



TÍTULO

Lidar Ultravioleta para estudiar el origen de aerosoles en la baja tropósfera de Medellín.

GUPO DE INVESTIGACIÓN

Grupo de Investigación en Láseres y Espectroscopía Óptica (GLEO).

FACULTAD Y ESCUELA

Facultad de Ciencias, Escuela de Física.

LUGAR DE EJECUCIÓN

Grupo de Láseres y Espectroscopía Óptica, Edificio 19A-306A, Universidad Nacional de Colombia Sede Medellín.

AUTOR

Andrés Esteban Bedoya Velásquez

TUTOR

Álvaro E. Bastidas Gustín, PhD.

Medellín, Abril 2015

AGRADECIMIENTOS

Durante el desarrollo de este trabajo como todo en la vida, se tuvo momentos agradables y algunos no tanto, pero como el resultado más valioso está el hecho de poder mirar al cielo y preguntarse ¿Será que llueve?, ¿Qué es esa niebla marrón en las montañas? ... Mentiras, realmente queda mucho más que eso, queda conocimiento en cantidades y un gran sentido de la amistad.

Quisiera agradecer en primer lugar a las personas que están en el *día a día* de mi vida sobre todo las que me soportan fuera del trabajo. En primer lugar a mi madre que durante estos años (26) ha aguantado o todos y cada uno de esos momentos frustrantes y jubilosos, días en que saludo y días en los que solo lo necesario, en fin por ser, “todo en una sola persona” siempre con unas palabras de ánimo un cálido abrazo. En segundo lugar mi caro, obviamente es otra de las damnificadas con todas estas lides académicas, creo que deben existir momentos donde se preguntará... “¿Cuándo un ingeniero físico?”..., sin embargo ella es mi combustible cada día, la única que me ha escuchado por más de 80 meses la misma perorata y aunque dormida en la mayoría de casos, siempre ha estado. Finalmente, a mi padre un agradecimiento por los todos los concejos durante los años pasados en los que solíamos vivir juntos y en estos nuevos en los que aunque separados siempre hay un momento para nuestras extendidas conversaciones.

En el ambiente laboral-universitario, un agradecimiento a todos los que ayudan a que cada día sea diferente, todos ellos hicieron parte directa o indirecta de este trabajo y se han convertido en personas realmente valiosas en mi vida : Mauricio Múnera (el nomo), Raul Castañeda (el niño), Diego Zuluaga (la rea), Carlos Andrés Villa (El mariachi), Esteban Cordoba (michael), Julio Zapata (tulin), Santiago Cruz (el santi), Daniel Nisperuza (pelaito), Dairo Alegria (el payanés) y en general a todos los que me han acompañado en este largo proceso a... A TODOS ELLOS y los que me falte por nombrar MUCHAS GRACIAS de antemano.

En el ámbito académico es preciso brindar un sincero agradecimiento al Profesor Álvaro Bastidas por toda su guía durante prácticamente toda mi vida académica universitaria y en

especial en el desarrollo de este trabajo. También una mención muy especial a los profesores Juan Luis Guerrero Rascado y Eduardo Landulfo por haber sido una parte esencial en este proceso de aprendizaje.

Finalmente, me resta brindar un agradecimiento a todas las entidades que de una u otra manera hicieron posible el desarrollo de esta tesis: Laboratorio de calidad del aire (CALAIRE), Sistema de Alerta Temprana del Valle de Aburrá (SIATA), National Aeronautics and Space Administration (NASA), y La RED de Macro Universidades de América Latina y del Caribe.

Objetivo general

Desarrollo de un sistema LIDAR UV para el estudio del origen de aerosoles en la baja troposfera de Medellín.

Objetivos específicos

1. Generar el tercer armónico, 355 nm, en el láser de estado sólido Nd:YAG.
2. Diseñar la óptica de envío y de detección de un canal LIDAR a 355 nm.
3. Optimizar la operatividad del Sistema LIDAR para la recuperación de la luz retrodispersada a 355 nm.
4. Desarrollar los algoritmos matemáticos de inversión de señal LIDAR para estudiar el origen de las partículas de aerosol presentes en la tropósfera de Medellín.

Contenido

Resumen	12
Introducción	13
Capítulo 1: Fundamentos	16
1.1 Técnicas de detección remota atmosférica	16
1.2 Interacción radiación – atmósfera terrestre	18
1.3 Dispersión elástica.....	20
1.4 Dispersión <i>inelástica</i> : Raman	26
1.5 Detección remota Lidar	27
1.5.1 Configuración de un sistema lidar	30
1.5.2 Principio de funcionamiento de un Lidar	36
Capítulo 2: Desarrollo experimental del Lidar Ultravioleta (355nm)	40
2.1 Transmisor.....	40
2.1.1 Láser Q-Switching.....	40
2.1.2 Expansor óptico.....	46
2.1.3 Espejo de envío	49
2.2 Sistema de detección óptica	51
2.2.1 Telescopio colector	51
2.2.2 Etapa de detección y separación espectral.....	53
2.3 Registro de señales resueltas en el tiempo	55
2.4 Método de Alineación del sistema Alineación del sistema Lidar UNAL	58
2.5 Tratamiento de señales Lidar a 355nm y altura mínima de medida.....	61
2.5.1 Pre-procesado de la señal Lidar.....	61
2.5.2 Altura mínima de registro de señal Lidar (overlap)	70
Capítulo 3: Estudio del origen del aerosol atmosférico en Medellín con Lidar a 355nm.	75
3.1 Metodología	76
3.2 Campaña de mediciones.....	78
3.3 Componente Rayleigh de la señal elástica Lidar a 355nm.....	79
3.4 Algoritmo de inversión: Método de Klett	83
3.5 Clasificación de aerosoles	97
Conclusiones y perspectivas	108

ANEXO I.....	111
ANEXO II.....	113
Referencias.....	115

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1. Esquema de la detección remota pasiva.	16
Figura 1.2 a. Fotómetro solar CIMEL #, instalado en la universidad Nacional –de Colombia - Sede Medellín, b. Red global de fotómetros solares NASA-AERONET	17
Figura 1.3 Esquema de la detección remota activa.	18
Figura 1.4 Capas atmosféricas	19
Figura 1.5 a. Esquema de la radiación solar en función de la longitud de onda: en línea punteada se muestra el modelo de la radiación de cuerpo negro, la línea media representa la radiación solar extraterrestre y la más baja representa la radiación solar a nivel del mar, b. Esquema de la proporción de ingreso de la radiación solar en las diferentes capas atmosféricas hasta la superficie terrestre.	19
Figura 1.6 Configuración angular para dispersión de radiación electromagnética de un electrón ligado al átomo	22
Figura 1.9 Niveles de energía de vibración-rotación asociados a la molécula de N ₂ con sus transiciones Raman y su espectro resultante	27
Figura 1.10 Diagrama de la detección remota Lidar	28
Figura 1.11 Esquema de las configuraciones Lidar según la posición relativa de los campos de visión (FOV) y los ejes ópticos entre el transmisor y el receptor: a. Monoestática coaxial, b. Monoestático biaxial y c. Biestático.	28
Figura 1.12 Esquema de la configuración de un sistema Lidar.	29
Figura 1.13 Configuraciones típicas de expansores de haz. a. Configuración Kepleriana, b. Configuración Galileana.	33
Figura 1.14 En la parte superior: detector PMT y en la parte inferior: detector APD.	35
Figura 1.15 Se muestra la interacción de un pulso láser enviado a la atmósfera, donde V es el volumen iluminado por el haz, ΔR el rango y τ es el tiempo de duración del pulso laser.	37
Figura 2.1 Disposición de la cavidad del láser	40
Figura 2.2 Configuración óptica de la cavidad del láser Handy Nd:YAG. Donde SHG: second Harmonic generator y THG/FHG: Third Harmonic Generator/Four Harmonic Generator, siendo estos los cristales generadores de Segundo, tercer y cuarto armónico respectivamente.	42
Figura 2.3 (a) Configuración experimental para la generación de armónicos. (b) Esquema del diseño experimental para triplicar la frecuencia.	44
Figura 2.4 Disposición intracavidad de los generadores de armónicos: SHG y THG.	44
Figura 2.5 Separación espectral de las líneas láser 532 nm y 355 nm desde la línea fundamental a 1064 nm.	46
Figura 2.6 Esquema del expansor de haz de 3X. (a) Trazado geométrico de rayos (b). Espectros de transmitancia de las lentes utilizadas, en color morado el espectro de la lente negativa y en color rojo el espectro de la lente positiva.	47
Figura 2.7 Planos del expansor óptico 3X.	48
Figura 2.8 Configuración experimental del expansor 3X	48
Figura 2.9 Resultados de la caracterización del expansor. (a) Spot láser sin expandir del láser He-Ne y (b) Spot expandido.	48
Figura 2.10 Diseño de pieza de sujeción para el espejo plano elíptico de envío.	50
Figura 2.11 Reflectancia de los espejos con matriz metálica: envío y telescopio	50
Figura 2.12 Curvas experimentales de energía del sistema transmisor	51
Figura 2.13 Esquema del sistema de recepción de radiación: telescopio colector y óptica primaria.	52

Figura 2.14 Diseño propuesto para la detección de 355 nm	53
Figura 2.15 Gráfica de sensibilidad radiante del cátodo del detector PMT H5783P-03 implementado para la detección de señal a 355nm.	55
Figura 2.16 Equipo de registro transitorio LICEL, TR40-160-AP interfazado con la computadora.	56
Figura 2.17 Configuración del sistema Lidar UNAL	57
Figura 2.18 Esquema del Método geométrico de alineación	59
Figura 2.19 Registro de señal Lidar a 355nm. (1) Representa el pico máximo de señal, (2) Representa el ancho de la señal y (3) Distancia máxima hasta la cual se tiene buena relación señal-ruido (vuelo de la señal).	60
Figura 2.20 Se muestran dos herramientas que posee el equipo LICEL para la visualización de datos lidar. La figura (a) Herramienta virtual para visualizar los perfiles, (b) Mapa de colores de una serie de perfiles Lidar seleccionados.	61
Figura 2.21 Perfil Lidar a 355nm. En color negro se muestra un perfil de ruido electrónico, en rojo la señal cruda y en color azul la señal limpia de ruido electrónico.	63
Figura 2.22 Regresión lineal para las alturas fijas	64
Figura 2.23 Ajuste lineal entre 20Km y 25Km para señal libre de ruido electrónico.	65
Figura 2.24 Regresión lineal entre 55Km y 60 Km para la señal libre de ruido electrónico.	66
Figura 2.25 Señal de retrodispersión pura	67
Figura 2.26 Representación de un perfil lidar puro (de color azul) al cual se le aplicó una función de suavizado (de color rojo).	68
Figura 2.27 Análisis de la RSR (perfil de color azul). En el recuadro se muestra una ampliación entre 500m-2500m en el eje vertical y 0.99-1.05 en el eje horizontal. La línea roja representa el límite a partir del cual la señal supera al ruido del sistema.	69
Figura 2.28 En la gráfica (a) se muestra la señal lidar a 355nm rango-correctada y en la gráfica (b) el perfil del logaritmo de la señal rango-correctada.	70
Figura 2.29 Esquema del comportamiento de la función overlap para un sistema coaxial, en color negro se ilustra la sombra generada por la geometría del colector, en color verde se ilustra el campo de visión (FOV) del láser y en color gris el FOV del telescopio colector.	71
Figura 2.30 Representación de la altura mínima de medida para el sistema lidar UNAL a través del cálculo de la función overlap por el método de Dho (polinomio de grado 5). La curva negra representa el perfil lidar teórico y la curva azul el perfil lidar experimental.	72
Figura 2.31 Perfiles de señal lidar a 355 nm hasta los 5 Km de altura	73
Figura 2.32 Representación de perfiles lidar en mapa de color	74
Figura 3.1 Metodología para el estudio del origen de los aerosoles atmosféricos en la ciudad de Medellín con la sinergia de equipos de detección remota, datos satelitales y modelos de transporte de masas y retrotrayectorias a nivel global.	77
Figura 3.2 Representación de los datos experimentales para el día 01.04.14: radiosondas en Panamá (datos en rojo), Bogotá (datos en azul) y un perfil de temperatura (izquierda) y presión (presión derecha) modelado con el re-análisis con hysplit para la ciudad de Medellín.	81
Figura 3.3 Serie de perfiles lidar en escala logarítmica junto con el ajuste Rayleigh (β^{mol}). La línea azul es el β^{mol} ajustado a perfiles Lidar (línea negra).	83
Figura 3.4 Selección del R_f para aplicar el método de Klett hacia atrás.	85
	87

Figura 3.5 Selección de días del calendario de medidas 2013-2014, que presentaban datos en el fotómetro CIMEL. La línea roja representa la interpolación de orden uno realizada con 10000 puntos.

Figura 3.6 Gráfico de la ecuación 3.18 para el cálculo del AOD interpolado a 355 nm y 532 nm. 90

Figura 3.7 Métodos para el cálculo del parámetro de Angstrom. Parte superior caso i (a y b) y parte inferior casi ii (c y d). 91

Figura 3.8 Dependencia del AOD con la longitud de onda. 92

Figura 3.9 Representación de los valores obtenidos debido aplicación de los métodos usados para calcular la RL. La zona resaltada en color rojo muestra los valores referencia típicos para la RL en áreas urbanas de aerosol mezclado. 93

Figura 3.10 Reporte de coeficientes de retrodispersión a 355nm (color azul) y a 532 nm (Color verde). 97

Figura 3.11 Caso 01: 06 de Febrero de 2014, Hora Local: 09:03 99

Figura 3.12 Caso 02: 12 de Febrero de 2014, Hora Local: 09:45 100

Figura 3.13 Caso 03: 20 de Marzo de 2014, Hora Local: 09:15 101

Figura 3.14 Caso 04: 28 de Marzo de 2014, Hora Local: 15:31 102

Figura 3.15 Caso 05: 01 de Abril de 2014, Hora Local: 10:40 103

Figura 3.16 Caso 06: 02 de Abril de 2014, Hora Local: 09:10 104

Figura 3.18 Representación de los coeficientes de retrodispersión a 355 nm (barras de color azul) y 532 nm (barras de color verde) para los casos de estudio. 107

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1.2 Tipos de cristales utilizados en la generación de armónicos	32
Tabla 2.1 Características del Láser UNAL	41
Tabla 2.2 Características de las lentes utilizadas en la configuración del expansor óptico de 3X	47
Tabla 2.3 Resultados experimentales de la expansor	49
Tabla 2.4 Características del sistema colector de radiación	53
Tabla 2.5 Elementos ópticos utilizados para la configuración del sistema óptico de detección	54
Tabla 2.6 Características del detector (Tubo fotomultiplicador)	55
Tabla 2.7 Características del sistema Lidar UNAL	58
Tabla 2.8 Resumen de todos los datos para la sustracción de ruido de fondo para la señal Lidar a 355nm.	66
Tabla 3.1 Reporte de la campaña 2013-2014 de medidas Lidar a 532nm y 355nm.	78
Tabla 3.2 Reporte de las pendientes para los valores de temperatura reportados en la figura 3.2	82
Tabla 3.3 Valores de SSA y P (180°) para 7 días seleccionados de la campaña Lidar (Tabla 4.1), en los cuales el fotómetro reporto valores de estas cantidades.	86
Tabla 3.4 Valores de RL interpolada a las longitudes del Lidar UNAL.	88
Tabla 3.5 Reporte de datos para los 14 días seleccionados durante la campaña de mediciones	94
Tabla 3.6 Reporte de las RL calculadas a partir de la metodología (b) ii). Los valores para fueron obtenidos a partir de la ecuación 3.16.	96
Tabla 3.7 Reporte de los datos del fotómetro solar para los seis casos de estudio.	105

Resumen

Una de las preocupaciones en la actualidad está centrada en comprender y estudiar la dinámica del aerosol presente en la baja atmósfera. La obtención de parámetros ópticos y físicos como resultado de la interacción de la radiación con dichas partículas en suspensión en la atmósfera, es el camino más usado para su estudio. Los equipos de detección remota – activos y pasivos- se convierten en herramientas fundamentales para estudiar el comportamiento de dichas partículas, instalados en plataformas aéreas o en superficie. En este trabajo se implementó un canal de medidas en la región UV en un sistema Lidar (Light Detection and Ranging) troposférico, para estudiar el origen del aerosol, complementar las medidas rutinarias de atmósfera y contribuir al estudio de la dinámica atmosférica en el Valle de Aburra.

Introducción

En relación al tema de calidad de aire y el cambio climático, la fenomenología asociada con el incremento de gases de invernadero (Green House Effect), la desglaciación, la alta frecuencia de precipitaciones (formación de sistemas nubosos), las fuertes sequías, etc., hacen necesario el estudio de la atmósfera en diferentes regiones del mundo, particularmente en regiones medias tropicales.

Estudios de este tipo implican el uso y desarrollo de tecnologías de detección remota para estudiar y entender como la dinámica de los aerosoles (partículas y moléculas) que componen la atmósfera tiene un efecto decisivo en la climatología de una región, la calidad del aire, la salud de sus habitantes, la actividad industrial, actividad aeronáutica, etc. Los aerosoles son partículas diminutas suspendidas en el aire cuyo origen puede ser: natural, provenientes de emisiones volcánicas, tormentas de polvo, vida vegetal, brisa marina, etc; y antropogénico, que surgen de emisiones industriales, quema de combustibles fósiles, entre otros. Los aerosoles pueden ser sólidos o líquidos con tamaños entre $0.01 \mu\text{m}$ y varias decenas de μm . Normalmente, la mayoría de aerosoles forma una delgada capa en la troposfera desde la que son removidos por lluvia y procesos de sedimentación en aproximadamente una semana y debido a su corto tiempo de vida y fuerte interacción con la radiación, su concentración y sus propiedades ópticas y físicas, son pobremente conocidas. De hecho, los aerosoles son considerados como una gran incertidumbre en el forzado climático.

Los avances tecnológicos asociados con sistemas emisores luz láser se han convertido en el camino más eficaz para obtener información con alta resolución espacial y temporal de los aerosoles atmosféricos. La técnica de detección remota láser, LIDAR (LIght Detection and Ranging), con miras al estudio de las propiedades ópticas (Coeficientes de retrodispersión y extinción) y microfísicas (Distribución de tamaños) de los aerosoles atmosféricos se convierte en una técnica fundamental a través de la cual se pueden derivar parámetros como concentración de partículas de aerosol, temperatura, razón de mezcla de vapor de agua, etc.,

con altas resoluciones espaciales y temporales, sin afectar la estructura interna del medio de interacción.

Este trabajo es desarrollado en la ciudad de Medellín ubicada en la zona central del Valle de Aburrá (6.26N, -75.586W, 1473 m.s.n.m). Esta ciudad presenta un crecimiento constante de su parque automotor e industrial y también un acelerado crecimiento urbanístico.

El valle se encuentra ubicado en una región andina tropical con sistemas montañosos que alcanzan los 2900 m.s.n.m en sus picos más altos y está influenciado por la acción de los vientos Alisios los cuales ingresan desde el nororiente permitiendo un continuo transporte de masas que en ocasiones alcanzan a penetrarlo, inyectando partículas que se mezclan con las emitidas al interior del valle, las cuales pueden quedar suspendidas en el centro de este por largos periodos. También, por su cercanía a los dos océanos: Pacífico y Atlántico, el valle presenta constantes inyecciones de humedad, hecho que conlleva a una presencia continua de sistemas nubosos durante gran parte del año lo que modifica el balance energético en superficie.

Los sistemas Lidar son configurados para medidas rutinarias de atmósfera que comprenden rangos espectrales discretos desde el infrarrojo cercano hasta el ultravioleta (1064 nm - 355nm), facilitando el estudio de la dinámica de los aerosoles. Particularmente, el sistema Lidar ubicado en las instalaciones de la Universidad Nacional (Lidar UNAL) es una de las principales fuentes de monitoreo atmosférico en la zona, este sistema fue construido en el año 2010 y configurado para medidas en el rango visible (532nm), En esta tesis se implementó el canal de medidas en la región UV (355nm), con la finalidad de complementar las medidas de atmósfera y estudiar el aporte de partículas finas en el valle de Aburrá.

Esta tesis está distribuida de tal manera que en el capítulo 1 se presentan los fundamentos teóricos asociados con los sistemas de detección remota, fenómenos de interacción radiación-partículas y el principio de funcionamiento de la técnica Lidar. En el capítulo 2 se reporta la configuración de los sistemas de transmisión, detección y registro del canal UV implementado en el sistema Lidar UNAL, el procedimiento de alineación, las pruebas de estabilidad de este, procesamiento de los datos y pruebas de señal medida. En el capítulo 3

se reporta la metodología y resultados de la aplicación del algoritmo de inversión de Klett para el cálculo del coeficiente de retrodispersión atmosférico, que de manera conjunta con productos asociados al equipo de detección remota pasiva – fotómetro solar, mapas satelitales y el modelo global de retrotrayectorias (hysplit) obtenidos para la misma zona, permitió reportar 6 casos de estudio del origen de los aerosoles en la baja troposfera de la ciudad de Medellín. Finalmente, en el capítulo 4 se reportan las conclusiones y expectativas del trabajo realizado.

Capítulo 1: Fundamentos

1.1 Técnicas de detección remota atmosférica

La detección remota es definida como la adquisición de información relacionada con un objeto o fenómeno sin tener un contacto físico con él. Actualmente, se utilizan sistemas de detección remota situadas en plataformas aéreas y terrestres, desde las cuales es posible detectar objetos a distancia.

Las técnicas de detección remota se clasifican en pasivas y activas. Las primeras usan fuentes de luz ajenas al sistema, generalmente el sol, la luna, etc. En particular la detección remota pasiva para el caso de estudios atmosféricos, usa la radiación solar para medidas diurnas y estelares para las nocturnas, evaluando su efecto al atravesar las diferentes capas atmosféricas (Liou, 2002). En la figura 1.1 se ilustran esquemáticamente el caso:

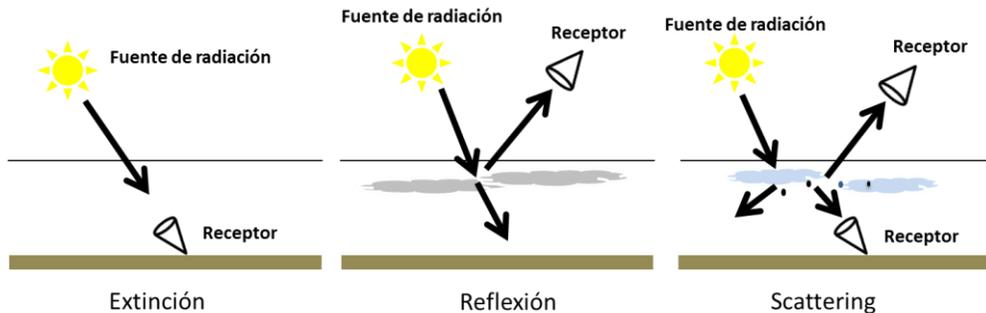


Figura 1.1. Esquema de la detección remota pasiva.

Aquí fundamentalmente los instrumentos de medición utilizados son los fotómetros solares, radiómetros y espectro-radiómetros. En este trabajo se involucra un fotómetro solar de la red NASA AERONET (B.N. Holben, 1998) cuyo sitio se encuentra en la Universidad Nacional sede Medellín:

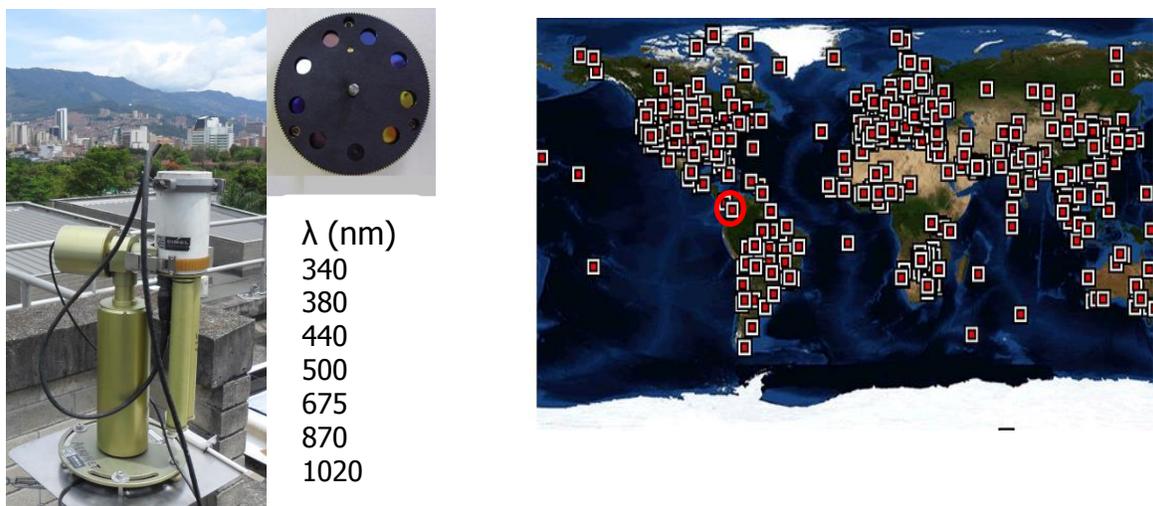


Figura 1.2 a. Fotómetro solar CIMEL #, instalado en la universidad Nacional –de Colombia -Sede Medellín, b. Red global de fotómetros solares NASA-AERONET

Este tipo de fotómetros recibe una pequeña porción de irradiancia solar y la descompone espectralmente a través de filtros en las líneas: 340nm, 380nm, 440nm, 500nm, 675nm, 670nm, 870 y 1020nm, con anchos de banda a mitad de altura (FWHM) de orden 10nm, realizando un registro automático de los valores de irradiancia en forma de voltaje (Ley Beer-Lambert-Bouger), los cuales son la base para los procesos de inversión y obtención de los productos: Espesor óptico (por sus siglas en inglés: AOD), Parámetro de Angstrom (\hat{a}), Distribución de tamaño y albedo de dispersión simple (por sus siglas en inglés: SSA), entre otros.

En las técnicas de detección remota activas se utilizan fuentes propias de radiación como es el caso de láseres para estudios atmosféricos. Este tipo de instrumentos generalmente conocidos como Lidar (LIght Detection and Ranging), se basan en el fenómeno de dispersión (scattering) para obtener información de parámetros ópticos a relativas grandes distancias desde los diferentes componentes de la atmósfera terrestre (Measures, 1992) (Liou, 2002):

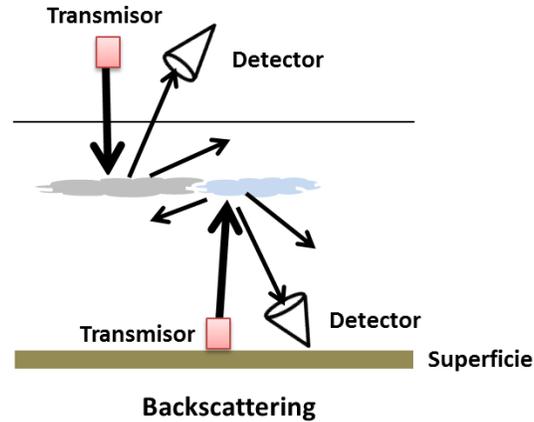


Figura 1.3 Esquema de la detección remota activa.

La investigación atmosférica LIDAR está asociada, de modo general, con el estudio de la distribución vertical de los llamados aerosoles atmosféricos (suspensión de partículas sólidas y/o líquidas en la atmósfera - partículas y moléculas -) y de su variación espacio-temporal. Los aerosoles son partículas sólidas y líquidas que forman parte de la suspensión definida como aerosol atmosférico, cuyo origen puede ser natural: provenientes de emisiones volcánicas, tormentas de polvo, vida vegetal, brisa marina, etc; y de origen humano: provenientes emisiones industriales, quema de combustibles fósiles, y la alteración de la cubierta natural de la superficie terrestre. Los aerosoles pueden ser sólidos o líquidos con tamaños entre $0.01 \mu\text{m}$ y varias decenas de μm . Estos pueden ser removidos por lluvia en aproximadamente una semana y debido a su corto tiempo de vida y a su fuerte interacción con la radiación son pobremente conocidos. Hecho que en los últimos años ha incrementado el uso de las técnicas de detección remota activa y pasiva para la comprensión de su papel en el forzado climático. (Liou, 2002)

1.2 Interacción radiación – atmósfera terrestre

La atmósfera terrestre es una delgada capa gaseosa de unos 400 Km desde la superficie de la tierra. Está conformada principalmente por nitrógeno (78%) y oxígeno (21%) y una serie de gases trazadores como el argón, dióxido de carbono, ozono y un contenido de agua en sus tres estados fundamentales: Sólida (nieve e hielo), líquida (lluvia) y vapor de agua (humedad). La figura 1.4 ilustra las cinco capas principales: Tropósfera, Estratósfera,

Mesósfera, Termósfera y la Exósfera, según las distribución de temperaturas atmosféricas (Kovalev, 2004).

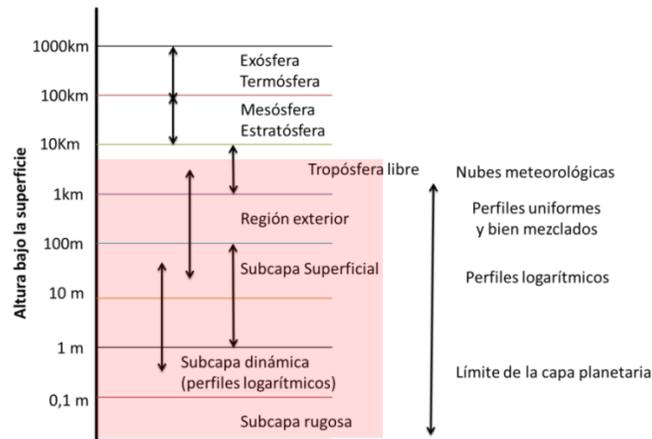


Figura 1.4 Capas atmosféricas

Sobre la capa superior de la atmósfera inciden unos 400 W/m^2 de radiación solar, alcanzando la superficie terrestre al menos unos 198 W/m^2 desencadenando una fenomenología en las diferentes capas de la atmósfera, definiendo las condiciones climáticas de una región (Chiron de la casinière A., 2008).

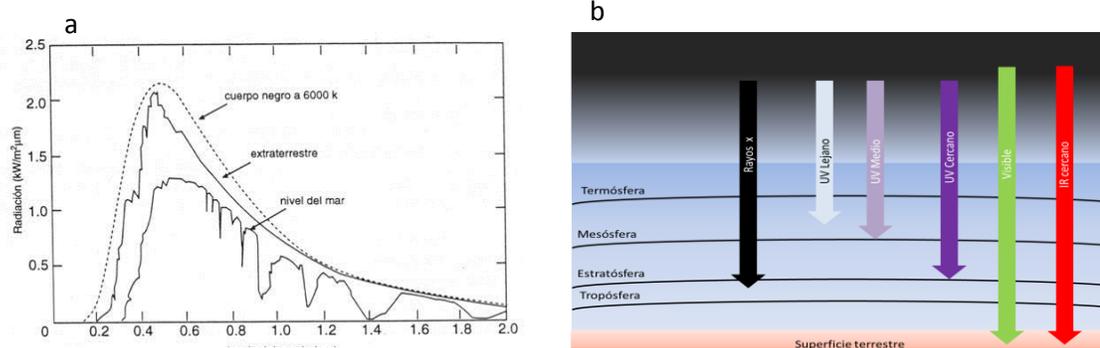


Figura 1.5 a. Esquema de la radiación solar en función de la longitud de onda: en línea punteada se muestra el modelo de la radiación de cuerpo negro, la línea media representa la radiación solar extraterrestre y la más baja representa la radiación solar a nivel del mar, **b.** Esquema de la proporción de ingreso de la radiación solar en las diferentes capas atmosféricas hasta la superficie terrestre.

En la figura 1.5a se muestran las gráficas correspondientes al espectro de la radiación solar extraterrestre, sobre la superficie de la tierra y la curva de radiación de cuerpo negro

mediante la línea discontinua. Mientras que en la figura 1.5b se asocia el grado de penetrabilidad en la atmósfera según la composición espectral de la radiación solar la radiación que es bloqueada a través de su paso por las diferentes capas atmosféricas, donde un 50% de la radiación es absorbida por las nubes, las cuales re-emiten prácticamente la mitad de la energía absorbida hacia el espacio, almacenando tan sólo un 2% de la energía recibida, mientras el resto es dispersado hacia la superficie terrestre. La superficie de la Tierra recibe un 49% de la energía proveniente del Sol, del cual un 23% proviene de las nubes, un 21% lo recibe directamente del Sol y un 5% indirectamente de la atmósfera. Por otro lado, un 17% de la energía que incide en la atmósfera es absorbida por los gases y el polvo atmosférico y un 7% retorna al espacio.

Formalmente es posible evaluar la transmisión de la radiación solar a través de la atmósfera con la conocida ley de Beer-Lambert-Bouguer:

$$T(R, \lambda) = e^{-\int_0^R \alpha(R, \lambda) dR} \quad (1.1)$$

Donde $T(R, \lambda)$ es la transmitancia evaluada en función de la altura respecto a la superficie terrestre, para una longitud de onda de interés y $\alpha(R, \lambda)$ es el coeficiente de extinción total que evalúa los procesos absorción y de dispersión.

La absorción de la radiación electromagnética a nivel de partículas y moléculas, involucra transiciones entre los niveles de energía con procesos de decaimiento no necesariamente radiativos dependiendo de la intensidad y de la longitud de onda de la radiación incidente. Por otra parte la dispersión de radiación desde partículas y moléculas consiste en el cambio de dirección, de manera aleatoria, respecto a la radiación incidente sobre ellas. Aquí se contemplan los dos tipos de fenómenos: elásticos e inelásticos.

1.3 Dispersión elástica

La dispersión elástica es un mecanismo en el cual la frecuencia dispersada por una partícula es igual que la frecuencia incidente ($v_{dispersada} = v_{incidente}$), de modo que la partícula o molécula preserva el nivel de energía de rotación-vibración durante el proceso de dispersión.

Los procesos de dispersión dependen en gran medida de las propiedades físicas de los dispersores, y de la longitud de onda λ de la radiación incidente. Para el tratamiento matemático de tales procesos se utiliza la relación del parámetro de tamaño, como se sigue

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (1.2)$$

Donde a es el radio de las partículas. De tal manera que se tiene básicamente tres tipos de interacción,

- Para $\frac{x < 600nm}{n}$, con n la parte real del índice de refracción, la dispersión es conocida como Rayleigh y la sección eficaz de dispersión es inversamente proporcional al cuadrado de la longitud de onda ($\sigma_{Ray} \sim \lambda^{-4}$). Para atmósfera sin nubes se aplica a moléculas de aire con tamaños normalmente de $0.001\mu m$.
- Para $x > 5\mu m$, la dispersión es principalmente un proceso de reflexión difusa, que en la atmósfera terrestre no ocurre con frecuencia.
- Para $\frac{600nm}{n} < x < 5\mu$, la dispersión es conocida como como Mie y es aplicada a partículas con un tamaño mayor a $0.01\mu m$, como es el caso de las partículas de aerosol.

Dispersión Rayleigh

Este fenómeno es el resultado de la interacción radiación electromagnética con partículas de tamaños menores a la longitud de onda de la misma, produciendo transiciones predominantemente vibracionales sobre la partículas, lo cual macroscópicamente se traduce en la inducción del efecto de polarizabilidad eléctrica formando dipolos que re-irradian en la misma frecuencia de excitación. Si se considera una onda monocromática linealmente polarizada incidiendo sobre una molécula simple (solo un electrón de valencia), es posible describir el fenómeno como un oscilador armónico clásico tal como se ilustra en la figura 1.6:

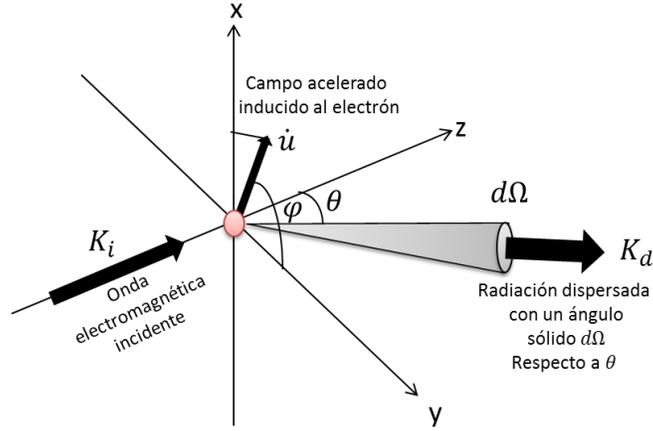


Figura 1.6 Configuración angular para dispersión de radiación electromagnética de un electrón ligado al átomo

De modo que el campo dispersado por Q es

$$E_d = -\frac{e\dot{u}}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} [\hat{u}_2 \cos\theta \cos\varphi + \hat{u}_1 \sin\varphi] \quad (1.3)$$

Donde \hat{u}_2 y \hat{u}_1 representan los vectores unitarios en las direcciones u_2 y u_1 .

El elemento correspondiente de potencia radiada dentro del elemento de ángulo sólido $d\Omega$ puede ser expresado de la forma

$$dP(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |E_d|^2 r^2 d\Omega \quad (1.4)$$

Combinando (1.5) y (1.6) se obtiene la potencia radiada por unidad de ángulo sólido,

$$\frac{dP(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{e^2 |\dot{u}|^2}{2^5 \pi^2 \epsilon_0 c^3} [\cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \sin^2 \varphi] \quad (1.7)$$

Si se introduce la sección eficaz diferencial de dispersión para una molécula o átomo individual $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, en general se podría escribir así

$$\frac{dP(\theta, \varphi)}{d\Omega} = I_0 \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \quad (1.8)$$

Donde $I_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |E_0|^2$ representa la radiación incidente.

$$\sigma_R(\omega) = \frac{1}{4} r_e^2 \left[\frac{\omega^2}{(\omega_0 - \omega)^2 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \right] \iint \{ \cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \sin^2 \varphi \} \sin \theta \, d\theta d\varphi \quad (1.9)$$

Integrando entre $0 \leq \theta \leq \pi$ y $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. De modo que al evaluar dicha integral se llega a que

$$\sigma_R(\omega) = \frac{2\pi r_e^2}{3} \left[\frac{\omega^2}{(\omega_0 - \omega)^2 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \right] \quad (1.10)$$

la dependencia de la frecuencia es eliminada en términos del cuadrado del índice de refracción complejo del medio

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e} \left[\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right] \quad (1.11)$$

Donde N es la densidad numérica de dispersores, asumiendo que tiene una fuerza de oscilador equivalente a la unidad. En este caso la sección eficaz diferencial de dispersión Rayleigh viene dada por

$$\frac{d\sigma_R(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{N^2 \lambda^4} \{ \cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \sin^2 \varphi \} \quad (1.12)$$

Donde $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ representa la longitud de onda tanto de la radiación incidente como la dispersada (los fotones ni ganan ni pierden energía durante la dispersión elástica). La sección eficaz total de dispersión Rayleigh $\sigma_R(\lambda)$ puede ser evaluada de la expresión (1.12) integrando sobre 4π estereorradianes:

$$\sigma_R(\omega) = \frac{8\pi}{3} \left[\frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{N^2 \lambda^4} \right] \quad (1.13)$$

La dependencia de la sección eficaz con λ^{-4} (teniendo en cuenta que se evalúa para pequeños dispersores) es responsable de efectos como el azul del cielo y el tenue rojizo que en algunas ocasiones es observado en el atardecer. En el campo de la detección remota láser esta sección eficaz de retrodispersión viene dada a través de

$$\sigma_\pi^R = \frac{d\sigma_R(\theta=\pi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{N^2 \lambda^4} \quad (1.14)$$

Para la mezcla de gases en la atmósfera lo cual ocurre debajo de los 100 Km, Collis y Russell (1976, p.89) han indicado que la sección eficaz de retrodispersión molecular viene expresada como

$$\sigma_{\pi}^R(\lambda) = 5.45 \left[\frac{550}{\lambda(nm)} \right]^4 \times 10^{-28} cm^2 Sr^{-1} \quad (1.15)$$

La cual corresponde a una sección eficaz efectiva de $2.15 \times 10^{-28} cm^2 Sr^{-1}$ a 694.3 nm. Esto puede ser comparado con la correspondiente sección eficaz para gases. A nivel del mar, donde el número de moléculas es $N \approx 2.55 \times 10^{19} cm^{-3}$, y el coeficiente de retrodispersión atmosférico volumétrico es

$$\beta_{\pi}^R(\lambda) = N\sigma_{\pi}^R(\lambda) = 1.39 \left[\frac{550}{\lambda(nm)} \right]^4 \times 10^{-8} cm^{-1} Sr^{-1} \quad (1.16)$$

Dispersión Mie

La dispersión Mie también es un proceso elástico, en el cual el dispersor tiene un tamaño comparado con la longitud de onda de la radiación incidente.

Para este tratamiento se asume,

- Un parámetro de tamaño $\alpha \equiv Ka = \frac{2\pi a}{\lambda}$
- Para dispersores dieléctricos isótropos $\alpha < 0.5$, se tendrá el mismo comportamiento que para la dispersión Rayleigh.
- Se asume un dispersor dieléctrico esférico y de radio a.

Bajo dichos parámetros, se tiene que la sección eficaz es

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2}{\lambda^4} |p(\omega)|^2 \left[\cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \sin^2 \varphi \right] \quad (1.17)$$

Y la polarizabilidad podría expresarse como

$$p = 4\pi a^3 \left\{ \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right\} \quad (1.18)$$

De tal manera que al combinar (1.17) y (1.18) se obtiene la expresión para la sección eficaz de dispersión elástica diferencial

$$\frac{d\sigma(\theta,\varphi)}{d\Omega} = a^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^4 \left\{\frac{n^2-1}{n^2+2}\right\}^2 [\cos^2\varphi \cos^2\theta + \sin^2\varphi] \quad (1.19)$$

Evaluando solo la retrodispersión elástica se tiene que

$$\sigma_{\pi} = \frac{d\sigma(\theta=\pi)}{d\Omega} = a^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^4 \left\{\frac{n^2-1}{n^2+2}\right\}^2 \quad (1.20)$$

En el límite para el cual $\lambda \sim a$ se define la sección eficaz de una manera más general, en la cual se incluyen las componentes paralela (i_2) y perpendicular (i_1) en las distribuciones de radiación

$$\frac{d\sigma_M(\theta,\varphi)}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} [i_2(\theta, \alpha, n) \cos^2\varphi + i_1(\theta, \alpha, n) \sin^2\varphi] \quad (1.21)$$

Seguidamente es definida la irradiancia, tal como se demostró para la dispersión Rayleigh, solo que se tendrán en cuenta dichos términos de polarización

$$I_s(\theta, \varphi) = \frac{I_i}{r^2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} [i_2(\theta) \cos^2\varphi + i_1(\theta) \sin^2\varphi] \quad (1.22)$$

Si la luz incidente es no polarizada o tiene polarización lineal las componentes de irradiancia se relacionan directamente con las funciones de intensidad de MIE perpendiculares y paralelas

$$i_1(\theta) = (ka)^2 p^{perp} = \frac{(ka)^2 I_s^{perp}}{I_{i/2}} \text{ y } i_2(\theta) = (ka)^2 p^{\parallel} = \frac{(ka)^2 I_s^{\parallel}}{I_{i/2}} \quad (1.23)$$

Para encontrar el coeficiente de retrodispersión se introducen los términos de eficiencia de retrodispersión MIE, los que dependen de las irradiancias representadas en la ecuación (1.23)

$$Q_s(\alpha, n) = \frac{\sigma_s^M}{\pi a^2} = \frac{1}{\pi(ka)^2} \iint_0^{\pi} [i_2(\theta) \cos^2\varphi + i_1(\theta) \sin^2\varphi] \sin\theta d\theta d\varphi \quad (1.24)$$

La ecuación 1.24 representa el coeficiente de dispersión total, en el campo de la detección remota, a través del cual se avalúa direccionalmente (π) la cantidad de energía retrodispersada.

$$Q_{\pi}(\alpha, n) = \frac{1}{\pi a^2} \frac{d\sigma_M(\theta=\pi)}{d\Omega} \quad (1.25)$$

Asumiendo:

- Para la retrodispersión $i_1 = i_2$ y $Q_\pi(\alpha, n)$ tiende a aumentar con α hasta alcanzar el máximo valor produciendo un amortiguamiento
- Valores de $Q_s \gg 1$ son desconocidos y depende de las condiciones de frontera que imponga la partícula.
- Dispersores muy grandes dispersan todas las longitudes de onda con igual eficiencia.

Teniendo en cuenta estas asunciones, se puede calcular los coeficientes volumétricos de dispersión y las respectivas funciones de fase, parámetros que dependen de la composición, tamaño y forma de los dispersores.

$$B_s(\lambda, n) \equiv \frac{1}{k^3} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \alpha^2 Q_s(\alpha, \lambda, n) N(\alpha) d\alpha \quad (cm^{-1}) \quad (1.26)$$

Y las funciones de fase para evaluar la polidispersión de partículas tendrán una relación directa con el coeficiente de retrodispersión

$$P_j(\pi, \lambda) = 4\pi \frac{B_j(\pi, \lambda)}{B_s(\lambda)} \quad (1.27)$$

Despreciando el efecto de la polarización al momento de la detección el coeficiente de retrodispersión se reduciría a

$$\beta_\pi(\lambda) = \frac{1}{2k^3} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \{i_1(\pi, \alpha, \lambda, n) + i_2(\pi, \alpha, \lambda, n)\} N(\alpha) d\alpha \quad (1.28)$$

Para el cálculo de este coeficiente se hace necesario conocer la distribución de partículas en la atmósfera, ya será un trabajo del experimentalista evaluar el modelo de distribución que se ajuste a las características de la atmósfera en estudio, si es urbana, rural, desértica, entre otras.

1.4 Dispersión *inelástica*: Raman

La dispersión Raman es un proceso de emisión de radiación inelástico en el cual se presenta un cambio en el estado cuántico de las moléculas y su frecuencia se desplaza una cantidad $|\Delta\nu|$ respecto a sus estado inicial, si la molécula absorbe energía, se excita a un nivel superior de disminuyendo la energía del fotón dispersado, de modo que la frecuencia de la

radiación dispersada será menor ($\nu_{disp} = \nu_i - |\Delta\nu|$), desplazándose hacia regiones infrarrojas en el espectro electromagnético (Stokes). Si la molécula transfiere energía al fotón dispersado disminuyendo su nivel de energía, la frecuencia del fotón dispersado aumenta, la frecuencia de la radiación dispersada será mayor $\nu_{disp} = \nu_i + |\Delta\nu|$, provocando corrimientos hacia regiones azules del espectro electromagnético (Anti-Stokes), como se muestra en la figura 1.9 (T. Leblanc, 1998) (Weitkamp, 2005).

Teniendo en cuenta que,

$$\nu_i - \nu_{disp} = |\Delta\nu| = \frac{\Delta E}{hc_0}, \text{ donde } \Delta E \text{ es característica en cada molécula.} \quad (1.29)$$

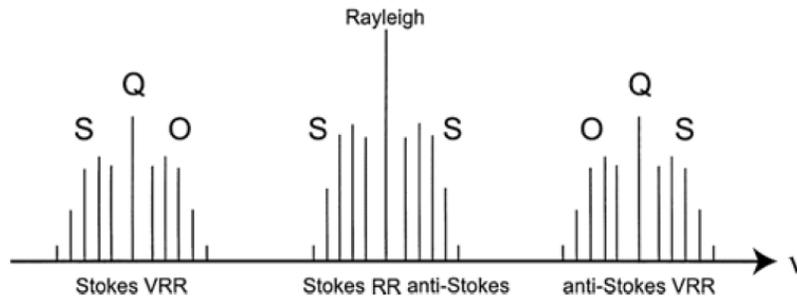


Figura 1.9 Niveles de energía de vibración-rotación asociados a la molécula de N_2 con sus transiciones Raman y su espectro resultante¹.

1.5 Detección remota Lidar

Los instrumentos para la detección remota Lidar constan de tres partes fundamentales: transmisión, detección y registro, como se ilustra en la figura 1.10.

¹ Imagen tomada de: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Claus Weitkamp

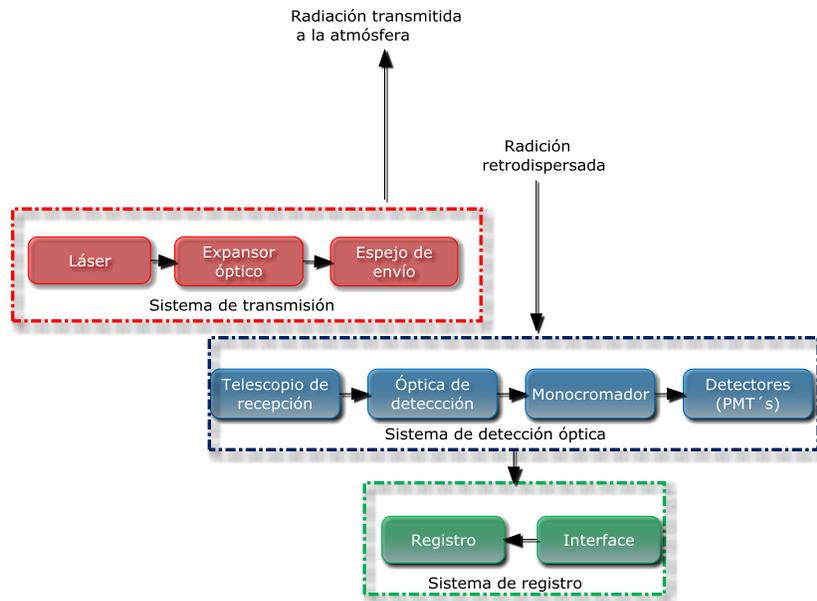


Figura 1.10 Diagrama de la detección remota Lidar

Los equipos lidar pueden ser monoestáticos o biestáticos según la configuración respecto a los ejes del sistema transmisor y receptor, tal como se ilustra en la figura 1.11. (Measures, 1992) (Argall, 2002)

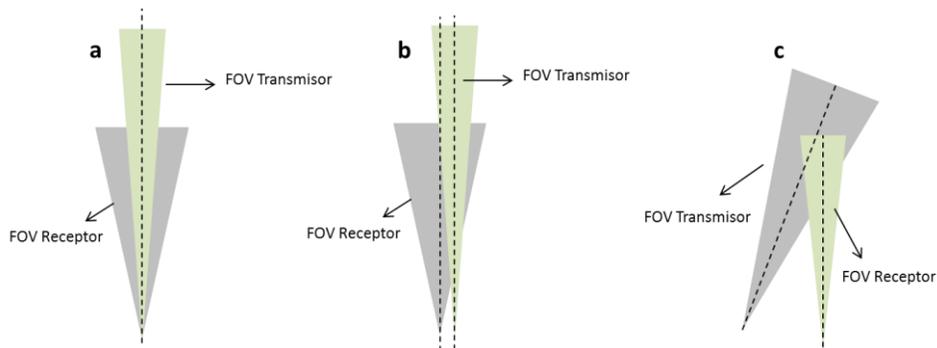


Figura 1.11 Esquema de las configuraciones Lidar según la posición relativa de los campos de visión (FOV) y los ejes ópticos entre el transmisor y el receptor: a. Monoestática coaxial, b. Monoestático biaxial y c. Biestático.

El sistema transmisor está conformado por un láser *Q-Switching* de estado sólido de tipo Nd:YAG, el cual desde hace algunas décadas se ha convertido en el más usado para esta técnica. Este permite enviar pulsos periódicos de luz ($\sim 4ns$), hacia la atmósfera, con

características del haz de radiación de alta conformación espacial, direccionalidad, colimación, monocromaticidad y coherencia.

Cuando el pulso de luz láser se propaga en la atmósfera (ver figura 1.12), en su camino de ida y regreso experimenta efectos de absorción y dispersión de radiación fundamentalmente, donde se asume que:

- En la medida como el haz de luz láser atraviesa la atmósfera esta se atenúa y dispersa progresivamente, y aunque su intensidad disminuye con la distancia (ley de Beer-Lambert-Bouger), en la técnica Lidar se potencializa el fenómeno de dispersión gracias a las características de la luz láser y a la ventana espectral en la cual es emitida la radiación de sondeo, conllevando a que el fenómeno de absorción sea mínimo en relación a la dispersión.
- La atenuación total en la atmósfera es descrita por la propiedad óptica dependiente del tipo de partícula o molécula, llamada extinción total, cuyos dos orígenes son: la dispersión de la luz y la absorción.

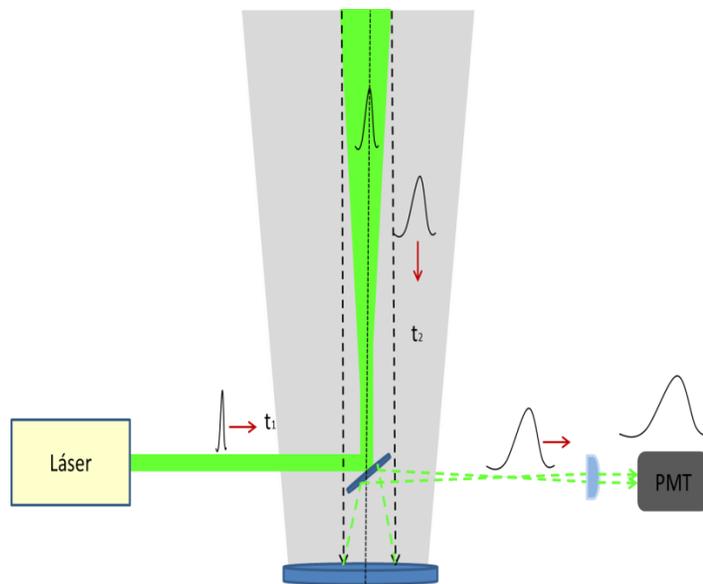


Figura 1.12 Esquema de la configuración de un sistema Lidar.

El éxito de la técnica Lidar se fundamenta en que al incrementar la densidad de partículas y moléculas en la atmósfera, el fenómeno de dispersión prevalece sobre la absorción, y combinando esto con una razón alta de repetición de pulsos luminosos interactuando con

los dispersores se puede obtener información discriminada en altura para determinados volúmenes de atmósfera. Las direcciones en las cuales se produce la dispersión en la atmósfera dependen de las características dispersantes de las partículas, sin embargo en la técnica Lidar se aprovecha la dirección preferencial de dispersión 180° (retrodispersión), permitiendo capturar dicha energía con el sistema colector de radiación conformado típicamente por un telescopio colector de luz, una óptica de selección espectral y fotodetectores de tipo fotomultiplicadores (PMT's) que convierten la señal luminosa en corriente eléctrica, para luego ser visualizada en un sistema de registro y visualización (Measures, 1992) (Argall, 2002) (Weitkamp, 2005).

1.5.1 Configuración de un sistema lidar

1.5.1.1 Transmisor

Láser

Los sistemas láser comúnmente utilizados en la técnica lidar son de estado sólido de tipo Nd:YAG en modo de pulsos, los cuales generan radiación con longitudes de onda específicas de emisión al interior de su cavidad con una alta pureza espectral. La longitud de onda fundamental en este tipo de láseres es de 1064nm en el IR cercano, la cual es comúnmente doblada en su segundo armónico (532nm) y tercero (355nm) según las regiones espectrales de interés (Kovalev, 2004) (Weitkamp, 2005). Las razones de repetición de los pulsos generados son del orden de 20 a 50 Hz y energías por pulso entre 0.5 a 1.5 J a la longitud de onda fundamental, resultando una potencia promedio $> 10W$, como valores típicos. Para potencias promedio similares, alta energía pulsada a una baja tasa repetición de pulsos es preferida debido a que se obtiene una mejor relación señal – ruido en las medidas, especialmente en el día.

En este trabajo se utilizó un láser Nd:YAG (Handy YAG HYL101), para el cual fue habilitado en el año 2010 el canal de 532nm a través de generación del segundo armónico dentro de la cavidad láser (Nisperuza, 2010). Con la finalidad de ampliar el registro de señales atmosféricas en la región ultravioleta del espectro electromagnético, en el desarrollo de este trabajo se mostrará la configuración del canal de medidas a 355nm a través de la generación del tercer armónico dentro de la cavidad láser.

Generación de armónicos en una cavidad láser

Los dispositivos no lineales, como generadores de armónicos y osciladores paramétricos, proveen un rango extenso de frecuencias para las fuentes láser. Tal como los experimentos realizados en 1961 son la evidencia de la generación de radiación láser en la región UV, al doblarle la frecuencia a un láser de ruby a través de un cristal de cuarzo (Franken, 1961). Esta técnica utiliza la respuesta no lineal de un medio óptico al ser expuesto a intensos campos de radiación para generar nuevas frecuencias, incluyendo efectos elásticos (conservación de energía) como la generación de armónicos e inelásticos (depositando energía en el medio) como la dispersión Raman y Brillouin (Yariv, 1989).

Los efectos de la óptica no-lineal son analizados considerando la respuesta dieléctrica de materiales a la acción de intensos campos eléctricos a nivel atómico, de tal manera que la propagación de una onda a través de un material produce cambios en la distribución espacio-temporal de las cargas como electrones y átomos que interactúan con dicho campo, siendo el desplazamiento de los electrones de valencia de sus orbitas naturales, el efecto mayor que dicho campo genera. Como se expresa en la ecuación 1.1, el resultado es la generación de dipolos macroscópicamente puede evaluarse a través de la polarización, se sabe que para interacciones donde el campo eléctrico es de baja intensidad la polarización es proporcional al campo eléctrico, pero para el caso no-lineal la re-irradiación proveniente de estos dipolos no reproduce fielmente la forma sinusoidal del campo eléctrico que los genera, como resultado, se tiene la generación de diferentes frecuencias respecto a la onda original (Zheng, 1996) (Boyd, 2007).

$$P(r, t) = \chi^{(1)}E(r, t) + \epsilon_0\chi^{(2)}EE + \epsilon_0\chi^{(3)}EEE+\dots \quad (1.30)$$

Donde ϵ_0 , es la permitividad eléctrica en el espacio libre $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal (representa la respuesta lineal del material) , $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ son las respectivas susceptibilidades de segundo y tercer orden para las cuales gobiernan las interacciones de tres y cuatro ondas respectivamente, la notación tensorial de (1.1) describe adecuadamente la anisotropía del medio (Yariv, 1989) (Machado, 2000). En este tratamiento $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son tensores de segundo, tercer y cuarto rango respectivamente, para casos donde el campo eléctrico sea

pequeño, solo se tiene en cuenta el primer término lineal (refracción, absorción lineal, dispersión y birrefringencia del medio).

De modo que la relación escalar entre la polarización lineal $P^{(1)}$ y el campo eléctrico E es

$$P_i = \chi_{ij} E_j \quad (1.31)$$

En la práctica son utilizados cristales birrefringentes como los reportados en la tabla 1.2, en los cuales a través del riguroso acople de los estados de polarización de la radiación fundamental sumados a los de la radiación del segundo armónico es posible la generación de radiación UV de manera eficiente en este tipo de sistemas ópticos.

Tabla 1.2 *Tipos de cristales utilizados en la generación de armónicos*

	Uniaxial Positivo ($n_e > n_o$)	Uniaxial Negativo ($n_e < n_o$)
Tipo I	$n_3^o \omega_3 = n_1^e \omega_1 + n_2^e \omega_2$	$n_3^e \omega_3 = n_1^o \omega_1 + n_2^o \omega_2$
Tipo II	$n_3^o \omega_3 = n_1^o \omega_1 + n_2^e \omega_2$	$n_3^e \omega_3 = n_1^e \omega_1 + n_2^o \omega_2$

Expansor de haz

Es un sistema óptico comúnmente utilizado en aplicaciones para control de densidad de radiación en áreas determinadas y la reducción de ruido para sistemas ópticos. En aplicaciones Lidar, debido a que la divergencia típica de los haces láser es de 1 mrad aproximadamente, se recomienda reducir a través de un expansor de haz, de modo que en la medida en que el campo de visión del telescopio lo permita, esto ayudará a suprimir el ruido generado por la luz de fondo e incrementará la relación señal – ruido del sistema transmisor de radiación.

La expansión de haz por un factor n reduce la divergencia en el mismo factor. La expansión típica de haz es de una factor de $n = 10$ y debe tenerse en cuenta que en la práctica la reducción de la divergencia por debajo de 0.1 mrad no mejora aún más las características de ruido de base de estos sistemas puesto que la turbulencia en la baja tropósfera conlleva a una divergencia efectiva por debajo de la estipulada (Weitkamp, 2005).

Pueden ser usados espejos o lentes de telescopios como expansores. La superficie del láser debe tener un recubrimiento para alta reflectividad a la longitud de onda de emisión, haciéndose necesario para el caso de espejos reflectores. Las lentes que se usen deben tener un recubrimiento antirreflexivo para evitar la reflexión de retroceso de las superficies dentro de la cavidad del láser. La óptica acromática es necesaria si la luz es emitida a más de una longitud de onda. En la figura 1.13 se muestran algunas configuraciones comunes de sistemas de expansión de haz.

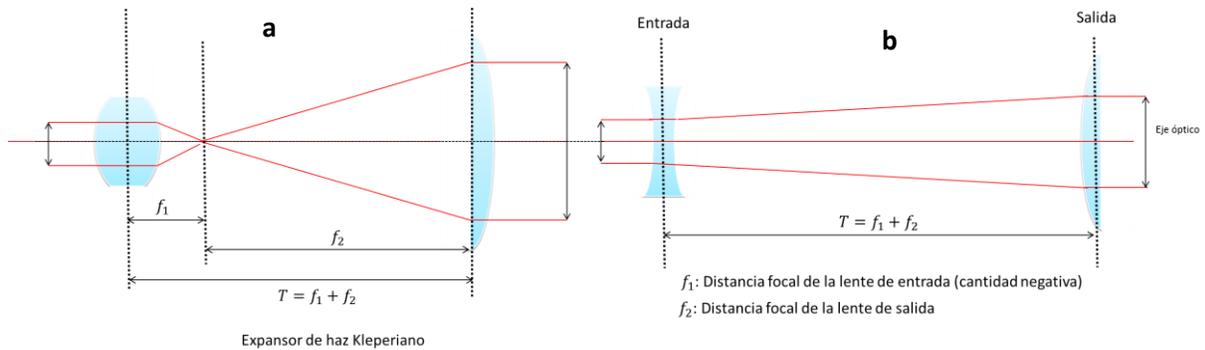


Figura 1.13 Configuraciones típicas de expansores de haz. **a.** Configuración Kepleriana, **b.** Configuración Galileana.

La figura 1.13 a esquematiza una configuración tipo Kepleriana, la cual consta de arreglos de lentes positivas, lo que resultará en una región existirá una región de acumulación (punto focal) de energía, lo cual para sistemas que usan láseres pulsados no es muy recomendable, debido a que la alta densidad de energía pulsada en el punto focal causa un arco de aire, esto sumado a posibles daños en la óptica debido a las altas energías concentradas (Sharma, 2006). Entre tanto la figura 1.13 b muestra la configuración típica de tipo Galileano, la cual consiste de un arreglo de dos lentes, una de ellas con distancia focal positiva y la otra con distancia focal negativa, lo que favorece en primera medida a diseños más cortos de expansores y por otra parte a que no se presente un punto focal entre ambas lentes, evitando acumulaciones de energía. La magnificación de estos sistemas se evalúa a través de la ecuación 1.32, con la relación de sus focos.

$$M = -\frac{f_2}{f_1} \quad (1.32)$$

Es importante hacer una correcta selección de los substratos y de los recubrimientos en las lentes (Sharma, 2006). Para la implementación de un expansor de haz en el sistema lidar UNAL, se tendrá en cuenta la correcta selección de la óptica y el mejor acople de las focales para hacer un sistema compacto y que reduzca las pérdidas en el canal visible existente y el ultravioleta que será implementado en este trabajo, procedimiento que será detallado en el capítulo 2.

1.5.1.2 Sistema de detección óptica

Telescopio

Los telescopios son comúnmente utilizados como receptores de radiación para sistemas lidar, cuyos diámetros típicos fluctúan entre 0.5-1 m dependiendo de la configuración que se tenga y de la región que será objeto de estudio. Las diferentes configuraciones suelen ser de tipo Cassegrain y Newtonianas, con razones de longitud focal efectiva en la apertura primaria de $f/(3 \dots 6)$, son aplicadas (Weitkamp, 2005). Como configuraciones típicas están las coaxiales (donde el haz láser está en el eje óptico del telescopio) o bien las biaxiales (haz láser esta fuera del eje del telescopio y posiblemente inclinado respecto a este) las cuales son comúnmente implementadas. El elemento para cortar campo en el punto focal del telescopio lo determina el campo de visión de la óptica de recepción (por sus siglas en inglés: FOV). Este tiene un factor normalmente de 2-10 mayor que la divergencia del haz láser, de tal manera que se debe encontrar una buena relación entre el FOV pequeño necesariamente para suprimir en gran medida el ruido de fondo y a su vez asegurar un FOV grande para el ajuste estable del haz láser dentro del FOV y para una intensidad en la señal suficiente a pequeñas distancias o campo próximo.

La configuración del telescopio debe contar con una estimación del conocido factor de sombra (Overlap) respecto al FOV del láser, que limita la altura desde la cual se inicial el registro de señal Lidar. Adicionalmente, la óptica involucrada en el telescopio debe tener adecuada respuesta espectral según las longitudes de onda que se deseen detectar.

Óptica de detección

La luz láser colectada por el telescopio es dirigida hacia la región focal donde es conveniente acoplar la óptica de visión relajada con una óptica de transmisión espectral hacia los filtros de interferencia (monocromador) (Weitkamp, 2005), los cuales deben tener un ancho de banda <10 nm, y picos de transmisión de 50-70%.

Detectores

Normalmente se usan fotomultiplicadores (PMT's) o APD's (Avalanch Photodiodes) funcionando en modo análogo y de conteo de fotones, los cuales reciben directamente la luz desde los filtros de intendencia y la convierten en señales eléctricas (voltaje o corriente). El principio de funcionamiento de estos dispositivos se ilustra en la figura 1.14.

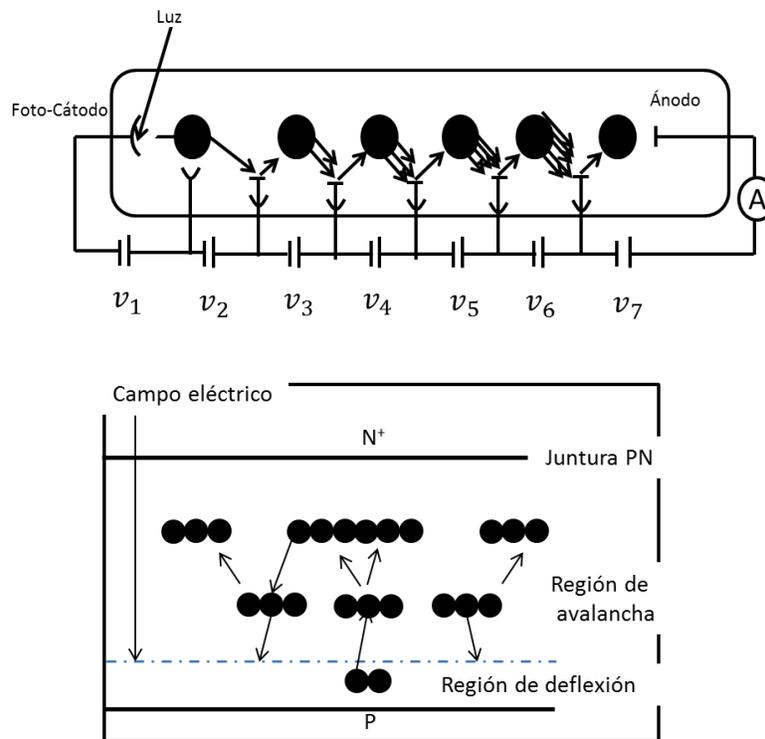


Figura 1.14 En la parte superior: detector PMT y en la parte inferior: detector APD.

Particularmente, los tubos fotomultiplicadores proveen una extremada alta sensibilidad y respuesta ultra-rápida, con grandes anchos de banda. En la región UV, pueden alcanzarse eficiencias cuánticas de 25% y velocidades promedio de cuentas < 5 Hz, lo que los

convierte en sistemas de detección fundamentales para detección de señales luminosas. La salida pulsada del detector puede ser pre-amplificada antes de la discriminación y registro (Hamamtsu-manual).

1.5.1.3 Sistema de registro

La señal eléctrica de los detectores es digitalizada a través de contadores basados en escaladores multicanal. Aquí es necesario una señal eléctrica de inicio (trigger), sincronizada con la salida cada pulso láser. Los tiempos de resolución típicos o longitud de ventanas de adquisición de datos son de $\sim 100ns$ los cuales corresponden a rangos de resolución de 15 metros aproximadamente. El tiempo típico promedio para la obtención de señal varía entre 10-30 s (usualmente las señales son promediadas en tiempo y rango durante la adquisición de datos). El número de cuentas es acumulada finalmente en un computador, actualmente se hace uso de equipos transitorios de adquisición como los sistemas LICEL (Lidar Computing and Electronic), los cuales facilitan la obtención de dichas señales a través de electrónica de alta velocidad y software de visualización y tratamiento de los datos obtenidos.

1.5.2 Principio de funcionamiento de un Lidar

La potencia de radiación P recibida desde una distancia R donde se encuentra el conjunto de partículas y moléculas dispersoras en la atmósfera en su forma más simple consta principalmente de cuatro factores, tal como se sigue en la ecuación 1.33

$$P(R, \lambda) = KG(R, \lambda)\beta(R, \lambda)T^2(R, \lambda) \quad (1.33)$$

El factor K evalúa parámetros relacionados con la eficiencia del sistema lidar, mientras que el factor $G(R, \lambda)$ describe la dependencia geométrica de la señal obtenida en función del rango. Debe tenerse en cuenta que estos parámetros son controlados por el experimentalista en la construcción del equipo. El término $\beta(R, \lambda)$ es el coeficiente de retrodispersión en función del rango R , cual hace referencia de la capacidad que tiene las partículas y moléculas en la atmósfera de dispersar la luz en una dirección preferencial (180°). $T^2(R, \lambda)$ es el término asociado a la transmisión atmosférica, este permite cuantificar la cantidad de radiación que se pierde en el camino de ida y regreso en función del rango, como se ilustra en la figura 1.15. En principio $\beta(R, \lambda)$ y $T(R, \lambda)$ son desconocidos por el experimentalista.

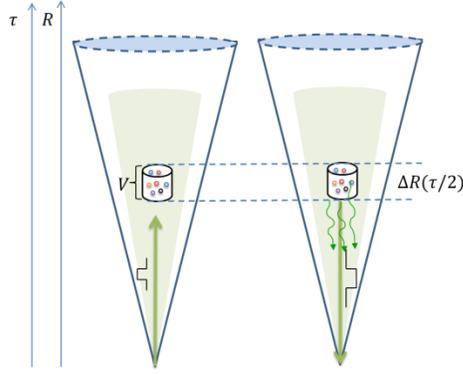


Figura 1.15 Se muestra la interacción de un pulso láser enviado a la atmósfera, donde V es el volumen iluminado por el haz, ΔR el rango y τ es el tiempo de duración del pulso laser.

Describiendo más en detalle se tiene que

$$K = P_0 \frac{ct}{2} A \varepsilon \quad (1.34)$$

Donde $P_0 = \frac{E_0}{T}$ es la potencia promedio de un pulso singular de láser, la cual contiene la E_0 la energía inicial del pulso, t es la longitud temporal del pulso y ct es la longitud del volumen iluminado por el pulso láser. El factor de $\frac{1}{2}$ aparece debido a la interacción del pulso láser con el volumen iluminado, como se ve en la figura 1.15. El área de la óptica primaria de recepción responsable de recoger la radiación retrodispersada es A y ε es el término que contiene la eficiencia del sistema (elementos ópticos: transmisión y recepción y detección).

Por otra parte se define el facto geométrico a través de,

$$G(R) = \frac{O(R)}{R^2} \quad (1.35)$$

En la ecuación 1.35 se incluye el factor de sombra $O(R)$ (overlap) que se genera entre el FOV del haz laser y el FOV del telescopio en términos del rango. El término de decrecimiento cuadrático del rango es debido a la forma esférica de las ondas que llegan al telescopio con un radio R , desde el volumen dispersor.

El coeficiente de retrodispersión puede ser escrito como

$$\beta(R, \lambda) = \sum_j N_j \frac{d\sigma_{j,sca}}{d\Omega}(\pi, \lambda) \quad (1.36)$$

Siendo $\frac{d\sigma_{j,sca}}{d\Omega}(\pi, \lambda)$ la sección diferencial de scattering para partículas a 180° para una longitud de onda determinada y N_j es la concentración de partículas de determinado tipo j en el volumen iluminado por el pulso láser. En la ecuación 1.36 se hace la suma sobre todos los tipo de dispersores, de modo que si se considera dispersión isotrópico y un solo tipo de partícula, la relación entre el coeficiente retrodispersión y la sección diferencial de dispersión isotrópico se tendría que $4\pi\beta = N\sigma_{sca}$.

La dispersión de la luz en la atmosfera se es causada por moléculas y partículas, de modo que se debe reescribir el coeficiente de retrodispersión asociándole ambas contribuciones como se sigue

$$\beta(R, \lambda) = \beta_{mol}(R, \lambda) + \beta_{par}(R, \lambda) \quad (1.37)$$

Siendo la componente molecular asociada principalmente a las moléculas de nitrógeno y oxígeno, mientras que la componente asociada a partículas (agua delgada y partículas de polución: sulfatos, compuestos orgánicos, material industrial, biogénico, volcánicas, polvo mineral, marinas quemadas de biomasa, entre otras) es altamente variable en la atmósfera tanto en escalas temporales como espaciales.

La parte final de la ecuación considera la fracción de luz que se pierde en el camino de ida y vuelta del pulso láser en la interacción con el volumen dispersor, este es llamado transmisión atmosférica y viene dado de la siguiente manera

$$T^2(R, \lambda) = \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(r, \lambda) dr \right] \quad (1.38)$$

Resultado que proviene de la ley de Beer-Lambert-Bouger. Considerando el camino que viaja la luz desde el Lidar hasta una distancia R donde se encuentra el volumen dispersor, donde el término 2 hace referencia al doble camino de la transmisión de la luz y $\alpha(r, \lambda)$ es el coeficiente de extinción atmosférico definido como se sigue

$$\alpha(R, \lambda) = \sum_j N_j \sigma_{j,ext}(\lambda) \quad (1.39)$$

La extinción atmosférica es debida tanto a la absorción de radiación como al dispersión provocado por moléculas y partículas, de tal manera que puede ser expresado como

$$\alpha(R, \lambda) = \alpha_{mol,sca}(R, \lambda) + \alpha_{mol,abs}(R, \lambda) + \alpha_{par,sca}(R, \lambda) + \alpha_{par,abs}(R, \lambda) \quad (1.40)$$

Debido a que la dispersión en todas las direcciones contribuye con la extinción de luz, la sección diferencial de dispersión σ_{sca} junto con la sección diferencial de absorción σ_{abs} ambas en m^2 , forman la sección diferencial de extinción

$$\sigma_{ext}(\lambda) = \sigma_{sca}(\lambda) + \sigma_{abs}(\lambda) \quad (1.41)$$

Tal como se ha indicado en las ecuaciones para β y α , estas dependen de la longitud de onda, hecho que determina directamente la dependencia con el tamaño de los dispersores, índice de refracción y la forma de los dispersores.

Haciendo una reunión de las ecuaciones anteriores se llega a una expresión para la ecuación Lidar en su forma simple como sigue

$$P(R, \lambda) = P_0 \frac{ct}{2} A \varepsilon \frac{O(R)}{R^2} \beta(R, \lambda) \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(r, \lambda) dr \right] \quad (1.42)$$

Esta ecuación será usada para el estudio de señales lidar elásticas y algunas variaciones pueden ser realizadas para estudios de señales inelásticas.

Capítulo 2: Desarrollo experimental del Lidar Ultravioleta (355nm)

2.1 Transmisor

Conformado por el láser Q-switching, el expansor y el espejo de direccionamiento hacia la atmósfera.

2.1.1 Láser Q-Switching

Se utilizó un láser de estado sólido tipo Nd:YAG (Handy YAG HYL101), operado en su segundo armónico, en cuya cavidad fue posible realizar el trabajo de la generación del tercer armónico (355nm), necesario para cumplir los objetivos de este trabajo de tesis. Las características de la cavidad del láser se ilustran en la figura 2.1 y en la tabla 2.1 se resumen las características del mismo.

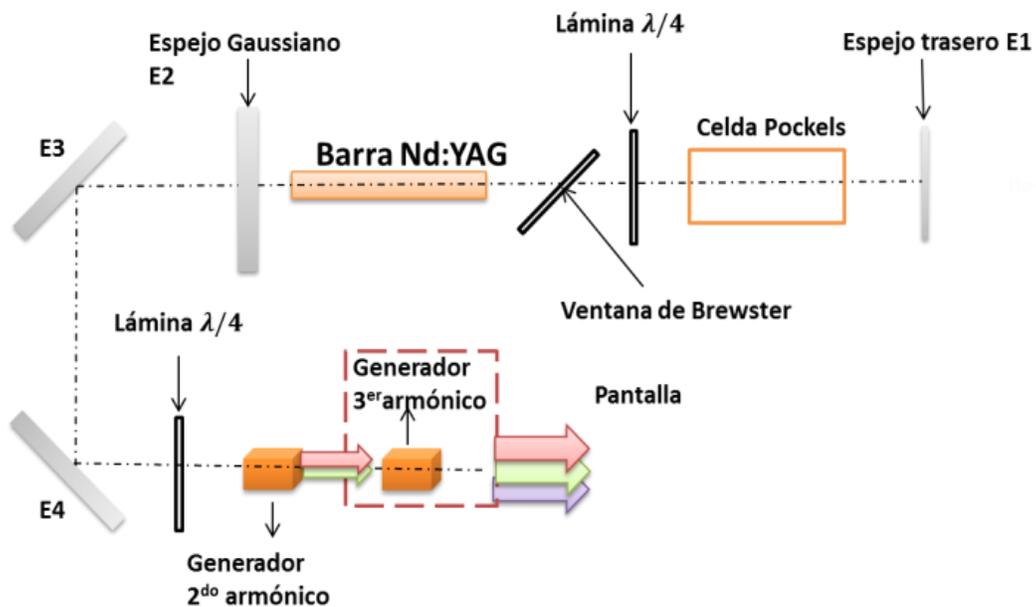


Figura 2.1 Disposición de la cavidad del láser

Tabla 2.1 Características del Láser UNAL

Tipo de láser	Nd:YAG		
Empresa constructora	Quanta System		
Modelo	Handy YAG H700		
Tipo de cavidad	Inestable, Plano-cóncava		
Método de bombeo	Q-switching		
Energía total por pulso (longitud de onda matriz) [J]	0.4		
Razón de repetición [Hz]	10		
Longitudes de onda [nm]	1064	532	355
Energía por pulso - Fabricante [J]	0.4	0.2	0.08
Longitud del pulso [ns]	6		
Polarización y pureza [%]	Lineal	Lineal >97%	Lineal >90%
Diámetro del haz láser [mm]	7 FWHM		
Divergencia del haz láser [mrad]	0.5		

Método experimental para generación del tercer armónico.

La generación de armónicos en un láser es un tema ampliamente estudiado en los últimos 40 años. En particular para la generación del tercer armónico (Craxton R. , 1980) (Craxton R. S., 1981), ha estudiado a fondo el triplicado de frecuencia de la radiación láser en la longitud de onda de 1064 nm para intensidades $\sim 10 \text{ GW/cm}^2$. Varios esquemas de triplicado de frecuencia fueron propuestos y demostrados, entre ellos el esquema llamado disociación de la polarización requiere dos cristales tipo II-KDP en serie: un cristal doblador seguido de otro triplicador en el cual el pulso del segundo armónico después del doblador es mezclado con el pulso fundamental no convertido para producir un pulso tercer-armónico.

En el caso del Handy Nd:YAG el oscilador es un resonador inestable, (Ver la Figura 2.2), el espejo Gaussiano de salida, (Gaussian mirror), tiene una reflectividad variable según la dirección radial del mismo, con un máximo de reflectividad del 20% en el centro del espejo y decrece radialmente con un adecuado perfil suave hasta un valor cero de reflectividad (capa antirreflejo) para un radio mayor a 1.7 mm. En cada viaje completo el haz de radiación es expandido por un factor de magnificación de 2 y su parte central es reflejada por el espejo de salida para sostener la oscilación de la cavidad.

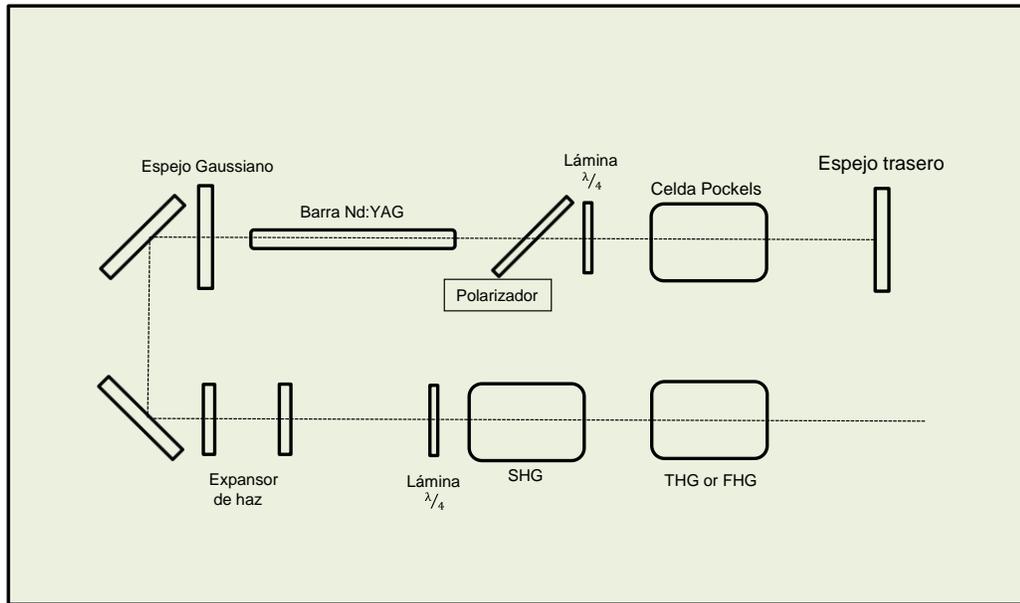


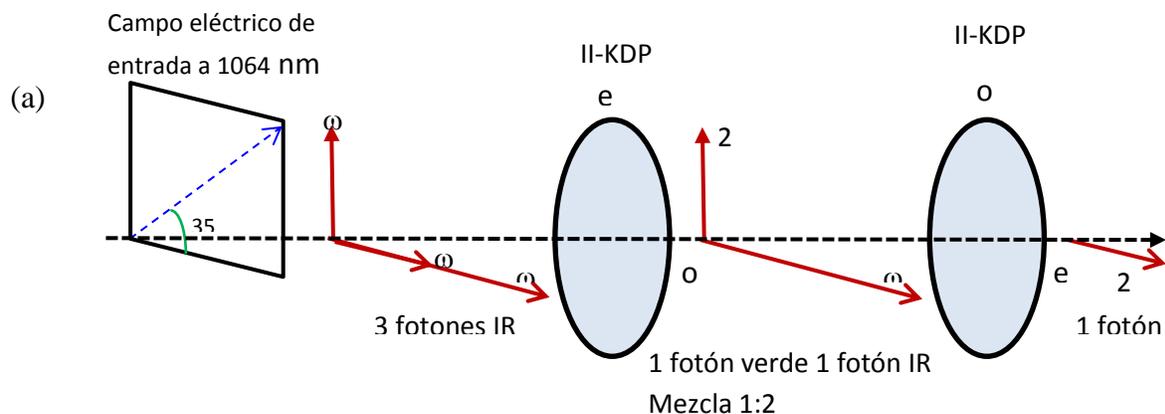
Figura 2.2 Configuración óptica de la cavidad del láser Handy Nd:YAG. Donde SHG: *second Harmonic generator* y THG/FHG: *Third Harmonic Generator/Four Harmonic Generator*, siendo estos los cristales generadores de Segundo, tercer y cuarto armónico respectivamente.

Durante el tiempo de acumulación de pulsos el haz de radiación rápidamente se estabiliza para el modo fundamental del resonador.

En la Figura 2.2, también se puede ver la disposición de los cristales tipo II-KDP para la generación del segundo y tercer armónicos, (SHG y THG respectivamente). Un cristal tipo II-KDP es un medio dispersivo birrefringente no lineal, donde un rayo de luz con diferentes longitudes de onda o estados de polarización tendrá diferentes velocidades de grupo por lo que viajarán separadas entre sí luego de propagarse una cierta distancia en el cristal. Las velocidades de grupo de la onda con estados fundamentales de polarización \mathbf{e} y \mathbf{o} son definidas como V_e y V_o respectivamente, con las correspondientes duraciones de pulsos t_e y t_o , aclarando que $t_e = t_o$ cuando las ondas \vec{e} y \vec{o} pertenecen a la misma longitud de onda. En el caso en que t_e o t_o sean mucho mayores que la cantidad $L|1/v_e - 1/v_o|$, donde L es el espesor del cristal, el pulso es más largo comparado con la longitud del cristal y el desajuste de la velocidad de grupo puede ser ignorado. En este caso, el desajuste del esquema de polarización es apropiado para configurar con mayor facilidad la generación del segundo o

del tercer armónico. Además, este esquema es insensible a errores de pequeños ángulos en la coincidencia de fase angular y a las fluctuaciones de intensidad ya que opera en los picos de coincidencia de fase de los dos cristales tipo II-KDP. Sin embargo, este esquema si es sensitivo a la polarización del rayo láser. La eficiencia de conversión de energía para pulsos largos usando un cristal KDP es superior al 80% para el tercer armónico. Para pulsos cortos el desajuste de la velocidad de grupo es importante y por lo tanto la eficiencia de conversión de frecuencia es generalmente baja. Por ejemplo para pulsos cortos de un láser ~ 1 ps, el desajuste en la velocidad de grupo causa un substancial decrecimiento en la eficiencia en los procesos de doblado y triplicado de la frecuencia.

El esquema de desajuste de la polarización para la generación del tercer armónico se ilustra en la Figura 2.3. Dos cristales delgados tipo II-KDP, uno para doblar y otro para triplicar, son usados. El pulso láser fundamental de entrada fue linealmente polarizado en 35° con respecto a la dirección o del cristal doblador, asegurando que ingresan dos fotones- o por cada fotón- e , y con una buena elección del espesor del cristal doblador, por cada uno de los tres fotones, un fotón- e se combinará con un fotón- o para dar un fotón- e en 2ω , dejando un fotón no convertido. El plano del eje óptico del triplicador es perpendicular al del doblador. De esta forma, la onda- e (onda- o) de salida del doblador será una onda- o (onda- e) de entrada al triplicador. Así, los pulsos fundamental no convertido y segundo armónico convertido se mezclan en el segundo cristal triplicador y genera una onda- e en 3ω .



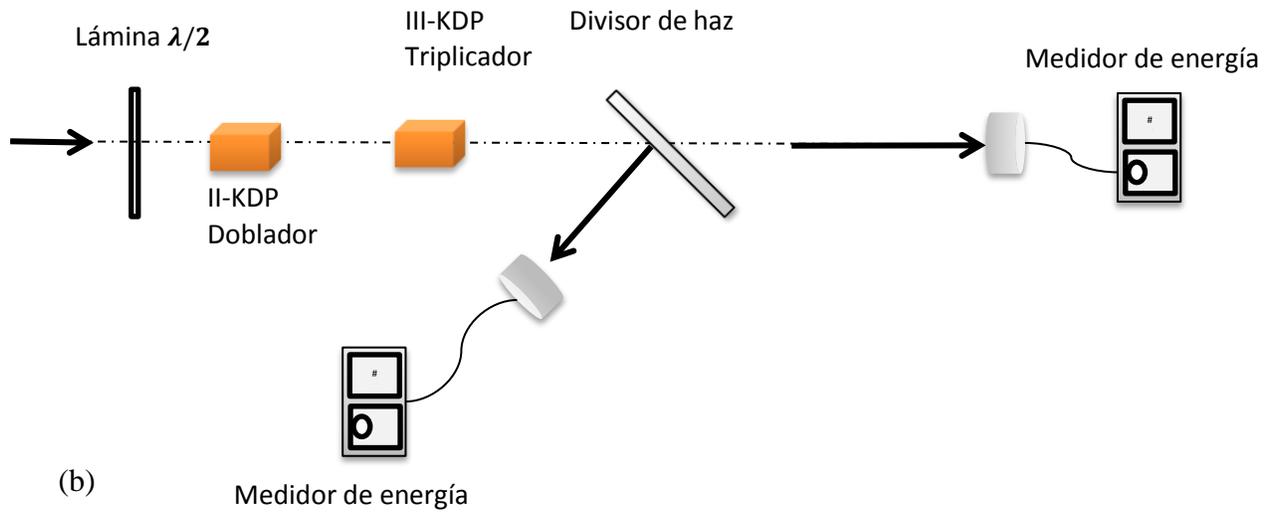


Figura 2.3 (a) Configuración experimental para la generación de armónicos. (b) Esquema del diseño experimental para triplicar la frecuencia.

Los cristales usados en este trabajo proceden de la empresa Quanta System, Italia, como se puede ver en detalle en la Figura 2.4. El doblador SHG provee luz verde a 532 nm y se basa en un cristal KDP con corte del tipo II para la coincidencia angular de fase: $e(532) = e(1064) + o(1064)$, el cual se encuentra en una celda de temperatura controlada dada su alta higroscopicidad. De forma similar, el triplicador THG provee luz ultravioleta a 355 nm, y se trata también de un cristal KDP tipo II montado en una celda con temperatura controlada para la coincidencia angular de fase: $e(355) = e(1064) + o(532)$.

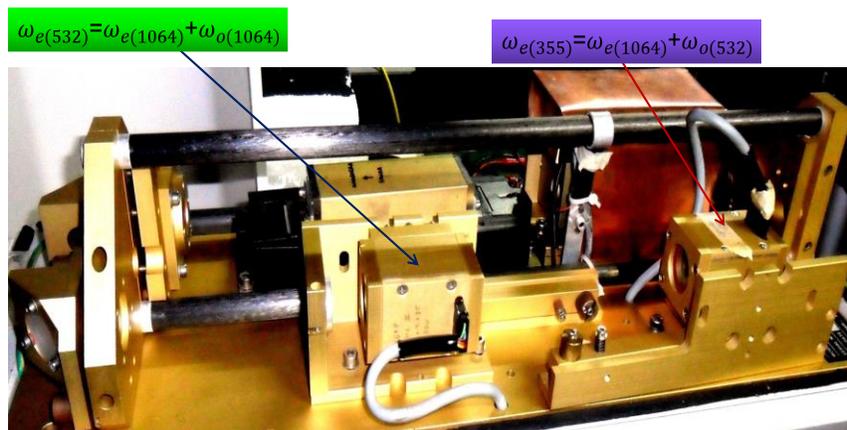


Figura 2.4 Disposición intracavidad de los generadores de armónicos: SHG y THG.

El estado de polarización ordinario o y extraordinario e de la longitud de onda fundamental 1064 nm deben tener intensidades iguales para maximizar la eficiencia de conversión, lo cual se obtiene usando una adecuada lámina birrefringente, en este caso de $\lambda/2$. El segundo armónico es generado con polarización e. La coincidencia de fase fue optimizada mediante la rotación fina del cristal en el plano extraordinario. El ángulo en el otro plano fue fijado para enviar las reflexiones lejos del eje óptico. El THG fue instalado en la cavidad láser procurando que el SHG proporcione luz a 532 con polarización vertical para que de esta manera la luz a 355 nm de salida tenga polarización horizontal. La coincidencia de fase fue optimizada sintonizando cuidadosamente el ángulo de rotación del cristal THG en el plano extraordinario. Es importante aclarar que la optimización del THG no necesariamente corresponde al máximo generado a 532 nm debido a que el balance de los haces e (1064) y o (532) es requerido. La rotación del ángulo a través del otro plano no resulta tan crítica y normalmente se fija para enviar las reflexiones fuera del eje óptico de la cavidad. La temperatura de las dos celdas que contienen los cristales es controlada con una resolución de 0.2 °C.

Las dos líneas láser, 532 nm y 355 nm fueron separadas de la de 1064 nm acoplando divisores de haz dicróicos y la energía fue monitoreada a través de medidores de energía durante todo el proceso. En la Figura 2.5 se ilustra el resultado final.

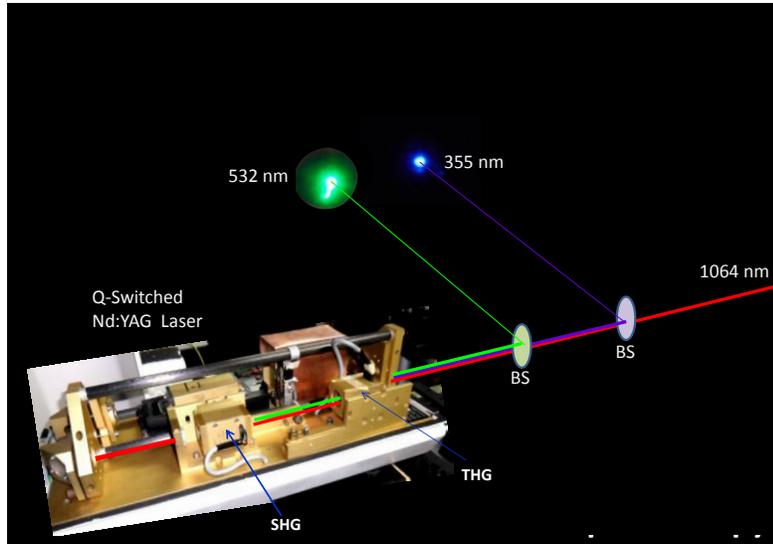


Figura 2.5 Separación espectral de las líneas láser 532 nm y 355 nm desde la línea fundamental a 1064 nm.

2.1.2 Expansor óptico

En este trabajo particular se usó una composición de lentes negativa-positiva cuya configuración es de tipo telescópica Galileana. En la figura 2.6 (a) se muestra un esquema del expansor diseñado y en la figura 2.6 (b) sus respectivas gráficas de transmitancia, en color rojo la lente positiva y en color azul la negativa. En la tabla 2.2 se reportan las especificaciones técnicas de las dos lentes.

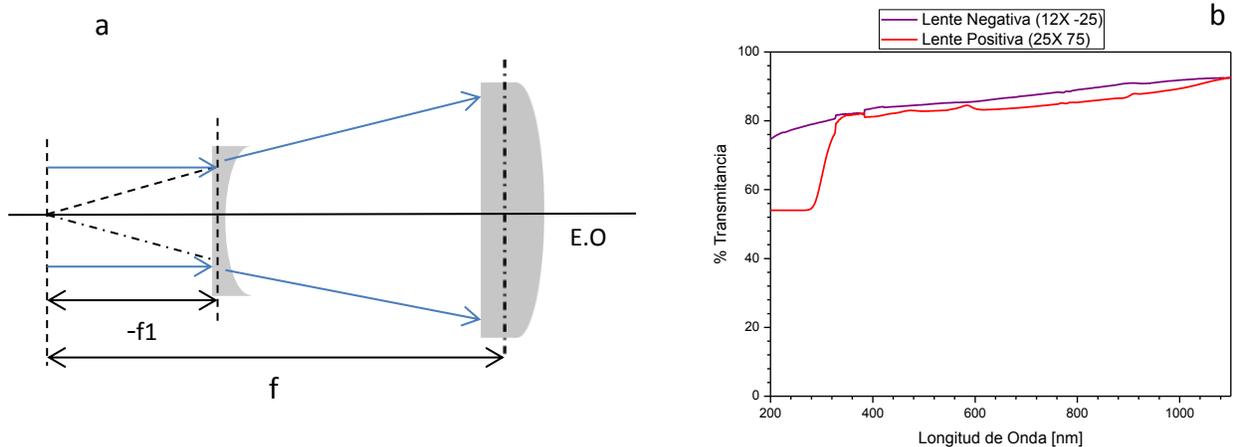


Figura 2.6 Esquema del expansor de haz de 3X. (a) Trazado geométrico de rayos (b). Espectros de transmitancia de las lentes utilizadas, en color morado el espectro de la lente negativa y en color rojo el espectro de la lente positiva.

Tabla 2.2 Características de las lentes utilizadas en la configuración del expansor óptico de 3X

Lente Plano Concava (PCV)		Lente Plano Convexa (PCX)	
Diámetro (mm)	12	Diámetro (mm)	25
Longitud focal efectiva (EFL) (mm)	-25	Longitud focal efectiva (EFL) (mm)	75
Substrato	UV Sílica fundida	Substrato	N-BK7
Recubrimiento	Sin recubrimiento	Recubrimiento	Sin recubrimiento

De esta forma la magnificación del expansor es $n = 3$, según la ecuación 1.32 del capítulo 1.

El diseño del expansor se muestra en la figura 2.7.

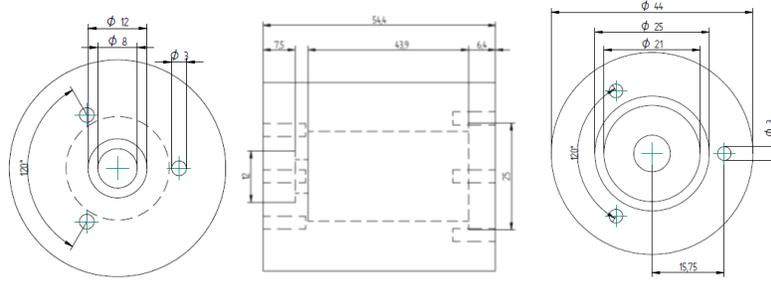


Figura 2.7 Planos del expansor óptico 3X.

La configuración experimental para realizar el test del expansor se ilustra en la siguiente figura,

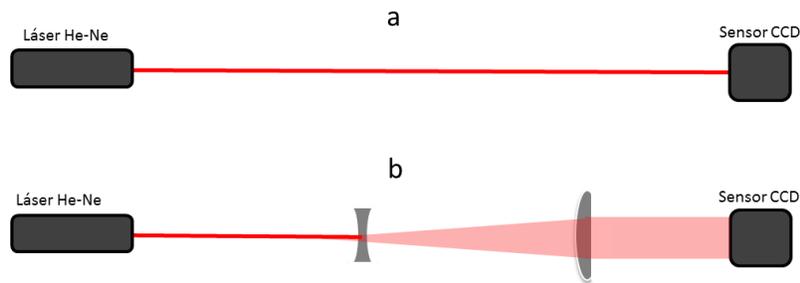


Figura 2.8 Configuración experimental del expansor 3X

Con esto se obtuvo un registro de tamaños de spot antes y después del expansor según la figura 2.9.

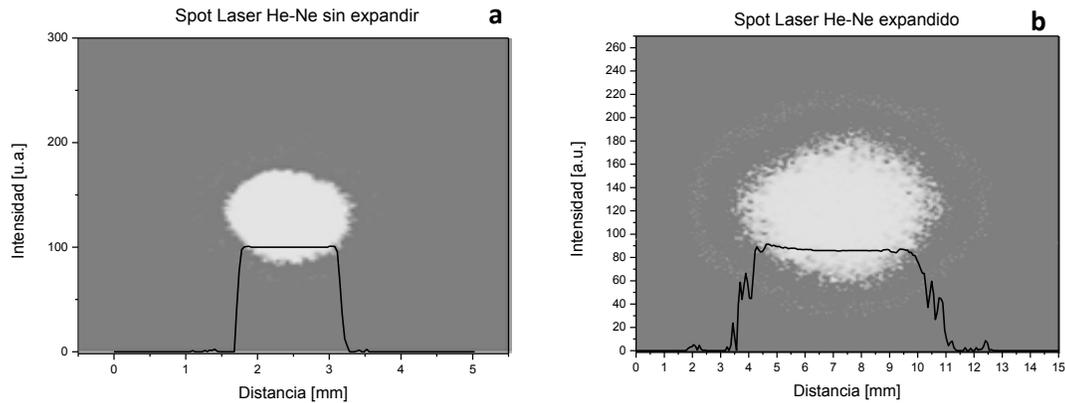


Figura 2.9 Resultados de la caracterización del expansor. (a) Spot láser sin expandir del láser He-Ne y (b) Spot expandido.

En la tabla 2.3 se reporta el resumen de los resultados de la efectividad del expansor.

Tabla 2.3 *Resultados experimentales de la expansor*

Spot He-Ne	Spot teórico [mm]	Spot experimental [mm]	Error absoluto [%]
Diámetro antes	1.7	1.60±0.05	5.8
Diámetro después	5.10±0.05	4.80±0.05	
Expansión	3.00±0.05	3.20±0.05	6.6

2.1.3 Espejo de envío

El espejo de envío se seleccionó de forma elíptica (eje menor: 33.00 mm, eje mayor: 46.70 mm) con el propósito que su tamaño coincida con el del espejo secundario propio del telescopio y su matriz y película reflectora de las mismas de igual forma de las mismas propiedades y características de los espejos del telescopio (primario y secundario). Es decir, que se trabajó en una configuración coaxial del sistema Lidar, lo que implicó que el espejo de direccionamiento del haz hacia la atmósfera debía conservar la geometría propia del telescopio, logrado con el diseño de pieza mecánica auxiliar sobre el espejo secundario y en eje óptico, la cual permitió realizar ajustes finos en los dos planos del soporte de este espejo, Ver figura 2.10.

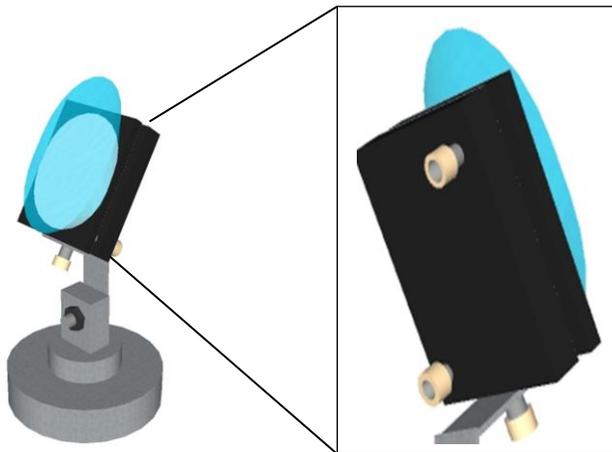


Figura 2.10 *Diseño de pieza de sujeción para el espejo plano elíptico de envío.*

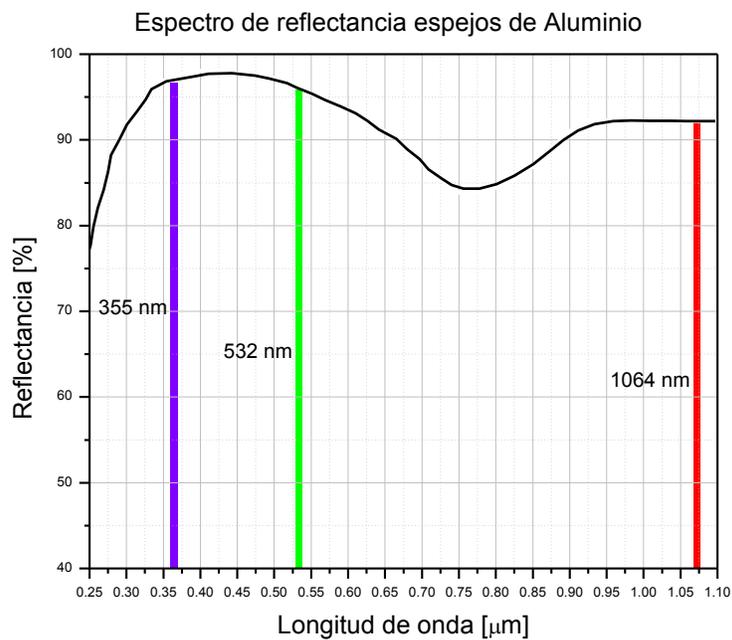


Figura 2.11 *Reflectancia de los espejos con matriz metálica: envío y telescopio*

El test del transmisor fue realizado utilizando medidores de energía, promediando 100 pulsos cada 10 segundos sobre el área sensible del detector, y sus resultados son reportados para las tres longitudes de onda en la siguiente gráfica,

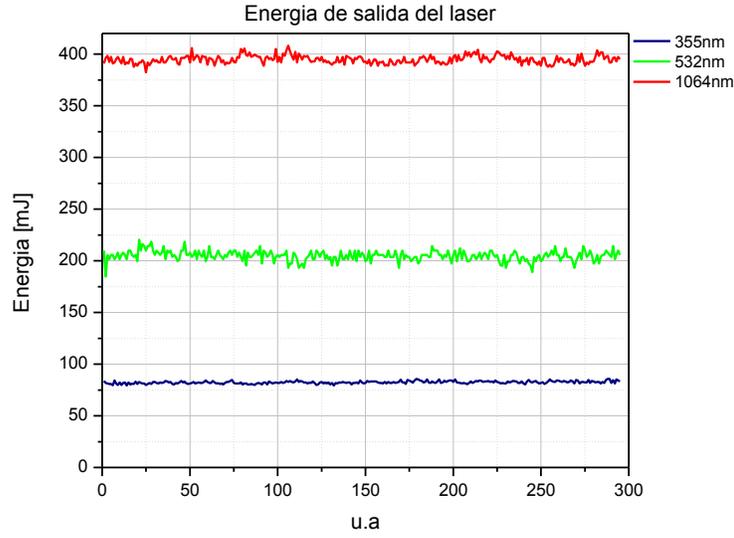


Figura 2.12 Curvas experimentales de energía del sistema transmisor

2.2 Sistema de detección óptica

2.2.1 Telescopio colector

El sistema LIDAR UNAL cuenta con un telescopio Newtoniano (ver figura 2.13) de 22 cm de diámetro de 203.2 mm, focal de 1200 mm y un campo de visión (FOV), el cual fue calculado como sigue:

$$A = 0.2032 \text{ m}, FS = 0.051 \text{ m}, FO = 0.025 \text{ m},$$

$$M = \frac{ft}{fo} = \frac{1.2 \text{ m}}{0.025 \text{ m}} = 48 \quad (2.1)$$

$$RF = \frac{ft}{A} = \frac{1.2 \text{ m}}{0.2032 \text{ m}} = 5.91 \quad (2.2)$$

$$PS = \frac{A}{M} = \frac{0.2032 \text{ m}}{48} = 0.0042 \text{ m} \quad (2.3)$$

$$MFOV = \text{ArcTan} \left[\frac{FS/2}{ft} \right] \approx \frac{FS}{2ft} = \frac{0.051 \text{ m}}{2 \cdot 1.2 \text{ m}} = 0.02125 \text{ rad} \cong 1.212^\circ \quad (2.4)$$

$$AFOV = 2\text{ArcTan} \left[\frac{FO}{2fo} \right] = 2\text{ArcTan} \left[\frac{0.025 \text{ m}}{2 \cdot 0.025 \text{ m}} \right] = 0.927295 \text{ rad} \cong 53.1301^\circ \quad (2.5)$$

$$FOVT = \frac{AFOV}{M} = \frac{0.927295 \text{ rad}}{48} = 0.0193186 \text{ rad} \cong 1.11^\circ \quad (2.6)$$

Donde A es la Apertura del telescopio, FS es el límite de campo (en inglés: field stop ocular) del telescopio, FO es el límite de campo del ocular, ft es la distancia focal del telescopio, fo es la distancia focal del ocular, PS es la pupila de salida telescopio, PO es la pupila del observador, M es la magnificación, RF es la razón focal, MFOV es el máximo campo de visión (field of view), AFOV es el campo de visión aparente y el FOVT es el campo de visión total.

La relación entre el FOV del láser y el del telescopio aseguran un buen bloqueo del ruido de fondo y una señal lidar sin pérdidas de intensidad debidas a cortes en el campo cercano de visión.

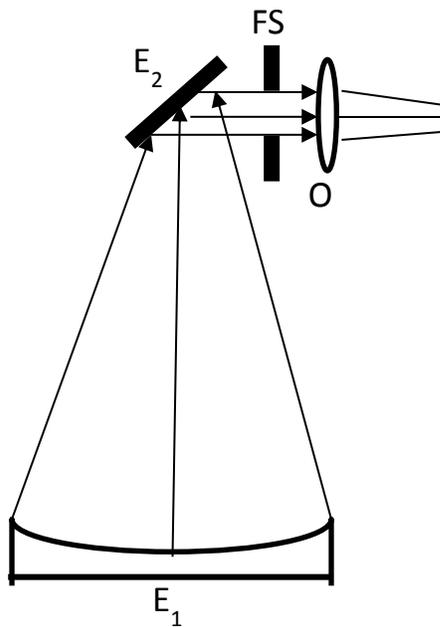


Figura 2.13 Esquema del sistema de recepción de radiación: telescopio colector y óptica primaria.

Tabla 2.4 Características del sistema colector de radiación

Distancia focal efectiva, espejo primario	1,2 m
Diámetro del espejo primario	0.2 m
Oculares	0.03 m & 0.01mm
Magnificación del ocular	48x & 120x
Recubrimiento de los espejos	Aluminio cubierto con SiO ₂
Eje menor del espejo secundario	0.05 m
Eje mayor del espejo secundario	0.07 m
Peso	19.05 Kg
Longitud del tubo	1.18 m
Diámetro externo del tubo	0.23 m
Full FOV	19.3rad

2.2.2 Etapa de detección y separación espectral

El trabajo de generación de la línea UV a 355nm y de la implementación de la óptica de envío de esta señal involucra una modificación substancial en la óptica de detección, la cual inicialmente estaba configurada para 532nm. En este sentido, fue necesario realizar un diseño e implementarlo experimentalmente, ver figura 2.14

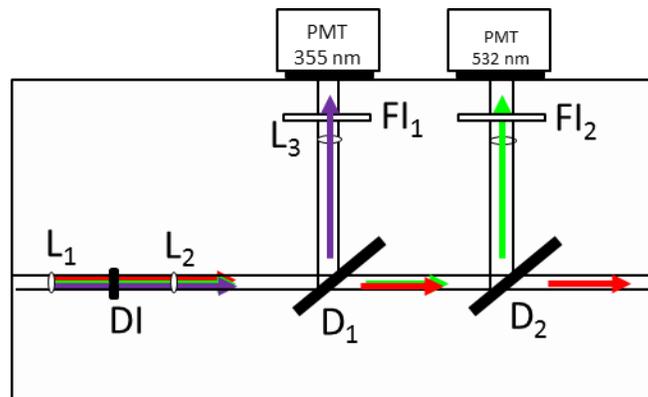


Figura 2.14 Diseño propuesto para la detección de 355 nm

Las lentes de colimación L1 y L2 fueron cambiadas para la transmisión de más del 90 % para las tres líneas del láser en la figura 2.14 se muestra este comportamiento espectral. Junto a estas lentes fue ubicado un diafragma de iris (FS) como limitador de campo.

Los divisores de haz dicróicos D1 y D2, que separan las líneas 355 nm y 532 nm de la fundamental de 1064 nm a 90° respecto al eje óptico del sistema. Filtros de interferencia de FWHM de 1 nm y 10nm para 532 nm y 355 nm respectivamente, fueron posicionados frente a las ventanas sensibles de los fotomultiplicadores. Las especificaciones técnicas de estos elementos ópticos se resumen en la tabla 2.5.

Tabla 2.5 Elementos ópticos utilizados para la configuración del sistema óptico de detección

	Diámetro [mm]	Distancia focal [mm]	Transmitancia [%]	Reflectancia [%]	Rango de longitud de onda [nm]	Ancho de banda [nm]
L1	25	25	95	--	Todas	--
L2	25	25	95	--	Todas	--
L3	25	25	98	--	250-700 (UV-VIS)	--
L4	25	25	98	--	400-1000 (VIS-NIR)	--
F1	25	--	70	--	355	10
F2	25	--	55	--	532	1
D1	25	--	90	99.5	532 (R) - 1064 (t)	--
D2	25	--	90	99.5	1064	--

Los fotomultiplicadores utilizados fueron del tipo Hamamatsu H5783P-03 con sus características de respuesta espectral ilustradas en la figura 2.15 y sus especificaciones en la tabla 2.6.

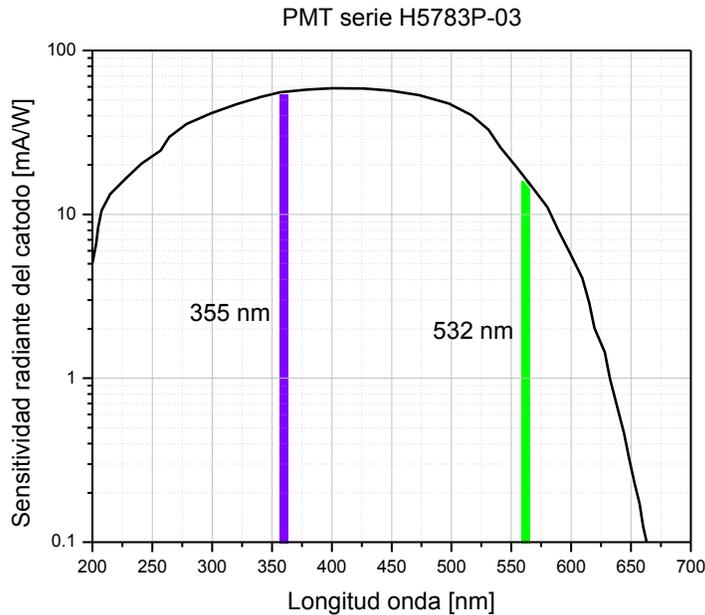


Figura 2.15 Gráfica de sensibilidad radiante del cátodo del detector PMT H5783P-03 implementado para la detección de señal a 355nm.

Tabla 2.6 Características del detector (Tubo fotomultiplicador)

Referencia PMT	Respuesta Espectral (nm)	Área efectiva (mm)	Ganancia
H5783P-03 Hamamatsu	185-650	8	$>10^5$

2.3 Registro de señales resueltas en el tiempo

Los fotomultiplicadores transforman las débiles señales luminosas originadas por retrodispersión de la luz láser en la atmósfera de manera proporcional en señales eléctricas (corriente o voltaje). En este proceso los fotomultiplicadores tienen un tiempo de repuesta característico (tiempo muerto), el cual cuenta al momento de hacer una adquisición mediante el sistema electrónico ultrarrápido (LICEL). En el régimen de registro de señales resueltas en el tiempo es fundamental la comparación de la señal retrodispersada en la atmósfera con la señal luminosa de salida del sistema Lidar, la cual es traducida a una señal eléctrica fiel al ritmo de emisión de pulsos láser conocida como señal de trigger, que también ingresa al sistema electrónico de registro automático, con el propósito de cuantificar el tiempo de vuelo de la señal láser en atmósfera.

Tales tiempos de vuelo corregidos en la respuesta de los PMTs son transformados a distancias, las cuales pueden ser subdivididas en una métrica tal que define la resolución del instrumento a selección del usuario: registros en altura 3.75 m, 7.5 m, 15 m y 30 m, según el caso de interés y frecuencias de muestreo correspondientes de 40MHz y 20 MHz. El sistema electrónico de alta velocidad involucrado en este trabajo es de tipo LICEL (TR40-160-AP) (ver figura 2.16), de la empresa *Raymetrics*. Cuenta con las siguientes características:

- Dos paneles con dos canales cada uno: Análogo y conteo de fotones.
- Instrumento virtual para monitoreo de señal en vivo y proceso de alineación, *TCPIP live display*.
- Instrumento virtual para adquisición de datos lidar, *TCPIP Acquis*.
- Instrumento virtual para procesamiento de señales lidar y representación de perfiles en modo singular, corregidos en altura, calibrado de perfiles en su nivel base y mapa de color, *Advanced viewer*.



Figura 2.16 Equipo de registro transitorio LICEL, TR40-160-AP interfazado con la computadora.

En la figura 2.17 se presenta el esquema general del sistema Lidar UNAL implementado y sus especificaciones en la tabla 2.7.

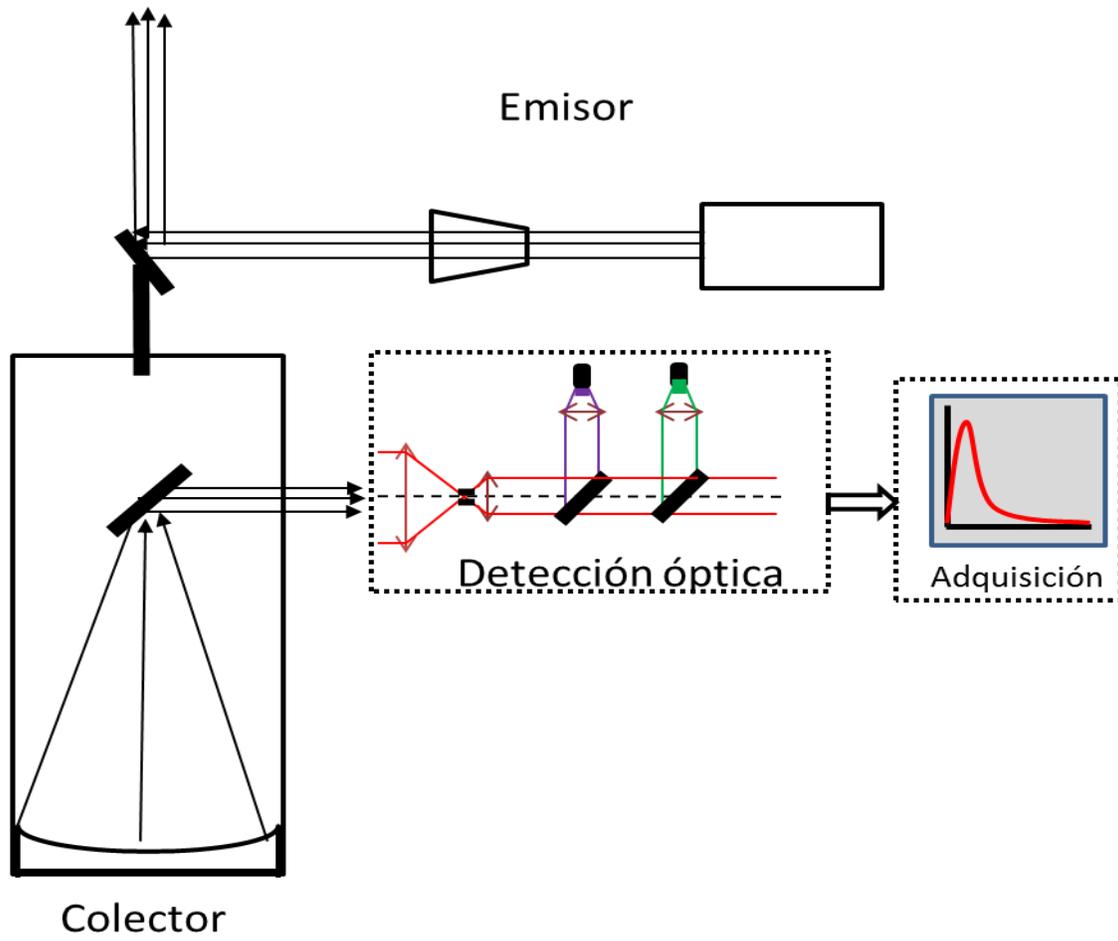


Figura 2.17 Configuración del sistema Lidar UNAL

Tabla 2.7 Características del sistema Lidar UNAL

TRANSMISOR	MEDIO ACTIVO	Nd:YAG
	ENERGÍA	0.4J/1064 nm
		0.2J/532 nm
		0.1J/355 nm
	DIVERGENCIA	0.5mrad
	LONGITUD DEL PULSO	6 nS
	FRECUENCIA DE REPETICION	10 Hz
	EXPANSOR	3X
OPTICA DE DETECCION	TELESCOPIO	Newtonian
	LONGITUD FOCAL	120cm
	DIÁMETRO	20cm
	DETECTORES	PMT's
	RESPUESTA	$6 \times 10^1 - 3 \times 10^6$ V/W
	ANCHO DE BANDA	10MHz
REGISTRO	CONFIGURACIÓN	Coaxial vertical
	POTENCIA MIN. DETECTADA	<5 nW
	REGISTRO	5, 10, 20 Y 40 MS/s @ 16 bit
	RESOLUCIÓN ESPACIAL	3.5; 7.5; 15 y 30 m

2.4 Método de Alineación del sistema Alineación del sistema Lidar UNAL

Teniendo en cuenta la configuración coaxial del sistema resulta de gran ayuda la inspección visual del comportamiento del sistema en campo cercano. El propósito es garantizar que el direccionamiento del láser hacia la atmósfera sea concéntrico con el eje del telescopio, la figura 2.18 ilustra el método.

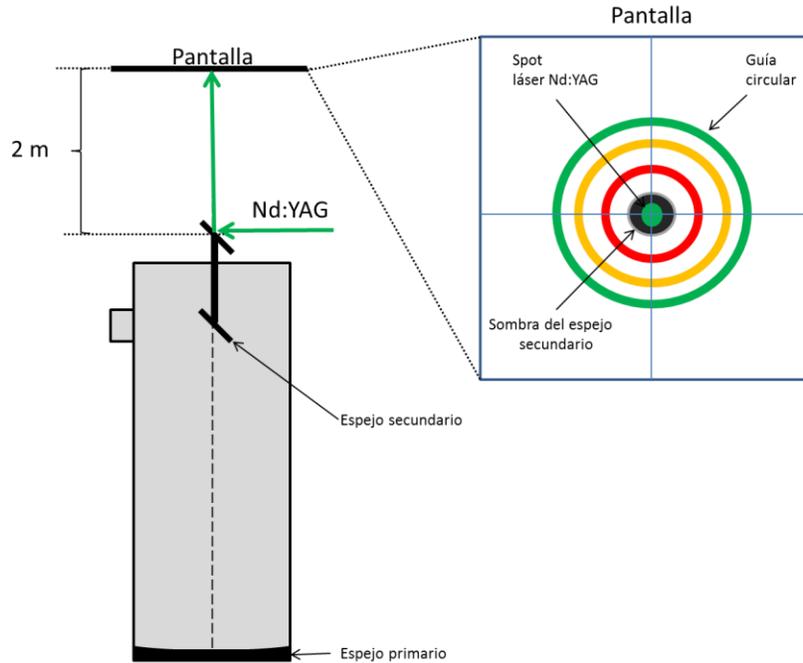


Figura 2.18 Esquema del Método geométrico de alineación

La idea básica de este método es proyectar la obstrucción del telescopio (espejo secundario y espejo de envío) sobre una pantalla ubicada a 2 m del extremo superior del telescopio. El spot láser debe coincidir con el centro de la figura proyectada.

El paso siguiente es retirar la guía y monitorear la señal Lidar con la herramienta de osciloscopio del LICEL (TCPIP live display). Los ajustes finos se realizan moviendo cuidadosamente los tornillos de la pieza que sostiene el espejo de envío, procurando siempre un mayor ensanchamiento del tiempo de vuelo, ver figura 2.19.

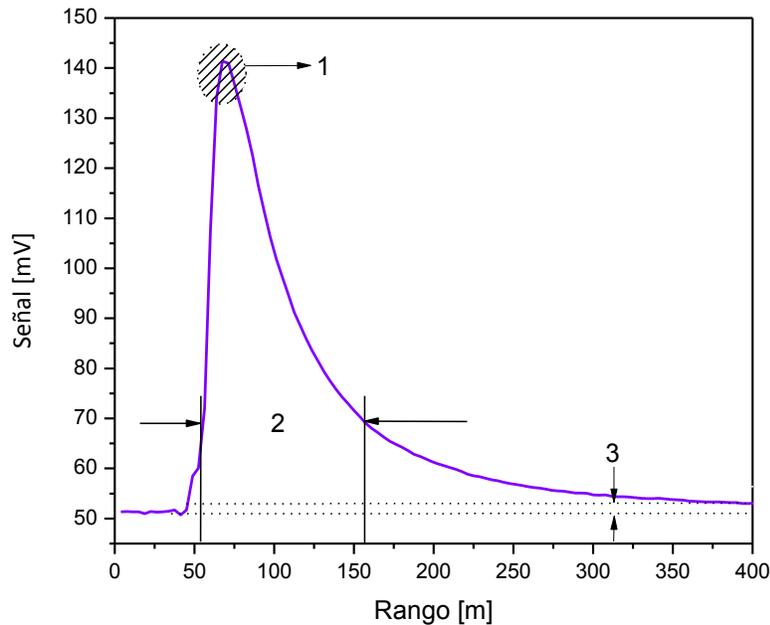


Figura 2.19 Registro de señal Lidar a 355nm. (1) Representa el pico máximo de señal, (2) Representa el ancho de la señal y (3) Distancia máxima hasta la cual se tiene buena relación señal-ruido (vuelo de la señal).

En la figura 2.19 se muestra un perfil de atmósfera típico obtenido con el Lidar UNAL a 355nm. En este procedimiento de alineación se busca para el *parámetro 1*: La forma del pico de la señal sea lo más suave (redondo) posible, indicando que el FOV del telescopio y del láser no se están cruzando rápidamente (a bajas alturas), asegurando que no hay un corte de campo próximo, determinando la altura de overlap y evitando saturaciones en la señal (por encima de los 500mV). *Parámetro 2* y *3*: se busca que el ancho de la señal sea considerablemente grande, sin perder el ajuste del *parámetro 1*. Lo que indica este parámetro es una mayor distancia de vuelo de la señal, así que el rango dinámico de la medida aumentará. Este hecho va a tener una incidencia directa en el *parámetro 3* que evalúa respecto a la señal inicial de medida la distancia máxima que viaja la señal en la atmósfera.

2.5 Tratamiento de señales Lidar a 355nm y altura mínima de medida.

2.5.1 Pre-procesado de la señal Lidar

El procesamiento de los datos Lidar es fundamental para preparar los datos para los diferentes de algoritmos de inversión. Con el sistema de adquisición LICEL es posible visualizar los perfiles obtenidos y exportarlos en archivos de texto plano (.txt). También permite a través del software (Advance Viewer) cargar la secuencia de perfiles medidos y generar un código de color para monitorear el comportamiento no solo de la señal sino de las diferentes capas atmosféricas durante el tiempo de medida (ver figura 2.20).

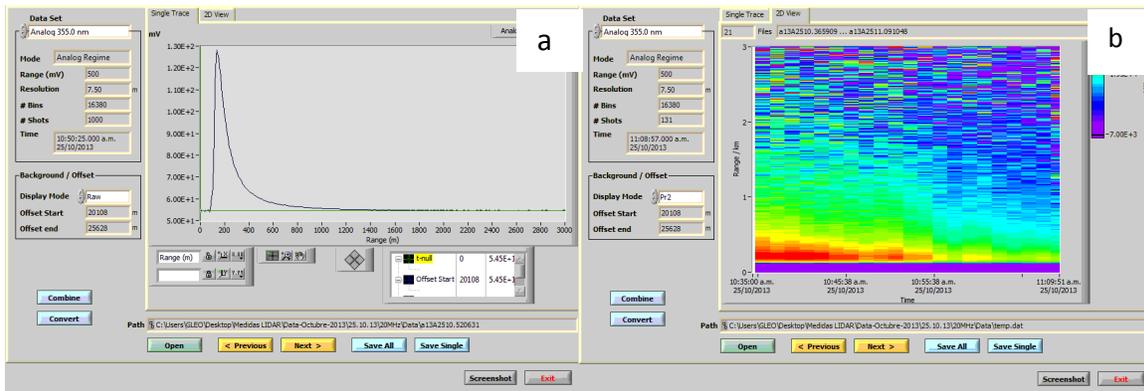


Figura 2.20 Se muestran dos herramientas que posee el equipo LICEL para la visualización de datos lidar. La figura (a) Herramienta virtual para visualizar los perfiles, (b) Mapa de colores de una serie de perfiles Lidar seleccionados.

Luego de que los datos son salvados en archivos de texto plano, deben ser tratados para limpiar y corregir algunos ruidos provenientes de diferentes fuentes, como lo es el ruido de fondo (background), ruido electrónico (dark current), resta del valor inicial (bin cero), entre otros. Este análisis varía según el tipo de sistema, de tal manera que mientras más se conozca sobre el sistema el pre-procesado puede mejorarse y así obtener datos de mejor calidad.

Los datos que son exportados por software del equipo son perfiles crudos de retrodispersión atmosférica (P_{Raw}), los cuales contienen toda la información de los eventos atmosféricos y características propias del sistema lidar usado. Los P_{Raw} contienen dos clases de ruidos fundamentales: los asociados a componentes electrónicos PMT's, fuente del láser, entre otros, los cuales inducen en la señal un ruido que es típico para cada sistema, llamado ruido

electrónico (P_E) y el segundo, es conocido como ruido de fondo o Background (P_b), este es asociado al escenario de medidas que se tenga en el momento en que se realicen, de modo que puede verse modificado por sistemas nubosos, incidencia de luz solar, luces de las ciudades, en general procesos que puedan afectar las condiciones atmosféricas propiciando cambios en los niveles de intensidad en los perfiles obtenidos. El procedimiento utilizado en este trabajo es específicamente válido para el canal de medidas de 355 nm y para el Lidar UNAL.

La ecuación Lidar elástica simple de señal retrodispersada con la cual se trabajará en este pre-procesamiento es la ecuación 1.42 obtenida en el capítulo 1.

$$P_{RAW}(R) = E_L K n_\lambda O(R) \frac{A}{R^2} \frac{c}{2} \beta_{\lambda,}(R) T_\lambda \quad (2.7)$$

A continuación se describe la secuencia para la sustracción de estos ruidos y en general para el tratamiento de la señal Lidar.

a. Corrección de ruido electrónico

El ruido electrónico se registra antes de cada medición (cuatro perfiles de 1.40 minutos, de los cuales se toma el promedio) con el láser encendido y el telescopio cubierto asegurando su procedencia solo de la electrónica involucrada en el sistema, la figura 2.21 muestra el resultado de este procedimiento, el cual obedece a la operación:

$$P'(R) = P_{RAW}(R) - P_E(R) \quad (2.8)$$

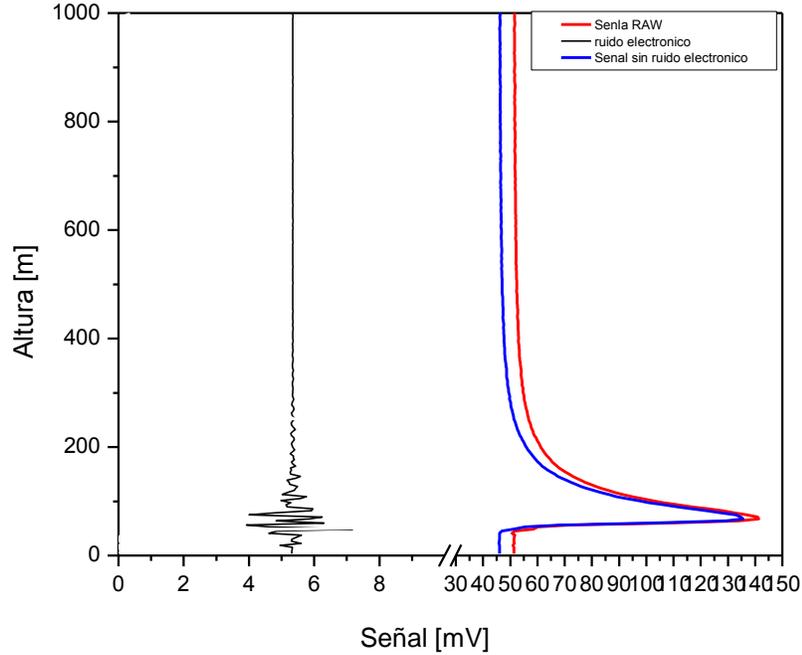


Figura 2.21 Perfil Lidar a 355nm. En color negro se muestra un perfil de ruido electrónico, en rojo la señal cruda y en color azul la señal limpia de ruido electrónico.

b. Corrección de ruido de fondo

Luego de tener la señal libre de ruido electrónico, se seleccionan varias alturas fijas para las cuales se considera que el perfil no presenta fuertes fluctuaciones y se evalúa el valor que tiene la señal en dichos puntos (promediando), con el fin de graficarlos y realizar una regresión lineal en dicha zona (figura 2.22).

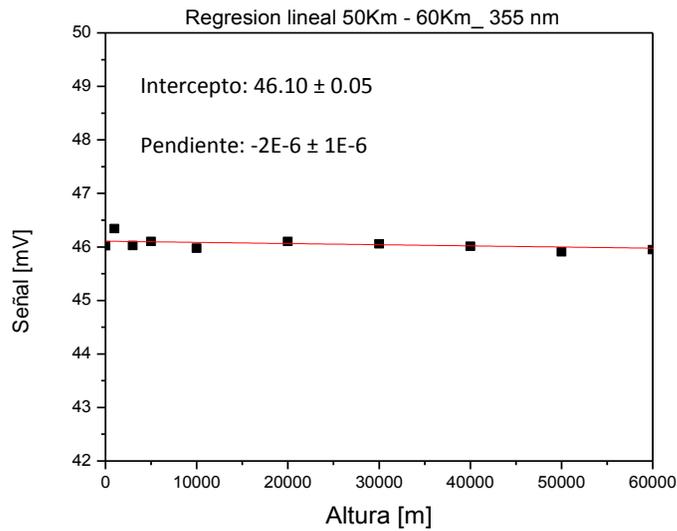


Figura 2.22 Regresión lineal para las alturas fijas.

De la regresión lineal anterior (ver grafica 2.22), se determina un rango entre 20km y 25Km, zona para la cual la señal presenta bajas fluctuaciones, hecho que permite concluir que después de esa zona no habrá señal viva y que solo sera ruido de fondo que afecte la medida. Para esta zona seleccionada se realiza un ajuste lineal como se muestra en la figura 2.23 y se determina el valor del intercepto.

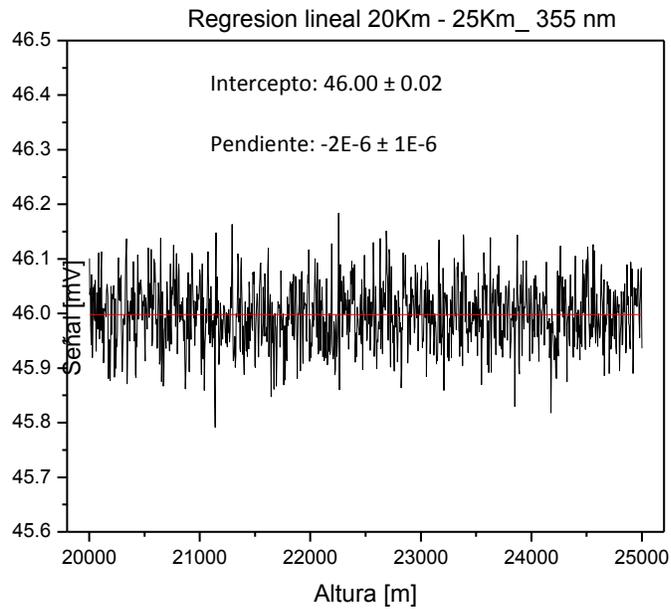


Figura 2.23 Ajuste lineal entre 20Km y 25Km para señal libre de ruido electrónico.

El mismo procedimiento del paso anterior es realizado desde los 55Km hasta 60Km (ver figura 2.24), para comparar si tiene una menor variación en dicha zona respecto a la anterior y así ampliar el criterio de selección para sustraer el ruido de fondo.

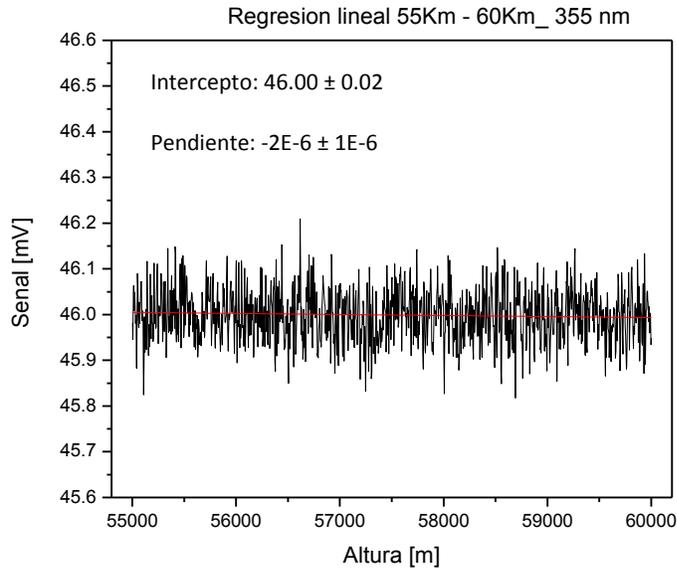


Figura 2.24 Regresión lineal entre 55Km y 60 Km para la señal libre de ruido electrónico.

En la tabla 2.8 se reportan los resultados obtenidos para cada rango de evaluación en la señal experimental de 355 nm.

Tabla 2.8. Resumen de todos los datos para la sustracción de ruido de fondo para la señal Lidar a 355nm.

Tabla resumen					
	Alturas fijas	Prom (20Km-25Km)	Prom (55Km-60Km)	Regresión (20Km-25Km)	Regresión (55Km-60Km)
355 nm	46.10676	45.9982	45.99915	45.99857	46.12942

Los resultados muestran que el valor del intercepto en la regresión entre 20 Km y 25 Km, tiene un mejor ajuste respecto al promedio que se calculó para ese mismo intervalo, de tal manera que se puede definir ese rango como el de menor fluctuación de la señal, lo cual permitió hacer la sustracción de dichos valores a la señal libre de ruido electrónico. Dicho procedimiento facilita la sustracción del ruido para todos los perfiles lidar durante las campañas de medidas. En la figura 2.25 se muestra un perfil corregido para la señal lidar.

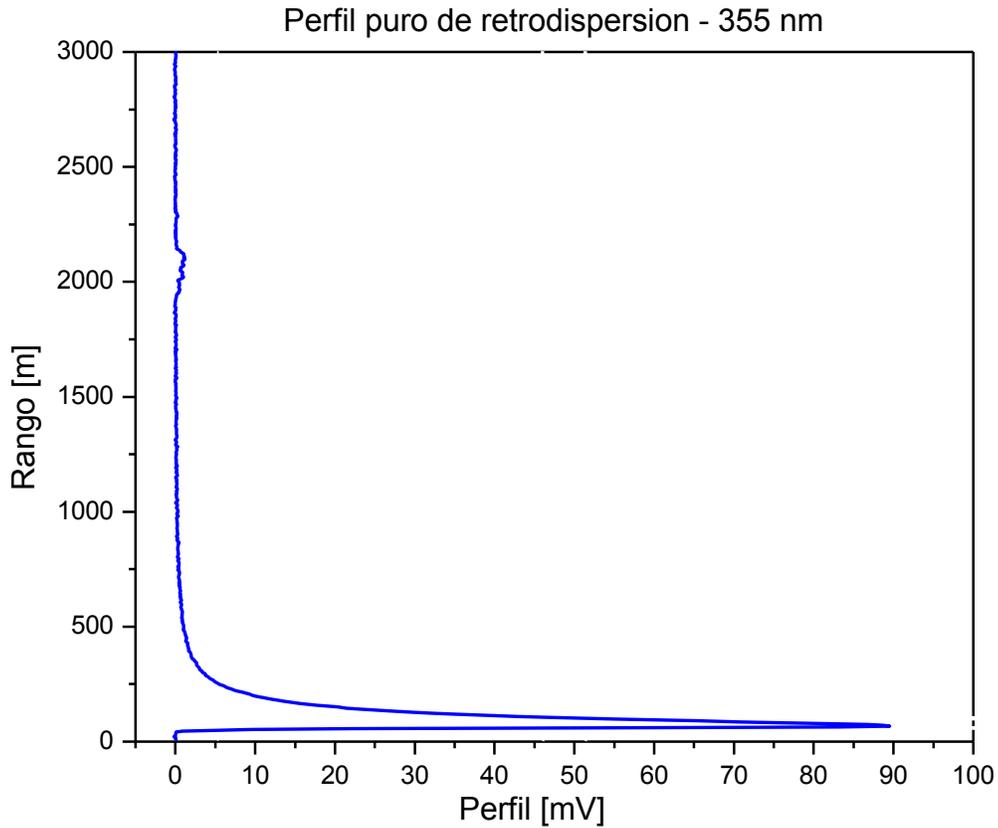


Figura 2.25 Señal de retrodispersión pura

Obteniendo finalmente la señal Lidar pura (P_{puro}), lista para la aplicación de algoritmos de inversión.

$$P_{puro} = P' - P_b \quad (2.9)$$

c. Suavizado del perfil

Se recomienda en el pre-procesamiento de datos suavizar los perfiles, debido a que estos siguen presentado una envolvente de ruido típica de cada sistema y de las condiciones de medida (Frioud, 2003), así que a través de *Métodos de suavizado y limpieza del perfil* es posible mejorarlos. Las funciones *smoothing* o *denoised*, las cuales vienen incluidas en paquetes gráficos o softwares de programación, son las más indicadas para aplicar a la señal lidar. La forma experimental para hacer la selección de dicha función es mediante métodos gráficos, aplicando las diferentes funciones de suavizado a los perfiles puros y evaluando cuál se ajusta de manera correcta, eliminando fluctuaciones parásitas sin sustraer información propia de la señal. En la figura 2.26, se muestra el suavizado (adjacing-

averaging) que tuvo mejor resultado para este trabajo (perfil de color rojo), donde el perfil Lidar puro es resaltado en color azul.

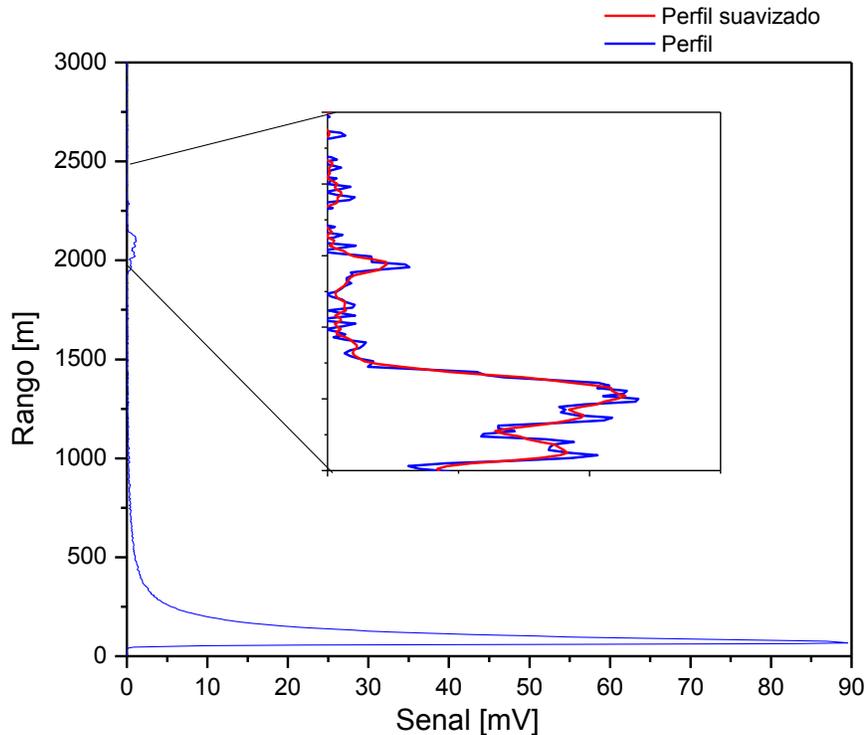


Figura 2.26 Representación de un perfil lidar puro (de color azul) al cual se le aplicó una función de suavizado (de color rojo).

d. Cálculo de la relación Señal-Ruido

Luego de sustraer las principales fuentes de ruido, es recomendable hacer el cálculo de la relación señal/ruido, la cual da cuenta de la calidad de la señal atmosférica libre del ruido y permite evaluar los límites en los que la señal puede ser procesada a través de algoritmos. En la ecuación 2.10 se hace la estimación del perfil de relación señal ruido (RSR) cuyo resultado es reportado en la figura 2.27.

$$RSR(R) = \frac{P_{puro}(R)}{P_E(R) + P_b(R)} \quad (2.10)$$

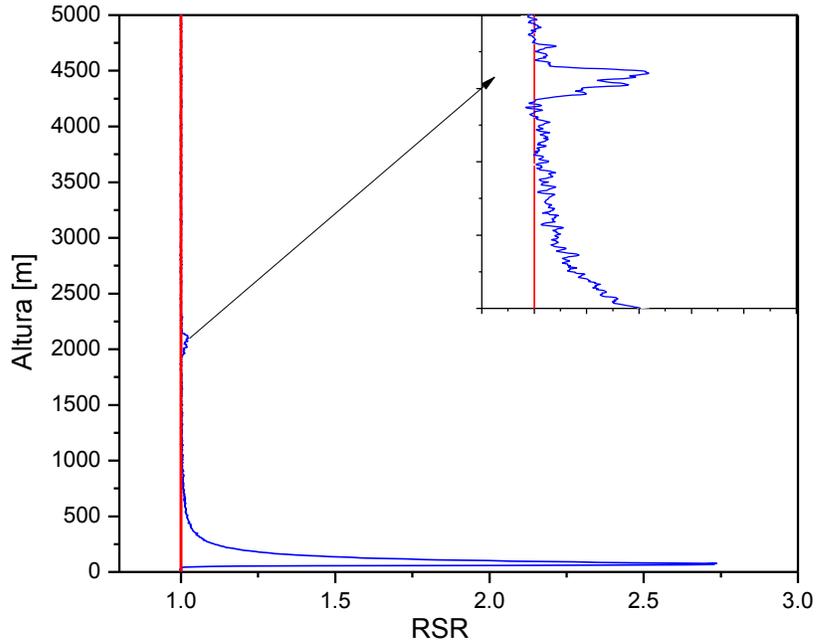


Figura 2.27 Análisis de la RSR (perfil de color azul). En el recuadro se muestra una ampliación entre 500m-2500m en el eje vertical y 0.99-1.05 en el eje horizontal. La línea roja representa el límite a partir del cual la señal supera al ruido del sistema.

e. Corrección de señal en rango

Finalmente es necesario tener la señal Lidar atenuada por el proceso de retrodispersión y por algunos factores instrumentales como overlap, área del telescopio, entre otros. Dicha señal es evaluada a través de la ecuación 2.11

$$R^2 P(R)_{puro} = Z(R) \tag{2.11}$$

El comportamiento de la ecuación 2.13 es mostrado en la figura 2.28 (a) y el comportamiento de dicha ecuación al aplicarle logaritmo es representado en la figura 2.28 (b).

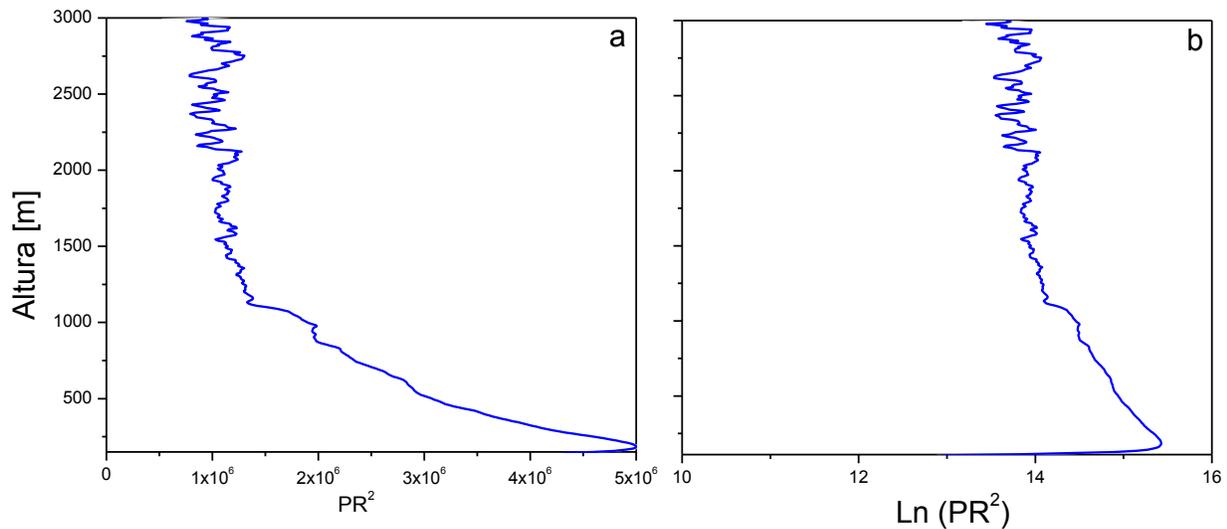


Figura 2.28 En la gráfica (a) se muestra la señal lidar a 355nm rango-correctada y en la gráfica (b) el perfil del logaritmo de la señal rango-correctada.

2.5.2 Altura mínima de registro de señal Lidar (overlap)

Como se introdujo en el capítulo 1, la ecuación Lidar contiene una función $O(R)$, que evalúa la probabilidad de detectar radiación desde una altura R (ver ecuación 2.9) donde se encuentra el volumen dispersor en el área efectiva del detector. Esta función es fundamental en el tratamiento de la señal lidar ya que permite obtener la altura mínima desde la cual comienza a tenerse señal medible (conocimiento de parámetros geométricos del sistema) y permite hacer un estimativo de la alineación del sistema, convirtiéndose en un auto-test del estado del sistema y de su eficiencia en la detección para diferentes estratos atmosféricos (Guerrero_Rascado, 2010).

En particular, la configuración coaxial para este sistema fue implementada por el interés asociado al estudio de la baja atmósfera (troposfera baja), ya que dicha configuración permite obtener señales desde alturas bajas debido a su condición geométrica, ver figura 2.29.

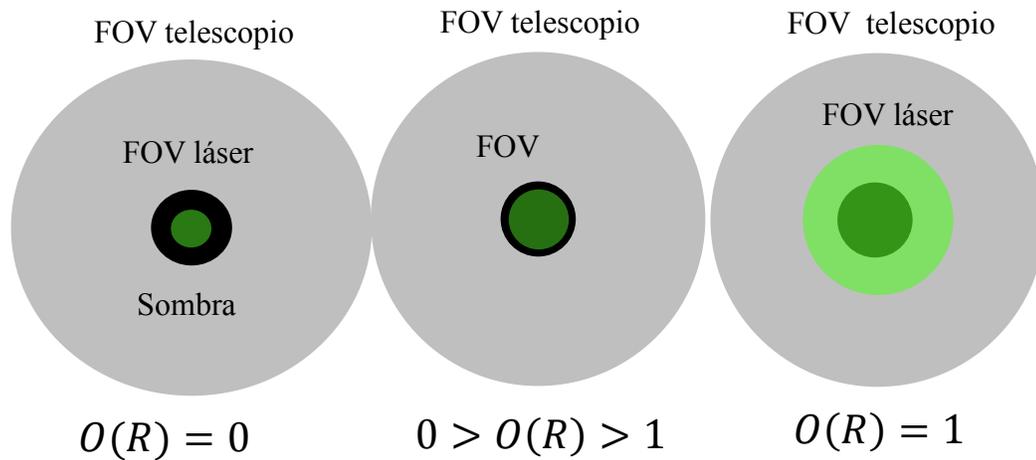


Figura 2.29 Esquema del comportamiento de la función overlap para un sistema coaxial, en color negro se ilustra la sombra generada por la geometría del colector, en color verde se ilustra el campo de visión (FOV) del láser y en color gris el FOV del telescopio colector.

Tal como se ilustra en la figura 2.29, el valor para el cual $O(R) = 1$, se presenta cuando el FOV del láser cubre por completo la sombra generada por la geometría del sistema colector, este hecho se cumple solo a determinada altura en la atmósfera, asegurando que el área efectiva del detector estará totalmente cubierta de radiación y es conocido en la literatura como como full overlap.

En la bibliografía son evaluadas varias metodologías para el cálculo de esta función, variando desde simulaciones teóricas de los campos de visión del láser y el telescopio, trazado geométrico de rayos, hasta métodos experimentales con el uso de señales inelásticas Raman (J. V. Hey, 2011) (A. C. Povey, 2012) (H. Coung-hui, 2013) (D. Kumar, 2013)

En este trabajo, se aplicó un método que permite evaluar este parámetro a través de una función polinómica de mejor ajuste, conocido como el método de Dho (S. W. Dho, 1997) (T. Halldórsson, 1978). Donde se define la función $O(R)$ como se muestra en la ecuación 2.12. El objetivo principal con este método es hallar el polinomio de mejor ajuste al perfil lidar $F(R)$, de modo que al restar dicho polinomio al logaritmo de la señal lidar corregida en rango es posible estimar la función $O(R)$ de manera experimental.

$$O(R) = \exp[\ln(PR^2(R)) - F(R)] \quad (2.12)$$

En la figura 2.30 se muestra el resultado experimental obtenido para el cálculo de la función overlap a 355nm (curva de color azul) junto con el resultado teórico esperado si el sistema tuviera una configuración coaxial ideal con los parámetros reales del sistema (curva negra). Para la curva experimental se tiene un valor de full overlap a los 45 m, valor en el cual el FOV del láser se encuentra dentro del FOV del telescopio completamente y ha superado la sombra geométrica del sistema colector, altura para la cual la función $O(R) = 1$. El cálculo teórico muestra que se alcanzaría a 37.6 m, con lo que se puede estimar un error de 19.7%, cálculo que depende de la variabilidad atmosférica durante el tiempo de registro de señal.

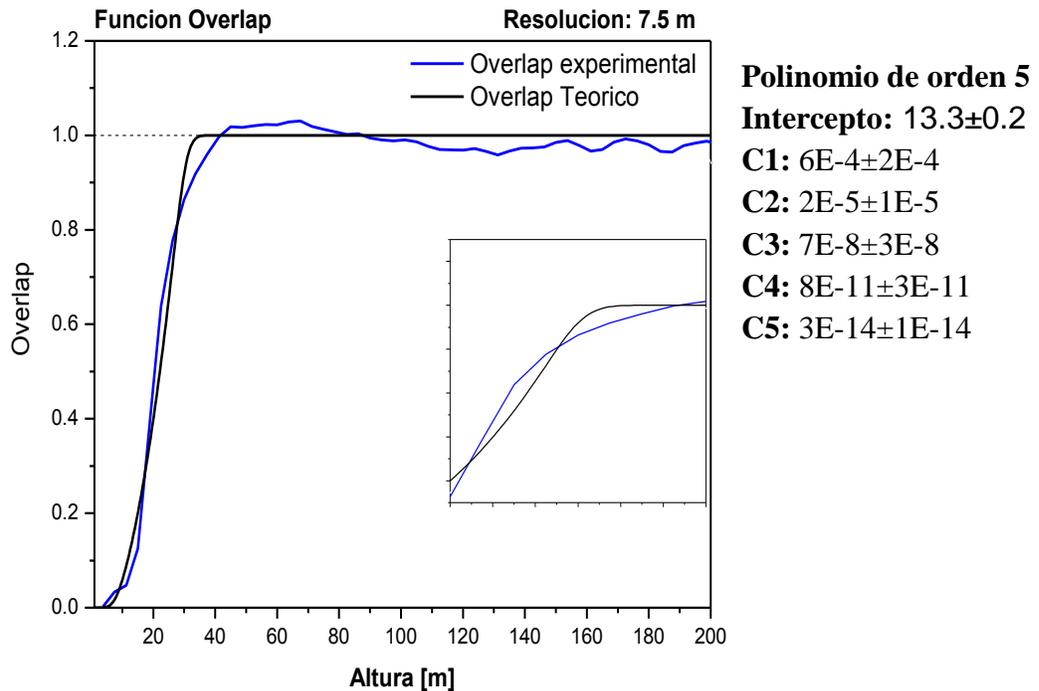


Figura 2.30 Representación de la altura mínima de medida para el sistema lidar UNAL a través del cálculo de la función overlap por el método de Dho (polinomio de grado 5). La curva negra representa el perfil lidar teórico y la curva azul el perfil lidar experimental.

Teniendo en cuenta que la configuración coaxial del lidar y con una ostensible reducción de la región de sombra del telescopio (área determinada por el espejo primario y el de envío), fue posible la recuperación de señales de retrodispersión desde alturas inferiores a los 100 m sobre la estación.

La eficiencia del sistema en el registro de eventos atmosféricos se muestra en la siguiente figura.

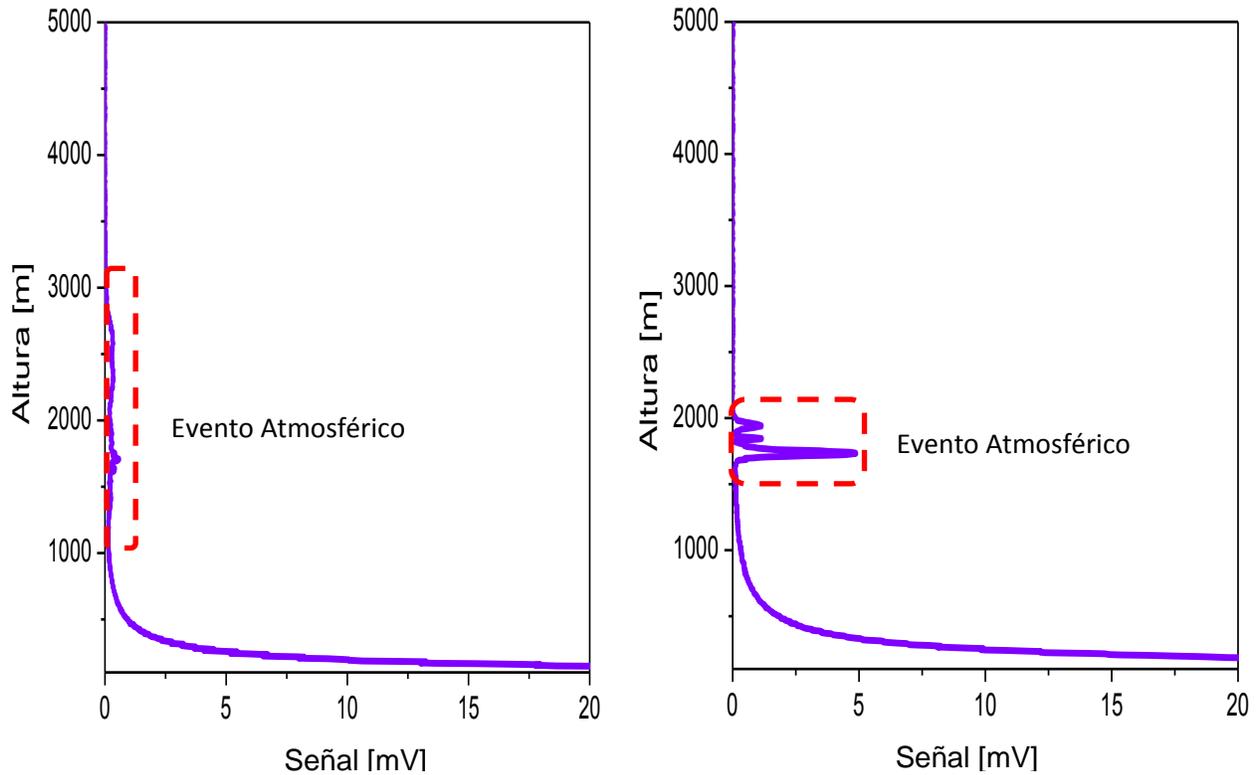


Figura 2.31 Perfiles de señal lidar a 355 nm hasta los 5 Km de altura.

Considerando que a 532 nm las partículas suspendidas en la atmósfera eficientes para la retrodispersión elástica a esta longitud de onda, en un rango de tamaños desde $0.4\mu\text{m} - 0.6\mu\text{m}$, se tiene ahora a 355 nm la retrodispersión eficiente de partículas en la rango de tamaños desde $0.4\mu\text{m} - 0.2\mu\text{m}$, lo que significa la longitud de onda de 355 nm es un complemento a la de 532 nm, con la implicación de un panorama de parámetros y variables mas amplio en el estudio de la recuperación de señales simultáneas a las dos longitudes de onda mencionadas. Hecho que se puede evidenciar en las figura xxx, donde se muestra la compilación de perfiles a 355 nm y a 532 nm, monitoreando simultáneamente el mismo fenómeno atmosférico.

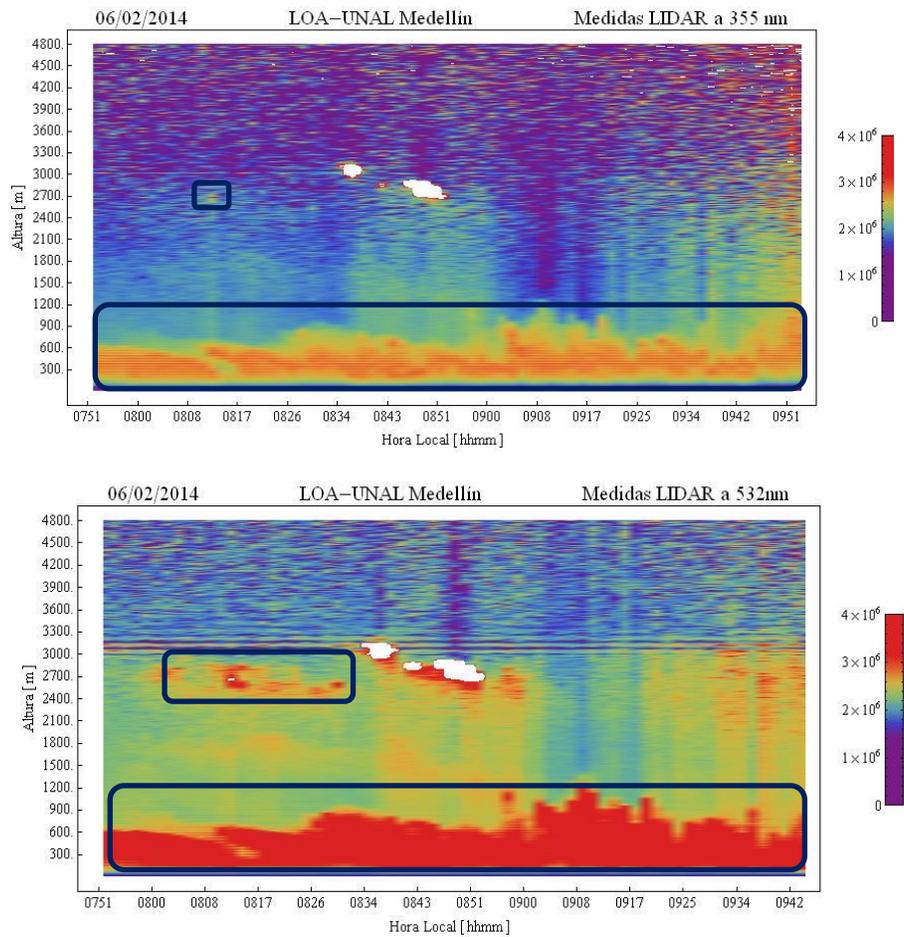


Figura 2.32 Representación de perfiles lidar en mapa de color

Con el uso de algoritmos matemáticos es posible hacer la representación de la compilación de perfiles lidar (Quick looks) durante un periodo de medidas. Las imágenes muestran el comportamiento de los registros Lidar en tres dimensiones, eje horizontal “X” (tiempo), eje vertical “Y” (altura) y eje “Z” la intensidad de la señal. La escala de colores del lado derecho de cada gráfica, indica señales intensas (colores rojos) hasta señales débiles (colores azules), el contraste de los sistemas nubosos corresponde a colores blancos.

Capítulo 3: Estudio del origen del aerosol atmosférico en Medellín con Lidar a 355nm.

Medellín es la zona urbana representativa del Valle de Aburrá, donde se considera el mayor aporte de emisión de partículas a la atmósfera principalmente por el numeroso parque automotor y la importante zona industrial que allí existen. Por las características topográficas del mismo Valle de Aburrá no es posible la remoción de las partículas contaminantes propias de la ciudad por acción vientos que normalmente podrían ingresar rasantes a las montañas o por las regiones Sur y Norte donde prácticamente se tiene una ostensible reducción de los canales de ingreso de corrientes de viento. Por otra parte es importante mencionar que la ciudad en los últimos años presenta un importante crecimiento urbano de la mano con la disminución de las zonas verdes, factor que puede ser determinante en el balance radiativo. En este sentido se puede hablar de un tipo de partículas que son emitidas a la atmósfera por la propia actividad de la ciudad y se considera también el fenómeno de ingreso de partículas al Valle de Aburrá por fenómenos globales de transporte de partículas: quemas de biomasa (biomassburning), naturales que comprenden sal marina y desérticas; todo esto bajo las condiciones propias de la región: altos niveles de humedad relativa, evapotranspiración por la abundante vegetación tropical.

En primera aproximación se contempla la necesidad de realizar estudios con el objetivo de comprender este escenario complejo de presencia y transporte del material particulado de esta región que en últimas determina la calidad de aire. Posiblemente, el ritmo propio de emisión de partículas en la ciudad de Medellín combinado con la presencia de partículas externas genere nuevos tipos de partículas con composiciones diferentes y tiempos de permanencia en el aire que pueden modificar la calidad de vida en esta región. El reto es que el sistema de medición construido y probado sea capaz con la ayuda de algoritmos de inversión (tratamiento de señal Lidar) a variables ópticas y físicas permita inferir origen de las partículas que confluyen en la región y que pueden ser las responsables de la dinámica propia de la región de estudio.

3.1 Metodología

Con el propósito de obtener algunos resultados relacionados con el origen de los aerosoles atmosféricos en la ciudad de Medellín desde las mediciones Lidar UNAL operando en su línea a 355nm se planteó una metodología descrita en la figura 3.1.

Se hará uso del algoritmo de inversión desarrollado por el grupo de láseres y espectroscopía óptica (GLEO), validado a su vez por el algoritmo diseñado por Igor Veselovsky para la aplicación del método iterativo de Klett (Klett, 1985), para el cálculo de dos propiedades ópticas de los aerosoles atmosféricos, el coeficiente de retrodispersión (backscattering) y el coeficiente de extinción atmosférica. Para aplicar el algoritmo se requiere de una caracterización de la atmósfera local, de tal forma que se plantea una metodología para encontrar la atmósfera que mejor se ajuste al comportamiento de las variables temperatura y presión en la zona de trabajo. Dichas variables son los parámetros de entrada para los cálculos que requiere el algoritmo de inversión. Otra de las variables de entrada es conocida en la literatura como razón Lidar (RL), la cual contiene información propia de la atmósfera de estudio y actúa como variable de ligadura para el cálculo de los coeficientes de retrodispersión y extinción atmosférica. La RL es comúnmente tomada de valores estándar para determinadas atmósferas, hecho que en la ciudad de Medellín y en general en Colombia no es posible, debido a que no se cuenta con ningún tipo de información relacionada. De modo que en este trabajo se plantea la sinergia con los datos del fotómetro CIMEL de la RED NASA AERONET instalado en la Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín, para implementar dos metodologías diferentes para el cálculo de dicha RL. Para el reporte de los resultados se usarán datos del Lidar UNAL, fotómetro solar, satélite MODIS y de retrotrayectorias (Hysplit), para los casos seleccionados de la campaña de medida.

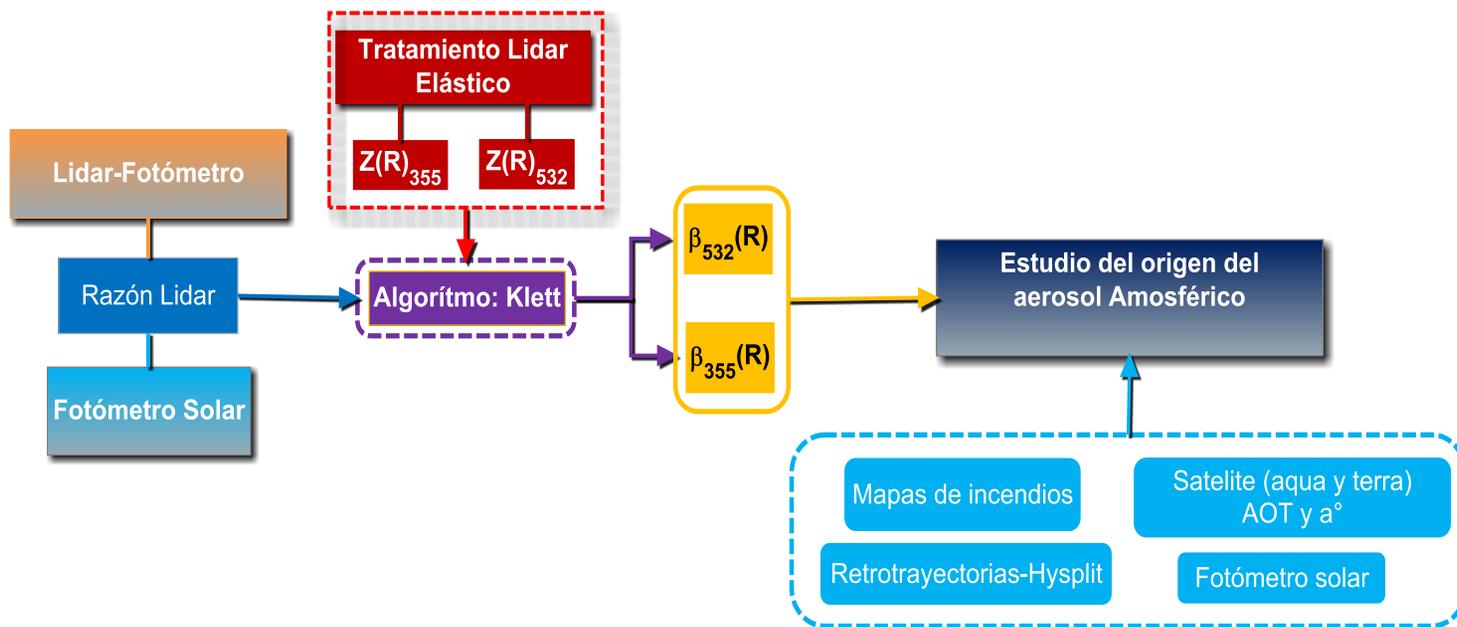


Figura 3.1 Metodología para el estudio del origen de los aerosoles atmosféricos en la ciudad de Medellín con la sinergia de equipos de detección remota, datos satelitales y modelos de transporte de masas y retrotrayectorias a nivel global.

3.2 Campaña de mediciones

Los días efectivos de mediciones conjuntas Lidar-Fotómetro involucradas en este trabajo se reportan en la tabla 3.1.

Tabla 3.1 Reporte de la campaña 2013-2014 de medidas Lidar a 532nm y 355nm.

DIA	LIDAR	FOTÓMETRO
18.10.13	Datos Lidar a 355nm y 532nm con una resolución de 7.5 m.	Datos directos y de inversión en niveles de procesamiento: 1.5 y 2.0, por NASA-AERONET
25.10.13		
28.10.13		
04.02.14		
06.02.14		
12.02.14		
04.03.14		
06.03.14		
19.03.14		
20.03.14		
21.03.14		
28.03.14		
01.04.14		
02.04.14		

Las mediciones estuvieron condicionadas a los siguientes criterios:

- Simultaneidad de operación Lidar- Fotómetro CIMEL en días de no lluvia y baja nubosidad.
- Horarios de mediciones: 09:00 -11:30 y 14:00-17:00, esto debido a que el sol ingresa al telescopio a las 12 horas, lo que obstaculizó las medidas en dicho rango horario durante todo el año.
- Calidad de datos CIMEL: 1.5 y 2.0.

3.3 Componente Rayleigh de la señal elástica Lidar a 355nm

La señal Lidar elástica de acuerdo a la ecuación 1.42, involucra dos componentes de retrodispersión, una por partículas y otra por moléculas presentes en la atmósfera, por lo que es necesario la determinación del perfil molecular para restarlo al perfil total Lidar y así lograr tener el perfil Lidar exclusivo para partículas (Whiteman D. N., 2003) (Guerrero-Rascado, 2009) (Granados-Muñoz, 2014). Para este propósito se utiliza la ecuación 1.39 ampliada para el caso molecular

$$\alpha(\lambda, r) = \alpha_{aer}(\lambda, r) + \sum_{i=1}^M N_i(r)\sigma_i(\lambda) \quad (3.1)$$

donde N_i es la densidad molecular de las especies absorbentes en el aire, $\sigma_i(\lambda)$ es la sección eficaz total de dispersión molecular en función de la longitud de onda λ . Debe tenerse en cuenta que en la ecuación 3.1 son despreciados los términos de absorción, esto debido a la selección de las longitudes de onda del lidar, resaltando solo el fenómeno de dispersión por las especies suspendidas en el aire.

Para determinar la sección eficaz de dispersión total se usa la expresión clásica de dispersión Rayleigh [e.g., Van Hulst et al., 1957; McCartney et al., 1976], como se sigue,

$$\sigma = \frac{24\pi^3(n_s^2-1)^2}{\lambda^4 N_s^2 (n_s^2+2)^2} F_k(\lambda) \quad (3.2)$$

Donde N_s es el contenido de moléculas para aire seco, n_s es el índice de refracción para aire seco y $F_k(\lambda)$ es la forma explícita para función espectral relacionada con la depolarización del aire dependiente de la longitud de onda, llamada factor de King (Young et al., 1980).

$$F_k(\lambda) = \left(\frac{6+3\rho(\lambda)}{6-7\rho(\lambda)} \right) \quad (3.3)$$

Para calcular la ecuación 3.2 se debe conocer el índice de refracción en el aire, el cual puede ser obtenido a través de la relación empírica dependiente de la longitud de onda y del contenido de CO₂ en la atmósfera (E. R. Peck, 1972) (Whiteman D. N., 2003).

$$n_s(\lambda) = 10^{-8} \left[\frac{5791817}{238.0185 - (1/\lambda)^2} + \frac{167909}{57.362 - (1/\lambda)^2} \right] [1 + [0.54(CO_2 - 0.0003)]] \quad (3.4)$$

Considerando los componentes más representativos en la atmósfera: N₂, O₂, Ar y CO₂, es posible expresar el factor de King en función de estos componentes según la longitud de onda, ignorando los demás constituyentes del aire (B. A. Bodhaine, 1999) (C. Fröhlich, 1980).

$$F(N_2) = 1.034 + 3.17 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\lambda^2}$$

$$F(O_2) = 1.96 + 1.385 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\lambda^2} + 1.448 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.5)$$

$$F(Ar) = 1.00 \text{ y } F(CO_2) = 1.15$$

Referenciando el factor de King al aire seco y al valor de concentración de CO₂ en la atmósfera, a través de la ecuación 3.6 se puede calcular $F_k(\lambda)$ para el aire debido a la acción de cada componente atmosférico según su contenido neto en la atmósfera.

$$F(\text{aire}, CO_2) = \frac{78.084F(N_2) + 20.946F(O_2) + 0.934 \cdot 1.00 + C_{CO_2} \cdot 1.15}{78.084 + 20.946 + 0.946 + C_{CO_2}} \quad (3.6)$$

Donde C_{CO_2} es la concentración de CO₂ reportada por la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), link: <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/>.

Haciendo el cálculo del coeficiente de dispersión Rayleigh, reemplazando la ecuación 3.6 en la ecuación 3.2, se obtiene el coeficiente volumétrico de retrodispersión para esta atmósfera estándar como se sigue en la ecuación 3.7.

$$\beta_E = N_E \sigma(\lambda) \quad (3.7)$$

Pudiéndose relacionar de manera directa el resultado anterior con el coeficiente de retrodispersión molecular (Rayleigh) como se sigue,

$$\beta^{mol} = N(r) \sigma(\lambda) = \beta_E(\lambda) \frac{N(r)}{N_E} = \beta_E(\lambda) \frac{P(r)}{P_E} \frac{T_E}{T(r)} \quad (3.9)$$

Donde $T_E = 15\text{ }^\circ\text{C}$ y $P_E = 1013.25\text{ hPa}$ son la temperatura y la presión estándar, y $T(r)$ y $P(r)$ son la temperatura y presión que experimentalmente son datos tomados de radiosonda o de modelos atmosféricos escalados a variables del lugar de estudio.

De forma recursiva se plantea obtener los valores de $T(r)$ y $P(r)$ hasta los 3 km de altura respecto a la estación Lidar UNAL, utilizando datos experimentales de radio-sonda aproximadamente de sitios equidistantes Bogotá (4.7N, -74.15W, 2546 m.s.n.m) y Panamá (8.9N, -79.58W, 8 m.s.n.m). De esta forma fue posible comparar las curvas experimentales de las radiosondas Bogotá y Panamá respectivamente con datos generados a través del software Hysplit para Medellín (6.26N, -75.58W). Ver figura 3.2.

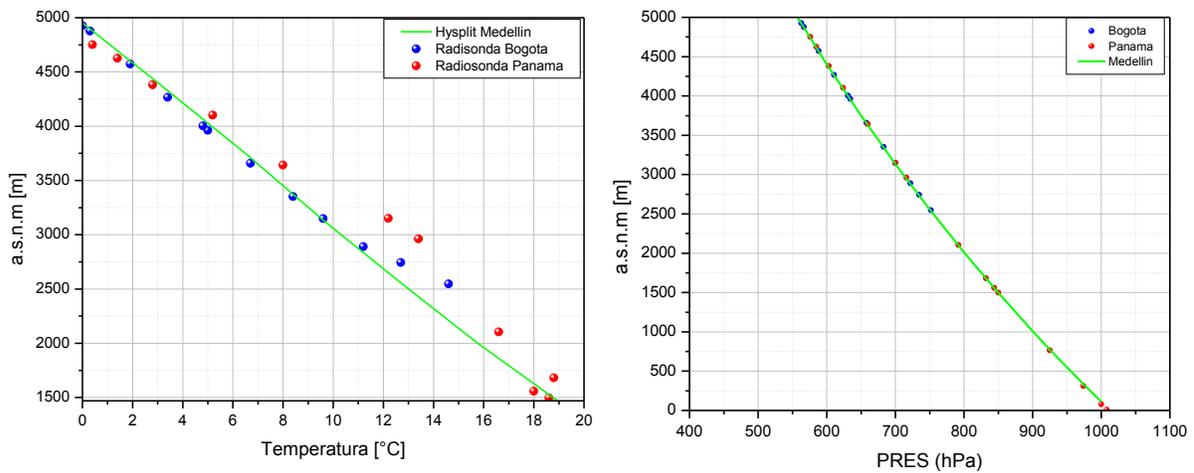


Figura 3.2 Representación de los datos experimentales para el día 01.04.14: radiosondas en Panamá (datos en rojo), Bogotá (datos en azul) y un perfil de temperatura (izquierda) y presión (presión derecha) modelado con el re-análisis con hysplit para la ciudad de Medellín.

El ajuste por regresión lineal de cada una de las curvas de temperatura es presentado en la tabla 3.2, mostrando un comportamiento aceptable para Medellín, línea continua en color verde, (ver tabla 3.2). Las curvas de temperatura y presión obtenidas mediante Hysplit son la base para cálculo de los perfiles Rayleigh, en referencia a la ecuación 3.9.

Tabla 3.2 Reporte de las pendientes para los valores de temperatura reportados en la figura 3.2

	PENDIENTE DE TEMPERATURA [°C/m]
Panamá	-0.005
Medellín	-0.007
Bogotá	-0.006

En la figura 3.3 se reportan una serie de perfiles Lidar para los cuales se ha calculado el perfil de retrodispersión Rayleigh (β^{mol}), línea azul, el cual permite diferenciar el límite entre la región molecular y de aerosoles que contiene cada perfil atmosférico. En la práctica, la componente de aerosoles es sobre la cual se desarrollan todos los cálculos atmosféricos con sistemas lidar elásticos, tales como estudio de la capa límite atmosférica (siglas en inglés: ABL), caracterización del origen de los aerosoles, propiedades ópticas y microfísicas de aerosoles, entre otros, (Whiteman D. N., 2003), (Böckmann, 2004).

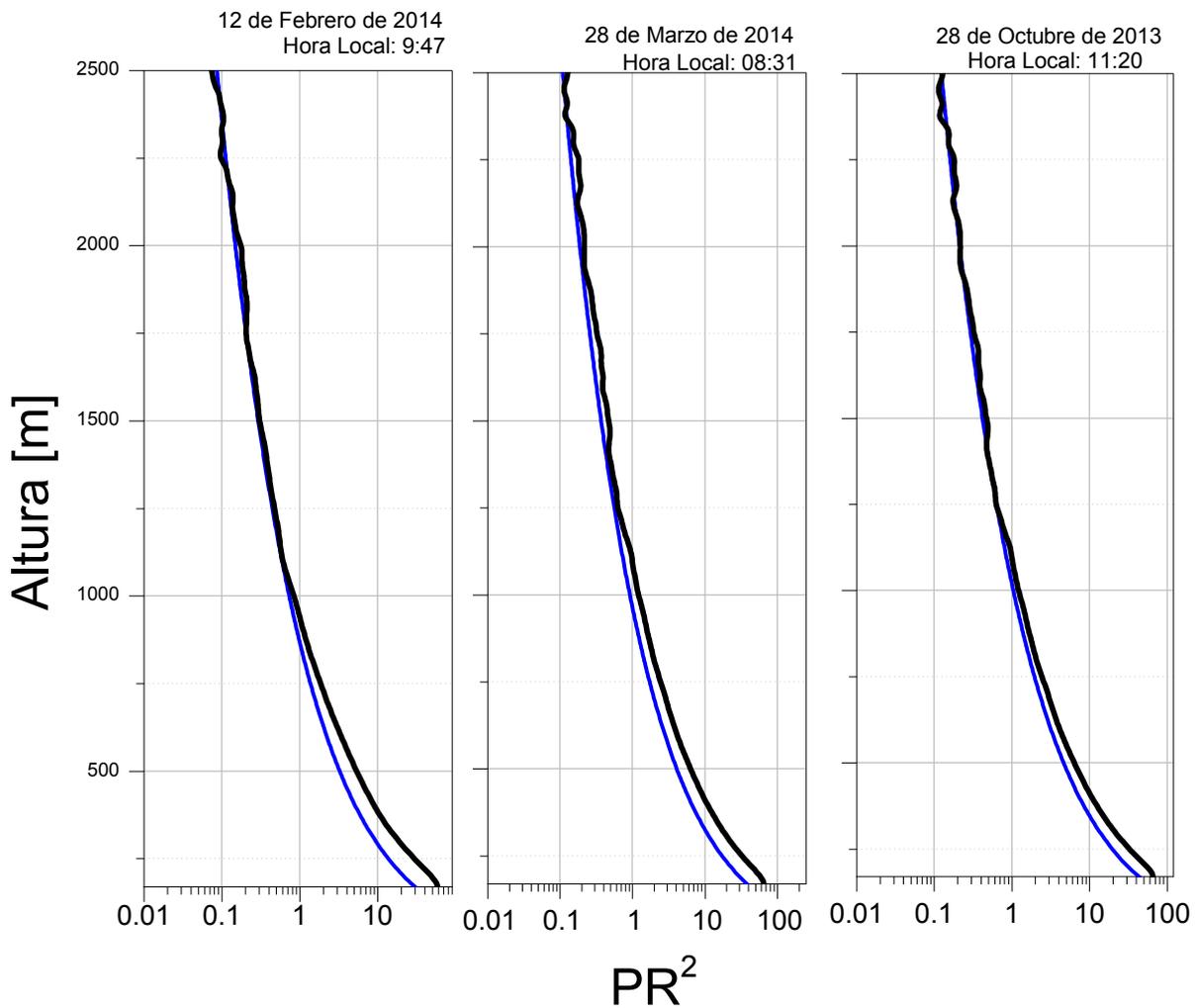


Figura 3.3 Serie de perfiles lidar en escala logarítmica junto con el ajuste Rayleigh (β^{mol}). La línea azul es el β^{mol} ajustado a perfiles Lidar (línea negra).

3.4 Algoritmo de inversión: Método de Klett

La señal Lidar contiene la información de los parámetros atmosféricos claves: coeficientes de retrodispersión y extinción. Generalmente la solución de la ecuación Lidar se realiza con el objetivo de encontrar el perfil del coeficiente de retrodispersión de aerosol en función de la altura, el cual se relaciona con el coeficiente de extinción a través de la conocida Razón Lidar (RL). En este trabajo se utilizó el método de Klett (Klett, 1985) (Frederick, 1984). En el caso de señales Lidar elásticas es necesario escribir la ecuación 1.42, expresando el efecto neto de la retrodispersión y la atenuación debida a partículas y moléculas, asociado a

la extinción atmosférica, teniendo en cuenta que como se expresó anteriormente la absorción por partículas es despreciable,

$$Z(R) = C\beta(R)e^{-2\int_0^R \alpha(r)dr} \quad (3.10)$$

Donde C es la constante del sistema que incluye toda la eficiencia del óptica, cuántica y electrónica, entre otras, $\beta(R)$ el coeficiente de retrodispersión y $\alpha(r)$ el coeficiente de extinción atmosférica.

El uso de la ecuación 3.10 como base para determinar el coeficiente $\beta(R)$ de partículas, implica las siguientes consideraciones:

- Se asume que la atmósfera está compuesta básicamente por partículas de aerosol y moléculas.
- El tratamiento de la señal Lidar con el algoritmo de Klett se aplicará a partir de la condición $O(R) = 1$, función explícita en la ecuación 1.42.

La forma diferencial de la ecuación 3.10 es,

$$\frac{dS(R)}{dR} = \frac{1}{\beta(R)} \frac{d\beta(R)}{dR} - 2\alpha(R) \quad (3.11)$$

Donde $S(R) = Ln(Z(R))$

Se propone una solución para la ecuación 3.11 de la siguiente forma,

$$\beta(R) = C'(\alpha(R))^k \quad (3.12)$$

Donde C' es una constante y k es otra constante que tiene un rango de valores entre 0.67-1 (Fenn, 1966) (Twomey, 1965). Obteniendo una ecuación tipo Bernouilli para α :

$$\alpha(R) = \frac{\exp(k^{-1}(S(R)-S_f))}{\alpha_f^{-1+2\int_{R_f}^R \exp(k^{-1}(S(r)-S_f))dr}} \quad (3.13)$$

Donde R_f es un rango de referencia para $\alpha_f = \alpha(R_f)$ y $S_f = S(R_f)$. Como la componente de aerosoles es más abundante que la molecular en dicho rango de referencia, R_f marca la zona límite de validez de la solución propuesta (método hacia atrás) (Klett, 1985). Ver figura 3.4.

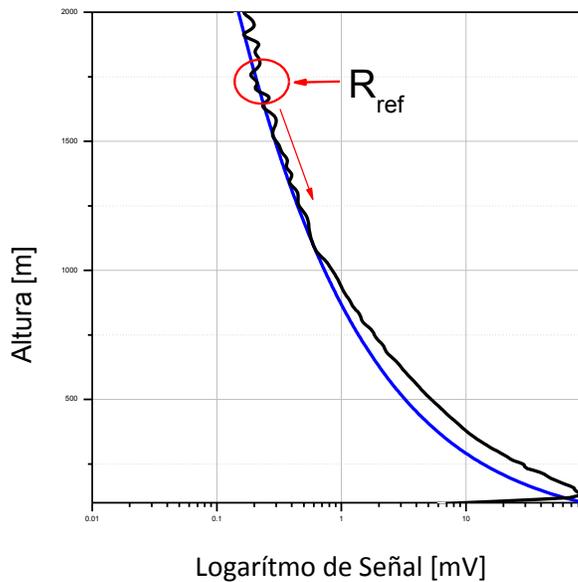


Figura 3.4 Selección del (R_f) para aplicar el método de Klett hacia atrás.

Como se mencionó anteriormente la RL permite relacionar los coeficientes de retrodispersión y de extinción como se sigue,

$$LR(r) = \frac{\alpha(r)}{\beta(r)} \quad (3.14)$$

Se proponen dos métodos para calcularla:

a. Utilizando datos de fotómetro solar NASA AERONET

El fotómetro solar que opera junto al sistema Lidar registra datos que son procesados directamente desde NASA-AERONET, cuyo procesamiento proporciona productos directos y de inversión, entre ellos, profundidad óptica (AOD), parámetro de Angstrom ($\dot{\alpha}$) el cual describe la dependencia del tipo de aerosol con la longitud de onda, la distribución de tamaño, albedo de dispersión simple (por sus siglas en inglés: SSA) definido como la relación entre la eficiencia total de dispersión y la eficiencia total de extinción, entre otros. En este método se utilizaron las funciones de fase a 180° ($P(\theta, \lambda)$), las cuales se derivan

de la teoría de dispersión Mie y permiten estimar la eficiencia que tienen las partículas en el proceso de retrodispersión de luz, a través de la siguiente expresión (Welton E. J., 2002)

$$RL_{CIMEL} = \frac{4\pi}{P(\theta, \lambda)SSA(\lambda)} \quad (3.15)$$

La tabla 3.3 resume los valores de la RL obtenidos con base en la información del fotómetro solar para los filtros ópticos de 440nm, 675nm, 870nm, 1020nm.

Tabla 3.3 Valores de SSA y P (180°) para 7 días seleccionados de la campaña Lidar (Tabla 4.1), en los cuales el fotómetro reporto valores de estas cantidades.

FECHA	FILTROS [nm]	P (180°)	ω	RL [Sr]
06 de Febrero	440	0.13	0.82	122
	675	0.22	0.78	75
	870	0.28	0.74	62
	1020	0.30	0.71	58
12 de Febrero	440	0.59	0.91	23
	675	0.54	0.90	26
	870	0.52	0.90	27
	1020	0.52	0.90	28
19 de Marzo	440	0.87	0.11	128
	675	0.83	0.20	76
	870	0.80	0.27	58
	1020	0.78	0.32	51
20 de Marzo	440	0.13	0.77	122
	675	0.23	0.72	75
	870	0.32	0.70	56
	1020	0.37	0.69	49
28 de Marzo	440	0.21	0.85	71
	675	0.26	0.81	61
	870	0.33	0.80	48
	1020	0.38	0.79	42
01 de Abril	440	0.13	0.87	111
	675	0.21	0.85	70
	870	0.29	0.84	52
	1020	0.34	0.83	45
02 de Abril	440	0.15	0.85	100
	675	0.21	0.81	74
	870	0.30	0.79	53
	1020	0.36	0.78	44

Dado que el sistema Lidar UNAL opera en las longitudes de onda de 532nm y 355nm, en relación a los filtros ópticos del fotómetro solar es necesario realizar el proceso de interpolación para 532 nm y de extrapolación para 355 nm. Este proceso se ilustra en la figura 3.5, y los resultados definitivos en la tabla 3.4.

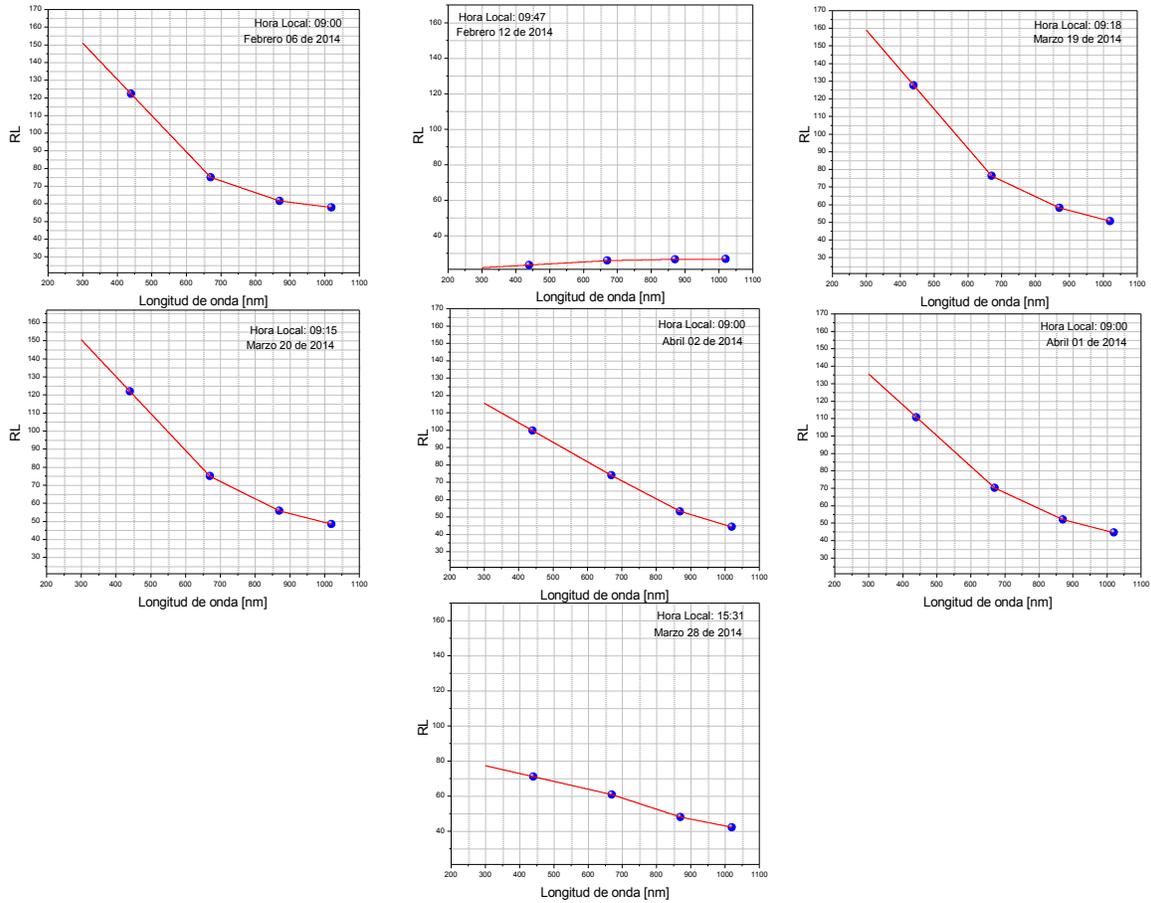


Figura 3.5 Selección de días del calendario de medidas 2013-2014, que presentaban datos en el fotómetro CIMEL. La línea roja representa la interpolación de orden uno realizada con 10000 puntos.

Tabla 3.4 Valores de RL interpolada a las longitudes del Lidar UNAL.

FECHA	LONG. DE ONDA [nm]	RL [Sr]
06 de Febrero	355	140
	532	103
12 de Febrero	355	23
	532	24
19 de Marzo	355	147
	532	107
20 de Marzo	355	139
	532	103
28 de Marzo	355	75
	532	67
01 de Abril	355	126
	532	95
02 de Abril	355	109
	532	89

En la tabla 3.4 se reportan los valores interpolados de RL, los cuales están relativamente altos en relación a los comúnmente reportados por la literatura (Sawamura P. a., 2008) (He, 2006) (Cattall, 2005). Es conveniente mencionar que los productos de SSA y P (180°), resultan del procesado de los datos procesados de nivel 1.5 de NASA AERONET, y es recomendable hacer el cálculo de la ecuación 3.15 para días con un registro suficiente de número de datos para realizar el promedio estadístico.

b. Utilizando datos conjuntos Lidar - Fotómetro

Aquí se realizó la inversión Lidar con el método de Klett para obtener los perfiles de extinción de partículas $\alpha(R)$, probando arbitrariamente valores de RL comprendidos entre 20-140 con pasos de 5 unidades. Usando la ecuación 3.16

$$AOD_{CIMEL} = \int_{r_f}^r \alpha_{par}(R) dR \quad (3.16)$$

Se planteó la posibilidad de evaluar la función $\alpha(R)$ en todo el Rango Lidar de validez según el método de Klett, con el propósito de comparar el resultado con los correspondientes valores de *AOD* del fotómetro solar interpolados a las dos longitudes de onda, 355 nm y 532 nm.

A su vez el cálculo del AOD del fotómetro fue realizado mediante dos técnicas distintas:

- i. A partir de la relación 3.17 y con datos de entrada de AOD del fotómetro y de los valores de longitudes de onda correspondientes a los filtros ópticos, se construyó la curva de la ecuación 3.18.

$$AOT = P\lambda^{-a^\circ} \quad (3.17)$$

Donde P es una constante asociada a la carga del aerosol, λ la longitud de onda y a° el coeficiente de Angstrom.

Linealizando la ecuación 3.17 se obtiene,

$$\ln(AOT) = \ln(P) - a^\circ \ln(\lambda) \quad (3.18)$$

La cual fue utilizada para obtener los valores de AOD a las correspondientes longitudes 355nm y 532nm. Ver figura 3.6

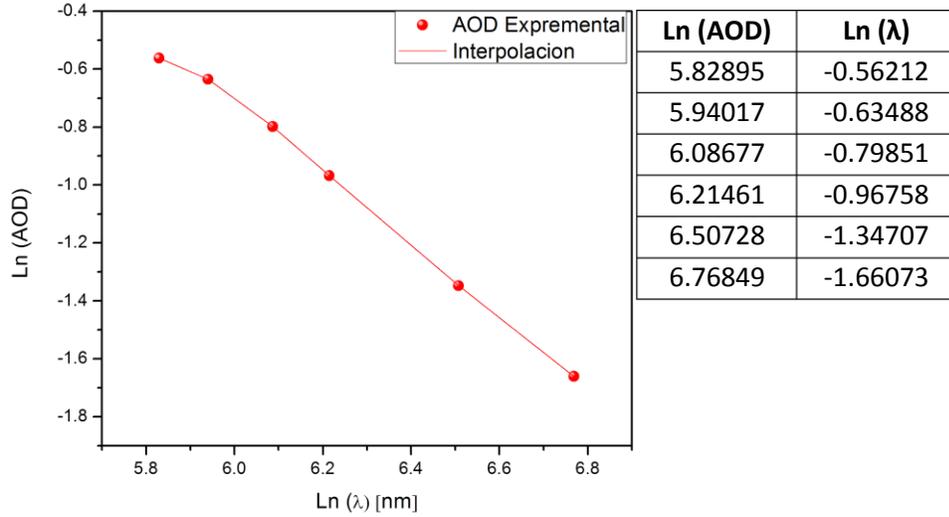


Figura 3.6 Gráfico de la ecuación 3.18 para el cálculo del AOD interpolado a 355 nm y 532 nm.

- ii. A partir de las ecuaciones 3.19 y 3.20 y calculando los valores del coeficiente \dot{a} del fotómetro, fue posible extrapolar los valores de AOD a las dos longitudes de onda 355nm y 532nm,

$$AOT_{355nm} = AOT_{440} \left(\frac{355}{440} \right)^{-a^\circ} \quad (3.19)$$

$$AOT_{532nm} = AOT_{500} \left(\frac{532}{500} \right)^{-a^\circ} \quad (3.20)$$

Con los coeficientes de Angstrom expresados por las siguientes relaciones:

Para 355nm

$$\dot{a}_{340-380} = - \frac{\text{Ln}(AOD_{340}/AOD_{380})}{\text{Ln}(340/380)} \quad (3.21.a)$$

$$\dot{a}_{340-440} = - \frac{\text{Ln}(AOD_{340}/AOD_{440})}{\text{Ln}(340/440)} \quad (3.21.b)$$

Para 532nm

$$\dot{\alpha}_{440-670} = - \frac{\text{Ln}(AOD_{440}/AOD_{670})}{\text{Ln}(400/670)} \quad (3.22.a)$$

$$\dot{\alpha}_{440-870} = - \frac{\text{Ln}(AOD_{440}/AOD_{870})}{\text{Ln}(400/870)} \quad (3.22.b)$$

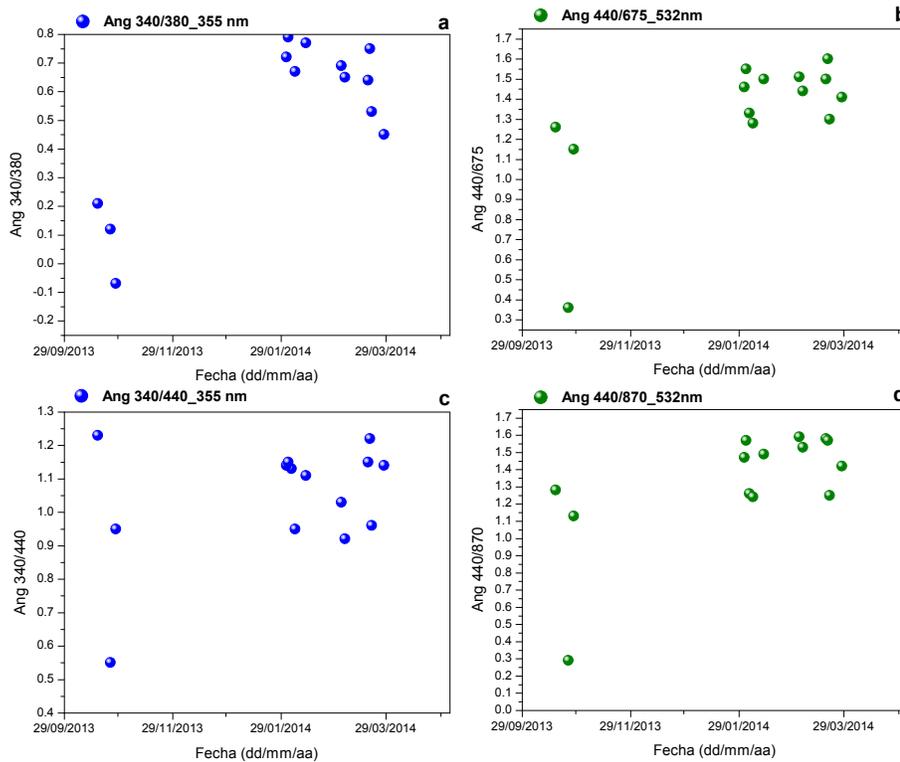


Figura 3.7 Métodos para el cálculo del parámetro de Angstrom. Parte superior caso i (a y b) y parte inferior casi ii (c y d).

Tal como se representa en la figura 3.8 es posible graficar la dependencia del AOD respecto a la longitud de onda donde el valor de la pendiente es el coeficiente de Angstrom, permitiendo conocer los distintos tipos de atmósferas clasificadas según el tipo de partículas que las conforman (dispersores de tamaños variables).

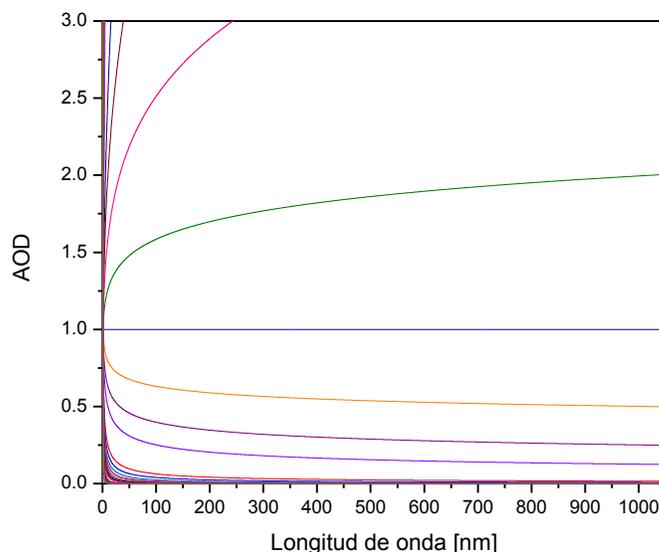


Figura 3.8 Dependencia del AOD con la longitud de onda.

Comparando el panel de gráficos mostrados en la figura 3.7, se decidió elegir aquellos valores de coeficiente de Angstrom correspondientes a rangos espectrales más extendidos (ver ecuaciones 3.21 b y 3.22 b), ver figura 3.7 (c) y (d). El criterio para esta selección se basa en el comportamiento del AOD en función de la longitud de onda como se ilustra en la figura 3.8. Donde se puede ver que valores grandes de AOD corresponden a longitudes de onda más pequeña y viceversa. De esta forma resulta más efectivo establecer una diferencia de pendientes de las curvas (AOD vs λ) para valores más extendidos en longitud de onda que para el caso contrario. Este hecho también define los diferentes rangos del coeficiente de angstrom dependiendo del tipo de partículas suspendidas en la atmósfera.

En definitiva las RL obtenidas en los métodos **a** y **b** para las longitudes de onda de 355 nm y 532 nm, que se reportan mediante el gráfico mostrado en la figura 3.9, muestran un conjunto de valores de RL que están dentro de la región sombreada, la cual representa los valores referenciados típicamente para atmósferas urbanas (Dubovik, 2000) (Müller D., 2003) (He S. Q., 2006) (Noh., 2007) (Perrone M. R., 2014). Los valores de RL por fuera de esta región fueron descartados por sus valores relativamente altos y que corresponden a los obtenidos mediante el método **a**.

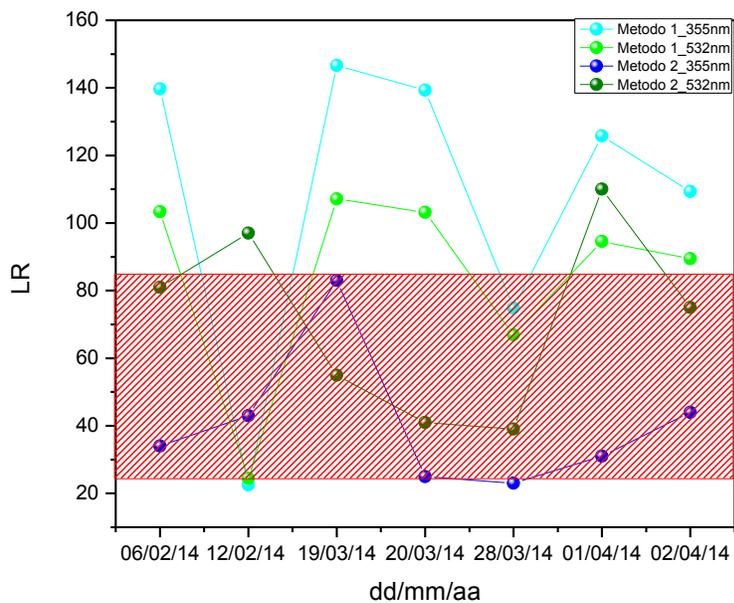


Figura 3.9 Representación de los valores obtenidos debido aplicación de los métodos usados para calcular la RL. La zona resaltada en color rojo muestra los valores referencia típicos para la RL en áreas urbanas de aerosol mezclado.

En la tabla 3.5 se resumen todos los valores involucrados en los cálculos de los métodos **a** y **b** para el calendario completo de mediciones seleccionado (ver tabla 3.1).

Tabla 3.5 Reporte de datos para los 14 días seleccionados durante la campaña de mediciones

	HORA UTC												
	16:20:14	15:53:21	15:37:39	13:07:39	14:03:07	14:47:43	19:21:57	14:11:25	14:18:45	17:21:53	14:17:01	17:02:38	21:58:49
	28.10.13	25.10.13	18.10.13	04.02.14	06.02.14	12.02.14	04.03.14	06.03.14	19.03.14		20.03.14		
AOT_{340}	0.18	0.34	0.17	0.54	0.57	0.50	0.91	1.04	0.63	0.34	0.37	0.38	0.42
AOT_{380}	0.18	0.34	0.16	0.48	0.53	0.46	0.84	0.97	0.57	0.33	0.34	0.36	0.38
AOT_{440}	0.14	0.30	0.12	0.40	0.45	0.38	0.69	0.82	0.47	0.26	0.27	0.27	0.32
AOT_{500}	0.12	0.28	0.10	0.34	0.38	0.31	0.58	0.69	0.38	0.21	0.22	0.22	0.26
AOT_{670}	0.08	0.25	0.07	0.23	0.26	0.20	0.36	0.44	0.24	0.13	0.14	0.14	0.16
AOT_{870}	0.06	0.24	0.05	0.17	0.19	0.14	0.23	0.29	0.16	0.09	0.10	0.10	0.10
$\alpha_{355}^{\circ}(340 - 380 \text{ nm})$	-0.07	0.12	0.21	0.92	0.67	0.77	0.69	0.65	0.79	0.49	0.85	0.67	0.72
$\alpha_{355}^{\circ}(340 - 440 \text{ nm})$	0.95	0.55	1.23	1.13	0.95	1.11	1.03	0.92	1.15	1.15	1.28	1.31	1.08
$\alpha_{CIMEL}^{\circ 355}$	0.99	0.57	1.27	1.14	0.96	1.13	1.05	0.93	1.16	1.18	1.30	1.34	1.09
$\alpha_{532}^{\circ}(440 - 670 \text{ nm})$	1.15	0.36	1.26	1.33	1.28	1.50	1.51	1.44	1.55	1.50	1.54	1.52	1.66
$\alpha_{532}^{\circ}(440 - 870 \text{ nm})$	1.13	0.29	1.28	1.26	1.24	1.49	1.59	1.53	1.57	1.59	1.51	1.53	1.65
$\alpha_{CIMEL}^{\circ 532}$	1.11	0.28	1.27	1.27	1.24	1.50	1.59	1.53	1.58	1.58	1.51	1.52	1.66
AOT_{355}	0.17	0.33	0.16	0.51	0.55	0.48	0.87	1.00	0.60	0.33	0.35	0.36	0.40
AOT_{CIMEL}^{355}	0.17	0.33	0.16	0.51	0.55	0.48	0.87	1.00	0.60	0.33	0.36	0.36	0.40
AOT_{532}	0.11	0.27	0.09	0.31	0.35	0.28	0.52	0.63	0.35	0.19	0.20	0.20	0.23
AOT_{CIMEL}^{532}	0.11	0.27	0.09	0.31	0.35	0.28	0.52	0.63	0.35	0.19	0.20	0.20	0.23

	HORA UTC							
	14:42:21	18:21:51	22:07:43	20:31:10	13:57:08	17:20:02	20:00:25	14:18:45
	21.03.14			28.03.14	01.02.14			02.02.14
<i>AOT</i> ₃₄₀	0.77	0.39	0.38	0.25	0.82	0.56	0.42	0.63
<i>AOT</i> ₃₈₀	0.71	0.37	0.35	0.24	0.74	0.52	0.39	0.57
<i>AOT</i> ₄₄₀	0.61	0.29	0.30	0.19	0.61	0.41	0.32	0.47
<i>AOT</i> ₅₀₀	0.54	0.24	0.25	0.15	0.50	0.34	0.27	0.38
<i>AOT</i> ₆₇₀	0.42	0.16	0.15	0.10	0.30	0.21	0.19	0.24
<i>AOT</i> ₈₇₀	0.35	0.11	0.10	0.07	0.19	0.14	0.15	0.16
$\alpha^{\circ}_{355}(340 - 380 \text{ nm})$	0.62	0.59	0.51	0.45	0.88	0.73	0.56	0.79
$\alpha^{\circ}_{355}(340 - 440 \text{ nm})$	0.87	1.12	0.89	1.14	1.17	1.22	1.02	1.15
$\alpha^{\circ 355}_{CIMEL}$	0.87	1.14	0.91	1.16	1.18	1.24	1.03	1.16
$\alpha^{\circ}_{532}(440 - 670 \text{ nm})$	0.91	1.44	1.54	1.41	1.63	1.57	1.18	1.55
$\alpha^{\circ}_{532}(440 - 870 \text{ nm})$	0.81	1.42	1.53	1.42	1.68	1.60	1.12	1.57
$\alpha^{\circ 532}_{CIMEL}$	0.81	1.42	1.54	1.41	1.68	1.60	1.12	1.58
<i>AOT</i> ₃₅₅	0.74	0.37	0.36	0.24	0.78	0.53	0.40	0.60
<i>AOT</i> _{CIMEL 355}	0.74	0.37	0.36	0.24	0.78	0.53	0.40	0.60
<i>AOT</i> ₅₃₂	0.51	0.22	0.23	0.14	0.45	0.30	0.25	0.35
<i>AOT</i> _{CIMEL 532}	0.51	0.22	0.23	0.14	0.45	0.30	0.25	0.35

Finalmente en la tabla 3.6 se reportan los valores de RL correspondientes a los seis 6 casos posibles de estudio (resaltados en color verde), para los cuales se calculó el algoritmo de Klett y se obtuvo los coeficientes de retrodispersión que se presentan en las gráficas de la figura 3.10.

Tabla 3.6 Reporte de las RL calculadas a partir de la metodología (b) ii). Los valores para α fueron obtenidos a partir de la ecuación 3.16.

HORA UTC [hh:mm]	FECHA	$\dot{\alpha}_{532}$	AOD_{532} [nm]	RL_{532} [Sr]	$\dot{\alpha}_{355}$	AOD_{355} [nm]	RL_{355} [Sr]
15:37	18.10.13	1.30	0.09	46	1.30	0.16	22
13:07	04.02.14	1.27	0.31	113	1.14	0.51	38
14:03	06.02.14	1.25	0.34	81	0.96	0.54	34
14:45	12.02.14	1.50	0.28	97	1.13	0.47	43
14:11	06.03.14	1.53	0.63	127	0.93	1.00	89
14:18	19.03.14	1.58	0.34	55	1.16	0.59	83
14:15	20.03.14	1.66	0.23	41	1.09	0.40	25
20:31	28.03.14	1.41	0.14	39	1.16	0.23	23
15:40	01.04.14	1.18	0.25	110	1.03	0.40	31
14:10	02.04.14	1.58	0.35	75	1.16	0.60	44

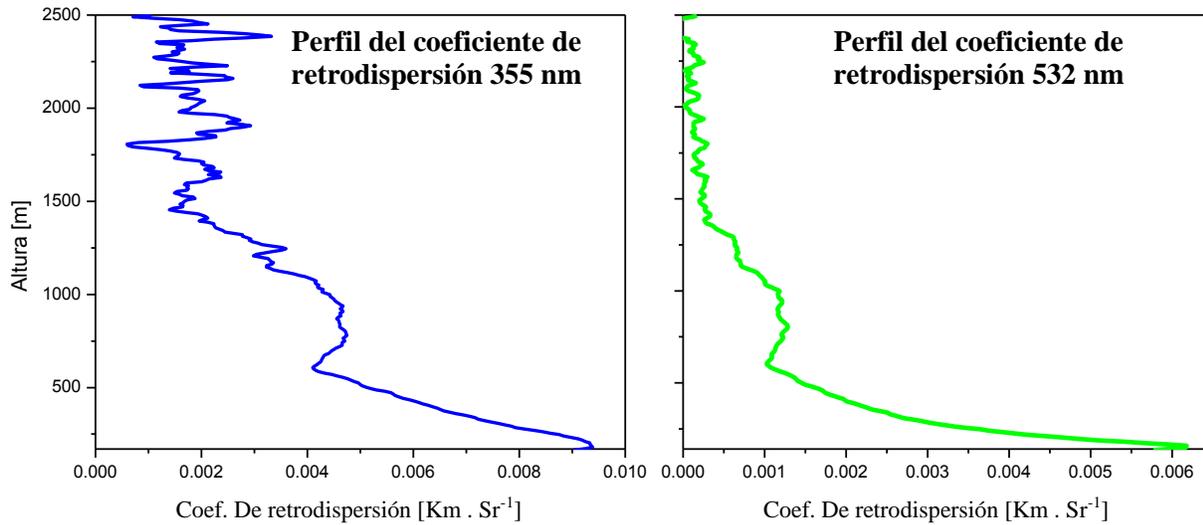


Figura 3.10 Reporte de coeficientes de retrodispersión a 355nm (color azul) y a 532 nm (Color verde).

3.5 Clasificación de aerosoles

Considerando los seis casos de estudio fue posible extender el análisis, en primera aproximación, para la clasificación del tipo de aerosol presente en Medellín y su posible procedencia. En este análisis se utilizaron las siguientes herramientas: mapas de retro-trayectorias generados con el software Hysplit (http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT_traj.php), mapas de color de AOD y \dot{a} del satélite MODIS (http://gdata1.sci.gsfc.nasa.gov/daac-bin/G3/gui.cgi?instance_id=AIRS_Level3Daily), mapas de alerta de incendios del satélite MODIS (<https://firms.modaps.eosdis.nasa.gov/firemap/>), perfiles de backscatter Lidar UNAL y productos del fotómetro CIMEL de NASA AERONET (Distribución de tamaños, SSA, AOD y \dot{a}).

La metodología de análisis para estos 6 casos de estudio se basó en la comparación del valor de AOD desde satélite Giovanni en sus promedios diarios a 550 nm en una maya especial definida según las coordenadas del lugar de estudio y a su vez fue evaluado el AOD medido por el fotómetro solar a 500nm para determinadas franjas horarias del mismo día, con el fin de validar las medidas. El mismo procedimiento se lleva a cabo para el análisis del coeficiente de Angstrom para los rangos de 470-670nm desde el satélite y de 440-675nm desde el fotómetro. Con este análisis preliminar fue posible, con el AOD establecer el criterio de aumento o disminución de las partículas en la columna atmosférica y con el coeficiente de Angstrom un rango de tamaños de las mismas. Con los productos de inversión del fotómetro: distribución de tamaño y SSA se estimó: con el primero el modo de distribución del aerosol en la columna de atmósfera: fino o grueso y con el análisis de la pendiente del SSA se definió un criterio relacionado con el origen del aerosol: mineral (pendiente positiva), urbano (pendiente cero) y quema de biomasa (pendiente negativa) (Dubovik, 2000). Con los mapas de incendios del satélite MODIS: terra y aqua, fue posible evaluar la presencia de incendios alrededor de la región de interés en el caso cual fue requerido. Los perfiles de retrodispersión Lidar permiten evaluar las diferentes acumulaciones de aerosoles en altura, hecho que se correlaciona con los gráficos de retrotrayectorias calculados con el software hysplit, las cuales permiten evaluar para diferentes alturas el transporte de masas de aire a nivel global hasta el lugar de interés (Lidar UNAL 6.26N, -75.58W), calculadas para 6 alturas diferentes desde 500m hasta 3000m sobre el sistema Lidar UNAL. A continuación se presentan los productos asociados a cada caso de estudio:

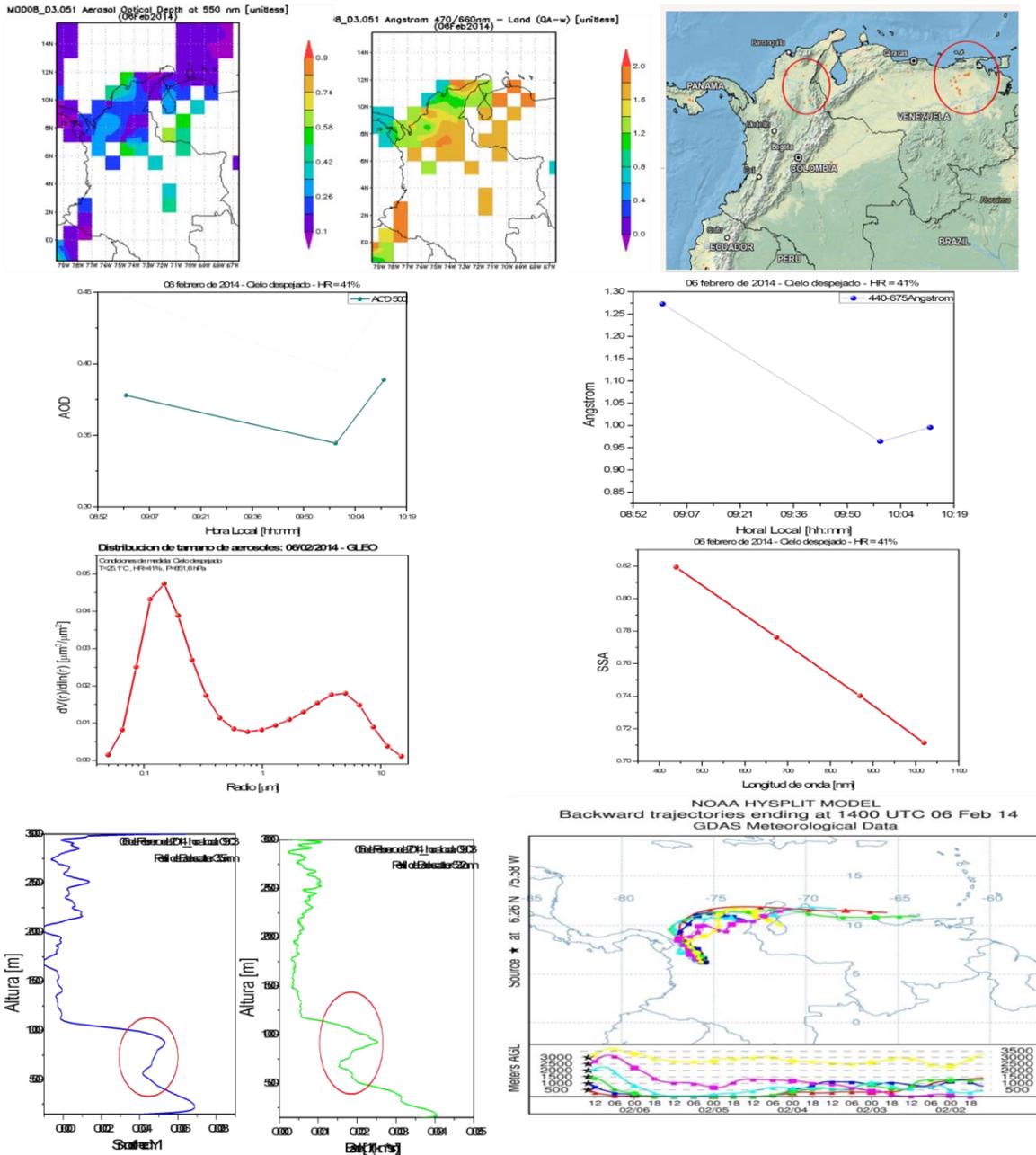


Figura 3.11 Caso 01: 06 de Febrero de 2014, Hora Local: 09:03

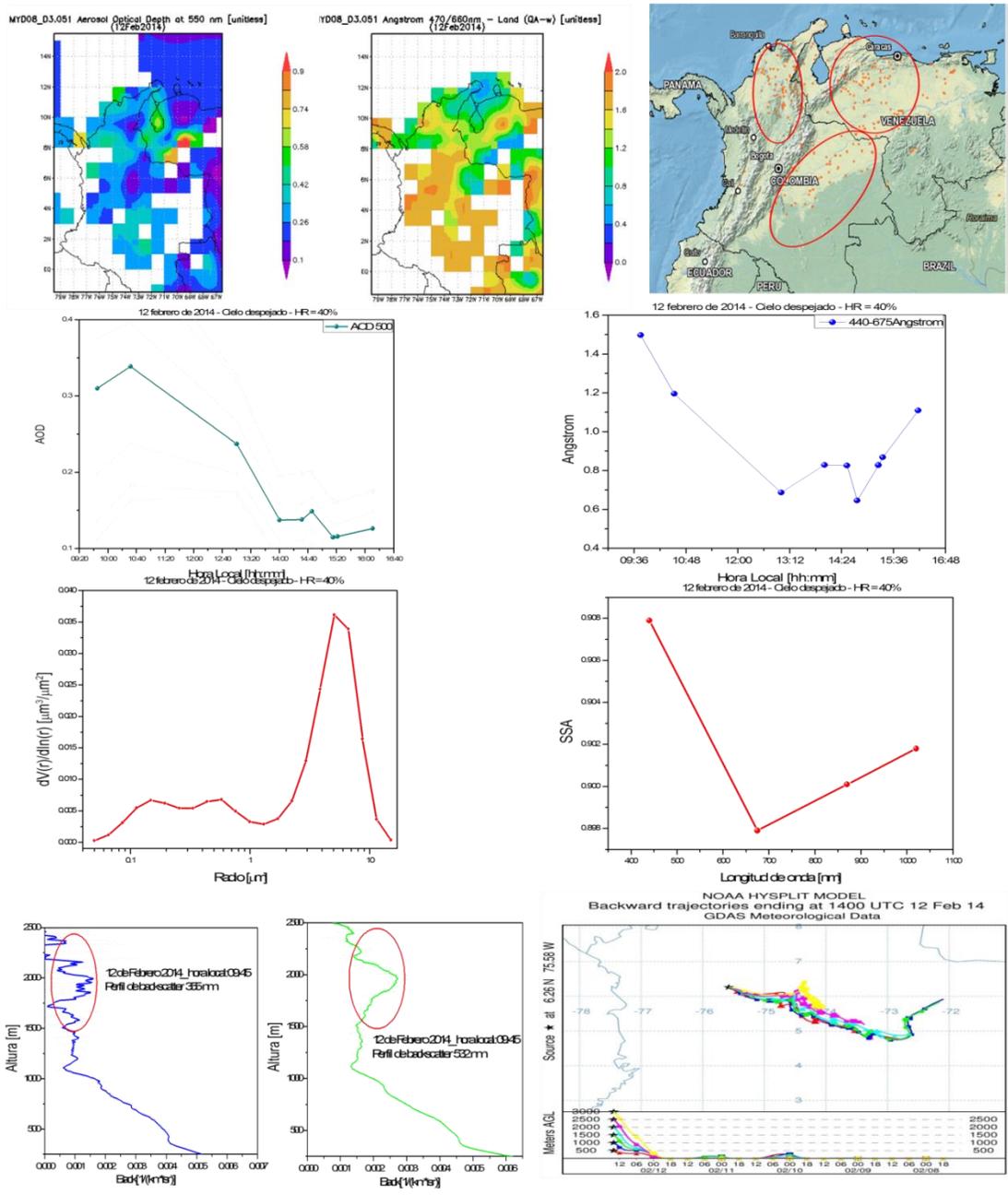


Figura 3.12 Caso 02: 12 de Febrero de 2014, Hora Local: 09:45

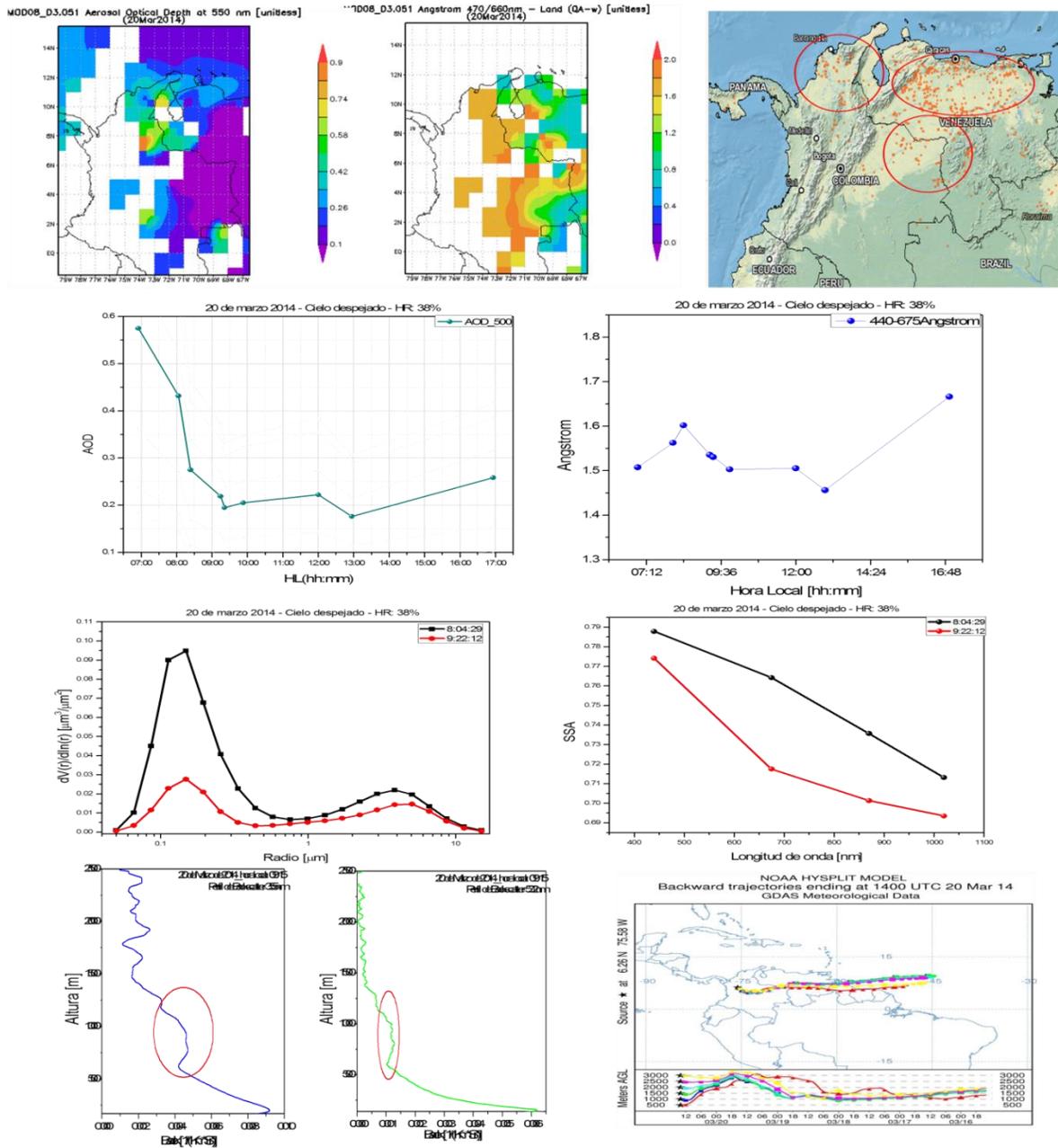


Figura 3.13 Caso 03: 20 de Marzo de 2014, Hora Local: 09:15

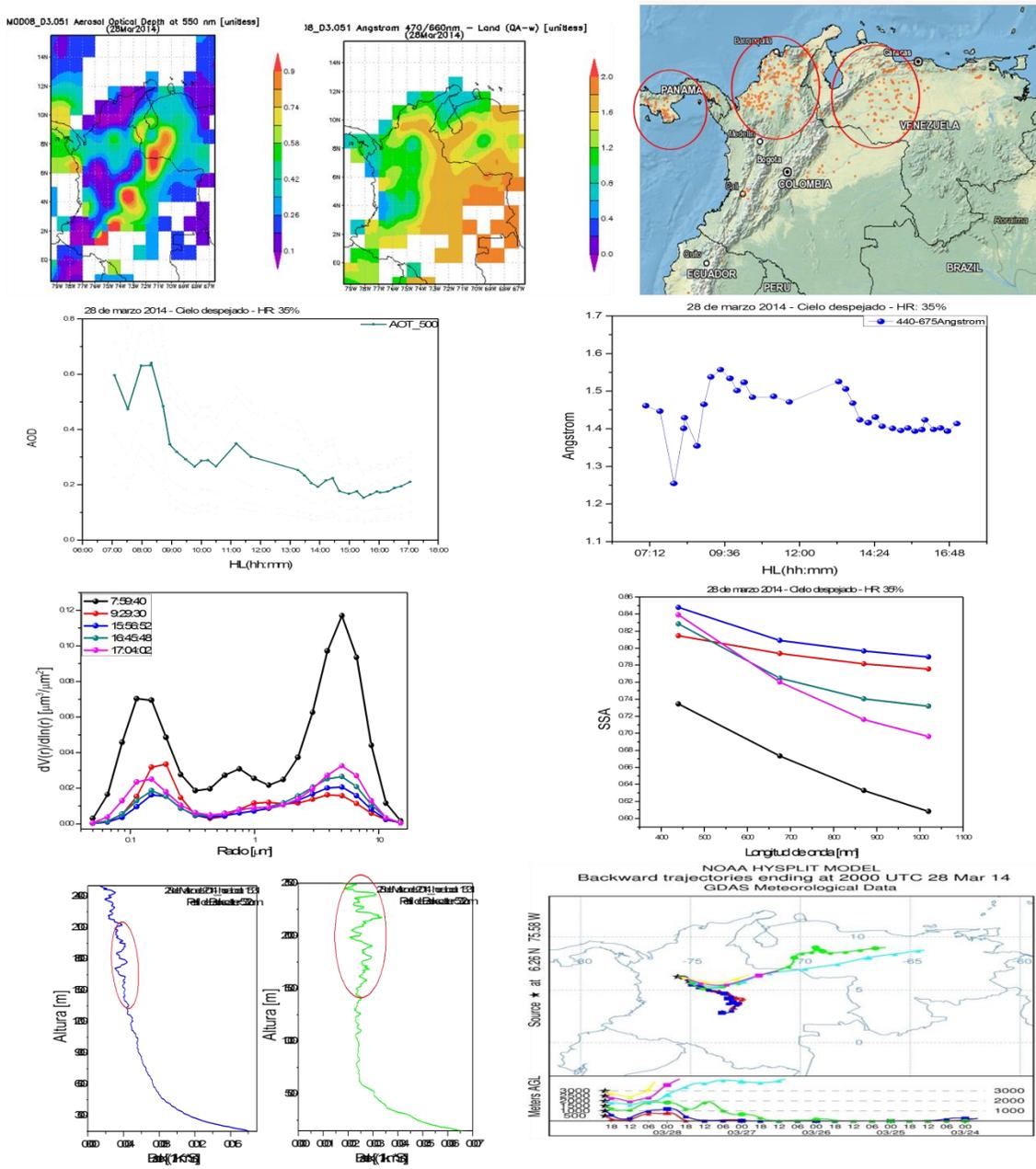


Figura 3.14 Caso 04: 28 de Marzo de 2014, Hora Local: 15:31

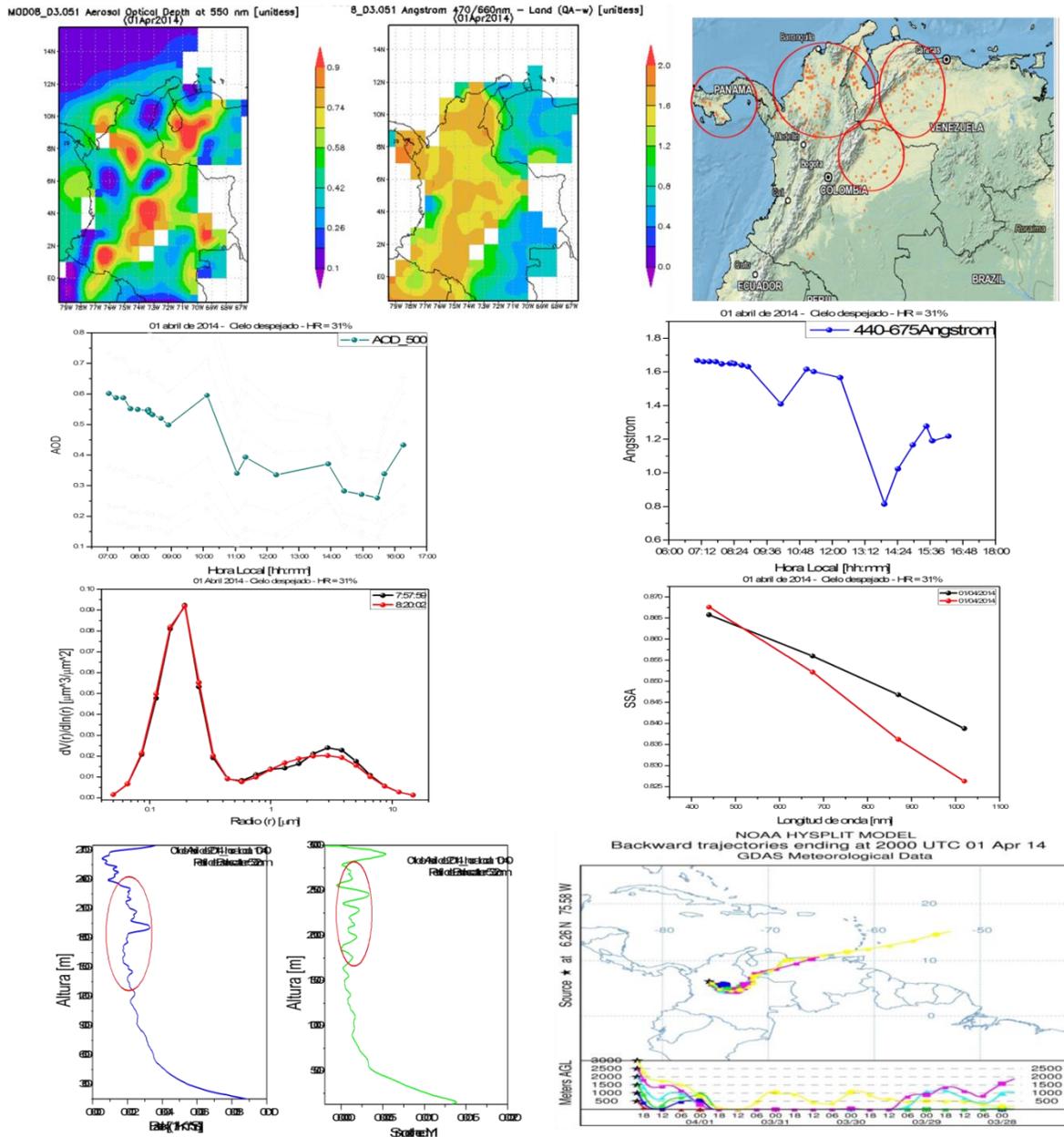


Figura 3.15 Caso 05: 01 de Abril de 2014, Hora Local: 10:40

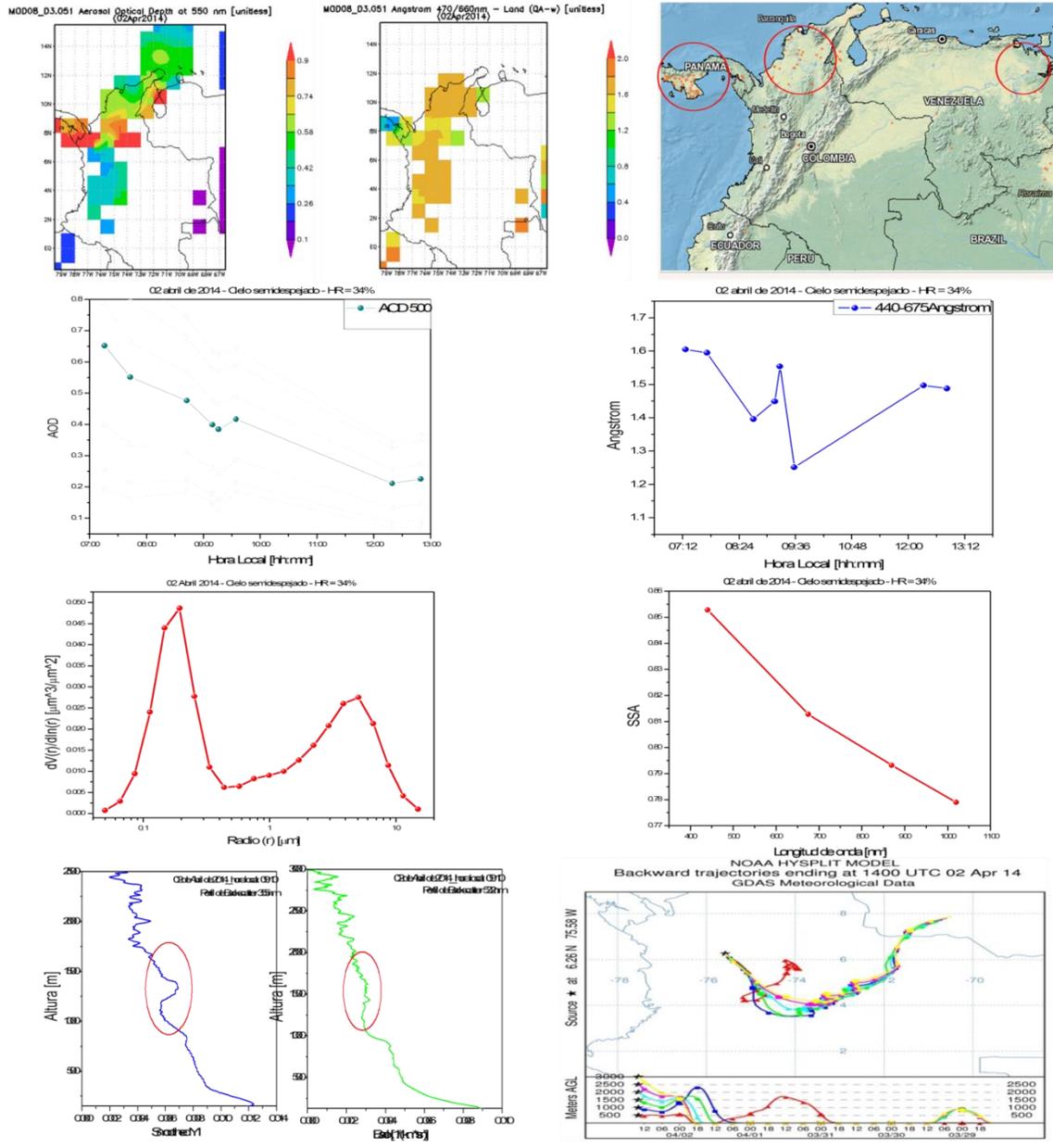


Figura 3.16 Caso 06: 02 de Abril de 2014, Hora Local: 09:10

Tabla 3.7 Reporte de los datos del fotómetro solar para los seis casos de estudio.

	06.02.14		12.02.14		20.03.14		28.03.14		01.04.14		02.04.14	
Rango de parámetro de Angstrom (440nm-870nm)	1.0		1.1-1.4		1.6-1.7		1.4		1.2-1.7		1.6-1.7	
Rango de AOD (340nm)	0.6		0.2-0.5		0.4-0.9		0.3-1.0		0.7-1.0		0.4-1.0	
Rango de AOD (440nm)	0.4		0.1-0.4		0.3-0.7		0.3-0.7		0.5-0.7		0.3-0.8	
Rango de AOD (500nm)	0.4		0.1-0.3		0.3-0.6		0.2-0.6		0.4-0.6		0.2-0.7	
Pendiente del SSA	Negativa		Negativa/cero		Negativa		Negativa/cero		Negativa		Negativa	
Distribución de tamaños	Finas	Gruesas	Finas	Gruesas	Finas	Gruesas	Finas	Gruesas	Finas	Gruesas	Finas	Gruesas
	0.05	0.01	0.005	0.04	0.95	0.02	0.07	0.12	0.09	0.002	0.05	0.03
Coefficiente de retrodispersión	355 m	532 nm	355 nm	532 nm	355 nm	532 nm	355 nm	532 nm	355 nm	532 nm	355 nm	532 nm
	0.006	0.002	0.002	0.008	0.005	0.001	0.002	0.003	0.004	5E-4	0.007	0.003
ORIGEN	Quema de biomasa		Quema de masa + aerosol urbano regional		Quema de biomasa		Quema de masa + aerosol urbano regional		Quema de biomasa		Quema de biomasa	

Siguiendo la metodología planeada al inicio de esta sección y los resultados reportados en la tabla 3.7, fue posible evaluar en primera aproximación para los 6 casos de estudio (campaña Lidar - Fotómetro 2013/2014), que debido a la presencia de incendios en la zona Norte del territorio colombiano y en la zona fronteriza: Norte y Centro de Venezuela, posiblemente hubo presencia de este tipo de partículas en Medellín. El análisis de las pendientes del SSA corroboró dicho argumento, debido a que todas presentan una pendiente negativa, hecho que se respalda con el modo de distribución en columna de los aerosoles, predominantemente fino, indicando aerosoles provenientes de incendios relativamente recientes con alturas variables entre los 700 m a los 2500 m tal como se evidencia en los perfiles de retrodispersión Lidar a 355nm y 532nm (regiones resaltadas en color rojo) para esos días, el análisis paralelo con retrotrayectorias afianza dicho fenómeno. Los rangos reportados para el coeficiente de Angstrom y los valores de AOD son congruentes con los reportados en la literatura para este tipo de eventos, ver tabla 3.7.

Durante este análisis fue posible rescatar dos casos particulares, figuras 3.12 y 3.14. El comportamiento de la pendiente de las gráficas de SSA permite inferir que el aerosol propio pudo haberse mezclado con el aerosol externo de quemas de biomasa. De la misma forma las funciones de distribución de tamaño muestran comportamientos de paso de concentraciones de partículas finas a partículas gruesas. Se destaca en este proceso la sensibilidad a estos eventos del sistema Lidar, particularmente a 355nm.

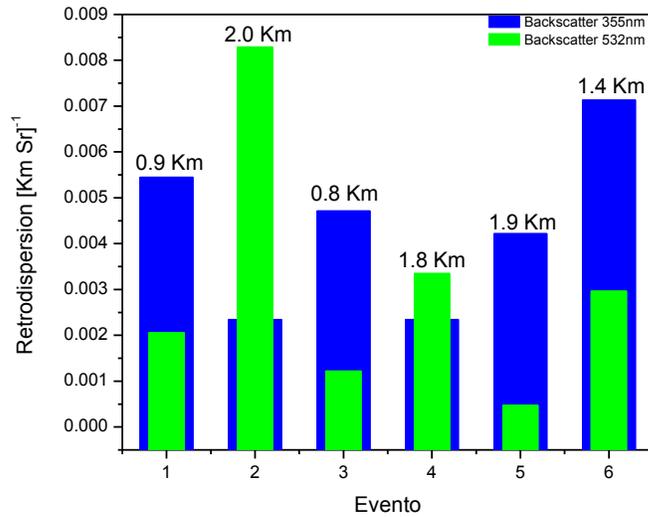


Figura 3.18 Representación de los coeficientes de retrodispersión a 355 nm (barras de color azul) y 532 nm (barras de color verde) para los casos de estudio.

En la figura 3.18 se reporta el resumen para los 6 casos de estudio evaluando el valor máximo del perfil de retrodispersión Lidar a 355nm y 532 nm. Los diagramas de barras permiten evidenciar los cambios en los valores máximos del coeficiente de retrodispersión para ambas longitudes de onda, donde acumulaciones altas de partículas finas (distribución de tamaño) representadas por incrementos en el coeficiente de retrodispersión a 355 nm, muestran reducciones en el de 532 nm (Dubovik, 2000).

Conclusiones y perspectivas

Se logró realizar un trabajo multidisciplinario armonizando tecnologías: óptica, electrónica, tratamiento de señales, algoritmos matemáticos desde el punto de vista de la ingeniería aplicada al tema de la implementación de un Lidar elástico UV para aplicaciones de estudios atmosféricos.

Fue posible consolidar el trabajo de la generación de armónicos en un láser de estado sólido de tipo Nd:YAG, implicando el conocimiento, la experiencia y la apropiación tecnológica. Hecho que implicó un diseño diferente en relación al funcionamiento del Lidar existente en la Universidad Nacional.

La nueva configuración del Lidar UNAL llevó a la implementación de algoritmos matemáticos de inversión con cierta versatilidad para involucrar la nueva línea de 355 nm, procedimiento que permitió determinar una evaluación de funcionamiento del sistema respecto a su configuración geométrica, específicamente en el comportamiento de la conocida función overlap ($O(R)$), la cual alcanza el valor de uno en alturas inferiores a los 100 m.

Este trabajo propició la interacción con pares externos: Dr. Eduardo Landulfo, Instituto de investigación energéticas y nucleares, Universidad de Sao Paulo, Brasil y Dr. Juan Luis Guerrero Rascado, Grupo de Física de la Atmosfera (CEAMA), Universidad de Granada, España expertos en el tema. Tal ejercicio en el marco de las actividades desarrolladas durante la pasantía del programa de movilidad de la Red de Macro Universidad de América Latina y el Caribe, permitió una importante retroalimentación en el aprendizaje y uso de software (hysplit) para el cálculo de perfiles de temperatura y presión en función de la

altura, hecho fundamental en el mismo proceso de validación de señal Lidar y de aplicación de algoritmos de inversión más universales.

Fue posible proponer un método para estudiar el origen de las partículas de aerosol en la zona de estudio. El análisis de datos con sinergia de instrumentos como fotómetro solar, Lidar, satélite y uso del software adecuado para el estudio del fenómeno de transporte de masas global, hysplit, permitió entender la dependencia que existe entre propiedades ópticas como el AOD y el coeficiente de Angstrom en relación a parámetros físicos como la longitud de onda, mostrando que al calcular dichas propiedades ópticas entre filtros próximos del fotómetro solar se introducía un error para el cálculo del AOD interpolado a las respectivas longitudes de onda del Lidar UNAL, hecho que conllevó a la implementación de dos casos de análisis para validar la correcta selección de los valores de estas propiedades ópticas para atmósferas típicas urbanas.

Fue calculada la razón lidar (RL) a través de dos métodos aplicando el conocido algoritmo para señales elásticas Lidar Klett, retroalimentado con señales del Lidar UNAL y datos del fotómetro solar, permitiendo encontrar el método mejor comportado para derivar los primeros perfiles de coeficientes de retrodispersión de aerosoles a 355 nm y 532nm para la ciudad de Medellín. También fue posible para el calendario de mediciones 2013-2014 reportar la primera base de datos de RL correlacionada con valores típicos reportados en la literatura para la atmósfera de la ciudad de Medellín.

Se mostró la importancia del Lidar UV implementado probando su eficiencia al momento de derivar el coeficiente de retrodispersión de aerosoles y enfatizando la sensibilidad de esta señal ante tipos de aerosol procedentes de quema de biomasa y mezcla con aerosol urbano. Hecho que se logró con el cruce de información simultánea de fotómetro solar: AOD, parámetro de Angstrom, distribución de tamaños y SSA, los mapas de color de AOD

y parámetro de Angstrom desde el satélite Giovanni, los mapas de incendios desde el satélite MODIS y el análisis de retrotrayectorias del software hysplit.

El éxito en el diseño y la implementación del Lidar UV comprende desde el trabajo intracavidad en el láser, la arquitectura del instrumento, el test y la implicación de sus mediciones en una compleja tarea de clasificación de tipo de aerosol en la zona de estudio. Operatividad del equipo que se prevé soportará la implementación de señales inelásticas (Raman) que proporcionarían información detallada de las moléculas en la atmósfera. Posicionando de esta forma a la estación Lidar UNAL como uno de los soportes de la Red Latinoamericana de Lidar (LALINET) y en el contexto competitivo con las demás estaciones de las principales redes de monitoreo de calidad del aire y cambio climático a nivel mundial.

ANEXO I

VIII Workshop on Lidar Measurements in Latin America

Grupo de óptica Atmosférica de Camagüey

Cayo-Coco – Cuba, Abril 06-10 de 2015

Premio a mejor presentación oral: “Saharan dust event over Colombia detected in the LALINET Lidar Observatory Atmosphere - LOA-UNAL”.

PARTICIPACIÓN EN EVENTOS

Curso de corta duración: Estudios atmosférico usando la técnica lidar

Universidad Nacional de Colombia Sede Medellín

Medellín – Colombia, Julio 22-30 de 2014

Dr. Juan Luis Guerrero Rascado – Universidad de Granada-España

VII Workshop on Lidar Measurements in Latin America

Universidad de Concepción – Centro de Óptica y Fotónica

Pucón – Chile, Noviembre 11-15 de 2013

Poster: UV-elastic lidar for observations of tropospheric aerosol in the tropical and Andean region of Colombia

V School on optics and photonics

Universidad de Concepción – Centro de Óptica y Fotónica

Concepción – Chile, Enero 16-20 de 2012

VI Workshop on Lidar Measurement in Latin America

Universidad de San Andrés

La Paz – Bolivia, Septiembre 26 – Octubre 01 de 2011

Poster: *Development of a multispectral solar sensor for atmospheric research at Medellin, Colombia.*

ANEXO II

PUBLICACIONES

Multispectral elastic scanning lidar for industrial flare research: characterizing the electronic subsystem and application.

Juan Luis Guerrero-Rascado, Renata Facundes da Costa, Andrés Esteban Bedoya, Roberto Guardani, Lucas Alados-Arboledas, Alvaro Efrain Bastidas, and Eduardo Landulfo.

Fecha de publicación: 08 de Diciembre de 2014

Revista: Optics Express. Vol 22 # 25 31063-31077. DOI: 10.1364

First detection of stratospheric particles by lidar at the LALINET Medellín-Colombia station

J. L. Guerrero-Rascado, D. J. Nisperuza, A. E. Bedoya, D. L. Alegria, M. Múnera, A. E. Bastidas, and L. Alados-Arboleda.

Fecha de publicación: Enero 12 de 2015.

Revista: Libro resumen del SPARC Regional Workshop on the: Role of the stratosphere in climate variability and prediction.

Towards an instrumental harmonization in the framework of LALINET: dataset of technical specifications

J. L. Guerrero-Rascado, E. Landulfo, J. C. Antuña, H. M. J. Barbosa, B. Barja, A. E. Bastidas, A. E. Bedoya, R. da Costa, R. Estevan, R. N. Forno, D. A. Gouveia, C.

Jiménez, E., G. Larroza, F. J. S. Lopes, E. Montilla-Rosero, G. A. Moreira, W. M. Nakaema, D. Nisperuza, L. Otero, J. V. Pallotta, S., E. Pawelko, E. J. Quel, P. Ristori, P. F. Rodrigues, J. Salvador, M. F. Sánchez, and A. Silva

Fecha de publicación: Octubre 21 de 2014.

Revista: Proc. of SPIE Vol. 9246 92460O-1 · doi: 10.1117/12.2066873

Lidar measurements and wavelet covariance transform method to estimate the atmospheric boundary layer heights in Medellín, Colombia

Daniel J. Nisperuza, Andrés E. Bedoya, Dairo L. Alegría, Mauricio Múnera, José F. Jiménez, Carmen E. Zapata, Álvaro Bastidas

Fecha de publicación: Mayo 26 de 2014.

Revista: Opt. Pura Apl. **47** (2) 123-130. doi: <http://dx.doi.org/10.7149/OPA.47.2.123>

Referencias

- A. C. Povey, R. G. (2012). Estimation of a lidar's overlap function and its calibration by nonlinear regression. *applied optics* , 14.
- Ackermann, J. (1998). The extinction-to- backscatter ratio of tropospheric aerosols: a numerical study. *American meteorological society*, 15, 1043-1050.
- Argall, P. (2002, January). LIDAR. *Encyclopedia of Imaging Science and Technology*, 869-889. Retrieved from Purple crow LIDAR.
- B. A. Bodhaine, N. B. (1999). On the rayleigh depth calculations. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 8.
- B.N. Holben, T. E. (1998). AERONET- A Federated Instrument Network and Data Archive for Aerosol Characterization. *Remote Sensing of environment*, 66, 1-16.
- Böckmann, C. W. (2004). Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 2. Aerosol backscatter algorithms. *Applied Optics*, 13.
- Boyd, R. W. (2007). *nonlinear Optics* (Vol. vol 3). Rochester, New York: Academic Press.
- Bucholtz, A. (1995). Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Applied Optics*, 34, 2765-2773.
- C. Fröhlich, G. E. (1980). New determination of Rayleigh scattering in the terrestrial Atmosphere. *Applied Optics* , 3.
- Cattall, C. R. (2005). Variability of aerosol and spectral lidar and backscatter and extinction ratios of a key aerosol types derived from selected Aerosol Robotic Network Locations. *Journal of Geophysical Research*, 110.

- Catrrall, C. R. (2005). Variability of aerosol and spectral lidar nad backscatter and extinction ratios of key aerosol types derived from selected Aerosol Robotic Network locations. *Journal of geophysical research*, 110, D10S11.
- Chiron de la casinière A., C. R. (2008). *La radiación solar ene le sistema tierra- atmósfera*. Valladolid: Universidad de Valladolid.
- Craxton, R. (1980). Theory of high efficiency third harmonic generation of high power Nd:glass laser radiation. *Opt. Commun*, 34, 474.
- Craxton, R. S. (1981). High efficiency frecueny tripling schemes for high-power Nd:glass lasers. *IEEE J. Quantum elentron*, 17, 1771.
- D. Kumar, F. R. (2013). Determination of the overlap factor and its enchancement for medium-size tropospheric lidar systems: a ray-tracing approach. *Journal of applied Remote Sensing*, 15.
- Dubovik, O. H. (2000). Variability of absorpion and optical properties of key aerosol types observed in worldwire locations. *Journal of the atmospheric sciences*, 59, 590-608.
- E. R. Peck, K. R. (1972). Dispersion of Air. *Journal of the Optical Society of America*, 5.
- Fenn, R. (1966). Caorrlation between atmospheric backscattering and meteorological visual range. *Applied optics*, 5, 615-616.
- Frederick, G. F. (1984). Analysis of atmospheric Lidar observations: some comments. *Applied optics*, 23(5).
- Frioud, M. (2003). *Application of backscatter lidar to determine the aerosol distribution above complex terrain*. Neuchâtel: Université de Neuchâtel.

- Granados, M. J. (2014). *Characterizing the atmospheric aerosol by active and passive remote sensing: microphysical properties and hygroscopic growth effects*. Granada: Universidad de Granada.
- Granados-Muñoz, M. J. (2014). *Characterizing the atmospheric aerosol by active and passive remote sensing: microphysical properties and hygroscopic growth effects*. Granada: Universidad de Granada.
- Guerrero- Rascado, J. L. (2009). *Técnica lidar para la caracterización atmosférica mediante dispersión elástica y Raman*. Granada: Universidad de Granada.
- Guerrero_Rascado, C. M. (2010). Infrared lidar overlap function: an experimental determination. *Optics express*, 18(19), 20350-20359.
- H. Coung-hui, G. P.-c.-y. (2013). Determination of geometrical form factor in coaxial lidar system . *International symposium on photoelectronic detection 2013*, 8.
- Hamamtsu-manual. (n.d.). How to use photomultiplier tubes and peripheral circuits. In H. Corporation, *PMT handbook* (pp. 84-123).
- He S. Q., L. C. (2006). A study on the aerosol extinction-to-backscatter ratio with combination of micro-pulse LIDAR and MODIS over Hong Kong. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6, 3243-3256.
- He, S. Q. (2006). A study on the aerosol extinction -to-backscatter ratio with ombination of micro-pulse LIDAR and MODIS over Hong Kong. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6, 3243-3256.
- J. V. Hey, J. C. (2011). Determination of overlap in lidar systems. *Applied optics*, 7.

- Klett, J. D. (1985). Lidar inversion with stable backscattering to extinction ratios. *Applied Optics*, 24, 1638-1643.
- Kovalev, V. A. (2004). *Elastic Lidar: Theory, Practice, and Analysis Methods*. Wiley-Interscience.
- Liou, K. N. (2002). *An introduction to atmospheric radiation* (Vol. 84). California: Elsevier Science.
- Machado, K. D. (2000). *Teoria do electromagnetismo* (UEPG ed., Vol. Vol I). Paraná, Ponta Grossa, Brazil.
- Measures, R. M. (1992). *Laser remote sensing: fundamentals and applications*. Malabar: Krieger Publishing company.
- Montilla, E. (2010). *Determinación de las propiedades de absorción de los aerosoles atmosféricos: Aplicación en la zona Sub-Ártica de Noruega*. Valladolid: Universidad de Valladolid.
- Müller D., M. I. (2003). Saharan dust over a central European EARLINET-AERONET site: combined observations with Raman lidar and Sunphotometer. *Journal of Geophysical Research*, 108, ACC 1, ACC 17.
- Nisperuza, D. (2010). *Diseño y construcción de un sistema óptico de monitoreo atmosférico aplicado a la determinación de la capa límite atmosférica en la ciudad de Medellín*. Medellín.
- Noh., Y. M. (2007). Seasonal characteristics of lidar ratios measures with a Raman lidar at Gwangju, Korea in spring and autumn. *Atmospheric Environment*, 42, 2208-2224.
- Papayannis, A. M. (2012). Optical- microphysical properties of Saharan dust aerosols and composition relationship using a multi - wavelength Raman lidar, in-situ sensors and modelling: a case study analysis. *Atmospheric chemistry and physics*, 22.

- Perrone M. R., D. T. (2014). Vertuically resolved aerosol properties by multi-wavelength lidar measurements. *Atmospheric chemistry and Physics*, 14, 1185-1204.
- R.Bates, D. (1984). Rayleigh-scattering by air . *Planet. space. Sci*, 785-790.
- Rascado, J. L. (2009). *Técnica lidar para la caracterización atmosférica mediante dispersión elástica y Raman*. Granada: Universidad de Granada.
- s. (n.d.).
- S. W. Dho, Y. J. (1997). Experimental determination of a geometric form factor in a lidar equation for an inhomogeneous atmosphere. *Applied optics* , 2.
- Sawamura, P. a. (2008). AERONET sunphotometer products and backscatter Lidar data: Systematic intercomparison over the city of Sao Paulo, Brazil. *Óptica pura y aplicada*, 41, 201-205.
- Sawamura, P. L. (2007). Aeronet sunphotometer products and backscatter lidar data: Systematic intercomparison over the city of Sao Paulo, Brazil. *Óptica pura y aplicada*, 41, 201-205.
- Sharma, K. (2006). *Optics: Principles and Applications*. San Diego: ELSEVIER.
- T. Halldórsson, J. I. (1978). Geometrical forma factors for the lidar function. *Applied optics*, 5.
- T. Leblanc, I. M. (1998). Evaluation and optimization of lidar temperature analysis algorithms using simulated data. *Journal of Geophysical research*, 6177-6187.
- Takamura, T. S. (1987). Ratio of aerosol backscatter to extinction coefficients as determined from angular scattering measurements for use in atmospheric Lidar applications. *Optical and quantum electronics*, 19, 293-302.
- Twomey, H. H. (1965). Relative merit of white and monocromatic light for the determination of visibility by backscattering measurements. *Applied Optics*(4), 501-506.

- Weitkamp, C. (2005). *Range- Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Germany: Springer.
- Welton E. J., V. K. (2002). Measurements of aerosol vertical profiles and optical properties during INDOEX 1999 using micropulse lidars. *J. Geophys*, 18, 1-20.
- Whiteman, D. (2003, Mayo 20). Examination of the traditional Raman lidar technique. II Evaluating the ratios for water vapor and aerosols. *Applied optics*, 42(15), 16.
- Whiteman, D. N. (2003). Examination of the traditional Raman lidar technique. I. Evaluating the temperature- dependent lidar equations. *Applied Optics*, 22.
- Whiteman, D. V. (2007). Demonstration measurements of water vapor, cirrus clouds, and carbon dioxide using a high- performance Raman lidar. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 24, 12.
- Yariv, A. (1989). *Quantum Electronics*. Estados Unidos de América: John Wiley and sons.
- young, A. T. (1980). Revised depolarization corrections for atmospheric extinction . *Applied Optics*, 2.
- Zheng, L. (1996). *Third-Harmonic Generation of Intense Laser Pulses*. Rochester, New York: University of Rochester.