempo. El rango de diámetro (d) de los aerosoles atmosféricos es aproximadamente $0.002 \mu\text{m} < d < 100 \mu\text{m}$.

Los aerosoles atmosféricos son generalmente clasificados por tamaño en dos modos principales, cada modo tiene un origen diferente. El modo fino consiste en partículas con un diámetro menor que $d < 2.5 \mu\text{m}$. Este modo se divide a su vez en un

modo de Aitken, con partículas $d < 0,1 \mu\text{m}$ creado por la condensación o la nucleación de moléculas que se hacen más grandes por la coagulación; y un modo de acumulación, con diámetros de partículas $0,1 \mu\text{m} < d < 2,5 \mu\text{m}$ que no evolucionan en partículas más grandes. El modo gruesa con un diámetro $d > 2,5 \mu\text{m}$ que se componen principalmente de partículas generadas por procesos mecánicos, como el viento que sopla sobre la tierra, la arena o el agua (rocío del mar).

Los tiempos de vida de las partículas dependen del tamaño de la partícula. Si se descuidan los efectos de la turbulencia y las únicas fuerzas que actúan sobre una partícula como es la fuerza gravitacional y la fuerza de arrastre, a continuación, aparece un estado o una terminal de velocidad de sedimentación constante que se puede determinar. Sea T_{100} representa el momento de una partícula de diámetro d a caer 100m. Entonces $T_{100} \approx 3.6$ años para $d = 0,1 \mu\text{m}$, $T_{100} \approx 33$ días para $d = 1,0 \mu\text{m}$, $T_{100} \approx 8.5$ horas para $d = 10,0 \mu\text{m}$ y $T_{100} \approx 7$ minutos para $d = 100,0 \mu\text{m}$. Así, en los primeros 10 m. por encima del mar o de la superficie de la tierra se pueden encontrar fuertes gradientes de partículas de gran tamaño ya que la población de partículas actuales está determinada en gran medida por los mecanismos de producción de un pasado muy reciente. La composición del aerosol para las condiciones de mar abierto se puede clasificar en dos tipos: las partículas de sal marina, y una menor concentración (residual) de las partículas de aerosoles continentales. Las partículas de sal marina se producen a partir de gotas de agua de mar y aerosol que se han evaporado, después de servir como núcleos de condensación en el ambiente oceánico de alta humedad. Estas partículas pueden crecer en tamaño en regiones de alta humedad, y reducirse por evaporación tal como la humedad disminuye.

Como se verá en la siguiente sección, el desvanecimiento del haz láser causada por una sola partícula de aerosol depende del tamaño y la composición de la partícula. Por lo tanto, para evaluar el desvanecimiento de aerosol de un haz láser que se propaga a través de la atmósfera, lo que necesitamos saber es el número de aerosoles presentes, así como su tamaño y su composición. La distribución del tamaño de partícula de aerosol (PSD) describe el número de partículas como una función del tamaño. El PSD se puede medir con instrumentos utilizando una variedad de principios mecánicos, aerodinámica y electromagnética. Es más difícil de deducir la composición de las partículas. Una técnica para analizar las partículas una vez que han pasado a través del instrumento de medición de la PSD, que sólo puede proporcionar información general acerca de la composición. Para la caracterización química, es más habitual recoger el material en filtros y analizar el contenido en el laboratorio. Esto produce una composición detallada, pero por lo general sólo con una resolución de tamaño muy grueso.

Hay considerables dificultades experimentales que se pueden encontrar en la realización de mediciones de PSD y la composición, lo que hace que estas técnicas experimentales sean menos adecuados en un entorno operativo. Por lo tanto, se han desarrollado modelos que describe la concentración de

aerosoles en la atmósfera como una función de los parámetros meteorológicos o climatológicos, la teoría de Mie, relaciona el tamaño y la composición de aerosol al desvanecimiento, los modelos y las técnicas de medición descritas dan como resultado una distribución de tamaño de partícula del aerosol. Para determinar el efecto de los aerosoles atmosféricos en el canal de propagación del haz láser, es necesario utilizar la distribución de tamaño de partícula para determinar el desvanecimiento para una longitud de onda dada. El haz desvanecido es la suma de la absorción y dispersión de la energía láser, y ambos se pueden calcular utilizando la teoría de Mie.

Las características de desvanecimiento de las partículas de aerosol se calculan casi exclusivamente para esferas, (achatada o alargado) o partículas esferoides. Aunque otras geometrías simples pueden abordarse (por ejemplo, elipsoides, cilindros y discos), el cálculo fundamental de Mie determina la absorción y la dispersión de una onda plana incidente por una esfera homogénea. El ambiente marino y tomando en cuenta las longitudes de onda de interés, las principales contribuciones al desvanecimiento de aerosol resultado de gotas de rocío. Estas gotitas son esféricas, lo que implica que la teoría de Mie se puede utilizar de forma fiable. Para partículas que son más o menos del mismo tamaño o mayor que la longitud de onda de interés, la dispersión es generalmente el término dominante en la ecuación de desvanecimiento. Para partículas sustancialmente más pequeñas que la longitud de onda, la absorción es dominante. En la teoría de Mie, los parámetros de entrada críticos son la longitud de onda y el tamaño de las partículas. El parámetro clave es la dimensión de tamaño x de una partícula de radio r , el número de onda k , y la radiación de longitud de onda λ . La dimensión menor parámetro de tamaño x ilustra la naturaleza del cálculo de Mie: que es sólo la relación entre el tamaño de partícula y la longitud de onda del haz de luz que nos importa. Para la luz incidente fig. 2. la Eficiencia el desvanecimiento calculado para el índice de refracción $n = 1,29 + i0,05$.

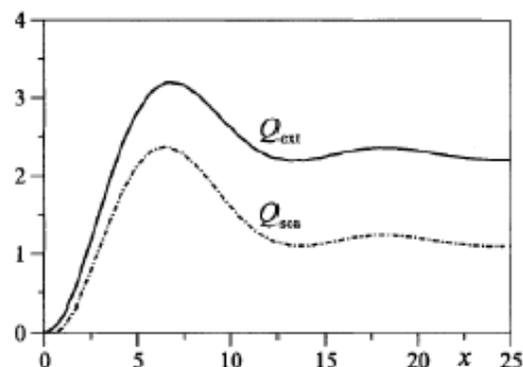


Fig. 2 eficiencia de desvanecimiento calculado para un índice de refracción $n = 1,29 + i0,05$ este valor representa partículas de sal marina en una región de longitud de onda de 10.6 micras.

Este valor representa un conjunto de partículas de sal de mar mojada cerca de la región de 10.6 micras de intensidad I_0 , la energía total dispersa debido a una sola partícula con R radio de índice de refracción n se puede determinar. Esta energía total se puede equiparar a la energía incidente sobre un área definida C_{sca} , la sección eficaz de dispersión. Del mismo modo, la energía incidente total absorbida por la partícula puede ser equiparada a un área s, llamada sección transversal de absorción. De ello se desprende que el desvanecimiento del haz C_{des} , o la energía total retirada del haz, está dada por

$$C_{des} = C_{sca} + C_{abs}. \quad (2)$$

El tamaño de la partícula, y la longitud de onda del haz de luz, y el desvanecimiento con características que están relacionadas por una cantidad llamada la eficiencia de desvanecimiento. Las partículas esféricas de la sección transversal geométrica de radio r tiene una geometría de sección transversal de πr^2 que define la sección transversal del desvanecimiento efectivo

$$Q_{des} = C_{des} / \pi r^2 \quad (3)$$

a continuación se examina la relación entre la sección transversal efectiva Q_{des} parámetro de tamaño x, y. En la figura. 2 se muestra un cálculo de Mie para el índice de refracción $n = 1,29 + i0,05$. Los cálculos se realizaron con un programa de coeficientes de dispersión de Mie llamados BHMIE escritos por Bohrenand Huffman. Este índice de refracción es típico de un conjunto de partículas de sal marina cerca de una longitud de onda de $\lambda = 10,6$ micras. El valor relativo de Q_{abs} se puede deducir de esta cifra a partir de $Q_{des} = Q_{des} - Q_{sca}$; la absorción es una fracción sustancial de el desvanecimiento en general para esta combinación de la parte real e imaginaria del índice de refracción.

Graficar la sección transversal de desvanecimiento vs el parámetro de tamaño son útiles para mostrar el cambio relativo en la sección transversal a medida que aumenta el tamaño de los parámetros. Es importante entender el punto enfatizado por Bohren y Huffman: las variables que el índice de refracción y el tamaño del parámetro que son verdaderamente independientes en el sentido de que si variamos la longitud de onda λ cambia efectivamente x, el índice de refracción cambia también; el índice de refracción de una sustancia dada es una función de la longitud de onda. Por otro lado, el tamaño de la partícula r se puede cambiar para variar x sin dificultad.

III. ATENUACIÓN ATMOSFÉRICA DE ENERGÍA DE UN HAZ LASER

La transmitancia T(s) está dada por:

$$T_r(S) = (I_r(S)/I_r,0) = e^{-\beta_v s} \quad (4)$$

Donde el coeficiente de desvanecimiento total β_v comprende la dispersión, absorción de aerosol, dispersión molecular, y los términos de absorción molecular:

$$\beta_v = \beta_{sca,v}^{aer} + \beta_{abs,v}^{aer} + \beta_{sca,v}^{mol} + \beta_{abs,v}^{mol} \quad (5)$$

El coeficiente de desvanecimiento total se define en unidades de km^{-1} .

En el cálculo de la propagación del haz de luz es necesario determinar la pérdida de L_a debido al desvanecimiento atmosférico:

$$L_a = 10 \log_{10} [T(s)], \quad (6)$$

Para las condiciones de aire limpio típicamente, $\beta_v \approx 0.1$; para las condiciones de neblina (con una visibilidad de unos 4 km), $\beta_v \approx 1.0$; en condiciones de niebla, $\beta_v \geq 1.0$, y por una densa niebla, con una visibilidad de 10 metros, $\beta_v \approx 391$. Asumimos la longitud del camino óptico deseado que será de 2 km, y asumimos que las condiciones atmosféricas son con niebla por lo tanto $\beta_v \approx 1.0$ en la longitud de onda de interés. La transmitancia viene dada por

$$T_r(S) = (I_r(S)/I_r,0) = e^{-\beta_v s} = e^{-1 \cdot 2} = e^{-2} \quad (7)$$

, por lo que la pérdida es

$$L_a = 10 \log_{10} [e^{-2}] \approx 8.7 \text{ dB}, \quad (8)$$

A. Propagación de radiación laser en el espacio libre con turbulencia óptica Desvanecimiento molecular

Con el uso de cualquiera de los modelos de turbulencia óptica es posible estimar el rango de los niveles de turbulencia ópticos para una ubicación geográfica particular y un tiempo determinado. Pero para caracterizar completamente los efectos de la turbulencia óptica en un sistema de propagación de un haz de luz en el espacio libre. Comenzamos una prueba de la propagación de un haz de luz en el espacio libre, y después utilizamos este resultado para desarrollar las expresiones necesarias para predecir el rendimiento del sistema de propagación de un haz laser en un ambiente turbulento para diversos escenarios ambientales.

B. Propagación de radiación laser en el espacio libre.

Considere un modelo de haz de laser en el espacio libre el cual tiene una distribución gaussiana con la envolvente sobre la fase del frente de onda parabólica que permite la caracterización completa de las características de enfoque o divergentes de un haz láser. Desde que fue propuesto por primera vez este modelo de onda del haz se ha utilizado en una serie de estudios relativos a la propagación de haz láser a través de un medio cambiante.

Cuando $z = 0$ en el espacio libre con campo eléctrico de una amplitud unidad, de orden más bajo del haz gaussiano paraxial que se propaga principalmente a lo largo del eje z se puede representar de la siguiente forma

$$U(r, 0) = \exp \left[- \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik}{2R_0} \right) r^2 \right] \quad (9)$$

Donde ω_0 es el radio del haz transmisor (tamaño del haz), R_0 es el radio de curvatura del frente de onda, $k = 2\pi / \lambda$ es el número de onda óptico, y $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ es la distancia transversal desde el centro del haz en el plano transmisor. La geometría de propagación se muestra en la figura. 3.



Figura 3 geometría de propagación

Después de la propagación de una distancia z desde el transmisor del campo óptico se convierte

$$U(\rho, z) = \frac{\exp(ikz)}{\hat{r} + i\hat{z}} \exp \left[- \frac{1}{\hat{r} + i\hat{z}} \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik}{2R_0} \right) \rho^2 \right] \quad (10)$$

Donde $\rho = (x'^2 + y'^2)^{1/2}$ es la distancia transversal desde el eje óptico del haz en el plano detector. En la ecuación. (12) Se han utiliza los parámetros del haz que se está propagando.

$$\hat{r}(z) = \frac{R_0 - z}{R_0}, \quad \hat{z} = \frac{z}{z_d} \quad (11)$$

Donde el parámetro \hat{r} de enfoque normalizado caracteriza las propiedades de enfoque del haz en términos de desviación de la curvatura del frente de onda de la condición de un enfoque óptico de $R_0 = z$, y $\hat{z}_d = k\omega_0^2/2$ es la distancia de difracción. En esta notación de haz convergente se indican con R_0 positiva; y haces divergentes por R_0 negativo. En la cintura del haz R_0 es infinito y el tamaño del haz toma su valor más pequeño posible. En términos de los haces convergentes de los parámetros de enfoque son definidas por $\hat{r} < 1$, haces colimados por $\hat{r} = 1$, y haces divergentes por $\hat{r} > 1$. Como podemos notar, la dependencia funcional de \hat{r} y \hat{z} , la distancia de propagación z se debe entender. Las características del haz láser por el espacio libre en el detector se definen por

$$\hat{r}_{rec}(z) = \frac{\hat{r}}{\hat{r}^2 + \hat{z}^2} = \frac{R(z) + z}{R(z)}, \quad \hat{z}_{rec}(z) = \frac{\hat{z}}{\hat{r}^2 + \hat{z}^2} = \frac{z}{0.5k\omega^2(z)} \quad (12)$$

Al igual que con los parámetros del haz que se propaga, la dependencia funcional de \hat{r}_{rec} y \hat{z}_{rec} en z debe ser entendido. El tamaño del haz láser en el espacio libre $\omega(z)$ y el radio frontal de curvatura $R(z)$ en el plano receptor se pueden

expresar en términos de los parámetros del haz que se propaga como

$$\omega(z) = \omega_0 [\hat{r}^2 + \hat{z}^2]^{1/2}, \quad R(z) = \frac{z(\hat{r}^2 + \hat{z}^2)}{\hat{r}(1 - \hat{r}) - \hat{z}^2} \quad (13)$$

Para un haz colimado con la cintura del haz en la abertura del haz de luz a propagarse $z = 0$ y $\hat{r} = 1$, se obtienen las siguientes expresiones que describen el tamaño del haz y la fase del radio de curvatura como una función de z :

$$\omega(z) = \omega_0 [1 + (\lambda z / \pi \omega_0^2)]^{1/2}, \quad R(z) = z [1 + (\pi \omega_0^2 / \lambda z)]^{1/2} \quad (14)$$

En términos de tamaño del haz $\omega(z)$ la intensidad media en el detector se expresa como

$$I(\rho, z) = \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp \left(\frac{-2\rho^2}{\omega^2(z)} \right) \quad (15)$$

C. Haz perdido.

Cuando un haz láser se propaga a través de la turbulencia óptica donde es más pequeño que el diámetro del haz, la calidad del frente de onda del haz se degradada resultando en el centelleo del haz de láser (ver. Fig. 4). Sin embargo, la turbulencia ópticas más grande que el diámetro del haz tienden a hacer que todo el haz sea desviado, lo que resulta que al paso del haz en un camino cambiante del haz sobre el centroide del punto de mira llamada "fluctuación lenta de fase del haz" y de centelleo son ambos factores importantes para la propagación del haz ascendente con un láser por la atmosfera exterior, ya que el diámetro del haz láser es más pequeña que muchos de las turbulencias ópticas encontradas. La propagación del haz en la atmosfera exterior son menos afectados por el fenómeno del haz perdido porque el diámetro del haz láser se ha extendido un poco antes de entrar en la atmósfera de la Tierra. Por lo que se muestra casi horizontal, las fluctuaciones del haz viajan por diferentes caminos y puede ser un factor significativo en el régimen de fluctuación débil, que se define por la condición



Fig. 4. Impresión típica de un haz de luz láser propagándose a través de un medio turbulento

$$\sigma_1^2 < 1 \text{ y } \sigma_1^2 \hat{z}_{rec}^{5/6} < 1. \quad (16)$$

Más allá del régimen de fluctuación débil, la magnitud de haz perdido rápidamente comienza a disminuir a medida que el frente de onda del haz pierde la coherencia debido a la acumulación de las distorsiones del frente de onda. Los efectos del haz fluctuando pueden ser compensados por el uso de un sistema de espejos tip-tilt como se explica en "las comunicaciones por láser en el espacio libre con la óptica adaptativa: experimentos de compensación de la Atmósfera" por Weyrauch y Vorontsov

Si la huella del haz se registra durante un periodo suficientemente largo de tiempo, la anchura del haz resultante es la suma de la anchura del haz a corto plazo en la turbulencia $\omega(z)$, además de cualquier ampliación adicional debido al movimiento del haz al azar sobre la posición del centroide:

$$\omega(z)_{long} = \omega(z) + \langle \beta_{\omega}^2 \rangle, \langle \beta_{\omega}^2 \rangle = 1.52 C_n^2 z^3 \omega_0^{-1/3} \quad (17)$$

D. La reducción de los efectos de turbulencia ópticos.

Hay una variedad de técnicas disponibles para mitigar los efectos de la turbulencia óptica. Por ejemplo, el aumento del tamaño de la apertura del detector ofrece una manera eficiente y es simple para reducir la turbulencia inducida la señal que se desvanece. Un enfoque relacionado es el uso de un difusor de fase como un haz que se desvanece el cual es económico, lo que reduce el centelleo y la señal se desvanece a través de un efecto de apertura promedio "artificial". Ambas técnicas reducen el radio de correlación del haz láser con respecto a la apertura del tamaño del detector.

Referencias

- [1] W. C. Jakes, *Microwave Mobile Communications*, Wiley-Interscience, 1974.
- [2] B Sklar, *Rayleigh Fading Channels in Mobile Digital Communication Systems. Part II: Mitigation*, IEEE Communication Magazine, Vol. 35, no.7 pp. 102-109, July 1997.
- [3] R. Kennedy, *On the Atmosphere as an Optical Communication Channel*, IEEE Trans. On Information Theory, vol. 14, no. 5, pp. 716-724, sept. 1968.
- [4] D. L. Fried, *Propagation of an Infinite Plane Wave in a Randomly Inhomogeneous Medium*, J Opt. Soc. Am., vol.56, no. 12, pp. 1667-1676, Dec. 1966.
- [5] J.W. Strohbehn, *Modern Theories in the Propagation of Optical Waves in a Turbulent Medium*, in *Topic in Applied Physics: Laser Beam Propagation in the Atmosphere*, Springer, New York, 1978, Chap 3.
- [6] D. L. Fried, *Aperture Averaging of scintillation*, J. Opt. Soc. Am., vol.77, no. 2, pp. 169-175, Feb. 1967.
- [7] D. L. Fried, *Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures*, J. Opt. Soc. Am., vol.56, no. 10, pp. 1372-1379, Oct. 1966.
- [8] R.M. Goofy and Y.L. Yung, *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*, 2nd ed. (Oxford University Press, 1989).
- [9] M.E. Thomas and D.D. Duncan, *Atmospheric Transmission. The Infrared and Electro-Optical Systems Handbook*, Vol. 2 (SPIE Press, 1993).
- [10] A.S. Jursa, Ed., *Handbook of Geophysics and the Space Environment* (Air Force Geophysics Laboratory, 1985).
- [11] H.C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles* (John Wiley & Sons, 1957).
- [12] C.F. Bohren and D.R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (John Wiley & Sons, 1983).
- [13] T.E. Van Zandt, J.L. Green, K.S. Gage, and W.L. Clark, *Vertical profiles of refractivity turbulence structure constant: Comparison of observations by the Sunset radar with a new theoretical model*, Radio Science, 13, 819-829 (1978).
- [14] T.E. Van Zandt, K.S. Gage, and J.M. Warnock, *An improve model for the calculation of profiles of wind, temperature, and humidity*, Preprints Twentieth Conference on Radar Meteorology, American Meteorological Society, Boston MA, 129-135 (1981).
- [15] J.M. Warnock T.E. Van Zandt, and J.L. Green, *A statistical model to estimate mean values of parameters of turbulence in the free atmosphere*, Preprints 7th symposium on turbulence and diffusion, Nov 12-15, 1985, Boulder, CO, AMS, Boston, MA 156-159.
- [16] E.M. Dewan, R.E. Good, B. Beland, and J. Brown, *A model for Cn 2 (optical turbulence) profiles using radiosonde data*, (PL-TR-93-2043, Environmental Research Papers, No. 1121, Phillips Laboratory, Hanscom AFB, MA, 1993).
- [17] W.B. Miller, J.C. Ricklin and L.C. Andrews, "Log- amplitude variance and wave structure function: a new perspective for gaussian beams," J. Opt. Soc. Am. A. 10(4), 661-672 (1993).
- [18] L.C. Andrews, W.B. Miller, J.C. Ricklin, "Geometrical representation of Gaussian beams propagating through complex optical system" Appl. Opt. 32(30), 5918-5929 (1993).
- [19] L.C. Andrews, and R.L. Phillips, *Laser Beam Propagation Through Random Media* (SPIE Press Bellingham, 1998).
- [20] <http://sci-hub.org/>

Estudio de la determinación del tamaño de partículas por difracción laser.

Javier Zenteno Garcia, Alexandre Michtchenko
Instituto Politécnico Nacional, SEPI-ESIME-Zacatenco, México City, D.F., México,
Zenteno_jzg@hotmail.com, almitchen@gmail.com

Resumen— El objetivo de este trabajo es desarrollar la tecnología necesaria para la medición y caracterización del tamaño de las partículas por difracción laser, dicho método se realiza haciendo incidir un haz laser sobre una partícula, lo cual nos permitirá evaluar diferentes parámetros entre ellas la distribución del tamaño de la partícula.

Keywords— *Difracción laser, tamaño de partícula.*

I. INTRODUCCIÓN

Una partícula es una masa discreta de materia ya sea solida o líquida y puede incluirse desde partículas atómicas a grandes trozos de minerales. Aunque en realidad esto no ocurre, en la mayoría de los casos, asumimos que las partículas son perfectamente esféricas y que esta es la forma regular de referencia. De este modo el tamaño de la partícula se puede establecer de forma más útil midiendo una propiedad característica de una partícula irregular que pueda ser relacionada con la misma propiedad de la partícula con forma regular. Los tamaños de las partículas se pueden describir en base a una esfera equivalente, combinando los parámetros de tamaño y forma e incorporando las variaciones de tamaño aparente.

El estudio del tamaño de partícula es de gran importancia para variadas ramas en la industria, que van desde la agrícola la cosmética, farmacéutica, microelectrónica y ambiental.

En este artículo trataremos la medición de las partículas a partir del método de dispersión estática de luz (difracción) con la cual mediremos y analizaremos los patrones de difracción de la luz; estas mediciones se traducen mediante algoritmos a una señal representada gráficamente como dispersión del tamaño de partículas. Estas medidas de dispersión de luz se realizan en la región del ángulo delantero angular de acceso al espectro del láser.

El rango de trabajo de medición de la partícula va de $0.1\mu\text{m}$ a $3,000\mu\text{m}$. El sistema básico se compone de un módulo óptico, un módulo de muestras, y una computadora como podrá verse en la figura 2.

Este instrumento permite analizar partículas en una amplia gama de tamaños desde la región micrométrica a la nanométrica. El tamaño de los haces de luz láser se relaciona

en forma inversa al tamaño de las partículas y el diámetro estadístico promedio que indica la tendencia central del tamaño de las partículas

II. DESARROLLO Y/O CAMPO TEÓRICO

En la actualidad, la técnica que más se emplea para caracterizar partículas muy pequeñas es la difracción láser (LD). Otros métodos son: la dispersión de luz estática, dispersión de la luz en campo cercano, dispersión de un haz láser a pequeños ángulos, y difracción de Fraunhofer.

En esta técnica, el patrón de dispersión de la luz láser monocromática de un conjunto de partículas dispersas se mide en una serie de elementos detectores colocados en diferentes ángulos, sobre todo en la dirección hacia adelante. Las señales del detector de medición se convierten entonces a una distribución de tamaño de partícula, mediante el uso de un modelo basado en una matriz. Esta matriz contiene información de las señales medidas en todos los elementos de detección por unidad de volumen de la partícula esférica para cada uno de un conjunto definido de tamaño. Varios modelos teóricos se han utilizado: como por ejemplo Fraunhofer, difracción anómala y difracción de Mie. El último modelo requiere del conocimiento de la parte real e imaginaria del índice de refracción (RI). En algunos instrumentos, se toman en cuenta los datos obtenidos con diferentes longitudes de onda o direcciones de polarización. Siempre, las partículas se supone que son esféricas. Para partículas no esféricas, esto conduce a una distribución de diámetros equivalentes de dispersión de la luz, que depende de la orientación de las partículas.

Para un buen funcionamiento, se requiere una baja concentración de partículas en el medio durante la medición. La concentración demasiado baja de partículas, hace que las señales de dispersión del haz laser sea demasiado débiles, y que se provoque una baja relación señal-ruido y una baja repetitividad en las mediciones. En alta concentración, la dispersión de la luz en una partícula tiene una alta probabilidad de ser dispersado de nuevo en una o más partículas (dispersión múltiple). Únicamente unos instrumentos son capaces de corregir esta dispersión múltiple. En estos instrumentos, el límite para la concentración es cuando la luz que incide en el detector y viene de la dispersión múltiple. Los límites de concentración están generalmente indicados en términos de oscuridad, que bien siendo el porcentaje de luz incidente que se elimina debido a las partículas.

El resultado principal de la técnica de LD es un volumen basado en la distribución del tamaño de la partícula (PSD) y en el conjunto de esferas que tienen propiedades ópticas definidas, para los que el comportamiento de la dispersión calculada nos da una coincidencia óptima con él.

III. TEORÍAS DE DISPERSIÓN DE LA LUZ

Entre la luz y una partícula, cuatro tipos de interacción se pueden distinguir:

1. Difracción de la luz en el contorno de la partícula, conocido como (Fraunhofer) de difracción;
2. Reflexión de la luz en la superficie de la partícula, tanto dentro como fuera de la partícula;
3. Refracción de la luz en la interface de la partícula y la dispersión en el medio;
4. Absorción de la luz en el interior de la partícula.

Estas interacciones conducen a fenómenos de interferencia, que dan lugar a un patrón de dispersión con característica en el campo lejano. En el patrón, las intensidades de luz dispersada en diferentes ángulos dependen del tamaño, forma y propiedades ópticas de la partícula. Tres ejemplos se dan en la figura.

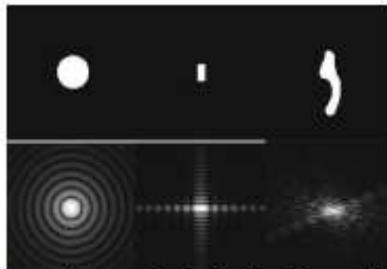


Figura. 1 Toma de intensidades de luz dispersada (abajo) que corresponde a un objeto circular, forma rectangular e irregular de acuerdo con la teoría de Fraunhofer.

Las características típicas del patrón de dispersión de una partícula se muestran claramente a continuación:

- de alta intensidad en la dirección de avance, (mucho) menor intensidad en ángulos de dispersión más grandes;
- Característica, alternando intensidades máximas y mínimas a aumentar los ángulos de dispersión;
- Simetría circular para partículas esféricas;
- un grado de simetría en el patrón de dispersión que refleja el grado de simetría de la partícula.

El patrón de dispersión depende del tamaño de partícula y de la forma y constituye la base para la aplicación de la técnica de difracción con láser para la medición de la distribución del tamaño de la partícula. Entonces, los patrones de dispersión de la partícula en particular los de partículas homogéneas, y partículas esféricas se debe asumir que:

- Cada partícula dispersa como una entidad independiente. Esto significa que la luz se dispersa únicamente una sola vez en la partícula (dispersión simple). Por lo tanto, la dispersión múltiple (luz dispersada por una partícula y dispersa de nuevo por otra partícula) está ausente.

- No hay interferencia óptica entre la radiación dispersada por partículas diferentes. Esto se cumple si todas las partículas se mueven al azar con respecto a la otra y si el patrón de dispersión se promedia en muchas mediciones.

- Por lo tanto, el patrón de dispersión de un conjunto de partículas es el mismo que la suma de los patrones de todas las partículas individuales en conjunto.

Varias teorías han sido desarrolladas para describir-y, por tanto, predecir los patrones de dispersión. En general, la intensidad de la dispersión de la luz no polarizada por una sola partícula esférica se puede escribir como

$$I(\theta) = \frac{I_0}{2k^2 a^2} \{ [S_1(\theta)]^2 + [S_2(\theta)]^2 \} \quad (1)$$

Dónde:

$I(\theta)$ = intensidad dispersada total como función del ángulo

θ = ángulo con respecto a la dirección hacia adelante

I_0 = intensidad de la luz incidente

K = número de onda = $2\pi / \lambda$.

λ = longitud de onda de la fuente iluminante en el aire
 a = distancia desde la muestra donde se dispersa la luz al detector

$S_1(\theta)$ y $S_2(\theta)$ = funciones complejas adimensionales, que describe el cambio de amplitud, respectivamente a la perpendicular y la luz polarizada en paralelo como una función del ángulo y diámetro de partícula.

La Teoría de Mie da una solución rigurosa para la dispersión de la luz tomando como modelo esferas homogéneas, donde estas representan todo tipo de interacción de la luz. Como consecuencia, esta teoría requiere un conocimiento completo de las propiedades ópticas de las partículas y el medio de dispersión. Estas propiedades ópticas se expresan con números complejo principalmente el índice de refracción RI en la cual la parte real representa las propiedades de refracción de la partícula y el medio y la parte imaginaria las propiedades de absorción de luz en la partícula. La principal desventaja para su aplicación en el análisis del tamaño de la partícula es que estas propiedades ópticas a menudo no son bien conocidos, ya que son dependientes de la estructura cristalina y de las impurezas en las partículas y de la longitud de onda de la luz. La no esfericidad y rugosidad de la superficie de la partícula juegan un papel importante. Por lo tanto, a veces las propiedades ópticas se manipulan para alcanzar el mejor ajuste a una expectativa arbitraria de la distribución del tamaño. Por otra parte, para las gotas de un líquido y otras partículas esféricas con el índice de refracción (RI) ya conocida se proporcionará la respuesta verdadera. Hay que notar, sin embargo, que el cálculo de la dispersión de los patrones de partículas mayores de aproximadamente 100 micras con los códigos de Mie requiere alta precisión. En los primeros

instrumentos, estos códigos contenían algunos atajos, que pueden causar errores en los resultados. Por lo tanto, los códigos a menudo basados Fraunhofer se aplican para las partículas medianas y gruesas.

La teoría de Fraunhofer fue la base para la primera (aproximación) en un modelo óptico, para la medición de tamaño de partículas. Se realizaron las siguientes aproximaciones:

- Las partículas se consideran como discos circulares, de dos dimensiones, y opacos.
- Se tiene en cuenta únicamente la interacción de la luz en el contorno de una partícula.
- Sólo en la dispersión en la dirección hacia delante se considera (θ es pequeño).

Entonces

$$S_1(\theta) = S_2(\theta) = \alpha^4 \left[\frac{J_1(\alpha \sin(\theta))}{\alpha \sin(\theta)} \right]^2 \quad (2)$$

Y la ecuación 1 se simplifica y queda como

$$I(\theta) = \frac{I_0}{k^2 \alpha^2} \alpha^4 \left[\frac{J_1(\alpha \sin(\theta))}{\alpha \sin(\theta)} \right]^2 \quad (3)$$

Donde

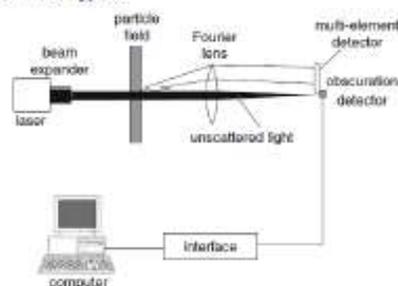
α = parámetro del tamaño adimensional.

D = Tamaño de la partícula

J_1 = Función Bessel de primer orden.

IV. FUNCIONAMIENTO DEL INSTRUMENTAL.

El instrumento que se desarrolla es un conjunto convencional de lentes del tipo Fourier con LD convencional y se muestra en la fig. 2.



Higo. 2 Instrumento típico para la medición de partículas con difracción láser.

La fuente de luz es un láser de 650 nm color rojo, el cual genera un haz de luz coherente monocromático. A veces se utiliza la luz no polarizada, a veces la luz polarizada. La unidad por lo general, se compone de un expansor de haz y lentes integradas para producir un haz de luz paralelo extendido.

En los primeros sistemas, un conjunto de partículas se dispersaban en una sección del instrumento, de tal manera que se exponían al haz del láser en forma perpendicular a la

muestra y dentro de la distancia de trabajo un lente de Fourier. La dispersión se realiza en equipos auxiliares, ya sea en el aire o un líquido transparente, de una manera adecuada para evitar la aglomeración de partículas y así obtener la concentración adecuada para la medición. La luz dispersa se recoge a continuación por una lente positiva y enfocada sobre una serie de elementos detectores. La mayoría de estos elementos detectores están en la dirección casi enfrente a la fuente del haz láser con ángulos de aproximadamente 0-40 grados, algunos pueden ser a 90° y algunos en la dirección hacia atrás que es aproximadamente 150°. En una alternativa, llamada configuración de Fourier inversa, el orden de las partículas y la lente se invierte, de modo que las partículas reúnen un haz de luz convergente. Esto se hace para ampliar el ángulo de dispersión de un conjunto dado de elementos detectores. Un inconveniente de este conjunto hasta este último es que sólo se permite una pequeña longitud de la trayectoria para la corriente de partículas.

Los elementos detectores convierten las intensidades de luz dispersada en señales eléctricas que pueden ser leídas y procesadas en un ordenador. Diferentes tipos y geometría están siendo utilizados por los elementos de detección. Medios como anillos, o cuartos de anillos, así como pequeños segmentos y CCD o CMOS pixeles. Muy a menudo, la geometría de los elementos detectores compensa en cierta medida las diferencias en las intensidades de la luz dispersa con ángulo pequeño y grande. En el detector CMOS una relación logarítmica entre la intensidad de la luz dispersa y la señal puede hacer lo mismo. La lente, el detector de geometría y el ángulo de su ubicación determinar el rango angular de la intensidad de la luz dispersada recogida. En los instrumentos comerciales, el fabricante calibra todos los elementos detectores para producir los factores de conversión de la intensidad de la señal. Estos factores se almacenan en el ordenador junto con la información posicional de los elementos detectores. El ordenador también sirve para controlar el instrumento, y para calcular o almacenar los modelos ópticos y para calcular la distribución del tamaño de las partículas. Muchos instrumentos modernos contienen detectores adicionales y / o fuentes de luz para ampliar el ángulo de medición de luz dispersada o para añadir instalaciones para la medición de las diferencias de intensidad en diferentes longitudes de onda o planos de polarización. Estos extras son especialmente útiles para la caracterización de las muestras que contienen partículas sub-micrométricas.

El instrumento debe ser colocado en un ambiente, que está limpio y libre de polvo y no está expuesto al acceso directo con la luz solar para el instrumento. Además, no debe haber ningún ruido eléctrico excesivo, vibraciones mecánicas o cambios de temperatura. Preferiblemente, el instrumento debe estar instalado en una mesa rígida a fin de evitar la realineación frecuente del sistema óptico.

Nota: La fuente de luz láser del instrumento puede causar daños permanentes en los ojos si se mira directamente hacia el haz de luz o su reflejo. Observar las normas de seguridad de radiación de láser local y evitar ese contacto directo a los ojos.

Para los cálculo de la distribución del tamaño de las partículas, se supone que las partículas son esféricas y que la luz se dispersa sólo una vez (dispersión simple). Con estas hipótesis se calcula una matriz, que prevé las intensidades de luz difusa o las señales de los diferentes elementos del detector por unidad de volumen (o área) de un determinado conjunto de clases de tamaño para el material particulado. Este cálculo de la matriz se basa en algún modelo óptico. Modelos favorecidos son en la actualidad basado en las teorías de Fraunhofer, difracción anómala y Mie. La matriz M tiene la forma general:

$$M = \begin{matrix} M_{1,1} & \dots & \dots & \dots & \dots & M_{1,0} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ M_{n,1} & \dots & \dots & \dots & \dots & M_{n,0} \end{matrix} \quad (4)$$

Dónde:

$M_{1,1}$ calcula la intensidad de la luz o señal de detector 1 por unidad de volumen de partículas esféricas de tamaño de clase 1
 $M_{1,0}$ calcula la intensidad de la luz o señal de detector 1 por unidad de volumen de partículas esféricas de tamaño de clase 0
 $M_{n,0}$ calcula la intensidad de la luz o señal de detector n por unidad de volumen de partículas esféricas de tamaño de clase 0

Por lo tanto, la primera columna de la matriz da el cálculo de la intensidad o señal por unidad de volumen de las partículas esféricas en clase 1 de tamaño en todos los elementos detectores (de 1 a n); la primera fila representa las contribuciones calculadas a partir de cada una de las clases de tamaño (1 a 0) al detector 1.

Las señales L de cada uno de los detectores de N para una distribución de tamaño de partícula dada dada se puede calcular como:

$$L_i = M_i Q \quad (5)$$

Dónde:

L_i señal de detector i (i varía de 1 a n).

M_i fila i en el modelo de la matriz.

Q cantidad normalizada (por lo general en volumen) de material en clases de tamaño 1 a 0.

En total, el conjunto de señales del detector puede ser visto como el resultado de una multiplicación de la distribución del tamaño y la matriz de dispersión.

El cálculo real de la distribución del tamaño de la partícula (Q) a partir de las señales del detector de medición (L) procede generalmente por inversión de la ecuación anterior:

$$Q = m^{-1}L \quad (6)$$

Dónde

M^{-1} es la matriz inversa.

Por lo general, los mínimos cuadrados y el método de ajuste óptimo o el método Phillips-Twomey se aplica en este cálculo. Se dice que el conjunto de ecuaciones para esta deconvolución estar mal condicionado, ya que aparece como ruido en los datos medidos, el sesgo eventual en las áreas o factores de

conversión de los elementos de detección y las desviaciones sistemáticas entre real y asumido propiedades de las partículas pueden tener una influencia significativa en el resultado de la distribución del tamaño de las partículas (PSD). Por lo tanto, algunos de los resultados de suavizado se produce. Esto se hace a menudo por una restricción de no negatividad (no hay cantidades negativas del producto en una clase de tamaño permitido) y / o al limitar la diferencia de cantidades en clases de tamaño posteriores a algún máximo. El tamaño y el número de elementos detectores, es igual a la calidad de las señales medidas, las diferencias en las señales de diferentes clases de tamaño y el grado de suavizado determinar la resolución de la técnica LD.

V. AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen al Instituto Politécnico Nacional, a la Sección de estudios de Estudios de Posgrado e Investigación de la Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica Unidad Zacatenco, al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología y al Instituto de Ciencia y Tecnología del Distrito Federal por el apoyo brindado.

VI. REFERENCIAS

- [1] FREUD. P.J.; TRAINER. M.; FROCK. H. N. Unified scatter technique for full-range particle size measurement Montgomeryville; Microtrac, 1994.
- [2] FAO. Distribución de tamaño de partícula. Análisis mecánico. En métodos físicos y químicos de análisis de suelos y aguas. Roma FAO. 1984.
- [3] ISO 13320-1 (1999), particle Size Analysis – Laser Diffraction Methods; General Principles (revisión en progreso, DIS).
- [4] A.R. Jones, J. Phys. D: Appl. Phys. 10 (1977) L163-L165.
- [5] P.J.T. Verbeijen, private communication.
- [6] M.W. Wedd, private communication.
- [7] E. Hecht, Optics, 1987 Addison Wesley Publ. Co.
- [8] B.L. Philips, J. Assoc. Comp. Mach. 9 (1962) 84-87.
- [9] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, 1980 Pergamon Press.
- [10] H.G. Barth, Modern Methods of Particle Size Analysis, 1984 Wiley.
- [11] M. Heuer and K. Leschonski, Part. Syst. Charact. 2 (1985) 7-13.
- [12] R. Xu, O.A. di Guida. Powder Technol. 132 (2003) 145-153.

INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL, SECCIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO E INVESTIGACIÓN
 Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica, **Unidad-Zacatenco**
Av. Instituto Politécnico Nacional S/N, Edificio Z, Tercer piso
 Unidad Profesional Adolfo López Mateos, Colonia Lindavista Zacatenco
 México Distrito Federal, C.P. 07738
 jzenteno@ece.buap.mx

Los láseres se han hecho apropiados como una herramienta importante en varias aplicaciones en la cual implica la transferencia de energía a través de la atmósfera ejemplo (Comunicaciones, transmisión de información, localización, mediciones de distancia, etc.) por lo que se requiere de un estudio intenso de las características de propagación de la radiación láser en la atmósfera. La evaluación cualitativa de la absorción de la radiación láser en la atmósfera requiere de conocimientos precisos de lo que es la dispersión, absorción, atmósfera turbulenta.

Introducción

La interacción de un rayo de luz coherente y monocromático en aerosol, vapor de agua, o en la atmósfera turbulenta, altera la intensidad de la luz en la dirección de la propagación debido a la conocida **ley de Beer-Lambert-Bouguer** que es una relación empírica que relaciona la absorción de luz con las propiedades del material atravesado, y el múltiple esparcimiento de la luz.

El diámetro reducido, así como la poca divergencia y la coherencia de la radiación del rayo láser hacen una estructura irregular de espacio-tiempo al propagarse por una atmósfera turbulenta.

Por otro lado propagar una señal de alta potencia de radiación láser nos da un incremento en los parámetros de efectos no lineales los cuales caracterizan la radiación láser en la atmósfera

La propagación de pulsos ópticos a través de una atmósfera turbulenta, la cual se considera una de las principales perturbadoras de la propagación de la radiación láser ya que ocasiona fluctuaciones tanto en la intensidad como en la fase de la señal recibida que deterioran las prestaciones alcanzables en condiciones ideales. La generación de una secuencia de centelleos atmosférico representa las fluctuaciones de la irradiancia que puede sufrir toda señal óptica que se propague por el fluido atmosférico turbulento.

Los efectos a considerar en una cierta longitud de onda y a un nivel de potencia, deberá ser 1) la absorción lineal y el esparcimiento debido a los elementos que constituyen la atmósfera, aerosol, y masa molecular, 2) ensanchamiento y desenfoque así como la distorsión del rayo debido a la atmósfera turbulenta, 3) la no linealidad o autoinducción térmica resultado de la absorción de pequeñas cantidades de la potencia del rayo láser, 4) el efecto de la gran atenuación del plasma resultante de la descomposición del gas en la alta intensidad óptica. Estos efectos dependen de las condiciones prevalecientes de la atmósfera, así como de la longitud de onda del láser también depende del modo de operación del láser (pulsado o continuo)

Una señal en forma de pulsos se utiliza frecuentemente en la transmisión de datos, esta puede debilitarse debido a la turbulencia atmosférica en donde se degrada seriamente un enlace de comunicación. Esto se debe a las inhomogeneidades en la temperatura y presión de la atmósfera que por consecuencia hace que varíe el índice de refracción a lo largo del camino óptico.

Como consecuencia a este fenómeno la calidad de la señal recibida se deteriora, y se tienen fluctuaciones de la señal en intensidad y la fase de la onda óptica propagándose en el medio. Tales fluctuaciones tienen por consecuencia el incremento de la probabilidad de errores en el enlace y limitando así, la calidad del sistema de transmisión.

La atenuación de la señal puede ser causada por la lluvia, la nieve, niebla y otros fenómenos naturales.

Sin embargo la turbulencia atmosférica provoca fluctuaciones en la intensidad las cuales pueden ser rápidas o lentas y estos están acorde a un parámetro llamado tiempo de correlación de las fluctuaciones en intensidad

Efectos de la turbulencia atmosférica.

La señal que se propaga por la atmósfera es susceptible de sufrir fluctuaciones en su irradiancia, fenómeno conocido como centelleo atmosférico que puede degradar notablemente la calidad de sistema. Los niveles más intensos de centelleo atmosférico tienen lugar en pequeños diámetros de la apertura efectiva del fotodetector

Efectos a considerar en la propagación de una señal óptica

Las señales ópticas no sólo se atenúan al propagarse a través de la atmósfera, sino que también el haz óptico a menudo se ensancha, se desenfoca o puede cambiar de dirección. Estos efectos dependen principalmente de la longitud de onda, y de la potencia de salida y de las condiciones atmosféricas. Cuando la potencia es baja, el enlace se comporta de forma lineal y los efectos predominantes son absorción, dispersión y los ocasionados por el centelleo atmosférico. En cambio, cuando la potencia es elevada, aparecen nuevos efectos no lineales. Además, la luz solar puede repercutir negativamente en las prestaciones de estos enlaces, fundamentalmente cuando se encuentra alineada con los mismos. Las características físicas del propio receptor, unido al ángulo de divergencia del haz láser, también pueden provocar pérdidas efectivas de potencia, efecto conocido como atenuación geométrica; sin embargo, se puede minimizar la influencia de este último caso siempre que el campo de visión del receptor permita captar la radiación transmitida que se ha estado esparciendo a un área cada vez mayor a medida que se ha ido alejando del transmisor. A continuación se enumeran los distintos fenómenos que puede sufrir la señal al propagarse.

frecuencia del campo incidente, aunque con un cierto desfase. Como consecuencia de su vibración, modelado como un movimiento armónico simple, la partícula se calienta y absorbe energía, tanta más cuanto más cerca esté la frecuencia de la radiación respecto a la frecuencia natural de oscilación. En este caso, la transferencia de energía de la onda al electrón ligado al núcleo de la partícula atmosférica es muy efectiva. El coeficiente de absorción depende del tipo de partículas implicadas en este proceso así como de su concentración: entre las que juegan un papel destacado las moléculas de H_2O y CO_2 . El resultado final es la aparición de una serie de picos de absorción en el espectro, entrelazados con ventanas de transmisión donde la atenuación es baja.

Dispersión atmosférica selectiva en frecuencia

Según la teoría electromagnética clásica, una carga que oscila conforme a un movimiento armónico simple de frecuencia f_0 , radia energía a la misma frecuencia. Por tanto, los campos electromagnéticos correspondientes a la secuencia de pulsos ópticos transmitidos obligan a oscilar a los electrones de los átomos de las partículas atmosféricas y estos, a su vez, transmiten nuevas ondas electromagnéticas a la misma frecuencia de la onda incidente. El resultado final viene dado en función del tamaño de las partículas implicadas en este proceso. Así, para tamaños muy pequeños de partículas en relación con la longitud de onda óptica de la radiación incidente, tales como las moléculas del aire, se asume que los centros dispersores están muy separados unos de otros en comparación a dicha longitud de onda, por lo que las ondas irradiadas nuevamente por cada centro se superponen sin correlación de sus fases. En este caso, se produce lo que se conoce como esparcimiento Rayleigh, donde no tiene lugar ningún fenómeno interferencial que cancele la radiación en alguna dirección, por lo que se puede demostrar que la intensidad de la onda esparcida es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda óptica. Para valores de longitud de onda por debajo de $1 \mu m$, el esparcimiento Rayleigh es bastante pronunciado

Cuando la luz interactúa con partículas de tamaño mayor que la longitud de onda óptica, se origina lo que se conoce como difusión de Mie: así, la partícula absorbe parte de la luz transmitida y la otra parte la refleja, produciéndose una mayor dispersión hacia delante. Las partículas implicadas en este fenómeno son los llamados aerosoles (humo, polvo en suspensión, etc). En este caso, la atenuación producida en el haz de luz transmitido obedece a expresiones heurísticas dependientes de la longitud de onda óptica, aunque con un peso cada vez menor cuanto peores sean las condiciones de visibilidad del enlace.

Dispersión no selectiva

Este tipo de dispersión se origina cuando todas las longitudes de onda son dispersadas más o menos con la misma intensidad, esto es, el factor de atenuación que sufre el haz de luz transmitido es el mismo independientemente de la frecuencia óptica que lo caracterice. Nuevamente, la magnitud de tal atenuación viene directamente relacionada con la visibilidad, para los casos de niebla por advección y niebla por convección.

Efecto de la luz solar

Uno de los aspectos que se debe cuidar en el diseño de enlaces ópticos atmosféricos es minimizar el impacto de la luz solar sobre

el receptor. El problema es realmente serio cuando la posición del Sol está en paralelo al enlace óptico. En esta situación, la alta intensidad de luz solar que penetra dentro del campo de visión del receptor puede llegar a cegarlo. Afortunadamente, el problema suele mitigarse eligiendo adecuadamente un emplazamiento que asegure que el Sol queda siempre fuera del eje óptico que forman el conjunto transmisor-receptor.

Turbulencia atmosférica

Este fenómeno surge por la diferencia de temperatura entre la superficie terrestre y el aire, provocando un intercambio de calor. Dado que el índice de refracción del aire cambia con la temperatura, entre otros factores, el intercambio de calor puede inducir a que las partículas atmosféricas adquieran una energía de rotación apreciable, provocando cambios de trayectoria en ellas. Como consecuencia de esos cambios, las partículas chocan y cambian de rumbo erráticamente. Este efecto se propagará por la atmósfera favoreciendo la formación de masas locales de aire inestables denominadas vórtices, inhomogeneidades, remolinos o torbellinos de turbulencia. Cada torbellino se asume que tiene un índice de refracción diferente al de sus vecinos. Por lo tanto, estas variaciones locales del índice de refracción que se observan al pasar de unos remolinos a otros ocasionan fenómenos de desenfoque-reenfoque o provocan una curvatura en el haz óptico que se esté propagando por la atmósfera. El resultado final es la aparición de una serie de atenuación así como desfase, más o menos profundos, que se producen en la señal óptica captada en función de la intensidad que caracterice al fenómeno turbulento, y que se conoce como centelleo atmosférico. El efecto es más acusado cuando se consideran receptores puntuales, esto es, con un tamaño de apertura, D , menor que la longitud de correlación de las fluctuaciones de intensidad, denotada como d_0

Ya que no siempre es posible satisfacer la condición $D > d_0$, se considera, a lo largo de esta investigación, un escenario en el que el tamaño de apertura del receptor es menor a la longitud de correlación, d_0 , y, por tanto, donde el impacto del centelleo atmosférico sobre las prestaciones del sistema se hace más notable.

Cuando un haz óptico se propaga a través del fluido atmosférico, su campo de luz es absorbido y dispersado por las partículas de tamaño variable que forman la atmósfera. Esto se traduce en una pérdida de energía del haz que se está propagando, los efectos ópticos más graves en la propagación del haz de luz son los que producen las pequeñas variaciones de presión y temperatura que se registran en la atmósfera, y que se traducen en fluctuaciones del índice de refracción atmosférico, n . Así, cuando un flujo de fluido viscoso excede un valor crítico del parámetro denominado *número de Reynolds*, el flujo cambia de un régimen inicial laminar a un estado más caótico denominado *turbulencia*.

La masa de aire turbulento está compuesta por un conjunto de vórtices de diferentes tamaños donde se asume que cada vórtice es homogéneo, aunque con un índice de refracción diferente al de sus vecinos. Los tamaños de estos vórtices, también denominados torbellinos, están comprendidos entre un tamaño máximo, L_0 , denominado macroescala de la turbulencia, que hace referencia a la escala característica de los vórtices de mayor tamaño; y un tamaño mínimo, denotado como l_0 o microescala de la turbulencia, correspondiente a los vórtices que tengan el menor tamaño.

Dependiendo del tamaño de escala dominante, de los vórtices así como del diámetro del haz que se esté propagando, se pueden identificar dos casos extremos que conllevan efectos diferentes: por un lado, el conocido como la deriva estática del haz o *haz desenfocado*; y de otro, fenómenos como la difracción y refracción.

Las células turbulentas de mayor tamaño actúan como lentes refractivas con distancias focales del orden de varios centenares de metros dando origen, por ejemplo, a la oscilación que sufriría todo el centroide del haz transmitido respecto a la dirección inicial transmitida (la mencionada deriva estática del haz). Por el contrario, las células turbulentas de menor tamaño son las responsables de los efectos difractivos que afectan al frente de onda que interactúa con ellas.

Existe una teoría clásica llamada teoría de cascadas de turbulencias, y fue ideada por Richardson y descrita por Kolmogorov. En la teoría de Kolmogorov, la energía que se introduce al comienzo del proceso turbulento va siendo transportada a torbellinos cada vez más pequeños hasta que, el número de Reynolds alcanza un valor cercano a la unidad, así la energía que se disipa en forma de calor se iguala a la energía cinética que suministra el flujo turbulento. Esta energía que se inyecta al sistema es consecuencia del movimiento de las masas de aire por variaciones de presión y temperatura. Cuando esto sucede, como se ha comentado, el tamaño de la célula turbulenta de procedencia es tomado como la microescala de la turbulencia, l_0 . Se verifica, además, que una vez que el sistema alcanza un estado estacionario, la tasa ϵ de disipación de energía cinética (en unidades de m^2/s^3) coincide con la tasa de producción de energía turbulenta.

Sin embargo, esta teoría clásica sólo tiene en cuenta la velocidad del viento como origen de las fluctuaciones. Hoy se sabe que también influyen en el proceso otros factores como son la temperatura, el vapor de agua, el índice de refracción en el medio entre otros. De todas ellas, la fluctuación del índice de refracción es la que más afecta en la propagación óptica; así, una señal óptica que viaje a través del conjunto de células turbulentas que han podido desarrollarse en la atmósfera, observa microvariaciones en el índice de refracción, ya que cada célula turbulenta posee su índice de refracción, el cual es, diferente al de sus vecinas. Este hecho provoca fluctuaciones en la irradiancia de la señal óptica transmitida a través del canal atmosférico. Es a estas fluctuaciones de la irradiancia a lo que se le denomina centelleo atmosférico. En las regiones del espectro visible y del infrarrojo cercano, estas variaciones del índice de refracción son causadas casi exclusivamente por microvariaciones de temperatura. En las regiones del infrarrojo más alejadas del visible también contribuirán las microvariaciones de humedad que se registren en la atmósfera.

El parámetro de estructura del índice de refracción, C_n^2

Debido a la variabilidad del fluido atmosférico turbulento con multitud de factores, la magnitud final de C_n^2 viene determinada por las coordenadas geográficas en las que se emplace el enlace óptico atmosférico, por la altura a la que se sitúen los transceptores, por la velocidad del viento que impere en un momento dado, así como por la hora del día a la que se realice la prueba de transmisión de la señal óptica, incluso también por la época del año en la que se esté transmitiendo.

Los valores típicos de C_n^2 comúnmente oscilan entre $10^{-17} m^{-2/3}$ o incluso menos para condiciones de turbulencia extremadamente débil; y en el extremo opuesto, C_n^2 puede superar los valores de $10^{-13} - 10^{-12} m^{-2/3}$ cuando se está en un régimen de turbulencia fuerte. Bajo intervalos no muy prolongados en el tiempo y en escenarios en los que la propagación es horizontal, es habitual considerar que el parámetro de estructura del índice de refracción mantiene un valor constante. Sin embargo, un camino de propagación que conlleve una cierta inclinación en la vertical requiere una variación con la altura, h , del parámetro anterior $C_n^2(h)$, que permita describir de forma más exacta la variación de la fortaleza de la turbulencia sobre las señales ópticas. Se espera que C_n^2 decremente su valor conforme aumente la altura por depender de manera directa de la presión atmosférica.

El parámetro de Fried

El parámetro de Fried o radio de coherencia espacial, denotado como r_0 , da una medida de la longitud de coherencia atmosférica y es de gran importancia en la descripción de la calidad de la onda que se propaga por la atmósfera turbulenta. Este parámetro de Fried se ajusta a la siguiente expresión:

$$r_0 = [0.423k^2(\cos \gamma)^{-1} \int_0^\infty C_n^2(x) dx]^{-3/5} \quad (1)$$

Siendo γ el ángulo cenital de la trayectoria del haz, mientras k es el número de onda de la radiación óptica el parámetro de Fried es como una medida de la longitud de la coherencia atmosférica, esto es, el diámetro en el que apenas se van a producir variaciones significativas del índice de refracción atmosférico.

Por tanto, a partir de la ecuación (1), se puede obtener la expresión de la longitud de correlación, d_0 , simplificada para una onda plana:

$$d_0 = [1.45k^2 \int_0^L C_n^2(x) dx]^{-3/5}, \quad (2)$$

Donde L es la longitud de propagación.

Hipótesis de Taylor

Aceptando una nueva hipótesis del modelo de turbulencia congelada (*frozen-in*). Esta hipótesis indica, básicamente, que para determinar las variaciones temporales de la irradiancia de la señal recibida, sólo debe considerarse la componente de la velocidad de estas ignorar las homogeneidades perpendiculares al camino de propagación de la onda óptica a propagar. Se asume que todas estas no homogeneidades, remolinos o células turbulentas, se están moviendo en la misma dirección y con la misma constante de velocidad transversal, u_\perp , al camino de propagación.

Sin embargo, el total de células turbulentas se mueven al unisono en alguna dirección establecida por el viento. Así, las fluctuaciones temporales que experimente el índice de refracción sólo son consecuencia de los desplazamientos espaciales que sufra el conjunto de remolinos que forman la atmósfera turbulenta

La hipótesis de turbulencia congelada asume igualmente un tiempo de vida de las células turbulentas atmosféricas muy elevado o, al menos, lo suficientemente

duradero como para que una célula turbulenta, cuyo diámetro espacial típico es de $\sqrt{\lambda L}$, no cambie apreciablemente de forma física dentro del tiempo requerido para que las inhomogeneidades se desplacen esa distancia $\sqrt{\lambda L}$. Como la dirección de desplazamiento que de una forma predominante va a influir en las fluctuaciones de irradiancia es la perpendicular al sentido de propagación óptico, entonces el tiempo empleado por las células turbulentas en desplazarse la distancia $\sqrt{\lambda L}$ es:

$$\tau_0 = \frac{d_0}{u_1}, \quad (3)$$

La expresión anterior es precisamente la definición del tiempo de correlación de las fluctuaciones de intensidad, la suposición de la hipótesis de la turbulencia congelada, unida a la necesidad inherente de considerar elevados tiempos de vida para cada una de las células turbulentas con relación a la magnitud τ_0 permite que, matemáticamente, se pueda expresar esta hipótesis como:

$$n(r, t + r) = n(r - u_1 r, t), \quad (4)$$

Siendo n el índice de refracción atmosférico característico a una posición determinada, r , en el espacio transversal al punto de observación, mientras que t es un instante temporal concreto. Puesto que las fluctuaciones de irradiancia observadas en el receptor están directamente relacionadas con las microvariaciones del índice de refracción atmosférico, a partir de la expresión (4) es inmediato deducir que las fluctuaciones de potencia que reciba un receptor en un instante determinado van a ser idénticas a las que reciba un segundo receptor separado del primero una distancia d tras un intervalo de tiempo d/u_1 .

El fenómeno de la turbulencia atmosférica depende principalmente de las microvariaciones en el índice de refracción. Estas variaciones del índice de refracción a su vez son el resultado de pequeñas fluctuaciones en las condiciones de presión, temperatura y humedad que imperen en cada momento. Analíticamente, se ha conseguido obtener la siguiente expresión compacta del índice de refracción para la región de frecuencias pertenecientes al infrarrojo:

$$n(r) \cong 1 + 79 \frac{P(r)}{T(r)} \left(1 - 7733 \frac{H(r)}{T(r)} \right) 10^{-6}, \quad (3)$$

Donde P es la presión atmosférica expresada en milibares, T es la temperatura ($^{\circ}\text{K}$) y H es la humedad específica, medida en gm^{-3} , medidas para cualquier posición del espacio r . Físicamente, ya se ha mencionado que la constante de estructura C_n^2 es una medida de la fortaleza de las fluctuaciones acaecidas en el índice de refracción, y su valor se obtiene a partir del valor cuadrático del diferencial del índice de refracción.

En el proceso para comprobar algunos resultados experimentalmente se realizaron algunos experimentos en nuestro laboratorio utilizando una celda multipasos, con dicha celda se midió la absorción de la radiación laser para algunas longitudes de onda

Que es una celda óptica multipasos.

Las celdas ópticas multipasos, son sistemas ópticos, que habitualmente son empleados en laboratorios o en procesos

industriales, estos sistemas son más o menos sofisticados, que en estos últimos años a crecido su utilización, gracias al desarrollo en el aspecto científico y tecnológico, tales sistemas son empleados en el estudio de procesos instantáneos, principalmente para la detección de impulsos de luz en el dominio de nano- y picosegundos, así como el estudio fundamental de procesos de reacciones químicas, en la medición de la potencia de radiación en la salida de un sistema óptico complejo, con detección sincrona o en la prueba de un receptor de comunicación óptica, algunos de estos sistemas podemos encontrarlos en laboratorios de electrónica, química y física.

Su aplicación principal se encuentra en el desarrollo de la espectroscopia, o en la alta precisión de interferometría, para incrementar el cambio en la diferencia del camino óptico entre el rayo con interferencia en la medición de un desplazamiento, también es utilizado como bombeo de un sistema laser o como sistema de excitación en la medición por fluorescencia.

El interés en estos sistemas es originado por varias razones, una de las principales es la medición de concentraciones de gas en baja presión en un proceso industrial como también la medición de la contaminación del medio ambiente, así como el desarrollo de equipo capaz de analizar la concentración de gases contaminantes, donde estos dispositivos son empleados como celdas de absorción conformando así, un sistema de análisis espectroscópico, ya que absorbe radiación electromagnética (UV, Visible, IR e incluso microondas) cuando en la celda se encuentra confinada una cierta cantidad de gas.

Las mediciones de absorción, y la concentración de un compuesto en estudio son calculadas tomando en cuenta las características de espectroscopia. Así la señal de absorción sigue una ley exponencial con respecto a la longitud del camino óptico, por lo que el uso de una celda mejora la sensibilidad de la medición.

Los resultados de nuestras mediciones en relación a la absorción de la radiación laser con un laser con longitud de onda de $1.15 \mu\text{m}$ fue obtenida con la celda, por lo que la absorción en $1.15 \mu\text{m}$ con un camino óptico de 1km , donde el medio de absorción es vapor de agua, donde la humedad es de 12g/m^3 se tuvo una atenuación de 16dB/Km

En la tabla 1 se muestran unos valores de transmitancia para una atmosfera transparente con un laser de $1.15 \mu\text{m}$ con varios valores de humedad.

km	T			
	a=1mm/km	a=5mm/km	a=10mm/km	a=15mm/km
0.1	0.97	0.86	0.74	0.64
0.5	0.86	0.47	0.22	0.11
1.0	0.74	0.22	0.05	0.01

Tabla 1 Transmitancia T en una atmosfera clara para la radiación laser de $1.15 \mu\text{m}$, con diferentes valores de humedad absoluta a diferentes distancias de longitud del rayo laser.

La absorbencia para la radiación laser con longitud de onda de $3.39 \mu\text{m}$ con un camino óptico de 1 km es de 6dB/km , se ha concluido que esta radiación absorbida se debe al metanol que existe en la atmosfera y en la cual la concentración del metanol

es una constante en el aire por lo que no se puede ignorar la absorción del metanol, otra observación que podemos concluir que aumentara la absorción al aumentar la concentración del metanol.

Conclusiones:

He concluido hasta el momento, que la propagación de la radiación laser en la atmosfera, tiene como obstáculos varios fenómenos físicos como son: la dispersión, el centelleo atmosférico, la turbulencia atmosférica, la absorción, entre otros, como también que la absorción es debido a algunos compuestos químicos encontrados en la atmosfera, así como aerosoles, pero algunos de estos obstáculos pueden minimizarse, escogiendo correctamente una longitud de onda apropiada del laser para propagarse, también se a concluido, que la potencia del laser no soluciona el problema de la propagación de los pulsos ópticos, ya que obtenemos otros problemas para la propagación.

Citas bibliograficas:

1. L.C Andrews and R.L. Phillips, *Laser beam propagation Through Radom Media*, Bellingham, MA:SPIE optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1998.
2. L.C Andrews R.L. Phillips, C.Y. Hopen, *Laser beam, scintillation with applications*, Bellingham, MA:SPIE optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 2001.
3. V.I. Tatarskii, *the effects of the turbulent Atmosphere on wave propagation*, New York, McGraw-Hill, 1971.
4. W. C. Jakes, *Microwave mobile Communications – Principles and practice*, Upper Saddle River, New jersey, Prentice Hall, 1996.
5. T. Kyle, *Atmospheric Transmission, Emission and Scattering*, Pergamon Press, Oxford 1993.
6. C.C. Davis, I.I. Smolyaninov and S.D. Milner, *Flexible Optical Wireless Links and Networks*,IEEE Communications Magazine, vol. 41, no. 3, pp. 51 – 57, Mar. 2003.
7. D. Kedar and S. Arnon, *Urban Optical Wireless Communication Networks: the Main Challenges and Possible Solutions*, IEEE Optical Communications, vol. 41, no. , pp. 52 – 57, May. 2004.
8. T.H. Carbonneau and D.R. Wisely, *Opportunities and Challenges for Optical Wireless; theCompetitive Advantage of Free Space Telecommunications Links in Today's Crowded MarketPlace*, SPIE Conf. on Opt. Wireless Comm. vol. 3232, pp. 119 – 128, Boston, Massachusetts,1998.
9. A. Ishimaru, *The Beam Wave Case and remote Sensing*, en Topics in Applied Physics:Laser Beam Propagation in the Atmosphere, Springer, New York, 1978, Chap. 3.
10. G.I. Taylor, *The Spectrum of Turbulence*, Proc. R. Soc. London A, vol. 164, pp. 476–490 Feb. 1938.
11. John U. White, "Long optical path of large aperture," J. Opt. soc. Am. 32, 285-288 (1942).
12. John U. White, "Very long optical paths in air," J. Opt. soc. Am. Vol. 66, No. 5 pp 411-416 (1976).
13. S. M. Chernin and E.G. Barskaya, "optical multipasos matrix systems," Applied Optics, vol. 30 pp 51-58 (1991)
14. Semen M. Chernin, "New Generation of Multipass Systems," SPIE vol 2112 1999
15. Semen M. Chermin, "Multipass System with Large Relative Aperture," Journal of Modern Optics vol. 39, No.3, pp 525-532 (1992).
16. Semen M. Chermin, "Development of optical multipasos matrix system," Journal of Modern Optics vol. 48, No.4, pp 619-632 (2001).

Comunicación óptica en el espacio libre, usando un diodo laser.

Javier Zenteno Garcia, Alexandre Michtchenko
 Instituto Politécnico Nacional, Sección de Estudios de Posgrado e Investigación, ESIME Zacatenco
 México Distrito Federal, C.P. 07738
 jzenteno@ece.buap.mx, almitchen@gmail.com

Resumen— Los sistemas de comunicaciones ópticos por el espacio libre (FSO) han vuelto a desarrollarse en los últimos años, gracias al requerimiento de un ancho de banda cada vez más amplio, y como una solución para habilitar la comunicación en lugares donde el costo de instalación de fibra óptica es alto, por otra parte gracias al avance tecnológico obtenido en el desarrollo de dispositivos semiconductores, e instrumentos electro-ópticos como en el desarrollo de láseres con longitudes de onda adecuados para la instrumentación de los sistemas de comunicación en espacios abiertos.

Introducción

Un sistema de comunicación óptico por el espacio libre (FSO), es considerado como un sistema tecnológico que puede solucionar el problema de la última milla, dado que es un sistema inalámbrico, y usa la atmósfera como un medio de propagación de las señales ópticas para transmitir información, algunas de sus ventajas que podemos mencionar, son: tiene una alta velocidad de transferencia de datos en cortas distancias, puede instalarse en pocas horas, son ligeros, y no requieren de licencia para su uso, por lo que evita hacer trámites burocráticos, los cuales son engorrosos y tardados, es un sistema que se caracteriza por la alta seguridad en la transmisión de datos gracias a su angosto rayo de luz que se propaga en la atmósfera, además la instalación de un sistema de este tipo es muy sencillo, y pueden ser empleado en negocios, establecimientos de recreación y educación, así como en oficinas privadas y de gobierno, y en aplicaciones militares, también son ideales para habilitar la comunicación en caso de una contingencia. Pueden ser instalados en postes, techos, puentes, incluso en el interior de una oficina con cristales traslucidos. Un sistema FSO consiste de una terminal que incluye un transmisor óptico y un receptor, el cual debe estar alineado con línea de vista directa con otra terminal y separado entre las terminales por varios cientos de metros. Sin embargo este tipo de sistemas aun enfrentan varios desafíos que deben vencerse, algunos ejemplo por mencionar son:

la mejora de la calidad de comunicación en condiciones climáticas adversas, encontrar una solución al balanceo de alguna de las terminales, disminuir los efectos de la turbulencia atmosférica, así como la difracción, la absorción y el centelleo atmosférico, dichos fenómenos causan fluctuaciones en la intensidad y en la fase de la señal óptica recibida, afectando la calidad de comunicación debido a que se debilita la señal y aumentando la probabilidad de error, dicho parámetro mide la calidad de la transmisión de un sistema de comunicación digital BER (Bit Error Rate).

Esquema básico de un sistema FSO.

Un sistema de comunicación óptico por el espacio libre está constituido, de una fuente de luz, el cual puede ser un láser o un diodo emisor de luz (LED), el láser se caracteriza por su longitud de onda central, por su promedio en potencia, y su ángulo de divergencia del láser, idealmente su espectro en frecuencia es suficientemente delgado para permitir un análisis relacionado a una sola longitud de onda central, el LED produce un rayo de luz de baja calidad aunque recientemente se han desarrollado LEDs con un ancho de banda estrecho y de potencias de salida superiores a 70mW, pero aun con las actuales ventajas que proporciona un LED frecuentemente se prefiere utilizar los láseres como fuente de luz para los transmisores junto con algunos lentes o incluso un telescopio para colimar el rayo de luz y determinar el diámetro del rayo para poder dirigirlo al receptor. En un sistema FSO el láser se modula frecuentemente en intensidad, y se propaga a través del canal de comunicaciones, que en este caso es la atmósfera y en un punto distante es recibido, a través de unas lentes o un telescopio que reúne y enfoca la luz láser en un fotodetector, el cual es el encargado de convertir la señal óptica en una señal eléctrica, posteriormente se amplifica la señal recibida y se procesa para reconstruir la señal transmitida inicialmente. La calidad de la recepción, es expresada en términos de bit error rate (BER).

La señal óptica transmitida se distorsiona al atravesar la atmósfera incluso cuando aparentemente existe un día claro, dado que aun así en la atmósfera persisten moléculas de agua o de aerosol, cuales causan los efectos de absorción, difracción, centelleo atmosférico y turbulencia.

Por otra parte un enlace individual entre el transmisor y el receptor puede extenderse a una topología de red, lo cual nos permitirá una mayor flexibilidad al extender el rango de transmisión.

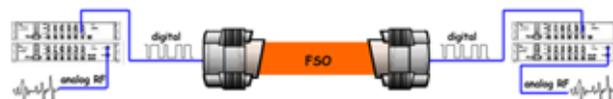


Fig. 1 Esquema básico de un sistema FSO.

ANÁLISIS DEL CANAL DE COMUNICACIONES

Canal Atmosférico Se a desarrollado un sistema de comunicaciones (FSO) de corto alcance cuya distancia de enlace fluctúa de un 1km hasta 2 km el cual podrá emplearse para establecer conexión entre edificios a corta distancia.

El análisis del canal de comunicación en este momento del desarrollo no se le da gran importancia, pero es importante conocer la influencia del camino óptico a través de la atmosfera para este tipo de enlace, por lo que analizaremos brevemente algunas condiciones atmosféricas que afectan la calidad del sistema, este análisis puede ser simulado y modelado.

Las características principales de un canal de comunicaciones atmosférico, incluye el análisis de la luz en el medio, la atenuación de la señal transmitida en la atmosfera debido al esparcimiento y la absorción de la luz, como el centelleo atmosférico y el proceso de turbulencia.

Si la Luz del medio ambiente incide en la óptica del sistema de recepción y no es filtrada entonces esta luz alcanzara al fotodiodo, generando una corriente adicional, que producirá en el sistema ruido blanco gaussiano.

La luz solar al incidir en el receptor del sistema puede atenuar o introducir un cierto nivel de dc que podría, constituir el 50% de la señal obtenida, de ahí que la luz solar debe ser considerada para posicionar al sistema o para incluir algunos filtros ópticos, debe considerarse que en la práctica existe una irradiancia cercana a 1340 W/m^2 , esta es una constante conocida como la constante solar o irradiancia de la luz solar que alcanza sobre la superficie de la tierra, en ocasiones esta se reduce aproximadamente a 1000 W/m^2 , la cual es la radiación total de la luz solar sobre la tierra, bajo condiciones de un cielo claro, debido a la longitud de onda de la luz solar dependerá la absorción de la atmosfera. En especifico para la radiación de luz solar las intensidades son $0.5 - 0.9 \text{ w/m}^2 \text{ nm}$ en la región del espectro de $380 - 780 \text{ nm}$ con un pico en el valor de los 500nm , en la región espectral, generalmente el efecto de la luz solar en un sistema (FSO) depende de él ángulo y la sensibilidad del receptor, así como la orientación del sistema de comunicación óptico, este sistema se basa en un laser de 660nm , el cual es comúnmente utilizado en forma horizontal, un sistema de este tipo debe ser diseñado para disminuir en lo posible los efectos adversos a las propiedades de la luz ambiental, evitando la reducción de la potencia o saturación en el receptor ya que puede ser causada por varias circunstancias, incluyendo la absorción de la luz, por las moléculas de gas y el esparcimiento de Rayleigh o incluso el esparcimiento de Mie que es producido por las moléculas de gas o partículas de aerosol suspendidas en el aire. De acuerdo con la a ley de Beer-Lambert, o ley de Beer-Lambert-Bouguer la cual es una relación empírica que relaciona la intensidad de luz entrante con la intensidad saliente después de que en dicho medio se produzca absorción. La relación entre ambas intensidades puede expresarse a través de la siguiente relacion:

$$\frac{I_1}{I_0} = e^{-\alpha' \ell} = e^{-\alpha \ell N} = e^{-A'} \quad (1)$$

Donde I_1, I_0 son las intensidades saliente y entrante respectivamente

$A = \alpha \ell c =$ es la absorbancia

$$A = -\log_{(10)} \frac{I_1}{I_0}$$

ℓ es la longitud atravesada por la luz en el medio.

$\alpha' = \frac{4\pi k_\lambda}{\lambda}$ es el coeficiente de absorción.

λ Es la longitud de onda de la luz absorbida.

k_λ Es el coeficiente de extinción.

El coeficiente de absorción puede ser causada por agua, oxígeno, dióxido de carbono y otros gases de menor proporción que constituyen la atmosfera. Investigaciones demuestran que algunas longitudes de onda se propagan débilmente debido a la absorción del vapor de agua, particularmente cerca de la región de $1300 - 1400 \text{ nm}$ así como la absorción se debe al oxígeno y el dióxido de carbono dichos elementos son muy sensitivas a algunas longitudes de onda excepto para la de 660 nm .

El esparcimiento de la luz en aerosoles y en otras partículas como la niebla, nubes, humo y polvo entre otros, contribuyen a la atenuación de la señal óptica transmitida por la atmosfera. La interacción de la radiación laser al propagarse en el medio y al interactuar con otras partículas comparativamente más pequeñas, pueden clasificarse como esparcimiento de Rayleigh y conseguir importancia en longitudes de onda ópticas más pequeñas a 400nm .

Sin embargo cuando ambos están en aproximadamente en el mismo orden de magnitud se consideran condiciones críticas, como por ejemplo cuando tenemos un clima con fuerte neblina o neblina media. El proceso principal a la dispersión de partículas de aerosol es básicamente independiente de la longitud de onda y puede ser caracterizado por la teoría de Mie, el impacto de la lluvia es menos critico por que las gotas de agua son más grandes en tamaño, en orden de 0.1 a cerca de 5 mm de diámetro este hecho hace que se tengan efectos de absorción a las longitudes de onda mas grandes tal como las ondas milimétricas o de varias decenas de Ghz, la caída de nieve simplemente absorben la luz, por las forma irregular de las partículas donde su tamaño es cercano a 2mm hasta 25mm .

El coeficiente de atenuación se muestra en unidades de (dB/Km) y se basa en medidas empíricas, y cálculos en la siguiente ecuación.

$$\gamma(\lambda) = \beta_m(\lambda) \quad (2)$$

V es el rango de visibilidad en el camino atmosférico, los parámetros de la ecuación (2) dependen de V, q, y la longitud de onda utilizada, los valores aproximados para esos parámetros se muestran en las siguientes ecuaciones.

$$q = 1.6 V > 50 \text{ Km}; 1.3 \cdot 6 \text{ km} < v < 50 \text{ km}; 0.16 V + 0.34 \cdot 1 \text{ km} < V < 6 \text{ km}; V - 0.5 \cdot 0.5 \text{ km} < V < 1 \text{ km}; 0, V < 0.5 \text{ km} \quad (3)$$

La figura 1 compara el coeficiente de atenuación de la transmisión de un rayo láser con longitudes de onda de 650 nm y 850 nm y 1550nm. Donde se puede observar que las longitudes de onda para la luz visible a la longitud de onda infrarroja no tienen efecto en rango de propagación bajo las condiciones de corto alcance

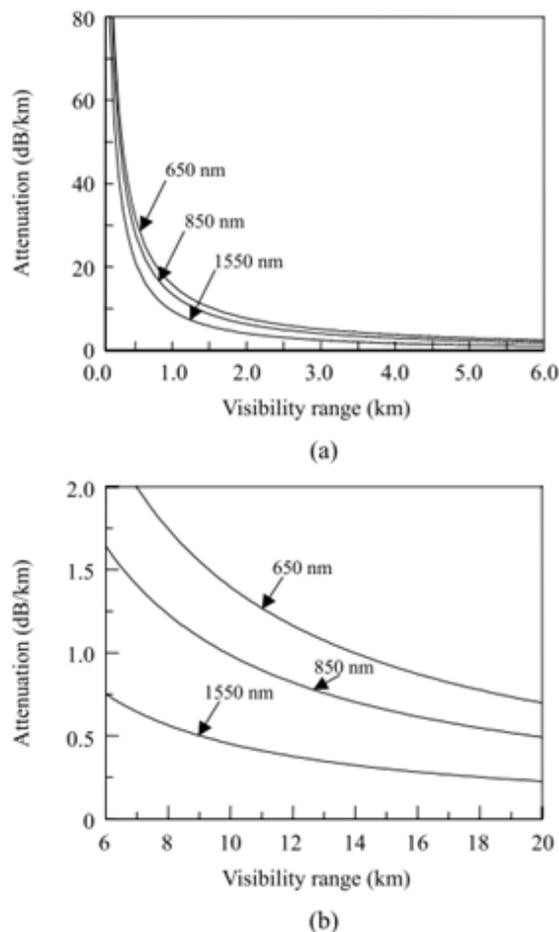


Fig.1 Comparación de la cantidad de atenuación entre los rayos láser de diferentes longitudes de onda (a) baja visibilidad, (b) alta visibilidad.

Algunos valores típicos de atenuación en sistemas de corto alcance con láser de 650 nm y con distintos niveles de visibilidad, ver la tabla 1.

clima	Visibilidad (km)	Atenuación (dB/km)
claro	20	0.70
polvo	2	7.77
neblina	1.5	10.50
Neblina densa	1	15.96
Neblina muy densa	0.5	34.69

Tabla 1 valores típicos de atenuación con sus correspondientes visibilidades.

El centelleo atmosférico se manifiesta con fluctuaciones en la señal del detector, que es resultado de la variación del índice de refracción en la atmósfera turbulenta debido al incremento de temperatura o a las corrientes de aire que se calientan por transferencia de calor con el suelo. La influencia de la turbulencia en la señal transmitida encabeza un cambio de intensidad irregular distorsionando la longitud de onda, y desviando la radiación láser en la entrada del receptor.

fuentes de luz para el transmisor y el cuidado de los ojos

La mayoría de los sistemas de comunicación óptica en espacios abiertos son diseñados para operar en longitudes de onda cercanas a la infrarroja (780, 850 y 1520 – 1600 nm, valores que proveen de una alta transferencia de datos y longitudes de comunicación grandes). Para un sistema FSO de corto alcance que emplea un diodo láser el cual provea de una eficiente propagación de radiación láser y probablemente de una buena recepción de datos en el rango de decenas de Mbps es aconsejable emplear un láser de 1550 nm a una potencia de 10 mW ya que mitiga algunos de los efectos atmosféricos anteriormente mencionados, pero estos láseres son relativamente costosos además de que no un rayo de luz puede verse a simple vista, en el desarrollo de este proyecto hemos empleado un láser de 650 nm.

Si deseamos una transferencia de datos de 10 y 100 Mbps en un sistema confiable, económico y de alta calidad se emplea un láser de 660 nm el cual está en el rango de luz visible, el transmisor el cual tiene una fuente de luz visible y el receptor que está alineado frente al transmisor es bastante sencillo de alinear y por lo tanto de instalar y así proveer de una alta transferencia de datos, sin emplear un sistema adicional para el ajuste de la trayectoria del camino óptico, de ahí que tenemos un sistema de bajo costo y dimensiones reducidas.

Como podemos leer el haz de luz es visible, y por lo tanto muy atractivo al ojo, pero al conocer los riesgos que incluye un láser de 5 mW de potencia, podemos evitarlo y asegurar la integridad de los ojos. En términos de longitud de onda, las normas de seguridad ocular permiten longitudes de onda mucho mayores, con mayor potencia, pero el problema es que son invisibles al ojo, y resultara en complicaciones para alinear nuestro sistema. Un sistema FSO debe ser diseñado para no poner en riesgo los ojos y algunas otras especies de la naturaleza como aves, mariposas etc, según recomendaciones del centro de salud los Estados Unidos, para dispositivos de radiología (CDRH), la radiación láser en el rango del visible debe estar entre 1.0 y 5.0 mW ya que entre estos valores, se considera como seguro para la propagación de radiación láser y sin afectar al ojo, con la precaución de no exponer nuestros ojos a un tiempo mayor a 0.25 s, el rayo láser de 660 nm es visible y de esta forma fácilmente de notar por el ojo humano por lo tanto podemos evitar los posibles daños a nuestros ojos.

Nosotros hemos considerado la situación de la propagación óptica entre dos puntos de aplicación terrestre y

horizontal de ahí que la potencia óptica recibida es la razón de datos recibidos dentro de una conexión, y una razón señal a ruido (SNR) que permanece teóricamente en perfectas condiciones en un sistema de comunicación. Un sistema laser con haz visible de corto alcance es descrito a continuación. Este sistema funciona con un laser a baja potencia donde su longitud de onda es de 660 nm y su fotodiodo utilizado debe de tener el rango adecuado para la detección de la longitud de onda de la luz que se propaga por la atmosfera, la siguiente tabla 2, muestra los parámetros considerados para un enlace ideal.

Tabla 2 Parámetros del sistema de una conectividad ideal

Parámetro	Valor
Longitud de onda del laser (nm)	650
Potencia del transmisor óptico (mW)	5
Angulo de divergencia del trasmisor (mrad)	1.0
Eficiencia del transmisor	0.5
Sensibilidad del receptor(dBm)	-20
Diámetro del receptor (cm)	10
Eficiencia del receptor	05
Campo de detección	200

EVALUACION DE RENDIMIENTO

Considere la transmisión de un laser con una potencia total $P=5\text{mW}$, el transmisor con una longitud de onda de 660nm, La señal de potencia recibida en el detector de comunicación puede ser expresada como

(4)

Donde D es el diámetro del receptor y θ es el Angulo de divergencia del transmisor y η es el factor de atenuación (dB/km), η_{tr} y η_{re} son la eficiencia óptica del receptor y el transmisor respectivamente de la potencia óptica del receptor contra el rango de conexión que es mostrado en la fig. 2

La conexión se define como la razón de potencia recibida disponible y la potencia requerida recibida para mejorar un BER específico en la velocidad de transferencia de datos. La potencia requerida en el receptor P_{r_e} es relacionada por

P_{r_e} . Combinando las ecuaciones anteriores

se obtiene la siguiente expresión

$$LM = \left[\frac{P_{\text{transmisor}} \lambda}{N_b R h c} \right] \times \left[\frac{D^2}{\theta_{div}^2 L^2} 10^{-\gamma L / 10} \eta_{\text{transmisor}} \eta_{\text{receptor}} \right]$$

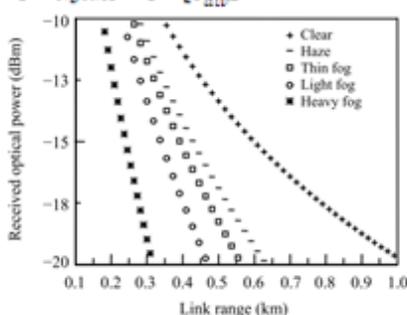


fig 2 La potencia óptica recibida, contra la longitud de conexión

Conclusion

Los diodos laser de longitud de onda de 660nm fueron desarrollados hace ya mucho tiempo, por lo que su costo es económico, la propagación de la radiación laser en el espacio libre es de 650 nm y el parámetro de calidad de un sistema FSO teóricamente es bueno, he descrito el experimento basado en un diodo con longitud de onda de 660 nm el cual tiene dos ventajas, es un laser visible el cual asegura la integridad de los ojos así como nos brinda una alta velocidad de transferencia de datos además de su bajo costo, por otra parte como ya se menciono anteriormente estos sistemas no están regulados en todo el mundo por lo que no es necesario tener licencia FCC y de esta manera es apropiado para comunicaciones de corto alcance con una salida de potencia baja.

2 El sistema diseñado un diodo laser de 5 mV potencia la cual mejora el rango máximo de 300m en un rango o velocidad de datos de 10 Mb/s y 100 Mb/s

Citas bibliograficas:

- [1] Debbie Kedar and Shlomi Arnol, Ben-Gurion University of the negev" Urban Optical Communication Networks: The Main Challenges and Possibles Solutions" IEEE optical communication, May 2004.
- [2] Xiaoming Zhu and Joseph M. Kahn, Fellow, IEEE "Free-Space Optical Communication Through Atmospheric Turbulence Channels" optical communication, May 24, 2001.
- [3] Dennis Killinger "Free Space Optics for laser communication through the air" optics & photonics News october 2002

Bibliografía.

Javier Zenteno Garcia (jzenteno@ece.buap.mx) esta realizando la maestria en ciencias en ingenieria electronica en el instituto politecnico nacional en ESIME Zacatenco, Obtubo el grado de licenciado en ciencias de la electronica en la Benemerita Universidad Autonoma de Puebla, trabajo por 3 años consecutivos en la industria textil como Ing. De mantenimiento electronico, tiene un especial interes en las comunicaciones opticas, propagacion de radiacion laser en la atmosfera.

Propagación de un haz laser en la atmosfera turbulenta

J. Zenteno-García¹, A. Michtchenko¹

Resumen — El núcleo central del trabajo consiste en una descripción en detalle del proceso aleatorio que caracteriza a la turbulencia atmosférica, a partir de los trabajos desarrollados por Kolmogorov, Taylor y Tatarskiĭ entre otros. Se describen cada una de las hipótesis y simplificaciones que se han venido adoptando en estos años y que posteriormente sirven de punto de partida para la generación de un modelo de canal atmosférico que permita describir el comportamiento en prestaciones de un sistema óptico en ambiente exterior.

Temas claves—Atmosfera turbulencia, Óptica, Índice de refracción, Radiación Laser, centelleo.

Abstract—The idea central of the work consists in a description in detail of the random process that characterizes the atmospheric turbulence, based in the work developed by Kolmogorov, Taylor and Tatarskiĭ among others. Describe each assumptions and simplifications that have been taken in these years and subsequently serve as a starting point for the generation of a weather channel model to describe the behavior in benefits of an optical system in external environment.

Keywords— Atmosphere turbulence, optics, index of refraction, Laser Radiation, scintillation.

I. INTRODUCCIÓN

La turbulencia atmosférica, ocasiona fluctuaciones tanto en la intensidad como en la fase de una señal óptica transmitida en el espacio libre y al ser recibida en un fotodetector, podemos observar que deterioran las prestaciones alcanzables en condiciones ideales.

En este trabajo, se realiza un estudio de la atmósfera como medio en el cual interactúa la radiación laser. Fruto de este esfuerzo se presenta un modelo de la radiación laser por la atmosfera que recogerá el efecto provocado tanto por la intensidad de la turbulencia como por la propia coherencia atmosférica, mediante la generación de una secuencia de centelleo atmosférico que representa las fluctuaciones de la irradiancia que puede sufrir toda señal óptica que se propague por el fluido atmosférico turbulento. Por ello, el modelo propuesto se completa recogiendo el efecto que causaría la posible correlación entre secuencias de centelleo atmosférico captadas por cada fotodetector en diferentes posiciones, en virtud de la conocida como hipótesis de la turbulencia congelada se puede realizar una transformación directa entre estadísticos espaciales y estadísticos temporales. Este hecho se traduce en que la secuencia de centelleo que captaría un fotodetector en un instante de tiempo dado será idéntica a la secuencia que capte otro fotodetector separado del anterior una distancia concreta, transcurrido un tiempo proporcional a esa distancia e inversamente proporcional a la velocidad del viento. Estrictamente, si se asume un tiempo de vida

indefinido para cada célula turbulenta, el grado de satisfacción de la hipótesis anterior es de un 100%. En la realidad, pese a que en la mayoría de escenarios típicos esta hipótesis de Taylor se verifica en un alto índice de cumplimiento, estrictamente hablando la propia turbulencia atmosférica se caracteriza por una dinámica interna inherente. Esta agitación viene debida por la propia descomposición de células turbulentas en otras de tamaño más pequeño; o bien por la aparición del proceso turbulento en puntos localizados donde atraviesa el haz de luz, así como por consecuencia de efectos como el calentamiento progresivo del suelo y la aparición de nuevas corrientes, como consecuencia de efectos como el calentamiento progresivo del suelo y la aparición de nuevas corrientes convectivas de aire más cálido que favorece la mezcla de masas de aire a distintas temperaturas.

II. LA ATMÓSFERA TURBULENTA

La atmósfera forma un sistema termodinámico gigantesco donde se producen interacciones y cambios, tanto con los océanos como con el suelo e incluso con la Luna, a través de las mareas atmosféricas, análogas en muchos aspectos a las mareas oceánicas. Los cambios suelen ser lentos, manteniéndose un equilibrio dinámico que suele fluctuar alrededor de un valor medio.

La radiación solar calienta la superficie terrestre siendo responsable de la evaporación de las aguas y provocando que el aire que se encuentra en contacto con el suelo se caliente más rápidamente. Este aire recalentado se eleva al perder densidad y presión, y sube hasta encontrar una masa atmosférica de igual o mayor temperatura, momento en que se estabiliza. Durante su camino ascendente, el aire previamente calentado se enfría, de acuerdo con una caída de $1^\circ\text{C}/100\text{ m}$ en el enfriamiento adiabático seco, y $0.5^\circ\text{C}/100\text{ m}$ en el húmedo. El enfriamiento del aire provoca la saturación, condensación y precipitación del vapor de agua atmosférico. El vapor de agua puede condensar al alcanzar la saturación, dando lugar a la aparición de nieblas o nubes, en las que se produce una mezcla de un conglomerado constituido por pequeñas gotitas de agua líquida o hielo en una masa de aire. La condensación constituye la primera fase del mecanismo de la precipitación y, en la segunda fase, las gotitas incrementan su tamaño hasta que precipitan y caen por su propio peso. Para que la condensación tenga lugar, son necesarias pequeñas partículas a modo de núcleos de condensación y de variada procedencia. La presencia de iones acelera el proceso de condensación, que puede comenzar incluso antes de que el aire esté saturado. Los tipos de precipitación (lluvia, nieve, etc.) dependen de las características de la columna de aire ascendente y de la temperatura debajo de las nubes. La lluvia es la forma más común de precipitación.

En adición a lo anterior, se producen en la atmósfera pequeñas fluctuaciones del índice de refracción,

¹Javier Zenteno García (jzenteno@ece.buap.mx), Dr. Alexandre V. Michtchenko (almitchen@gmail.com) Instituto Politécnico nacional, Sección de Estudios de Posgrado e Investigación, Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica, Unidad Zacatenco.

principalmente como consecuencia directa de pequeñas fluctuaciones de temperatura. Estas microvariaciones de temperatura se explican tanto por la aparición de corrientes convectivas de aire, como resultado del calentamiento progresivo del suelo por la acción del Sol; como, también, por la existencia de un gradiente de velocidad entre distintas capas atmosféricas, de una intensidad tal que la viscosidad del medio no es capaz de hacer frente a la rotación inducida. En ambos casos se favorece la mezcla de masas de aire a distintas temperaturas que desencadenan un proceso turbulento en el interior del medio atmosférico. La aparición de este fenómeno turbulento será responsable de efectos tan característicos como el titileo de las estrellas limitando, por ejemplo, la resolución angular que se pueda obtener de un telescopio.

Con todo lo anteriormente mencionado, los pulsos transmitidos en los enlaces ópticos atmosféricos se ven afectados por fenómenos adversos como consecuencia de su propagación por la atmósfera terrestre. Debido a la interacción del haz de luz con las partículas que componen la atmósfera (no sólo las moléculas que la caracterizan, sino también pequeñas partículas suspendidas llamadas aerosoles, además de con fenómenos meteorológicos tales como lluvia o nieve), se producen una serie de fenómenos que perturban la amplitud de intensidad de un haz láser: atenuación, absorción selectiva en frecuencia, dispersión y centelleo atmosférico.

III. EFECTOS A CONSIDERAR DE UN HAZ DE LUZ POR LA ATMOSFERA

Las señales ópticas no sólo se atenúan al propagarse a través de la atmósfera, sino que también el haz óptico a menudo se ensancha, se desenfoca o puede cambiar de dirección. Estos efectos dependen principalmente de la longitud de onda, de la potencia de salida y de las condiciones de la atmósfera. Cuando la potencia es baja, el enlace se comporta de forma lineal y los efectos predominantes son absorción, dispersión y los ocasionados por el centelleo atmosférico. En cambio, cuando la potencia es elevada, aparecen nuevos efectos no lineales. Además, la luz solar puede repercutir negativamente en las prestaciones de estos enlaces, fundamentalmente cuando se encuentra alineada con los mismos. Las características físicas del propio receptor, unido al ángulo de divergencia del haz láser, también pueden provocar pérdidas efectivas de potencia, efecto conocido como atenuación geométrica; sin embargo, se puede minimizar la influencia de este último caso siempre que el campo de visión del fotodetector permita captar la radiación transmitida que se ha estado esparciendo a un área cada vez mayor a medida que se ha ido alejando del láser. A continuación se enumeran los distintos fenómenos que puede sufrir la señal al propagarse.

IV. ABSORCIÓN ATMOSFÉRICA

Al interactuar los fotones procedentes de la radiación óptica con los átomos y moléculas que constituyen el medio atmosférico, se produce la vibración de las cargas eléctricas de sus partículas a la frecuencia del campo incidente, aunque con

un cierto desfase. Como consecuencia de su vibración, modelado como un movimiento armónico simple, la partícula se calienta y absorbe energía, tanta más cuanto más cerca esté la frecuencia de la radiación respecto a la frecuencia natural de oscilación. En este caso, la transferencia de energía de la onda al electrón ligado al núcleo de la partícula atmosférica es muy efectiva. El coeficiente de absorción depende del tipo de partículas implicadas en este proceso así como de su concentración: entre las que juegan un papel destacado las moléculas de H_2O y CO_2 . El resultado final es la aparición de una serie de picos de absorción en el espectro, entrelazados con ventanas de transmisión donde la atenuación es baja, por ejemplo en la banda de 850 nm.

V. DISPERSIÓN ATMOSFÉRICA SELECTIVA EN FRECUENCIA

Según la teoría electromagnética clásica, una carga que oscila conforme a un movimiento armónico simple de frecuencia f_0 , radia energía a la misma frecuencia. Por tanto, los campos electromagnéticos correspondientes a la secuencia de pulsos ópticos transmitidos obligan a oscilar a los electrones de los átomos de las partículas atmosféricas y estos, a su vez, remiten nuevas ondas electromagnéticas a la misma frecuencia de la onda incidente. El resultado final viene dado en función del tamaño de las partículas implicadas en este proceso. Así, para tamaños muy pequeños de partículas en relación con la longitud de onda óptica de la radiación incidente, tales como las moléculas del aire, se asume que los centros dispersores están muy separados unos de otros en comparación a dicha longitud de onda, por lo que las ondas irradiadas nuevamente por cada centro se superponen sin correlación de sus fases. En este caso, se produce lo que se conoce como esparcimiento Rayleigh, donde no tiene lugar ningún fenómeno interferencial que cancele la radiación en alguna dirección, por lo que se puede demostrar que la intensidad de la onda esparcida es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda óptica. Para valores de longitud de onda por debajo de $1 \mu m$, el esparcimiento Rayleigh es bastante pronunciado.

Cuando la luz interactúa con partículas de tamaño mayor que la longitud de onda óptica, se origina lo que se conoce como difusión de Mie, así, la partícula absorbe parte de la luz transmitida y la otra parte la refleja, produciéndose una mayor dispersión hacia delante. Las partículas implicadas en este fenómeno son los llamados aerosoles (humo, polvo en suspensión, etc). En este caso, la atenuación producida en el haz de luz transmitido obedece a expresiones heurísticas dependientes de la longitud de onda óptica, aunque con un peso cada vez menor cuanto peores sean las condiciones de visibilidad del enlace.

VI. DISPERSIÓN NO SELECTIVA

Este tipo de dispersión se origina cuando todas las longitudes de onda son dispersadas más o menos con la misma intensidad, esto es, el factor de atenuación que sufre el haz de luz transmitido es el mismo independientemente de la frecuencia óptica que lo caracterice. Nuevamente, la magnitud de tal

atenuación viene directamente relacionada con la visibilidad, para los casos de niebla por advección y niebla por convección; y por la intensidad de lluvia o nieve en el caso en el que se produzcan tales fenómenos meteorológicos.

VII. TURBULENCIA ATMOSFÉRICA

Este fenómeno surge por la diferencia de temperatura entre la superficie terrestre y el aire, provocando un intercambio de calor. Dado que el índice de refracción del aire cambia con la temperatura, entre otros factores, el intercambio de calor puede inducir a que las partículas atmosféricas adquieran una energía de rotación apreciable, provocando cambios de trayectoria en ellas. Como consecuencia de esos cambios, las partículas chocan y cambian de rumbo erráticamente. Este efecto se propagará por la atmósfera favoreciendo la formación de masas locales de aire inestables denominadas vórtices, inhomogeneidades, remolinos o torbellinos de turbulencia. Cada torbellino se asume que tiene un índice de refracción diferente al de sus vecinos. Por lo tanto, estas variaciones locales del índice de refracción que se observan al pasar de unos remolinos a otros ocasionan fenómenos de desenfoque-reenfoque o provocan una curvatura en el haz óptico que se esté propagando por la atmósfera. El resultado final es la aparición de una serie de desvanecimientos, más o menos profundos, que se producen en la señal óptica captada en función de la intensidad que caracterice al fenómeno turbulento, y que se conoce como centelleo atmosférico. El efecto es más acusado cuando se consideran receptores puntuales, esto es, con un tamaño de apertura, D , menor que la longitud de correlación de las fluctuaciones de intensidad, denotada como d_0 , tal y como se verá más adelante. Ya que no siempre es posible satisfacer la condición $D > d_0$, se considera, un escenario en el que el tamaño de apertura del receptor es menor a la longitud de correlación, d_0 , y, por tanto, donde el impacto del centelleo atmosférico sobre las prestaciones del sistema se hace más notable.

VIII. CARACTERIZACIÓN DE LA ATMÓSFERA TURBULENTA

Tal y como se ha señalado en el punto anterior, cuando un haz óptico se propaga a través del fluido atmosférico, su campo de luz es absorbido y dispersado por las partículas de tamaño variable que forman la atmósfera. Esto se traduce en una pérdida de energía del haz que se está propagando.

Pese a todo, y en consonancia con lo ya adelantado en la sección de turbulencia atmosférica, los efectos ópticos más graves en la propagación del haz de luz son los que producen las pequeñas variaciones de presión y temperatura que se registran en la atmósfera, y que se traducen en fluctuaciones del índice de refracción atmosférico, n . Así, cuando un flujo de fluido viscoso excede un valor crítico del parámetro denominado *número de Reynolds*, el flujo cambia de un régimen inicial laminar a un estado más caótico denominado *turbulencia*. Existen varias teorías sobre el origen de la turbulencia aunque la teoría de la estabilidad de los flujos laminares parece ser la más aceptada. El movimiento de un

fluido puede satisfacer todas las ecuaciones del movimiento y, sin embargo, ser inestable, esto es, las características del flujo experimentarían cambios irreversibles cuando se introdujese una perturbación.

Si se parte de un estado inicial laminar y, por efecto de una perturbación (por ejemplo el mecanismo convectivo que se activa cuando el Sol calienta el suelo), o bien simplemente por la propia estructuración en capas que conforma el fluido atmosférico, cada una transportando las partículas a una velocidad diferente debido a las condiciones reinantes de presión y temperatura; sea como fuere, si entre dos partículas en movimiento existe gradiente de velocidad, es decir, que una se mueve más rápido que la otra, se desarrollarán fuerzas de fricción que actúan tangencialmente a las mismas. Las fuerzas de fricción tratan de introducir rotación entre las partículas en movimiento, pero simultáneamente la viscosidad trata de impedir la rotación. Dependiendo del valor relativo de estas fuerzas se pueden producir diferentes estados de flujo. Cuando el gradiente de velocidad es bajo, la fuerza de inercia es mayor que la de fricción; por tanto las partículas se desplazan pero no rotan, o bien lo hacen con muy poca energía. El resultado final es un movimiento en el cual las partículas siguen trayectorias definidas. Este tipo de flujo se denomina *laminar*, queriendo significar con ello que las partículas se desplazan en forma de capas o láminas. Al aumentar el gradiente de velocidad, por ejemplo, por un contraste térmico o de presión, se incrementa la fricción entre partículas vecinas al fluido y éstas adquieren una energía de rotación apreciable. La viscosidad pierde su efecto y, debido a la rotación, las partículas cambian de trayectoria. Al cambiar de trayectoria, las partículas chocan entre sí y cambian de rumbo de forma errática, facilitándose la propagación del efecto a todo el fluido. En esos choques, las partículas pueden perder energía cinética y generar calor. Este tipo de flujo se denomina *turbulento*. La turbulencia finalmente es eliminada por la fuerza de viscosidad en un proceso denominado disipación. La disipación es irreversible y transforma la energía cinética del movimiento en calor.

IX. TEORÍA DE CASCADAS DE TURBULENCIA

Las variaciones de temperatura, presión y humedad, íntimamente ligadas a su vez con las fluctuaciones de la velocidad del viento, permiten la creación de masas de aire inestables que, eventualmente, pueden descomponerse en vórtices o células turbulentas de diferentes tamaños, dando comienzo al proceso turbulento tal y como se ha explicado anteriormente. La masa de aire turbulento está compuesta por un conjunto de vórtices de diferentes tamaños donde se asume que cada vórtice es homogéneo, aunque con un índice de refracción diferente al de sus vecinos. Los tamaños de estos vórtices, también denominados torbellinos, están comprendidos entre un tamaño máximo, L_0 , denominado macroescala de la turbulencia, que hace referencia a la escala característica de los vórtices de mayor tamaño; y un tamaño mínimo, denotado como l_0 o microescala de la turbulencia, correspondiente a los vórtices que tengan el menor tamaño.

La macroescala de una turbulencia, L_0 , representa el tamaño de la inhomogeneidad atmosférica inmediatamente

más pequeño que aquél en el que se inicia la inyección de energía turbulenta en el sistema. El valor de esta magnitud crece linealmente conforme se aumenta la altura del punto de observación sobre tierra, manteniéndose esa linealidad hasta los 100 metros. Por su parte, la microescala de la turbulencia, l_0 , representa el tamaño de la célula turbulenta más pequeña que se puede formar justo antes de que la energía contenida en tal microcélula sea totalmente disipada en calor por acción de las fuerzas de viscosidad. La microescala de la turbulencia es del orden de milímetros en capas cercanas a la superficie terrestre, y crece hasta tener dimensiones de centímetros en las capas más altas de la atmósfera. Bajo la influencia de fuerzas inerciales, los vórtices más grandes se descomponen en otros más pequeños, conformando una cascada de tamaños decrecientes entre L_0 y l_0 , conocido como el subrango inercial.

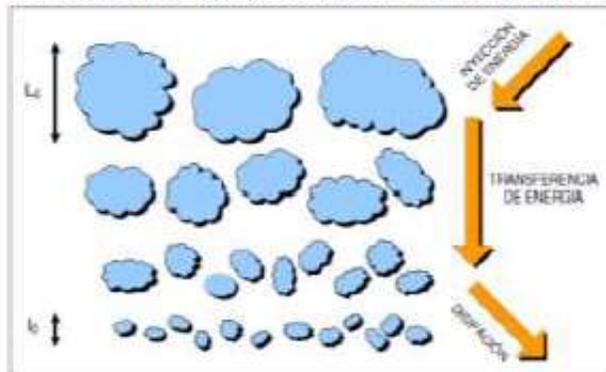


Figura 1: Cascadas de turbulencias propuesta por Kolmogorov, donde L_0 y l_0 indican los tamaños de escala límite entre los que están comprendidos las células turbulentas que intervienen en la transferencia de energía turbulenta. El proceso representado en esta figura asume un eje vertical de tiempos para un punto concreto del espacio.

Ésta es la teoría clásica o teoría de cascadas de turbulencias, tal y como fue ideada por Richardson y descrita por Kolmogorov, con el propósito de evitar la enorme dificultad que concierne al uso de las ecuaciones de Navier-Stokes que gobiernan el comportamiento de un fluido turbulento. En la teoría de Kolmogorov, la energía que se introduce al comienzo del proceso turbulento va siendo transportada a torbellinos cada vez más pequeños hasta que, cuando el número de Reynolds alcanza un valor cercano a la unidad, la energía que se disipa en forma de calor se iguala a la energía cinética que suministra el flujo turbulento de procedencia. Esta energía que se inyecta al sistema es consecuencia del movimiento de las masas de aire por variaciones de presión y temperatura. Cuando esto sucede, como se ha comentado, el tamaño de la célula turbulenta de procedencia es tomado como la microescala de la turbulencia, l_0 . Se verifica, además, que una vez que el sistema alcanza un estado estacionario, la tasa ϵ de disipación de energía cinética (en unidades de m^2/s^3) coincide con la tasa de producción de energía turbulenta.

Sin embargo, esta teoría clásica sólo tiene en cuenta la velocidad del viento como origen de las fluctuaciones. Hoy se sabe que también influyen en el proceso otros factores tales

como la temperatura, el vapor de agua o el índice de refracción. De todas ellas, son las fluctuaciones del índice de refracción las que más afectan en la propagación óptica; así, una señal óptica que viaje a través del conjunto de células turbulentas que han podido desarrollarse en la atmósfera, observa microvariaciones en el índice de refracción, ya que cada célula turbulenta posee un índice de refracción, en general, diferente al de sus vecinas. Este hecho provoca fluctuaciones en la Irradiancia de la señal óptica transmitida a través del canal atmosférico. Es a estas fluctuaciones de la irradiancia a lo que se denomina centelleo atmosférico o *scintillation* en la literatura anglosajona. En las regiones del espectro visible y del infrarrojo cercano, estas variaciones del índice de refracción son causadas casi exclusivamente por microvariaciones de temperatura. En las regiones del infrarrojo más alejadas del visible también contribuirán las microvariaciones de humedad que se registren en la atmósfera.

X. PARÁMETROS QUE CARACTERIZAN EL CENTELLEO ATMOSFÉRICO

El efecto de la turbulencia atmosférica sobre las frecuencias ópticas puede ser caracterizado por tres parámetros: los ya mencionados de microescala, l_0 , y macroescala, L_0 , de la turbulencia, el parámetro de estructura de las fluctuaciones del índice de refracción atmosférico, C_n^2 , que da una medida de la fortaleza de la turbulencia desde el punto de vista óptico; y el parámetro de Fried, r_0 , que representa una medida de la longitud de la coherencia inherente a la propia atmósfera.

XI. MACROESCALA, L_0 , Y MICROESCALA, l_0 , DE LA TURBULENCIA

Los parámetros que hacen referencia a los tamaños de escala mayor y menor (L_0 y l_0) que caracterizan la turbulencia dentro de lo que se denomina el subrango inercial, tienen también una dependencia con la altitud. Los valores típicos suelen oscilar entre los 10 m para L_0 y los 3 mm para l_0 , a una altura, h , de 30 metros, estando ampliamente aceptado aproximar la macroescala por la expresión $L_0 \approx \frac{h}{2}$, las aproximaciones dadas por Fried para ambas magnitudes:

$$l_0 = (10^{-9}h)^{1/3}, \quad l_0 \geq 2mm, \quad (1)$$

$$L_0 = (4h)^{1/2}, \quad (2)$$

donde l_0 , L_0 y h deben expresarse en metros. Dependiendo del tamaño de escala dominante, así como del diámetro del haz que se esté propagando, se pueden identificar dos casos extremos que conllevan efectos diferentes: por un lado, el conocido como la deriva estática del haz o *beam wander*; y de otro, fenómenos de difracción y refracción.

En concreto, las células turbulentas de mayor tamaño actúan como lentes refractivas con distancias focales del orden de varios centenares de metros dando origen, por ejemplo, a la oscilación que sufriría todo el centroide del haz transmitido respecto a la dirección inicial transmitida (la mencionada deriva estática del haz). Por el contrario, las células turbulentas de menor tamaño son las responsables de los

efectos difractivos que afectan al frente de onda que interactúa con ellas. Ambos efectos, refractivo y difractivo, se combinan en un mecanismo compuesto por medio del cual, el esparcimiento total que sufre el haz de luz transmitido puede verse como un proceso en el que las fluctuaciones de irradiancia a gran escala originadas por las células turbulentas de mayor tamaño se ven moduladas por las fluctuaciones a pequeña escala inducidas por las células de menor tamaño.

XII. EL PARÁMETRO DE ESTRUCTURA DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN, C_n^2

El comportamiento de la capa más superficial de la atmósfera presenta una acusada variación diurna; durante las horas de Sol se caracteriza por un gradiente superadiabático, un decrecimiento de la humedad con la altura y un gran viento de cizalla. Además, la turbulencia es de carácter térmico y mecánico. Por la noche, la capa superficial atmosférica se caracteriza por una fuerte estabilidad que impide los movimientos verticales de las partículas de aire, mostrando generalmente una turbulencia de carácter mecánico. Esta variabilidad en el comportamiento físico de la atmósfera se ve traducida en cambios del índice de refracción, como ya se ha mencionado. Precisamente, el parámetro de estructura, C_n^2 , es el encargado de caracterizar la intensidad que adquieren esas fluctuaciones del índice de refracción atmosférico. Por lo tanto, C_n^2 informa directamente de la intensidad que tiene el proceso turbulento en cada momento.

Debido a la variabilidad del fluido atmosférico turbulento con multitud de factores, la magnitud final de C_n^2 viene determinada por las coordenadas geográficas en las que se emplace el enlace óptico atmosférico, por la altura a la que se sitúen los transeptores, por la velocidad del viento que impera en un momento dado, así como por la hora del día a la que se realice la comunicación e incluso también por la época del año en la que se esté transmitiendo.

En la Tabla 1 se presentan unas medidas tabuladas para un camino de propagación horizontal a una altura de 30 metros sobre tierra en un periodo de 48 horas. Se puede estimar el valor de C_n^2 para las restantes doce horas del día sin más que asumir una simetría especular alrededor de las 12:00 del mediodía. Se observa cómo el valor de la intensidad de la turbulencia es máximo para las horas centrales del día; en tal situación, el suelo se calienta rápidamente por la acción solar y favorece la aparición de corrientes convectivas de aire, lo que propicia la mezcla de masas de aire a diferente temperatura.

Valores típicos de C_n^2 , típicamente oscilan entre $10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ o incluso menos para condiciones de turbulencia extremadamente débil; y en el extremo opuesto, C_n^2 puede superar los valores de $10^{-13} - 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ cuando se está en un régimen de turbulencia fuerte. Bajo intervalos no muy prolongados en el tiempo y en escenarios en los que la propagación es horizontal, es habitual considerar que el parámetro de estructura del índice de refracción mantiene un valor constante. Sin embargo, y tal y como se muestra en la Figura 2, un camino de propagación que conlleve una cierta inclinación en la vertical requiere una variación con la altura, h , del parámetro anterior $C_n^2(h)$, que permita describir de

forma más exacta la variación de la fortaleza de la turbulencia sobre las señales ópticas.

TABLA 1
 C_n^2 vs. Hora del día

Hora del día	C_n^2 ($\text{m}^{-2/3}$)
12:00	1.4×10^{-14}
13:00	1.4×10^{-13}
14:00	4.9×10^{-13}
15:00	9.0×10^{-14}
16:00	2.0×10^{-14}
17:00	4.0×10^{-15}
18:00	4.0×10^{-16}
19:00	Pequeña
20:00	2.0×10^{-16}
21:00	1.0×10^{-15}
22:00	2.0×10^{-15}
23:00	3.0×10^{-15}
00:00	6.0×10^{-15}

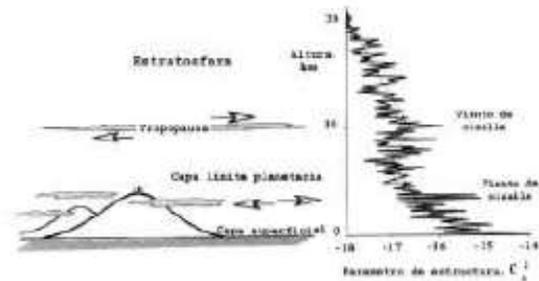


Figura 2: Variabilidad del parámetro C_n^2 con la altura.

Más en concreto, se espera que C_n^2 decremente su valor conforme aumente la altura por depender de manera directa de la presión atmosférica.

XIII. LONGITUD DE CORRELACIÓN DE LAS FLUCTUACIONES DE INTENSIDAD E HIPÓTESIS DE LA TURBULENCIA CONGELADA

El parámetro de Fried o radio de coherencia espacial, denotado como r_0 , da una medida de la longitud de coherencia atmosférica y es de gran importancia en la descripción de la calidad de la onda que se propaga por la atmósfera turbulenta. Este parámetro de Fried se ajusta a la siguiente expresión:

$$r_0 = \left[\frac{2.91}{6.88} \kappa^2 (\cos \gamma)^{-1} \int_0^\infty C_n^2(x) dx \right]^{-3/5} \quad (3)$$

siendo γ el ángulo cenital de la trayectoria del haz, mientras que $k = 2\pi/\lambda$, es el número de onda de la radiación óptica. Se le pueden dar varias interpretaciones físicas a dicho parámetro: así, se puede entender cómo el diámetro que define un área del frente de onda sobre el cual las variaciones de fase eficaz (rms) debido a la turbulencia atmosférica son iguales a un radián. Sin embargo y a efectos prácticos, la interpretación que más puede interesar para el desarrollo de este trabajo es la de considerar al parámetro de Fried como una medida de la longitud de la coherencia atmosférica, esto es, el diámetro en el que apenas se van a producir variaciones significativas del índice de refracción atmosférico.



Muy relacionado con el parámetro anterior aparece la magnitud que define la longitud de correlación de las fluctuaciones de intensidad, denotada como d_0 , y cuya dependencia con el parámetro de Fried viene establecida por la relación $d_0 = r_0 / ec1$. A lo largo de todo este Trabajo se asume que siempre se está trabajando con un frente de onda plano, salvo que expresamente y se indique lo contrario. Por tanto, a partir de la ecuación (3), se puede obtener la expresión de la longitud de correlación, d_0 , simplificada para una onda plana:

$$d_0 = \left[1.45 \kappa^2 \int_0^{\infty} C_n^2(x) dx \right]^{-3/5} \quad (4)$$

Donde γ se ha establecido a cero radianes, correspondiente a un enlace horizontal, siendo L la longitud del vano óptico. Asimismo, esta longitud de correlación de las fluctuaciones de intensidad puede ser expresada de una forma más compacta si la distancia de propagación, L , satisface la condición $l_0 < \sqrt{\lambda L} < L_0$ en tal caso,

$$d_0 \approx \sqrt{\lambda L} \quad (5)$$

Esta aproximación es perfectamente asumida en la mayoría de los Enlaces ópticos atmosféricos que operen con láseres de longitudes de onda pertenecientes al visible o al infrarrojo; y con distancias de propagación comprendidas entre unos pocos cientos de metros y unos pocos kilómetros.

Como ya se ha presentado, el fenómeno de la turbulencia atmosférica depende principalmente de las micro variaciones en el índice de refracción. Estas variaciones del índice de refracción a su vez son el resultado de pequeñas fluctuaciones en las condiciones de presión, temperatura y humedad que imperen en cada momento. Analíticamente, se ha conseguido obtener la siguiente expresión compacta del índice de refracción para la región de frecuencias pertenecientes al infrarrojo:

$$n(r) \approx 1 + 79 \frac{P(r)}{T(r)} \left(1 - 7733 \frac{H(r)}{T(r)} \right) 10^{-6} \quad (6)$$

En este caso, P es la presión atmosférica expresada en milibares, T es la temperatura (Kelvin) y H es la humedad específica, medida en gm^{-3} , medidas para cualquier posición del espacio r . Físicamente, ya se ha mencionado que la constante de estructura C^2 , es una medida de la fortaleza de las fluctuaciones acaecidas en el índice de refracción, y su valor se obtiene a partir del valor cuadrático del diferencial del índice de refracción.

XIV. CONCLUSIÓN

Hemos concluido, que dependiendo la potencia del laser que interactúa con la atmosfera serán los efectos que mas predominen, así como también, hemos comprobado que las diferencias termodinámicas que existen en la atmosfera deterioran un haz de luz laser como también crean el fenómeno denominado centelleo atmosférico, lo que puede hacer que se desvíe el haz o incluso se pierda.

XV. REFERENCIAS

[1] ANSI Z136.1, *Laser Safety Standard*, available from the Laser Institute of America (LIA), vol. 8, no. 3, May 2000.

[2] ICNIRP GUIDELINES, *Revision of Guidelines on Limits of Exposure to Laser Radiation of Wavelengths Between 400 nm and 1.4 μm*, International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP), vol. 79, no. 4, pp. 431 – 440, Oct. 2000.

[3] T.M. Brown, *Information Theory and the Spectrum of Isotropic Turbulence*, Journal of Physics A: Mathematica and General, vol. 15, pp. 2285 – 2306, Jul. 1982.

[4] L. C. Andrews and R. L. Phillips, *Laser Beam Propagation Through Random Media*, Bellingham, MA:SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1998.

[5] L. C. Andrews, R.L. Phillips, C.Y. Hopen, *Laser Beam, Scintillation with Applications*, Bellingham, MA:SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 2001.

[6] T. Kyle, *Atmospheric Transmission, Emission and Scattering*, Pergamon Press, Oxford, 1993.

[7] I.I. Kim, B. McArthur and E. Korevaar, *Comparison of Laser Beam Propagation at 785 nm and 1550 nm in Fog and Haze for Optical Wireless Communications* Proc. SPIE vol. 4214, Optical Wireless Communications III, Eric J. Korevaar, Ed. p. 26-37, 2001

[8] M.A. Naboulsi and F. de Fornel, *Fog Attenuation Prediction for Optical and Infrared Waves*, Optical Eng., vol. 43, no. 2, pp. 319 – 329, Feb. 2004.

[9] C. Paterson, *Constraints of Ground-Based Observations: the Atmosphere*, NATO Advanced Study Institute on Optics in Astrophysics, 2002, <http://www-obs.univ-lyon1.fr/natocorse/AtmosphereFoils.pdf>

[10] P. Buenestado Caballero, *Análisis y Caracterización de la Capa Superficial Atmosférica*, Tesis doctoral para el grado de Doctor en Ciencias Físicas, Departament d'Astronomia i Meteorologia, Universidad de Barcelona, 2003, <http://www.tdx.cat/tesis/UB/AVAILABLE/TDX-1220104-140301>.

[11] U. Frisch, *Turbulence. The Legacy of A. N. Kolmogorov*, Cambridge University Press, 1996.

[12] G. R. Ochs and R. J. Hill *Optical Scintillation Method of Measuring Turbulence Inner Scale*, Appl. Opt. vol. 24, no. 15, pp. 2430-2432, Aug. 1985.

[13] V. I. Tatarskii, *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*, New York, McGraw-Hill, 1971.

[14] A. Ishimaru, *The Beam Wave Case and Remote Sensing*, en Topics in Applied Physics: Laser Beam Propagation in the Atmosphere, Springer, New York, 1978, Chap. 3.

[15] A.G. Kjelaas, P.E. Nordal and A. Bjerkestrand, *Scintillation and Multiwavelength Coherence Effects in a Long-Path Laser Absorption Spectrometer*, Appl. Opt. vol. 17, no. 2, pp. 277-284, Jan. 1978.

[16] G.I Taylor, *The Spectrum of Turbulence*, Proc. R. Soc. London A, vol. 164, pp. 476-490, Feb. 1938.

[17] D.D. Holm, *Taylor's Hypothesis, Hamilton's Principle, and the LANS-9 Model for Computing Turbulence*, Los Alamos Science, no. 29, pp. 172-180, Jan. 2005.

[18] R. L. Fante, *Electromagnetic Beam Propagation in Turbulent Media*, Proc. of the IEEE, vol. 63, no. 12, pp. 1669-1692, Dec. 1975.

[19] A. Ishimaru, *Wave Propagation, and Scattering in Random Media*, Academic Press, Inc. vol. 1-2, 1978.

[20] H. Weichel, *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*, SPIE, Bellingham, WA 1990.

[21] A. Belmonte, *Feasibility Study for the Simulation of Beam Propagation: Consideration of Coherent Lidar Performance*, Appl. Opt., vol. 39, no. 30, pp. 5426-5445, Oct. 2000.

[22] R.J. Hill, *Models of the Scalar Spectrum for Turbulent Advection*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 88, no. 3, pp. 541-562, Mar. 1978.

[23] J.W. Strohbehn, *Modern Theories in the Propagation of Optical Waves in a Turbulent Medium*, en Topics in Applied Physics: Laser Beam Propagation in the Atmosphere, Springer, New York, 1978, Chap. 3.

[24] D. L. Fried, *Aperture Averaging of Scintillation*, J. Opt. Soc. Am., vol. 57, no. 2, pp. 169-175, Feb. 1967.



Alexandre Michtchenko. Obtuvo el grado de Maestro en Ciencias en el Moscow Institute of Physics and Technology/MFTI y el grado de PhD en el N. N. Semenov's Institute of Chemical Physics en la Academy of Science and Moscow Institute of Physics and Technology de Rusia en 1980. Formó parte como investigador del N.N. Semenov's Institute of Chemical Physics de 1981 a 1998, en Moscú, Rusia. Fue profesor invitado del Instituto de Química de la Universidad Nacional Autónoma de México de 1992 a 1998. Forma parte del personal de investigación del Instituto Politécnico Nacional en México desde 1998 hasta ahora. Su área de investigación es en el campo de los láseres y sus aplicaciones en la tecnología. Incluido en el libro "¿Quién es quién en el mundo" ("Who's who in the world") en 2010, 2011.



Javier Zenteno Garcia. Nació en la Ciudad de Puebla. Se graduó de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, obteniendo el grado de Licenciado en ciencias de la electrónica. Su trabajo de titulación estuvo dirigido a la aplicación del efecto Peltier a un enfriador termoeléctrico. Ha trabajado como ayudante de jefe de mantenimiento en una empresa textil por un año, y encargado del mantenimiento electrónico de la misma. Actualmente está inscrito en el programa de Maestría en Ciencias en Ingeniería Mecánica de la SEPI-ESIME Zacatenco del Instituto Politécnico Nacional.