

INSTITUTO DE PESQUISA ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

ESTUDO DAS PROPRIEDADES ÓPTICAS DOS AERROSSÓIS NO ESTADO  
DE SÃO PAULO COM A TÉCNICA DE LIDAR RAMAN

RENATA FACUNDES DA COSTA

Dissertação apresentada como parte  
dos requisitos para obtenção do  
Grau de Mestre em Ciências na Área  
de Tecnologia Nuclear - Materiais.

Orientador:  
Dr. Eduardo Landulfo

SÃO PAULO

2010

INSTITUTO DE PESQUISA ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

ESTUDO DAS PROPRIEDADES ÓPTICAS DOS AERROSSÓIS NO ESTADO  
DE SÃO PAULO COM A TÉCNICA DE LIDAR RAMAN

RENATA FACUNDES DA COSTA

Dissertação apresentada como parte  
dos requisitos para obtenção do  
Grau de Mestre em Ciências na Área  
de Tecnologia Nuclear - Materiais.

Orientador:  
Dr. Eduardo Landulfo

SÃO PAULO

2010

*Dedico este trabalho aos meus pais, Eva e Marcos; ao meu irmão, Fábio; à minha avó, Laura e, em especial, ao meu grande amor, Giuliano pois, além de terem me acolhido durante todo o mestrado, compartilharam comigo os momentos de tristezas e também de alegrias desta etapa da minha vida.*

**Renata**

# AGRADECIMENTOS

À minha grande família, tias e tios, primas e primos e em especial à minha tia Elvira pelo apoio e incentivo para iniciar o programa de Pós-Graduação e aos meus tios Sueli e Rafael pela enorme paciência em revisar esta dissertação tão cheia de erros gramaticais.

Aos meus amigos do IPEN, Fabíola, Gerson, Horácio, Ivanildo, Jair, Jonas e Thiago pelos inenarráveis cafés da tarde no IPEN.

Aos amigos do IFUSP, Felis, Leandro (LM), Leandro (Lelas), Nathaly e Melina por me suportarem nas madrugadas de estudos de quântica e pelas conversas preciosas que tivemos.

Em especial ao amigo Fábio pelas inúmeras vezes em que me ajudou durante o mestrado dando suporte técnico e apoio moral, além das boas risadas que me proporcionou.

Ao Dr. Eduardo Landulfo pela maneira gentil e delicada que conduziu todos os momentos da minha orientação e também pelo incansável incentivo e motivação nos momentos mais árduos e difíceis.

A toda equipe do CLA pelo apoio.

E a todos que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

*Toda a concepção moderna do mundo tem como fundamento a ilusão de que as chamadas leis da natureza sejam as explicações dos fenômenos naturais.*

**Ludwig Wittgenstein**

ESTUDO DAS PROPRIEDADES ÓPTICAS DOS AEROSSÓIS NO ESTADO DE SÃO PAULO  
COM A TÉCNICA DE LIDAR RAMAN

**Renata Facundes da Costa**

**RESUMO**

O estudo desenvolvido nessa dissertação foi dividido em dois momentos. Na primeira parte foi apresentado a realização de uma calibração independente do sistema LIDAR Raman de vapor d'água instalado no CLA seguindo uma metodologia desenvolvida na *Howard University*, baseada em uma análise cuidadosa da eficiência óptica dos componentes do sistema tendo como objetivo determinar essa eficiência e apresentar a resposta espectral do sistema. Após esse estudo, que permitiu obter um melhor entendimento da área instrumental do sistema, é apresentado, na segunda parte, uma análise preliminar das propriedades ópticas dos aerossóis na troposfera por meio da avaliação de alguns parâmetros como, por exemplo, os perfis verticais de extinção desses aerossóis, a LR e a SR, utilizando um sistema LIDAR Raman móvel desenvolvido pela *Raymetrics Lidar Systems* durante campanhas realizadas em alguns institutos de pesquisa no Estado de São Paulo.

ESTUDO DAS PROPRIEDADES ÓPTICAS DOS AEROSSÓIS NO ESTADO DE SÃO PAULO  
COM A TÉCNICA DE LIDAR RAMAN

**Renata Facundes da Costa**

**ABSTRACT**

The investigation reported in this dissertation has been divided in two parts. The first part was made to carry out an independent calibration of a Raman lidar system for water vapor in the CLA installed using a methodology that was developed at Howard University, based on a careful analysis of the efficiency of the optical system components aimed at determining the efficiency and displaying the spectral response of the system. After this study, which led to a better understanding of the field of instrumental system, the second part, presents a preliminary study of the optical properties of aerosols in the troposphere by evaluating parameters such as, for example, the vertical profiles of aerosol extinction, SR and LR, using a mobile Raman LIDAR system developed by Raymetrics Lidar Systems, during campaigns conducted in some research institutes in the State of São Paulo.

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>9</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>11</b>
<b>Lista de Abreviaturas</b>	<b>12</b>
<b>Introdução</b>	<b>13</b>
Justificativa . . . . .	13
Organização . . . . .	13
<b>Objetivos</b>	<b>18</b>
<b>1 Fundamentação Teórica</b>	<b>19</b>
1.1 Espalhamento Elástico e Inelástico . . . . .	20
1.2 Espalhamento Raman . . . . .	22
<b>2 Técnica LIDAR</b>	<b>27</b>
2.1 Sistema LIDAR . . . . .	27
2.1.1 Transmissor . . . . .	29
2.1.2 Receptor . . . . .	32
2.1.3 Detector . . . . .	33
2.2 LIDAR Raman . . . . .	34
2.2.1 Medidas de Vapor d'Água . . . . .	36
2.2.2 Medidas de Aerossol . . . . .	38
<b>3 Parte 1 - Calibração de um LRVA</b>	<b>41</b>
3.1 Metodologia . . . . .	42
3.1.1 Cálculo da RMVA . . . . .	42
3.1.2 Mapeamento do Telescópio . . . . .	43



3.1.3	Função Resposta do Sistema . . . . .	43
3.1.4	Eficiência Óptica do Sistema . . . . .	44
3.2	Resultados e Discussões . . . . .	45
3.2.1	Lâmpada de Calibração . . . . .	46
3.2.2	Curvas de Transmissão . . . . .	47
3.2.3	Mapeamento . . . . .	48
3.2.4	Primeiro conjunto de dados (Março de 2009) . . . . .	51
3.2.5	Segundo conjunto de dados (Junho/Julho de 2009) . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Parte 2 - Análise das propriedades ópticas dos aerossóis</b>	<b>58</b>
4.1	Metodologia . . . . .	59
4.1.1	Características do sistema . . . . .	59
4.1.2	Cálculo do coeficiente de extinção e da AOD . . . . .	60
4.1.3	Cálculo do coeficiente de retroespalhamento e LR . . . . .	61
4.1.4	Cálculo da SR . . . . .	61
4.2	Resultados e Discussões . . . . .	62
4.2.1	São Paulo - Abril a junho de 2009 . . . . .	62
4.2.2	Rio Claro - Junho a outubro de 2009 . . . . .	63
4.2.3	Cubatão - Novembro de 2009 . . . . .	65
4.2.4	Bauru - Fevereiro de 2010 . . . . .	66
4.2.5	Considerações finais . . . . .	67
	<b>Conclusão</b>	<b>74</b>
	<b>A Espalhamento Rayleigh e Mie</b>	<b>76</b>
A.1	Espalhamento Rayleigh . . . . .	76
A.2	Espalhamento Mie . . . . .	78
	<b>B LIDAR de Retroespalhamento Elástico</b>	<b>81</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>85</b>

# Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática do espalhamento Raman Stokes. A transição atual é do estado $ 0\rangle$ para $ f\rangle$ . . . . .	21
1.2	Representação esquemática do espalhamento Raman Stokes e Anti-Stokes ( $\Delta\nu \pm 1$ ). . . . .	23
1.3	Distribuição teórica do espectro vibracional-rotacional Raman a 300 K, mostrando as estruturas dos ramos $O$ , $Q$ e $S$ para a molécula de nitrogênio. . . . .	25
2.1	Tipos de configuração . . . . .	28
2.2	Diagrama ilustrativo de um sistema LIDAR coaxial genérico . . . . .	30
3.1	Foto da Lâmpada de Calibração. . . . .	46
3.2	Dados fornecidos pelo fabricante, curva ajustada e função de Planck. . . . .	48
3.3	Curvas de transmissão dos filtros de banda larga. . . . .	49
3.4	Fotos do experimento . . . . .	49
3.5	Fotos do experimento . . . . .	50
3.6	Figuras em 3D . . . . .	54
3.7	Valores de $k^*$ . . . . .	55
3.8	Comportamento da taxa de contagem medida em relação à taxa de contagem real. . . . .	55
3.9	Figuras em 3D . . . . .	56
3.10	Valores de $k^*$ . . . . .	57
4.1	Localização geográfica das cidades onde a campanha foi realizada. . . . .	59
4.2	Fotos do LIDAR Raman utilizado nas campanhas. . . . .	60
4.3	Dados referente a análise da SR e $\alpha_{aer}$ para São Paulo. . . . .	63
4.4	Perfil atmosférico para São Paulo. . . . .	64

4.5	Dados referente a análise da SR e $\alpha_{aer}$ para o dia 06 e 14 de julho de 2009. . . . .	65
4.6	Perfis atmosféricos referentes aos dias 06 e 14 de julho de 2009. . . . .	68
4.7	Dados referente a análise da SR e $\alpha_{aer}$ para o dia 01 e 18 de novembro de 2010. . . . .	69
4.8	Perfis atmosféricos referentes aos dias 01 e 18 de novembro de 2009. . . . .	70
4.9	Dados referente a análise da SR e $\alpha_{aer}$ para o dia 05 e 08 de fevereiro de 2010. . . . .	71
4.10	Perfis atmosféricos referentes aos dias 05 e 08 de fevereiro de 2010. . . . .	72
4.11	Comparação dos dados entre a rotina desenvolvida nessa dissertação e da NASA. . . . .	73

# Lista de Tabelas

1.1	Desvio do número de onda e comprimento de onda Raman para o comprimento de onda de 337,1 nm da radiação incidente. . . . .	26
3.1	Tabela de valores de conversão entre bandas passantes em número de onda e em comprimentos de onda para 354,7 nm e 532 nm, respectivamente. . . . .	43
3.2	Valores da razão da secção de retroespalhamento Raman. . . . .	52
3.3	Novos valores da razão da secção de retroespalhamento Raman. . . . .	53
4.1	Valores de AOD e LR para as cidades onde foi realizada a campanha. . . . .	67

# Lista de Abreviaturas

ND	Filtro de densidade neutra
OD	Densidade Óptica
AOD	Espessura Óptica do Aerossol
CEAPLA	Centro de Análise e Planejamento Ambiental
CEPEMA	Centro de Pesquisa e Capacitação em Meio Ambiente
CLA	Centro de Lasers e Aplicações
FOV	Campo de visão
FWHM	Largura a meia altura
IMH	Intervalos de média horária
IPCC	<i>Intergovernmental Panel on Climate Change</i>
IPEN	Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
IPMet	Instituto de Pesquisas Meteorológicas
LAAL	Laboratório de Aplicações Ambientais a Laser
LR	Razão LIDAR
LRVA	LIDAR Raman de Vapor d'Água
PMT	Fotomultiplicadoras
RMVA	Razão de Mistura do Vapor d'Água
SADL	Sistema de Análise de Dados LIDAR
SR	Razão de Espalhamento
TRL	Taxa de repetição do laser
UNESP	Universidade Estadual Paulista

# Introdução

## Justificativa

O Estado de São Paulo, localizado na região Sudeste do Brasil, concentra cerca de 28,0% da população brasileira e 40,5% do Produto Interno Bruto de 2007[1]. Além disso, possui o maior centro industrial da América Latina, caracterizando-se pela alta produção de veículos e o maior centro agropecuário, com base, principalmente, nas culturas de cana-de-açúcar, laranja e café[1]. Essas particularidades fazem do Estado de São Paulo um dos maiores emissores de gases poluentes e aerossóis de origem antropogênica do país.

Porém, a preocupação com os níveis de poluição atmosférica, não se restringe ao Estado de São Paulo e nem tão pouco ao Brasil, pois segundo o relatório do IPCC (*Intergovernmental Panel on Climate Change – Working Group I*) divulgado em 2007, onze dos doze últimos anos (1995-2006) foram considerados os mais quentes de acordo com registros de medidas da temperatura média global desde 1850. Esse relatório também destaca que a atividade humana contribuiu, e ainda contribui, significativamente para essas alterações climáticas causadas, principalmente, por mudanças na quantidade de aerossóis provocadas pelas altas taxas de emissão de poluentes industriais, veiculares, queima de combustíveis fósseis e biomassa.

Nesse contexto, numa tentativa de compreender melhor os processos que governam o clima do nosso planeta, diversas técnicas e instrumentos foram desenvolvidos para o estudo das propriedades físicas e químicas da atmosfera, estudo esse que pode ser realizado tanto *in situ*, utilizando instrumentos como radiosondas e nefelômetros[2], como por sensoriamento remoto, utilizando instrumentos em bases na superfície ou a

bordo de satélites[3].

A técnica de sensoriamento remoto, que foi utilizada nessa dissertação, pode ser dividida em dois tipos, passivo e ativo. No primeiro, o sensor capta a radiação eletromagnética refletida por um alvo, o qual é iluminado por uma fonte de energia externa; no caso do alvo ser a atmosfera, a fonte de energia externa é o Sol. No segundo, o sensor capta a radiação espalhada ou retroespalhada pelo alvo que foi irradiado por uma fonte artificial, sendo um gerador de microondas no caso do RADAR ou um laser no caso da técnica LIDAR acrônimo de *Light Detection and Ranging*[3–5].

O LIDAR é, portanto, uma técnica de sensoriamento remoto que consiste na emissão de um feixe de radiação eletromagnética[6] que interage com as partículas e/ou moléculas do meio sendo espalhado e/ou absorvido. À parcela da radiação que é espalhada e retorna para o sistema LIDAR dá-se o nome de radiação retroespalhada. Esta radiação retroespalhada, medida pelo receptor do LIDAR, é usada para determinar os coeficientes de retroespalhamento e extinção das partículas e/ou moléculas do meio no qual o feixe se propaga[7]. Essa técnica possui o mesmo princípio físico do RADAR, sendo que a principal diferença entre eles é o comprimento de onda da radiação utilizada. O RADAR trabalha com comprimentos de onda na faixa hertziana, com frequências que variam de MHz a GHz, do espectro eletromagnético, enquanto o LIDAR utiliza a faixa de radiação que vai do infravermelho, passa pelo visível e chega ao ultravioleta. O que determina o comprimento de onda ou os comprimentos de onda a serem utilizados pelo LIDAR são os diversos objetos de estudo.

O sistema LIDAR é muito atrativo devido a algumas características específicas tais como, sua alta resolução espacial e temporal e a possibilidade de observação do objeto de estudo sem interferência direta e em tempo real. Quando o objeto de estudo em questão é o monitoramento de poluentes na atmosfera, por exemplo, o LIDAR pode fornecer, com uma fonte laser de comprimento de onda de largura de banda estreita, informações sobre a presença e distribuição de partículas de 0,1 a 10  $\mu\text{m}$  de diâmetro, e se for operado com dois sinais distintos em comprimentos de onda, pode obter informação da concentração específica do conteúdo de gases na atmosfera, atingindo um nível de sensibilidade de até 0,1 ppb no caso das concentrações moleculares. Tudo isso com um intervalo de mapeamento que vai desde do solo até mais de 100 km de altitude. Além disso, o LIDAR também pode ser operado em plataformas móveis como barcos,

helicópteros, aviões ou satélites.

LIDAR elástico, Raman, de depolarização, DIAL são alguns exemplos de sistemas LIDAR[3, 5]. Esse trabalho tem como foco principal a técnica LIDAR Raman, pois ela possui grandes vantagens quando comparada com a técnica conhecida como LIDAR elástico[8]. No LIDAR elástico os coeficientes de retroespalhamento e extinção do aerossol devem ser determinados a partir de um único sinal medido e para isso é necessário fazer algumas suposições *a priori*[9], como está descrito no Apêndice B desta dissertação. Porém, o LIDAR Raman permite a determinação do perfil de extinção para os aerossóis, do perfil de retroespalhamento e conseqüentemente, da Razão LIDAR<sup>1</sup> sem qualquer tipo de suposição *a priori*[8].

Para o desenvolvimento deste trabalho foram utilizados dois sistemas LIDAR Raman. Um deles está instalado em São Paulo no Laboratório de Aplicações Ambientais a Laser (LAAL), dentro do Centro de Lasers e Aplicações (CLA) do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) e serviu para a realização de uma calibração a partir dos primeiros princípios, repetindo uma metodologia que foi utilizada na *Howard University*[10] e está descrita na primeira parte desta dissertação. O outro, é um sistema LIDAR Raman móvel, desenvolvido pela *Raymetrics Lidar Systems* que foi utilizado em campanhas realizadas em algumas cidades do Estado de São Paulo para aquisição de dados, os quais foram analisados e os resultados estão apresentados na segunda parte do trabalho.

## Organização

A dissertação está dividida em oito capítulos, dois apêndices e subdividida em duas partes, nos quais são expostas as justificativas, os objetivos, as teorias, os resultados e o que mais possa fazer parte da descrição do trabalho realizado neste mestrado.

O primeiro capítulo compreende a justificativa e a organização da dissertação, no segundo serão apresentados os objetivos propostos, o terceiro trata de uma revisão das teorias de espalhamento elástico e inelástico, tendo como enfoque o espalhamento Raman. A descrição do espalhamento Rayleigh e Mie será mais detalhada no apêndice A. No quarto capítulo será apresentado uma descrição dos principais componentes de

---

<sup>1</sup>razão entre os coeficientes de extinção e, retroespalhamento



um sistema LIDAR e a técnica LIDAR Raman em detalhe, sendo que a técnica LIDAR Elástico será descrita no apêndice B.

A partir do quinto capítulo ficam expostos os resultados obtidos neste trabalho e, sendo assim, a dissertação passa a ser subdividida em duas partes. O quinto capítulo, primeira parte do trabalho, trata da metodologia utilizada para a calibração do LIDAR Raman de Vapor d'Água (LRVA) instalado no LAAL e dos resultados obtidos nessa calibração. A segunda parte, apresentada no sexto capítulo, trata da metodologia e resultados da análise dos dados de aerossóis obtidos em uma campanha realizada no Instituto de Pesquisas Meteorológicas (IPMet) da UNESP de Bauru, no Centro de Pesquisa e Capacitação em Meio Ambiente (CEPEMA) em Cubatão, no Centro de Análise e Planejamento Ambiental (CEAPLA) da Universidade Estadual Paulista (UNESP) em Rio Claro e no CLA em São Paulo.

Encerrando, o sétimo capítulo apresenta uma conclusão dos resultados obtidos neste mestrado e o oitavo mostra as perspectivas deste trabalho.

# Objetivos

O objetivo principal do trabalho é adquirir o conhecimento instrumental de um sistema LIDAR Raman estudando as características de cada componente que o constitui e, a partir desse conhecimento adquirido, coletar e analisar dados obtidos com esse sistema. Para isso, esta dissertação está dividida em duas partes sendo que cada parte possui um objetivo específico.

O objetivo específico da primeira parte da dissertação é a realização de uma calibração independente do sistema LIDAR Raman instalado no CLA seguindo uma metodologia que foi desenvolvida na *Howard University*[10]. Essa calibração tem como propósito determinar a eficiência óptica do sistema e apresentar sua resposta espectral.

Na segunda parte, o objetivo específico é estudar as propriedades ópticas dos aerossóis na troposfera por meio da avaliação de alguns parâmetros como, por exemplo, os perfis verticais de extinção desses aerossóis, a LR e a SR, utilizando um sistema LIDAR Raman móvel desenvolvido pela *Raymetrics Lidar Systems* durante campanhas realizadas em alguns institutos de pesquisa no Estado de São Paulo.

# Capítulo 1

## Fundamentação Teórica

Na atmosfera é possível observar diversos exemplos associados ao espalhamento da radiação gerado por moléculas, aerossóis e nuvens contendo gotículas de água e cristais de gelo. O fato do céu ser azul, a coloração branca das nuvens, a cor azul esverdeada do mar mediterrâneo e outros efeitos, são devido a fenômenos ópticos produzidos por espalhamento, que é um processo físico de interação da luz com a matéria[4]. Dessa forma, entender os processos de espalhamento é fundamental para o uso do sensoriamento remoto para o estudo da atmosfera.

O Espalhamento é definido como um processo no qual uma partícula ou uma pequena quantidade de matéria, no caminho de propagação de uma onda eletromagnética, absorve energia dessa onda incidente e irradia essa energia em um ângulo sólido total centrado na partícula[5]. Para que ocorra o espalhamento é necessário que o índice de refração da partícula seja diferente do índice de refração do meio.

Na teoria quântica a emissão espontânea de um fóton irradiado por um átomo excitado é considerado um processo radiativo de primeira ordem, enquanto que a energia eletromagnética espalhada por uma molécula ou um átomo é tido como uma interação de segunda ordem, uma vez que dois fótons estão envolvidos no processo, o fóton incidente e o espalhado[5]. Um fóton  $\hbar\omega$  da radiação incidente é aniquilado quando um fóton  $\hbar\omega_s$  da radiação espalhada é criado. O espalhamento é dito elástico se a frequência  $\omega_s$  do fóton espalhado for a mesma frequência do fóton incidente  $\omega$  e essa forma de espalhamento por sistemas quantizados recebe o nome de Espalhamento Rayleigh. Se há uma mudança na frequência, tal que  $\omega_s$  seja diferente de  $\omega$ , então o espalhamento

recebe o nome de Espalhamento Raman e a diferença de energia  $\hbar(\omega - \omega_s)$  associada a essa forma de espalhamento inelástico é refletido em uma mudança no estado quântico do espalhador[5].

## 1.1 Espalhamento Elástico e Inelástico

Uma maneira útil de compreender o espalhamento elástico e o inelástico pode ser obtida considerando a interação de uma onda eletromagnética,  $E = E_0 \cos \omega t$ , com um sistema atômico que possui polarizabilidade  $\eta = \eta_{x=0} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{x=0} x + \dots$ , na qual  $x$  é o deslocamento da carga e  $x = 0$  é a posição de equilíbrio,  $\eta_{x=0}$  representa a polarizabilidade no equilíbrio e  $\left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{x=0}$  a polarizabilidade do campo induzido[11]. Se um sistema atômico pode ser tratado como um oscilador harmônico simples com frequência angular  $\omega$ , então tem-se que  $x = x_0 \cos \omega t$  e a intensidade do momento de dipolo elétrico induzido do sistema torna-se

$$\begin{aligned} d &= \left\{ \eta_{x=0} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{x=0} x \right\} E_0 \cos \omega t \\ &= \eta_{x=0} E_0 \cos \omega t + \frac{1}{2} E_0 x_0 \left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{x=0} \{ \cos(\omega + \omega_1)t + \cos(\omega - \omega_1)t \} \end{aligned} \quad (1.1.1)$$

Da equação (1.1.1), se  $\left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)_{x=0} = 0$ , então não há espalhamento inelástico. Consequentemente, é a polarizabilidade oscilante que pode ser pensada como um modulador da radiação espalhada levando, assim, ao surgimento das três frequências  $\omega$ ,  $\omega + \omega_1$  e  $\omega - \omega_1$ . A primeira corresponde ao espalhamento Rayleigh (elástico), a segunda corresponde ao espalhamento Raman *Anti-Stokes* e a terceira ao Raman *Stokes* (inelásticos). Observa-se que, embora essa abordagem clássica dê conta de explicar a criação das componentes  $\omega + \omega_1$  e  $\omega - \omega_1$  do campo eletromagnético espalhado, ela se apresenta inadequada para esclarecer a força de interação[5].

Uma análise da teoria quântica de perturbações fornece a equação diferencial da seção de espalhamento para uma radiação eletromagnética plano-polarizada de frequência angular incidente  $\omega$  sobre uma molécula (ou átomo) idealizada com estados não-

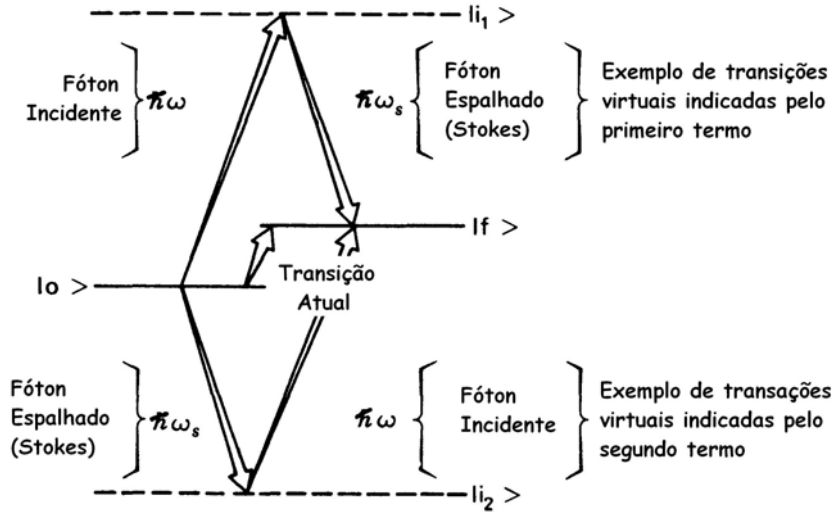


Figura 1.1: Representação esquemática do espalhamento Raman Stokes. A transição atual é do estado  $|0\rangle$  para  $|f\rangle$ .

degenerados[11].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_f^{\omega_f < \omega} \frac{\omega(\omega - \omega_f)^3}{(4\pi\epsilon_0\hbar c^2)^2} \left| \sum_i \left\{ \frac{\langle f | \hat{\epsilon}_s \cdot \mathbf{d} | i \rangle \langle i | \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d} | 0 \rangle}{\omega_{i0} - \omega} + \frac{\langle f | \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d} | i \rangle \langle i | \hat{\epsilon}_s \cdot \mathbf{d} | 0 \rangle}{\omega_{if} + \omega} \right\} \right|^2 \quad (1.1.2)$$

Na equação (1.1.2)  $|0\rangle$  representa o estado quântico inicial,  $|i\rangle$  um estado quântico intermediário qualquer e  $|f\rangle$  o estado quântico final.  $\omega_{i0}$  representa a frequência angular correspondente à transição do estado inicial para o estado virtual e  $\omega_{if}$  representa a frequência angular correspondente à transição do estado virtual para o estado final. A frequência angular espalhada é  $\omega_s \equiv \omega - \omega_f$ . Além disso,  $\hat{\epsilon}$  e  $\hat{\epsilon}_s$  representam, respectivamente, os vetores unitários da polarização do campo elétrico da radiação incidente e espalhada. Finalmente,  $\mathbf{d}$  representa o operador do momento de dipolo elétrico[5]. A figura 1.1 mostra uma representação esquemática das interações descritas acima. A somatória sobre os estados intermediários,  $|i\rangle$ , na equação (1.1.2) tem a função de integrar o contínuo dos estados de energia positivos (dissociados e ionizados). Já a somatória sobre os estados finais  $|f\rangle$  está restrita aos estados que contribuem para a frequência observada.

Deve-se ter em mente que a equação (1.1.2) é derivada da teoria quântica de per-

turbações e, portanto, a somatória surge como uma consequência matemática da expansão da função de onda perturbada em termos de uma série infinita de funções de onda não-perturbada. Embora a equação (1.1.2) tenha sido usada para o caso do  $H_2$ , por exemplo, é difícil fazer uma aplicação mais geral dessa equação, pois existe uma certa carência de conhecimento em relação à magnitude e ao sinal de todos os possíveis termos que possam vir a contribuir e em relação, também, a uma possível interferência de termos que possam ter diferentes fases[12, 13].

A equação diferencial da secção de espalhamento definida em (1.1.2) inclui tanto o espalhamento elástico Rayleigh, no qual  $|f\rangle$  e  $|0\rangle$  coincidem e, portanto,  $\omega_f = 0$ , quanto o espalhamento inelástico Raman correspondente aos demais termos da somatória sobre  $f$ . Para o espalhamento elástico, a molécula (ou átomo) volta ao seu estado original  $|0\rangle$  no final do espalhamento e a equação diferencial da secção de espalhamento para esse caso pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\omega^4}{16\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2c^4} \left| \sum_i \left\{ \frac{\langle 0|\hat{\epsilon}_s \cdot \mathbf{d}|i\rangle \langle i|\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d}|0\rangle}{\omega_{i0} - \omega} + \frac{\langle 0|\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d}|i\rangle \langle i|\hat{\epsilon}_s \cdot \mathbf{d}|0\rangle}{\omega_{i0} + \omega} \right\} \right|^2 \quad (1.1.3)$$

No limite  $\omega \ll \omega_{i0}$  essa equação pode ser reduzida[11], no caso do hidrogênio, para a forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{81}{64} r_e^2 \left( \frac{\omega}{\omega_H} \right)^4 \{ \cos^2 \phi \cos^2 \theta + \sin^2 \phi \} \quad (1.1.4)$$

no qual é bem próximo do valor clássico se  $\omega_H$ , a frequência angular correspondente à energia de ligação no estado fundamental do hidrogênio, for igual à frequência natural de oscilação do oscilador harmônico,  $\omega_0$ .

## 1.2 Espalhamento Raman

No espalhamento Raman, a secção de espalhamento é cerca de três ordens de gran-

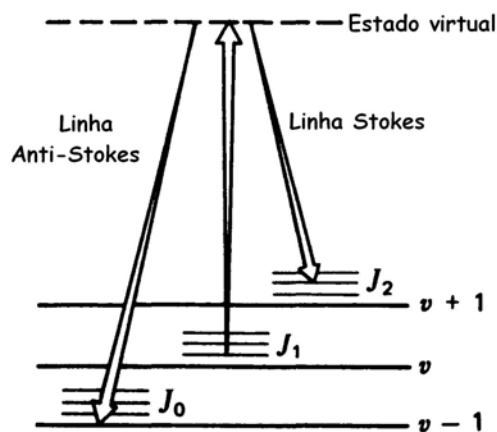


Figura 1.2: Representação esquemática do espalhamento Raman Stokes e Anti-Stokes ( $\Delta\nu \pm 1$ ).

deza menor do que a secção de espalhamento correspondente Rayleigh e o sinal espalhado consiste na radiação que sofreu um desvio na frequência a qual é característica dos estados estacionários de energia da molécula irradiada. A espectroscopia Raman representa uma poderosa ferramenta para o sensoriamento remoto a laser, pois permite que constituintes traços de uma mistura sejam identificados e quantificados em relação ao constituinte majoritário dessa mesma mistura[5].

Se uma molécula absorve energia, um dos níveis mais altos é excitado, a frequência do fóton espalhado diminui e o comprimento de onda é deslocado para o vermelho (*red-shift*). Este processo de espalhamento inelástico é chamado de *Raman Stokes*. Se a molécula transfere energia para o fóton espalhado diminuindo o nível de energia da molécula, a frequência do fóton espalhado aumenta e o comprimento de onda é deslocado para o azul (*blue-shift*). A este processo de espalhamento é dado o nome de *Raman Anti-Stokes*[3]. Ambos os processos estão ilustrados de forma esquemática na Figura 1.2.

A estrutura do espectro Raman é bem mais complexa, mesmo para moléculas diatômicas. No caso particular de moléculas diatômicas possuírem momento angular eletrônico em torno do eixo internuclear<sup>1</sup> igual a zero, as regras de seleção permitem transições vibracionais-rotacionais para que a mudança no número quântico rotacional,  $J$ , da molécula possam ser somente 0 ou  $\pm 2$  e a mudança no número quântico vibracional,  $\nu$ , possa ser somente 0 ou  $\pm 1$ , tal que

<sup>1</sup>eixo cartesiano que une os dois átomos.

$$\Delta\nu = 0, \pm 1 \tag{1.2.1}$$

$$\Delta J = 0, \pm 2$$

Nessas circunstâncias o espectro Raman consiste de três ramos:  $S$  para  $\Delta J = +2$ ,  $Q$  para  $\Delta J = 0$  e  $O$  para  $\Delta J = -2$ , além da estrutura puro rotacional centrada sobre o comprimento de onda da molécula excitada para  $\Delta\nu = 0$ . Inaba e Kobayasi calcularam a distribuição teórica das linhas vibracional-rotacional Raman correspondentes a  $\Delta\nu = +1$  (*Raman Stokes*) do espectro da molécula de  $N_2$  a 300 K[14]. A Figura 1.3 apresenta os resultado que eles obtiveram. A ordenada fornece o valor da diferencial da secção de espalhamento para cada um dos componentes Raman correspondentes à transição vibracional  $\nu = 0 \rightarrow 1$ . Como pode ser visto na figura 1.3, todas as linhas do ramo  $Q$  ( $\Delta J = 0$ ) estão muito próximas umas das outras e, normalmente, não são resolvidas. Os ramos  $S$  e  $O$  ( $\Delta J = \pm 2$ ) são bem separadas e aparecem como faixas da linha de intensidade  $\Delta J = 0$ . Deve-se notar que, apesar da variação da temperatura influenciar os ramos  $S$  e  $O$ , no ramo  $Q$  esse efeito pode ser negligenciado[5].

Um problema que pode surgir no monitoramento da poluição atmosférica por sensoriamento remoto usando espectroscopia Raman é o fato de que as faixas Raman dos ramos  $S$  e  $O$  de um espalhamento mais intenso provocado por espécies de maior concentração podem sobrepor e mascarar um ramo  $Q$  de um espalhamento mais fraco provocado por um constituinte traço da atmosfera[14].

A Tabela 1.2 mostra os desvios da frequência do ramo  $Q$  do espectro vibracional-rotacional Raman para algumas moléculas de interesse no monitoramento de poluição atmosférica e, principalmente, do interesse desse trabalho, envolvendo sensoriamento remoto a laser num comprimento de onda de excitação de 337,1 nm.

A equação diferencial da secção de espalhamento Raman é dada pelo termo inelástico<sup>2</sup> de (1.1.2) desde que a frequência incidente,  $\omega$ , seja superior à menor frequência de excitação da molécula. Em geral, a radiação espalhada tem tantos componentes de frequência angular  $\omega_s$  quantos estados de energia com frequência  $\omega_f$  menores do que

---

<sup>2</sup>quando  $|f\rangle$  é diferente de  $|0\rangle$



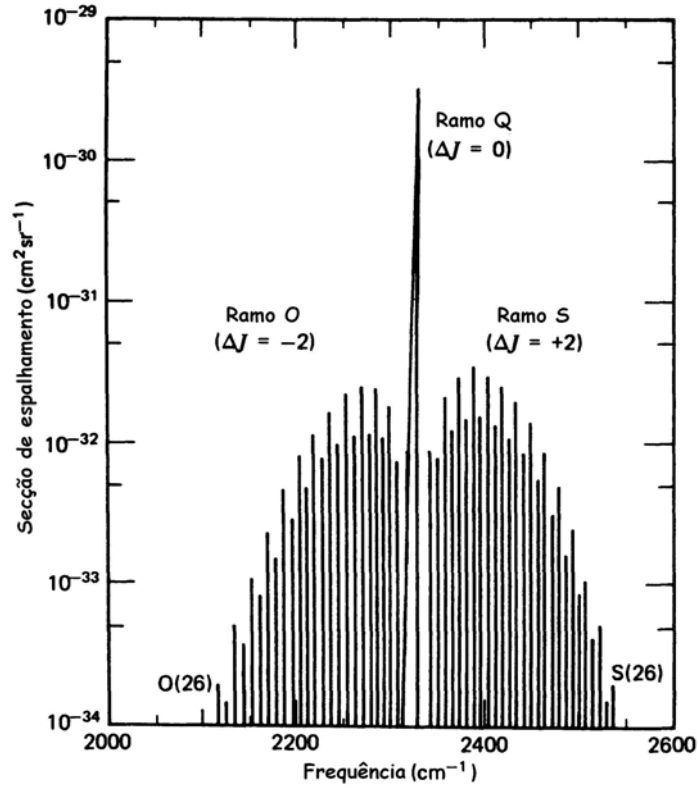


Figura 1.3: Distribuição teórica do espectro vibracional-rotacional Raman a 300 K, mostrando as estruturas dos ramos  $O$ ,  $Q$  e  $S$  para a molécula de nitrogênio.

$\omega$ [5]. Além disso, essa relação só fornece uma secção de espalhamento Raman precisa para moléculas com estados não-degenerados como o  $H_2$  e o  $D_2$ .

Uma expressão alternativa para a equação diferencial da secção de espalhamento Raman pode ser obtida a partir de um tratamento teórico da polarizabilidade das moléculas expostas a um campo eletromagnético[5]. De acordo com Placzek[15] e Inaba[16], quando o espalhamento Raman é observado em uma direção perpendicular à direção de polarização de uma luz linearmente polarizada, a secção de retroespalhamento vibracional Raman para o ramo  $Q$  ( $\Delta\nu = 1, \Delta J = 0$ ) é

$$\left[\frac{d\sigma_j}{d\Omega}\right]^Q = \frac{b_j^2(\omega - \omega_j)^4 g_j}{c^4[1 - e^{-\hbar\omega_j/kT}]} \left\{ \alpha_j^2 + \frac{7}{180} \gamma_j^2 \right\} \quad (1.2.2)$$

enquanto que a secção de retroespalhamento vibracional Raman para os ramos  $O$  e  $S$  ( $\Delta\nu = 1, \Delta J = -2$  e  $\Delta\nu = 1, \Delta J = 2$  respectivamente) é

$$\left[\frac{d\sigma_j}{d\Omega}\right]^{O+S} = \frac{b_j^2(\omega - \omega_j)^4 g_j}{c^4[1 - e^{-\hbar\omega_j/kT}]} \cdot \frac{7}{60} \gamma_j^2 \quad (1.2.3)$$

Molécula	Desvio Raman (cm <sup>-1</sup> )	λ Raman (nm)
N <sub>2</sub>	2330,7	365,9
H <sub>2</sub>	4160,2	392,2
O <sub>2</sub>	1556	355,9
H <sub>2</sub> O	3651,7	384,4
CO <sub>2</sub>	1388	353,7
SO <sub>2</sub>	1151,5	350,8

Tabela 1.1: Desvio do número de onda e comprimento de onda Raman para o comprimento de onda de 337,1 nm da radiação incidente.

Por fim, a secção de retroespalhamento vibracional Raman total obtido somando-se as equações (1.2.2) e (1.2.3) é

$$\frac{d\sigma_j}{d\Omega} = \frac{b_j^2(\omega - \omega_j)^4 g_j}{c^4[1 - e^{-\hbar\omega_j/kT}]} \left\{ \overset{\circ}{\alpha}_j^2 + \frac{7}{45} \overset{\circ}{\gamma}_j^2 \right\} \quad (1.2.4)$$

no qual  $\omega$  e  $\omega_j$  representam, respectivamente, a frequência angular da radiação incidente e do  $j$ -ésimo modo vibracional da molécula,  $b_j = (\hbar/2\omega_j)^{1/2}$  representa a amplitude vibracional de ponto zero desse modo e  $g_j$  sua degenerescência,  $3\overset{\circ}{\alpha}_j$  e  $\overset{\circ}{\gamma}_j^2$  correspondem, respectivamente, à componente traço e anisotrópica do tensor polarizabilidade associado à coordenada normal,  $T$  é a temperatura de vibração das moléculas e  $c$  é a velocidade da luz no vácuo[5].

# Capítulo 2

## Técnica LIDAR

### 2.1 Sistema LIDAR

As primeiras tentativas de medir perfis de densidade atmosférica na alta atmosfera por determinação da intensidade de espalhamento da luz com a utilização de holofotes foram feitas nos anos 30[17–20].

Synge, em 1930, propôs o primeiro método de determinação de perfis atmosféricos, no qual um holofote seria usado como uma fonte de luz e um grande telescópio como um receptor e a varredura seria realizada com o sistema operando em uma configuração biestática[17]. O feixe de luz seria detectado utilizando-se um aparato fotoelétrico e o campo de visão do receptor seria varrido pelo feixe do holofote obtendo-se um perfil de altitude da intensidade da luz espalhada por meio de considerações geométricas simples.

Os primeiros resultados reportados, obtidos utilizando esse método, foram de Duclaux[21], o qual fez um registro fotográfico da luz espalhada pelo feixe do holofote. A fotografia foi tirada a uma distância de 2,4 km do holofote usando uma lente  $f/1,5$  durante uma exposição de 1,5 horas sendo que, com essas configurações, o feixe era visível na fotografia a uma altitude de 3,4 km. Hulburt, em 1937, reportou resultados no qual fotografou um feixe a uma altitude de 28 km realizando, assim, cálculos de perfis de densidade atmosférica[19].

Os sistemas LIDAR mais modernos possuem uma configuração monoestática. Os sistemas monoestáticos podem ser subdivididos em duas categorias: sistemas coaxiais,

nos quais o feixe do laser é transmitido coaxialmente ao campo de visão do receptor e sistemas biaxiais, nos quais o transmissor e o receptor estão dispostos adjacientemente, como mostra a Figura 2.1. Bureau foi o primeiro a reportar o uso de um sistema monostático em 1938 para determinar a altura da base de nuvens[22]. A fonte de luz usada por ele era pulsada, típica de sistemas monoestáticos, permitindo assim, através do tempo de ida e volta do pulso da luz retroespalhada, determinar o intervalo em que ocorreu o espalhamento.

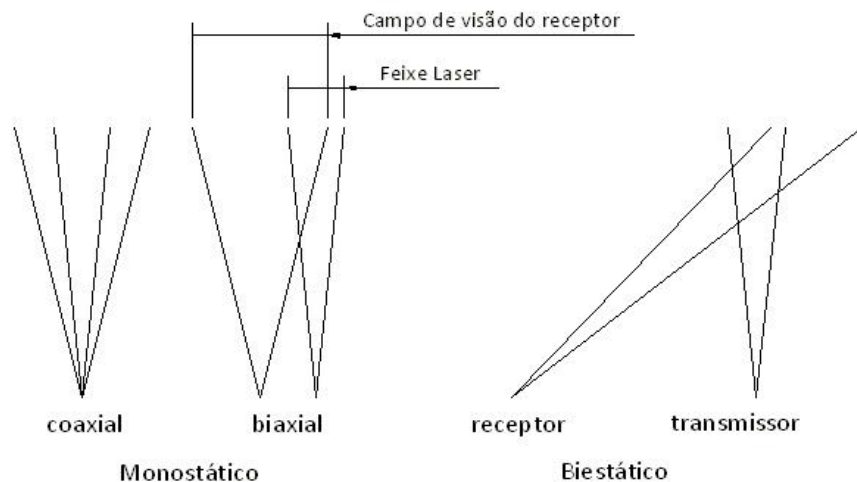


Figura 2.1: Tipos de configuração

Elterman, em 1953[23], realizou cálculos de perfis de densidade até 53 km usando um sistema biestático em que o transmissor e o receptor estavam separados a uma distância de 20,5 km e isso foi possível por meio de refinamentos da técnica e aprimoramento dos instrumentos incluindo o registro elétrico da intensidade de luz retroespalhada. Pelas medidas de perfis de densidade, Elterman calculou a temperatura desses perfis usando a técnica Rayleigh.

Friedland se valeu do uso do sistema monostático pulsado para medida de densidade atmosférica, pela primeira vez, em 1956[24]. A maior vantagem de se usar um LIDAR monoestático pulsado é que, para cada pulso de luz emitido, um perfil completo de espalhamento da altitude é gravado, embora sejam necessários muitos desses perfis para que se obtenha medidas com uma boa razão entre o sinal e o ruído. Para um LIDAR biestático, o espalhamento só pode ser detectado por uma pequena camada na atmosfera e para cada camada o detector deve ser movido para obter um perfil de altitude, o detector deverá ser movido várias vezes. O realinhamento do detector

também é difícil, pois há uma grande distância que separa o sistema de transmissão e o de detecção. Além disso, o LIDAR monoestático tira a média das medidas para todas as altitudes exatamente no mesmo período, enquanto o sistema biestático tira uma medida instantânea de cada camada de atmosfera em tempos diferentes.

O desenvolvimento da tecnologia LIDAR moderna começou com a invenção do laser em 1960[25] e do laser de pulso gigante ou laser chaveado em 1962[26]. O primeiro uso de um laser em um sistema LIDAR foi reportado em 1962 por Smullins e Fiocco[27]. Eles detectaram a luz espalhada pela superfície lunar usando um laser de rubi que emitia pulsos de 0,5 J no comprimento de onda 694 nm.

Cerca de uma década depois, todo conhecimento básico da técnica LIDAR já havia sido sugerido e demonstrado e, conseqüentemente, o primeiro livro sobre LIDAR, editado por E. D. Hinkley[28], surgiu em 1976. Desde então, o sucesso no desenvolvimento e aperfeiçoamento de sistemas LIDAR está fortemente ligado com o progresso em tecnologia óptica e eletrônica, em particular na tecnologia laser. Muitos instrumentos usam lasers especialmente projetados para o LIDAR, pois para satisfazer as elevadas exigências de certas técnicas LIDAR, os produtos comerciais geralmente não oferecem características como lasers de alta potência, largura de pulso específica, comprimento de onda específico, forma do feixe e pureza espectral. Além dos lasers, os filtros ópticos com alta transmissividade, filtros de banda estreita, de alto gradiente espectral e/ou alta supressão, detectores eficientes para amplas regiões do espectro eletromagnético, sistemas de aquisição de dados com um intervalo dinâmico de várias ordens de grandeza e computadores que podem processar uma grande quantidade de dados com alta taxa de repetição são dispositivos necessários para sistemas LIDAR avançados, portanto, o LIDAR sempre foi uma fonte e um beneficiário de inovações tecnológicas.

O sistema LIDAR pode ser, convenientemente, dividido em três partes: o transmissor, o receptor e o detector. A Figura 2.2 apresenta um LIDAR genérico e mostra como esses três componentes estão interligados.

### 2.1.1 Transmissor

O objetivo do transmissor é gerar pulsos luminosos e direcioná-los para a atmosfera. Os lasers pulsados são uma fonte ideal para o sistema LIDAR devido as suas caracte-

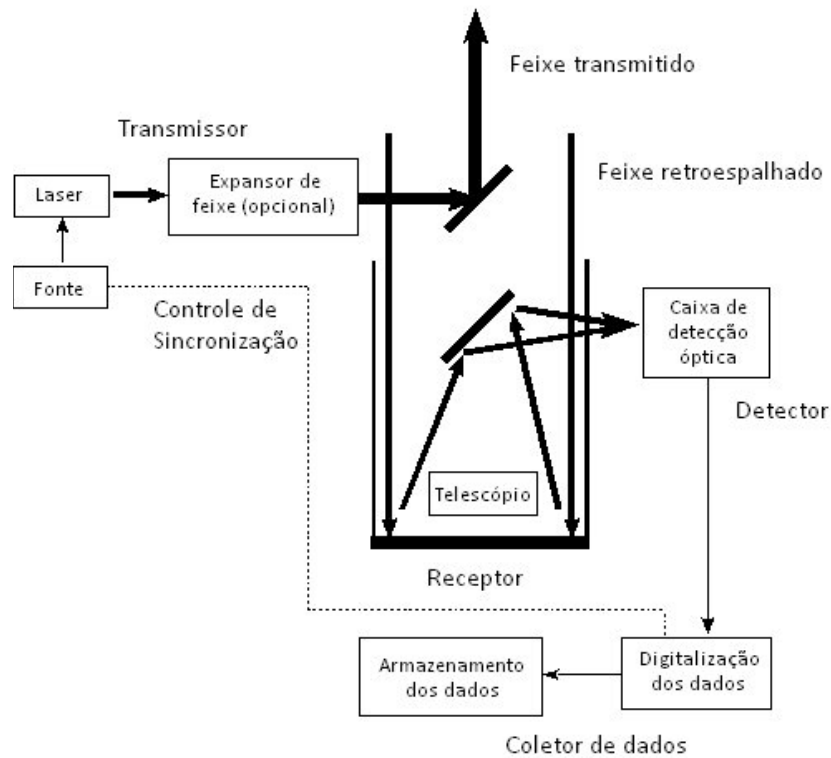


Figura 2.2: Diagrama ilustrativo de um sistema LIDAR coaxial genérico

rísticas ópticas tais como, baixa divergência do feixe, monocromaticidade ou largura de banda da ordem de  $10^{-1}$  nm e pulsos intensos e curtos, fazendo com que a potência do laser possa chegar a ordem de gigaWatt ( $10^9$  W). Essas três características do laser pulsado faz com que ele possua vantagens significativas sobre a luz branca como uma fonte de luz para o sistema LIDAR[6].

Para o sistema de detecção de um LIDAR, geralmente é mais vantajoso ter apenas uma área pequena de visão do céu ou campo de visão, pois essa configuração mantém o ruído ou *background* baixo. O ruído ou *background* é a luz detectada pelo LIDAR originária de outras fontes que não seja o feixe laser transmitido. A luz direta ou espalhada do Sol, da Lua, das estrelas e a luz espalhada de origem antropogênica são alguns exemplos de fontes de ruído para o sistema LIDAR. Quanto maior a área que o sistema de detecção enxerga, quanto maior o campo de visão do detector, maior a quantidade de ruído no sistema, principalmente se o LIDAR opera durante o dia[6]. Normalmente, a melhor configuração do LIDAR é quando todo o feixe laser está dentro do campo de visão do sistema de detecção (*overlap*), pois, assim, há uma maior eficiência de medida. A divergência do feixe laser deve ser suficientemente pequena para que se mantenha

dentro do campo de visão do sistema de detecção durante todo o intervalo de medida após a sobreposição.

Um simples aparato óptico, chamado expensor de feixe pode ser usado para diminuir a divergência do feixe laser, porém aumentando seu diâmetro. O expensor de feixe nada mais é do que um pequeno telescópio colocado na saída do laser pois, além de expandir o feixe, mantém seus raios mais paralelos. Normalmente, é necessária apenas uma pequena redução na divergência do feixe em um sistema LIDAR, pois a maioria dos lasers já possuem um bom paralelismo de feixe, garantindo assim uma boa colimação na transmissão do feixe laser para a atmosfera[6].

A monocromaticidade ou largura de banda estreita do laser é outra característica extremamente vantajosa para diferentes sistemas LIDAR. Esta permite, por exemplo, que a caixa de detecção óptica de um LIDAR filtre espectralmente a luz recebida e assim transmita os fótons selecionados no comprimento de onda do laser pela fotomultiplicadora e envie para o sistema de coleta de dados. Na prática, é usado um filtro de interferência de banda estreita, da ordem de  $10^{-1}$  nm, na frente da fotomultiplicadora para transmitir uma fração de cerca de 50%, dependendo do filtro, da luz laser retro-espalhada enquanto transmite uma fração muito pequena da luz branca (ruído). Esta seletividade espectral implica que a razão entre o sinal e o ruído é muitas ordens de grande maior quando uma fonte de luz monocromática e uma caixa de detecção com filtros de interferência é usado no sistema LIDAR.

Outra grande vantagem dos lasers pulsados é o pulso intenso emitido em um curto intervalo de tempo permitindo que o sinal espalhado seja "cronometrado" ao longo do intervalo de medida. A duração do pulso do laser deve ser muito menor do que a altitude a ser medida, geralmente algumas dezenas de metros são suficientes e para tanto é necessário que a largura temporal do pulso não seja superior a 30 ns, em média. Nesse caso, a resolução espacial do sistema ficaria em torno de 4,5 m. A taxa de repetição do laser (TRL) precisa ser baixa o suficiente para que um pulso tenha tempo de atingir a altitude de medida e não produzir mais nenhum sinal antes que o próximo pulso seja disparado, isso implica uma TRL máxima entorno de 20 kHz para sistemas LIDAR que trabalham com baixas altitudes. De um modo geral, as TRLs dos lasers são muito mais baixas que 20kHz, pois diminuindo essa taxa, reduz-se o tempo de observação ativa do sistema de detecção, reduzindo portanto o ruído. Os

sistemas com alta taxa de repetição tem a vantagem de serem mais seguros, pois a energia transmitida em cada pulso é reduzida[29].

O tipo de laser a ser usado em um sistema LIDAR depende da quantidade física a ser medida. Algumas medições necessitam de um comprimento de onda muito específico, por exemplo o LIDAR de fluorescência ou comprimentos de onda muito específicos, por exemplo o DIAL, que utiliza dois comprimentos de onda incidentes bem próximos, e portanto podem necessitar de sistemas lasers bem complexos para produzir tais comprimentos de onda. Entretanto, há outros sistemas LIDAR que podem operar em um intervalo de comprimento de onda mais largo tais como o LIDAR elástico e o Raman. A potência e a taxa de repetição do laser também vão depender do tipo de medição[6].

### 2.1.2 Receptor

O sistema de recepção de um LIDAR coleta, processa e direciona a luz retroespalhada para um fotodetector, um dispositivo que converte fótons em sinal elétrico.

O espelho primário do telescópio é o elemento óptico do sistema de recepção que coleta a luz retroespalhada pela atmosfera e focaliza essa luz em um *spot*. O tamanho do espelho primário é um fator importante na determinação da eficácia do sistema LIDAR, pois um espelho primário grande coleta uma grande quantidade de luz retroespalhada e assim, aumenta o sinal medido pelo LIDAR. O diâmetro do espelho primário usado em um sistema LIDAR pode variar entre centímetros a alguns metros, sendo que os diâmetros menores são usados em sistemas LIDAR projetados para trabalhar em baixas altitudes. Os espelhos primários com abertura maior são, em geral, usados em sistemas LIDAR projetados para sensorar a média e alta atmosfera, onde a fração do sinal retroespalhado é muito menor do que a fração do sinal transmitido[30, 31].

Depois de coletado pelo espelho primário, a luz retroespalhada é direcionada para a caixa de detecção onde sofre algum tipo de seleção antes de chegar ao sistema de coleta de dados. Essa seleção pode ser a separação dos comprimentos de onda, da polarização e/ou da altitude de interesse dependendo do objetivo da pesquisa.

A forma mais simples de selecionar a faixa espectral, na qual é efetuada a medida, é utilizar um filtro de interferência de banda estreita na frente da fotomultiplicadora. Isso também reduz significativamente o ruído, como foi descrito anteriormente, e bloqueia



os sinais que estão fora do comprimento de onda selecionado. Um filtro de interferência de banda estreita de 1 nm de largura é suficiente para reduzir significativamente o ruído em um LIDAR que é operado durante a noite, já para medidas realizadas durante o dia, normalmente, é utilizado um filtro muito mais estreito, cerca de 0,2 nm[32–34].

A seleção da luz retroespalhada baseada na altitude é, geralmente, utilizada para proteger a fotomultiplicadora do campo próximo intenso que retorna de sistemas LIDAR de alta energia. A exposição de uma fotomultiplicadora a uma fonte luminosa tal como um campo próximo retornado, mesmo que por um período muito pequeno, produz um sinal de ruído induzido que afeta a habilidade do sistema de detecção de registrar com precisão qualquer sinal subsequente[6]. Essa proteção é conseguida colocando-se um *chopper* mecânico ou eletrônico ou um diafragma que diminui o caminho óptico da caixa da detecção.

### 2.1.3 Detector

O sistema de detecção e o registrador de dados de um sistema LIDAR capta a luz do sistema receptor e produz um registro permanente da intensidade medida em função da altitude. O sistema de detecção e o registrador de dados nos primeiros experimentos LIDAR eram uma câmera e um filme fotográfico[19, 21]. Hoje em dia, toda a detecção e registro da intensidade de luz é feita eletronicamente. O detector converte a luz em sinal eletrônico e o registrador é um dispositivo eletrônico ou dispositivos eletrônicos que processam e registram esse sinal eletrônico.

As fotomultiplicadoras (PMTs) são geralmente usadas como detectores para sistemas LIDAR que trabalham com a luz visível e ultravioleta. As PMTs convertem um fóton incidente em um pulso de corrente elétrica grande o suficiente para ser detectado por sistemas elétricos sensíveis[35]. Outras possibilidades de detectores para o sistema LIDAR incluem fotomultiplicadoras de multianodo, fotodiodos e CCDs[6].

A resposta de uma PMT pode ser registrada eletronicamente de duas maneiras. A primeira, o *photon counting*, os pulsos são contados individualmente; na segunda técnica, o analógico, é medido e registrado a média da corrente devido aos fótons pulsados. O método mais apropriado para registrar a resposta da PMT depende da taxa na qual a PMT produz os pulsos de saída, taxa essa que é proporcional à intensidade

de luz incidente na PMT. Se a taxa média na qual a PMT produz os pulsos de saída é muito menor do que a largura média do pulso, então o pulso individual pode ser facilmente identificado e o *photon counting* é o método de registro mais apropriado.

## 2.2 LIDAR Raman

A técnica de LIDAR Raman é frequentemente empregada na medida de perfis de extinção de aerossóis atmosféricos e possui grandes vantagens quando comparada com a técnica de retroespalhamento elástico. Na técnica de LIDAR elástico os coeficientes de retroespalhamento e extinção do aerossol devem ser determinados a partir de um único sinal medido[4, 5, 36, 37]. Contudo, a técnica de LIDAR Raman permite a determinação do perfil de extinção para os aerossóis, do perfil de retroespalhamento e conseqüentemente da LR sem qualquer suposição *a priori*. O sinal de retroespalhamento inelástico é afetado unicamente pelo termo de extinção do aerossol, mas não pelo seu retroespalhamento[38]. Em outras palavras, o termo de retroespalhamento devido às partículas não aparece na equação de LIDAR Raman que é dada por

$$P(\Delta\lambda_{Ra}, r) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A}{r^2} \beta_{Ra}(\lambda, r) \exp \left\{ - \int_0^r \left[ \alpha(\lambda, r') + \alpha(\lambda_{Ra}, r') \right] dr' \right\} \quad (2.2.1)$$

na qual  $P(\Delta\lambda_{Ra}, r)$  é a potência do sinal detectado a uma distância  $r$ ,  $P_0$  é a potência do sinal transmitido,  $c$  é a velocidade da luz,  $\tau$  a duração do pulso emitido pelo laser,  $A$  a área efetiva do receptor (telescópio),  $\beta_{Ra}(\lambda, r)$  representa o espalhamento Raman de moléculas,  $\alpha(\lambda, r')$  o coeficiente de extinção no caminho de ida do laser com comprimento de onda de  $\lambda$  e  $\alpha(\lambda_{Ra}, r')$  o coeficiente de extinção no caminho de volta do laser com um comprimento de onda Raman,  $\lambda_{Ra}$ . A partir da equação (2.2.1) obtêm-se o coeficiente de extinção de aerossóis para o sistema LIDAR Raman.

O termo que representa o coeficiente de retroespalhamento molecular  $\beta_{Ra}(\lambda, r)$  pode ser calculado por meio da densidade molecular  $N_{Ra}$ , que para medidas Raman geralmente é obtida pela densidade molecular do  $N_2$ , e também utilizando a diferencial da secção de retroespalhamento molecular para o processo de espalhamento Raman com comprimento de onda  $\lambda$  e num ângulo de espalhamento de  $180^\circ$ , tal que

$$\beta_{mol}(\lambda, r) = N_{Ra}(r) \frac{d\sigma(\lambda, \pi)}{d\Omega} \quad (2.2.2)$$

A diferencial da secção de retroespalhamento molecular e a densidade molecular podem ser obtidas utilizando dados de radiosondas ou por perfis padrões atmosféricos de temperatura e pressão.

Após inserir a equação (2.2.2) na equação (2.2.1) e realizar algumas manipulações algébricas obtemos a equação para o coeficiente de extinção do aerossol[3, 39], tal que

$$\alpha_{aer}(\lambda, r) = \frac{\frac{d}{dr} \left\{ \ln \left[ \frac{N_{Ra}(r)}{X(\lambda_{Ra}, r)} \right] \right\} - \alpha_{mol}(\lambda, r) - \alpha_{mol}(\lambda_{Ra}, r)}{1 + \left( \frac{\lambda}{\lambda_{Ra}} \right)^{\hat{a}(r)}} \quad (2.2.3)$$

sendo  $X(\lambda_{Ra}, r)$  é a potência do sinal detectado corrigido pela distância ao quadrado ( $P(\Delta\lambda_{Ra}, r)r^2$ ) e o termo  $\hat{a}(r)$  definido como Exponente de Ångström que descreve a relação de dependência dos coeficientes de extinção com o comprimento de onda

$$\frac{\alpha_{aer}(\lambda, r)}{\alpha_{aer}(\lambda_{Ra}, r)} = \left[ \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda} \right]^{\hat{a}(r)} \quad (2.2.4)$$

Assim, torna-se possível obter o perfil de extinção da atmosfera utilizando a equação (2.2.3) sem que seja feita qualquer suposição *a priori* como no caso do LIDAR elástico.

O coeficiente de retroespalhamento de partículas pode ser determinado usando os sinais elástico e inelástico medidos. Sendo necessário dois pares de sinais  $P_\lambda$  e  $P_{\lambda_{Ra}}$  para uma altura  $r$  e  $r_0$  de referência, sendo essa altura escolhida de tal maneira que seja garantida apenas a presença de sinal molecular[3, 39]

$$\frac{P(\lambda_{Ra}, r_0) P(\lambda, r)}{P(\lambda, r_0) P(\lambda_{Ra}, r)} \quad (2.2.5)$$

Inserindo as respectivas equações LIDAR para os quatros sinais e rearranjando a equação obtemos o coeficiente de retroespalhamento de partículas por meio da técnica Raman

$$\begin{aligned}
\beta_{aer}(\lambda, r) &= -\beta_{mol}(\lambda, r) + [\beta_{aer}(\lambda, r_0) + \beta_{mol}(\lambda, r_0)] \times \\
&\times \frac{P(\lambda_{Ra}, r_0) P(\lambda, r) N_{Ra}(r)}{P(\lambda, r_0) P(\lambda_{Ra}, r) N_{Ra}(r_0)} \times \\
&\times \frac{\exp \left\{ - \int_{r_0}^r [\alpha_{aer}(\lambda_{Ra}, r') + \alpha_{mol}(\lambda_{Ra}, r')] dr' \right\}}{\exp \left\{ - \int_{r_0}^r [\alpha_{aer}(\lambda, r') + \alpha_{mol}(\lambda, r')] dr' \right\}}
\end{aligned} \tag{2.2.6}$$

E assim, utilizando as equações (2.2.3) e (2.2.6) podemos determinar valores da Razão LIDAR para o perfil atmosférico, sem nenhuma suposição feita *a priori*, tal que

$$LR_{aer}(\lambda, r) = \frac{\alpha_{aer}(\lambda, r)}{\beta_{aer}(\lambda, r)} \tag{2.2.7}$$

### 2.2.1 Medidas de Vapor d'Água

O vapor d'água é uma das variáveis mais importantes de estado atmosférico[40], pois o perfil atmosférico de vapor d'água influencia fortemente a instabilidade convectiva, a qual determina a probabilidade de ocorrer tempestades, além disso, o vapor d'água também é o gás mais ativo do efeito estufa, pois absorve a radiação terrestre mais fortemente do que o CO<sub>2</sub>, por exemplo.

A razão entre a massa de vapor d'água e o ar seco em um dado volume, conhecido como razão de mistura do vapor d'água (RMVA), é uma medida conveniente da quantidade de vapor d'água na atmosfera. A razão de mistura é conservada em processos atmosféricos que não envolvam condensação ou evaporação e, portanto, serve como um bom traçador de movimento de parcelas do ar na atmosfera.

A razão entre o sinal corrigido do retroespalhamento Raman de vapor d'água e de nitrogênio, incluindo os efeitos da temperatura, pode ser representada como

$$\frac{P(\Delta\lambda_H, r)}{P(\Delta\lambda_N, r)} = \frac{O_H(r)F_H[T(r)]N_H(r)[d\sigma_H(\lambda, \pi)/d\Omega]\xi(\lambda_H)}{O_N(r)F_N[T(r)]N_N(r)[d\sigma_N(\lambda, \pi)/d\Omega]\xi(\lambda_N)} \Delta\tau(\lambda_H, \lambda_N, r) \tag{2.2.8}$$

onde a notação abreviada

$$\Delta\tau(\lambda_H, \lambda_N, r) = \exp \left\{ - \int_0^r \left[ \alpha(\lambda_H, r') + \alpha(\lambda_N, r') \right] dr' \right\} \quad (2.2.9)$$

é usada para o termo de transmissão diferencial, a qual representa o fato da transmissão atmosférica diferir para os dois comprimentos de onda Raman.  $P(\Delta\lambda_X, r)$  é a potência de saída do laser com comprimento de onda  $\lambda_X$  para os canais do nitrogênio e vapor d' água,  $O_X(r)$  é o a função de *overlap*<sup>1</sup>.  $\xi(\lambda_X)$  é a eficiência total do receptor óptico LIDAR no comprimento de onda Raman para o nitrogênio e vapor d' água, e inclui fatores tais como a óptica de transmissão, transmissão dos filtros envolvidos e a eficiência quântica do detector. Como foi definido na equação (2.2.2),  $\beta_{mol}(r, \lambda) = N_X(r)[d\sigma_X(\lambda, \pi)/d\Omega]$  é o produto entre a densidade molecular e a secção de retroespalhamento Raman. Por fim,  $F_X[T(r)]$  é a função de dependência com a temperatura definida como

$$F_X(T) = \frac{\int_{\Delta\lambda_X} [d\sigma_X(\lambda', \pi, T)/d\Omega] \xi(\lambda') d\lambda'}{[d\sigma_X(\pi)/d\Omega] \xi(\lambda_X)} \quad (2.2.10)$$

na qual,  $X$  refere-se ao espalhamento Rayleigh (caso em que as linhas rotacionais Raman carregam a dependência com a temperatura) ou ao modo Raman vibracional das espécies moleculares  $X$ . O intervalo  $\Delta\lambda_X$  é aquele sobre o qual o sistema LIDAR apresenta transmissão significativa para a espécie  $X$ .

Sabendo que a RMVA é a razão entre a massa de vapor d' água e a massa de ar seco e considerando que o  $N_2$  forma uma fração constante<sup>2</sup> de ar seco na baixa atmosfera[40], temos

$$\nu = \frac{MW_H}{MW_{ar seco}} \frac{N_H(r)}{N_{ar seco}(r)} \cong \frac{MW_H}{MW_{ar seco}} \frac{N_H(r)}{N_N(r)/0,78} \cong 0,485 \frac{N_H(r)}{N_N(r)} \quad (2.2.11)$$

na qual,  $\nu$  é a razão de mistura do vapor d' água,  $MW_H$  é o peso molecular do vapor d' água<sup>3</sup> e  $MW_{ar seco}$  é o peso molecular do ar seco<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> região onde o campo de visão do telescópio e do laser é máxima

<sup>2</sup>  $\sim 0,78$

<sup>3</sup>  $\sim 18\text{g/mol}$

<sup>4</sup>  $\sim 28,94\text{g/mol}$

Combinando as equações (2.2.8) e (2.2.11) temos,

$$\nu = k^*(r) \frac{F_N[T(r)]P(\Delta\lambda_H, r)}{F_H[T(r)]P(\Delta\lambda_N, r)} \Delta\tau(\lambda_H, \lambda_N, r) \quad (2.2.12)$$

na qual, a constante de proporcionalidade ou fator de calibração do sistema LIDAR Raman  $k^*(r)$  é representado por

$$k^*(r) \cong 0,485 \frac{O_N(r)[d\sigma_N(\lambda, \pi)/d\Omega]\xi(\lambda_N)}{O_H(r)[d\sigma_H(\lambda, \pi)/d\Omega]\xi(\lambda_H)} \quad (2.2.13)$$

e, como se observa, carrega todas as características ópticas do sistema.

## 2.2.2 Medidas de Aerossol

A Razão de espalhamento (SR) é usada para quantificar a razão entre o espalhamento Mie (do aerossol) e o espalhamento puramente molecular, sendo definido pela razão entre o coeficiente de retroespalhamento total (aerossol mais molecular) e o coeficiente de retroespalhamento molecular e expresso como

$$SR(\lambda, r) = \frac{\beta_{tot}^\pi(\lambda, r)}{\beta_{mol}^\pi(\lambda, r)} = \frac{\beta_{mol}^\pi(\lambda, r) + \beta_{aer}^\pi(\lambda, r)}{\beta_{mol}^\pi(\lambda, r)} = 1 + \frac{\beta_{aer}^\pi(\lambda, r)}{\beta_{mol}^\pi(\lambda, r)} \quad (2.2.14)$$

no qual o coeficiente de retroespalhamento molecular  $\beta_{mol}^\pi(\lambda, r)$  é dado pela equação (2.2.2) para o comprimento de onda do laser.

Com o LIDAR Raman é possível quantificar a SR de uma forma mais direta do que com os sistemas LIDAR elásticos, pois o LIDAR Raman mede um sinal que é proporcional à densidade do nitrogênio (ou da molécula em questão) e, portanto, o valor desse sinal pode ser usado diretamente no denominador da equação (2.2.14). Um LIDAR elástico não fornece tal sinal e, nesse caso, deve-se recorrer a técnicas de inversão para determinar a SR[40].

Da mesma forma que foi feito para obter a RMVA, a SR é calculada a partir da razão entre o sinal retroespalhado e corrigido para o comprimento de onda do laser (sinal elástico) e do N<sub>2</sub><sup>5</sup> (sinal Raman), sendo

---

<sup>5</sup>que, no caso, é o gás de referência usado neste trabalho, mas pode ser qualquer outro, por exemplo, o O<sub>2</sub>

$$\frac{P(\Delta\lambda, r)}{P(\Delta\lambda_N, r)} = \frac{O_L(r)}{O_N(r)} \frac{\xi(\lambda)}{\xi(\lambda_N)} \frac{F_L[T(r)]\beta_{mol}^\pi(\lambda, r) + \beta_{aer}^\pi(\lambda, r)}{F_N[T(r)]N_N(r)[d\sigma_N(\pi)/d\Omega]} \Delta\tau(\lambda, \lambda_N, r) \quad (2.2.15)$$

O coeficiente de retroespalhamento Raman para a molécula  $N_2$  é  $\beta_N^\pi(\lambda, r) = N_N(r)d\sigma_N(\pi)/d\Omega$  e é proporcional ao coeficiente de retroespalhamento Rayleigh para o ar, pois o  $N_2$  é um gás bem misturado na baixa atmosfera[40]. Esse fato pode ser expresso pela relação

$$\beta_N^\pi(\lambda, r) = C_N\beta_{mol}^\pi(\lambda, r) \quad (2.2.16)$$

O fator de proporcionalidade  $C_N$  da equação (2.2.16) pode ser calculado para o uso em diferentes fontes de laser dimensionando os valores da secção de espalhamento a partir do 337,1 nm e do fato de que o  $N_2$  forma uma parcela constante da atmosfera[40].

As equações (2.2.15) e (2.2.16) quando combinadas produzem a expressão abaixo para a SR.

$$\begin{aligned} SR(\lambda, r) - 1 &= \frac{\beta_{aer}^\pi(\lambda, r)}{\beta_{mol}^\pi(\lambda, r)} \quad (2.2.17) \\ &= C_N(\lambda)F_N[T(r)] \frac{O_N(r)}{O_L(r)} \frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda)} \frac{P(\Delta\lambda, r)}{P(\Delta\lambda_N, r)} - F_L[T(r)] \end{aligned}$$

Suprimindo a função de *overlap*,  $O_X(r)$ , e a eficiência óptica,  $\xi(\lambda_X)$ , da equação (2.2.17) através da introdução de um novo termo,  $C_N^*(\lambda)$ , obtem-se

$$\begin{aligned} SR(\lambda, r) - 1 &= C_N^*(\lambda, r)F_N[T(r)] \frac{P(\Delta\lambda, r)}{P(\Delta\lambda_N, r)} \quad (2.2.18) \\ &\quad \times \Delta\tau(\lambda, \lambda_N, r) - F_L[T(r)] \end{aligned}$$

na qual,

$$C_N^*(\lambda, r) = C_N(\lambda) \frac{O_N(r)}{O_L(r)} \frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda)} \quad (2.2.19)$$

Porque na equação (2.2.15)  $F_L[T(r)]$  multiplica somente  $\beta_{mol}^\pi(\lambda, r)$ , o resultado alcançado na equação (2.2.18) para a SR não é simplesmente um fator dependente da temperatura vezes o resultado tradicional[40] como foi para a RMVA.



# Capítulo 3

## Parte 1 - Calibração de um LRVA

A partir deste capítulo essa dissertação passa a expor as metodologias e os resultados obtidos dos trabalhos realizados durante o mestrado.

Aqui trata-se da metodologia de calibração utilizada para um sistema LIDAR Raman de vapor d'água (LRVA). Essa metodologia já foi aplicada em um sistema LRVA na *Howard University* como objeto de estudo da Dr<sup>a</sup> Ani Sobral Torres[10] e, portanto, o objetivo maior desse estudo foi testar sua reprodutibilidade e implementá-la como parte de uma rotina experimental.

Desde a segunda metade da década de 80, o LRVA é utilizado para mapear a evolução da presença de vapor d'água na troposfera durante a noite devido à baixa secção de retroespalhamento Raman porém, recentemente, avanços na sensibilidade de detecção e subtração de ruído permitiram que estas medidas pudessem ser executadas durante o período diurno.

No entanto, a técnica vinha apresentando fragilidades com relação ao cálculo das secções de retroespalhamento Raman, cálculo esse necessário para a determinação em caráter absoluto da RMVA, o que mantém a incerteza na razão entre as secções de retroespalhamento Raman do nitrogênio e vapor d'água de cerca de 12 a 15%[41]. Atualmente, já existe publicado em literatura da comunidade científica alguns esforços para se melhorar esta incerteza[40, 42, 43], onde se alcança de 10%, o que, comparado com outras técnicas ainda são considerados elevados.

## 3.1 Metodologia

A calibração de um LRVA, normalmente, é feita em relação a outros instrumentos que, direta ou indiretamente, determinam a RMVA na coluna atmosférica e/ou em base de nuvens[40]. O método mais utilizado de calibração é o uso de radiossondagem (VAISALA RS-80). Neste procedimento os dados das radiossondas devem ser corrigidos devido a uma tendência para ar seco[44], além disso, é aconselhável que essas radiossondas sejam lançadas próximas do local onde se encontra o LRVA, pois a atmosfera é homogênea em intervalos horizontais pequenos. Na utilização de sinais de base de nuvens, deduz-se a saturação na sua base e de medidas de radiossondagens de temperatura em nuvens *cumuli*. Há também uso de radiômetro de microondas[45] e GPS[46].

Uma alternativa, que é demonstrada nesta dissertação, é, a partir de primeiros princípios, obter uma calibração do LRVA situado no LAAL que dependa dos parâmetros intrínsecos do sistema, assim como foi feito na *Howard University*[10].

### 3.1.1 Cálculo da RMVA

Para calcular a RMVA foi utilizada a equação (2.2.13), apresentada no capítulo anterior e reproduzida abaixo.

$$k^*(r) \cong 0,485 \frac{O_N(r)[d\sigma_N(\lambda_L, \pi)/d\Omega]\xi(\lambda_N)}{O_H(r)[d\sigma_H(\lambda_L, \pi)/d\Omega]\xi(\lambda_H)}$$

A constante de calibração  $k^*(r)$ , expressa acima, tem a dependência instrumental através da razão  $\frac{O_N(r)}{O_H(r)}$  que é o *overlap* para os dois canais de retorno das espécies  $N_2$  e  $H_2O$  (vapor). Para um sistema óptico perfeito essa razão seria igual a unidade e pode ser quantificado experimentalmente[47] ou analiticamente[42, 48]. Para efeito desse trabalho, essa razão será considerada igual a unidade a partir de 300 m. Outro termo que depende das características do instrumento é a razão das eficiências espectrais  $\frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda_H)}$ , também conhecido como eficiência óptica do sistema. A parte atmosférica recai sobre a constante multiplicativa de 0,485, já definida na equação (2.2.11), e sobre a razão entre as secções de retroespalhamento Raman para o  $N_2$  e o  $H_2O$ (vapor).

### 3.1.2 Mapeamento do Telescópio

A primeira etapa do processo de calibração é o mapeamento da área do receptor. Experimentalmente, define-se a resposta e transmissão espectral nos canais  $N_2$  e  $H_2O$  com a utilização de dois conjuntos de filtros, um com banda passante estreita ( $< 1\text{nm}$ ) e outro com uma banda maior (1 a 10 nm). Com a finalidade de se obter a resposta espectral do sistema óptico, telescópio e sistema de detecção realiza-se um mapeamento com uma lâmpada de calibração.

A maneira de se processar o mapeamento é adaptar a lâmpada de calibração a um sistema de translação programável para percorrer um perímetro que cubra toda a área do telescópio, em passos ajustáveis por um motor de passo. Em cada passo será definida uma célula retangular, onde se faça uma aquisição de dados nos canais do nitrogênio e da água, observando os limites de resposta linear do sistema de detecção.

Uma vez levantado o *grid* de dados, será montada uma matriz XY, onde analisa-se a resposta espectral nos dois canais.

### 3.1.3 Função Resposta do Sistema

O próximo passo no processo de calibração é a obtenção da função resposta do sistema ou eficiência de detecção. Para isso, é, extremamente importante, levantar a curva de resposta espectral dos filtros de interferência. A definição da função resposta é, em princípio, fornecida pelo fabricante, no entanto, é necessário a confirmação destas curvas. Ao se excitar os estados do  $N_2$  e da  $H_2O$  com a radiação do terceiro harmônico do Nd:YAG, 354,7 nm, obtêm-se os comprimentos de onda deslocados apresentados na Tabela 3.1.

Molécula( $\Delta\text{cm}^{-1}$ )	Ar (0)	O <sub>2</sub> (1556)	N <sub>2</sub> (2331)	H <sub>2</sub> O (3654)
$\lambda$ deslocado $\lambda_L = 354,7 \text{ nm}$	354,7	375,4	386,7	407,5
$\lambda$ deslocado $\lambda_L = 532 \text{ nm}$	532	580	607	660

Tabela 3.1: Tabela de valores de conversão entre bandas passantes em número de onda e em comprimentos de onda para 354,7 nm e 532 nm, respectivamente.

Portanto, para o cálculo da função resposta do sistema ou eficiência de detecção  $\xi'(\lambda_X)$  deverá ser feita uma análise de sensibilidade da função de transmissão em relação

à linha central do filtro. Após extraída as curvas de transmissão, será aplicado o produto da função transmissão pela emissão da radiação da lâmpada de calibração, ajustada a uma função emissão de um corpo negro.

$$\xi'(\lambda_X) = \int_{\lambda_{X_1}}^{\lambda_{X_2}} W(\lambda_X) \times \zeta(\lambda_X) d\lambda_X \quad (3.1.1)$$

onde  $W(\lambda_X)$  é a função de Planck para a emissividade de um corpo negro e  $\zeta(\lambda_X)$  é a função resposta individual de cada filtro utilizado para os diferentes canais  $X$ .

### 3.1.4 Eficiência Óptica do Sistema

Após a obtenção da resposta espectral do sistema óptico, telescópio e sistema de detecção com o mapeamento do telescópio e da eficiência de detecção dos filtros, calcula-se, por fim, a eficiência óptica do sistema. A eficiência óptica do sistema é dada pela razão entre a intensidade do sinal de saída ou resposta e a intensidade o sinal incidente.

$$\xi(\lambda_X) = \frac{I_{resp}(\lambda_X)}{I_{inc}(\lambda_X)} \quad (3.1.2)$$

Portanto, a razão entre a eficiência óptica do canal do nitrogênio e do vapor d'água é dado por

$$\frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda_H)} = \frac{I_{resp}(\lambda_N)}{I_{resp}(\lambda_H)} \times \frac{I_{inc}(\lambda_H)}{I_{inc}(\lambda_N)} \quad (3.1.3)$$

Mas, sabendo que  $I_{resp}(\lambda_X) = \xi'(\lambda_X)$ , temos

$$\frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda_H)} = \frac{\xi'(\lambda_N)}{\xi'(\lambda_H)} \times \frac{I_{inc}(\lambda_H)}{I_{inc}(\lambda_N)} \quad (3.1.4)$$

Substituindo (3.1.1) em (3.1.4), temos

$$\frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda_H)} = \frac{\int_{\lambda_N - \Delta\lambda_N}^{\lambda_N + \Delta\lambda_N} W(\lambda_N) \times \zeta(\lambda_N) d\lambda_N}{\int_{\lambda_H - \Delta\lambda_H}^{\lambda_H + \Delta\lambda_H} W(\lambda_H) \times \zeta(\lambda_H) d\lambda_H} \times \frac{I_{inc}(\lambda_H)}{I_{inc}(\lambda_N)} \quad (3.1.5)$$

na qual,  $\Delta\lambda_X$  é o intervalo sobre o qual o sistema LIDAR apresenta transmissão sig-

nificativa para a espécie  $X$  e  $I_{inc}(\lambda_X)$  é a taxa de contagem para cada canal durante o mapeamento do telescópio.

## 3.2 Resultados e Discussões

Os resultados relativos ao desenvolvimento de uma metodologia de calibração independente para o sistema LIDAR Raman situado no LAAL para medidas de RMVA foram feitos por meio da avaliação da eficiência total da transmissão óptica dos principais componentes óticos desse sistema. Assim, sua calibração independente é possível por meio de medidas e cálculos dos seus parâmetros relevantes.

O fator de calibração, para essa avaliação, é proveniente da comparação com dados de radiossondagem medidos no aeroporto Campo de Marte, que fica cerca de 10 km de distância do local onde foi feita a calibração.

A eficiência de transmissão incluiu fatores como a refletividade do telescópio, transmissão espectral dos componentes óticos, tais como filtros, espelhos etc e sua estimativa foi realizada com o uso de uma lâmpada calibrada de tungstênio e filtros de interferência de banda larga.

Foram realizados dois conjuntos de experimentos: o primeiro, durante o mês de março de 2009 e o segundo nos meses de junho/julho de 2009, sendo que os resultados do segundo experimento apresentaram consistência com a literatura mostrando que a metodologia empregada pode ser usada em uma base rotineira para sistemas LIDAR de medidas de vapor d'água atmosférico. As etapas seguidas nesse trabalho foram então:

1. Levantamento das Curvas de Transmissão - os filtros tiveram suas curvas de calibração verificadas por meio de espectrômetros e a função de cada filtro foi definida anteriormente.
2. Montagem do Arranjo de Mapeamento - o sistema de mapeamento foi adaptado ao estágio de translação num arranjo que se adequasse às dimensões do laboratório.
3. Mapeamento - após a montagem do sistema de translação foi feito um mapeamento do telescópio com o arranjo opto-eletrônico utilizado na obtenção das

medidas de vapor d'água de maneira a termos a resposta espectral em 386,7 nm e 407,5 nm.

4. Medidas de Vapor D'Água - foram realizadas medidas Raman de vapor d'água e nitrogênio e extraímos os valores das constantes de calibração para o sistema LIDAR em nosso laboratório.

### 3.2.1 Lâmpada de Calibração

Uma lâmpada halogênea de quartzo de 1000 W, ilustrada na Figura 3.1, com filamento de tungstênio de irradiância espectral padrão (OL200M) da Optronic Laboratories modelo S-990 acompanhada de uma fonte OL83A foi utilizada no processo de levantamento das curvas de transmissão e mapeamento do telescópio. As incertezas, fornecidas pelo fabricante, para os valores de irradiância total em cada comprimento de onda são da ordem de 1% e, segundo o fabricante, a calibração desta lâmpada é feita por comparação direta com padrão NIST S/N: F-877.

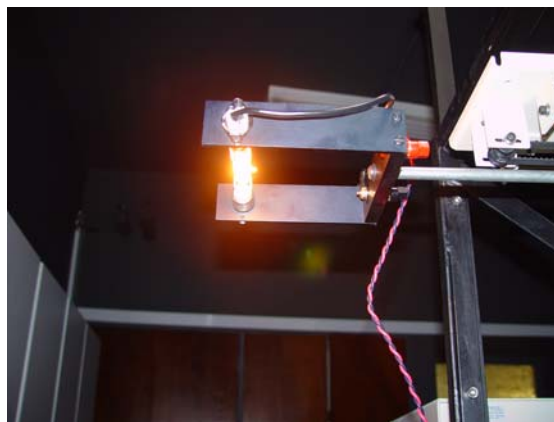


Figura 3.1: Foto da Lâmpada de Calibração.

O fabricante afirma que a lâmpada de tungstênio apresenta um comportamento de corpo negro como definido pela lei de Stefan-Boltzmann e assim podem ser ajustados segundo a função de Planck<sup>1</sup>. Contudo, um estudo foi realizado para se verificar o comportamento de corpo negro da lâmpada e observou-se que os dados simulados não coincidem perfeitamente com os valores nominais de irradiância espectral fornecidos pelo fabricante.

---

<sup>1</sup>Na prática a lei de Stefan-Boltzmann e sua expressão são válidas para lâmpadas "frias", ou seja, que operem a cerca de 1900 K e emitam principalmente no infravermelho, para lâmpadas "quentes", utilizamos a lei e fórmula de Planck.

Vemos a seguir na Figura 3.2(a) as curvas ajustadas pela função de Planck e os dados experimentais (fornecidos pelo fabricante). A função foi ajustada segundo

$$L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left( \exp \left[ \frac{hc}{\lambda kt} \right] - 1 \right)} \quad (3.2.1)$$

na qual,  $\lambda$  é o comprimento de onda,  $h$  é a constante de Planck e  $k$  é a constante de Boltzmann.

A curva ajustada<sup>2</sup> em todo intervalo apresentou uma certa discrepância em relação aos dados fornecidos pelo fabricante, assim a opção foi por um ajuste linear nos parâmetros de um polinômio de oitavo grau para os dados experimentais, conforme mostrado na Figura 3.2(b) em detalhe.

### 3.2.2 Curvas de Transmissão

Os filtros utilizados<sup>3</sup> tiveram suas curvas de transmissão levantadas pelo fabricante e conferidas em um espectrômetro CARY no IPEN. As curvas dos filtros largos e a curva de emissão da lâmpada de calibração foram utilizadas no cálculo da função resposta do sistema conforme mostra a Figura 3.3. A função resposta do sistema, definida anteriormente pela equação (3.1.1), é reproduzida abaixo.

$$\xi'(\lambda_X) = \int_{\lambda_{X_1}}^{\lambda_{X_2}} W(\lambda_X) \times \zeta(\lambda_X) d\lambda_X$$

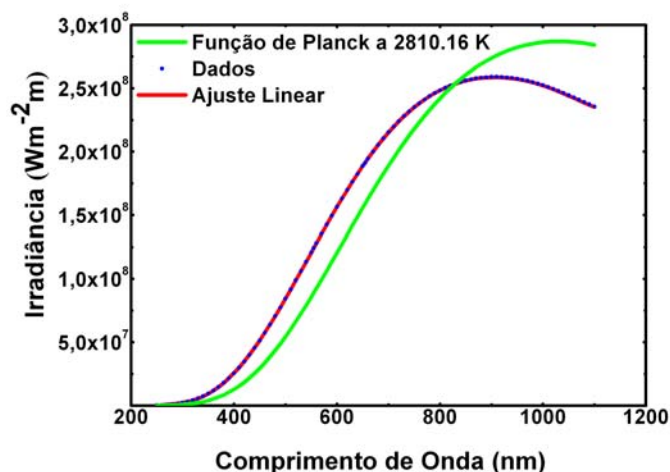
Sendo  $\xi'(\lambda_X) = I_{resp}(\lambda_X)$ ,  $W$  a função de Planck para a emissividade de um corpo negro e  $\zeta(\lambda_X)$  a função resposta individual de cada filtro utilizado para os diferentes canais  $X$ .

O resultado obtido para a razão da função resposta foi  $\frac{I_{resp}(\lambda_N)}{I_{resp}(\lambda_H)} = 0,545(2)$ , na qual o valor da incerteza foi calculado por meio de um estudo de sensibilidade.

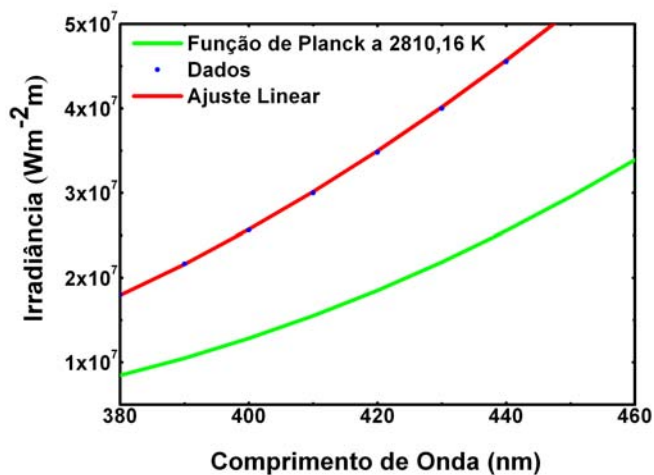
---

<sup>2</sup>Utilizou-se no programa *Mathematica* um ajuste não linear para encontrar a temperatura de 2810,16 K e a partir daí ajustar a função de Planck.

<sup>3</sup>Filtros da *Andover Corporation* de 389,17 nm com FWHM igual a 23,34 nm para o canal do nitrogênio e de 408,51 nm com FWHM igual a 17,68 nm para o vapor d'água



(a) Entre 200 nm e 1200 nm



(b) Entre 380 nm e 460 nm

Figura 3.2: Dados fornecidos pelo fabricante, curva ajustada e função de Planck.

### 3.2.3 Mapeamento

O mapeamento da área do telescópio foi realizado para determinar a homogeneidade de resposta do sistema LIDAR. Para o mapeamento, foi utilizada uma mesa transladora adquirida pelo projeto FAPESP número 2006/02092-6 e realizada uma montagem mecânica conforme apresentada na Figura 3.4. Assim a lâmpada foi fixada com uma haste podendo varrer toda a área do sistema de recepção do sinal.

Esse experimento consistiu na mudança de posição da lâmpada de tungstênio calibrada sobre a área do telescópio com o auxílio de um motor de passo, coletando dados relativos a taxa de contagens com um registrador transiente chamado Licel no modo



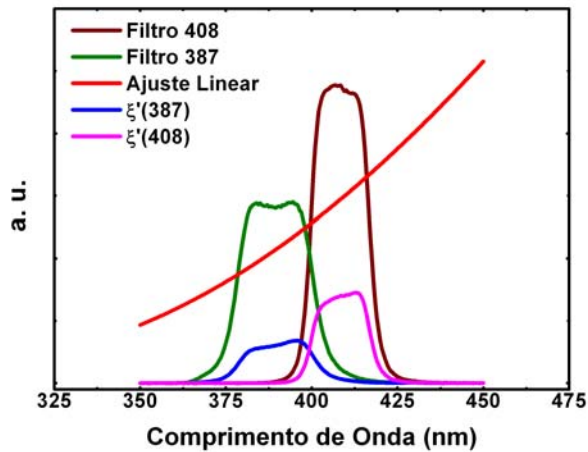
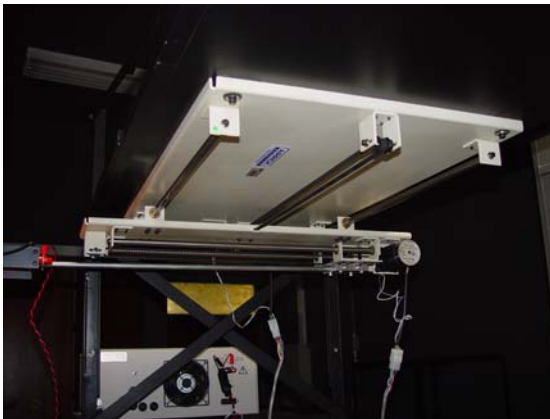
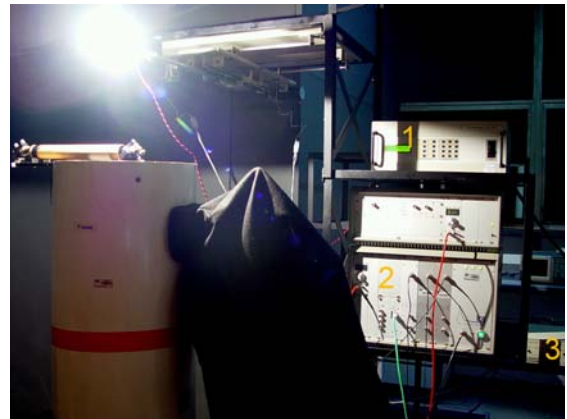


Figura 3.3: Curvas de transmissão dos filtros de banda larga.



(a) Montagem mecânica para mapeamento do sistema LIDAR.



(b) Foto do experimento em andamento. 1 - Fonte de corrente calibrada ; 2 - Controle de aquisição de contagem de fótons e 3 - Drive do motor de passo.

Figura 3.4: Fotos do experimento

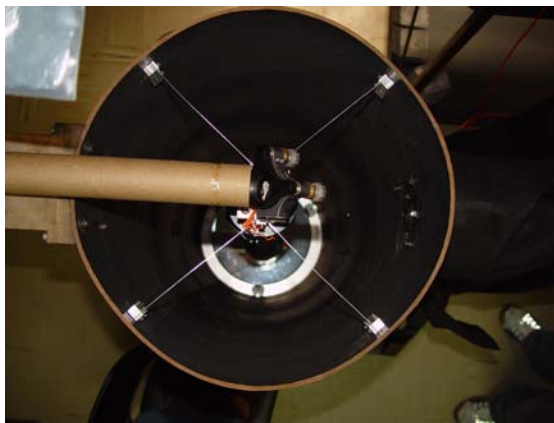
*photon counting*, por 10 segundos<sup>4</sup> em cada posição de matriz XY. A área do espelho primário do telescópio (Figura 3.5(a)) mais os entornos do sistema foram divididos em células. Uma célula pode ser definida como uma posição em cima do telescópio com coordenadas (x,y). O processo de mapeamento era controlado pelo *software* de aquisição LIDAR, interfaceado pelo *LabVIEW* e a mesa transladora operava através de um programa em *Visualbasic*, já fornecido pelo fabricante. A cada 10 s de contagem, os motores de passo reposicionavam os braços do translador e, conseqüentemente, a lâmpada de calibração para uma nova célula.

<sup>4</sup>Este tempo foi escolhido para garantir a operação das PMTs no regime linear.

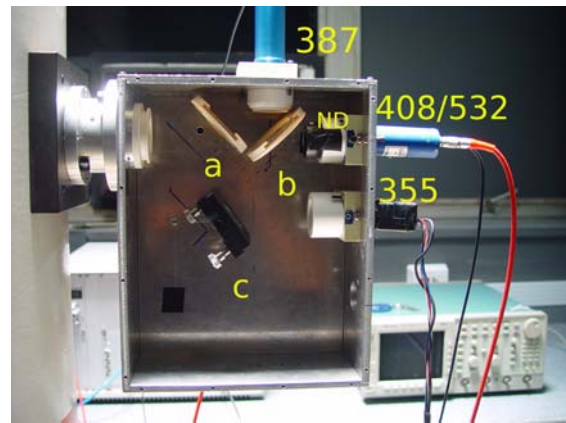
O tamanho da matriz de células foi definido a partir de testes em que uma matriz quadrada era gerada, desde da ordem 2 até a ordem 12, a qual foi escolhida, pois apresentou um mapeamento onde os detalhes da estrutura do sistema puderam ser observados. Além disso, estudos anteriores mostraram que para tamanhos de células menores era necessário levar em consideração efeitos de borda da lâmpada dadas suas dimensões[10].

O mapeamento foi realizado com os filtros de interferência de banda larga com uma largura a meia altura (FWHM) de 17,68 nm para o canal do nitrogênio e 23,34 nm para o canal do vapor d'água, os mesmos utilizados na obtenção da função resposta. Para que a contagem na PMT não excedesse o regime linear, foi utilizado um filtro de densidade neutra, ND, na sua frente conforme mostra a Figura 3.5(b). Os NDs possuem uma atenuação constante em toda a escala de comprimento de ondas visíveis e são usados para reduzir a intensidade da luz refletida ou absorver uma parcela dela.

O resultado mais importante desse mapeamento vem a ser a razão entre o valor médio do número de contagens no canal 386,7 nm e no 407,5 nm sobre a área eficaz do telescópio. Este resultado será utilizado no cálculo da razão de seção de retroespalhamento Raman.



(a) Área aproximada coberta pelo sistema de varredura.



(b) Disposição das PMT's e dos filtros na caixa de detecção, os separadores *a*, *b* e o espelho em 355 nm, *c*, e, por fim, o filtro de densidade neutra ND.

Figura 3.5: Fotos do experimento

### 3.2.4 Primeiro conjunto de dados (Março de 2009)

No primeiro conjunto de experimentos, realizados no mês de março de 2009, foi obtido um valor para a razão do mapeamento dos canais do nitrogênio e vapor d'água igual a  $\frac{I_{inc}(\lambda_N)}{I_{inc}(\lambda_H)} = 0,875(4)$ . Os resultados desse mapeamento são apresentadas na Figura 3.6.

Como foi introduzido um ND de densidade óptica<sup>5</sup> igual a 0,5, para manter a taxa de contagem de fótons da PMT no regime linear ( $OD = 0,5$ ), devemos levar em conta o fator de transmissão desse filtro no cálculo da eficiência ótica do sistema, assim a equação (3.1.5) fica

$$\frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda_H)} = \frac{\int_{\lambda_N - \Delta\lambda_N}^{\lambda_N + \Delta\lambda_N} W(\lambda_N) \times \zeta(\lambda_N) d\lambda_N}{\int_{\lambda_H - \Delta\lambda_H}^{\lambda_H + \Delta\lambda_H} W(\lambda_H) \times \zeta(\lambda_H) d\lambda_H} \times \frac{I_{inc}(\lambda_H)}{I_{inc}(\lambda_N)} \times T \quad (3.2.2)$$

na qual,  $T$  é o fator referente à transmissão do ND. Para uma  $OD = 0,5$ ,  $T \cong 0,32$ .

Assim, substituindo os valores encontrados para a razão das curvas de transmissão dos filtros e do mapeamento, obtem-se o valor da razão das eficiências óticas do sistema para esse primeiro conjunto de experimento igual a  $\frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda_H)} = 0,199(2)$ . Por fim, para calcular o valor da constante de calibração  $k^*$  apresentado na equação (2.2.13) foi necessário realizar medidas de vapor d'água e obter um valor de  $k^*$  experimental.

Nesse tipo de procedimento, o valor de  $k^*$  obtido é substituído na equação (2.2.13) e calcula-se o valor da razão da secção de retroespalhamento Raman. Compara-se esse valor com os valores já apresentados em literatura científica da área e se forem consistentes significa que o valor de  $k^*$  encontrado é razoável e pode ser considerado como um valor confiável para a constante de calibração do sistema.

Desta forma, foram realizados duas medidas, uma no dia 04/03/2009 e outra no dia 05/03/2009. Os resultados são apresentados na Figura 3.7. Com os dados de  $k^*$ , calculamos as razões da secção de retroespalhamento Raman para os dois dias de medida e comparou-se com os valores obtidos por meio da literatura da área. Da análise, observou-se que os valores calculados não são compatíveis com os valores já apresentados pela literatura correspondente e por isso resolveu-se rever todo o experimento. Esses resultados estão apresentados na Tabela 3.2.

---

<sup>5</sup>A OD de um filtro é o negativo do logaritmo comum da transmissão desse filtro.

$\lambda_0$ (nm)	$[\frac{d\sigma_N}{d\Omega}]/[\frac{d\sigma_H}{d\Omega}]$	Referência
514	0,49(5)	Sherlock et al.[43]
355	0,36	Measures, 1984[5]
331,7	0,400(40)	Penney e Lapp, 1976[49]
514	0,3957	Calculado pelo modelo de Avila[50] para o $H_2O$ e Weitkamp[3] para o $N_2$
354,7	<b>0,110(10)</b>	Obtido experimentalmente no dia 04/03/2009
354,7	<b>0,100(10)</b>	Obtido experimentalmente no dia 05/03/2009

Tabela 3.2: Valores da razão da secção de retroespalhamento Raman.

### 3.2.5 Segundo conjunto de dados (Junho/Julho de 2009)

Ao reavaliar todo o experimento realizado anteriormente, o que mais chamou a atenção foi o valor da taxa de contagem média de fótons na PMT (Figuras 3.6(b) e 3.6(c)).

Tradicionalmente existem dois tipos extremos de comportamentos para PMTs que trabalham no modo *photon counting*, o paralisável e o não-paralisável[8]. No regime paralisável, a PMT é incapaz de fornecer um segundo pulso de saída a não ser que haja um intervalo de tempo de pelo menos  $\tau$  entre dois pulsos de entrada sucessivos, na qual  $\tau$  é conhecido como tempo morto. Desta forma, para uma alta taxa de contagem de fótons, a PMT será incapaz de realizar a contagem e ficará paralisada. No regime não-paralisável, o tempo morto não depende da chegada de um pulso adicional, ele se aproximará assintoticamente de uma taxa de contagem máxima com o aumento da taxa de entrada. Assim, para uma alta taxa de contagem de fótons, a PMT irá acumular os pulsos de entrada[8]. A Figura 3.8 mostra o comportamento da taxa de contagem medida em relação à taxa de contagem real para os dois regimes e para um regime linear.

Uma forma de diminuir a taxa de contagem da PMT no nosso experimento é utilizar um filtro de OD maior, pois o ND usado não foi suficiente para trazer a PMT para o regime linear. Portanto, nesse novo conjunto de dados foi utilizado um filtro de OD = 2 e, além disso, também foram tomados cuidados maiores com a vedação da caixa de detecção.

Para esse segundo conjunto de experimentos, realizados no período de junho/julho de 2009, foi obtido um valor para a razão do mapeamento dos canais do nitrogênio

e vapor d'água igual a  $\frac{I_{inc}(\lambda_N)}{I_{inc}(\lambda_H)} = 0,0710(40)$ . Os resultados desse mapeamento são apresentadas na Figura 3.9.

$\lambda_0$ (nm)	$[\frac{d\sigma_N}{d\Omega}]/[\frac{d\sigma_H}{d\Omega}]$	Referência
514	0,49(5)	Sherlock et al.[43]
355	0,36	Measures, 1984[5]
331,7	0,40(4)	Penney e Lapp, 1976[49]
514	0,3957	Calculado pelo modelo de Avila[50] para o $H_2O$ e Weitkamp[3] para o $N_2$
354,7	<b>0,110(10)</b>	Obtido experimentalmente no dia 04/03/2009
354,7	<b>0,100(10)</b>	Obtido experimentalmente no dia 05/03/2009
354,7	<b>0,47(5)</b>	Obtido experimentalmente no dia 30/06/2009
354,7	<b>0,320(40)</b>	Obtido experimentalmente no dia 01/07/2009

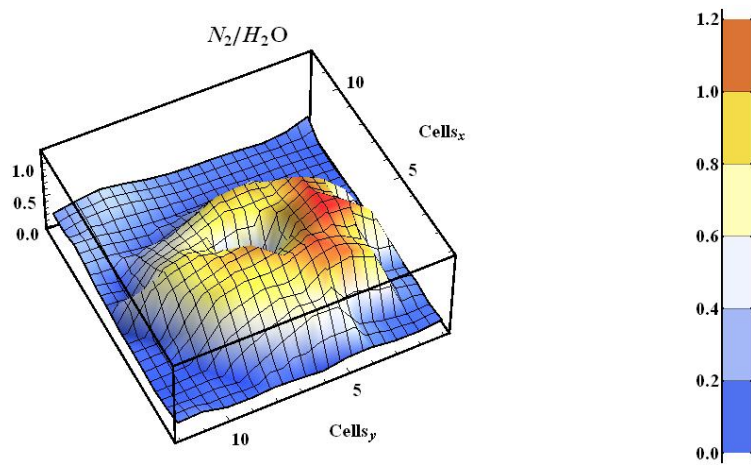
Tabela 3.3: Novos valores da razão da secção de retroespalhamento Raman.

Da mesma forma que no primeiro experimento, o filtro de OD = 2 utilizado para diminuir a contagem de fótons na PMT deve ser levado em conta no cálculo da eficiência ótica do sistema com um novo valor para o fator de transmissão. Neste caso, foi levantada a curva de transmissão do filtro e observou-se que, na faixa espectral de interesse desta dissertação,<sup>6</sup> o valor da transmissão era de  $\cong 2,3 \times 10^{-2}$ .

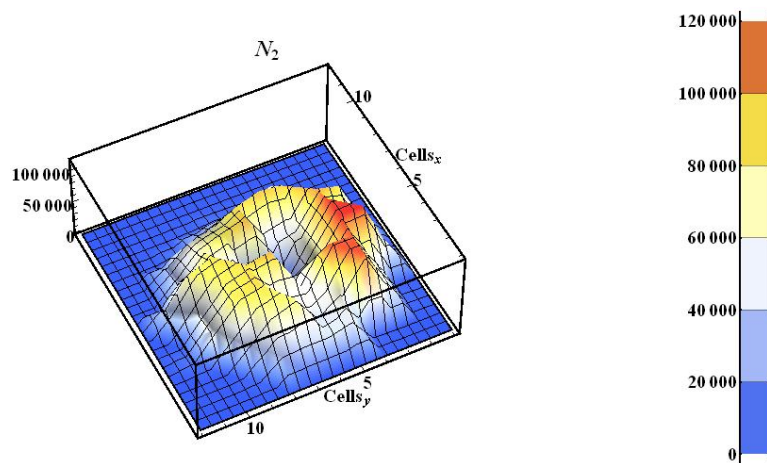
Assim, substituindo os mesmos valores encontrados anteriormente para a razão das curvas de transmissão dos filtros (0,545(2)), pois esses filtros não foram trocados, e o novo valor da razão do mapeamento, tem-se que a razão das eficiências óticas do sistema para esse segundo conjunto de dados é igual a  $\frac{\xi(\lambda_N)}{\xi(\lambda_H)} = 0,177(6)$ . De posse esse resultado, foram realizadas mais duas medidas, uma no dia 30/06/2009 e outra no dia 01/07/2009. Os resultados são apresentados na Figura 3.10.

Para esses novos valores de  $k^*$ , calculou-se os valores da razão da secção de retroespalhamento Raman de vapor d'água e comparou-se com os valores obtidos na literatura científica da área. Observa-se agora que os novos valores são compatíveis com os encontrados em artigos da área, comprovando a hipótese de que as PMTs não estavam no regime linear. Esses resultados estão apresentados na Tabela 3.3 e mostram que essa metodologia pode ser usada como parte de uma rotina experimental.

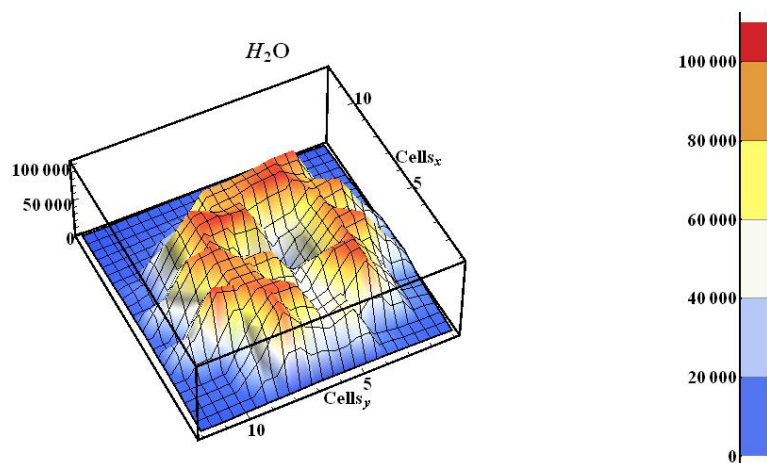
<sup>6</sup>Faixa espectral entre 387 e 408 nm



(a) Razão do mapeamento nos canais do nitrogênio e vapor d'água.

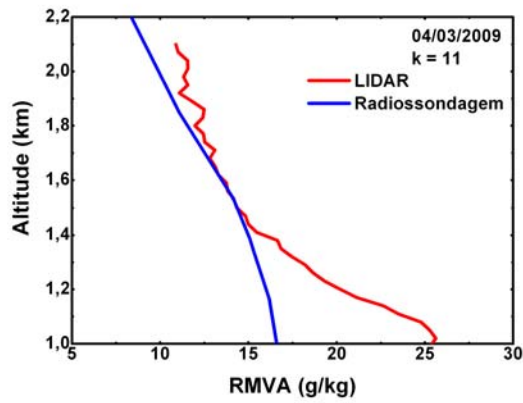


(b) Mapeamento no canal do nitrogênio.

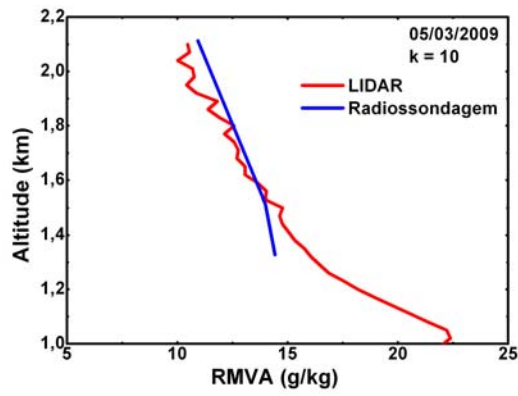


(c) Mapeamento no canal do vapor d'água.

Figura 3.6: Figuras em 3D



(a)  $k^*$  obtido no dia 04/03/2009



(b)  $k^*$  obtido no dia 05/03/2009

Figura 3.7: Valores de  $k^*$

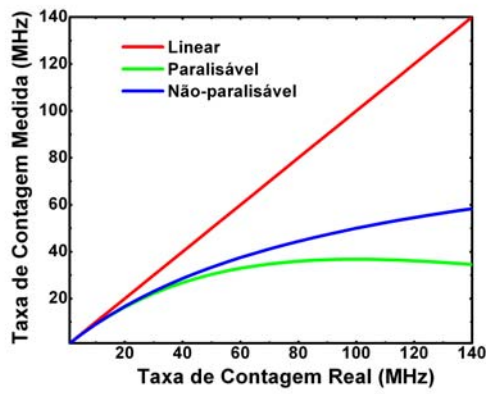
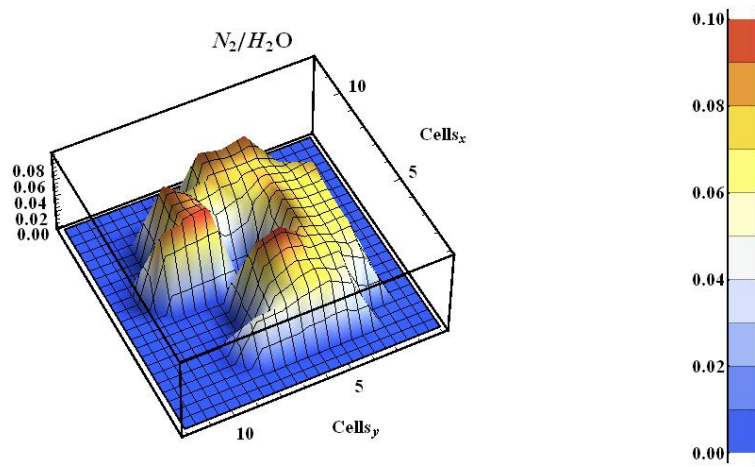
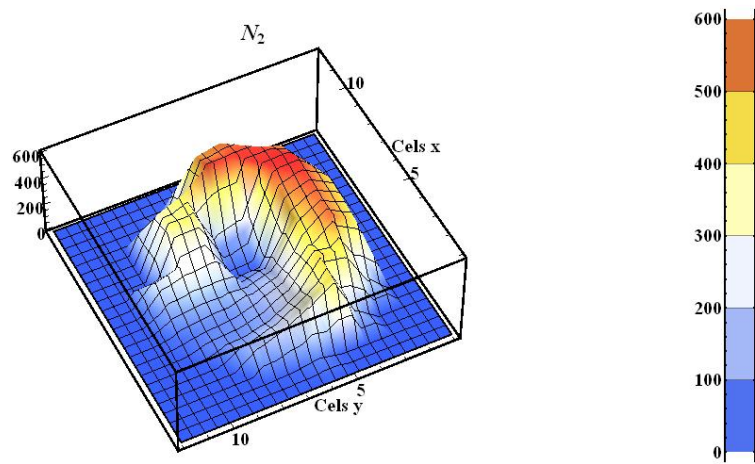


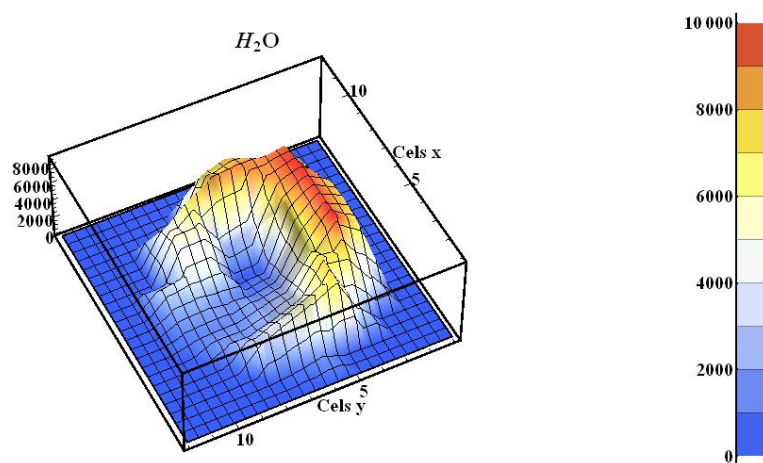
Figura 3.8: Comportamento da taxa de contagem medida em relação à taxa de contagem real.



(a) Razão do mapeamento nos canais do nitrogênio e vapor d'água.



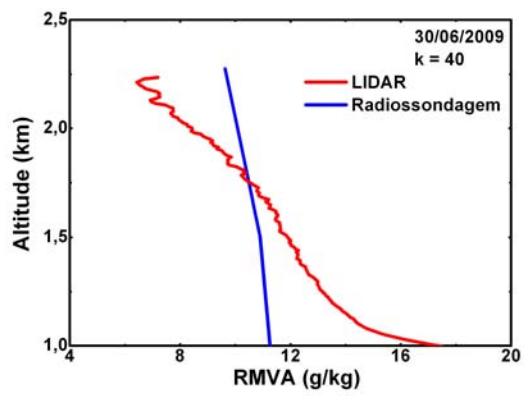
(b) Mapeamento no canal do nitrogênio.



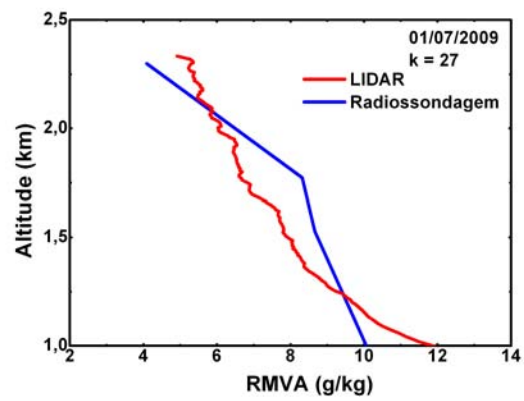
(c) Mapeamento no canal do vapor d'água.

Figura 3.9: Figuras em 3D





(a)  $k^*$  obtido no dia 30/06/2009



(b)  $k^*$  obtido no dia 01/07/2009

Figura 3.10: Valores de  $k^*$

# Capítulo 4

## Parte 2 - Análise das propriedades ópticas dos aerossóis

A calibração de um LRVA, realizado na primeira parte desse trabalho, contribuiu para um estudo de caracterização dos componentes que constituem um sistema LIDAR Raman, permitindo, assim, um melhor entendimento da área instrumental do sistema. A partir daí pretende-se apresentar uma metodologia de análise que possa classificar os tipos de aerossóis presentes em cada cidade onde os dados foram coletados e comparar os parâmetros obtidos para identificar possíveis correlações.

Esse capítulo, portanto, trata da segunda parte do escopo desse trabalho de mestrado que envolve a análise das propriedades ópticas dos aerossóis a partir de alguns parâmetros como o coeficiente de extinção,  $\alpha_{aer}$ , de retroespalhamento,  $\beta_{aer}$ , da AOD, da LR e da SR para cada conjunto de dados coletados.

Para a aquisição dos dados, foi realizada uma campanha em quatro cidades dentro do Estado de São Paulo, sendo essas cidades: Bauru, Cubatão, Rio Claro e São Paulo. As cidades de Bauru e Rio Claro foram escolhidas devido à grande ocorrência de queima de biomassa proveniente, principalmente, da cana de açúcar. Cubatão e São Paulo foram escolhidas devido ao seu grande polo industrial e sua intensa urbanização, respectivamente. O mapa da Figura 4.1 mostra a localização geográfica dessas cidades. O período de duração dessa campanha foi de abril de 2009 a fevereiro de 2010.

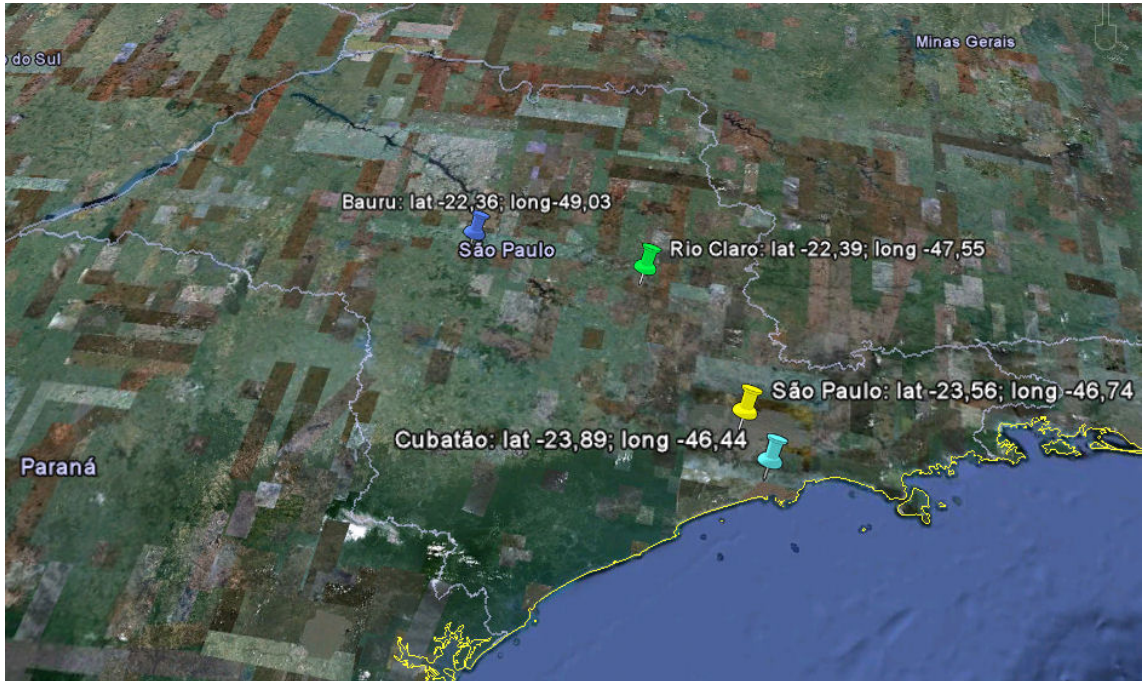


Figura 4.1: Localização geográfica das cidades onde a campanha foi realizada.

## 4.1 Metodologia

### 4.1.1 Características do sistema

Na campanha de aquisição dos dados foi utilizado um LIDAR Raman móvel biaxial desenvolvido pela *Raymetrics Lidar Systems* e mostrado na Figura 4.2. O sistema de transmissão desse LIDAR trabalha com um laser pulsado comercial Nd:YAG da *Quantel S.A.*, modelo CFR 200, operando no comprimento de onda de 532 nm, sendo que a energia do pulso é de 130 mJ com uma TRL de 20 Hz e a largura do pulso é de 25 ns, dando ao sistema uma resolução espacial de 7,5 m. O pulso laser emitido que sai do sistema de transmissão possui uma divergência de menos de 0,5 mrad depois de passar por um expensor de feixe. O sistema de recepção é composto de um telescópio cassegraniano com 200 mm de diâmetro, de razão focal igual a 4,5 e com um campo de visão (FOV) variando entre 1 e 2 mrad. Para essa campanha, o sistema LIDAR operou com um FOV fixo de tal forma que o *overlap* completo entre o FOV do sistema e o feixe do laser estivesse a uma altura de 180 m.

O sistema de detecção utiliza duas PMTs comerciais (Hamamatsu R7400U), uma para cada canal de detecção, Elástico e Raman do Nitrogênio, acopladas a filtros de interferência de banda estreita com uma FWHM de 1 nm. No canal Elástico, a PMT



(a) LIDAR Raman móvel



(b) Detalhe interno

Figura 4.2: Fotos do LIDAR Raman utilizado nas campanhas.

opera no modo *photon counting* e analógico e no canal Raman do Nitrogênio, a PMT opera somente no modo *photon counting*. O sinal que chega nas PMTs é alocado em um registrador transiente chamado Licel e armazenado em um computador. Esse registrador está conectado em rede ao computador e a aquisição do sinal é interfaceada por um *software* que utiliza a linguagem de programação gráfica *LabVIEW*.

#### 4.1.2 Cálculo do coeficiente de extinção e da AOD

Para calcular o perfil do coeficiente de extinção foi desenvolvida uma rotina no programa *Mathematica* que analisa o sinal detectado partindo da equação LIDAR Raman e seguindo a descrição feita no Capítulo 4 até chegar a equação (2.2.3) reformulada abaixo.

$$\alpha_{aer}(\lambda_L, r) = \frac{\frac{d}{dr} \left\{ \ln \left[ \frac{N_N(r)}{X(\lambda_N, r)} \right] \right\} - \alpha_{mol}(\lambda_L, r) - \alpha_{mol}(\lambda_N, r)}{1 + \left( \frac{\lambda_L}{\lambda_N} \right)^1} \quad (4.1.1)$$

na qual,  $\lambda_L$  e  $\lambda_N$  são os comprimentos de onda dos espalhamentos elástico e Raman devido às moléculas de nitrogênio, respectivamente.  $X(\lambda_N, r)$  é o sinal detectado no canal Raman corrigido pela distância ao quadrado. Para o objetivo desse trabalho,

assumiu-se que o coeficiente de extinção é inversamente proporcional ao comprimento de onda e, nesse caso, o Expoente de Ångström é igual a uma unidade[51]. O cálculo da densidade molecular,  $N_N(r)$ , foi feito por perfis de temperatura e pressão atmosférica padrões gerados pelo próprio *Mathematica*.

Obtido o perfil do coeficiente de extinção em função da altitude, o próximo passo é determinar a espessura óptica do aerossol (AOD) dada pela expressão

$$\text{AOD} = \int_{r_0}^r \alpha_{aer}(\lambda_L, r') \, dr' \quad (4.1.2)$$

na qual a AOD é calculada para um intervalo de altitude que vai de  $r_0$  a  $r$  e depende da região atmosférica a ser analisada.

### 4.1.3 Cálculo do coeficiente de retroespalhamento e LR

No cálculo do perfil do coeficiente de retroespalhamento,  $\beta_{aer}(\lambda_L, r)$ , e do valor médio da LR foi usado o Sistema de Análise de Dados LIDAR (SADL), um programa de análise desenvolvido no LAAL[52]. O SADL utiliza a linguagem de programação *Delphi* (versão 7.0) como interface gráfica de acesso a um servidor de banco de dados *PostgreSQL*[52].

Os dados registrados pelo Licel e armazenados no computador são lidos pelo SADL, o qual utiliza o método de Klett, explicado no Apêndice B, e retorna os perfis de  $\alpha_{aer}(\lambda_L, r)$ ,  $\beta_{aer}(\lambda_L, r)$  e a AOD, a partir dos ajustes de alguns parâmetros de entrada, no caso a LR e o valor do *background*. Esses parâmetros são alterados de forma que a AOD teórica, fornecida pela equação (4.1.2), tenha o mesmo valor da AOD apresentada pelo SADL, obtendo assim o melhor ajuste para o perfil do coeficiente de retroespalhamento.

### 4.1.4 Cálculo da SR

Assim como no cálculo do coeficiente de extinção, para calcular o perfil da SR dos dados coletados foi desenvolvida uma rotina de análise no programa *Mathematica* utilizando a equação (2.2.14) reformulada abaixo.

$$\text{SR}(\lambda_L, r) = \frac{\beta_{tot}(\lambda_L, r)}{\beta_{mol}(\lambda_L, r)} \quad (4.1.3)$$

na qual  $\beta_{tot}(\lambda_L, r) = \beta_{aer}(\lambda_L, r) + \beta_{mol}(\lambda_L, r)$ .

Cada dia foi dividido em intervalos de média horária (IMH) que variaram de 30 minutos a uma hora, de acordo com o perfil atmosférico, obtido por meio da intensidade do sinal corrigido, e a duração da tomada de dados. Os arquivos gerados nesses intervalos foram somados obtendo um perfil de SR para cada IMH.

## 4.2 Resultados e Discussões

Neste trabalho são apresentados os resultados relativos à análise dos dados obtidos nas campanhas realizadas nas cidades do Estado de São Paulo citadas anteriormente. Para a cidade de São Paulo o dia escolhido foi 16 de abril de 2009, em Rio Claro os dias analisados foram 06 e 14 de julho de 2009, em Cubatão foram 01 e 18 de novembro de 2009 e em Bauru analisou-se os dias 05 e 08 de fevereiro de 2010. Essas análises tem como foco a apresentação e a comparação dos resultados dos perfis dos coeficientes de extinção, a AOD, a LR e a SR para cada dia.

A metodologia criada nesse trabalho para o cálculo do coeficiente de extinção a partir da equação LIDAR Raman foi comparada com uma rotina de análise consagrada usada na NASA.

### 4.2.1 São Paulo - Abril a junho de 2009

A campanha em São Paulo foi realizada no LAAL dentro do CLA entre os meses de abril a junho de 2009. O CLA desenvolve competência científica e tecnológica em Lasers de estado sólido, visando a sua aplicação na área de saúde, processamento de materiais, em monitoração ambiental e na área nuclear, formando recursos humanos e gerando produtos e serviços.[53].

O único dia analisado em São Paulo foi 16 de abril de 2009. Para esse dia foi encontrada uma AOD de 0,63(4) entre 0,1 a 4,2 km e uma LR média de 72(8). A Figura 4.3 mostra o perfil do coeficiente de extinção e da SR, enquanto a Figura 4.4 mostra os perfis atmosféricos para esse dia. Embora o perfil atmosférico e da SR

indiquem que não há uma concentração muito grande de aerossóis nesse período, o perfil do coeficiente de extinção mostra que esses aerossóis possuem um índice alto de extinção, maior do que das outras regiões analisadas e, por isso, a AOD para esse dia apresentou um valor, relativamente, alto.

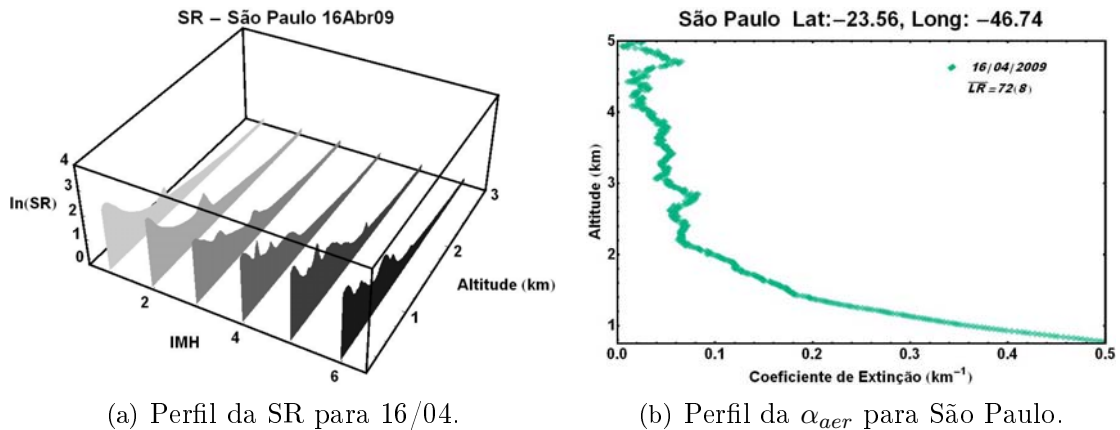


Figura 4.3: Dados referente a análise da SR e  $\alpha_{aer}$  para São Paulo.

Por São Paulo estar entre as cinco maiores áreas metropolitanas do mundo, possuir uma das maiores populações com cerca de 20 milhões de habitantes[54] e localizar-se mais ao interior do Estado, consideramos que grande parte do aerossol presente nessa região seja continental urbano e de acordo com publicações da área, o valor da LR encontrado para essa região confirma essa hipótese[55, 56].

#### 4.2.2 Rio Claro - Junho a outubro de 2009

A campanha em Rio Claro foi realizada no CEAPLA entre os meses de junho a outubro de 2009. O CEAPLA foi criado em 1989 e se constitui numa unidade auxiliar do Instituto de Geociências e Ciências Exatas (IGCE) da UNESP - Campus de Rio Claro. Insere-se no domínio institucional interessado em estudar, avaliar e oferecer subsídios ao planejamento de gestão de problemas ambientais de ordem setorial e/ou de abrangência regional integrada, tendo como base a competência de pesquisadores e de técnicos especializados, usando tecnologias no setor de geoprocessamento, sensoriamento remoto e cartografia[57].

Os dias analisados foram 06 e 14 de julho de 2009. Para o dia 06 de julho foi encontrada uma AOD de 0,24(5) entre 0,1 a 4,2 km e uma LR média de 43(9), enquanto

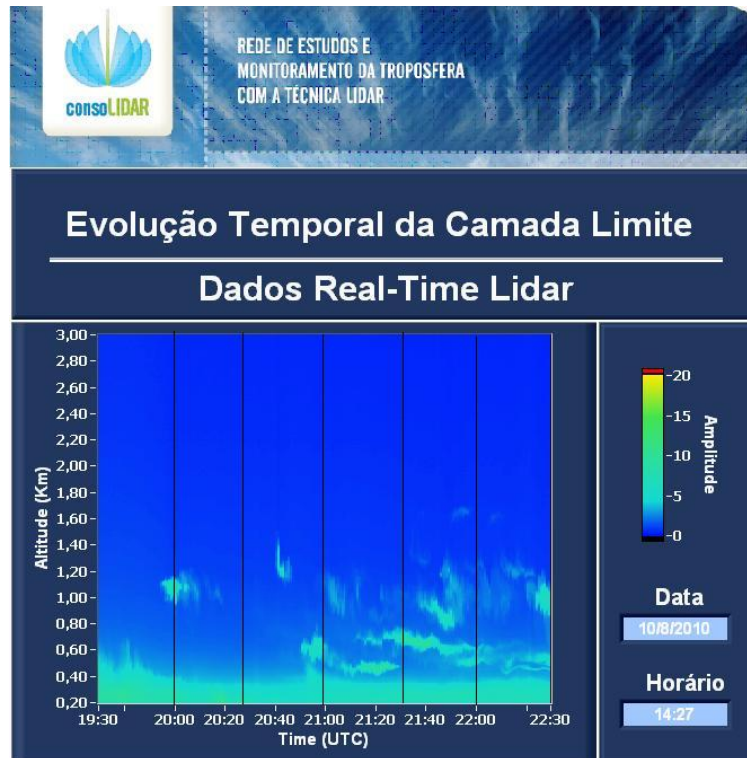


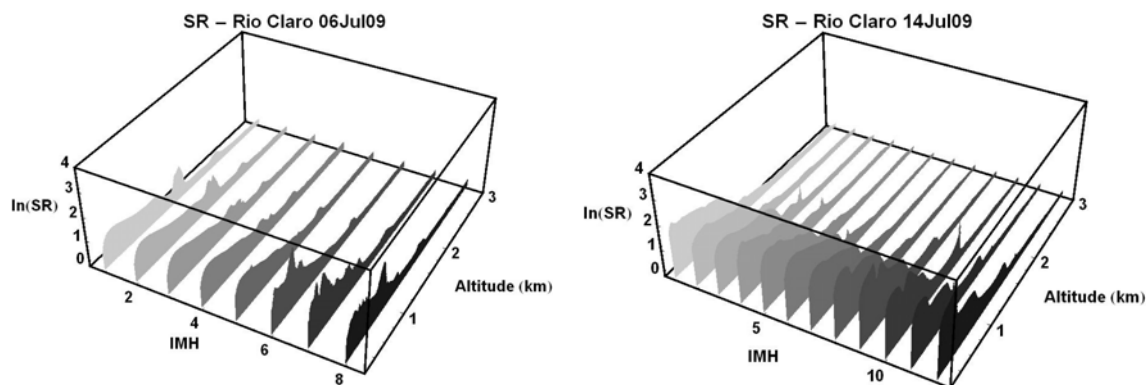
Figura 4.4: Perfil atmosférico para São Paulo.

para o dia 14 a AOD ficou em 0,320(60) para o mesmo intervalo de altitude e a LR obtida foi de 50(10). A Figura 4.5 mostra o perfil do coeficiente de extinção e da SR para os dois dias, enquanto a Figura 4.6 mostra os perfis atmosféricos para esses dias.

Rio Claro é uma cidade com pouco mais de 200 mil habitantes e, assim como Bauru, está localizada mais ao centro do Estado de São Paulo. Portanto, consideramos que a maior parte do aerossol presente em Rio Claro é continental[55]. Os perfis da SR para os dois dias mostram que a concentração de aerossol não foi muito grande e isso é confirmado pelos valores da AOD obtidos.

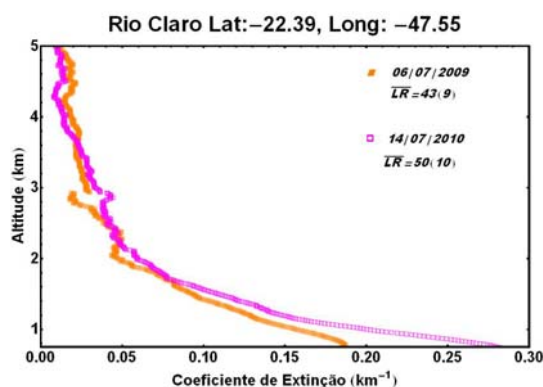
Os valores mais baixos das LRs encontradas em Rio Claro quando comparados com Bauru podem ser, novamente, explicados pela taxa de umidade relativa. Os dados obtidos em Rio Claro foram tomados na estação seca e, confirmando o estudo teórico usado como referência nessa dissertação, o aerossol continental possui valores de LR mais baixos quando a umidade relativa é menor[55].





(a) Perfil da SR para o dia 06/07.

(b) Perfil da SR para o dia 14/07.



(c) Perfil da  $\alpha_{aer}$  para Rio Claro.

Figura 4.5: Dados referente a análise da SR e  $\alpha_{aer}$  para o dia 06 e 14 de julho de 2009.

### 4.2.3 Cubatão - Novembro de 2009

A campanha em Cubatão foi realizada no CEPEMA durante o mês de novembro de 2009. O CEPEMA, da Universidade de São Paulo, dedica-se desde 2006 à pesquisa e educação ambiental. Os projetos do CEPEMA buscam o desenvolvimento de estratégias para minimização de impactos ambientais, racionalização do uso de energia, otimização e monitoramento on-line de processos, com implicações quanto à conservação e uso sustentável de recursos naturais[58].

Os dias escolhidos para a análise foram 01 e 18 de novembro de 2009. Para o dia 01 de novembro foi encontrada uma AOD de 0,33(6) entre 0,1 a 4,2 km e uma LR média de 35(7) sr. O dia 18 de novembro foi dividido em dois períodos, um sem a entrada de uma pluma e outro com a entrada da pluma. A AOD ficou em 0,24(4), para o mesmo intervalo de altitude, e a LR em 29(8) sr no período sem a entrada da pluma. No período com a entrada da pluma obtivemos uma AOD de 0,34(5) com uma LR média

de 39(8) sr. A Figura 4.7 mostra o perfis do coeficiente de extinção e das SRs para os dois dias e a Figura 4.8 mostra o perfil atmosférico com a divisão dos IMHs usados no calculo da SR.

Sendo Cubatão uma cidade localizada próxima ao litoral do Estado de São Paulo, conforme mostra a Figura 4.1, podemos considerar que nessa região haja uma grande concentração de aerossol marítimo[55]. Porém, sabendo-se que essa cidade possui um intenso polo industrial, é provável que esse aerossol contenha outras partículas que não constituem um aerossol marítimo limpo[56].

A maioria dos valores de LR encontrados em publicações da área não passam de 30 sr para o aerossol marítimo[55, 56] e quase todas as LRs obtidas são compatíveis esse valor, a exceção fica para o dia 18 no período com a entrada da pluma, mostrando a influência causada por essa pluma no valor da LR.

#### **4.2.4 Bauru - Fevereiro de 2010**

A campanha em Bauru foi realizada no IPMet durante o mês de fevereiro de 2010. O IPMet é uma Unidade Complementar da UNESP Júlio de Mesquita Filho, cujo principal objetivo é a pesquisa meteorológica voltada à utilização em previsão do tempo para o Estado de São Paulo, além do monitoramento e quantificação de chuvas que ocorrem nessa mesma região com o uso de radar meteorológico[59].

Os dias analisados foram 05 e 08 de fevereiro de 2010. Para o dia 05 de fevereiro foi encontrada uma AOD de 0,120(60) entre 0,1 a 4,2 km e uma LR média de 59(12) sr, enquanto para o dia 08 a AOD ficou em 0,09(9) para o mesmo intervalo de altitude e a LR obtida foi de 68(14) sr. A Figura 4.9 mostra o perfil do coeficiente de extinção e da SR para os dois dias, enquanto a Figura 4.10 mostra os perfis atmosféricos com os IMHs usados no cálculo da SR para esses dias. O logarítimo em SR foi aplicado para suavizar a visualização dos gráficos.

Como Bauru é uma cidade localizada, praticamente, no centro do Estado de São Paulo, conforme mostra a Figura 4.1, com pouco mais de 360 mil habitantes e sem grande atividade industrial, pode-se considerar que o aerossol presente nessa região seja, basicamente, continental[55]. Observando-se que os valores das AODs obtidas foram baixos e os perfis da SR para os dois dias mostram que a concentração de aerossol

era pequena, pode-se considerar também que se trata de um aerossol continental limpo.

Para um aerossol continental, os valores de LR podem variar bastante e numa primeira análise pensamos que as LRs estavam altas para uma região limpa[56]. Porém, se considerarmos que esses dados foram coletados durante a estação úmida, a higroscopicidade das partículas que constituem esse aerossol pode ter contribuído para esse aumento nas LRs obtidas, pois um estudo mostrou que a LR aumenta com o aumento da umidade relativa[55].

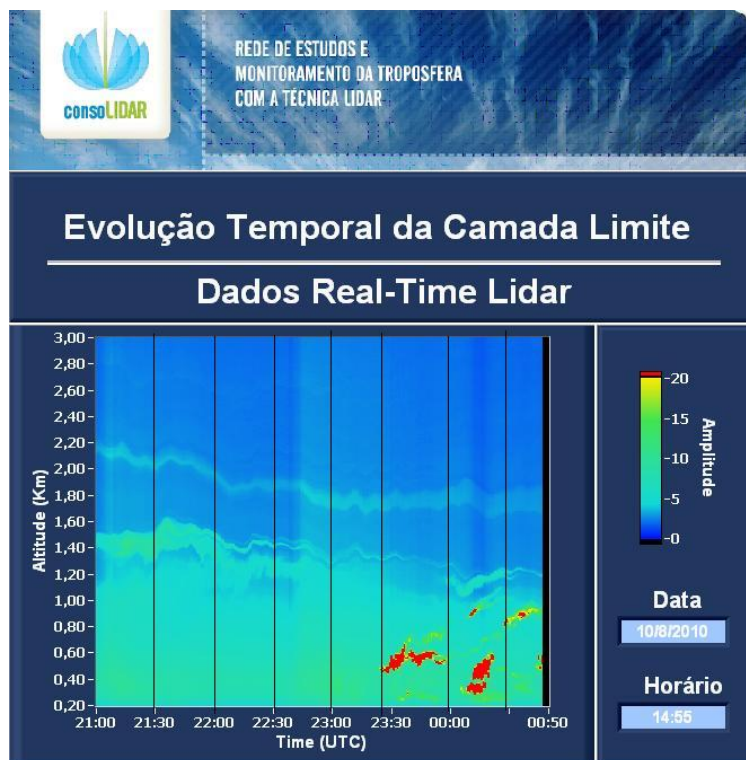
#### 4.2.5 Considerações finais

Todos os resultados obtidos estão resumidos na tabela 4.1.

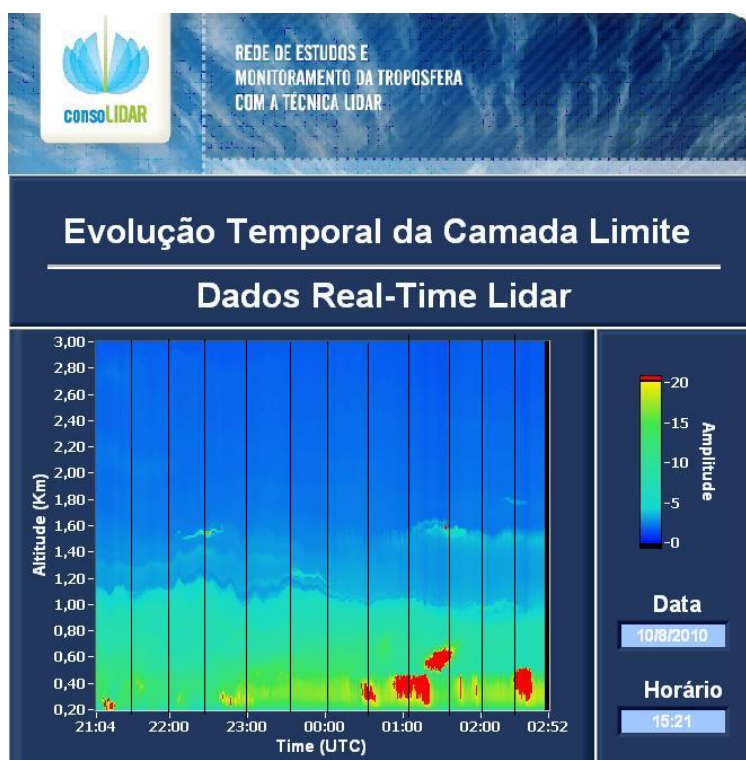
Cidades	Data	AOD	LR (sr)
São Paulo	16/04/2009	0,63(4)	72(8)
Rio Claro	06/07/2009	0,24(5)	43(9)
Rio Claro	14/07/2009	0,320(60)	50(10)
Cubatão	01/11/2009	0,33(6)	35(7)
Cubatão	18/11/2009	0,24(4)	29(8)
Cubatão	18/11/2009	0,34(5)	39(8)
Bauru	05/02/2010	0,120(60)	59(12)
Bauru	08/02/2010	0,09(9)	68(14)

Tabela 4.1: Valores de AOD e LR para as cidades onde foi realizada a campanha.

O dado referente ao dia 06 de julho obtido em Rio Claro foi enviado ao pesquisador Igor Veselovskii do *Goddard Space Flight Center* na NASA para que o resultado obtido pela metodologia criada nessa dissertação pudesse ser comparado a uma rotina de análise bem estabelecida. O resultado dessa comparação, apresentado na figura 4.11, mostra que há uma boa correlação entre as análises. A diferença que aparece acima de 2 km pode ser explicada pela suavização feita na curva pela nossa metodologia.

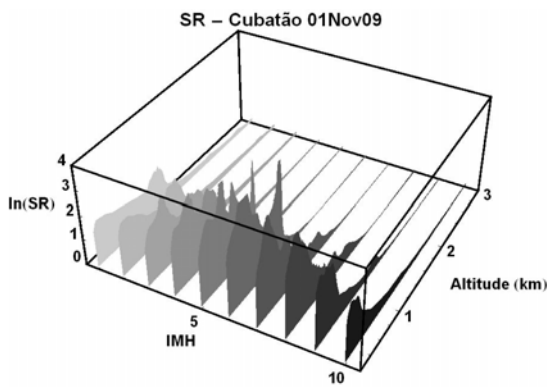


(a) Perfil atmosférico para 06/07.

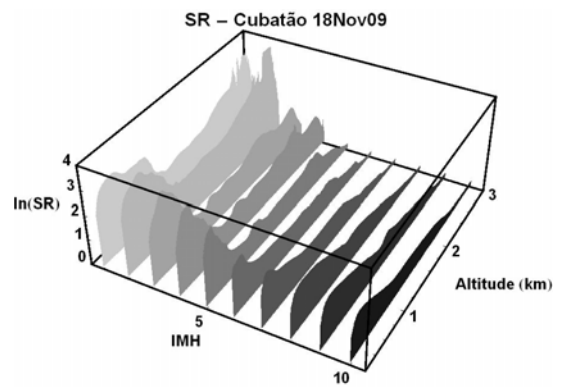


(b) Perfil atmosférico para 14/07.

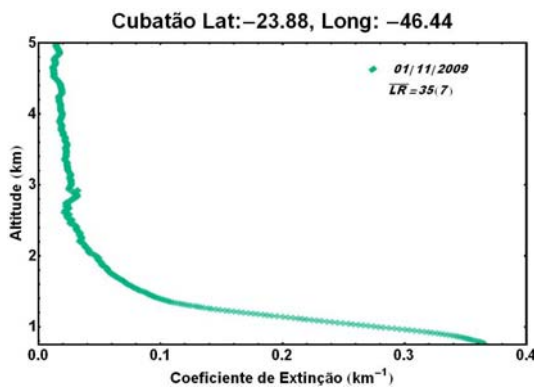
Figura 4.6: Perfis atmosféricos referentes aos dias 06 e 14 de julho de 2009.



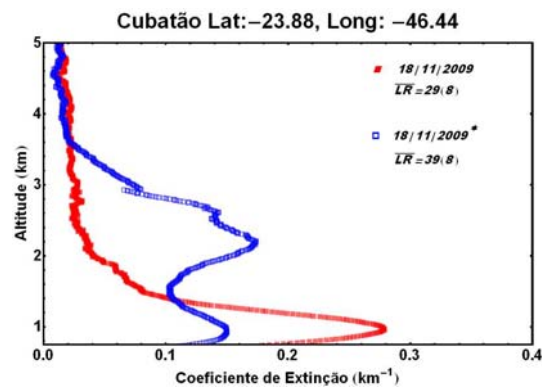
(a) Perfil da SR para o dia 01/11.



(b) Perfil da SR para o dia 18/11.

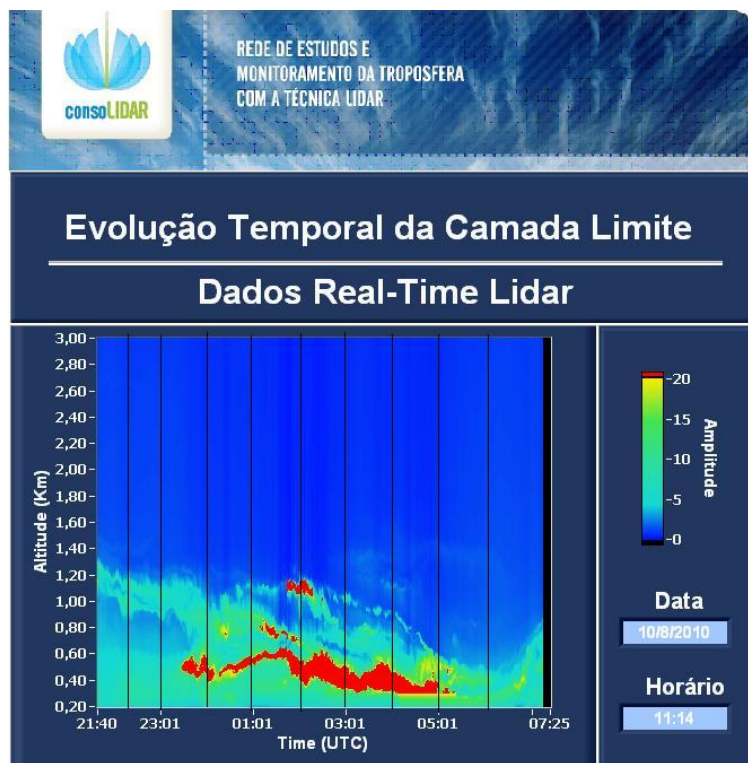


(c) Perfil da  $\alpha_{aer}$  para Cubatão no dia 01/11.

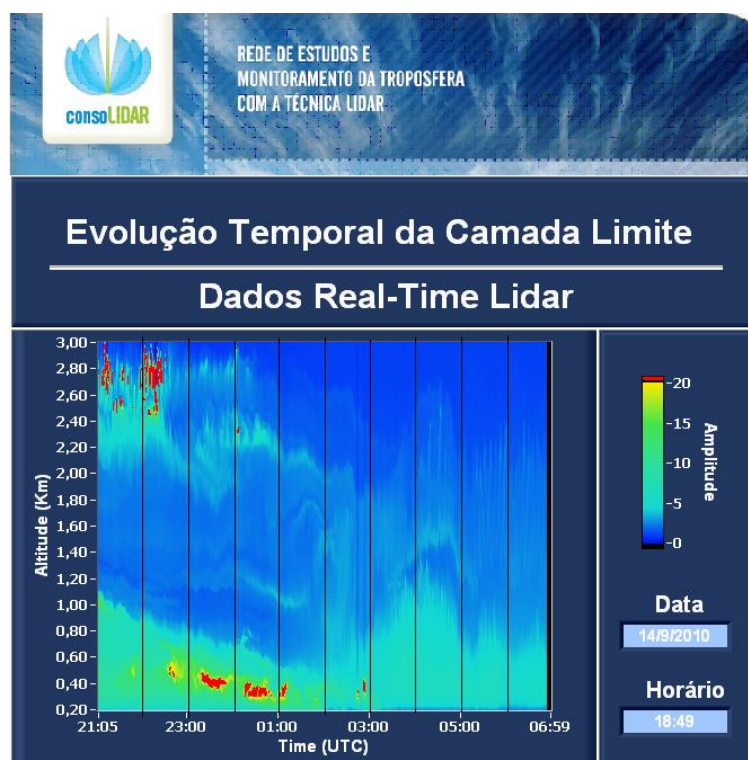


(d) Perfil da  $\alpha_{aer}$  para Cubatão no dia 18/11.

Figura 4.7: Dados referente a análise da SR e  $\alpha_{aer}$  para o dia 01 e 18 de novembro de 2010.

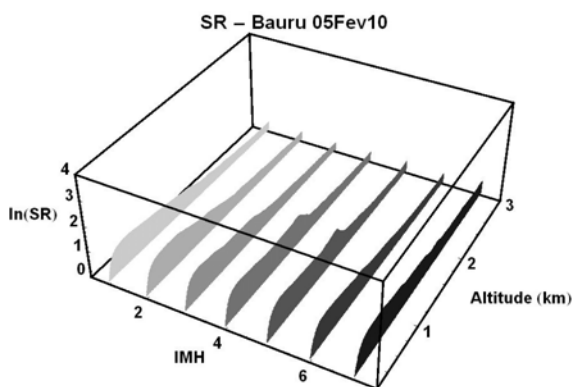


(a) Perfil atmosférico para 01/11.

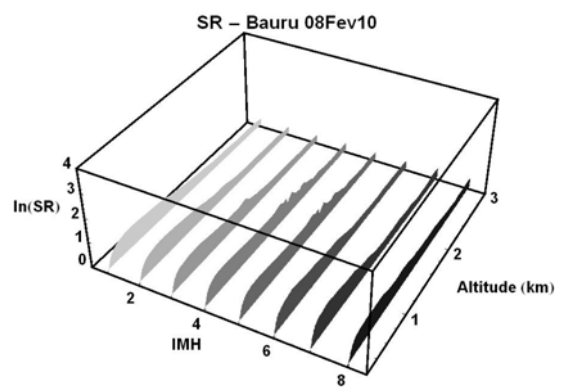


(b) Perfil atmosférico para 18/11.

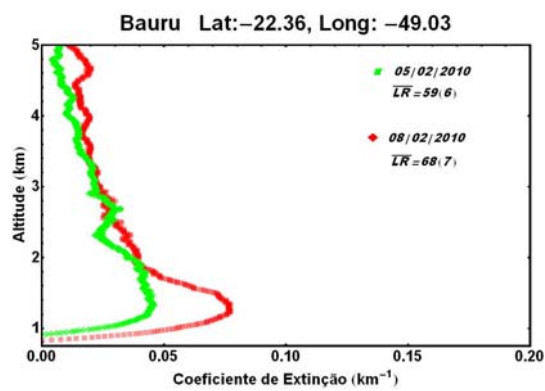
Figura 4.8: Perfis atmosféricos referentes aos dias 01 e 18 de novembro de 2009.



(a) Perfil da SR para o dia 05/02



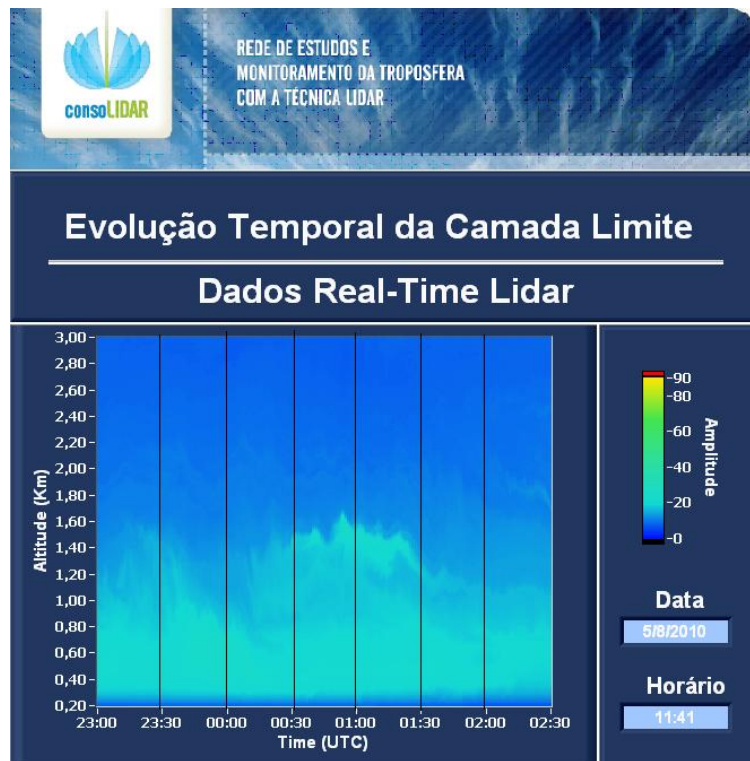
(b) Perfil da SR para o dia 08/02



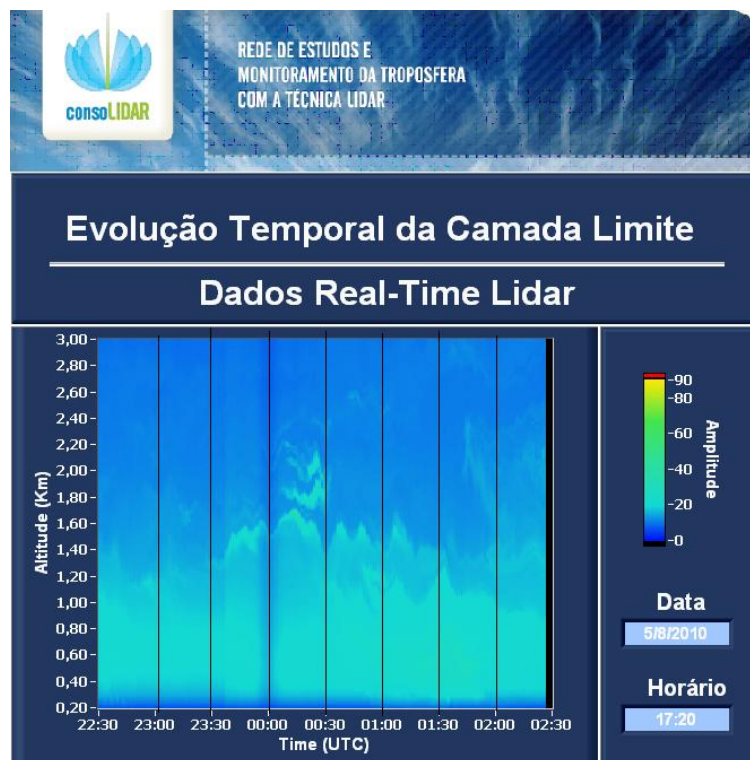
(c) Perfil da  $\alpha_{aer}$  para Bauru

Figura 4.9: Dados referente a análise da SR e  $\alpha_{aer}$  para o dia 05 e 08 de fevereiro de 2010.





(a) Perfil atmosférico para 05/02



(b) Perfil atmosférico para 08/02

Figura 4.10: Perfis atmosféricos referentes aos dias 05 e 08 de fevereiro de 2010.



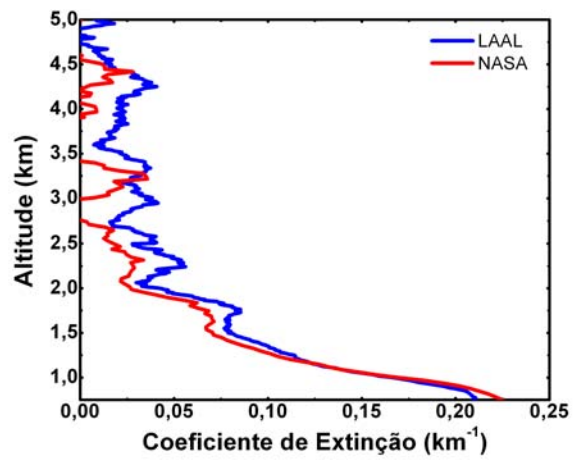


Figura 4.11: Comparação dos dados entre a rotina desenvolvida nessa dissertação e da NASA.

# Conclusão

O objetivo principal deste trabalho foi adquirir o conhecimento instrumental de um sistema LIDAR Raman estudando as características de cada componente que o constitui e, a partir desse conhecimento adquirido, coletar e analisar dados obtidos com esse sistema.

Na primeira parte dessa dissertação foi apresentado a realização de uma calibração independente do sistema LIDAR Raman de vapor d'água instalado no CLA seguindo uma metodologia que foi desenvolvida na *Howard University*[10], baseado em uma análise cuidadosa da eficiência óptica dos componentes do sistema. Foi realizada uma avaliação da homogeneidade espectral do receptor LIDAR por meio do experimento do mapeamento, que possibilitou a detecção de possíveis falhas no sistema de recepção. Uma lâmpada de tungstênio foi utilizada nesse mapeamento. Sua irradiância espectral não obedeceu exatamente a lei da radiação de Planck, logo os valores de irradiância fornecidos pelo fabricante foram utilizados para ajustar uma função polinomial que estimou a intensidade da lâmpada nos comprimentos de onda utilizados nesse estudo.

Com os filtros de interferência de banda larga objetivamos a estimativa das secções diferenciais de espalhamento Raman do vapor d'água de forma experimental sem considerarmos fatores de influência/dependência com a temperatura, uma vez que filtros largos permitem a detecção de uma vasta gama de comprimentos de onda, sendo menos suscetíveis a efeitos de mudança da temperatura.

O valor da secção de retroespalhamento Raman obtido nessa calibração foi compatível com valores tirados da literatura e com esse resultado foi possível realizar uma publicação em um congresso importante da área.

Na segunda parte, foi apresentado um estudo preliminar das propriedades ópticas

dos aerossóis na troposfera através da avaliação de alguns parâmetros como, por exemplo, os perfis verticais de extinção desses aerossóis, a LR e a SR, utilizando um sistema LIDAR Raman móvel desenvolvido pela *Raymetrics Lidar Systems* durante campanhas realizadas em alguns institutos de pesquisa no Estado de São Paulo.

Os resultados apresentados neste mestrado se mostraram compatíveis com os da literatura científica publicada na área e com o que se esperava de cada região. Bauru apresentou valores altos para as LRs, se comparado com Rio Claro, porém estudos mostram que esse valor está de acordo com as condições meteorológicas do período em que a coleta de dados foi realizada. Em São Paulo, embora não houvesse uma concentração muito grande de aerossóis, pois a SR apresentou magnitude parecida com Rio Claro, a AOD foi a maior entre todos os dados analisados e isso pode demonstrar que o aerossol presente em São Paulo possui uma menor transmitância<sup>1</sup> em relação aos outros.

Além disso, a metodologia de análise desenvolvida neste trabalho foi comparada com uma rotina já estabelecida e os resultados dessa comparação foram bem satisfatórios, o que motivou a publicação desses resultados em um congresso da área. Dessa forma, essa metodologia será, mais tarde, transformada em rotina para esse tipo de estudo.

---

<sup>1</sup>Fração da luz incidente, com um comprimento de onda específico, que atravessa uma amostra de matéria

# Apêndice A

## Espalhamento Rayleigh e Mie

O espalhamento da luz por uma partícula é descrito em função do comprimento de onda da radiação incidente e do tamanho da partícula, representado pela relação de parâmetro de tamanho[4, 36, 37]

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (\text{A.0.1})$$

na qual  $a$  é o raio da partícula e  $\lambda$  o comprimento de onda da radiação incidente. Dependendo também do índice de refração da partícula, tal que

$$N = n + ik \quad (\text{A.0.2})$$

sendo  $n$  a parte real responsável pelas propriedades de espalhamento e  $k$  a parte imaginária responsável pelas propriedades de absorção.

Quando o espalhamento é realizado por espalhadores com diâmetro muito menor que o comprimento de onda da radiação incidente ( $x \ll 1$ ) é denominado espalhamento Rayleigh. Para espalhadores que possuem diâmetros da ordem do comprimento de onda da radiação incidente ( $x \approx 1$ ) o espalhamento é denominado espalhamento Mie.

### A.1 Espalhamento Rayleigh

A teoria de espalhamento Rayleigh pode ser aplicada para descrever o espalhamento de moléculas na atmosfera. Considerando um espalhador isotrópico, homogêneo e com diâmetro muito menor que o comprimento de onda da luz incidente, a intensidade de

espalhamento Rayleigh é dada por[4]

$$I(r, \theta, \lambda) = \frac{I_o}{r^2} \eta^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \left[ \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2} \right] \quad (\text{A.1.1})$$

a qual depende da polarizabilidade do espalhador  $\eta$ , da intensidade da radiação incidente  $I_o$ , do ângulo de espalhamento  $\theta$ , do comprimento de onda incidente  $\lambda$  e é inversamente proporcional ao quadrado da distância  $r$  do volume espalhador. Sendo a função de fase, o termo que descreve a distribuição angular do espalhamento, dada por

$$P(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (\text{A.1.2})$$

Utilizando as equações (A.1.1) e (A.1.2), o espalhamento Rayleigh pode ser expresso como

$$I(r, \theta, \lambda) = \frac{I_o}{r^2} \eta^2 \frac{32\pi^4}{3\lambda^4} P(\theta) \quad (\text{A.1.3})$$

A equação (A.1.3) mostra que o espalhamento Rayleigh é proporcional à  $\lambda^{-4}$ , isso significa que, para espalhadores com diâmetros extremamente pequenos, a radiação com comprimentos de onda menores é espalhada com mais eficiência quando comparada aquela com comprimentos de onda maiores, isso explica, por exemplo, o fato do céu ser azul. A radiação proveniente do Sol com comprimento de onda na região do azul sofre maior espalhamento e atinge a superfície da Terra como radiação difusa, enquanto o comprimento de onda na região do vermelho continua na direção de propagação da radiação solar direta.

Pode-se ainda definir a potência espalhada  $Pot_s$  como sendo a integral da densidade de fluxo de energia ( $I\Delta\Omega$ ) sobre uma esfera de raio  $R$  com ângulo sólido  $\Delta\Omega$  no qual a radiação foi espalhada

$$Pot_s = \int_{\Omega} (I\Delta\Omega) R^2 d\Omega = F_o \eta^2 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \quad (\text{A.1.4})$$

sendo  $F_o$  a densidade de fluxo incidente  $I_o\Delta\Omega$ . Podemos definir agora a seção de choque de espalhamento para molécula como

$$\sigma_s = \frac{Pot_s}{F_o} = \eta^2 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \quad (\text{A.1.5})$$

que representa a área efetiva da partícula ou espalhador com a qual a radiação interage. O termo de polarizabilidade  $\eta$ , que deriva do princípio de dispersão da onda eletromagnética[4] é dado por

$$\eta = \frac{3}{4\pi N_s} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \quad (\text{A.1.6})$$

sendo  $N_s$  o número de moléculas por unidade de volume e  $n$  a componente real do índice de refração. Podemos reescrever a seção de choque de espalhamento molecular tal que

$$\sigma_s = \frac{24\pi^3(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N_s^2(n^2 + 2)^2} \left( \frac{6 + 3\rho}{6 - 7\rho} \right) \quad (\text{A.1.7})$$

incluindo o termo de correção  $\frac{6+3\rho}{6-7\rho}$  devido aos efeitos de anisotropia molecular[4, 37]. Sendo o coeficiente de espalhamento volumétrico Rayleigh a uma pressão e temperatura padrão definido por

$$\beta_s = N_s \sigma_s \quad (\text{A.1.8})$$

podemos escrever o coeficiente de espalhamento volumétrico Rayleigh em termos da componente real do índice de refração,  $n$ , e do termo de depolarização do ar,  $\rho$ , tal que

$$\beta_s = \frac{24\pi^3(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N_s(n^2 + 2)^2} \left( \frac{6 + 3\rho}{6 - 7\rho} \right) \quad (\text{A.1.9})$$

## A.2 Espalhamento Mie

A teoria de espalhamento Mie é resolvida em função do ângulo de espalhamento, do parâmetro de tamanho da partícula (A.0.1) e do índice de refração (A.0.2).

São definidas duas funções de espalhamento que descrevem os componentes paralelo e perpendicular do campo elétrico espalhado[4, 37]

$$S_1(\theta) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2i + 1}{i(i + 1)} \left[ a_i \pi_i(\cos \theta) + b_i \tau_i(\cos \theta) \right] \quad (\text{A.2.1})$$

$$S_2(\theta) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2i+1}{i(i+1)} \left[ b_i \pi_i(\cos \theta) + a_i \tau_i(\cos \theta) \right] \quad (\text{A.2.2})$$

sendo  $\theta$  o ângulo de espalhamento e os termos  $\pi_i$  e  $\tau_i$  descritos por

$$\pi_i \cos \theta = \frac{1}{\sin \theta} P_i^1 \cos \theta \quad (\text{A.2.3})$$

$$\tau_i \cos \theta = \frac{d}{d\theta} P_i^1 \cos \theta \quad (\text{A.2.4})$$

na qual o termo  $P_i^1$  é o Polinômio de Legendre Associado definido em função do Polinômio de Legendre[4] e os coeficientes de espalhamento Mie  $a_i$  e  $b_i$  são descritos por

$$a_i = \frac{k\psi_i(kx)\psi'_i(x) - \psi_i(x)\psi'_i(kx)}{k\psi_i(kx)\xi'_i(x) - \xi_i(x)\psi'_i(kx)} \quad (\text{A.2.5})$$

$$b_i = \frac{\psi_i(kx)\psi'_i(x) - k\psi_i(x)\psi'_i(kx)}{\psi_i(kx)\xi'_i(x) - k\xi_i(x)\psi'_i(kx)} \quad (\text{A.2.6})$$

o termo  $x$  representa o parâmetro de tamanho (A.0.1) e o termo  $k$  a componente imaginária do índice de refração (A.0.2). O termo  $\psi_i(kx)$  e  $\xi_i(kx)$  são funções de Ricatti-Bessel e escritas em termos da função esférica de Bessel[4, 37].

Os fatores de eficiência para a extinção, o espalhamento e o retroespalhamento de acordo com a teoria Mie são definidos como

$$Q_{ext}(k, x) = \frac{2}{x^2} \sum_{i=1}^{\infty} (2i+1) \text{Re}[a_i(k, x) + b_i(k, x)] \quad (\text{A.2.7})$$

$$Q_{scat}(k, x) = \frac{2}{x^2} \sum_{i=1}^{\infty} (2i+1) [|a_i(k, x)|^2 + |b_i(k, x)|^2] \quad (\text{A.2.8})$$

$$Q_{back}(k, x) = \left| \frac{1}{x^2} \sum_{i=1}^{\infty} (2i+1)(-1)^i [a_i(k, x) - b_i(k, x)] \right|^2 \quad (\text{A.2.9})$$

na qual os termos  $a_i$  e  $b_i$  foram definidos nas equações (A.2.5) e (A.2.6), respectivamente[37].

O coeficiente de espalhamento para a teoria Mie pode ser descrito em função do termo de eficiência  $Q_{scat}$  tal que[5]

$$\beta_{scat} = \frac{\lambda^3}{8\pi^3} \int_{x_1}^{x_2} x^2 Q_{scat}(k, x) N_s dx \quad (\text{A.2.10})$$

na qual os parâmetros de tamanho  $x_1$  e  $x_2$  dos limites de integração definem o intervalo dos raios das partículas para a distribuição dos espalhadores.



# Apêndice B

## LIDAR de Retroespalhamento Elástico

O LIDAR de retroespalhamento elástico, ou simplesmente LIDAR Elástico, é a forma mais clássica da técnica. Em linhas gerais, uma fonte de laser emite um feixe com um único comprimento de onda e um detector mede a radiação retroespalhada de forma elástica por partículas ou moléculas, conforme a teoria de espalhamento vista no apêndice anterior. No processo de retroespalhamento são obtidos dois fatores que fornecem informações a respeito da atmosfera, o coeficiente de retroespalhamento  $\beta$  e o coeficiente de extinção (ou atenuação)  $\alpha$ [5, 60]. O coeficiente  $\beta$ , que representa a parcela de radiação espalhada na direção contrária à direção de propagação do feixe de laser, é descrito pela soma da contribuição do retroespalhamento devido às moléculas, dado por  $\beta_m$ , e por partículas,  $\beta_p$ , tal que

$$\beta = \beta_m + \beta_p \tag{B.0.1}$$

O coeficiente de extinção deriva da Lei de Beer-Lambert. Supondo que a radiação eletromagnética tenha um certo comprimento de onda  $\lambda$  propagando-se através de uma camada  $dr$  perpendicular ao feixe com intensidade  $F(\lambda)$ , a extinção da radiação ao atravessar esse caminho infinitesimal  $dr$  é linearmente proporcional à densidade de matéria ao longo do caminho, representada pela equação[36]

$$F(\lambda, x + dr) - F(\lambda, x) = -\alpha(\lambda, x)F(\lambda, x)dr \tag{B.0.2}$$

Dividindo a equação (B.0.2) por  $dr$  e tirando o limite para  $dr \rightarrow 0$ , temos a equação que representa a Lei de Beer-Lambert.

$$\frac{F(\lambda, x)}{dr} = \alpha(\lambda, x)F(\lambda, x) \quad (\text{B.0.3})$$

na qual  $\alpha(\lambda, x)$  é o coeficiente de extinção do meio, representado pela soma das contribuições de moléculas e partículas tanto por absorção quanto por espalhamento, sendo

$$\alpha(\lambda, x) = \alpha(\lambda, x)_m^{abs} + \alpha(\lambda, x)_m^{esp} + \alpha(\lambda, x)_p^{abs} + \alpha(\lambda, x)_p^{esp} \quad (\text{B.0.4})$$

em que,  $\alpha(\lambda, x)_m^{abs}$  e  $\alpha(\lambda, x)_m^{esp}$  são as contribuições moleculares por absorção e por espalhamento, respectivamente, e,  $\alpha(\lambda, x)_p^{abs}$  e  $\alpha(\lambda, x)_p^{esp}$  são as contribuições de partículas devido a absorção e ao espalhamento, respectivamente.

Os dois fatores,  $\alpha$  e  $\beta$ , compõem a equação LIDAR para o retroespalhamento elástico, que envolve parâmetros ópticos da atmosfera e parâmetros geométricos do sistema, segue abaixo a equação clássica do sistema LIDAR

$$P(r) = P_0 \frac{c\tau}{2} A_r \frac{\beta(r)}{r^2} \exp \left[ -2 \int_0^r \alpha(r') dr' \right] \quad (\text{B.0.5})$$

na qual  $P(r)$  é a potência do sinal detectado a uma distância  $r$  num tempo  $t$ ,  $r$  é a distância do volume espalhador investigado,  $P_0$  é a potência do sinal transmitido,  $c$  a velocidade da luz,  $\tau$  a duração do pulso emitido pelo laser e  $A_r$  a área efetiva do receptor (telescópio).

As medidas com o LIDAR fornecem informações sobre as características de espalhamento e atenuação da atmosfera, observando-se que esses dois efeitos correlacionados possam ser de alguma maneira separados[61, 62]. As propriedades de retroespalhamento e extinção devido à parcela molecular da atmosfera, dominada pelo espalhamento Rayleigh, pode ser obtida por meio de dados meteorológicos utilizando dados de radiossondagem. Dessa forma, torna-se necessário determinar os coeficientes vinculados apenas à parcela de material particulado, dominada pelo espalhamento Mie.

O Método de Inversão de Klett[9, 61–63] é um método analítico muito utilizado com potencial para tratar esse problema de extrair o coeficiente de extinção e de retroespalhamento em uma atmosfera não homogênea a partir de um sinal de retorno de

comprimento de onda único de um sistema LIDAR, como é o caso do nosso sistema em laboratório. Segundo Klett[61] o sinal mais apropriado para a análise é o logaritmo natural do sinal recebido corrigido pela distância ao quadrado.

$$S(r) = \ln[r^2 P(r)] \quad (\text{B.0.6})$$

Tomando valores de  $S(r)$  e  $S_0 = S(r_0)$ , no qual  $r_0$  é uma distância de referência, temos

$$S(r) = \ln[r^2 P(r)] \Rightarrow$$

$$S - S_0 = \ln[r^2 P(r)] - \ln[r_0^2 P(r_0)] \Rightarrow$$

$$S - S_0 = \ln \left[ \frac{r^2 P(r)}{r_0^2 P(r_0)} \right] \quad (\text{B.0.7})$$

Utilizando a equação clássica de LIDAR (B.0.5) e substituindo na equação (B.0.7) obtemos

$$S - S_0 = \ln \left[ \frac{\beta(r)}{\beta(r_0)} \right] - 2 \int_r^{r_0} \alpha(r') dr' \quad (\text{B.0.8})$$

Derivando a equação (B.0.8) em função de  $r$  chegamos no seguinte resultado

$$\frac{dS}{dr} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dr} - 2\alpha \quad (\text{B.0.9})$$

Esse resultado mostra que a equação (B.0.9) é dependente dos valores dos coeficientes de retroespalhamento e extinção,  $\beta$  e  $\alpha$  respectivamente. Em outras palavras, temos apenas uma quantidade medida e duas grandezas físicas a serem obtidas. Cabe aqui introduzir a variável chamada Razão LIDAR (LR), uma razão que relaciona o coeficiente de extinção e de retroespalhamento utilizada na solução da equação (B.0.9)[5].

$$\text{LR} = \frac{\alpha(r)}{\beta(r)} \quad (\text{B.0.10})$$

Este é o parâmetro mais crítico ao se utilizar o Método de Klett. Essa quantidade

depende de propriedades físicas, químicas e morfológicas das partículas, que por sua vez depende da umidade relativa da atmosfera e da altitude[3]. Justamente por depender de diversos parâmetros, a estimativa da Razão LIDAR é considerada como a grande dificuldade da técnica quando utilizado um único comprimento de onda, tornando-se muito difícil a estimativa de valores confiáveis para o perfil de extinção. Nesses casos é necessário a utilização de dados complementares de outros instrumentos, como o Fotômetro Solar[64, 65], o qual fornece os dados de espessura óptica, definida como a integral do coeficiente de extinção em todo o perfil atmosférico[36]. Calculando valores do coeficiente de retroespalhamento integrado e utilizando valores da espessura óptica fornecido pelo fotômetro solar é possível estimar um valor para a Razão LIDAR integrada na coluna, esse deve ser utilizado apenas como um valor *a priori* para o cálculo do perfil de extinção da atmosfera, enquanto o verdadeiro valor da LR permanece desconhecido.

# Referências Bibliográficas

- 1 IBGE, I. B. de Geografia e E. *Regiões de influência das cidades 2007*. [S.l.]: IBGE, 2008.
- 2 EMILENKO, A. et al. Optical demonstration of dust darkness according to observations in beijing. In: MATVIENKO, G. G. (Ed.). *Optical Technologies for Atmospheric, Ocean, and Environmental Studies, Pts 1 and 2*. [S.l.]: Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), 2005. v. 5832, p. 198–202.
- 3 WEITKAMP, C. *Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. [S.l.]: Springer, 2005.
- 4 LIOU, K. N. *An Introduction to Atmospheric Radiation*. 2nd. ed. USA: Academic Press, 2002.
- 5 MEASURES, R. M. *Laser Remote Sensing Fundamentals and Applications*. [S.l.]: Krieger Publishing Company, 1984.
- 6 ARGALL, P. S.; SIGA, R. J. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*. [S.l.]: Elsevier Science, 2002. 869–889 p.
- 7 ARGALL, P. S.; SIGA, R. J. *The Optics Encyclopedia: Basic Foundations and Practical Applications*. [S.l.]: Wiley Publishers, 2003. 1305–1322 p.
- 8 WHITEMAN, D. N. Examination of the traditional raman lidar technique. i. evaluating the temperature-dependent lidar equations. *Applied Optics*, v. 42, n. 15, p. 2571–2592, 2003.

- 9 KLETT, J. D. Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. *Applied Optics*, v. 24, p. 1638–1643, 1985.
- 10 A. S. Torres. *Desenvolvimento de uma metodologia de calibração independente para um Lidar Raman na obtenção e estudo de perfis de vapor d'água atmosférico*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, Brazil, 2008.
- 11 LOUDON, R. *The Quantum Theory of Light*. [S.l.]: Oxford, 1973. 273-285 p.
- 12 WOODWARD, D. P. *Raman Spectroscopy*. [S.l.]: Plenum Press, 1967.
- 13 PENNEY, C. M. "*Light Scattering and Fluorescence in the Approach to Resonance - Stronger Probing Techniques*" *Laser Raman Gas Diagnostics*. [S.l.]: Plenum Press, 1974. 191-217 p.
- 14 INABA, H.; KOBAYASI, T. Laser-raman radar. *Opto-eletronics*, v. 4, p. 101–123, 1972.
- 15 PLACZEK, G. *Rayleigh-streuung und Raman-effekt*. [S.l.]: Akademische Verlag, 1934. 205-374 p.
- 16 INABA, H. *Detection of Atoms and Molecules by Raman Scattering and Resonance Fluorescence*. [S.l.]: Springer Verlag, 1976.
- 17 SYNGE, E. H. A method of investigating the higher atmosphere. *Philosophical Magazine*, v. 9, n. 60, p. 1014–1020, 1930.
- 18 TUVE, M. A.; JOHNSON, E. A.; WULF, O. R. A new experimental method for study of the upper atmosphere. *Physical Review*, v. 48, n. 11, p. 917–917, 1935.
- 19 HULBURT, E. O. Observations of a searchlight beam to an altitude of 28 kilometers. *Journal of the Optical Society of America*, v. 27, n. 11, p. 377–382, 1937.
- 20 JOHNSON, E. et al. The measurement of light scattered by the upper atmosphere from a search-light beam. *Journal of the Optical Society of America*, v. 29, n. 12, p. 512–517, 1939.

- 21 DUCLAUX, J. P. E. Sondage de l'atmosphère par rayon lumineux. *Journal de Physique et le Radium*, v. 7, n. 9, p. 361–364, 1936.
- 22 BUREAU, R. Effect of catastrophic ionospheric disturbances on low-frequency radio waves. *Nature*, v. 141, n. 3571, p. 646–646, 1938.
- 23 ELTERMAN, L. A series of stratospheric temperature profiles obtained with the searchlight technique. *Journal of Geophysical Research*, v. 58, n. 4, p. 519–530, 1953.
- 24 FRIEDLAND, S. S.; KATZENSTEIN, J.; ZATZICK, M. R. Pulsed searchlighting the atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, v. 61, n. 3, p. 415–434, 1956.
- 25 MAITMAN, T. H. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, v. 187, p. 493–494, 1960.
- 26 MCCLUNG, F. J.; HELLWARTH, R. W. Giant optical pulsations from ruby. *Journal of Applied Physics*, v. 33, n. 3, p. 828–829, 1962.
- 27 SMULLIN, L. D.; FIOCCO, G. Optical echoes from the moon. *Nature*, v. 194, p. 1267–1267, 1962.
- 28 HINKLEY, E. *Laser Monitoring of the Atmosphere*. [S.l.]: Springer, 1976.
- 29 SPINHIRNE, J. Micro pulse lidar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, v. 31, n. 1, p. 48–55, 1993.
- 30 SICA, R. J. et al. Lidar measurements taken with a large-aperture liquid mirror. 1. rayleigh-scatter system. *Applied Optics*, v. 34, n. 30, p. 6925–6936, 1995.
- 31 GARDNER, C. S. et al. Interpretation of gravity waves observed in the mesopause region at starfire optical range, new mexico: Strong evidence for nonseparable intrinsic  $(m, \omega)$  spectra. *J. Geophys. Res.*, v. 108, n. D8, p. 8699–8713, 1998.
- 32 ABREU, K. W. F. adn V. J. et al. Visible wavelength doppler lidar for measurement of wind and aerosol profiles during day and night. *Optical Engineering*, v. 34, n. 2, p. 499–511, 1995.

- 33 HU, Z. et al. Temperature properties of na dispersive faraday optical filter at  $d_1$  and  $d_2$  line. *Optics Communications*, v. 156, p. 289–293, 1998.
- 34 MCKAY, J. A. Single and tandem fabry-perot etalons as solar background filters for lidar. *Applied Optics*, v. 38, n. 27, p. 5851–5858, 1999.
- 35 PEDROTTI, F. L.; PEDROTTI, L. S. *Introduction to Optics*. [S.l.]: 2nd ed. Prentice-Hall Englewood Cliffs, 1993. 24-25 p.
- 36 SEINFELD, J. H.; PANDIS, S. N. *Atmospheric Chemistry and Physics - From Air Pollution to Climate Change*. [S.l.]: Wiley-Interscience Publication, 1998.
- 37 WHITEMAN, D. N. *Lidar - a Computational Approach Lectures*. USA: Howard University, 2006.
- 38 ANSMANN, A.; RIEBESELL, M.; WEITKAMP, C. Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a raman lidar. *Optics Letters*, v. 15, n. 13, p. 746–748, 1992.
- 39 ANSMANN, A. et al. Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined raman elastic-backscatter lidar. *Applied Optics*, v. 31, n. 33, p. 7113–7131, 1992.
- 40 WHITEMAN, D. N. Examination of the traditional raman lidar technique. ii. evaluating the ratios for water vapor and aerosols. *Applied Optics*, v. 42, n. 15, p. 2593–2608, 2003.
- 41 WHITEMAN, D. 2004. Private communication in Raman Lidar Workshop - Greenbelt - EUA.
- 42 VAUGHAN, G. et al. Humidity measurements in the free troposphere using raman backscatter. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 114, n. 484, p. 1471–1484, 1988.
- 43 SHERLOCK, V.; HAUCHECORNE, A.; LENOBLE, J. Methodology for the independent calibration of raman backscatter water-vapor lida systems. *Applied Optics*, v. 38, p. 5816–5837, 1999.



- 44 MILLER, E.; WANG, J.; COLE, H. Correction for dry bias in Vaisala radiosonde rh data. In: *Ninth ARM Science Team Meeting, San Antonio, Texas, 22-26 March*. San Antonio, TX USA: N/A, 1999. p. N/A.
- 45 TURNER, D. D.; GOLDSMITH, J. E. M. Twenty-four-hour raman lidar water vapor measurements during the atmospheric radiation measurement program's 1996 and 1997 water vapor intensive observation periods. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 16, p. 1062–1076, 1999.
- 46 ROCKEN, C. et al. Gps/storm gps sensing of atmospheric water vapor for meteorology. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 12,3, p. 468–478, 1995.
- 47 WANDIGER, U.; ANSMANN, A. Experimental determination of the lidar overlap profile with raman lidar. *Applied Optics*, v. 41, p. 511–514, 2002.
- 48 WHITEMAN, D. N.; MELFI, S.; FERRARE, R. Raman lidar system for the measurement of water vapor and aerosols in the earth's atmosphere. *Applied Optics*, v. 31, p. 3068–3082, 1992.
- 49 PENNEY, C. M.; LAPP, M. Raman-scattering cross sections for water vapor. *Journal of the Optical Society of America*, v. 66, n. 5, p. 422–425, 1976.
- 50 AVILA, G. et al. The raman spectra and cross-sections of h<sub>2</sub>o, d<sub>2</sub>o, and hdo in the oh/od stretching regions. *Spectroscopy Letters*, v. 3, n. 11&12, p. 305–309, 1970.
- 51 WHITEMAN, D. N. Application of statistical methods to the determination of slope in lidar data. *Applied Optics*, v. 38, n. 15, p. 3360–3369, 1999.
- 52 L. M. V. Pozzetti. *Criação de um Banco de Dados Dinâmico e Análise de Medições Lidar em formato web do Laboratório de Aplicações Ambientais a Laser do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, Brazil, 2006.
- 53 CLA. Disponível em: <<http://bemtevi2.ipen.br/sitio/?idm=86>>.

- 54 LANDULFO, E. et al. Air quality assessment using a multi-instrument approach and air quality indexing in an urban area. *Atmospheric Research*, v. 85, p. 98–111, 2007.
- 55 ACKERMANN, J. The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: A numerical study. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 15, p. 1043–1050, 1997.
- 56 OMAR, A. H. et al. The calipso automated aerosol classification and lidar ratio selection algorithm. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 26, p. 1994–2014, 2009.
- 57 CEAPLA. Disponível em: <<http://www.rc.unesp.br/igce/ceapla/>>.
- 58 CEPEMA. Disponível em: <<http://www.cepema.usp.br/apresentacao/>>.
- 59 IPMET. Disponível em: <<http://www.ipmet.unesp.br/index.php>>.
- 60 EICHINGER, W. E.; KOVALEV, V. A. *Elastic Lidar: Theory, Practice, and Analysis Methods*. [S.l.]: Wiley Publishers, 2004.
- 61 KLETT, J. D. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Applied Optics*, v. 20, p. 211–220, 1981.
- 62 KLETT, J. D. Lidar calibration and extinction coefficients. *Applied Optics*, v. 22, p. 514, 1983.
- 63 KLETT, J. D. Extinction boundary value algorithms for lidar inversion. *Applied Optics*, v. 25, p. 2462, 1986.
- 64 HOLBEN, B. N. et al. Aeronet a federal instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote Sensing of Environment*, v. 66, p. 1–16, 1998.
- 65 LANDULFO, E. et al. Synergetic measurements of aerosols over são paulo, brazil using lidar, sunphotometer and satellite data during dry season. *Atmospheric Chemistry and Physics*, v. 3, p. 1523–1539, 2003.