



Universidade Federal da Bahia
Instituto de Física
Programa de Pós-Graduação em Física

VICTOR MANCIR DA SILVA SANTANA

**MEDIDAS DE CONCENTRAÇÃO DE GASES NA
ATMOSFERA DE SALVADOR UTILIZANDO UM
ESPECTRO-RADIÔMETRO**

Salvador
2012

VICTOR MANCIR DA SILVA SANTANA

**MEDIDAS DE CONCENTRAÇÃO DE GASES NA
ATMOSFERA DE SALVADOR UTILIZANDO UM ESPECTRO-
RADIÔMETRO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, Universidade Federal da Bahia, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Denis Gilbert Francis David

Salvador
2012

Agradecimentos

À Deus, por me conceder a vida e pela oportunidade de lutar pelos propósitos aqui na Terra.

Aos meus pais, Ana e Magno, que me conceberam, me dando um formidável apoio e condições para alcançar os meus objetivos. Também, aos meus irmãos, Maguinho e Magnólia (Gabriela), pelo companheirismo e ajuda desde minha infância.

Ao meu orientador, Prof. Denis David, pela sua dedicação, paciência e, acima de tudo, fé em mim e em meu trabalho.

Ao Prof. Marcus Vinícius, pela sua contribuição para a minha formação profissional desde a iniciação científica.

Ao Prof. Iuri Pepe, por seu apoio e dispor recursos do Laboratório de Propriedades Óticas para a realização deste trabalho.

Ao Prof. Ronaldo Barbosa, por conceder um espaço no Instituto de Geociências para a realização de medidas deste trabalho.

Ao Prof. Antônio Ferreira e ao Prof. Jailton Almeida pelas palavras de incentivo.

Aos colegas de trabalho do Laboratório Hall: Erick, Jime, Yuri Hamayano, Jadiel, Jéssica e Jaciara, pelo companheirismo e fornecendo preciosa ajuda nas etapas mais difíceis.

Aos colegas do LaPO: Itã, Ivanoé, Valmara, Eduardo “Kid” e a todos pelo auxílio técnico no laboratório.

A Joilton Bonifácio, José Tiago e Fábio Neves pelas mensagens de força e perseverança.

Aos colegas do Instituto de Física: Rafael Rodrigues, Rafael Bittencourt, Jamile, Carla Sena, Lilian, Pedro Teodoro, Kim Veiga, Kelly, Vanessa, pelos momentos de descontração no Instituto de Física (e fora dele).

A todos que estão presentes na minha vida – os quais, com certeza, não conseguirei citar todos aqui – por simplesmente existirem.

À CAPES, Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, pelo apoio financeiro.

Resumo

Com base em medidas do espectro solar na superfície terrestre de Salvador, na faixa de 0,3 a 2,0 micrometros, foram realizados cálculos das concentrações de vapor de água e de aerossóis em termos de suas profundidades ópticas. O espectro solar foi obtido com o uso de um sistema de medidas interfaceado por computador desenvolvido no laboratório. Este sistema é composto de um dispositivo seguidor solar (para captar a irradiação solar direta) e um espectro-radiômetro. Inicialmente, os dados são tratados para a eliminação de ruídos e determinação da linha de base do espectro. Em seguida, são comparados com os espectros teóricos, calculados do modelo de transferência radiativa SPCTRAL2 (de Bird e Riordan). A partir disso, ajustam-se os parâmetros de entrada do modelo (quantidades de vapor de água, ozônio e aerossóis) para obter a sobreposição das curvas teórica e experimental, tendo-se como referência a minimização do desvio quadrático médio (dqm) entre os valores correspondentes das duas curvas. Os resultados mostram: as medidas realizadas descrevem as bandas de absorção pelo vapor de água em 0,9, 1,1 e 1,4 micrometros e ozônio; os efeitos do espalhamento da luz solar pelos aerossóis marítimos.

ABSTRACT

Based in solar spectrum measurements on the surface of Salvador, in the range of 0.3 to 2.0 microns, calculations of the water vapor concentrations and the aerosols in terms of their optical depths has been made. The solar spectrum has been obtained by the use of a measurement system interfaced by computer developed in laboratory. This system is composed by a solar tracker device (to receive the direct irradiance) and a spectral-radiometer. The data have been treated to eliminate noises and determine the spectra baseline. Then they are compared with the theoretical spectra calculated by radiative transfer model SPCTRAL2 (Bird and Riordan). From this, the input parameters of the model (such as the water vapor, ozone and aerosol concentrations) have adjusted to get an overlapping of the theoretical and experimental curves. This adjustment is based on the minimization of the square deviation mean (sqm) between the correspondent values of the curves. It is shown that the measurements well describe the absorption bands of the water in 0.9, 1.1, and 1.4 micrometers and the absorption by ozone; and the scattering effects of solar light by the maritime aerosols.

Índice

Agradecimentos	3
Tabela de conversão das grandezas utilizadas	13
Lista de símbolos empregados	14
1 Introdução	15
2 Fundamentação Teórica.....	19
2.1 O Sol.....	19
2.1.1 A estrutura solar.....	19
2.1.2 A atmosfera solar.....	22
2.2 A trajetória da Terra ao redor do Sol.....	26
2.3 A constante solar e o espectro solar	29
2.4 A atmosfera terrestre	29
2.5 Posicionamento do Sol no céu.....	32
2.5.1 Equação do tempo	32
2.5.2 Correção da Longitude	33
2.5.3 Ângulos Solares.....	33
2.6 Propagação da radiação solar pela atmosfera	36
2.6.1 Processos de Interação da Radiação com a Atmosfera	38
2.6.2 A absorção da luz pelos gases	45
2.7 Modelos de Transmissão atmosférica de referência	58
2.7.1 SMARTS2.....	58
2.7.2. SPCTRAL2	59
2.8 Instrumentos de Medição do espectro solar	62
2.8.1 Fotômetro Solar	63
2.8.2 Espectro-Radiômetro	64
3 Metodologia	66
3.1 Relação dos componentes atmosféricos com o espectro solar	67
3.2 Medidas do espectro solar da superfície	69
3.2.1 Descrição geral do sistema de aquisição	70
4 Desenvolvimento do espectro-radiômetro e do dispositivo seguidor solar	74
4.1 O Espectro-radiômetro	74
4.1.1 Sistema ótico-mecânico	77
4.1.2 Sistema eletrônico	82
4.2 Dispositivo seguidor solar	91

4.2.1	Ajuste dos ângulos do tubo e do espelho.....	93
4.3	Local da aquisição dos dados	98
4.4	Método de cálculo das concentrações de gases.....	99
5	Resultados e discussão.....	100
5.1	Considerações sobre o espectro-radiômetro.....	109
5.2	Considerações sobre o dispositivo seguidor solar.....	111
6	Conclusão e perspectivas	113
7	Referências bibliográficas	115
8	Trabalhos apresentados em eventos durante o mestrado.....	117
9	Anexo 1	119

Figuras

Figura 1: Corte da seção transversal do Sol para ilustrar o seu interior e a sua atmosfera (Adaptado de Liou, 2002).	19
Figura 2: Cadeia de Reação da Transformação de Hidrogênio em Hélio (Extraído de http://cienciaxreligiao.blogspot.com.br/2007/07/bomba.html)	20
Figura 3: Perfil de distribuição de densidade e temperatura na superfície do Sol (fonte: http://astro.if.ufrgs.br/esol/esol.htm)	22
Figura 4: A temperatura da estrutura solar e as regiões (altitudes) em que linhas de absorção são formadas. (Adaptado do Liou, 2002)	24
Figura 5: O Espectro solar (Fonte: http://fc.uni.edu.pe)	25
Figura 6: Movimento anual da Terra ao redor do Sol (Adaptado do Kalogirou, 2009)	26
Figura 7: Insolação média diária ($Q/24$ hrs) como uma função da latitude e dia do ano em unidades de W/m^2 baseado num valor de intensidade solar de $1366 W/m^2$. (Adaptado do Liou, 2002)	27
Figura 8: Posições relativas do Sol ao longo do ano (Santana, 2010)	28
Figura 9: Curvas de irradiância espectral solar e as absorções atmosféricas (Adaptado do Vardavas, 2007)	29
Figura 10: Perfil da temperatura da atmosfera com a altitude. (Adaptado de Vardavas, 2007)	30
Figura 11: Perfis médios de temperatura, densidade e massa molecular entre 0 e 700 km de altitude. Existem variações significativas com a latitude e a atividade solar nesses perfis.	31
Figura 12: Definição da Latitude (L), da hora solar (h) e do ângulo de declinação (δ) (Adaptado do Kalogirou, 2009)	34
Figura 13: Percorso aparente diário do Sol ao longo do céu do nascente ao poente.....	35
Figura 14: (a) Diagrama dos ângulos de incidência solar θ , de inclinação β da superfície adotada com o plano horizontal e da superfície azimutal Z_s ; (b) o ângulo azimutal solar visto no plano horizontal (Adaptado do Kalogirou, 2009).....	36
Figura 15: Distribuição percentual da radiação solar incidente (Fonte: http://fisica.ufpr.br)	37

Figura 16: Diagrama polar do espalhamento Rayleigh para a luz não-polarizada em um meio com espalhadores que possui polarizabilidade isotrópica (linha cheia) e para polarizabilidade anisotrópica (linha tracejada).(Adaptado do Platt, 2008)	40
Figura 17: Fator de eficiência de extinção em função do parâmetro x de tamanho de partículas esféricas para diferentes índices de refração: 1,5 -0i; 1,5-0,1i e 1,3-0i.	42
Figura 18: Gráfico de ρ_{Mie} versus x (razão entre os raios r das partículas e o comprimento de onda da radiação incidente)	43
Figura 19: Curva gaussiana que descreve uma população de partículas de água com raio médio igual a $0,9 \mu\text{m}$ (r em metros e $N(r)$ em m^{-3}).....	44
Figura 20: Contribuição das bandas de absorção do ozônio e do oxigênio (O_2) na atmosfera em comparação à atmosfera total. (Adaptado de Soares, 2010)	51
Figura 21: Gráficos das transmissividades do ozônio: (a) para a região ultravioleta e (b) para a região visível em relação às profundidades óticas de ozônio.(Adaptado do Muneer, 2009)	52
Figura 22: Contribuição das bandas de absorção do vapor de água em relação a atmosfera	53
Figura 23: Modos normais de vibração da água	54
Figura 24: Espectros de absorção medidos e calculados para: (a) $0,9 \mu\text{m}$, (b) $1,1 \mu\text{m}$ e (c) $1,4 \mu\text{m}$ (Extraído de Yamanouchi, 1983)	56
Figura 25: Potência espectral da radiação solar (em watts por metro quadrado por elétron-volt). A curva A é a espectro incidente acima da atmosfera.....	57
Figura 26: Gráfico da transmitância do vapor de água para diferentes quantidades de água precipitável (Muneer,2004).....	61
Figura 27: Transmissividade do vapor de água para $0,943 \text{ nm}$ versus a quantidade de água precipitável w (em cm).	61
Figura 28: Gráfico de transmitância para os gases uniformemente misturados (Adaptado do Muneer, 2004)	62
Figura 29: Fotografia e esquema de um MFRSR (Fonte: www.ess.uci.edu/~cmclinden/link/rsr.html#rsr)	64
Figura 30: Espectrorradiômetro do modelo RSS-1024 produzido pela empresa YES [Extraído de Haag, 2007].....	65
Figura 31: Fotografia de um espectro-radiômetro portátil modelo FieldSpec-4. (Fonte: FieldSpec, 2012)	65

Figura 32: Esquema do sistema de aquisição de espectros	71
Figura 33: Foto do sistema de aquisição composto pelo espectro-radiômetro e pelo dispositivo seguidor solar	74
Figura 34: Vista geral interna do espectro-radiômetro.	75
Figura 35: Esquema Geral do espectro-radiômetro.....	76
Figura 36: Outras vistas internas do espectro-radiômetro.....	77
Figura 37: Esquema ótico do espectro-radiômetro	77
Figura 38: Esquema ótico em perfil	78
Figura 39: Tubo de colimação	78
Figura 40: Conjunto de lentes frente ao detector	79
Figura 41: Associação de lentes côncavas	80
Figura 42: As lentes concentram os raios luminosos para o detector	80
Figura 43: Mecanismo de rotação da rede de difração	81
Figura 44: Circuito eletrônico geral do espectro-radiômetro.....	82
Figura 45: Circuito de fim de curso	83
Figura 46: Interface de alimentação das bobinas do motor de passo via transistores	83
Figura 47: Circuito eletrônico para detecção do sinal luminoso.....	84
Figura 48: Esquema de montagem da bancada ótica	86
Figura 49: Montagem para medida de tensão e corrente da lâmpada	87
Figura 50: Gerador de corrente para a medição da resistência do filamento da lâmpada desligada.....	88
Figura 51: Gráfico tensão versus corrente para uma lâmpada de tungstênio.....	89
Figura 52: Curvas do sinal calculado de corpo negro (preto) e espectro medido pelo ER da lâmpada; a linha verde cheia é a função de sensibilidade do ER.....	91
Figura 53: Esquema do dispositivo seguidor solar.....	92
Figura 54: Foto do acoplamento do espelho com o tubo.....	93
Figura 55: Vista frontal de mecanismo de giro do tubo: foto (esquerda) e esquema (direita).....	93
Figura 56: Vista lateral de mecanismo de giro do tubo: foto (esquerda) e esquema (direita).....	94
Figura 57: Vista superior do mecanismo para rotação do tubo.	94
Figura 58: Ilustração do rastreamento do Sol pelo movimento de rotação do tubo ...	95

Figura 59: Ilustração do rastreamento do Sol pelo movimento de rotação do espelho	96
Figura 60: Medidas de espectro solar realizadas no dia 17-01-2012	100
Figura 61: Medidas de espectro solar realizadas no dia 10-04-2012	101
Figura 62: Comparação entre o espectro medido e o espectro simulado pelo SPCTRAL2 para o dia 17-01-2012 às 15H31M	101
Figura 63: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 para o dia 10-04-2012 às 15h24m	102
Figura 64: Mapa de concentração em vapor de água no dia 17 de janeiro de 2012 às 13h30m.....	103
Figura 65: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 para o dia 17-01-2012 às 16H44M	104
Figura 66: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 para o dia 17-01-2012 às 15h24m	105
Figura 67: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 com o espalhamento Mie para o dia 17-01-2012 às 15h24m	106
Figura 68: Os espectros medidos pelo espectro-radiômetro (em azul) e calculados pelo modelo SPCTRAL2 (em vermelho) para as bandas de absorção da água em: (a) 0,9 μm , (b) 1,1 μm (c) 1,4 μm	109
Figura 69: Sinal de um espectro com os ruídos espúrios	111

Lista de Tabelas

Tabela 1: Características gerais do Sol	26
Tabela 2: Gases que constituem a atmosfera (Extraído de Soares, 2010)	31
Tabela 3: Bandas de absorção do vapor de água no infravermelho próximo	55
Tabela 4: Características dos motores de passo do dispositivo seguidor solar.....	97
Tabela 5: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 10 de abril de 2012.....	103
Tabela 6: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 17 de janeiro de 2012.	104
Tabela 7: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 17 de janeiro de 2012.	105
Tabela 8: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 17 de janeiro de 2012. (modelo de Mie)	107

Tabela de conversão das grandezas utilizadas

Grandezas	λ (μm)	E (eV)	k (cm^{-1})
Comprimento de onda λ (μm)	1	$1,24/\lambda$	$2\pi/\lambda$
Energia E (eV)	$1,24/E$	1	$2\pi E/1,24$
Numero de onda k (cm^{-1})	$2\pi/k$	$1,24/2\pi$	1

Lista dos principais símbolos empregados

h – constante de Planck

\hbar – constante de Planck dividida por 2π

e – carga do elétron

c – velocidade da luz

K_B – constante de Boltzmann

μ_x – momento de dipolo elétrico

E – energia

τ – profundidade óptica

B – coeficiente de turbidez de Angstrom

m – massa óptica total

Z – ângulo zenital

T – transmissividade

ER – Espectro-radiômetro

GIRASSOL – Guia de Rastreamento do Sol

Z_s - ângulo entre a projeção da normal da superfície no plano horizontal e a direção Sul

h_s – hora solar

L – latitude

δ - ângulo de inclinação da Terra em relação à eclíptica

N_s – concentração de partículas de raios arbitrários

n_p – número de partículas de raio r por unidade de volume do ar

ρ_{Mie} – razão entre a seção eficaz de difusão e a área geométrica da partícula

α – expoente de Angstrom

β – coeficiente de turbidez de Angstrom

1 Introdução

Conforme a sociedade humana aumenta seu espaço de ocupação no planeta com o crescimento do número de habitantes, cresce sua demanda por energia elétrica para suprir as atividades da civilização. As fontes de geração de energia convencionais, como os combustíveis fósseis e a energia nuclear, ainda podem ser utilizadas, mas com um comprometimento grave da manutenção dos recursos do planeta, pois elas geram sérios problemas como a poluição ambiental e perturbações significativas no clima.

Neste contexto, a energia solar apresenta-se como umas das fontes renováveis de energia mais promissoras. Isto porque a energia solar é abundante: a energia contida na luz solar incidente sobre a Terra a cada dia é equivalente a toda energia consumida no mundo em 27 anos (Aldabó, 2007). Sendo ainda totalmente limpa e praticamente infinita, pois esta energia advém da estrela mais próxima do nosso planeta, decorrente das reações termonucleares em seu interior.

Contudo a radiação solar extraterrestre sofre vários processos de interação com a atmosfera terrestre em seu percurso antes de chegar à superfície, a dizer: reflexão, dispersão (espalhamento) e absorção. O modo como estes processos ocorrem varia para cada região do planeta e para cada época do ano (estações), pois estas determinam a presença em quantidade dos componentes atmosféricos como gases e aerossóis (materiais particulados na atmosfera).

Logo, torna-se necessário estudar estes processos de transmissão da radiação pela atmosfera uma vez que estes estabelecem a disponibilidade de energia solar para a conversão em sistemas de aproveitamento. Um dos modos mais práticos de se realizar este estudo é obter o perfil espectral da luz solar incidente que chega à superfície terrestre. Por meio dos espectros medidos podem-se adquirir informações sobre os processos de interação da radiação solar com a atmosfera, revelando os gases e aerossóis que a constituem e que mais influenciam neste processo. Além disso, para o projeto de células fotovoltaicas é de fundamental importância conhecer-se nas regiões do espectro solar – faixas de comprimento de onda (ou de frequência) – a quantidade de energia que pode ser aproveitada para a conversão em energia elétrica.

Em Salvador-Bahia, na literatura existem poucos trabalhos que tratem a respeito da relação entre a radiação solar nesta cidade e a sua atmosfera. Como exemplo vale citar o trabalho desenvolvido por Soares (2010) que realizou medidas de concentração de gases

pelo método de inversão utilizando dados obtidos com um radiômetro de LEDs construído por Ramalho (2010).

Com o propósito de instalar a Rede de Monitoramento da Qualidade do ar, para a região metropolitana de Salvador (RMS), Lyra (2008) apresenta um modelo integrado de Gestão da Qualidade do ar, para garantir uma medida de controle da poluição atmosférica da cidade.

Apesar deste esforço inicial, ainda não há um estudo acerca do espectro solar completo nesta localidade, possibilitando avaliar o comportamento da atmosfera local e o impacto na captação da luz solar. O conhecimento do espectro da radiação solar é fundamental para compreender-se o perfil de distribuição de energia luminosa que alcança a superfície terrestre, isto é, qual porção da energia solar chega ao solo. O presente trabalho fornece bases para analisar o balanço energético na superfície terrestre de Salvador, estando diretamente associado à concentração dos gases que compõem a atmosfera.

A principal motivação deste trabalho está na utilização da energia solar. A maior proposta é o desenvolvimento de uma instrumentação para medir o espectro solar em solo. As medidas de concentração dos principais componentes atmosféricos são resultados de uma metodologia de obtenção e caracterização do espectro solar na superfície.

Neste trabalho, a radiação solar é utilizada como um meio para estudar a atmosfera de Salvador. O principal órgão que realiza essa atividade é a Cetrel S.A que fornece informações diárias sobre a concentração de compostos químicos presentes na atmosfera.

Este trabalho visa obter valores das concentrações dos principais componentes atmosféricos que atenuam a radiação solar na atmosfera em termos de suas espessuras ópticas, utilizando um espectro-radiômetro construído no laboratório, com um método de análise baseado no uso de um modelo de transmissão atmosférica rápido. O problema central consiste em medir a quantidade de gases e de aerossóis na atmosfera de Salvador em termos de suas profundidades ópticas.

A utilização de um espectro-radiômetro construído no laboratório, como instrumento para a obtenção de medidas, tem como propósito de determinar, dimensionar e avaliar a validade prática deste instrumento destinado a compor uma estação radiométrica. É importante ressaltar que até o momento, embora haja trabalhos aqui no Brasil com o propósito de estudar a radiação solar, não houve algum que utilizasse um espectro-radiômetro.

A construção de um espectro-radiômetro em laboratório envolve o planejamento e execução de um aparelho de análise ótica. O planejamento refere-se às características

funcionais do equipamento, com a escolha dos componentes do sistema e a organização destes para alcançar o propósito de estudar a luz solar. Para a execução, exigem-se conhecimentos de campos diversos da Física e da Engenharia, tais como a ótica, a mecânica e a eletrônica.

Concluída a construção do espectro-radiômetro, deve-se investigar seu desempenho em campo com a finalidade de integrar o espectro-radiômetro a uma estação radiométrica, a ser instalada no terraço do Instituto de Física da UFBA. A estação radiométrica tem o papel de monitorar a radiação solar que chega à superfície da cidade. Esta estação deve ser composta por radiômetros – para medir a intensidade global da radiação solar – e de sensores espectrais – para medir a intensidade da radiação por comprimento de onda. Neste sentido, o espectro-radiômetro funciona como um sensor espectral de banda larga (compreendendo o visível e o infravermelho próximo).

Este trabalho está dividido em seis capítulos:

O Primeiro capítulo é a Introdução em que se faz a contextualização do problema abordado na pesquisa, localizando a sua importância para o assunto geral que é a energia solar.

O Segundo capítulo, a Fundamentação teórica, é feita uma revisão dos principais conceitos físicos envolvidos no desenvolvimento do trabalho. Aborda-se desde a formação da radiação solar na estrela até sua chegada à atmosfera, onde sofre os processos de interação com os componentes atmosféricos até atingir a superfície terrestre. Nesta parte, são ainda apresentados elementos de mecânica celeste para descrever o posicionamento do Sol no céu em função da hora e do dia, e uma descrição sobre o modelo de transmissão atmosférica, utilizado.

No Terceiro capítulo, a Metodologia, é explicada a estratégia da pesquisa utilizada para a obtenção dos dados dos componentes atmosféricos. Nesse item, expõem-se as relações entre os componentes atmosféricos que se deseja investigar com o espectro solar. Explica-se neste capítulo sobre o experimento de coleta da luz solar e a análise espectral trazendo as características que o sistema de aquisição deve possuir para extrair dados.

No Quarto capítulo descreve o desenvolvimento do espectro-radiômetro e do dispositivo seguidor solar.

Este capítulo descreve o aparelho nos seus aspectos ótico-mecânico e eletrônico. Há um tópico sobre o procedimento de calibração do espectro-radiômetro para se determinar a sua função de sensibilidade. A seguir, descreve-se o desenvolvimento do dispositivo seguidor solar e como os graus de liberdade deste mecanismo são regidos pelas variáveis temporais e espaciais (locais) para acompanhar a luz do Sol.

No capítulo Cinco, Resultados, são apresentados os dados obtidos das quantidades dos componentes atmosféricos medidos nos dias de aquisição. Nesta seção, é feita uma discussão desses resultados analisando as implicações físicas sobre a atmosfera local. Nos anexos intitulados: *Considerações sobre o espectro-radiômetro* e *Considerações sobre o dispositivo seguidor solar*: Enfatiza-se o desempenho do espectro-radiômetro em campo e as dificuldades encontradas e discute-se a atuação do dispositivo em campo e as dificuldades relacionadas, respectivamente.

No capítulo Seis são apresentadas as conclusões do trabalho, onde se faz uma recapitulação sintetizada da pesquisa. Este capítulo inclui propostas e recomendações para o seguimento de novos trabalhos e obtidos novos resultados.

2 Fundamentação Teórica

2.1 O Sol

O Sol é uma estrela, esfera de massa gasosa, em alta temperatura, com um diâmetro de $1,39 \times 10^6$ km, e está, em média, a $1,5 \times 10^8$ km da Terra. A superfície do Sol está a uma temperatura da ordem de 5780 K. A temperatura das regiões interiores é estimada entre 8×10^6 a 40×10^6 K. O Sol comporta-se como um reator nuclear contínuo, um reservatório de energia em que os gases que o constituem estão presos por forças gravitacionais. (Duffie, 1990)

2.1.1 A estrutura solar

O Sol pode ser dividido em duas regiões: o interior e a atmosfera (como é mostrado na figura 1). Grande parte do conhecimento que temos a respeito sobre o Sol e de sua atividade é devido a modelos de estrutura estelar e medidas de heliossismologia.

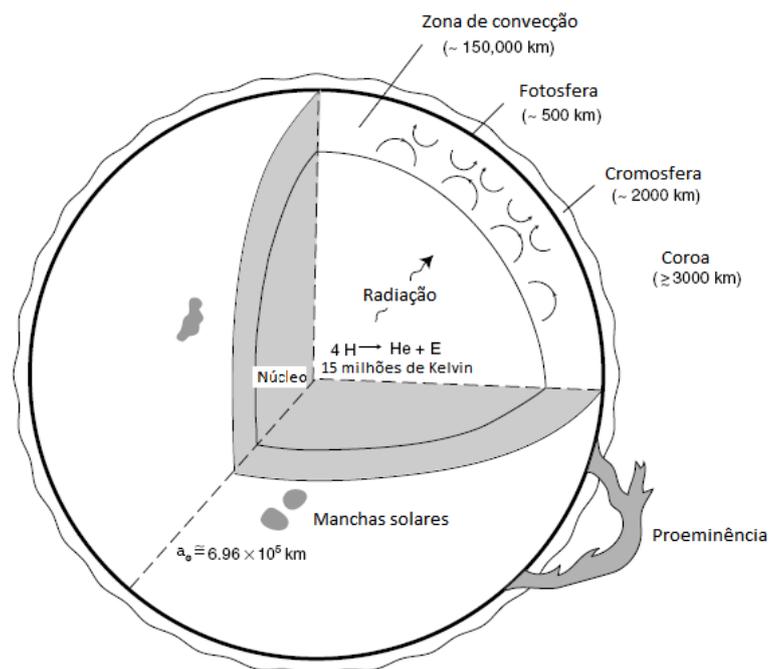


Figura 1: Corte da seção transversal do Sol para ilustrar o seu interior e a sua atmosfera (Adaptado de Liou, 2002).

Toda a radiação luminosa do Sol é produzida no interior da esfera solar, em temperatura de muitos milhões de graus. Essa energia é transmitida para a superfície e então irradiada para o espaço.

Os processos que originam a energia são as reações termonucleares de fusão na região central da estrela. São as reações de fusão nuclear que transformam elementos químicos mais leves em outros mais pesados. Para desencadear essas reações é necessário que a temperatura e as pressões gerem condições termodinâmicas, no interior, suficientes para superar as repulsões elétricas (barreira coulombiana) dos núcleos de hidrogênio. Nas reações que transformam hidrogênio em hélio, por exemplo, é necessária uma temperatura de 15 milhões de kelvin. Esta transformação ocorre, na verdade, em reações nucleares parciais, antes que se chegue ao produto final (o hélio), como apresentado na figura 2.

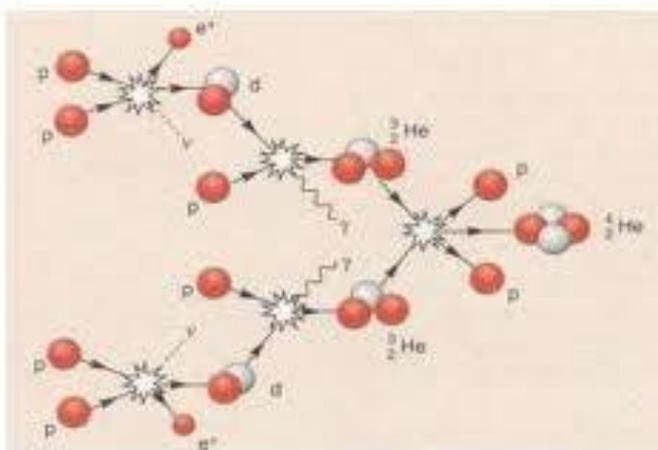
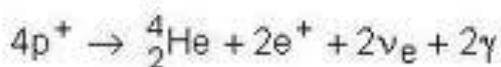


Figura 2: Cadeia de Reação da Transformação de Hidrogênio em Hélio (Extraído de <http://cienciaxreligiao.blogspot.com.br/2007/07/bomba.html>)

A formação do deutério D^2 , que é um núcleo composto por um próton e um nêutron, ocorre a partir da fusão de dois núcleos de hidrogênio. Neste processo, também é produzido um pósitron, e um neutrino. Na segunda etapa, o He^3 , núcleo de hélio com um nêutron e dois prótons, é formado a partir da reação de um núcleo de deutério com um núcleo de hidrogênio, sendo liberada energia na forma de radiação gama. Na terceira etapa, a partir da fusão de dois núcleos He^3 , é formado um núcleo de hélio comum com dois prótons e dois nêutrons, o He^4 e liberados dois núcleos de hidrogênio. (Silva, 2006)

O resultado global destas reações é que quatro núcleos de hidrogênio são transformados em um núcleo de hélio com a liberação dois pósitrons, dois neutrinos e emissão de radiação gama.

A massa do núcleo de hélio que é formado é 0,7% menor do que a soma de 4 prótons (núcleos de hidrogênio). Essa diferença de massa corresponde à quantidade de energia liberada na reação e pode ser determinada pela relação massa-energia de Einstein,

$$E = mc^2 = (4m_p - m_{He}) \cdot c^2 \quad (1)$$

sendo m_p a massa do próton e m_{He} a massa do hélio, iguais a 1.67×10^{-27} kg e 6.64×10^{-27} kg, respectivamente, e $c = 3 \times 10^8$ m/s é a velocidade da luz no vácuo, logo:

$$E = 4.2 \cdot 10^{-12} J$$

é a energia liberada na forma de raios gama e pósitrons. Na região central do Sol são consumidas 700 milhões de toneladas de hidrogênio (7×10^{11} kg) a cada segundo, formando 10^{38} novos núcleos de hélio. A diferença de massa, 5×10^9 kg (0,7%) é convertida em radiação gama. Essa energia produzida pelo Sol é responsável pela luminosidade solar de $3,8 \times 10^{26}$ W emitida em sua superfície.

Depois que a energia é produzida no centro do Sol, inicia-se sua travessia rumo à superfície da estrela. Da borda do núcleo (25% do raio solar) até aproximadamente 70% do raio solar, a radiação flui, sendo absorvida e re-emitada pelos íons de plasma. Esta região é chamada de camada radiativa e, ao longo desta, a temperatura do plasma solar vai diminuindo conforme se afasta do centro, de 7 milhões para 2 milhões de graus. A densidade da estrela também diminui de $2,0 \times 10^4$ kg/m³ para 200 kg/m³.

Entre a camada radiativa e a convectiva existe uma camada intermediária fina (com espessura menor que 1% do diâmetro solar), denominada tacoclina, onde há grande variação de velocidade de escoamento do plasma.

A camada convectiva é a camada mais externa do Sol. Inicia-se à 70% do raio solar e estende-se até a superfície. Em cerca de 2×10^5 km abaixo da superfície a temperatura diminui para cerca de 10^5 K. A essas temperaturas formam-se íons de hidrogênio, carbono, nitrogênio, oxigênio e ferro, que são potentes absorvedores da radiação proveniente do núcleo. A camada formada por estas espécies impede o fluxo livre de radiação, tornando o plasma instável por convecção.

O plasma aquecido ascende à superfície do Sol, como pode ser observados pelos movimentos (Figura 1) convectivos na superfície do Sol na forma de grânulos (com aproximadamente 1000 km de extensão). Uma vez que tendo perdido energia para o exterior, o plasma é resfriado desce pelas bordas do grânulo e volta para o interior, sendo novamente aquecido e começa um novo ciclo.

2.1.2 A atmosfera solar

Sendo uma esfera de gás, o Sol não tem uma superfície propriamente dita, mas, para propósitos de estudo, define-se a superfície solar como a região completamente opaca à luz visível. Pode-se considerar então que a estrela tem uma superfície esférica na qual se admite que toda a luz seja emitida. (Adriana, 2005)

Acima da superfície do Sol, existe uma atmosfera rarefeita. Em função da temperatura a atmosfera é dividida em camadas: a fotosfera, a camada convectiva e a coroa. Entre a atmosfera e a coroa encontra-se a região de transição, que é fina (cerca de 100 km) e na qual ocorrem mudanças bruscas na densidade e na temperatura. A Figura 3 mostra como a temperatura da atmosfera varia com a altitude, crescendo de baixo para cima. Como consequência disso, as diferentes regiões da atmosfera têm seu máximo de emissão em diferentes comprimentos de onda.

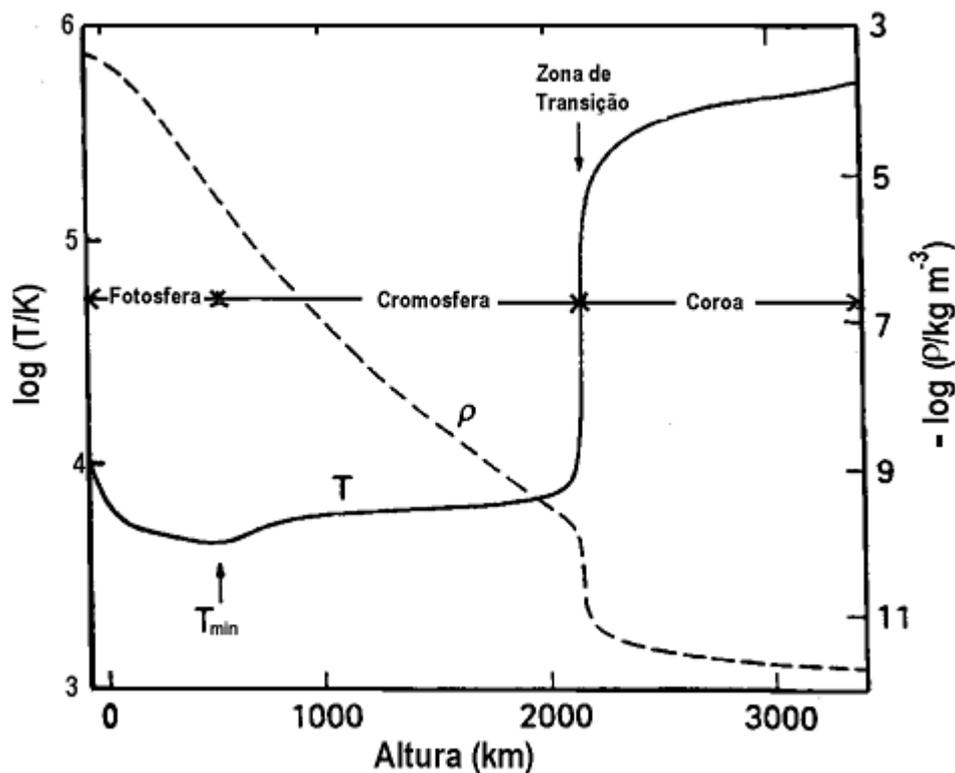


Figura 3: Perfil de distribuição de densidade e temperatura na superfície do Sol

(fonte: <http://astro.if.ufrgs.br/esol/esol.htm>)

A fotosfera (“esfera de luz”) compreende uma camada fina de 300 km de espessura. Em sua base a temperatura é de 5780 K e decai lentamente até 4200 K, que é a região de mínima temperatura do Sol. O diâmetro solar utilizado para avaliar as dimensões

geométricas deste astro refere-se ao diâmetro da fotosfera. A base da fotosfera é fragmentada em células em constante convecção, chamadas de grânulos.

Acima da fotosfera está a cromosfera (“esfera de cor”), uma camada predominantemente avermelhada com picos em 653,3 nm, referente à transição alfa do átomo de hidrogênio. O gás desta camada está à temperatura de 10^4 K e cresce até 2×10^4 K ao final de 10000 km.

Entre a cromosfera e a coroa, existe uma camada de 100 km de espessura, chamada de região de transição (RT). Nesta região, a temperatura aumenta de 20.000 K para temperaturas da ordem de milhões de Kelvin. A essas temperaturas, quase todo o hidrogênio da atmosfera solar encontra-se ionizado – na forma de prótons e elétrons – a emissão de radiação dominante provém das linhas de emissão de íons que sofrem recombinação e são novamente ionizados. Esta emissão ocorre na faixa do ultravioleta, do espectro eletromagnético, podendo ser observada somente fora da atmosfera terrestre por meio de detectores a bordo de satélites artificiais. As linhas espectrais de absorção ao longo da estrutura do Sol são mostradas na Figura 4.

Por fim, a coroa é a camada mais externa da atmosfera solar que, apesar de ser mais densa dentro de uma superfície esférica de dois raios solares, se estende por todo o meio interplanetário. A temperatura desta camada variam de 2 e 4 milhões de Kelvin.

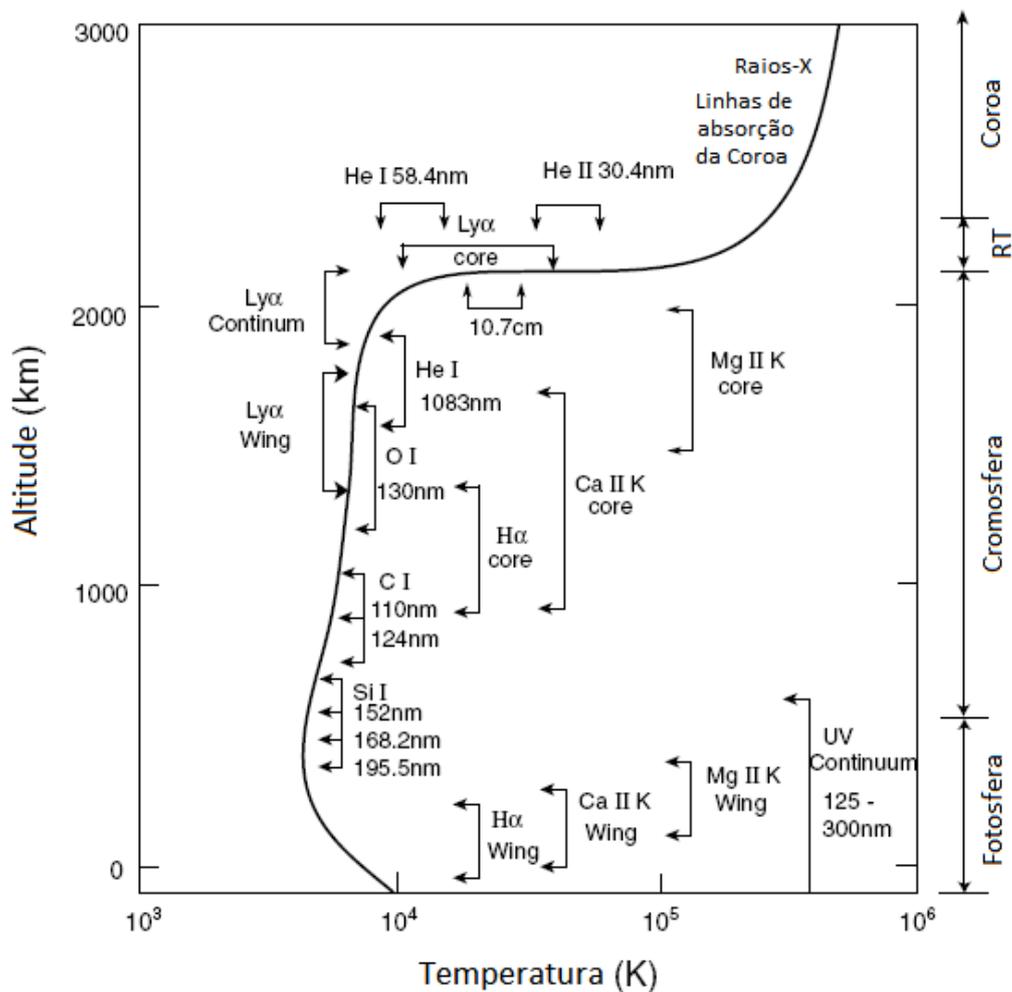


Figura 4: A temperatura da estrutura solar e as regiões (altitudes) em que linhas de absorção são formadas. Os símbolos I e II indicam um átomo neutro e um ionizado, respectivamente. (Adaptado do Liou, 2002)

As regiões como a coroa, com temperaturas da ordem de milhões de Kelvin, produzem raios-X. A fotosfera com temperaturas da ordem de milhares de Kelvin, mais precisamente, 5780 K, emite luz na faixa do visível. A cromosfera e a região de transição emitem radiação no ultravioleta e no extremo ultravioleta.

A intensidade da radiação em diferentes comprimentos de onda depende da temperatura do plasma que a emite. A Figura 5 exibe o espectro solar.

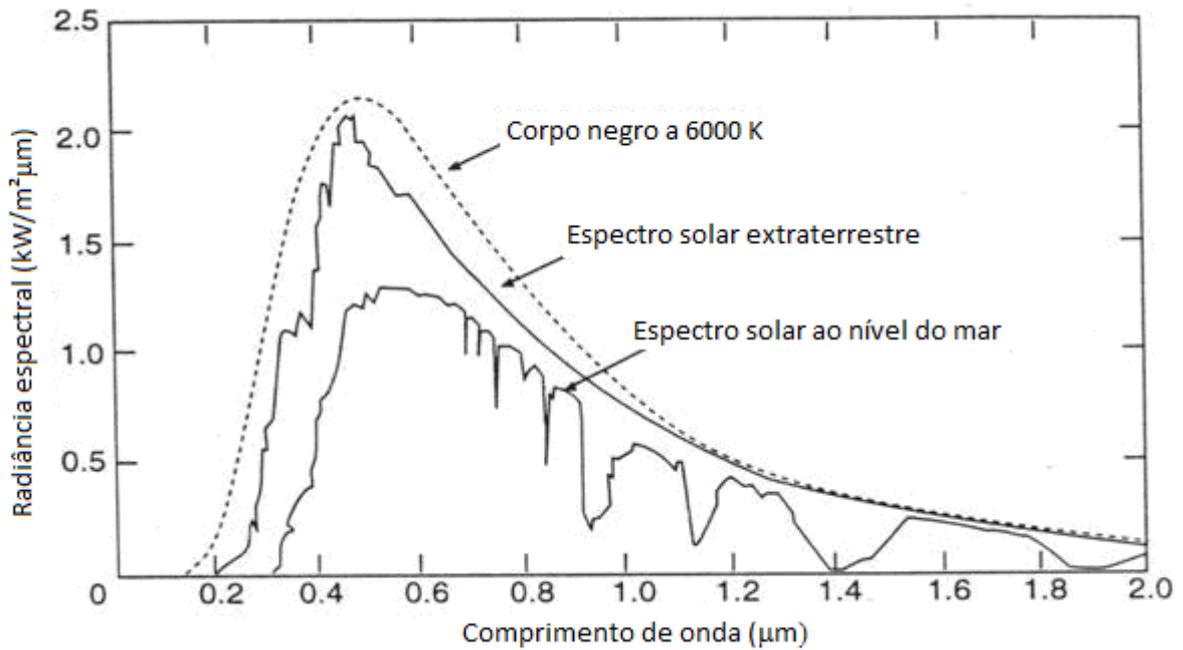


Figura 5: O Espectro solar (Fonte: <http://fc.uni.edu.pe>)

Conforme mostrado na Figura 5, a maior parte da energia irradiada pelo Sol é composta pela radiação visível e infravermelho emitida pela fotosfera. A emissão desta energia em irradiância R ($W/m^2\mu m$) tem um comportamento típico de um corpo negro descrito pela lei de Planck:

$$R(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (2)$$

onde k é a constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K), c é a velocidade da luz, T é a temperatura do corpo em kelvin. Usando a lei de Planck pode-se calcular o máximo de emissão da radiação luminosa, que é conhecida como a lei de Wien:

$$\lambda_{\text{máx}} \cdot T = 0,0289\text{m} \cdot \text{K} \quad (3)$$

Considerando a temperatura da superfície do Sol igual a 5780 K (Vardavas, 2007), o pico de emissão do Sol é $\lambda_{\text{máx}} = 0,551 \mu m$ (amarelo).

A irradiância integrada em todos os comprimentos de onda resulta na lei de Stefan-Boltzmann:

$$I = \sigma T^4 \quad (4)$$

em que σ é a constante de Stefan-Boltzmann igual a 5.678×10^{-9} W/m^2K^4 . Na tabela 1 estão listadas as principais características do Sol.

Tabela 1: Características gerais do Sol

Raio	659500 km
Massa	$1,989 \times 10^{30}$ kg
Potência (luminosidade)	$3,854 \times 10^{26}$ W
Temperatura de Superfície	5780 K
Idade	4,55 bilhões de anos
Distância Terra-Sol (média)	$1,496 \times 10^{11}$ m

O Sol é constituído majoritariamente de hidrogênio (92%) e traços de hélio e outros elementos ilustrados na Figura 4. Por causa das temperaturas elevadas no interior da estrela e na atmosfera solar, os elementos estão ionizados compondo o chamado plasma solar (Adriana, 2005).

2.2 A trajetória da Terra ao redor do Sol

A Terra tem uma massa de $6,024 \times 10^{24}$ Kg e move-se ao redor do Sol realizando uma volta completa a cada, aproximadamente, 365 dias. A sua trajetória elíptica e a sua rotação, segundo um eixo não perpendicular à sua órbita, são os fatores responsáveis por determinar a quantidade de energia luminosa que chega à Terra e como esta incidência varia para os diferentes pontos do globo terrestre. A Figura 6 ilustra o movimento de translação da Terra ao redor do Sol.

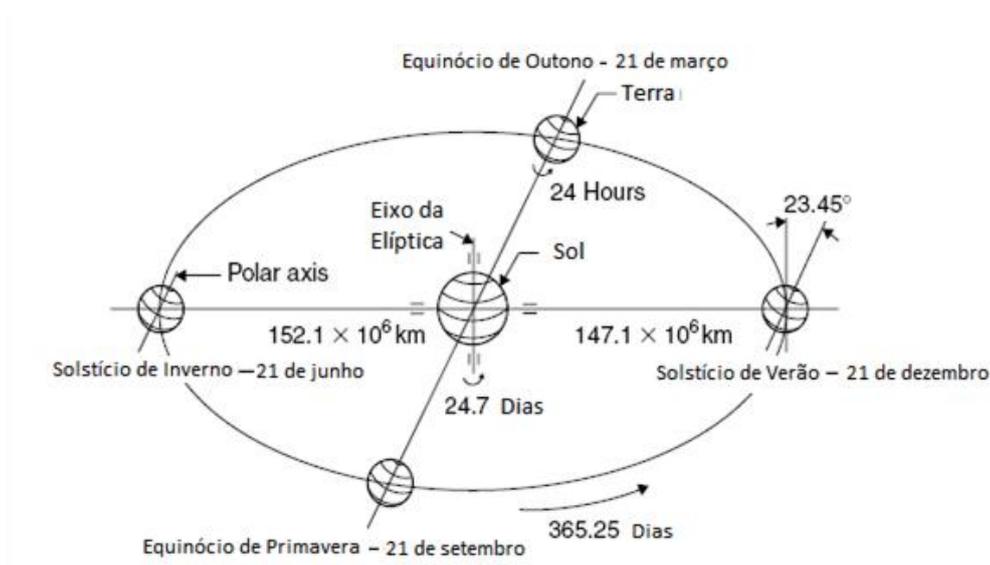


Figura 6: Movimento anual da Terra ao redor do Sol (Adaptado do Kalogirou, 2009)

A diferença de temperatura nas regiões do globo é responsável pelas correntes de vento que promovem a dinâmica de transporte de calor dando origem ao clima. Por causa da declinação do eixo de rotação da Terra, em relação ao plano da elíptica, ao longo do ano os hemisférios sul e norte recebem diferentes insolações (Figura 6). Esta diferença de insolação dá origem as mais regulares mudanças climáticas terrestres que são as estações do ano. A Figura 7 mostra como a insolação média para cada ponto da superfície terrestre varia para cada latitude e para cada mês do ano.

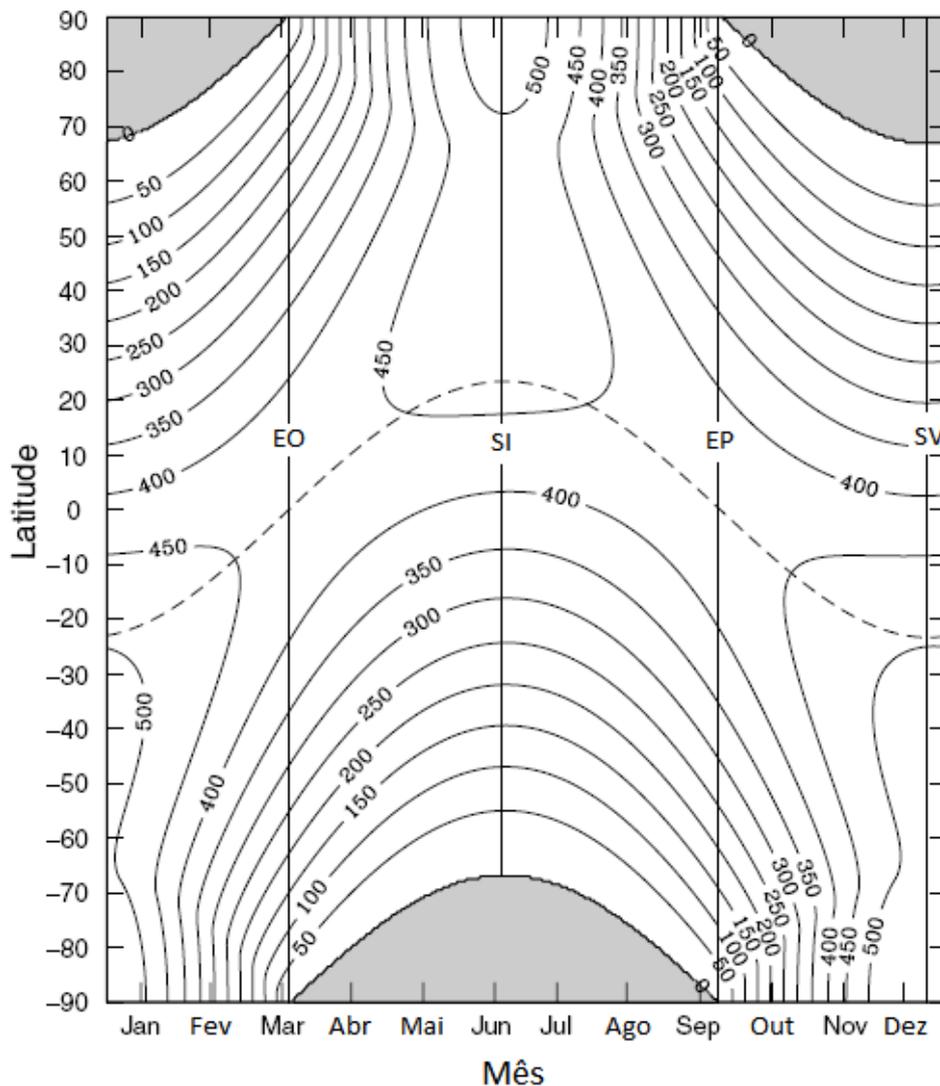


Figura 7: Insolação média diária ($Q/24$ horas) como uma função da latitude e dia do ano em unidades de W/m^2 baseado num valor de intensidade solar de $1366 W/m^2$. As áreas sombreadas indicam insolação nula. As posições do equinócio de outono (EO), do solstício de inverno (SI), do equinócio de inverno (EI) e do solstício de verão (SV) ao longo do ano estão indicadas pelas linhas cheias verticais. (Adaptado do Liou, 2002)

Pelo fato da distância Terra-Sol média ser de $1,5 \times 10^8$ km e do diâmetro do Sol ser de 1.319×10^6 km, os raios solares que chegam à Terra são praticamente paralelos. No

período de solstício de inverno, que ocorre hemisfério sul em 22 de junho, os raios solares aparecem dirigidos diretamente ao meio-dia para a latitude 23,5°N, chamado de trópico de Câncer. Neste dia, a elevação do Sol sobre o horizonte terá duração máxima no hemisfério norte, enquanto que no Círculo Polar Antártico (latitude 66,5°S), o Sol não aparece no horizonte. Este efeito é o inverno no hemisfério Sul e verão no hemisfério Norte. No período de solstício de verão os raios solares estão dirigidos diretamente no meio-dia para a latitude 23,5°S, chamado trópico de Capricórnio. A duração do dia no hemisfério Sul é máxima. Nesta época, o Sol não nasce no Círculo Polar Ártico. Nos equinócios, estações de primavera e outono, os dias e as noites têm igual duração, e os raios solares aparecem dirigidos diretamente para o equador ao meio-dia. No equinócio de primavera do hemisfério Sul, o Sol cruza a linha do Equador no sentido sul-norte durante o trecho da trajetória executada pela que a Terra executa ; no equinócio de outono, o Sol cruza esta mesma linha no sentido norte-sul.

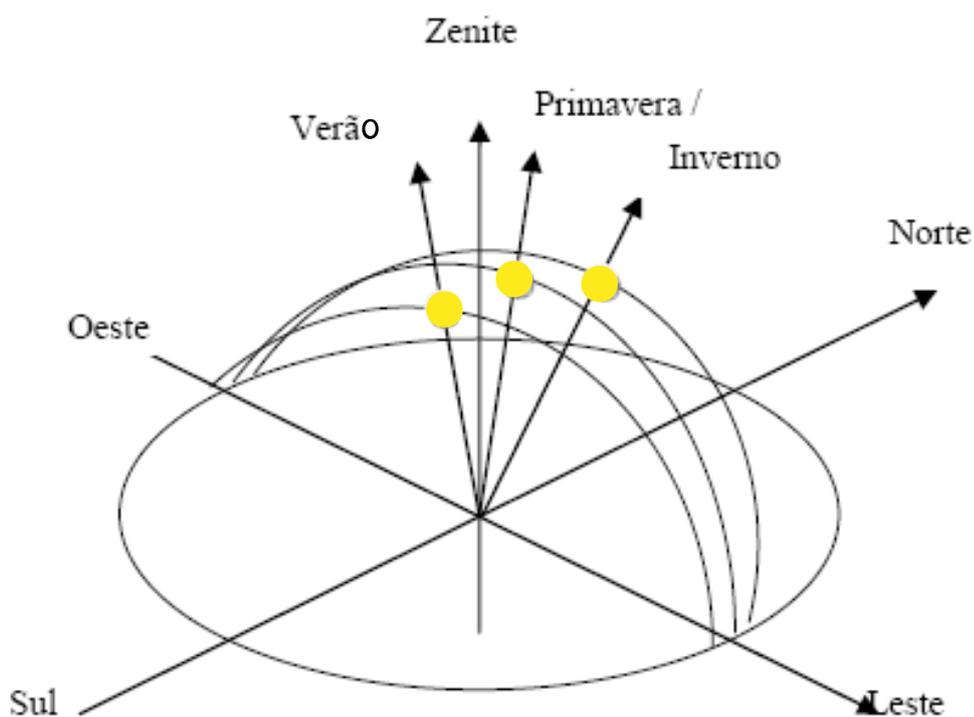


Figura 8: Posições relativas do Sol ao longo do ano (Santana, 2010)

Devido à excentricidade da órbita da Terra, a distância Terra-Sol varia entre os valores extremos de $1,47 \times 10^8$ km no solstício de verão, e $1,53 \times 10^8$ km no solstício de inverno – diferença de 3%.

2.3 A constante solar e o espectro solar

A constante solar H é a intensidade de radiação solar que chega ao topo da atmosfera terrestre, ou seja, a quantidade de energia por unidade de tempo por unidade de área que chega à Terra quando a distância média entre a Terra e o Sol é de $1,5 \times 10^8$ km. O valor médio atualmente (2011) é igual a 1367 W/m^2 (Aldabó, 2007).

A distribuição da irradiação solar por comprimento de onda é chamado de espectro solar. O espectro solar apresenta um perfil de um radiador corpo negro descrito pela lei de Planck, cuja temperatura é aproximadamente 5780 K (Adriana, 2005).

O gráfico do espectro solar no topo da atmosfera terrestre é mostrado na Figura 9.

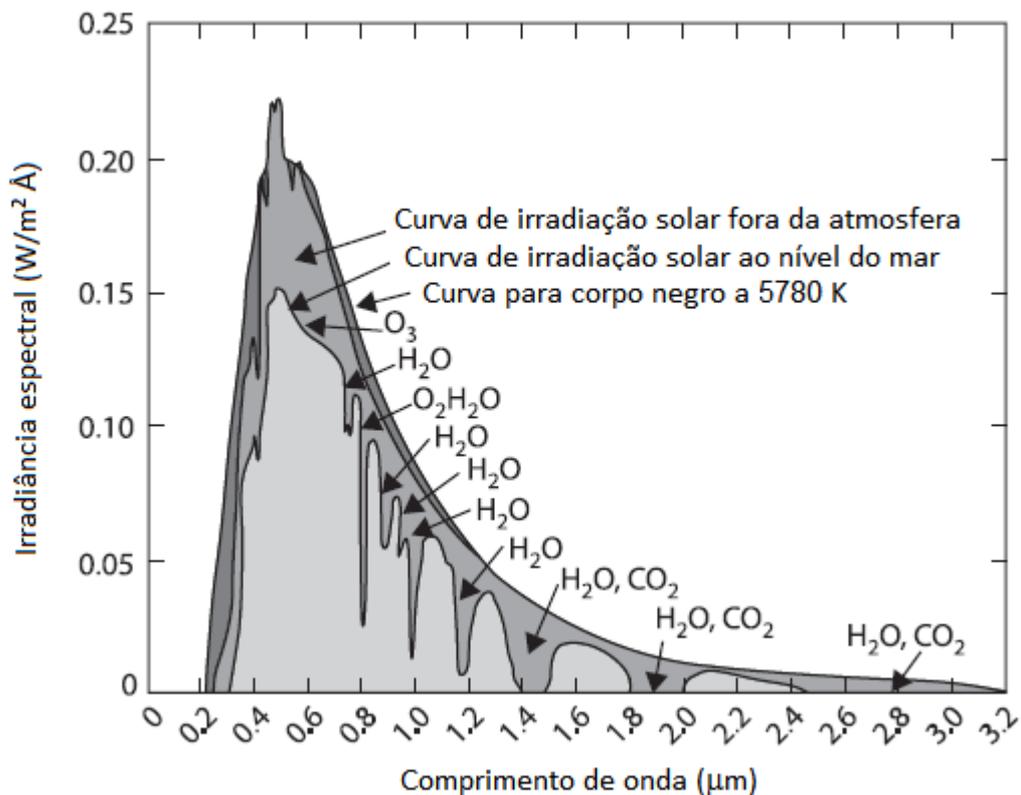


Figura 9: Curvas de irradância espectral solar e as absorções atmosféricas
(Adaptado do Vardavas, 2007)

2.4 A atmosfera terrestre

Antes de atingir a superfície da Terra a radiação solar atravessa a atmosfera sofrendo atenuações devido a suas interações com os gases que a compõem.

A atmosfera terrestre pode ser dividida em diferentes camadas segundo o perfil vertical de altitude, conforme mostrado na Figura 10. É composta por: troposfera,

estratosfera, mesosfera e termosfera. Sendo que o topo de cada uma dessas camadas recebe, respectivamente, o nome de tropopausa, estratopausa, mesopausa e a termopausa.

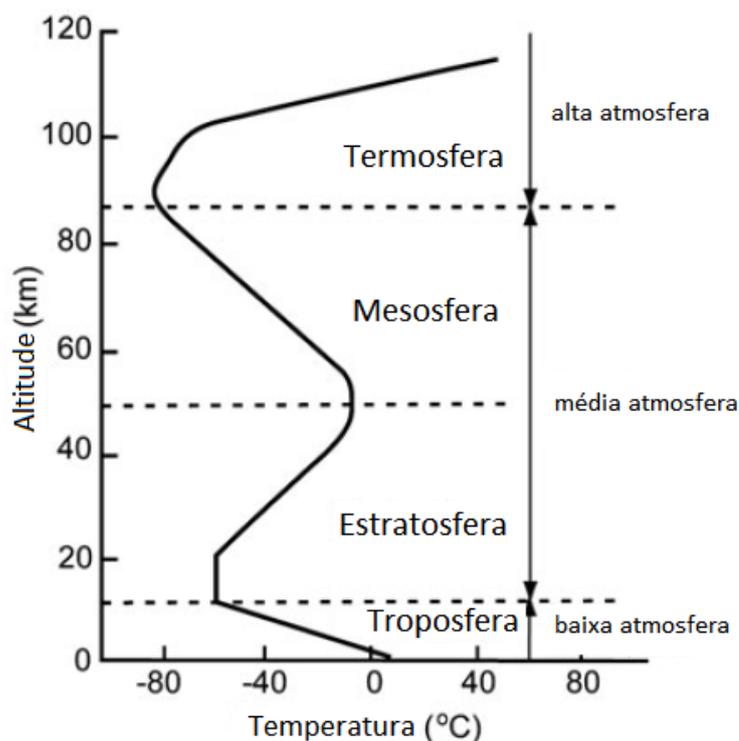


Figura 10: Perfil da temperatura da atmosfera com a altitude. A nomenclatura das regiões é empregada conforme os seus diferentes gradientes verticais de temperatura. (Adaptado de Vardavas, 2007)

Na troposfera a temperatura diminui com o aumento da altitude, numa taxa de $6,5^{\circ}\text{C}/\text{km}$. Nessa camada concentra-se todo o vapor de água, nuvens e precipitados (cristais de gelo). A estratosfera é conhecida como uma camada isotérmica da tropopausa até cerca de 20 km de altitude, a partir de onde a temperatura diminui até a estratopausa. O ozônio concentra-se na estratosfera.

Assim como a troposfera, as temperaturas da mesosfera diminuem com a altitude a partir de 50 km até 85 km. Acima desta altitude e estendendo-se por centenas de quilômetros acima se encontra a termosfera cujas temperaturas variam numa faixa de 500 K até 2000 K. A região acima da termopausa é chamada de exosfera.

A atmosfera terrestre é formada por diferentes gases, a composição e a concentração dos constituintes do ar variam com a localização geográfica, a altitude e a época do ano. No entanto, é possível estabelecer os percentuais dos seus principais componentes (Tabela 2).

Tabela 2: Gases que constituem a atmosfera (Extraído de Soares, 2010)

Constituintes	Porcentagens (%)
Nitrogênio (N ₂)	78,00
Oxigênio (O ₂)	20,90
Argônio (Ar)	0,90
Dióxido de Carbono (CO ₂)	0,03
Metano (CH ₄)	1,50 x 10 ⁻⁴
Óxido Nitroso (N ₂ O)	0,27 x 10 ⁻⁴
Monóxido de Carbono (CO)	0,19 x 10 ⁻⁴
Vapor d'Água (H ₂ O)	0 – 0,04
Ozônio (O ₃)	0 – 12,00 x 10 ⁻⁴

Conforme apresentado na Tabela 2 a atmosfera terrestre é composta principalmente por nitrogênio e oxigênio molecular (N₂ e O₂). Contendo também vapor de água e aerossóis, que são materiais particulados, tais como: areia e partículas de poeira, gotas de água, cristais de gelo, sal marinho (em suspensão no ar), polens e esporos, fuligem da queima de petróleo, de queimas florestais e outros poluentes produzidos pelo homem. Como ilustra a figura 11 existe uma distribuição de partículas em função da altitude, que depende da atmosfera dependente da sua massa molecular dessas partículas.

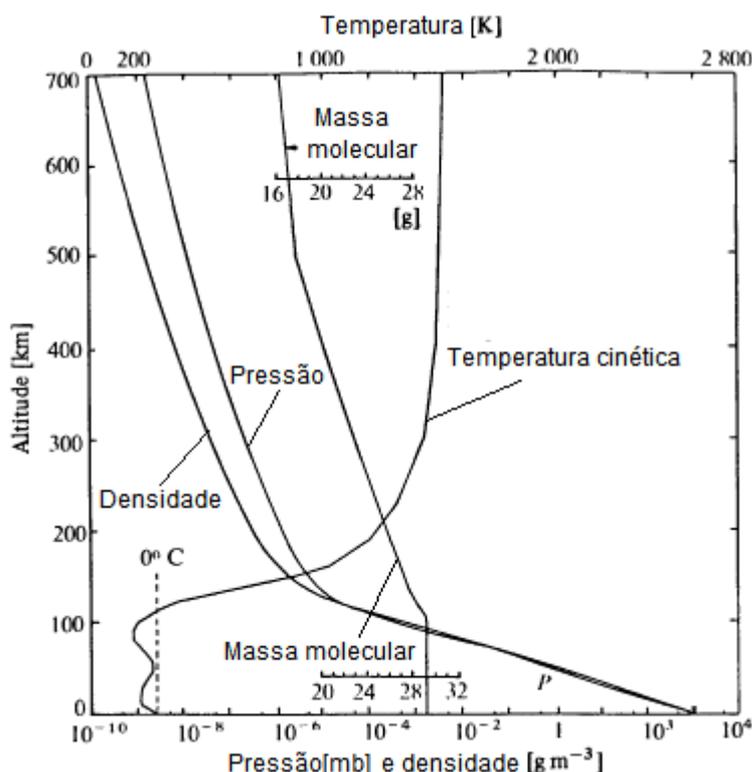


Figura 11: Perfis médios de temperatura, densidade e massa molecular entre 0 e 700 km de altitude. Existem variações significativas com a latitude e a atividade solar nesses perfis.

Assim, para investigar o quanto a atmosfera retém dos raios solares os constituintes atmosféricos são divididos em moléculas de ar seco, vapor de água e aerossóis. A radiação solar ao atravessar a atmosfera é espalhada e/ou absorvida por umas dessas três espécies. (Munner, 2004)

2.5 Posicionamento do Sol no céu

Em aplicações de radiometria é importante conhecer a posição e o deslocamento do Sol no céu em função do tempo, seja para determinar a radiação que incide sobre a superfície terrestre, seja para a orientação de coletores solares. A posição do Sol no céu pode ser determinada em termos de expressões empíricas que têm como parâmetros a hora local, o dia do ano e a latitude do local. (Kalogirou, 2009)

Caso seja utilizada a hora local padrão (horário de Brasília) como referência de tempo é indispensável fazer ajustes nessa hora a fim de descrever corretamente a trajetória do Sol no céu para qualquer dia do ano. Por isso, emprega-se a hora solar aparente (HSA), que é baseada no movimento angular aparente do Sol no céu. Para se converter a hora local padrão (HLP) em hora solar aparente são necessárias duas correções: a equação do tempo e a correção da longitude, apresentadas a seguir.

2.5.1 Equação do tempo

Pelo fato da Terra girar ao redor do Sol por ação da força gravitacional (uma força central), a sua velocidade orbital varia ao longo do ano, sendo assim, a hora solar aparente varia em relação à hora civil, medida por um relógio. Por isso é necessário estabelecer correções para compensar essa variação, essa correção chama-se de equação do tempo.

A equação do tempo surge pelo fato de que o tempo para a Terra completar uma revolução do seu eixo em relação ao Sol não ser uniforme ao longo do ano. O tempo de um dia é, em média, igual a 24 horas ao longo do ano. Entretanto, o comprimento do dia varia devido a excentricidade da órbita da Terra e da declinação δ . Por causa da elipsidade da órbita a Terra está mais próxima do Sol em 3 de Janeiro e mais distante em 4 de Julho. Logo, devido à conservação do seu momento angular, a velocidade orbital da Terra é maior entre outubro e março e menor entre abril e setembro.

A equação do tempo (ET) em função do dia do ano (N) pode ser expressa em minutos por (Kalogirou, 2009):

$$ET = 9.87 \cdot \text{sen}(2B) - 7.53 \cdot \cos(B) - 1.5 \cdot \text{sen}(B) \quad (5)$$

em que:

$$B = (N - 81) \frac{360}{364} \text{ (em graus)}$$

2.5.2 Correção da Longitude

A hora local padrão é ajustada para o meridiano de Greenwich, cuja longitude é igual a zero. Uma vez que o Sol leva 4 minutos para cobrir 1° (um grau) de longitude, um fator de correção de $4 \times (\text{longitude padrão} - \text{longitude local})$ deve ser somado ou subtraído da hora solar padrão da localidade, em função da sua posição em relação ao meridiano (longitude) padrão. No caso de Salvador, a longitude local (LL) está a leste da longitude padrão (Brasília – longitude: 47°55'47"O, Salvador – longitude: 38°30'28,59"O – Instituto de Física da Universidade Federal da Bahia) logo o termo de correção da longitude é negativo.

A expressão geral para a conversão da hora local padrão (HLP) em hora solar aparente, em minutos, pode ser escrita na forma:

$$HSA = HLP - HV - 4 \cdot (LP - LL) + ET \quad (6)$$

2.5.3 Ângulos Solares

2.5.3.1 Declinação

A Terra tem seu eixo de rotação inclinado em relação ao eixo da eclíptica, que é a normal ao plano de sua órbita ao redor do Sol em um ângulo igual a 23,45°, como ilustra a Figura 5. A declinação solar é a distância angular entre os raios solares e o plano equatorial, sendo a declinação sul (abaixo do equador) considerada negativa. Como pode ser visto na Figura 6, a declinação se estende desde 0° (zero grau) no equinócio de outono até -23,45° no solstício de inverno. Sendo 0° grau no equinócio de primavera e +23,45° no solstício de verão. (Kalogirou, 2009)

A declinação δ em graus para cada dia do ano (N) pode ser expressa na forma (Kalogirou, 2009):

$$\delta = 23.45 \cdot \text{sen} \left[\frac{360}{365} (284 + N) \right] \quad (7)$$

2.5.3.2 Hora Angular, h

A hora angular h de um ponto da superfície terrestre é definida como o ângulo que a Terra teria que deslocar para colocar o meridiano desse ponto diretamente sob os raios solares. A Figura 12 mostra que a hora angular de um ponto P como o ângulo medido entre a projeção do segmento que liga o ponto P ao centro da Terra (OP) e a linha que liga o Sol à

Terra sobre o plano equatorial terrestre. A hora solar no meio-dia local é igual a zero, com cada 15° de longitude equivalente a 1h (uma hora), sendo a manhã considerada negativa e a tarde positiva. A hora angular é expressa em graus na forma:

$$h = \pm 0.25 \text{ (minutos desde o meio-dia local)} \quad (8)$$

onde o sinal positivo aplica-se à tarde e o sinal negativo à manhã.

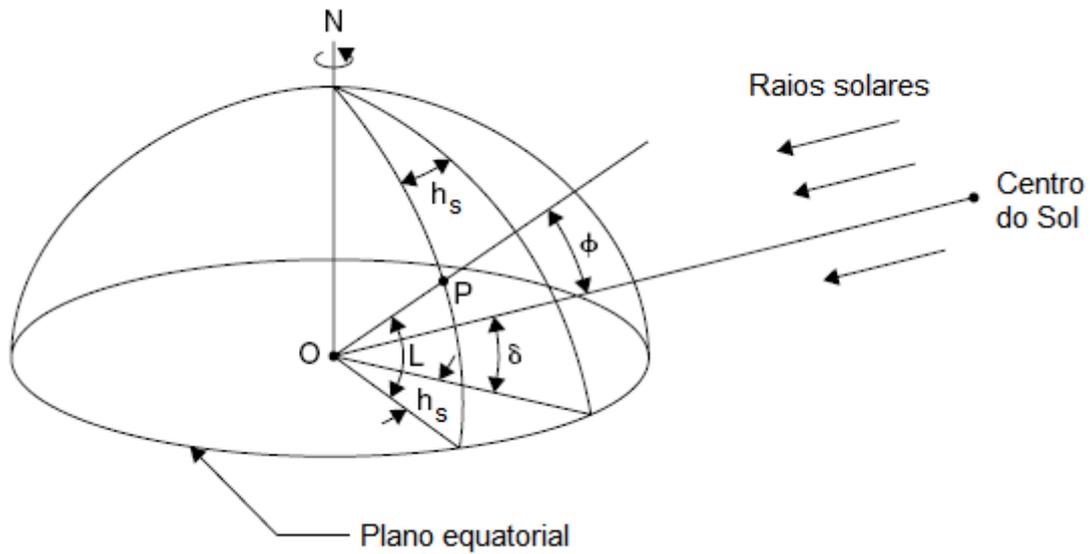


Figura 12: Definição da Latitude (L), da hora solar (h_s) e do ângulo de declinação (δ) (Adaptado do Kalougirou, 2009)

2.5.3.3 Altitude Solar

O ângulo de altitude solar é o ângulo entre os raios solares e o plano horizontal como mostrado na Figura 13; e está relacionado com o ângulo zenital (Φ), que é o ângulo entre os raios solares e a vertical local, na forma:

$$\Phi + \alpha = \frac{\pi}{2} \quad (9)$$

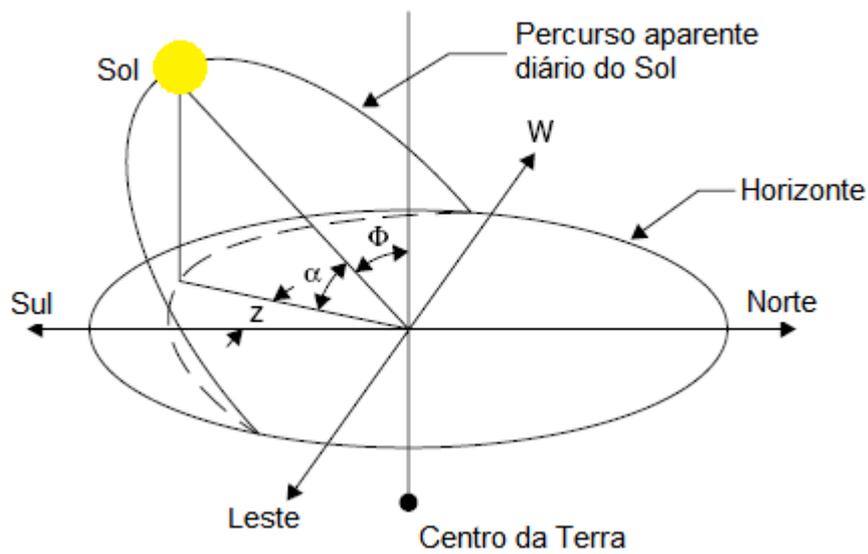


Figura 13: Percurso aparente diário do Sol ao longo do céu do nascente ao poente

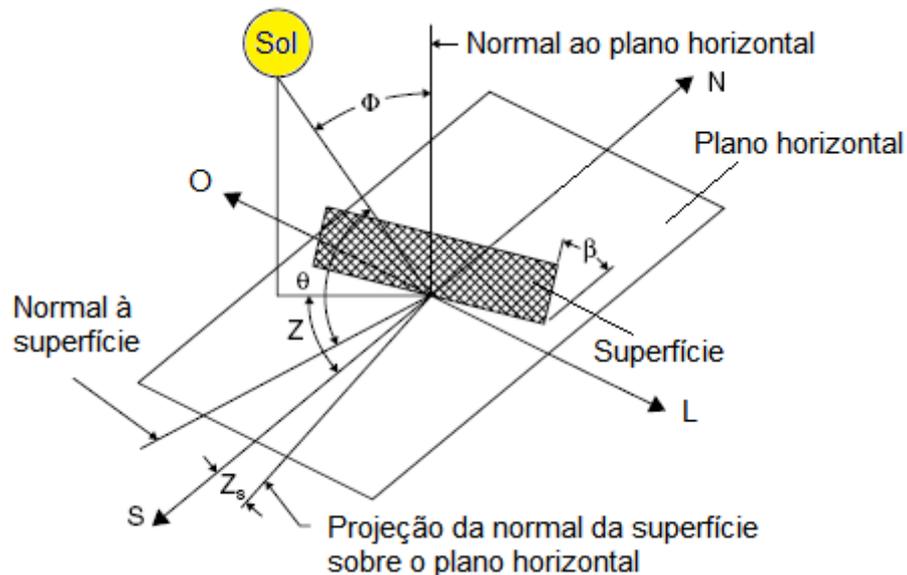
A expressão que descreve a altitude solar é dada por:

$$\text{sen}(\alpha) = \text{cos}(\Phi) = \text{sen}(L) \cdot \text{sen}(\delta) + \text{cos}(L) \cdot \text{cos}(\delta) \cdot \text{cos}(h) \quad (10)$$

em que L é a latitude local, sendo positiva no hemisfério norte e negativa no hemisfério sul.

2.5.3.4 O Ângulo de Incidência

O ângulo de incidência θ é o ângulo formado entre os raios solares e a normal a uma superfície (ver esquema da figura 14).



(a)

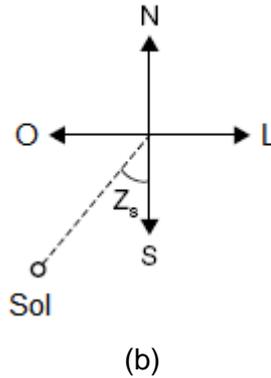


Figura 14: (a) Diagrama dos ângulos de incidência solar θ , de inclinação β da superfície adotada com o plano horizontal e da superfície azimutal Z_s ; (b) o ângulo azimutal solar visto no plano horizontal (Adaptado do Kalogirou, 2009).

A expressão para θ é dada em função dos ângulos básicos mostrados nas figuras 12 e 14: a declinação da Terra δ , a latitude do lugar L e a hora angular h (Duffie, 1974):

$$\begin{aligned} \cos(\theta) = & \text{sen}(L) \cdot \text{sen}(\delta) \cdot \cos(\beta) - \cos(L) \cdot \text{sen}(\delta) \cdot \text{sen}(\beta) \cdot \cos(Z_s) + \\ & \cos(L) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(h) \cdot \cos(\beta) + \text{sen}(L) \cdot \cos(L) \cdot \cos(h) \cdot \text{sen}(\beta) \cdot \cos(Z_s) + \\ & \cos(\delta) \cdot \text{sen}(h) \cdot \text{sen}(\beta) \cdot \text{sen}(Z_s) \end{aligned} \quad (11)$$

onde: h_s é a hora solar expressa em graus; β é o ângulo de inclinação da superfície em relação à horizontal; Z_s é o ângulo entre a projeção da normal da superfície no plano horizontal e a direção Sul.

2.6 Propagação da radiação solar pela atmosfera

A radiação solar ao entrar na atmosfera terrestre sofre uma dispersão ótica que pode ser modelada considerando a atmosfera constituída por partículas que estão suficientemente distantes umas das outras, de tal maneira que se podem desprezar as interações mútuas. Se o meio não estiver ionizado, ele não é condutor e o campo elétrico \mathbf{E} e o campo magnético \mathbf{B} , podem ser dadas pelas equações de onda:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial r^2} - \frac{1}{\epsilon\mu} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial r^2} - \frac{1}{\epsilon\mu} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (13)$$

Obtidas a partir das equações de Maxwell para um meio não carregado ($\rho=0$), em que ϵ é a permissividade elétrica do meio e μ é a permeabilidade magnética.

O coeficiente da segunda derivada temporal é o inverso do quadrado da velocidade V de propagação da onda e c/V é o índice de refração do meio. Isto é, $c/V = n = (\epsilon\mu/\epsilon_0\mu_0)^{1/2}$. Neste tratamento é excluída a presença de materiais magnéticos, logo $\mu=1$, portanto $n \cong \sqrt{\epsilon}$. Como a velocidade V depende do comprimento de onda da radiação (ou frequência), a permissividade estará em função de λ que é o que ocasiona a dispersão da luz no meio. (Marion, 1980)

Existem três mecanismos para a depleção (atenuação) dos raios solares: absorção, reflexão e espalhamento.

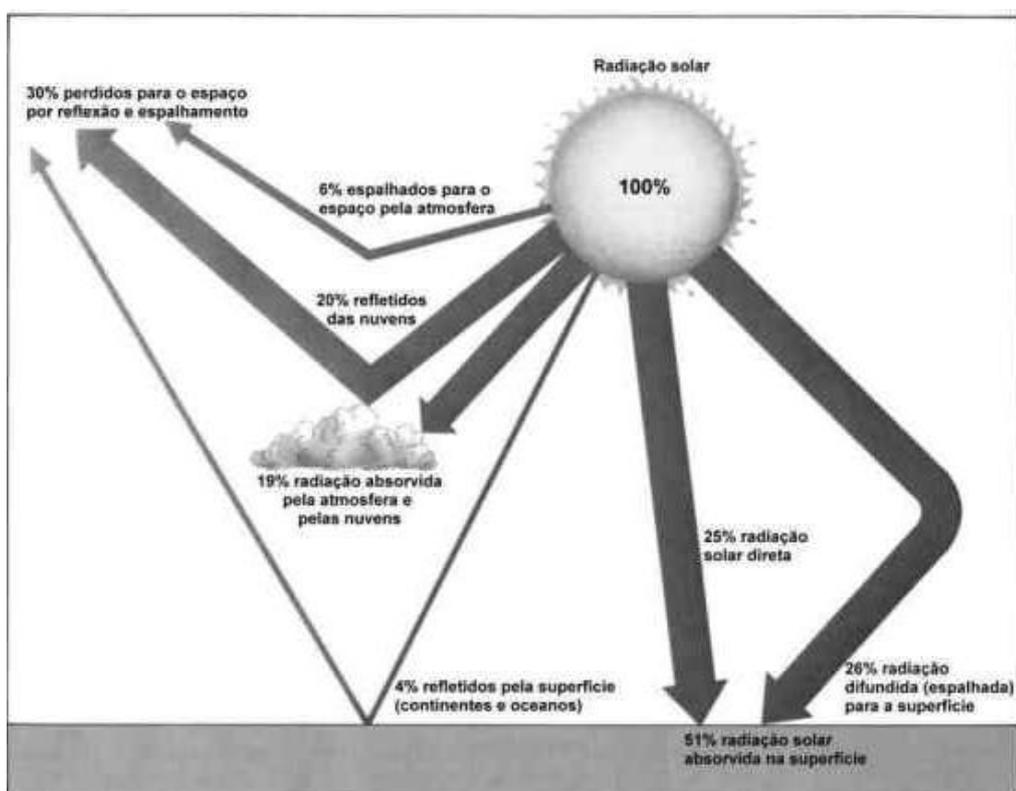


Figura 15: Distribuição percentual da radiação solar incidente (Fonte: <http://fisica.ufpr.br>)

A porção da energia que é espalhada é chamada de radiação difusa. Muitos gases absorvem radiação, enquanto que as moléculas de ar e partículas podem espalhá-las. Ao se fazer isso, produzem-se diferentes gradações de azul no céu limpo. Partículas de nuvens (gotículas de água e cristais de gelo) também absorvem e espalham, gerando nas nuvens um padrão de cinzas, dependendo da espessura ótica.

Partículas de aerossóis naturais têm diâmetros entre 0,002 e 200 μm . As menores partículas são chamadas de partículas de Aiken estão entre 0,002 e 0,2 μm , enquanto que partículas grandes têm diâmetros entre 0,2 e 2 μm . As partículas consideradas

extremamente grandes têm entre 2 – 200 μm de diâmetro e são chamadas de partículas gigantes.

2.6.1 Processos de Interação da Radiação com a Atmosfera

Os mecanismos de interação da radiação com a atmosfera abordados neste trabalho são o espalhamento e a absorção. O espalhamento da radiação pela atmosfera pode ser classificado em espalhamento Rayleigh e o espalhamento Mie. A diferença básica entre esses modelos está na dimensão dos centros espalhadores que dispersam as ondas eletromagnéticas. Enquanto que no modelo de Rayleigh, os centros espalhadores têm dimensão desprezível em relação ao comprimento de onda da radiação, no modelo de Mie as partículas têm suas dimensões consideradas no espalhamento.

Conforme será visto, o espalhamento Rayleigh é, portanto, um caso particular do espalhamento Mie para o qual as dimensões da partícula tendem para zero. Mesmo assim, o espalhamento Rayleigh merece uma atenção especial, pois ele descreve o espalhamento molecular devido aos gases mais abundantes na atmosfera, que são o N_2 e O_2 (nitrogênio e oxigênio moleculares, respectivamente).

2.6.1.1 Espalhamento Rayleigh

Quando a radiação eletromagnética atinge uma partícula (chamada espalhador), a energia é distribuída em várias direções. Lord Rayleigh foi quem primeiro investigou o espalhamento por partículas atmosféricas levando a explicação da cor azul do céu.

O espalhamento elástico da luz, isto é, o espalhamento da luz sem perda de energia do fóton que atingiu o centro espalhador (molécula) é chamado de espalhamento Rayleigh. Este processo pode ser considerado um processo de atenuação da luz porque parte desta gerada pela fonte (neste estudo, o Sol) não alcançará o detector de um instrumento de medição.

O espalhamento Rayleigh por moléculas da atmosfera desempenha maior efeito para comprimentos de onda abaixo de 1 μm , tão qual a seção de choque deste espalhamento decai rapidamente com o comprimento de onda (conforme será visto a seguir).

A seção de choque de espalhamento Rayleigh é descrita por (Rayleigh, 1899):

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N_{ar}^2} \cdot [n_0(\lambda)^2 - 1]^2 \cdot F_K(\lambda) \quad (14)$$

onde λ é o comprimento de onda (em cm), n_0 é o índice de refração do ar, N_{ar} é a densidade numérica de ar ($2,4 \times 10^{19}$ moléculas/cm³ a 20°C, 1 atm) e $F_k(\lambda) \approx 1,061$ é a correção da anisotropia (polarizabilidade das moléculas do ar).

Em primeira aproximação pode-se considerar a seção de choque de espalhamento Rayleigh na forma:

$$\sigma_R(\lambda) \approx \sigma_{R0}(\lambda) \cdot \lambda^{-4} \quad (15)$$

sendo $\sigma_{R0} \approx 4,4 \times 10^{-16}$ cm² nm⁴ para o ar.

O coeficiente de atenuação de Rayleigh é, portanto:

$$\begin{aligned} \varepsilon_R(\lambda) &= \sigma_R(\lambda) \cdot N_{ar} \\ \varepsilon_R(\lambda) &= \frac{\sigma_{R0}(\lambda) \cdot N_{ar}}{\lambda^4} \end{aligned} \quad (16)$$

que descreve o espalhamento incoerente (sem fase inicial definida) por moléculas e outros espalhadores aleatoriamente distribuídos, variando com o inverso da quarta potência do comprimento de onda.

A função de fase (distribuição angular) em relação à direção de incidência ν é dada por (Platt, 2008):

$$\Phi(\cos \nu) = \frac{3}{4} \cdot [1 + \cos^2(\nu)] \quad (17)$$

Considerando a anisotropia devido à polarizabilidade das moléculas a eq.17 torna-se (Penndorf, 1957):

$$\Phi(\cos \nu) = 0.7629 \cdot [0.9324 + \cos^2(\nu)] \quad (18)$$

A figura 16 exhibe as funções de fase de espalhamento para o caso isotrópico e o anisotrópico.

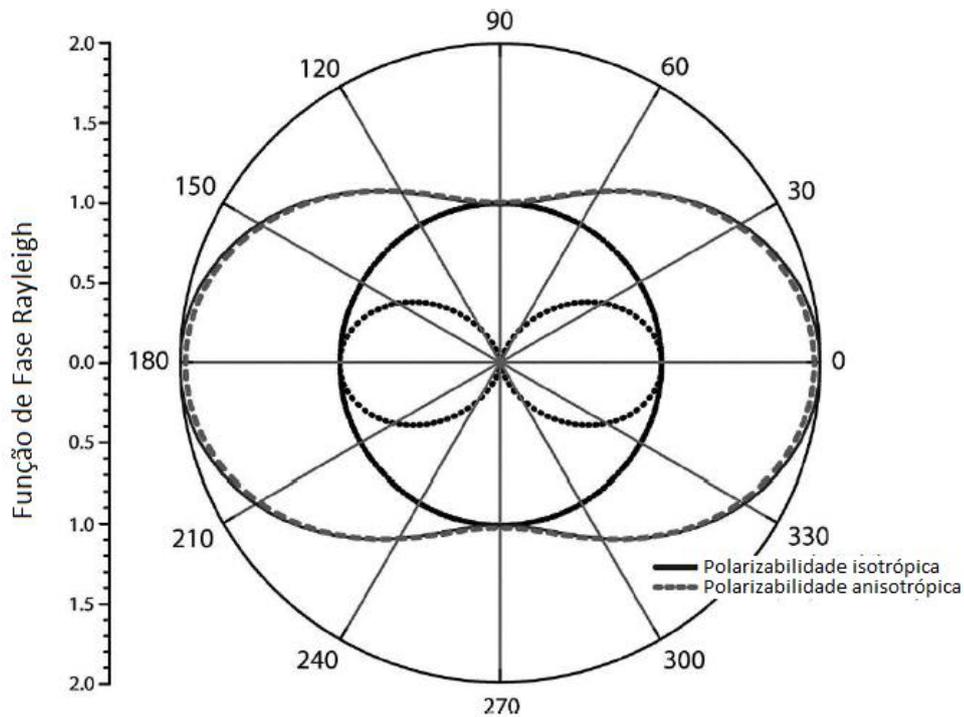


Figura 16: Diagrama polar do espalhamento Rayleigh para a luz não polarizada em um meio com espalhadores que possuem polarizabilidade isotrópica (linha cheia) e para polarizabilidade anisotrópica (linha tracejada). (Adaptado do Platt, 2008)

A luz espalhada que provém de fora da direção do feixe incidente tem uma forte contribuição das componentes de frequência mais curta (azul) do que na distribuição espectral do feixe incidente (o que explica a cor azulada do céu no dia), enquanto que a luz transmitida possui mais vermelho em sua composição espectral bem como tem sua intensidade total reduzida.

Em caráter quantitativo pode-se avaliar a comprimento de atenuação considerando que para a região visível (410-650 nm) para as CNTP (condições normais de temperatura e pressão) tem-se $n(\lambda) - 1 \approx 2.78 \cdot 10^{-4}$ (Jackson, 1998). Com $N = 2.4 \cdot 10^{19}$ moléculas/cm³, os valores típicos do comprimento de atenuação $\Lambda = \varepsilon_R^{-1}$ são iguais a $\Lambda = 30, 77, 188$ km para a luz violeta (410 nm), verde (520 nm) e vermelha (650 nm). Esses valores fornecem uma dimensão da extinção sofrida pelos feixes luminosos na atmosfera, devido apenas ao espalhamento Rayleigh.

2.6.1.2 Espalhamento Mie

Este espalhamento da luz é causado pela colisão com uma partícula esférica de tamanho arbitrário (dimensões iguais ou maiores que o comprimento de onda da radiação)

cuja solução para partículas foi dada por Gustav Mie, e por isso, para este caso, referiu o fenômeno como espalhamento Mie. Este modelo é utilizado para descrever a interação de aerossóis e gotas de nuvens com a radiação eletromagnética.

De acordo com a teoria de Mie, os parâmetros necessários para descrever a interação são:

- i) o índice de refração complexo da partícula:

$$n(r, s') = n_e(r, s') + in_a(r, s') \quad (19)$$

em que se $n_i(s')$ (parte imaginária) for diferente de zero, significa que a partícula também absorve radiação.

- ii) a forma da partícula, que é considerada esférica.
 iii) o tamanho da partícula, escrito pelo parâmetro de tamanho $x = 2\pi r/\lambda$ que é a razão entre o perímetro da partícula de raio r e o comprimento de onda da radiação.

O coeficiente de atenuação é dado por (Soares, 2010):

$$k(\lambda, s') = \sigma(\lambda, s')N(s') = [\sigma_e(\lambda, s') + \sigma_a(\lambda, s')] \cdot N(s') \quad (20)$$

Onde $k_{(l,s')}$ é o coeficiente linear de extinção (m^{-1}) à posição s' do caminho ótico; $\sigma_{(l,s')}$ é a seção de choque eficaz de extinção (m^2); $N(s')$ é o número de partículas por volume (m^{-3}); $\sigma_e(\lambda, s')$ é a seção eficaz de espalhamento (m^2) e $\sigma_a(\lambda, s')$ é a seção de choque eficaz de absorção (m^2) descritas por:

$$\sigma_e(\lambda, s') = \pi r^2 Q_e\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, n(\lambda, s')\right) \quad (21)$$

$$\sigma_a(\lambda, s') = \pi r^2 Q_a\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, n(\lambda, s')\right) \quad (22)$$

Q_e e Q_a são fatores de eficiência de absorção e de espalhamento, respectivamente. (Soares, 2010). Na Figura 17 é mostrada a eficiência do fator de extinção para partículas esféricas com diferentes índices de refração.

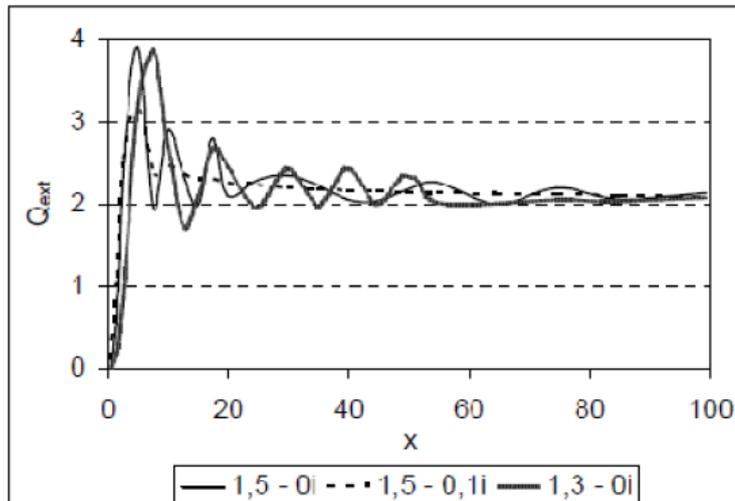


Figura 17: Fator de eficiência de extinção em função do parâmetro x de tamanho de partículas esféricas para diferentes índices de refração: $1,5 - 0i$; $1,5 - 0,1i$ e $1,3 - 0i$.

É importante observar que o fator de eficiência varia significativamente para valores baixos de x , o que denota que, para partículas muito pequenas, isto é, com r menor ou da ordem de λ , a dependência espectral é elevada. À medida que se aumenta o parâmetro de tamanho, o fator de extinção tende a 2, ilustrando baixa dependência espectral com partículas muito maiores que o comprimento de onda da radiação incidente.

Dessa forma, podemos ver que o espalhamento molecular possui forte dependência (seletividade) espectral. Então, a partir de valores de profundidade ótica de aerossóis para diferentes comprimentos de onda, pode-se estimar o tamanho médio predominante de partículas de aerossol na atmosfera, na forma do coeficiente de Angstrom, que se escreve:

$$\alpha(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{-\ln(\tau(\lambda_1)/\tau(\lambda_2))}{\ln(\lambda_1/\lambda_2)} \quad (23)$$

Assim, quanto o maior o valor de α , maior é a dependência espectral e, portanto, menor é o tamanho médio das partículas. Um valor de α próximo de 2 indica a predominância de aerossóis finos (com raios menores que 2 μ m), $\alpha \sim 0$, é típico de aerossóis atmosféricos grossos.

O valor da seção de choque de espalhamento e de absorção que multiplicado pela densidade de aerossóis, resulta na espessura ótica de aerossóis:

$$\tau_{Mie} = \int [\sigma_e(\lambda, s') + \sigma_a(\lambda, s')] N(r) dr \quad (24)$$

Numa versão simplificada deste modelo, o espalhamento Mie descreve o seu termo de transmissividade, ao longo de uma coluna vertical z de partículas, na forma:

$$\tau_{Mie} = \pi r^2 \rho_{Mie} N(s') z \quad (25)$$

Em que r é o raio das partículas, ρ_{Mie} é a razão entre a seção eficaz de difusão e a área geométrica da partícula que é dada por:

$$\rho_{Mie} = \rho_{Mie}(x) = 2 \left[1 - \frac{\text{sen}(2\pi x)}{2\pi x} \right]^2 \quad (26)$$

com $x=r/\lambda$, e cujo gráfico é mostrado na figura 18.

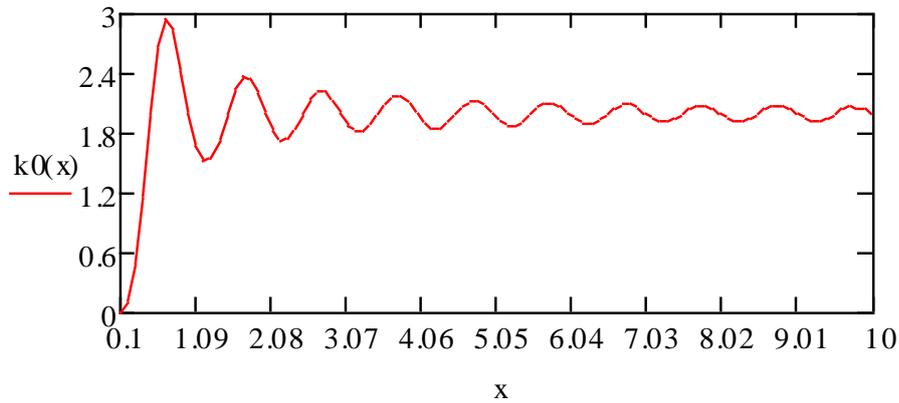


Figura 18: Gráfico de ρ_{Mie} versus x (razão entre os raios r das partículas e o comprimento de onda da radiação incidente)

Sendo $N(s')$ uma população polidispersa de partículas (diversos tamanhos) descrita na forma:

$$N(s') = \int_0^{\infty} n_p(r, s') dr \quad (27)$$

onde $n_p(r, s')$ é o número de partículas de raio r por unidade de volume de ar, por intervalo de tamanho nas unidades $\text{m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ (raio em μm e $N(s')$ em m^{-3}) e, logo, representa uma função de distribuição de tamanho.

Sendo $N(s')$ uma concentração de partículas de raios arbitrários r (r pode ter qualquer valor positivo) total igual a N_o de raio médio igual a r_o , distribuídos aleatoriamente na forma de uma gaussiana de largura σ_r tem-se que $n_p = n_p(r)$ dado por:

$$n(r) = \frac{N_o}{\sqrt{\pi} \cdot \sigma_r} \exp \left[- \frac{(r - r_o)^2}{\sigma_r^2} \right] \quad (28)$$

Substituindo na expressão da eq. 22 e então, substituindo a eq. 21 na eq.20, o termo de transmissividade associado ao espalhamento Mie ficará na forma:

$$\tau_{Mie} = z \cdot \int_0^{r_1} \left[1 - \frac{\text{sen}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)}{\frac{2\pi r}{\lambda}} \right]^2 \cdot 2 \cdot N_0 \sqrt{\pi} \cdot \frac{r^2}{\sigma_r} \cdot \exp\left[-\frac{(r-r_0)^2}{\sigma_r}\right] dr \quad (29)$$

Esse ensaio é importante para investigar-se o efeito de espalhamento causado por partículas dispersas no ar. Para uma concentração de partículas de água, como uma neblina, com $N_0 = 200$ partículas/ m^3 , de raio médio $r_0 = 0,9 \mu m$, distribuídos na forma de uma gaussiana de largura $\sigma_r = 0,2 \mu m$, têm-se uma curva como mostrada na figura 19.

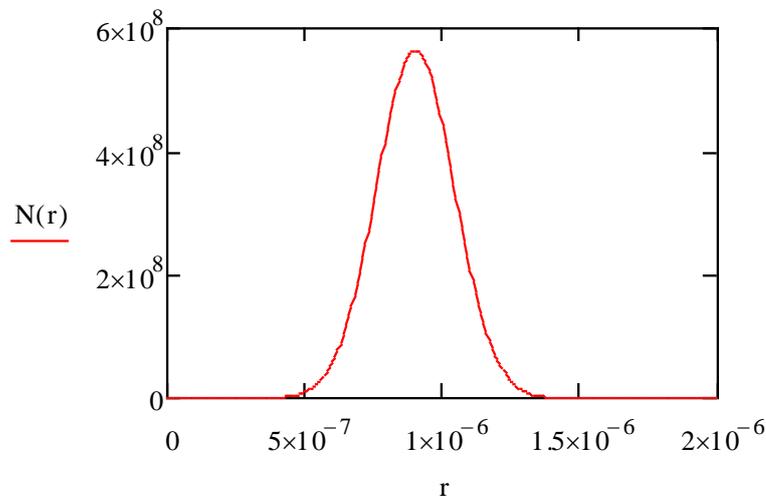


Figura 19: Curva gaussiana que descreve uma população de partículas de água com raio médio igual a $0,9 \mu m$ (r em metros e $N(r)$ em m^{-3})

De um modo geral, a modelo de Mie diz que:

(a) Quando $\pi d/\lambda < 0,6/n$, em que d é o diâmetro da partícula espalhadora e n é seu índice de refração, o espalhamento Rayleigh domina. A radiação incidente é espalhada em duas direções: a 0° e a 180° , em relação à direção de incidência, isto é, para frente e para trás.

(b) Quando $0,6/n < \pi d/\lambda < 5$, o espalhamento Mie prevalece. A radiação espalhada na direção de incidência torna-se mais dominante à medida que a razão $\pi d/\lambda$ desvia-se do limite inferior para o limite superior do intervalo da desigualdade.

(c) A condição $\pi d/\lambda > 5$ é raramente satisfeita na atmosfera terrestre. Este caso é o principal responsável pelo processo de reflexão difusa na atmosfera.

As principais partículas responsáveis pelo efeito de espalhamento da luz na atmosfera são os aerossóis.

Os aerossóis são materiais particulados (neblina, poeira, nevoeiro, gotículas de nuvens) em suspensão no ar. As partículas de aerossóis atmosféricos variam bastante em sua concentração, tamanho e composição, e conseqüentemente em seus efeitos na radiação visível e infravermelha (Shettle e Fenn, 1979).

2.6.2 A absorção da luz pelos gases

Diferentemente dos processos de espalhamento da radiação que ocorrem ao longo de todo o espectro solar, as absorções da luz pelos gases acontecem em faixas de comprimento de onda específicas. Estas absorções correspondem à captação da onda eletromagnética por um átomo ou molécula pelo fato da energia da onda eletromagnética ($E=h\nu$) ser igual ou próxima à energia de transição de um dos estados da espécie absorvedora (átomo ou molécula) – como será visto a seguir.

Os estudos neste campo são feitos tanto por meio de métodos espectroscópicos que tem por objetivo descrever o coeficiente de absorção de cada gás, quanto pela detecção na atmosfera desse gás por radiometria, ou por amostragem química, que busca quantificar a sua abundância na atmosfera. Na radiometria, essa quantificação é feita em termos do conteúdo total do gás em uma coluna vertical que se estende do solo ao topo da atmosfera, que é a chamada profundidade óptica.

A profundidade óptica de absorção de um i-gás é igual ao produto do coeficiente de absorção $A_i(\lambda)$ pela sua concentração C_i . Esta última quantidade não é função do comprimento de onda, no entanto, varia com a latitude, com o tempo e com a altitude.

Este é o processo de interação da luz pela atmosfera de principal interesse neste estudo porque é a partir da absorção da luz em certos comprimentos de onda que é possível detectar a presença de gases atmosféricos.

2.6.2.1 Interação da luz com a matéria

Consideremos um átomo ou molécula com energia U_0 acima do estado fundamental ($U=0$). De acordo com a eletrodinâmica clássica, quando efeitos de atrito são incluídos, a amplitude da oscilação gradualmente diminui, sendo a energia de movimento de oscilação do dipolo sendo convertida em radiação (Jackson, 1998) A energia do dipolo deverá cair exponencialmente no tempo na forma:

$$U(t) = U_0 e^{-\gamma t} \quad (30)$$

em que γ é a constante de amortecimento. Logo a amplitude do campo elétrico da radiação correspondente decrescerá exponencialmente com o tempo sendo descrita como:

$$E(t) = E_0 e^{-\gamma t} \cos(\omega_0 t) \quad (31)$$

Nesta análise, ω_0 é a frequência da oscilação que é relacionada à energia U_0 do estado excitado, na forma

$$\omega_0 = \frac{U}{\hbar} \quad (32)$$

sendo \hbar a constante de Planck dividida por 2π .

Uma vez que a amplitude do campo elétrico $E(t)$ é amortecida, a radiação não pode ser mais monocromática, por isso, a distribuição das frequências que compõem a radiação é dada pela transformada de Fourier:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt \quad (33)$$

Substituindo a eq. (31) na eq. (33) encontra-se resolvendo a integral:

$$F(\omega) = \frac{E_0}{2} \left[\frac{1}{\frac{\gamma}{2} + i(\omega - \omega_0)} + \frac{1}{\frac{\gamma}{2} + i(\omega + \omega_0)} \right] \quad (34)$$

em que na integral calculada considerou-se que o processo de decaimento teve início em $t=0$. Sendo ω a frequência da fonte de energia (onda eletromagnética), no processo de absorção $\omega \approx \omega_0$ e $\omega_0 \gg \delta$ (γ) tal que o termo contendo $\omega + \omega_0$ pode ser desprezado em comparação ao termo ressonante contendo $\omega - \omega_0$. Desse modo:

$$F(\omega) = \frac{E_0}{2} \left[\frac{1}{\frac{\gamma}{2} + i(\omega - \omega_0)} \right] \quad (35)$$

cujo módulo será dado por:

$$|F(\omega)|^2 = \frac{E_0^2}{4} \left[\frac{1}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \right] \quad (36)$$

que é uma Lorentziana não-normalizada. A normalização exige que:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega - \omega_0) d\omega = N \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\omega)|^2 d\omega = 1 \quad (37)$$

sendo N um fator de normalização. Logo,

$$N = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot \frac{4}{E_0^2} \quad (38)$$

Assim a função espectral normalizada é dada por:

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{E_0^2}{4} \left[\frac{\frac{\gamma}{2\pi}}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \right] \quad (39)$$

Esta função, centrada em uma frequência de ressonância ω_0 , é a que descreve a forma das curvas de absorção dos gases nos espectros (que são curvas de transmissividade da atmosfera).

2.6.2.2 Transição de Estados Estacionários de uma Molécula

Para se estudar as absorções da luz solar pelas moléculas da atmosfera exige-se um modelo mais detalhado do fenômeno de interação da radiação dentro do campo da espectroscopia molecular, em que se emprega a teoria quântica. Grande parte da análise em espectroscopia está ligada à absorção da energia por um sistema (atômico ou molecular) que migra de um estado estacionário para outro sob a influência de radiação eletromagnética incidente. É necessário investigar, portanto, como essa radiação pode perturbar um sistema tal que uma transição de estados seja induzida. (Barrow, 1962)

Em geral qualquer sistema atômico ou molecular terá muitos níveis de energia permitidos correspondendo aos seus estados estacionários. Para abordar as transições de estado é suficiente tratar um sistema como tendo somente um estado de energia menor, com uma função de onda Ψ_1 , e um estado de energia superior, com uma função de onda Ψ_2 , onde 1 e 2 são dois diferentes valores do número quântico principal do sistema.

A energia potencial deste sistema antes de ser atingido por uma onda eletromagnética é representado por U_0 , assim o Hamiltoniano correspondente em um modelo unidimensional é H_0 , obedecendo a relação:

$$H_0 = -\frac{h^2}{8\pi^2 m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U_0(x) \quad (40)$$

E a equação de Schroedinger que descreve o comportamento deste sistema fica:

$$H_0 \Psi = -\frac{h}{2\pi i} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (41)$$

Neste caso, a solução de Ψ é dada por:

$$\Psi = a_1 \Psi_1 + a_2 \Psi_2 \quad (42)$$

onde a_1 e a_2 são coeficientes que indicam os pesos dos estados Ψ_1 e Ψ_2 , que, como será visto, podem depender do tempo, e cujos quadrados dos seus módulos indicam a probabilidade de ocupação da cada estado. Assumindo, por exemplo, que é conhecido que inicialmente o sistema está em no estado de menor energia 1, em $t=0$, têm-se então que $a_1=1$ e $a_2=0$.

Supondo que a radiação eletromagnética incida sobre um sistema, a variação na energia potencial U é denotada por U' e no hamiltoniano H é denotada por H' . Logo, o novo Hamiltoniano H é dado por $H_0 + H'$.

Quando uma onda eletromagnética incide sobre uma molécula, a oscilação do campo elétrico da radiação pode perturbar a energia potencial da molécula permitindo-a sair do seu estado estacionário inicial, que será caracterizado pelo número quântico 1. O campo elétrico da radiação oscila em um ponto ocupado por uma molécula com uma frequência ν . Seja E_x uma componente da radiação que pode descrever a posição ocupada por uma molécula na forma da equação:

$$E_x = E_x^0 (e^{2\pi i \nu t} + e^{-2\pi i \nu t}) \quad (43)$$

Numa primeira aproximação, os efeitos das interações nos eixos y e z podem ser posteriormente incluídos independentemente em relação ao eixo x .

O campo elétrico pode agir sobre a componente μ_x do momento dipolar gerando mudança na energia de $E_x \mu_x$. Este termo soma-se ao potencial de energia do sistema e é responsável pela mudança no hamiltoniano H do sistema quando a radiação incide sobre ele. Pode-se escrever, portanto:

$$H' = E_x \mu_x \quad (44)$$

Se E_x depende explicitamente da frequência, a eq. (38) torna-se:

$$H' = E_x^0 (e^{2\pi i \nu t} + e^{-2\pi i \nu t}) \mu_x \quad (45)$$

A ação da onda eletromagnética sobre a molécula pode ser vista como uma perturbação periódica do estado estacionário inicial, cuja taxa temporal de transição para um estado de energia superior no tempo é dada, em primeira ordem, por (Harris, 1978):

$$\frac{da_2}{dt} = -\frac{2\pi i}{h} e^{-\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)t} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_2^* H' \psi_1 dx \quad (46)$$

onde a_2 é, definitivamente, parâmetro dependente do tempo, para fornecer uma solução para a equação de Schrodinger que é aplicável a um sistema perturbado. Substituindo a eq. 45 na eq. 46 obtém-se:

$$\frac{da_2}{dt} = -\frac{2\pi i}{h} E_x^0 \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_2^* \mu_x \psi_1 dx \left(e^{\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(-\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + h\nu)t} + e^{\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(-\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - h\nu)t} \right) \quad (47)$$

Uma vez que a integral é feita em x pode-se escrever:

$$|\mu_{x12}| = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_2^* \mu_x \psi_1 dx \quad (48)$$

que é denominado momento de dipolo elétrico.

Realizando a integração das funções dependentes do tempo na eq. 47 para um intervalo de 0 a t' , chega-se a:

$$a_2(t') = |\mu_{x12}| E_x^0 \left(\frac{1 - e^{\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 + h\nu)t'}}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 + h\nu} + \frac{1 - e^{\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)t'}}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu} \right) \quad (49)$$

Nota-se que segundo termo do denominador nos colchetes vai a zero quando:

$$h\nu = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \quad (50)$$

Para tais condições o segundo termo da eq. (49) terá valores muito grandes e irá determinar com maior importância $a_2(t)$. Disto, segue-se que o primeiro termo nos colchetes é importante se a transição de 1 para 2 é uma emissão, enquanto que o segundo termo é importante se a transição é uma absorção. Como neste estudo estão tratados processos de absorção, a energia do estado 2 é maior que a do estado 1, e é necessário manter apenas o segundo termo da equação (43). Tem-se, então:

$$a_2(t') = |\mu_{x12}| E_x^0 \left(\frac{1 - e^{\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)t'}}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu} \right) \quad (51)$$

Como o sistema muda por uma transição do estado Ψ_1 para Ψ_m , isso pode ser descrito pelo produto $\Psi^* \Psi$, onde $\Psi = a_1 \Psi_1 + a_2 \Psi_2$, onde a_1 e a_2 são dependentes do tempo.

Assim esta descrição pode ser dada como uma função do tempo se ela é integrada para todos os valores de x . Além disso, esta integração remove toda a dependência espacial das funções de onda por causa da sua ortogonalidade e a normalização.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \Psi dx = a_1^* a_1 + a_2^* a_2 \quad (52)$$

A probabilidade do sistema estar no estado de energia superior 1 é dada, portanto, através do produto $a_1^* a_1$ que de acordo com a eq. 51 é dada em função do tempo por:

$$a_2^*(t') a_2(t') = |\mu_{x12}|^2 (E_x^0)^2 \left(\frac{2 - e^{\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)t'} - e^{-\left(\frac{2\pi i}{h}\right)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)t'}}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)^2} \right) \quad (53)$$

Sabendo que para um argumento θ , $(2 - e^{2i\theta} - e^{-2i\theta}) = 4 \text{sen}^2 \theta$, chega-se a:

$$a_2^*(t') a_2(t') = 4 |\mu_{x12}|^2 (E_x^0)^2 \left(\frac{\text{sen}^2 [(\pi/h)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)t']}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)^2} \right) \quad (54)$$

Como neste trabalho utiliza a luz solar (luz branca), deve ser feita uma integração ao longo de todas as frequências, considerando E_x como uma constante uma vez que a absorção ocorre, geralmente, ao longo de faixas estreitas de comprimento de onda (ou

frequência). Conhecendo-se o valor da integral, $\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\text{sen}^2 x'}{x'^2} \right) dx' = \pi$ e fazendo

$x' = (\pi/h)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - h\nu)$ obtém-se:

$$a_2^*(t') a_2(t') = \frac{4\pi^2}{h^2} |\mu_{x12}|^2 (E_x^0)^2 t \quad (55)$$

ou:

$$\frac{d(a_2^*(t') a_2(t'))}{dt} = \frac{4\pi^2}{h^2} |\mu_{x12}|^2 (E_x^0)^2 \quad (56)$$

A equação (56) é o resultado final para a descrição das transições. A taxa inicial a qual um estado excitado é ocupado quando a luz incide sobre a molécula é proporcional ao quadrado da integral do momento de transição e ao quadrado da amplitude da onda eletromagnética. Como a intensidade da luz é proporcional ao quadrado de E_x^0 (campo elétrico), a taxa da população do estado excitado é proporcional à intensidade da radiação incidente.

O valor $|\mu_{xif}|$, momento de dipolo elétrico, fornece as bases físicas para as regras de seleção que informam quais transições de estados podem ser vistas no espectro. Em um espectro real (como o solar) encontram-se intensidades de bandas variando de muito fraca a muito forte (Harris, 1978). No entanto, as regras de seleção não informam a respeito do contraste das transições (quantidade de luz na emissão ou absorção), mas somente indicam quais são esperadas possuírem intensidades nulas ou não-nulas. As transições previstas com intensidade não-nulas são chamadas de transições permitidas e as com intensidade nula são ditas proibidas.

As regras de seleção dependem das relações de simetria entre H' , o momento de transição, e dos estados inicial e final. A integral $|\mu_{x12}|$ será diferente de zero quando o produto das três funções m_x , Ψ_1 e Ψ_2^* for uma função par ($f(x)=f(-x)$). Como o momento dipolar elétrico, $m_x=ex$, é uma função ímpar (antissimétrica), $|\mu_{x12}|$ será necessariamente zero quando Ψ_1 e Ψ_2^* são ambos pares ou ímpares.

2.6.2.3 Absorção pelo ozônio

O ozônio (O_3) é um forte absorvedor no ultravioleta (região) e moderado no visível e no infravermelho (440 a 1180 nm). O ozônio está concentrado na estratosfera a cerca de 20 km de altitude. Sua abundância varia bastante ao longo do tempo e do local, sendo menor nas regiões dos trópicos e ao redor dos polos e altas a médias latitudes. (Muneer, 2009).

As regiões que correspondem nas bandas de forte absorção do O_3 são chamadas bandas de Hartley. Menos fortes que as bandas de Hartley, as bandas de absorção entre 0,3 e 0,36 μm são chamadas as bandas de Huggins. As bandas de absorção no visível e no infravermelho são chamadas bandas de Chapuis (Liou, 1980). As regiões de absorção do ozônio são apresentadas na Figura 20.

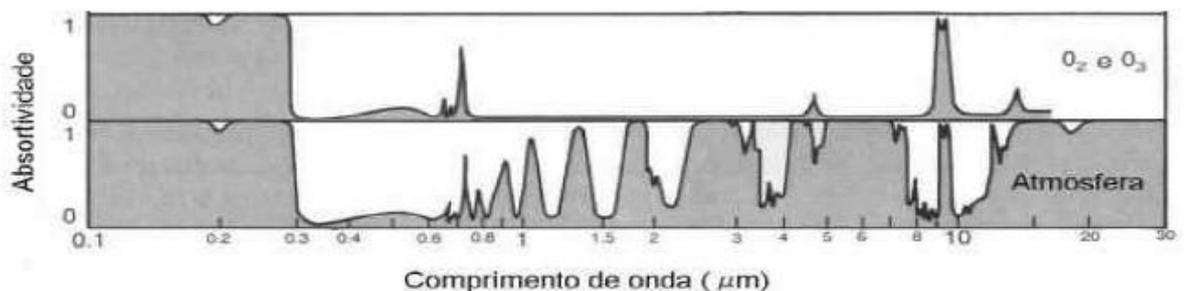
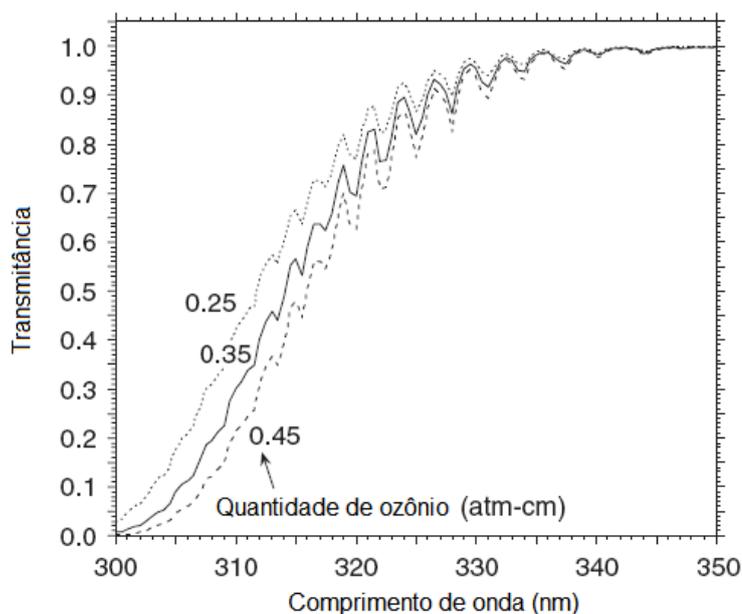
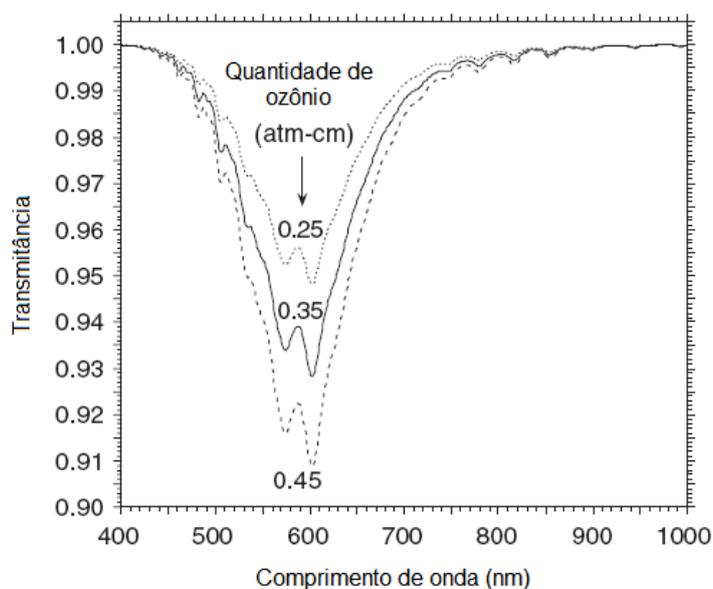


Figura 20: Contribuição das bandas de absorção do ozônio e do oxigênio (O_2) na atmosfera em comparação à atmosfera total. (Adaptado de Soares, 2010)

A maior contribuição de absorção pelo ozônio ocorre no ultravioleta. A profundidade ótica do ozônio é medida em atm-cm, ou nas unidades Dobson. Uma unidade Dobson corresponde a uma coluna de ozônio com altura de 0,001 cm comprimida a 1 atmosfera a 0°C. Nos gráficos da figura 21 mostram-se a transmitância do ozônio na região do ultravioleta (abaixo de 0,3 μm) e do visível (entre 0,3 e 0,6 μm), evidenciando o aumento da atenuação da luz (com a redução da transmitância) com o aumento da profundidade ótica.



(a)



(a)

Figura 21: Gráficos das transmissividades do ozônio: (a) para a região ultravioleta e (b) para a região visível em relação às profundidades óticas de ozônio.(Adaptado do Muneer, 2009)

2.6.2.4 Absorção pelo vapor de água

A molécula de água é composta por um átomo de oxigênio ligado a dois átomos de hidrogênio por covalência. A interação entre o hidrogênio e o oxigênio leva a uma transferência de cargas dos átomos de hidrogênio para o oxigênio gerando uma carga negativa neste último – enquanto que os átomos de hidrogênio ficam com carga positiva – que origina o momento dipolar elétrico da molécula (Demtroder, 2005).

O vapor de água é o principal importante dos gases do efeito estufa (Vardavas, 2007). Isto porque as suas bandas de absorção cobrem a maior parte da radiação de emissão térmica da superfície terrestre, como é mostrado na Figura 22, fazendo com que seja responsável por cerca de 70% da absorção atmosférica da radiação solar incidente. (Bernarth, 2002)

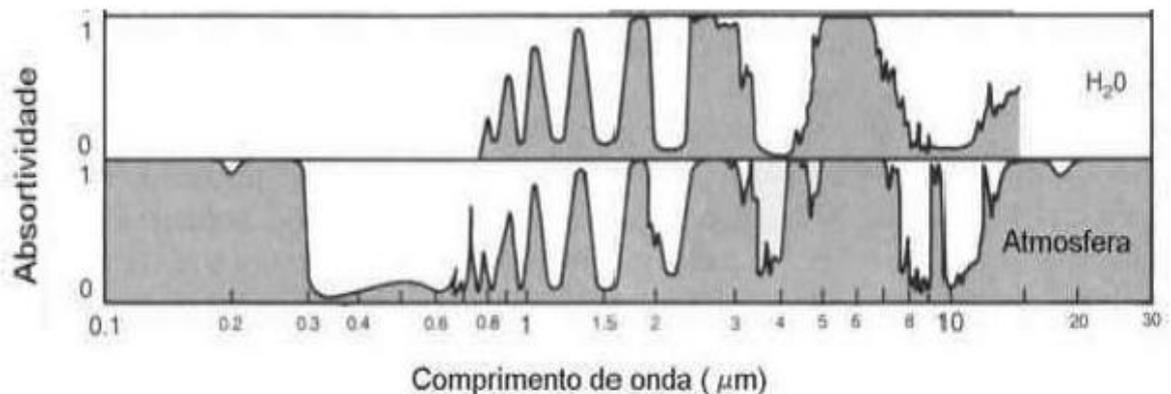


Figura 22: Contribuição das bandas de absorção do vapor de água em relação a atmosfera

Na molécula de água, os três átomos que a compõem não são alinhados, isto é, todos os momentos de inércia da molécula em torno de seus eixos principais são diferentes.

Na teoria dos espectros moleculares é usual, dentro de uma aproximação, considerar que a energia da molécula possa ser expressa simplesmente como a soma das contribuições eletrônicas, vibracionais e rotacionais, isto é:

$$E = E_{elet} + E_{rot} + E_{vib} \quad (57)$$

Onde E_{elet} é a energia eletrônica, E_{rot} é a energia rotacional e E_{vib} é a energia vibracional.

A ocorrência da energia eletrônica como um termo separado é essencialmente a aproximação de Born-Oppenheimer.

O espectro vibracional da água se origina das transições entre níveis de energia rotacionais definidos que pertencem a níveis vibracionais definidos. Logo, é um espectro de rotação-vibração. A molécula de água é um conjunto de $n = 3$ átomos, que logo terão $3n = 9$

graus de liberdade de movimento. Três desses graus de liberdade referem-se ao movimento do centro de massa (a molécula como um todo). Possui três graus de liberdade rotacionais possíveis sobre os eixos mutuamente perpendiculares que cruzam o centro de massa da molécula. E finalmente, restam três graus de liberdade para as vibrações que são descritas em modos normais de oscilação da molécula, cujas modalidades são mostradas na figura 23.

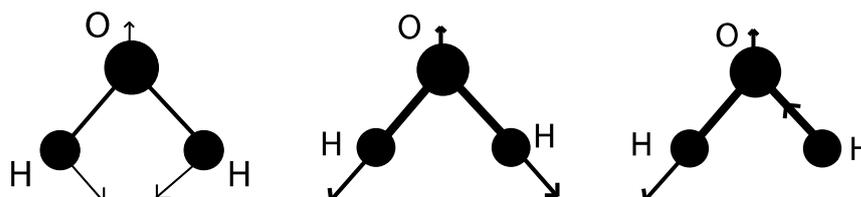


Figura 23: Modos normais de vibração da água

Cada um dos modos normais vibracionais pode ser tratado como oscilador harmônico quantizado com energia ε_v da forma:

$$\varepsilon_{v_i} = \left(v_i + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_i \quad (58)$$

onde v é o número quântico de vibração para um modo normal de vibração com frequência ω_i .

Para o caso em que a interação entre a vibração e a rotação da molécula é fraca, as regras de seleção para o espectro rotação-vibração são os mesmos para espectros de rotação e de vibração separadamente, exceto que agora a direção de mudança do momento de dipolo durante a vibração é relevante nas regras de seleção de rotação.

As transições rotacionais-vibracionais são regularmente espaçadas e a largura destas definem a largura das bandas de absorção das moléculas de água. Esses valores são calculados considerando-se a molécula de água como um rotor rígido assimétrico, isto é, os momentos de inércia da molécula em relação aos eixos ortogonais (com origem no centro de massa) são diferentes entre si.

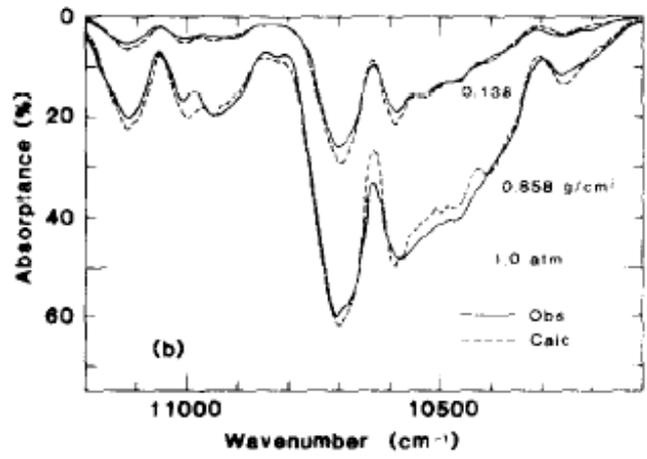
Num monocromador cuja resolução espectral seja menor que a largura das transições rotacionais-vibracionais, é possível ver apenas os ramos das absorções que formam assim uma curva espectral suave. O conjunto de ramos de absorção centrados em um comprimento de onda $\lambda_i = \frac{(\Delta E_{rv})_i}{hc}$ forma uma banda de absorção, sendo ΔE_{rv} o valor da energia da transição envolvida.

Referente aos estados vibracionais para a molécula de água tem-se: (a) estiramento simétrico (3.756 cm^{-1}); (b) estiramento assimétrico (3.652 cm^{-1}); (c) deformação angular (1.545 cm^{-1}) (Herzberg, 1950). Escrevendo essas bandas de absorção em termos de comprimento de onda (a) $6,5 \mu\text{m}$, (b) $2,75 \mu\text{m}$ e (c) $2,7 \mu\text{m}$ nota-se que esses modos fundamentais de vibração situam-se na região do infravermelho distante. Essas absorções são mais intensas, conforme pode ser visto na Figura 25, porque são menos energéticas e uma maior população de moléculas pode atingir estes estados.

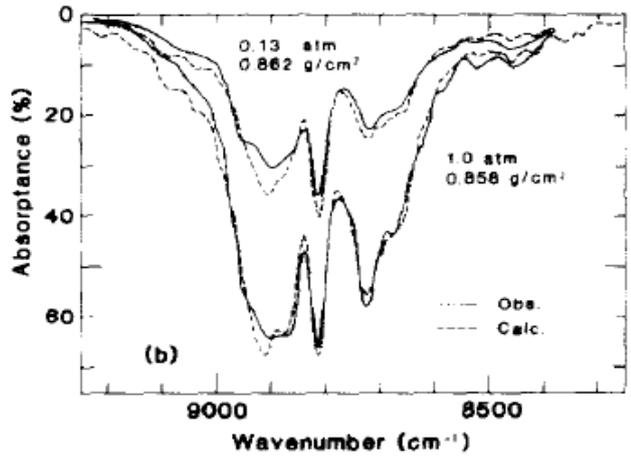
Na região do infravermelho próximo ($0,7$ a $2,5 \mu\text{m}$) existem absorções intensas resultantes das excitações dos níveis vibracionais, conforme é mostrado na Tabela 3. Os gráficos da figura 24 ilustram as principais bandas de absorção da água medidas e calculados por Yamanouchi *et al* (1983), relacionando-as com diferentes concentrações de vapor de água (g/cm^3).

Tabela 3: Bandas de absorção do vapor de água no infravermelho próximo

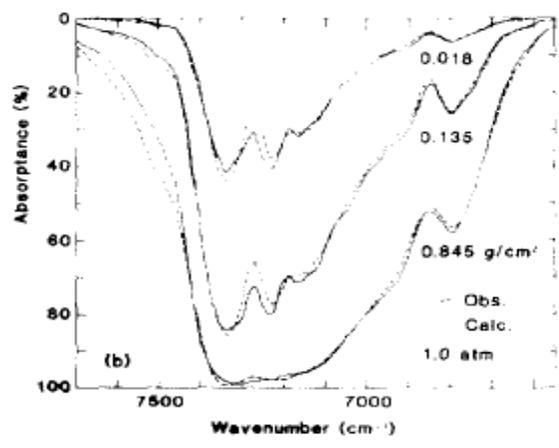
Banda	ν_0 (cm^{-1})	Harmônicos ($\nu_1 \nu_2 \nu_3$)
0.7 μm	13830.96	3 0 1
	13828.30	2 0 2
	13652.68	2 2 1
0.8 μm	12407.64	1 1 2
	12151.26	2 1 1
	12139.81	3 1 0
	11813.19	1 3 1
0.9 μm	11032.40	0 0 3
	10868.86	1 0 2
	10613.41	2 0 1
	10599.66	3 0 0
	10328.72	1 2 1
	10284.37	2 2 0
1.1 μm	9000.13	0 1 2
	8807.00	1 1 1
	8761.57	2 1 0
	8373.82	0 3 1
	8273.95	1 3 0
1.4 μm	7445.18	0 0 2
	7249.86	1 0 1
	7291.41	2 0 0
	6871.44	0 2 1
	6775.00	1 2 0
1.9 μm	5331.95	0 1 1
	5234.95	1 1 0
	4666.72	0 3 0



(a)



(b)



(c)

Figura 24: Espectros de absorção medidos e calculados para: (a) 0,9 μm, (b) 1,1 μm e (c) 1,4 μm
(Extraído de Yamanouchi, 1983)

Essas absorções compõem as bandas de absorção da água que são exibidas no gráfico da Figura 24. A Figura 25 indica a influência da absorção pelo vapor de água no potencial espectral da radiação solar.

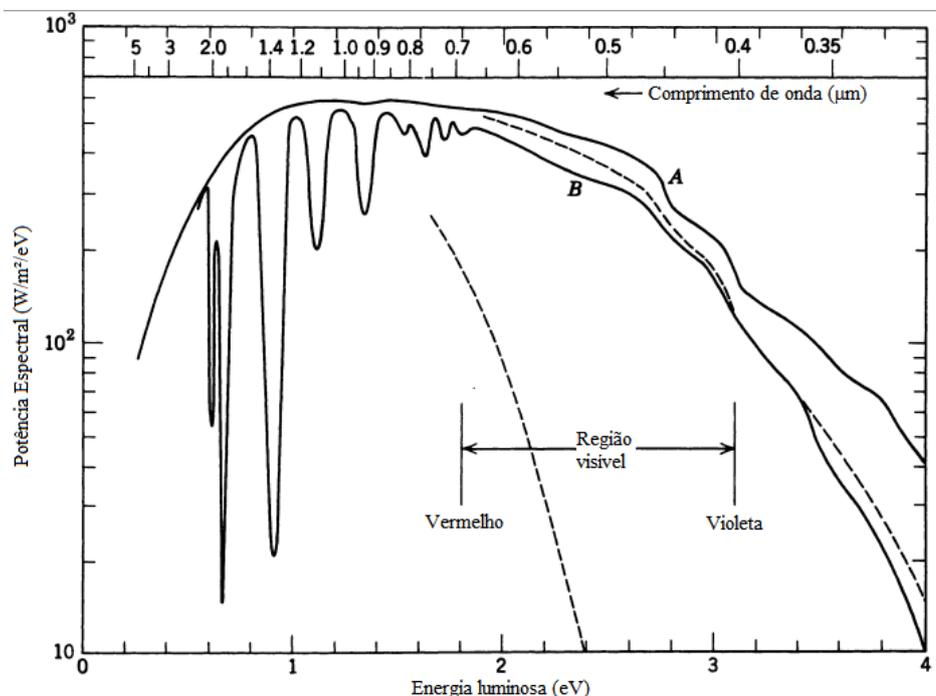


Figura 25: Potência espectral da radiação solar (em watts por metro quadrado por elétron-volt). A curva A é a espectro incidente acima da atmosfera. A curva B é um espectro solar típico ao nível do mar com o Sol ao zênite. As absorções abaixo de 2 eV são maiores devido ao vapor de água e varia local e diariamente. As curvas tracejadas fornecem o espectro solar ao nível do mar esperado no zênite (direita) e no nascente-poente (centro) se a única atenuação fosse devida ao espalhamento Rayleigh, em uma atmosfera seca e limpa. (Jackson, 1998)

2.6.2.5 Relação entre o coeficiente de absorção e a profundidade óptica

A quantidade de radiação que é absorvida por um gás em uma faixa espectral depende do coeficiente de absorção do gás, que é definido pela posição (em comprimento de onda), a intensidade e a forma da linha espectral, isto é,

$$\kappa_{\lambda} = Sg(\lambda - \lambda_0) \quad (59)$$

em que S é a intensidade da linha e g é o perfil de absorção (dado pela eq. 39)

Com base no coeficiente de absorção podem-se determinar outros parâmetros importantes do gás tais como:

- i. Seção de choque – que é a área efetiva de absorção de um elemento diferencial massa do gás $\rho(z')dAdz'$:

$$\sigma_a(\lambda, z') = \kappa_\lambda \rho(z') dA dz' \quad (60)$$

sendo $\rho(z')$ a densidade do gás à altura z' .

- ii. Coeficiente linear de absorção que mede a profundidade de penetração da radiação antes de ser totalmente atenuada

$$\beta_a(\lambda, z') = N(z') \sigma_a(\lambda, z') \quad (61)$$

em que $N(z')$ é o número de partículas por unidade de volume no ar.

- iii. Profundidade óptica monocromática de absorção do gás

$$\tau_a(\lambda, z') = \int \beta_a(\lambda) dz' \quad (62)$$

2.7 Modelos de Transmissão atmosférica de referência

Com o propósito de elaborar previsões físicas sobre o comportamento da radiação solar na atmosfera terrestre, desenvolveram-se códigos de transferência radiativa espectral, que são soluções das equações (diferenciais) de transferência radiativa na atmosfera. A maioria destes modelos possui uma aplicação específica não podendo ser empregado para outra senão aquela (Munner, 2009). Como exemplo, existem o SBDART (Santa Bárbara DISORT* atmospheric transfer code) e o MODTRAN (Moderate Resolution Transmission code) cujas aplicações são para a análise de sinais vindos da Terra observados por sensores em satélites.

Para aplicações em energia solar dois modelos podem ser empregados: SMARTS (Spectral Model of the Atmosphere Radiative Transfer of Sunshine) e SPCTRAL2.

*DISORT – Discrete Ordinates Radiative Transfer Program for a Multi-Layered Plane-Parallel Medium (fonte: www.en.wikipedia.org/wiki/DISORT)

2.7.1 SMARTS2

Este código calcula as irradiâncias espectrais a partir das funções de transmissão da radiação para os seus principais processos de extinção em uma atmosfera sem nuvem, a dizer: o espalhamento Rayleigh, atenuação por aerossóis e absorção por ozônio, vapor de água, gases uniformemente misturados e vários outros gases incluindo NO_2 . Este modelo engloba termos de extinção luminosa dependentes da pressão ou da temperatura para esses gases absorvedores.

No SMARTS2, foram desenvolvidos cálculos para 2002 comprimentos de onda com intervalos fixos de 0,5 nm entre 280 nm e 480 nm; 1 nm para 400 nm e 1700 nm ;e de 5 nm para 1705 a 4000 nm.

2.7.2. SPCTRAL2

Este modelo calcula as intensidades de radiação espectral para incidência direta, difusa e global (direta + difusa) sobre um plano receptor – horizontal ou inclinado – para um local em uma determinada hora (Muneer, 2004). Neste modelo, existem cálculos cobrindo 122 comprimentos de onda de 305 a 4000 nm em intervalos irregulares. As quantidades de água precipitável, espessura ótica de aerossóis (EOA) e ozônio (O₃) são parâmetros que devem ser especificados pelo usuário.

Com base no modelo SPCTRAL2, o termo de atenuação é dado por

$$m\tau(\lambda) = m_R\tau_R + m_a\tau_a + m_o\tau_o + m_w\tau_w + m_u\tau_u \quad (63)$$

onde m_R , m_o , m_w , m_a , m_u e τ_R , τ_o , τ_w , τ_a , τ_u são as massas óticas e profundidades óticas associadas ao espalhamento Rayleigh, o ozônio, o vapor de água, aos aerossóis, e aos gases uniformemente misturados, respectivamente. Desse modo pode-se reescrever a intensidade solar transmitida na forma (Bird et al, 1986)

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)T_R T_o T_w T_a T_u \quad (64)$$

em que os T_i termos são as transmissividades correspondentes às atenuações óticas das espécies, isto é, $T_i = \exp(-m_i\tau_i)$.

(i) Espalhamento Rayleigh:

$$T_R(\lambda) = \exp\{-M'/\lambda^4[115,362 - 1,335/\lambda^2]\} \quad (65)$$

em que M' é a massa ótica corrigida pela pressão dada por $M' = MP/P_0$, tal que M é a massa ótica relativa escrita em termos do ângulo zenital Z como $M = [(\cos Z + 0.15(93.885 - Z)^{-1.253})^{-1}]$; P_0 é igual a 1035 mb e P é a pressão da superfície medida em mb. (Bird et al, 1986)

(ii) Espalhamento e absorção pelos aerossóis:

$$T_a(\lambda) = \exp\{-\beta_n\lambda^{\alpha_n}M\} \quad (66)$$

onde β é o coeficiente de turbidez que é a profundidade ótica de aerossóis a 1 mm, este coeficiente é proporcional a carga de aerossóis na atmosfera e o expoente α varia de 1.074 para $\lambda < 0,5 \mu\text{m}$ até 1.060 para $\lambda > 0,5 \mu\text{m}$.

(iii) Absorção pelo ozônio:

$$T_o(\lambda) = \exp\{-a_o(\lambda)O_3M_o\} \quad (67)$$

onde a_o é o coeficiente de absorção do ozônio, O_3 é a coluna de ozônio e M_o é a massa óptica de ozônio dada por $M_o = (1 + h_o / 6370)[\cos^2(Z) + 2h_o / 6370]^{0,5}$, h_o é a altura máxima de concentração de ozônio aproximadamente igual a 22 km.

(iv) Absorção pelo vapor de água:

Conforme traz Leckner (1978), os dados sobre as absorções devido aos gases atmosféricos foram desenvolvidos por McClatchey *et al* (1972), que apresentou seus resultados na forma de coeficientes de absorção para intervalos espectrais estreitos, correlacionados por uma função de transmissão. Ainda neste seu trabalho, Leckner compara os resultados obtidos de McClatchey *et al* com outros valores de absorbância e conclui que os resultados de McClatchey *et al* são suficientemente precisos para serem utilizados como base para o cálculo dos coeficientes de absorção que ajustam os intervalos de comprimento de onda do espectro extraterrestre obtidos por Thekaekara (1973), permitindo o cálculo das irradiâncias solar direta, difusa e global ao nível do solo.

Para este propósito, a função de transmitância é determinada para cada intervalo de comprimento de onda. As várias funções de transmitância são então ajustadas para um valor de transmitância genérica (Leckner, 1978):

$$T_i(\lambda) = \exp \left\{ \frac{-0,3k_i X}{(1 + 25,25k_i X)^{0,45}} \right\} \quad (68)$$

que é válido para um conjunto inteiro de intervalos, por escolha dos coeficientes de absorção k_i para cada i-faixa de comprimento de onda que foi considerada. O caminho ótico X é medido em $g\ cm^{-2}$ para o vapor de água e em km para os gases uniformemente misturados.

A função de transmitância é dependente do tamanho dos intervalos de comprimento de onda. Com estes intervalos, um pouco da precisão é perdida, especialmente na banda de $1,1\ \mu m$ de absorção do vapor de água onde os intervalos variam seu tamanho de $0,01$ a $0,05\ \mu m$ (Leckner, 1978).

Os valores acima são derivados de caminhos adotados homogêneos dos gases. Bird *et al* (1986) adota a expressão da transmissividade do vapor de água proposto por Leckner, escrevendo-a na forma:

$$T_w(\lambda) = \exp \left\{ -0,2385a_w(\lambda)wM / (1 + 20,07a_w(\lambda)wM)^{0,45} \right\} \quad (69)$$

onde $a_w(\lambda)$ é o coeficiente de absorção do vapor de água para um comprimento de onda λ , w é a quantidade de água precipitável. Nessa função de transmissividade Bird modificou alguns dos valores de absorção pelo vapor de água de Leckner e adicionou outros para

alcançar um acordo mais próximo com os dados experimentais. A Figura 26 traz o comportamento da transmissividade da água para diferentes valores de coluna de água precipitável. Os coeficientes $a_{w\lambda}$ correspondem aos pesos relativos de absorção para vários comprimentos de onda. A figura 27 mostra o gráfico para a transmissão do vapor de água para o comprimento de onda de 0,943 μm versus a quantidade de água precipitável w em centímetros.

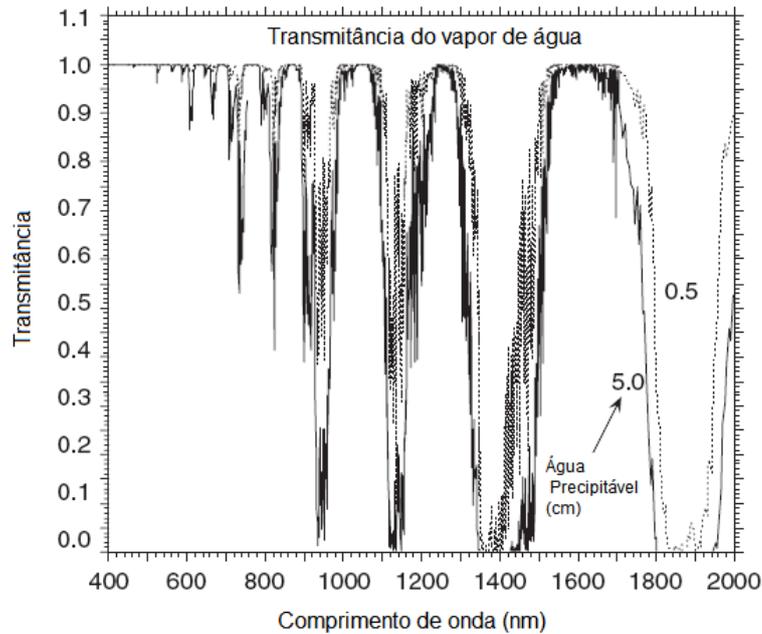


Figura 26: Gráfico da transmitância do vapor de água para diferentes quantidades de água precipitável para quantidades de 0,5 e 5 cm (Muneer,2004)

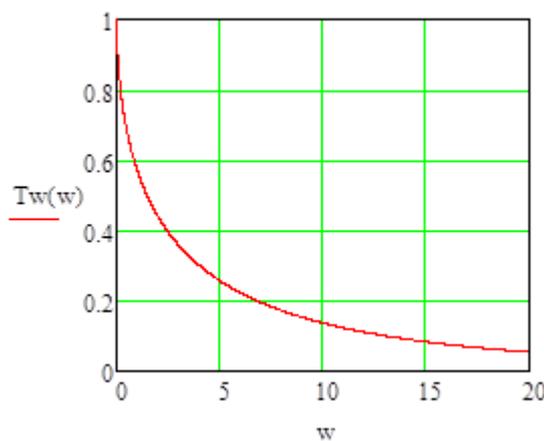


Figura 27: Transmissividade do vapor de água para 0,943 μm versus a quantidade de água precipitável w (em cm).

(v) Absorção pelos gases uniformemente misturados:

$$T_u(\lambda) = \exp \left\{ -1,41a_u(\lambda)M' / (1 + 118,93a_u(\lambda)M)^{0,45} \right\} \quad (70)$$

onde $a_u(\lambda)$ é a combinação do coeficiente de absorção e uma quantidade gasosa. Os valores dos coeficientes de absorção dos componentes atmosféricos estão apresentados no Anexo 1. A figura 28 mostra um gráfico da transmitância pelos gases uniformemente misturados. A maior depressão (maior absorção) localizada no intervalo entre 700 e 800 nm, é devida ao oxigênio molecular O_2 que possui uma transição eletrônica centrada de 763 nm.

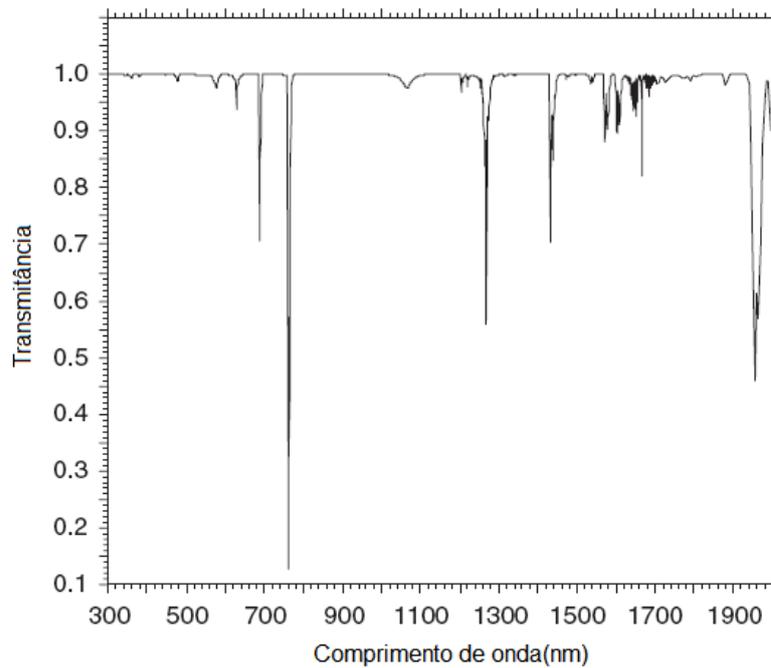


Figura 28: Gráfico de transmitância para os gases uniformemente misturados (Adaptado do Muneer, 2004)

As leis de absorção (equações 68, 69 e 70) possuem um denominador que levam em conta o fato de que a absorção aumenta menos quando a concentração de absorvedores aumenta (água, gases uniformemente misturados). Esse comportamento é a consequência do fato que os espectros de absorção dessas moléculas têm uma estrutura de linhas rotacionais discretas. Isso faz que, mesmo com uma concentração elevada, a atmosfera continua sendo transparente entre essas linhas rotacionais. Isso não ocorre para a absorção pelo ozônio (eq. 67) porque, neste caso, esta é oriunda de transições eletrônicas.

2.8 Instrumentos de Medição do espectro solar

Os equipamentos que medem a intensidade da radiação eletromagnética são denominados radiômetros (radio – radiação, metro – medida). Os radiômetros são capazes de detectar a radiação incidente sobre convertendo o sinal luminoso em um sinal voltaico.

Conforme a plataforma do sistema de medição e o nível da coleta de dados (posição do sensor em relação à amostra de estudo e fonte de luz), os radiômetros recebem denominações específicas, como espectrofotômetros, espectro-radiômetros, radiômetros de banda (Moreira, 2004).

Os radiômetros não-imageadores são aqueles utilizados para medir a radiação local, ou seja, medir a radiação em uma determinada amostra de área. Os resultados dessas medidas são valores pontuais, de modo que não se pode formar um padrão de toda uma região. Os dados obtidos pelas medidas são processados na forma de um gráfico (curvas espectrais) ou tabelas de valores.

Os espectro-radiômetros e radiômetros de banda estão dentro da categoria de radiômetros não-imageadores, isto é, são destinados a medir a radiação em uma determinada amostra de área fornecendo um resultado local. Os radiômetros de banda são capazes de detectar a radiação de certa faixa de comprimento de onda, sendo que a intensidade luminosa total é a média das intensidades de cada comprimento de onda contido na banda de comprimento de onda.

2.8.1 Fotômetro Solar

O fotômetro solar é um dispositivo que mede a radiação solar direta em faixas estreitas de comprimento de onda – um radiômetro de banda. Os detectores utilizados para medir a luz determinam os comprimentos de onda. Conforme apresentado no trabalho de Haag (2007), é comum o uso de LED's (diodo emissor de luz) como detectores já que estes são espectralmente seletivos e, assim, podem ser empregados para medir separadamente faixas do espectro solar. Alguns fotômetros solares utilizam filtros interferenciais para limitar a quantidade de luz que chega à região fotossensível do detector.

O radiômetro de anel de sombra rotativa (MFRSR- Multi-Filter Rotating Shadowband Radiometer), mostrado na figura 29, é um modelo de fotômetro solar que tem sete canais sensores que medem a irradiância solar no visível e no infravermelho próximo em faixas discretas.

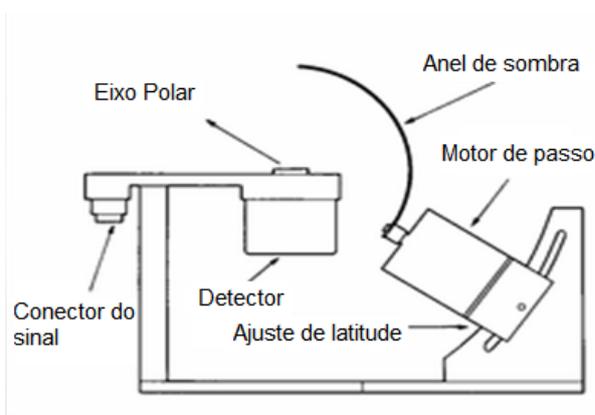


Figura 29: Fotografia e esquema de um MFRSR

(Fonte: www.ess.uci.edu/~cmclinden/link/rsr.html#rsr)

Desses sensores, diodos emissores de luz, seis são limitados a uma banda de 10 nm de largura; o sétimo mede o espectro total ao qual o detector de silício é sensível. Os diodos estão centrados em: 415 nm, 499 nm, 614 nm, 670 nm, 868 nm, 936 nm; e o último possui banda larga (300 a 1100 nm) para medir a intensidade luminosa total.

O conjunto de sensores foi designado para detectar a absorção pelo ozônio, vapor de água, espalhamento por aerossóis e pelo espalhamento Rayleigh. Fonte: (www.ess.uci.edu/~cmclinden/link/rsr.html#rsr)

2.8.2 Espectro-Radiômetro

Os espectro-radiômetros detectam a intensidade luminosa por comprimento de onda e operam em uma faixa do espectro eletromagnético de interesse de estudo. Estes instrumentos são baseados em módulos monocromadores que utilizam prismas ou redes de difração. Espectro-radiômetros de grande precisão geralmente utilizam de arranjo de redes de difração (ou prismas) associadas a um conjunto de lentes, principalmente os destinados a irradiação solar em faixas onde a emissão solar é menor como o ultravioleta e o infravermelho. (Haag, 2007)

Os espectro-radiômetros são desenhados para realizar a medida espectral da radiação solar em uma ampla faixa do espectro. Em alguns modelos deste instrumento é possível separar as componentes direta e difusa.

O RSS (Rotating Shadowband Spectroradiometer) é um modelo de espectro-radiômetro que fornece irradiância espectral sob incidência direta, difusa e global sobre a superfície horizontal e pode ser calibrada no local de sua utilização pelo método de regressão de Langley. As irradiâncias espectrais são medidas simultaneamente por elementos sensores espectrais (pixels), detectando na faixa de 350 a 1050 nm. Na figura 30

é mostrado um modelo de espectro-radiômetro fabricado pela empresa YES do modelo RSS.



Figura 30: Espectrorradiômetro do modelo RSS-1024 produzido pela empresa YES [Extraído de Haag, 2007]

Outros exemplos de espectro-radiômetros são o SE-590, que fornece 255 valores da radiação proveniente do alvo, na faixa entre 400 e 1100 nm e o FieldSpec, que é mostrado na figura 31, que atua de 350 a 2500 nm (Moreira, 2004).

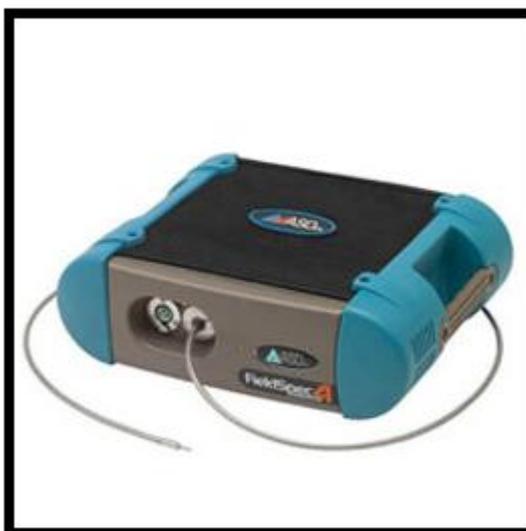


Figura 31: Fotografia de um espectro-radiômetro portátil modelo FieldSpec-4.
Fonte: (FieldSpec, 2012)

3 Metodologia

Atualmente, a atividade de monitoramento da atmosfera é exercida por instituições ou órgãos vinculados ao Estado para o exame contínuo da qualidade do ar, seja em áreas industriais ou em áreas urbanas. Uma das maneiras de investigar a atmosfera é analisar a radiação solar que chega até a superfície. Uma porção desta radiação sofre processos de extinção ao passar pelas camadas da atmosfera como abordado na seção 2.6. Uma vez que os processos de atenuação da radiação pela atmosfera pelos componentes atmosféricos são espectralmente seletivos (como absorção e espalhamento), torna-se importante modelar tais processos para compreender o espectro solar.

A rigor, a propagação da luz solar pela atmosfera (um meio dispersivo e absorvedor) é um processo complexo porque, entre outros motivos, a radiação é espalhada em várias direções. Além disso, para comprimentos de onda mais longos (infravermelho distante), existe a contribuição da emissão térmica das moléculas de gases e aerossóis (Platz, 2008). No entanto, essa contribuição térmica é desprezível comparada à da região do infravermelho próximo ou mesmo visível e ultravioleta e, portanto, não será considerada neste estudo.

Primeiramente, deve ser escrita a equação de transferência radiativa que rege o balanço energético na atmosfera. Neste caso, deve-se quantificar os principais fenômenos envolvidos: a absorção e o espalhamento.

(i) Absorção

A intensidade da radiação será reduzida pela absorção numa quantidade de $dI_a(\lambda)$ após atravessar uma camada absorvedora de espessura infinitesimal ds :

$$dI_a(\lambda) = -I(\lambda)\varepsilon_a(\lambda)ds = -I(\lambda)\sigma_a(\lambda)N_a ds \quad (71)$$

onde ε_a é o coeficiente de absorção, $\sigma_a(\lambda)$ é a seção de choque do absorvedor (molécula) e N_a é o número de absorvedores por volume, de forma que $\varepsilon_a(\lambda) = N_a\sigma_a(\lambda)$. Podemos reescrever a eq. (48) na forma:

$$\ln\left(\frac{I_o}{I}\right) = \int \sigma_a(\lambda)N_a ds = \sigma_a(\lambda)S = \tau(\lambda) \quad (72)$$

onde S é a quantidade de absorvedor por unidade de área, equivalente a uma coluna de densidade, no solo, N_0 e de espessura $L = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty N(s) ds$.

(ii) Espalhamento

A radiação espalhada é dada por (Platz, 2008):

$$dI_s(\lambda) = I(\lambda)\varepsilon_s(\lambda)ds \quad (73)$$

onde ε_s é o coeficiente de espalhamento, $\sigma_s(\lambda)$ é a seção de choque do centro espalhador e N é o número de centros espalhadores por unidade de volume, sendo $\varepsilon_s(\lambda) = N\sigma_s(\lambda)$.

O fluxo radiante é dado por:

$$d\Phi_s(\lambda) = I(\lambda) \cdot \Delta\Omega \cdot \left(\frac{d\sigma_s}{d\Omega} \right) \cdot N \cdot d\Omega dV \quad (74)$$

onde $\frac{d\sigma_s}{d\Omega}$ é a seção de choque diferencial (dependente do ângulo de espalhamento θ e do ângulo polar ϕ). A seção de choque total é dada por:

$$d\sigma_s(\lambda) = \int_{4\pi} \frac{d\sigma_s}{d\Omega} d\Omega \quad (75)$$

(iii) Total

A extinção total luminosa será finalmente expressa por:

$$dI = dI_a - dI_s = -I(\lambda) \cdot [\varepsilon_a(\lambda) + \varepsilon_s(\lambda)] ds \quad (76)$$

que é a equação que rege a atenuação da luz solar pela atmosfera.

3.1 Relação dos componentes atmosféricos com o espectro solar

Neste estudo, iremos considerar a atmosfera gasosa sendo uma camada homogênea. A intensidade da radiação que chega à superfície é escrita na forma da lei de Beer-Lambert:

$$I(\lambda) = I_{0\lambda}(\lambda) \exp(-\tau_\lambda m) \quad (77)$$

Onde $I_{0\lambda}$ é a intensidade solar fora da atmosfera terrestre, τ_λ é a profundidade ótica do meio atenuador e m a sua massa ótica associada, isto é, seguindo o caminho inclinado em relação à vertical local (zênite) atravessado pela luz. A massa ótica é exatamente 1 para o zênite e aproxima-se de $1/\cos Z$ quando Z é menor que 75° .

Pode-se empregar a equação 77 para calcular as diferentes contribuições de extinção pelos gases constituintes atmosféricos em várias camadas da atmosfera. Como m é um fator predominantemente geométrico, o principal problema a solucionar encontra-se na determinação de τ_λ – a profundidade ou espessura ótica – que depende diretamente da

concentração dos gases e partículas em suspensão na atmosfera. Desse modo, podemos reescrever a intensidade calculada $I_c(\lambda)$ como:

$$I_c(\lambda) = I_{0\lambda}(\lambda) \exp[-(\tau_{1\lambda} m_1 + \tau_{2\lambda} m_2 + \dots + \tau_{n\lambda} m_n)]$$

ou

$$I_c(\lambda) = I_{0\lambda}(\lambda) T_{1\lambda} T_{2\lambda} \dots T_{n\lambda} \quad (78)$$

em que os $T_{i\lambda}$ são os fatores de transmissividade atmosférica devido aos i -processos de extinção da radiação com as correspondentes profundidades óticas $\tau_{i\lambda}$ e massas óticas m_i . Ou seja, a partir da curva $I_o(\lambda)$ e dos valores das transmissividades atmosféricas associadas pode-se calcular a curva de irradiância espectral teórica $I_c(\lambda)$.

Os aerossóis são particulados dispersos na atmosfera podem tanto espalhar quanto absorver radiação. Em um dia de céu claro (sem nuvens), os aerossóis são fortes atenuadores da radiação solar direta (Muneer, 2004). Conforme discutido na seção 2.6.1.2, o espalhamento da radiação como varia em comprimento de onda depende da escala de tamanho do centro espalhador (material particulado),.

A espessura ótica dos aerossóis $\tau_{a\lambda}$ é uma medida direta da atenuação do feixe solar incidente por aerossóis para qualquer comprimento de onda (Gueymard et al, 2002). Essa grandeza pode ser bem descrita pela fórmula de Angstrom como:

$$\tau_{a\lambda} = \beta \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\alpha} \quad (79)$$

Onde β é o coeficiente de turbidez de Angstrom, que é igual a $\tau_{a\lambda}$ para $\lambda_0=1\mu\text{m}$; e α , o expoente de Angstrom (seção 2.6.1.2), está relacionado com o tamanho das partículas de aerossóis, assumindo valores desde -0,6 (para partículas grandes tais como areia e sal marinho) até 2,6 para partículas menores, sendo tipicamente 1,3 para os aerossóis rurais.

A turbidez é definida como “qualquer condição da atmosfera que reduz sua transparência à radiação, principalmente a radiação visível”. Esta definição é aplicada à porção da atmosfera livre de nuvens que deve sua turbidez às moléculas de ar e a suspensões tais como fuligem, poeira, neblina e a efeitos de cintilação (American Meteorological Society, 1980). Com base nisso, o coeficiente de turbidez β tem valor zero em um céu idealmente limpo e seco.

No entanto, a utilização do espalhamento de Angstrom serve como uma primeira aproximação para se descrever o espalhamento porque este modelo determina o espalhamento da luz como sendo tendo uma taxa de variação constante para uma faixa de

comprimento de onda, uma vez que α é determinado pela eq. 23. Como traz Cachorro et al (1985), pode haver um alto desacordo entre os espectros teórico e experimental nas regiões visível e infravermelho próximo que atribui as diferenças encontradas com um parâmetro de extinção por aerossóis incorreto. Neste caso, deve-se utilizar a forma de espalhamento mais detalhada que é o espalhamento Mie.

As considerações colocadas acima mostram que a intensidade $I_c(\lambda)$ pode ser calculada como sendo o produto:

$$I_c(\lambda) = I_{0\lambda}(\lambda)T_R T_w T_a T_u T_{O_3}, \quad (80)$$

onde T_R , T_a , T_w , T_{O_3} e T_u são os termos de transmissividade devido ao espalhamento Rayleigh, a extinção pelos aerossóis, a absorção pelo vapor de água, pelo ozônio e pelos gases uniformemente misturados, respectivamente, e foram apresentadas na seção 2.7.3 expressas pelas correspondentes equações. Portanto, $I_c(\lambda)$ depende das quantidades α , β , w e O_3 , isto é, $I_c(\lambda) = I_c(\lambda; \alpha, \beta, w, O_3)$.

As medidas de espectro solar terrestre $I(\lambda)$ podem ser realizadas com o uso de equipamentos que possuem uma faixa específica de leitura em comprimento de onda no solo ou sistema de sensores embarcados em satélites que orbitam a Terra. A diferença entre estes instrumentos é que os sensores orbitais medem a intensidade da radiação refletida da superfície terrestre, enquanto que os sensores no solo medem a radiação incidente diretamente do espaço extraterrestre. Essa diferença é relevante na medida em que a radiação provinda da superfície foi modificada devido às suas interações com os componentes da superfície terrestre.

3.2 Medidas do espectro solar da superfície

Para obter o espectro solar em Salvador, foi decidido desenvolver um sistema de aquisição desses espectros em solo. Estas medidas do espectro solar servem para estudar a concentração de gases e aerossóis na atmosfera local. Este sistema é constituído de um espectro-radiômetro e de um dispositivo seguidor solar.

O espectro-radiômetro fornece uma leitura espectral da radiação em banda larga permitindo então verificar os efeitos da radiação continuamente ao longo da faixa de comprimento de onda a qual é sensível. O dispositivo seguidor solar tem a função de captar a luz solar direta para o espectro-radiômetro nas diferentes posições do Sol no céu.

A escolha pela luz solar direta é por causa da sua dependência geométrica da intensidade. A luz indireta provém de várias direções, sendo resultante do espalhamento por partículas da atmosfera (gases e aerossóis) e pela difusão por nuvens. Neste caso, a intensidade está suscetível a maiores variações com o tempo, tornando difícil o seu modelamento.

3.2.1 Descrição geral do sistema de aquisição

Segundo DeCusatis (2010) todo o sistema de radiometria espectral possui quatro partes: (a) ótica de entrada: tem a função de selecionar o feixe de luz que é recebido pelo instrumento; (b) monocromador: é o cerne do instrumento porque é onde ocorre a separação da luz solar em suas componentes espectrais; (c) detector: é o transdutor que converte o sinal luminoso em um sinal de tensão elétrica que pode ser medido; (d) a eletrônica e o software de controle: para controlar a operação do instrumento, adquirir e gravar dados é preciso haver uma interface homem-máquina por meio de circuitos eletrônicos integrados a um software de um computador pessoal (PC).

Com o propósito de estudar a radiação solar na superfície, os principais requisitos que orientaram a construção do sistema de aquisição de dados foram: (i) medir a irradiância espectral na faixa do espectro solar (que se encontra principalmente entre 0,3 e 2,5 μm) tendo uma resposta linear com a intensidade luminosa; (ii) ter uma largura de banda suficiente para evidenciar as bandas de absorção das principais espécies químicas absorvedoras como o vapor de água e o ozônio; (iii) possuir uma boa reprodutibilidade das medidas, podendo-se varrer o espectro de maneira periódica; (iv) realizar controle automático do instrumento e armazenamento das medidas.

Desse modo, o sistema de aquisição projetado tem seu esquema de operação mostrado na figura 32.

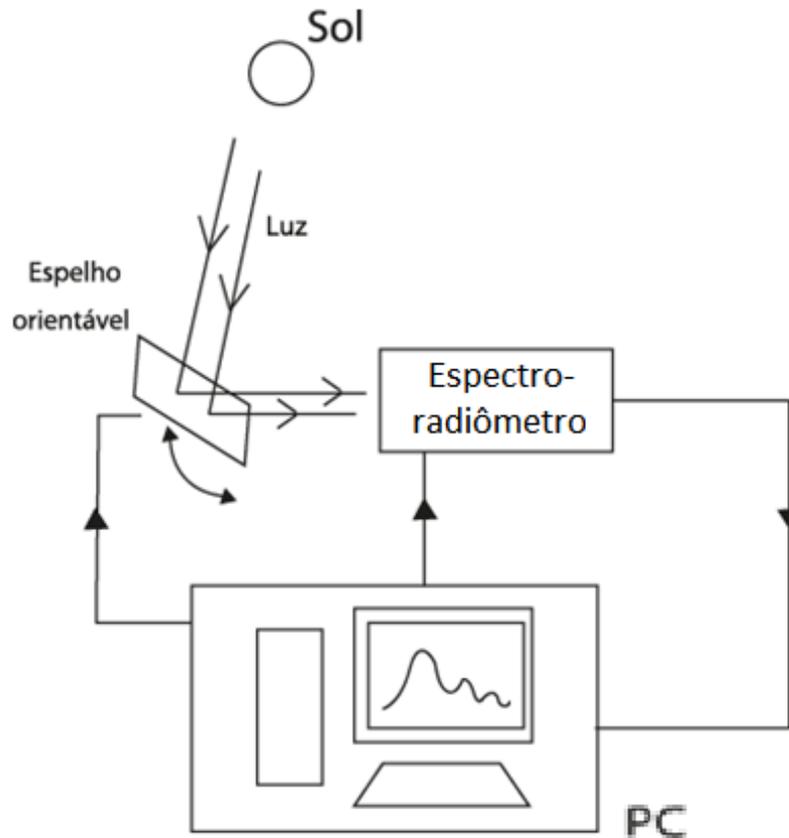


Figura 32: Esquema do sistema de aquisição de espectros

a. Ótica de entrada

A ótica de entrada do instrumento é que define a quantidade de luz que será analisada. Neste trabalho, a radiação solar é estudada em termos da radiação solar direta, logo, deve-se garantir que a componente difusa não alcance o detector.

Em primeiro lugar, o aparelho de medição deve ser coberto com um invólucro metálico tendo este um furo para a entrada de luz. Também, há a necessidade de colimar a luz que entra no aparelho, assegurando o paralelismo dos feixes luminosos e impedindo que aqueles decorrentes de reflexões múltiplas cheguem ao detector.

b. Detecção da luz solar

O detector deve responder na faixa de comprimento de onda de maior intensidade no espectro solar. O sensor escolhido para este estudo foi um foto-transistor de germânio que tem uma sensibilidade espectral de 0,4 a 1,8 μm .

Os foto-transistores, assim como os fotodiodos, convertem fótons incidentes em portadores de carga elétrica (pares elétron-buraco) só que, no caso dos foto-transistores, existe o ganho de corrente o que aumenta a sensibilidade do dispositivo (Balbinot, 2011).

Nos foto-transistores, a ligação de base é um circuito aberto, isto é, a base desconectada e o dispositivo está funcionando como um dispositivo com dois terminais. No entanto, as condições de polarização estão mantidas. Quando a junção base-emissor é iluminada, são formados pares elétron-buraco e a foto-corrente de portadores de minoria flui através da junção coletor-base polarizada inversamente. A corrente no coletor é a soma da foto-corrente da junção base-emissor vezes o ganho h_{fe} do transistor. Portanto, o foto-transistor amplifica o sinal gerado pela incidência luminosa. (Turner, 1982)

O sinal em corrente gerado na base do foto-transistor devido à luz pode ser escrito na forma

$$i_s(\lambda) = \frac{\eta \cdot e \cdot P}{hc} \cdot \lambda \quad (81)$$

em que $\eta(\lambda)$ é a probabilidade de um fóton gerar um par elétron-buraco; e é a carga do elétron, h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz no vácuo; e P é a potência ótica que é proporcional a intensidade luminosa $H(\lambda)$ e à área a do detector na forma:

$$P = P(\lambda) = \xi H(\lambda) \cdot a \quad (82)$$

sendo $\xi = \xi(\lambda)$ um fator de eficiência ótica da rede de difração.

Logo, o sinal gerado i_s deve ser reescrito como:

$$i_s(\lambda) = \frac{\eta(\lambda) \cdot e \cdot P(\lambda)}{hc} \cdot \lambda \quad (83)$$

Conforme será visto adiante, a luz que incide no sensor deve ser anteriormente colimada por um par de lentes para aumentar a quantidade de luz incidente. Existe assim uma função de sensibilidade ótica das lentes que, de modo simplificado pode ser estimado por (Balbinot, 2011):

$$k_L = \left(\frac{A_L}{a} \right) \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \right] \quad (84)$$

A largura de banda do monocromador é determinada pelos parâmetros óticos das lentes, da rede de difração e do detector. Ao atingir a rede de difração, a luz solar é difratada e separada em suas componentes espectrais, na qual a relação entre o comprimento de onda λ e o ângulo da rede pode ser escrita na forma:

$$k\lambda \approx \delta \cdot \text{sen}\theta \quad (85)$$

A resolução espectral é dada pela relação de dispersão da rede:

$$\frac{d\lambda}{d\theta} \approx \frac{\delta}{k} \quad (86)$$

O ângulo mínimo $d\theta$ que é visto pela rede é dado pela razão da largura da região sensível do detector e a distância focal f_o da lente, isto é:

$$d\theta = \frac{dx}{f_o} \quad (87)$$

Substituindo a eq. 89 na eq.90 encontra-se:

$$d\lambda = \delta \frac{dx}{f_o} \quad (88)$$

que é a equação que descreve a largura de banda do monocromador.

c. Rastreamento do Sol no céu

Conforme levantado por Teodoro (2010), num dispositivo seguidor solar seus graus de liberdade podem ser determinados pelas equações de posicionamento do Sol no céu, tomando como variáveis dependentes desse movimento a hora do dia, o dia do ano, a longitude e a latitude local.

Na condição em dispositivo está alinhado com a direção norte-sul geográfica ($Z_s = 0$), são necessários dois graus de liberdade: (i) um ângulo α para acompanhar a trajetória leste-oeste diária e (ii) um ângulo β para acompanhar o deslocamento norte-sul sazonal (e diário) do Sol.

4 Desenvolvimento do espectro-radiômetro e do dispositivo seguidor solar

O sistema desenvolvido para a obtenção de medidas do espectro solar é composto de um espectro-radiômetro e um dispositivo seguidor solar, sendo ambos controlados por um computador (PC). A figura 33 mostra a plataforma (ou sistema) de aquisição de espectros.

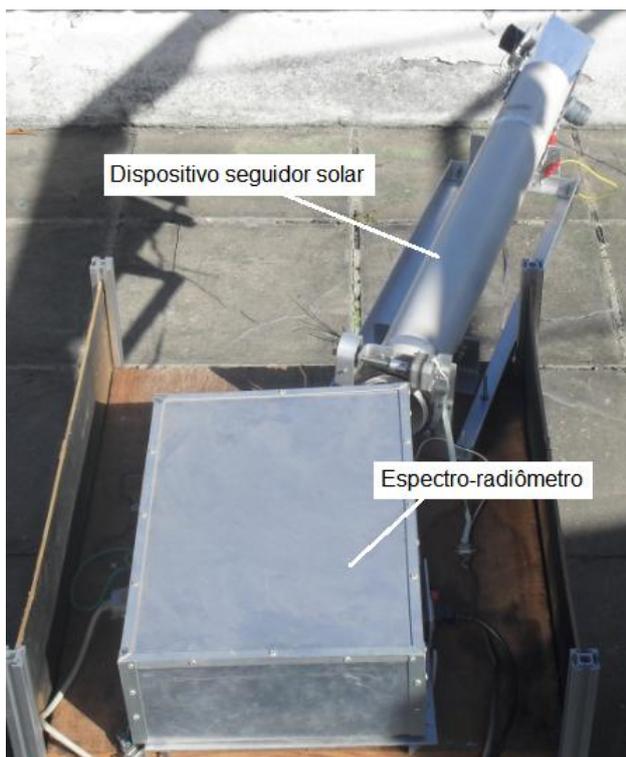


Figura 33: Foto do sistema de aquisição composto pelo espectro-radiômetro e pelo dispositivo seguidor solar

4.1 O Espectro-radiômetro

O espectro-radiômetro (ER) desenvolvido é um aparelho formado de um sistema ótico-mecânico e de um eletrônico operando em conjunto para desempenhar a função de um monocromador.

O sistema ótico-mecânico é composto por: um tubo colimador que define a ótica de entrada; a rede de difração atua como elemento dispersor para decompor a luz em suas componentes espectrais; e um par de lentes para focalizar a luz colimada para o detector, que tem a função de converter a luz incidente em um sinal elétrico.

A parte mecânica tem o papel de estabelecer os vínculos geométricos na propagação na luz solar para sua análise espectral dentro do aparelho. Basicamente, este

sistema é formado pela estrutura metálica que define as posições dos componentes óticos e uma base giratória para a rede de difração, porque esta define o comprimento de onda λ que atinge o detector por meio da relação com o ângulo normal do plano da rede.

O sistema elétrico é constituído pelo circuito elétrico do detector, amplificação e conversão analógico-digital do sinal gerado pela luz, controle do motor de passo e a interface de comunicação com o computador. A Figura 34 apresenta uma vista interna do espectro-radiômetro.

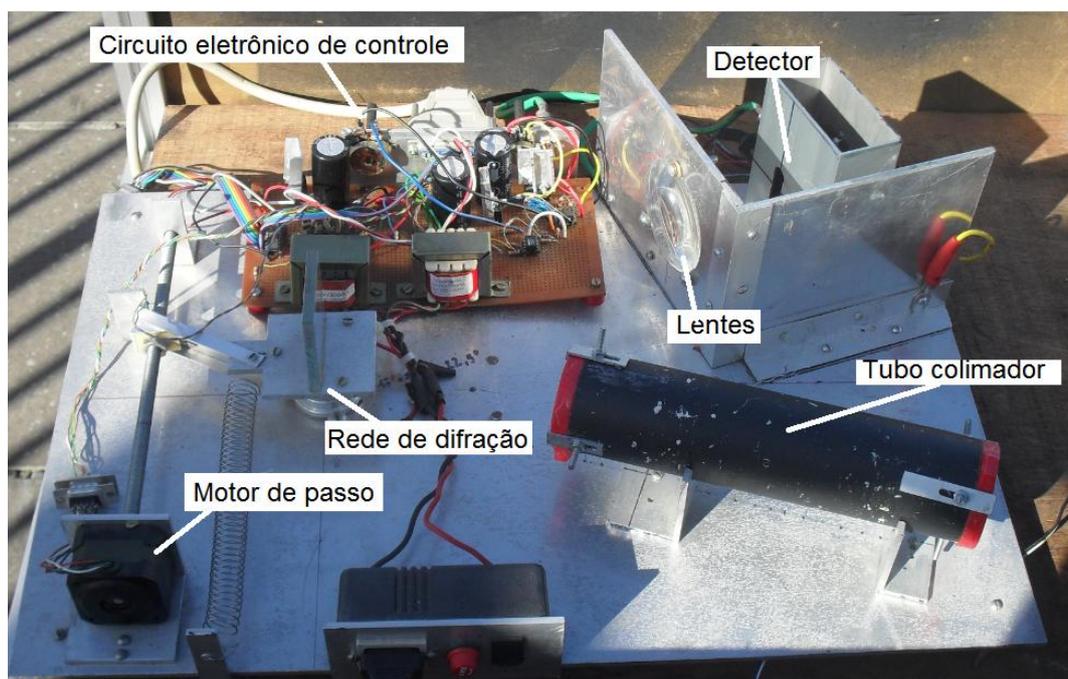


Figura 34: Vista geral interna do espectro-radiômetro.

O esquema geral do espectro-radiômetro é mostrado na Figura 35. Na Figura 36, mostram-se o espectro-radiômetro em diferentes vistas.

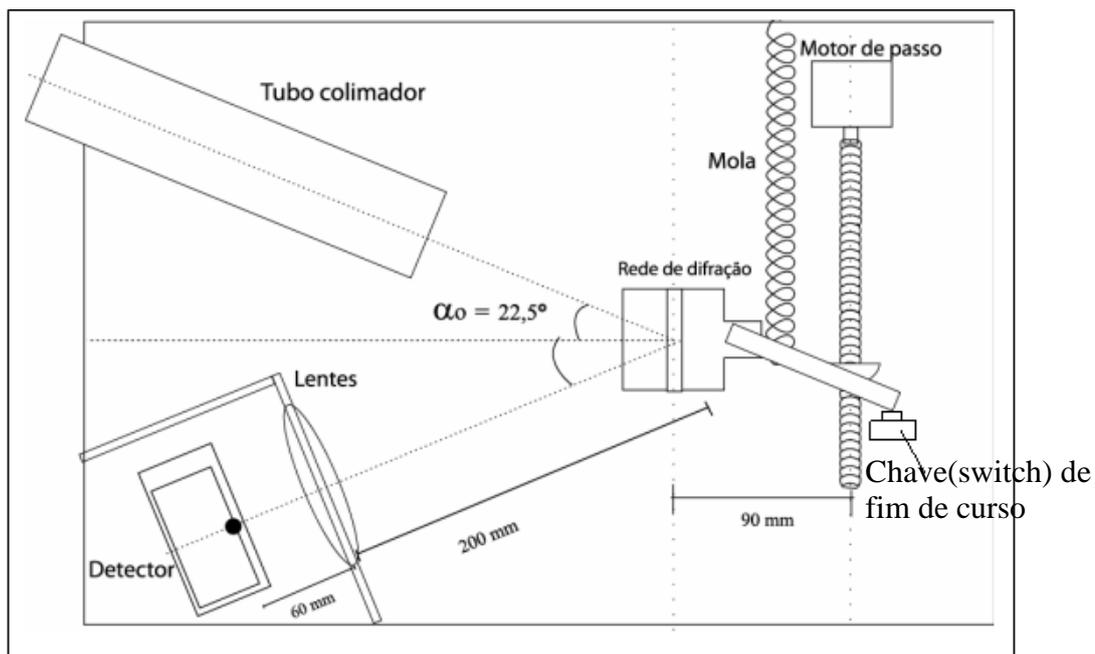
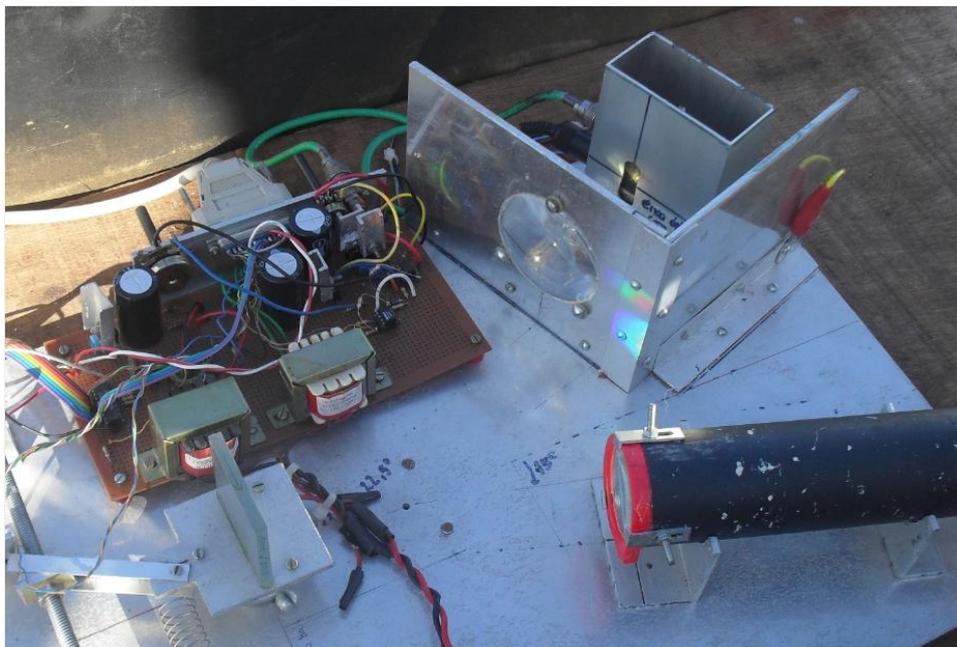


Figura 35: Esquema Geral do espectro-radiômetro



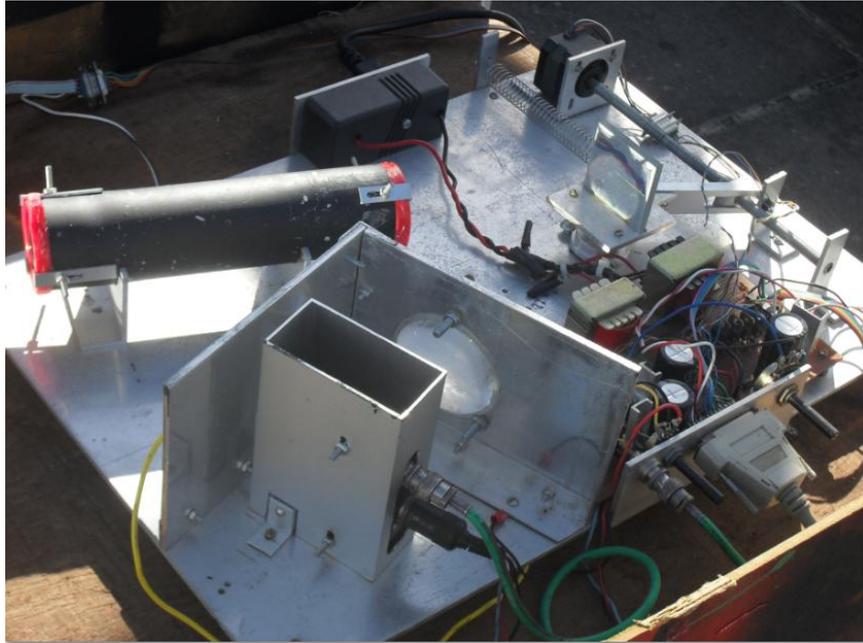


Figura 36: Outras vistas internas do espectro-radiômetro.

4.1.1 Sistema ótico-mecânico

O esquema ótico do espectro-radiômetro é mostrado na Figura 37.

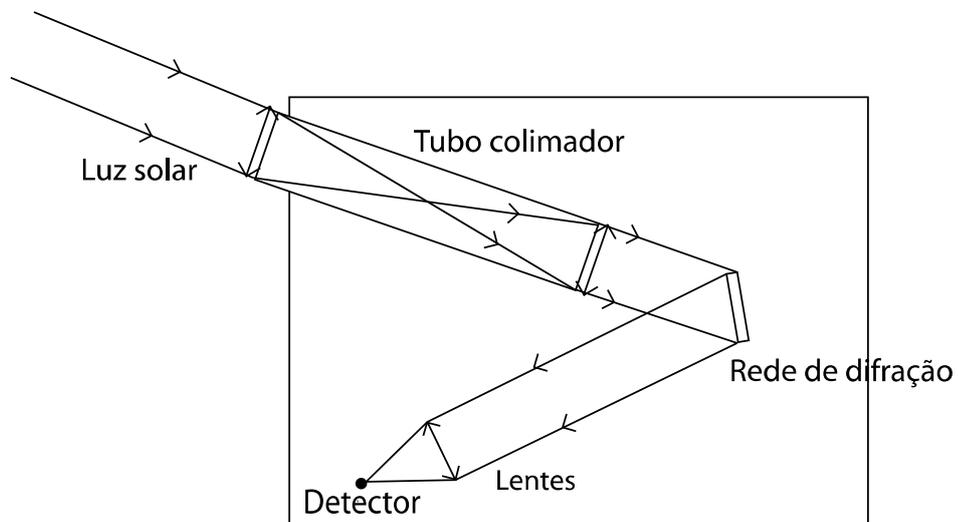


Figura 37: Esquema ótico do espectro-radiômetro

A Figura 38 exibe uma visão em perfil da rede de difração, a lentes e o detector.

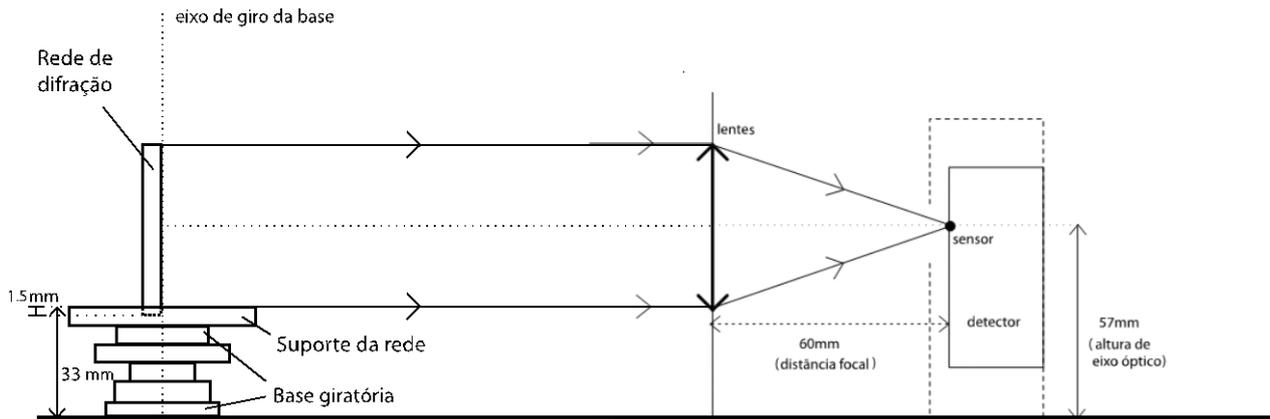


Figura 38: Esquema óptico em perfil

Utilizou-se um tubo de PVC fazendo uma ligação-túnel para a entrada de luz, como mostra a Figura 39, para dirigir a luz para a rede de difração.

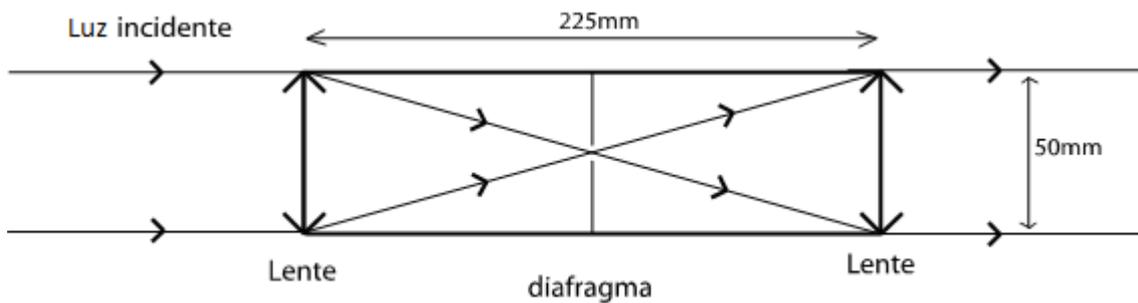


Figura 39: Tubo de colimação

O tubo de colimação tem valor de diâmetro igual ao dos lados da rede de difração, isto é, 50 mm, para formar a imagem circular na face quadrada da rede, e um comprimento de 225 mm, que é igual ao dobro dos focos das lentes empregadas para a colimação mais uma folga total de 2,5 mm dos suportes das lentes.

Nas aplicações em espectroscopia, uma grandeza fundamental na determinação da iluminação da imagem do espectro é o fluxo de energia por unidade de ângulo sólido dentro do objeto (nesse caso, o tubo colimador). Da luz que entra no espectro-radiômetro através do orifício, somente uma parte vai incidir sobre a lente colimadora. Qualquer luz que atinja fora do cone cuja base é a lente colimadora não irá contribuir para a imagem do espectro e poderá emergir como luz espalhada. (Sawyer, 1951). Por isso, no tubo colimador têm-se lentes em ambos os lados do tubo com a medida dos seus diâmetros iguais à do tubo, 50 mm. Além disso, foi instalado um diafragma posicionado na metade do comprimento do tubo para garantir-se seleção do feixe de luz. O diafragma tem forma circular com um furo de 3 mm de diâmetro no centro.

A escolha do elemento separador (ou dispersor) é fundamental para a resolução espectral do monocromador. Na construção do monocromador, a rede de difração foi adotada como solução para elemento dispersor.

A luz branca ao atingir a rede é difratada e separada em suas componentes espectrais. O ângulo de desvio θ da difração depende do comprimento de onda λ , segundo a lei:

$$k\lambda = \delta[\text{sen}(\theta) - \text{sen}(\theta_i)] \quad (89)$$

sendo k a ordem da difração, e θ_i o ângulo de incidência e δ o espaçamento entre os traços da rede.

A rede de difração que constitui o espectro-radiômetro é do tipo reflexão com 600 traços/mm com dimensão quadrada de 50 mm de lado. Essa rede tem a vantagem ter seu ângulo de blaze em 500 nm que é onde existe o máximo de emissão luminosa solar. Sua área inscreve o círculo de luz que emerge do tubo colimador fazendo com que toda a luz que atravesse a ótica de entrada seja difratada.

O segundo conjunto de lentes foi colocado em frente ao detector com o propósito de focalizar o feixe de luz sobre sensor, conforme é mostrado na Figura 40.

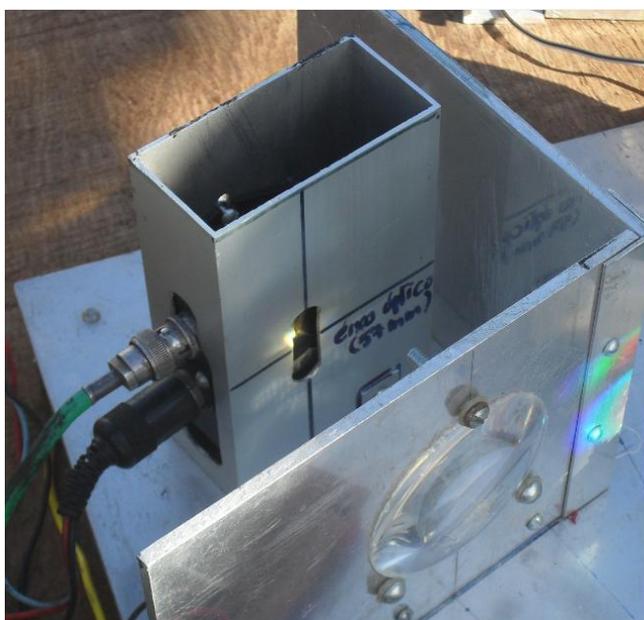


Figura 40: Conjunto de lentes frente ao detector

Esse conjunto foi realizado pela associação de duas lentes côncavas que estão com suas faces planas nas duas faces opostas de uma placa metálica que contém um furo

circular de 60 mm de diâmetro. As lentes estão separadas pela espessura da placa (0,4 mm), como mostra a Figura 41.

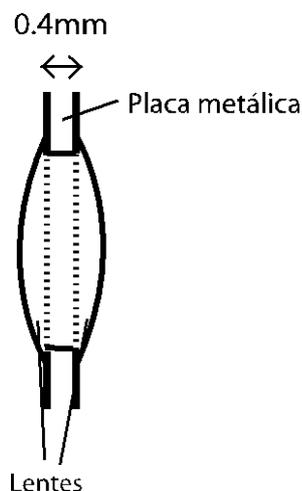


Figura 41: Associação de lentes côncavas

A altura da instalação das lentes na placa foi calculada a partir da altura do eixo central da rede a partir da base do espectro-radiômetro. Isto é, a soma da altura do suporte giratório, com a espessura da base metálica da rede, mais a metade da altura da rede, menos a altura do rebaixo na rede define a altura que se denomina a altura de eixo óptico. Desse modo, garante-se que o eixo central normal à face da rede de difração coincida com o eixo central da lente por onde passa o centro dos máximos que atravessam a rede – para um determinado comprimento de onda. Devido a isso, a lente tem seu centro a uma altura 57,0 mm da base do espectro-radiômetro. Ao atravessar a lente, o feixe de luz é colimado para o elemento sensível do detector, que também está na altura do eixo óptico (ver Figura 44).

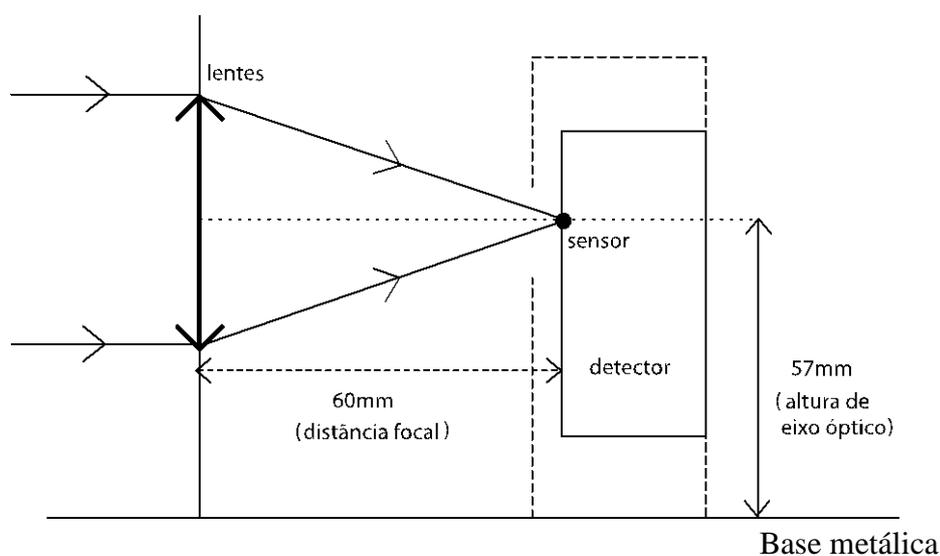


Figura 42: As lentes concentram os raios luminosos para o detector

Escrevendo os correspondentes valores de d (1/600 mm), dx (1 mm) e f_o (60 mm) encontra-se a largura de banda do monocromador igual a:

$$d\lambda = 28nm$$

A principal função da mecânica no espectro-radiômetro é garantir a rotação precisa e reproduzível da rede de difração. A rede de difração está sobre uma base quadrada, com 58 mm de lado, montada em um eixo vertical composto de um rolamento. O eixo de giro da base quadrada giratória está contido no plano da rede de difração.

Este eixo é utilizado para a rotação da rede de difração para a transmissão da luz difratada em diferentes ângulos (correspondentes a diferentes comprimentos de onda) em direção à lente, a qual focaliza a luz para o detector. A fixação do suporte na placa metálica é feita pelos por meio de parafusos.

Para gerar a rotação na rede de difração, uma haste metálica (braço) de 19 mm de comprimento está acoplada à base da rede, e é atravessada, em sua extremidade livre, por um parafuso.

O acoplamento entre o parafuso e a haste (braço) é feito com uma porca ligada a um perfil semi-cilíndrico para compensar o movimento em seno que a extremidade livre da haste segue. Além disso, um furo oblongo na haste e uma mola preservam o contato do parafuso com a haste durante o deslocamento desta. O mecanismo de rotação da rede de difração é ilustrado na Figura 43.

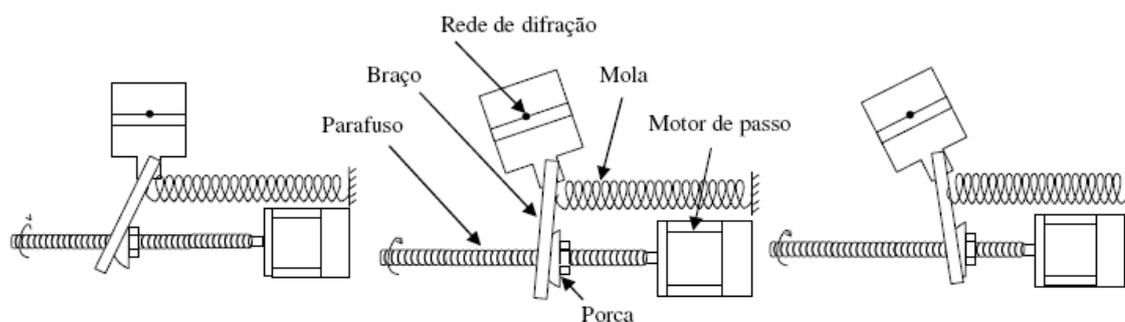


Figura 43: Mecanismo de rotação da rede de difração

Assim, um número de passos do motor, N_{motor} , movimenta o par semicilindro-rosca fazendo a rede de difração girar um ângulo θ , correspondendo a um comprimento de onda λ , conforme a relação:

$$k\lambda(N_{passos}) = 2\delta \cdot \text{sen} \left[\text{arctg} \left(\frac{P}{N_{motor}d} N_{passos} - \text{tg}Z \right) + Z \right] \cos \theta_0 \quad (90)$$

onde P é o passo do parafuso (1,4111 mm), N_{motor} é o número de passos do motor necessário para realizar uma volta; Z é o ângulo de inclinação da haste na ordem zero da rede, que vale $22,67^\circ$; d é a distância entre o eixo do parafuso e o eixo de giro da rede, igual a 90 mm; e θ_0 é o ângulo de incidência da luz do Sol.

Na realidade, a curvatura da porca faz que a relação entre o número de passos do motor e o comprimento de onda seja quase linear.

Características gerais:

- Faixa de sensibilidade = 0,4 μm a 1,6 μm
- Largura de banda ($\Delta\lambda$) igual a 28 nm
- Valor por passo (aproximação linear): 0,491 nm

4.1.2 Sistema eletrônico

O sistema eletrônico tem por finalidade permitir o controle automático do aparelho tanto à aquisição do sinal, conversão analógica-digital quanto o movimento de giro da rede de difração por meio do motor de passo.

O circuito eletrônico geral do espectro-radiômetro é mostrado na Figura 44.

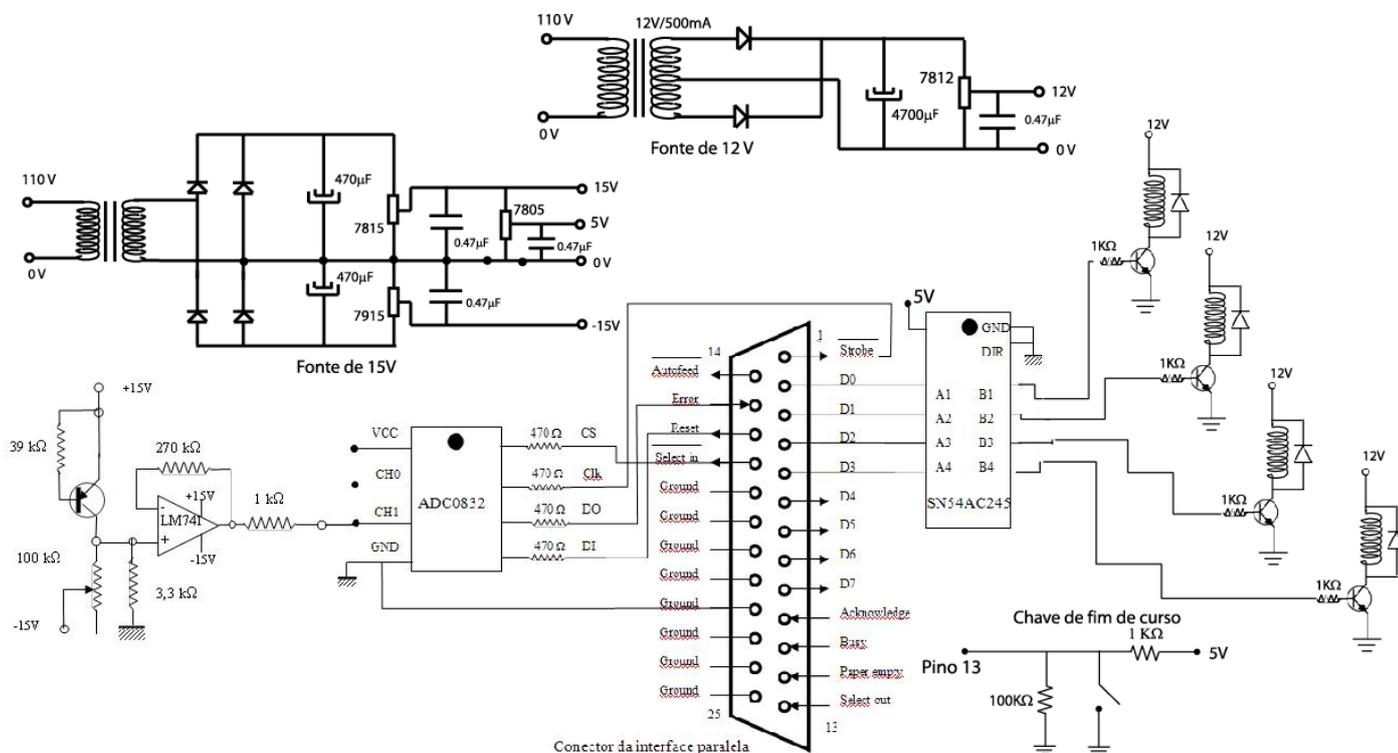


Figura 44: Circuito eletrônico geral do espectro-radiômetro

Pela necessidade de marcarmos um ponto inicial para a posição da rede (estabelecemos a ordem zero) foi instalada uma chave de fim de curso.

Este dispositivo foi instalado fazendo-se o circuito mostrado na Figura 45.

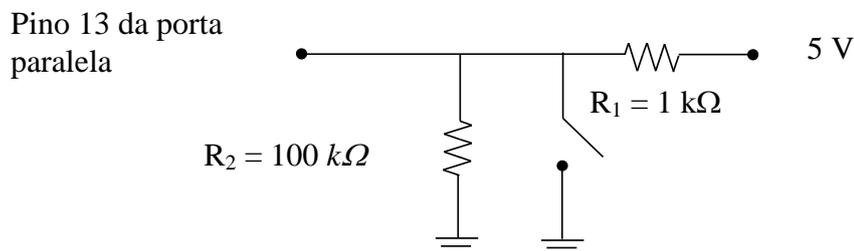


Figura 45: Circuito de fim de curso

A chave de fim de curso é acionada quando o braço metálico do suporte giratório da rede de difração pressiona o botão do switch, levando o pino 13 da porta paralela ao nível baixo. Desse modo, esse switch é usado marcador indicando que a rede de difração retorne sempre para a mesma posição inicial após ter realizado uma varredura.

4.1.2.1 Controle do motor de passo

O motor de passo é um dispositivo eletromecânico que realiza uma fração de giro em um eixo através de um pulso. Foi adotado para comunicar movimento à base da rede de difração do um motor de quatro bobinas, cuja rotação é conseguida através da comutação de cada bobina por um transistor de potência, cada controlado através da porta paralela (que é descrito a seguir), pelos quatro primeiros pinos de dados da porta paralela (d0 – d3) do registro de dados.

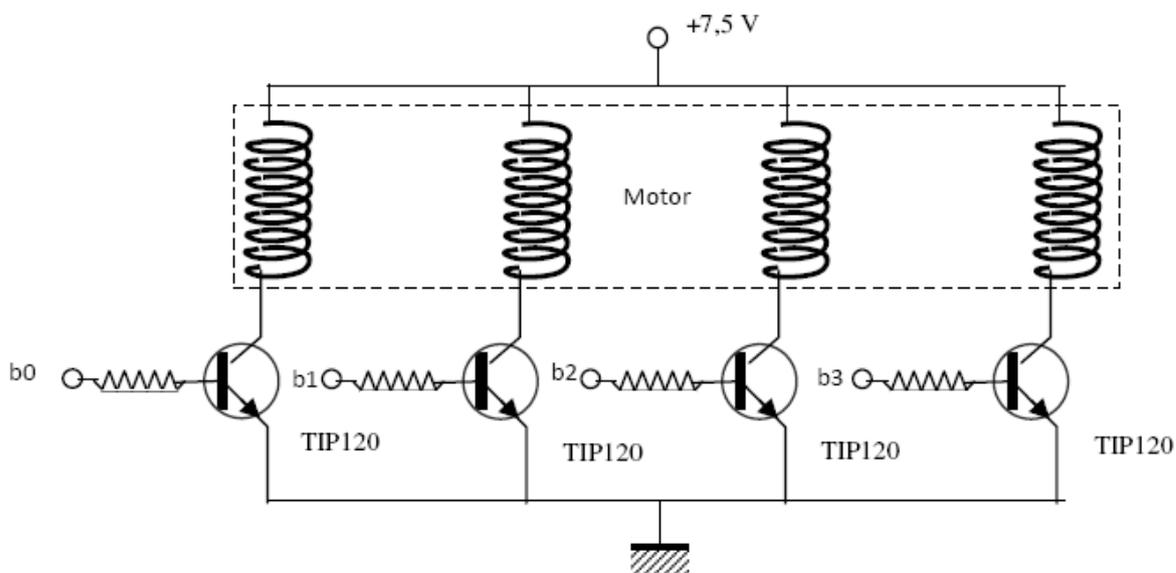


Figura 46: Interface de alimentação das bobinas do motor de passo via transistores

Neste circuito, os transistores funcionam como chaveadores para a ativação das bobinas do motor. Ao momento da porta emitir um sinal para um dos pinos, a corrente originada passa pela terminal da base do transistor, tornando-o agora condutor (ativo) e permitindo a passagem da corrente através da bobina interna, que aciona o movimento do rotor, realizando um passo. Após esse pulso, este transistor estará bloqueado (cortado). Em seguida, quando um pulso é enviado para o próximo transistor, e o processo se repete. Ao chegar ao último transistor, enviamos novamente o pulso para o primeiro para iniciar novamente o ciclo de bobina. Os diodos associados em paralelo com os indutores foram utilizados para impedir a passagem de corrente no sentido inverso ao da corrente enviada pela porta – o que poderia causar dano a esse dispositivo.

O movimento de giro é feito ativando duas bobinas consecutivas por vez, o que é denominado de modo de alto-torque.

4.1.2.2 Aquisição do sinal

O sistema que realiza a detecção do sinal está num circuito elétrico representado pela Figura 47.

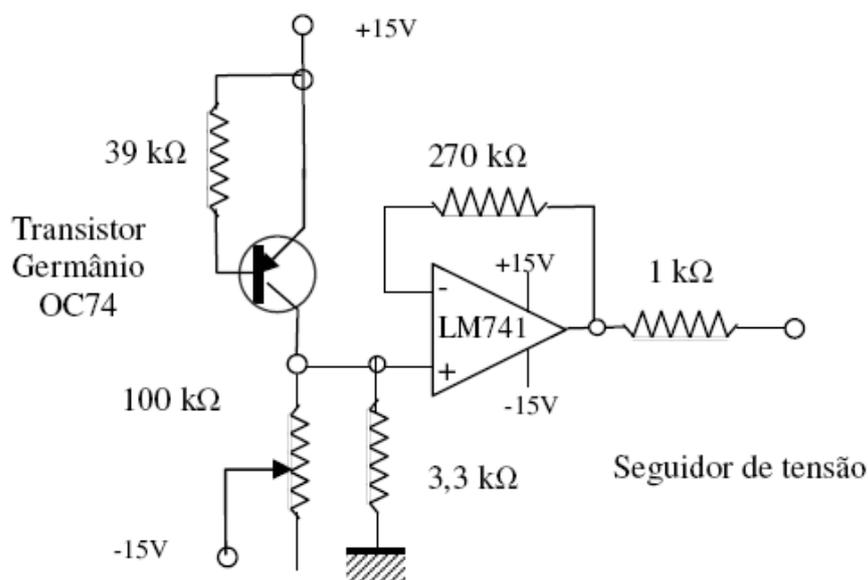


Figura 47: Circuito eletrônico para detecção do sinal luminoso

O elemento sensor utilizado é um foto-transistor de germânio. Ele possui uma energia de *gap* igual a 0,66 eV com um comprimento de onda de corte 1870 nm (Balbinot, 2011). Quando a radiação luminosa incide sobre o foto-transistor, uma corrente elétrica é gerada e, por meio do circuito detector mostrado na Figura 47, essa corrente é convertida em sinal elétrico (tensão). Como pode ser vista na figura, a junção base-emissor possui um

resistor de $39k\Omega$ para dar estabilidade térmica aprimorada e melhorar a relação claro/escuro (Turner, 1982).

Alem disso, existe um potenciômetro para compensar de tensão de offset devido a corrente de fuga de foto-transistor.

4.1.2.3 Conversão analógico-digital

Para que possa ser o sinal fotoelétrico devido à luz solar seja lido por um computador é preciso que seja transformado em um sinal digital. Foi empregado o ADS7816 que é conversor analógico-digital (ADC – analogue-to-digital converter) de 12 bits, possui entrada diferencial e que funciona por aproximações sucessivas.

Este conversor AD tem uma alimentação do circuito de 5 V, um *clock* (temporizador) externo que é aplicado pelo programa de computador, e uma tensão de referência externa de 5V possuindo então uma resolução de 1,22 mV.

O sinal de entrada é fornecido no pino positivo (o pino negativo é aterrado).

4.1.2.4 Bancada ótica de calibração de fontes de luz

Para obter-se uma calibração de intensidade espectral de uma fonte de luz para o espectro-radiômetro, foi desenvolvida uma bancada ótica.

A calibração de fontes de luz em termos da intensidade luminosa necessita da medição das distâncias entre a fonte e o sensor, das características da resposta do sensor calibrado, das características elétricas das fontes utilizadas e medição da temperatura como grandeza de influência dos instrumentos de medição como foto-sensores. O esquema de montagem da bancada ótica está ilustrado na figura 48.

Sobre um trilho ótico de 1 metro de comprimento estão dois suportes: um para a fonte de luz e outra para o sensor. Suas posições relativas são medidas segundo a escala métrica do trilho ótico. Define-se o plano vertical como sendo o plano que contém o filamento da lâmpada. A direção de observação da intensidade luminosa é perpendicular a este plano. Tanto a posição da lâmpada quanto a do sensor podem ser ajustados com os suportes reguláveis em altura e deslocamento longitudinal.

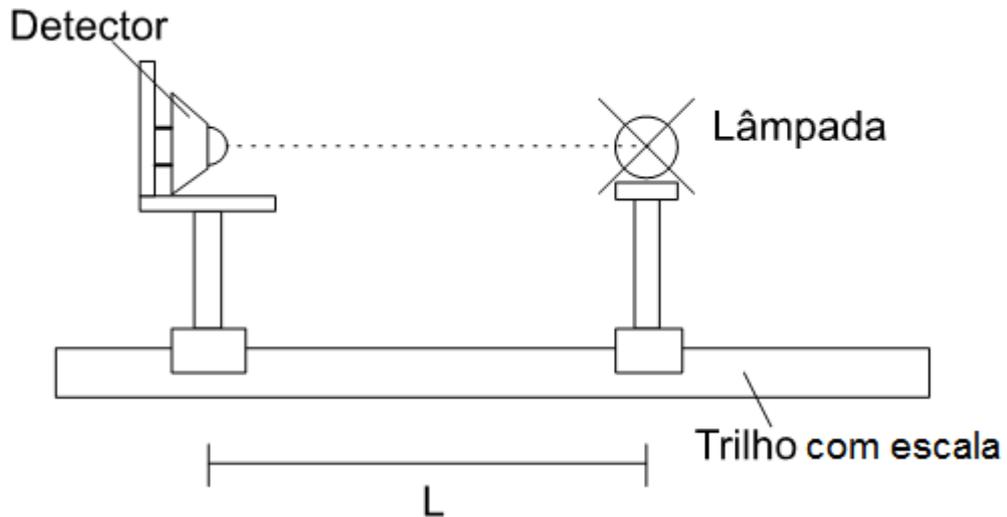


Figura 48: Esquema de montagem da bancada ótica

Uma aproximação teórica para a calibração ótica absoluta de uma lâmpada baseia-se em transformar o filamento aquecido da lâmpada em seu equivalente radiador corpo negro. Isto permite a aplicação direta das equações de radiação de Stefan-Boltzmann e de Planck.

Para isso, deve-se determinar a temperatura do filamento de uma lâmpada de tungstênio (lâmpada incandescente) com o objetivo de determinar a sua lei de emissão:

$$I_{\text{filamento}}(\lambda, T) = \varepsilon_{\text{filamento}} \cdot \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T_{\text{filamento}}}\right) - 1} \quad (91)$$

em que fator $\varepsilon_{\text{filamento}} \cdot C_1$ é determinado separadamente pela medida de intensidade luminosa da fonte a uma distância conhecida (da ordem de 1 metro) por um piranômetro calibrado. Segundo a aproximação da variação linear da resistência com a temperatura na forma:

$$R(T) = \alpha T \quad (92)$$

pode-se determinar a temperatura de operação do filamento. Para isso, deve-se medir a resistência do filamento à temperatura ambiente ($T_{\text{off}} \approx 25^\circ\text{C}$), com a lâmpada desligada, e à temperatura de operação, T_{on} , com a lâmpada ligada. Logo, a temperatura da lâmpada é dada pela relação:

$$T_{\text{on}} = \frac{R_{\text{on}}}{R_{\text{off}}} T_{\text{off}} \quad (93)$$

I. Medida da resistência do filamento da lâmpada em operação

O valor da resistência do filamento da lâmpada é obtido pela medida simultânea da tensão nos bornes da lâmpada e da corrente que nele circula pela relação de Ohm:

$$R = \frac{V}{I} \quad (94)$$

segundo a montagem apresentada na figura 49.

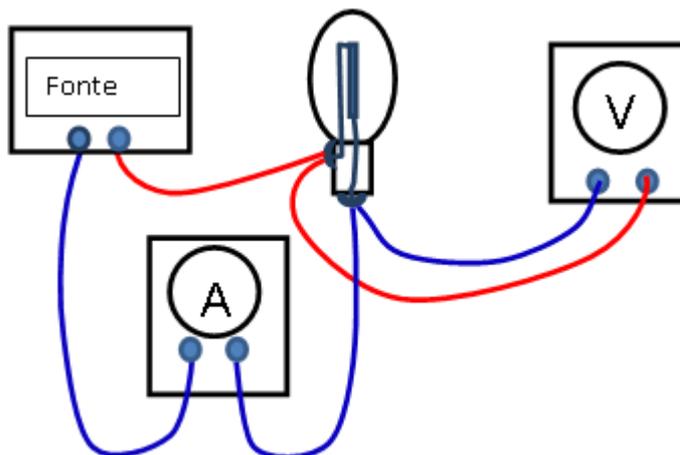


Figura 49: Montagem para medição de tensão e corrente da lâmpada

II. Medida da resistência da lâmpada do filamento à temperatura ambiente

Para realizar essa medida é necessário que o filamento não aqueça pela passagem de corrente elétrica. Considerando que para alcançar a temperatura de 3000 K, a potência injetada é da ordem de 55 W, para não gerar um aquecimento igual a 3°C não se deve injetar uma potência maior que 55 mW.

Sabendo que a resistência do filamento da lâmpada ligada é da ordem de 2,6 Ω, desligada essa resistência passa a ser da ordem de 0,25 Ω (2,5x300/3000). Então, a corrente máxima que pode passar no filamento frio (à temperatura ambiente) é:

$$I = \sqrt{\frac{P}{R}} = 0,5A$$

A tensão a ser medida no borne do filamento deve ser, nessas condições,

$$V = R \cdot I = 125 \text{ mV}$$

Este cálculo fornece as características do gerador de corrente que pode ser utilizada para determinar-se a resistência do filamento frio.

A fonte de corrente utilizada para a medição da resistência do filamento a temperatura ambiente é descrita pela figura 50.

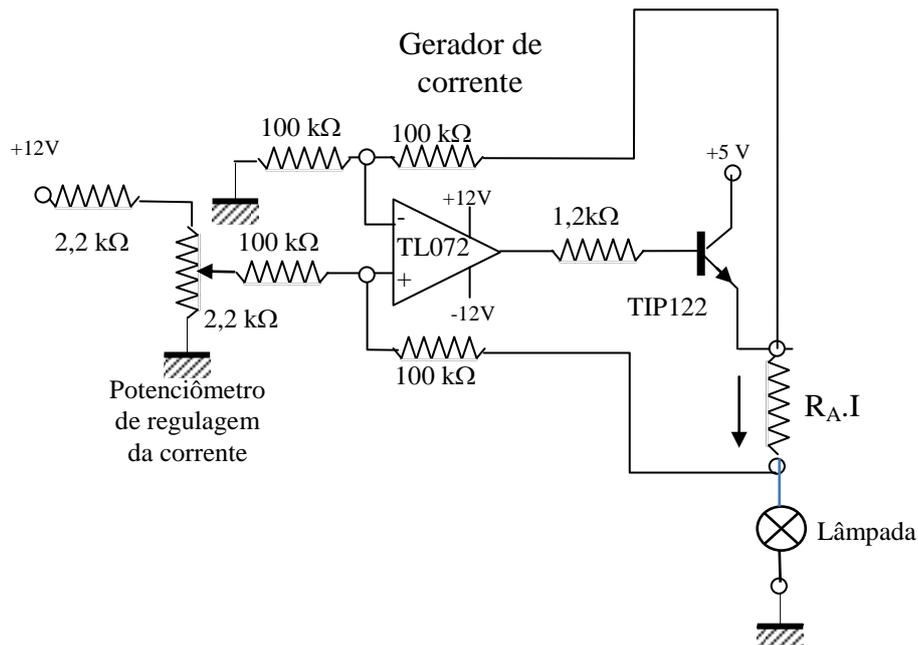


Figura 50: Gerador de corrente para a medição da resistência do filamento da lâmpada desligada

Na entrada não inversora, a tensão é igual à metade da soma da tensão entre o potenciômetro e da lâmpada. Na entrada inversora, a tensão é igual à metade da tensão no emissor do transistor. Essas duas tensões se igualam nas entradas do amplificador: $V_{\text{pot}} + V_{\text{lamp}} = V_{\text{trans}}$. Mas: $V_{\text{trans}} - V_{\text{lamp}} = R_a \cdot I$. Logo, tem-se:

$$V_{\text{pot}} = R_a \cdot I \quad (95)$$

e a corrente é determinada pelo valor de R_a e da tensão de regulagem. Uma vez que a tensão de regulagem varia de 0 a 6 V, sendo da ordem de 3 V para 0.5 A, pode-se usar um resistor de cerâmica $R_a = 6 \Omega$ para dissipar a potência $P_a = R_a \cdot I^2 = 1.5 \text{ W}$.

Realizando uma série de medidas variando-se a corrente e medindo a tensão correspondente nos terminais da lâmpada, foi encontrada a curva mostrada na figura 51.

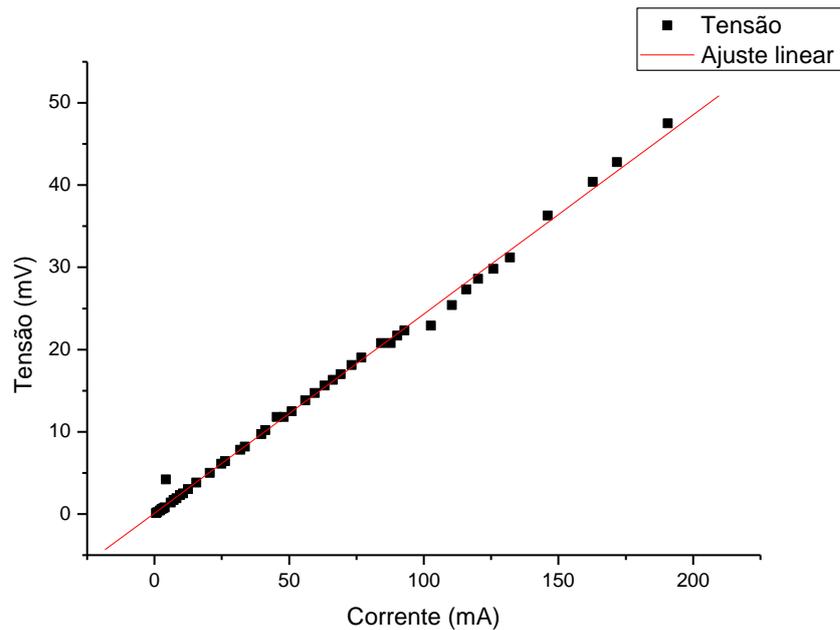


Figura 51: Gráfico tensão versus corrente para uma lâmpada de tungstênio

Realizando o ajuste por regressão linear dos pontos da medida, obtém-se um valor de resistência ôhmica igual a $0,24 \Omega$ (coeficiente angular da reta do ajuste).

4.1.2.5 Calibração do Espectro-radiômetro

Como fonte de luz, foi utilizada uma lâmpada alógena com tensão de operação de 12 V e potência nominal de 55 W, combinada com uma lente de 7 cm de focal e 5 cm de diâmetro. A intensidade total da luz emitida pela lâmpada, $I_{emitida}(T)$, é escrita por:

$$I_{emitida}(T) = k_I \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda) I(\lambda, T) d\lambda \approx k' \int_0^{\infty} I(T, \lambda) d\lambda \quad (96)$$

onde ε é a emissividade do filamento suposta constante na faixa de emissão espectral da lâmpada, k_I e k' são coeficientes de proporcionalidade levando em conta os fatores geométricos de fonte (distância focal e diâmetro da lente, basicamente) e $I(T)$ é a equação de Planck-Einstein.

A intensidade global emitida pela lâmpada depende somente de sua temperatura absoluta do filamento $T = T_{fil}$. Para medir-se T_{fil} , foi novamente empregada a lei de variação de resistência R de um metal com a temperatura absoluta T , dada pela eq. (97).

$$R(T) = aT \quad (97)$$

Na primeira condição, à temperatura ambiente, $T_{\text{off}} = (298 \pm 1)$ K, a resistência do filamento é igual a $R_{\text{off}} = (0,31 \pm 0,01)$. Na segunda condição, que é o acionamento da lâmpada em seu regime normal de operação, a resistência do filamento foi medida tendo um valor igual a:

$$R_{\text{on}} = (3,25 \pm 0,01)\Omega.$$

Substituindo os correspondentes valores de R_{off} , R_{on} e T_{off} na eq., obtém-se um valor de temperatura do filamento $T_{\text{on}} = T_{\text{fil}} = (3145 \pm 95)$ K, valor compatível com a temperatura indicada pelo fabricante (OSRAM) de 3200 K. A consequência dessa incerteza sobre a distribuição espectral da lâmpada é obtida a partir da derivação da expressão de equação de Planck $I(T, \lambda)$ dada pela eq. 98:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{C_2 \cdot \Delta T}{\lambda T^2} \cdot \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)} \quad (98)$$

Desse modo a variação da incerteza sobre a distribuição espectral é de acordo com a equação anterior na forma:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{C_2 \cdot \Delta T}{\lambda T^2} \text{ para } \frac{C_2}{\lambda T} \ll 1 \quad (99)$$

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta T}{T} \text{ para } \frac{C_2}{\lambda T} \gg 1 \quad (100)$$

A incerteza sobre a distribuição espectral é menor que $\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta T}{T} = 3\%$.

Utilizando um piranômetro (Modelo CMP 3, classe secundária) do fabricante Kipp & Zonen foi medida a intensidade total da luz emitida pela lâmpada. A expressão do sinal do piranômetro S_{pir} é dada, em volts, por:

$$S_{\text{pir}} = I \cdot \kappa \quad (101)$$

onde $\kappa = 12,43$ [V / (W/m²)] é o coeficiente de sensibilidade do piranômetro (indicado pelo fabricante). O valor de tensão S_{pir} medido no piranômetro situado a 1 m de distância da lâmpada foi igual a $(1,40 \pm 0,05)$ mV. A razão entre a tensão medida no piranômetro pelo valor de sua sensibilidade resulta no valor da intensidade emitida pela lâmpada:

$$I_{\text{emitada}}(T) = \frac{(1,40 \pm 0,05)}{12,43 \cdot 10^{-6}} = (112,6 \pm 4,0) \text{ W/m}^2$$

Logo, o coeficiente de proporcionalidade k' é dado por:

$$k' = \frac{I_{emitida}}{\int_0^{\infty} I(3145, \lambda) d\lambda} = \frac{(112,6 \pm 4,0)}{4,975 \cdot 10^6} = (2,26 \pm 0,08) \cdot 10^5$$

Com o que se pode agora determinar a função de sensibilidade do aparelho. O sinal que é gerado no aparelho é dado por:

$$S(\lambda) = s(\lambda) \cdot k' \cdot I(\lambda, 3145) \quad (102)$$

onde $s(\lambda)$ é a função de sensibilidade do espectro-radiômetro, com as incertezas determinadas acima (3% sobre a intensidade total e 3% sobre a distribuição espectral). Obtendo-se o espectro da lâmpada alógena com o espectro-radiômetro, encontra-se a sua curva de sensibilidade mostrada na figura 52.

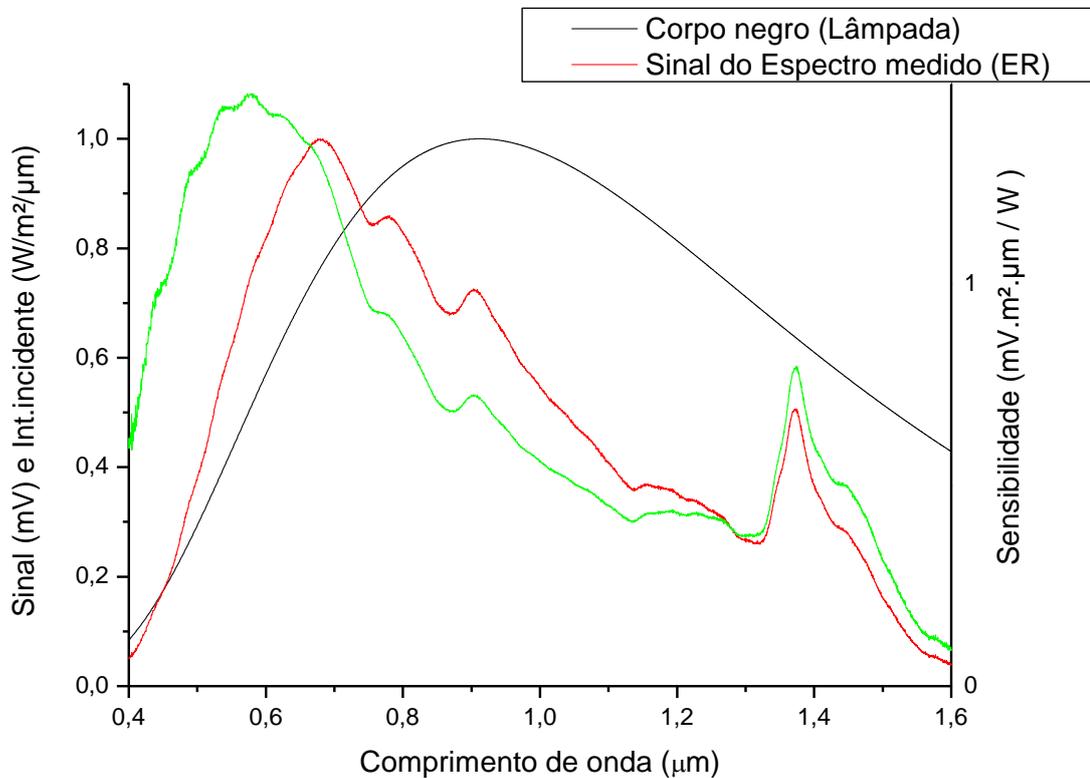


Figura 52: Curvas do sinal calculado de corpo negro (preto) e espectro medido pelo ER da lâmpada; a linha verde cheia é a função de sensibilidade do ER.

4.2 Dispositivo seguidor solar

Com a finalidade de captar a luz solar para o espectro-radiômetro, foi desenvolvido um dispositivo mecânico de orientação solar.

O guia de rastreamento do Sol (GIRASSOL) é um dispositivo seguidor desenvolvido para refletir a luz solar direta para a entrada do espectro-radiômetro. Para se alcançar a direção dos raios solares, têm-se dois eixos de rotação: (1) em relação ao próprio eixo do tubo para que se possa acompanhar a trajetória diária leste-oeste; (2) em relação a um eixo que atravessa a metade do espelho (perpendicular ao primeiro eixo) a fim de acompanhar-se o deslocamento norte-sul do Sol ao longo do dia e do ano.

Este dispositivo é constituído de um tubo que possui um espelho instalado em uma de suas extremidades. O tubo cilíndrico pode ser girado em torno de seu eixo central (ao longo do seu comprimento) e de um espelho na extremidade do tubo cujo eixo óptico, solidário do tubo, é perpendicular ao eixo de simetria do tubo conforme mostra a figura 53.

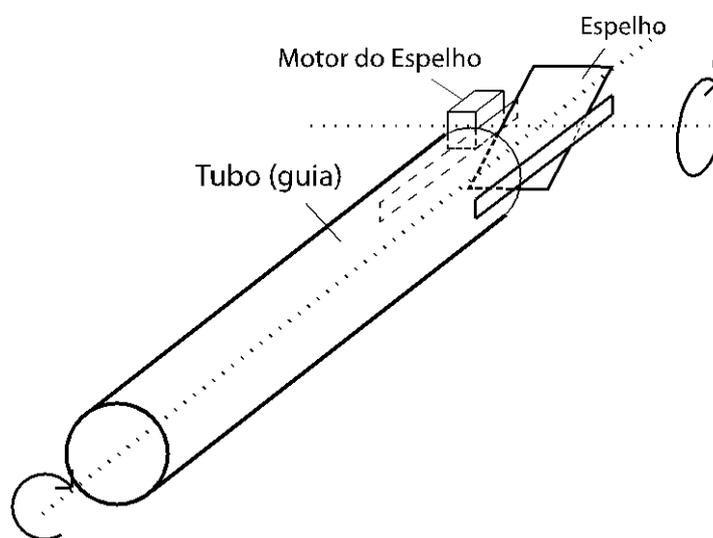


Figura 53: Esquema do dispositivo seguidor solar

Este tubo está contido em um plano horizontal, com o eixo central orientado na direção norte-sul apontado para o Norte, de modo que ele é tangente à superfície terrestre e seu ângulo em relação ao eixo da Terra é a latitude local L .

O movimento do espelho é então controlado através dos dois ângulos α (rotação do tubo) e β (orientação do espelho). A figura 54 exibe o acoplamento do espelho com o tubo.



Figura 54: Foto do acoplamento do espelho com o tubo

4.2.1 Ajuste dos ângulos do tubo e do espelho

4.2.1.1 Determinação de α , o ângulo do tubo

O ângulo α segue a trajetória leste-oeste do Sol ao longo do dia e é controlado pela rotação do tubo em relação ao seu eixo central que atravessa o seu comprimento. Inicialmente, como mecanismo de ajuste deste ângulo planejou-se ligar ao tubo uma engrenagem fixada no eixo de um motor de passo por meio de uma correia dentada transmitindo a rotação do motor para o tubo. Contudo, na prática, essa ideia foi abandonada, pois revelou-se a necessidade de uma trava para manter o ângulo α desejado fixo ao desativar as bobinas do motor de passo. O mecanismo adotado é mostrado na Figura 55.

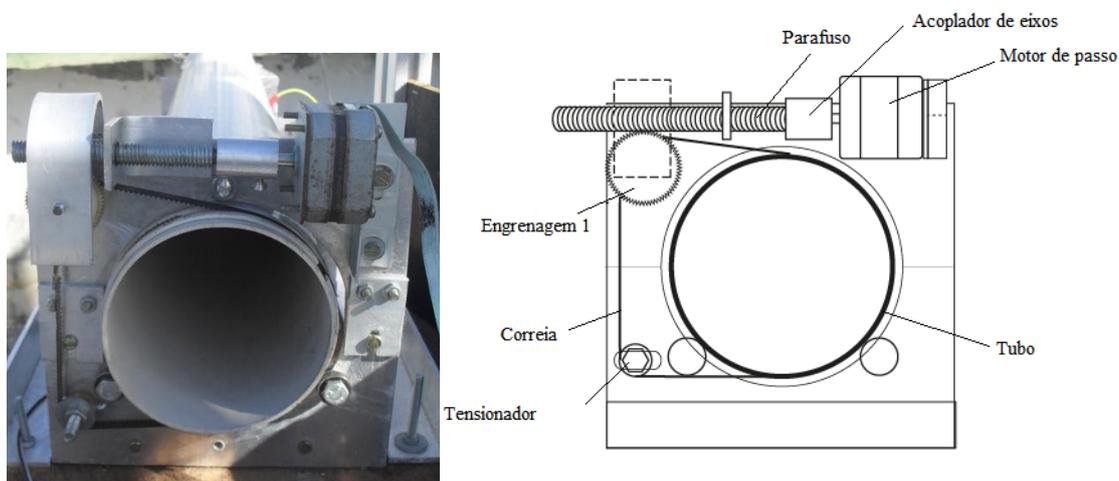


Figura 55: Vista frontal de mecanismo de giro do tubo: foto (esquerda) e esquema (direita)

Seguindo a solução apresentada por Sampaio (2011), o mecanismo de transmissão de movimento do tubo (e espelho) foi substituído por um conjunto engrenagem-parafuso-sem-fim conforme é mostrado nas Figuras 56 e 57.

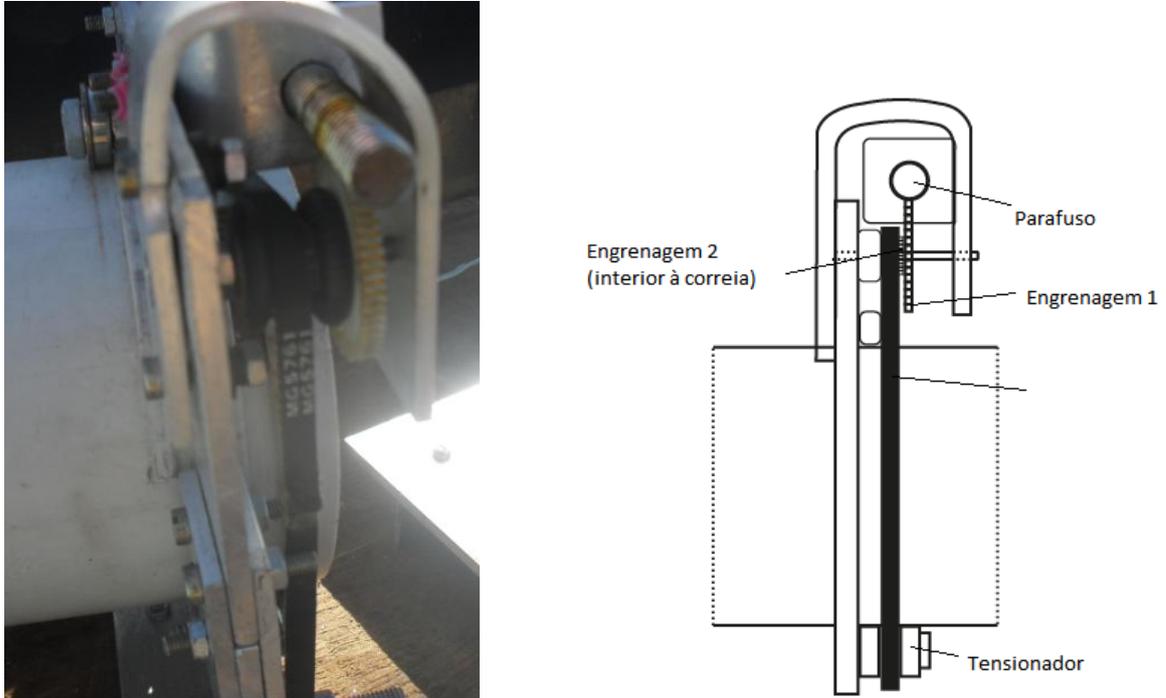


Figura 56: Vista lateral de mecanismo de giro do tubo: foto (esquerda) e esquema (direita)

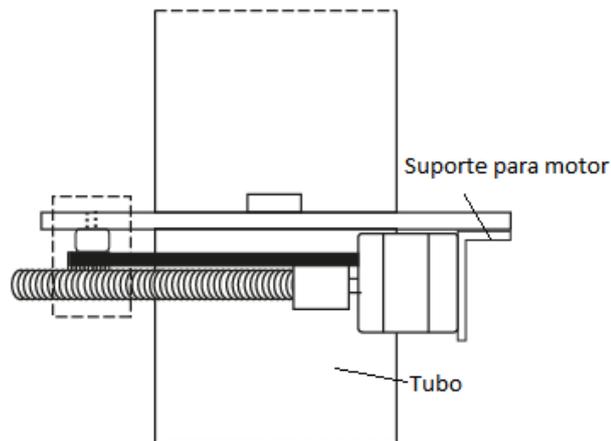


Figura 57: Vista superior do mecanismo para rotação do tubo.

Este mecanismo além de fornecer um auto-travamento, possui uma alta demultiplicação de passos do parafuso para o motor. Na configuração desenvolvida têm-se:

$$\Delta\alpha' = \left[\left(\frac{R_2}{R_1} \right) \cdot \frac{P_p}{N_{motor}} \left(\frac{1}{R_T} \right) \right] \cdot N_{passos} \quad (103)$$

Onde: P_p =passo do parafuso=1.65 mm;

R_1 =raio da engrenagem 1= 32 mm;

R_2 =raio da engrenagem 2 =13 mm;

R_T = raio do tubo = 50 mm;

N_{motor} = número de passos do motor para completar uma volta = 200

N_{passos} = número de passos do motor

Na configuração adotada, como $Z_s = 0$, o ângulo α' do tubo é escolhido igual ao ângulo de altitude solar:

$$\alpha' = \arcsen[\sen(\alpha)] \quad (104)$$

sendo:

$$\sen(\alpha) = \sen(L)\sen(\delta) + \cos(L)\cos(\delta)\cos(h)$$

A equação (104) é a expressão fundamental que descreve o movimento de rotação do tubo. A figura 58 mostra o rastreamento do Sol pelo movimento do tubo.

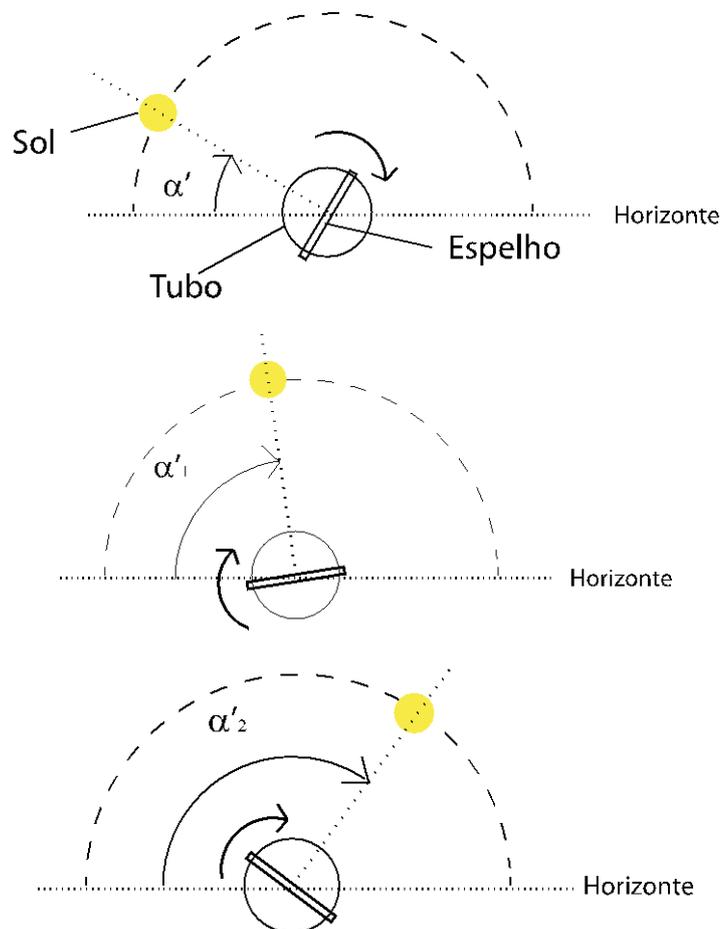


Figura 58: Ilustração do rastreamento do Sol pelo movimento de rotação do tubo

4.2.1.2 Determinação de β , o ângulo do espelho:

O ângulo β é a inclinação do espelho em relação à horizontal. A Figura 59 ilustra a relação entre os ângulos dos raios solares e do espelho para a reflexão da luz.

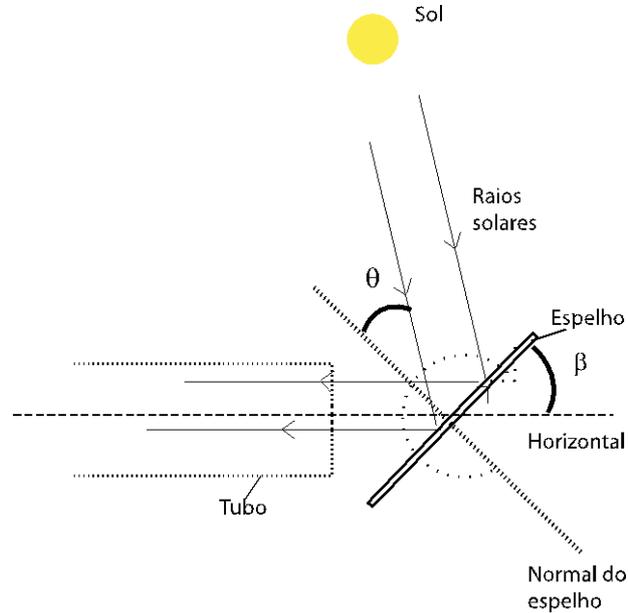


Figura 59: Ilustração do rastreamento do Sol pelo movimento de rotação do espelho

Na configuração adotada, Z_s é igual a zero e a equação (11) torna-se:

$$\cos(\theta) = \text{sen}(L - \beta) \cdot \text{sen}(\delta) + \cos(L - \beta) \cdot \cos(\beta) \cos(h_s) \quad (105)$$

Para se captar a luz solar para dentro do tubo pelo espelho, o ângulo que a normal do espelho faz com o tubo deve ser igual ao ângulo de incidência do Sol (entre a normal do espelho e os raios solares), isto é:

$$\beta + \theta = \frac{\pi}{2} \quad (106)$$

Substituindo a condição da eq.(106) na eq.(105) obtêm-se:

$$\text{tg}(\beta) = \frac{\text{sen}(L) \cdot \text{sen}(\delta) + \cos(L) \cdot \cos(\delta) \cos(h_s)}{1 + \cos(L) \text{sen}(\delta) - \text{sen}L \cos(\delta) \cos(h_s)} \quad (107)$$

A equação (107) é a expressão fundamental que descreve o movimento norte-sul do espelho.

4.2.1.3 Descrição do esquema elétrico do tubo

No desenvolvimento deste mecanismo de orientação do espelho, o sistema eletrônico é responsável por efetuar o controle da orientação do tubo por meio do motor de passo. Os dados do motor de passo são mostrados na Tabela 4.

Tabela 4: Características dos motores de passo do dispositivo seguidor solar

Função	Tipo de motor	Tensão de operação	Corrente de operação	Número de passos por giro
Motor de controle de eixo do tubo	Indutivo bipolar	9V	1A	100
Motor de controle do eixo do espelho	Indutivo quadripolar	12V	500mA	200

Tanto a interface de controle do motor de passo de rotação do tubo quanto do motor do espelho é feita via porta paralela utilizando-se os bits de dados. Para a rotação do eixo deste motor de passo bipolar, utiliza-se o circuito integrado L298 que realiza a inversão do sentido da corrente nas bobinas nos tempos do ciclo de operação.

Pelo fato de serem utilizados três motores de passos no sistema (monocromador, tubo e espelho) com um mesmo endereço de dados da porta paralela, é feita uma alternância do controle dos motores utilizando um buffer (SN138) para que seja possível acionar o estado de cada um deles por meio de uma seleção: (Z1) motor da rede de difração; (Z2) motor do tubo; e (Z3) do motor de passo do espelho.

4.2.1.4 Estrutura Geral do programa de aquisição

A programação de controle consiste na sequência de instruções que são interpretadas e executadas pela máquina (PC) para que possamos realizar o funcionamento do dispositivo. O programa desenvolvido cumpre a seguinte rotina:

- Dirigir o espelho para os ângulos calculados
- Calcular as novas posições angulares (α e β) do espelho.
- Consultar a hora local e calcular os ângulos em que está o Sol
- Fazer a aquisição do espectro e salvar

O programa geral de funcionamento do sistema (dispositivo de orientação e espectro-radiômetro) é formado uma janela principal com os seguintes comandos:

- Posicionamento Leste-Oeste (L-O)
- Posicionamento Norte-Sul (N-S)
- Fazer Aquisição
- Zerar Posição

- Sair
- (a) Posicionamento L-O (Leste-Oeste)
- Faz o ajuste da posição angular do tubo para orientar o espelho em relação à trajetória aparente do Sol ao longo da direção leste-oeste. O seu papel é:
- Consultar a hora local e a posição atual do tubo
 - Calcular a posição angular α em que está o Sol
 - Calcular o número de passos necessários para chegar a α
 - Buscar a posição calculada
- (b) Posicionamento N-S
- Executa o ajuste da posição angular do espelho na trajetória aparente do Sol ao longo da direção norte-sul. Sua função:
- Consultar a hora local e a posição do espelho
 - Calcular a posição angular β (dada pela eq.(53)) do Sol
 - Calcular o número de passos necessários para chegar à posição β
 - Buscar a posição calculada
- (c) Fazer Aquisição
- Inicia a varredura da rede de difração. O espectro é mostrado na janela em uma tela na forma de um gráfico que mostra o sinal em função do comprimento de onda. Também é exibido o passo de varredura da rede.
- (d) Zerar Posição
- Dirige os ângulos do tubo e do espelho para suas posições iniciais.
- (e) Sair
- Sai do programa.

4.3 Local da aquisição dos dados

O local de aquisição de medidas do espectro solar é na região metropolitana, bairro de Ondina, no terraço do Instituto de Geociências da UFBA cujas coordenadas geográficas são latitude $12^{\circ}59'54.13''$ S, longitude $38^{\circ}30'25,42''$ O. O local está a altura de 36 m em relação ao nível do mar. O local é de particular interesse para avaliar a influência dos aerossóis marítimos sobre a radiação solar.

Planejou-se no início que as medidas fossem ser efetuadas no terraço do Instituto de Física da UFBA, no entanto, o local encontrou-se interditado durante o desenvolvimento do trabalho.

4.4 Método de cálculo das concentrações de gases

Com os dados obtidos, segue-se a etapa de tratamento dos dados. Foi desenvolvido um programa de computador em linguagem Visual Basic para processar os dados.

Para a aplicação do modelo, é preciso realizar os seguintes procedimentos aos espectros medidos. São eles: retirar o ruído; extrair da linha base (luz difusa proveniente das múltiplas reflexões dentro do aparelho); aplicar a correção em comprimento de onda do monocromador.

Em primeiro lugar, para retirar os picos ruidosos dos espectros, foi desenvolvida uma rotina para a filtragem digital dos dados. Essa rotina consiste em fazer, para cada i-ponto do espectro medido, uma média dos pontos ao seu redor (i-3, i-2, i-1, i+1, i+2, i+3). Em seguida, compara-se o valor do i-ponto com a média obtida: se a diferença desses valores for maior que um décimo do valor máximo permitido no gráfico, este ponto torna-se igual à média; se essa diferença for igual ou menor, mantém-se o valor do i-ponto.

Em segundo lugar, é determinada a linha de base do espectro tomando-se como zero as regiões inicial e final do espectro, em que tanto a quantidade de luz incidente quanto a sensibilidade do detector são nulas. Essa linha de base leva então em conta a eventual deriva térmica do detector.

Em seguida, calcula-se um espectro teórico com o modelo SPCTRAL2, levando em conta a sensibilidade espectral do espectro-radiômetro. São os parâmetros de cálculo: as profundidades óticas do ozônio, de vapor de água precipitável, a turbidez atmosférica, os coeficientes de Angstrom, o dia do ano, e a hora do dia. Esses parâmetros são ajustados de maneira a obter a minimizar o desvio quadrático médio (DQM) entre os valores teóricos e experimentais.

Em resumo, sabendo que o espectro-radiômetro fornece a irradiância $I(\lambda)$, o principal problema consiste na determinação das quantidades α (expoente de Angstrom), β (coeficiente de turbidez de Angstrom), w (coluna de água precipitável) e O_3 (coluna de ozônio), que traçam a curva $I(\lambda)$:

$$I(\lambda) = I_c(\lambda; \alpha, \beta, w, O_3)$$

5 Resultados e discussão

Foram realizadas várias medidas do espectro solar em janeiro de 2012 nos dias 04, 09, 10, 11, 12 e 17; e em abril (do mesmo ano) nos dias 03, 10 e 11. Nesses dias o céu esteve claro com poucas nuvens durante a tarde. Contudo, encontrou-se a condição de céu sem nuvens nas tardes dos dias 17 de janeiro (das 15h00 às 16h50 no horário de verão) e em 10 de abril (das 14:40 às 15:30). A Figura 60 e a Figura 61 mostram os espectros obtidos nesses dias.

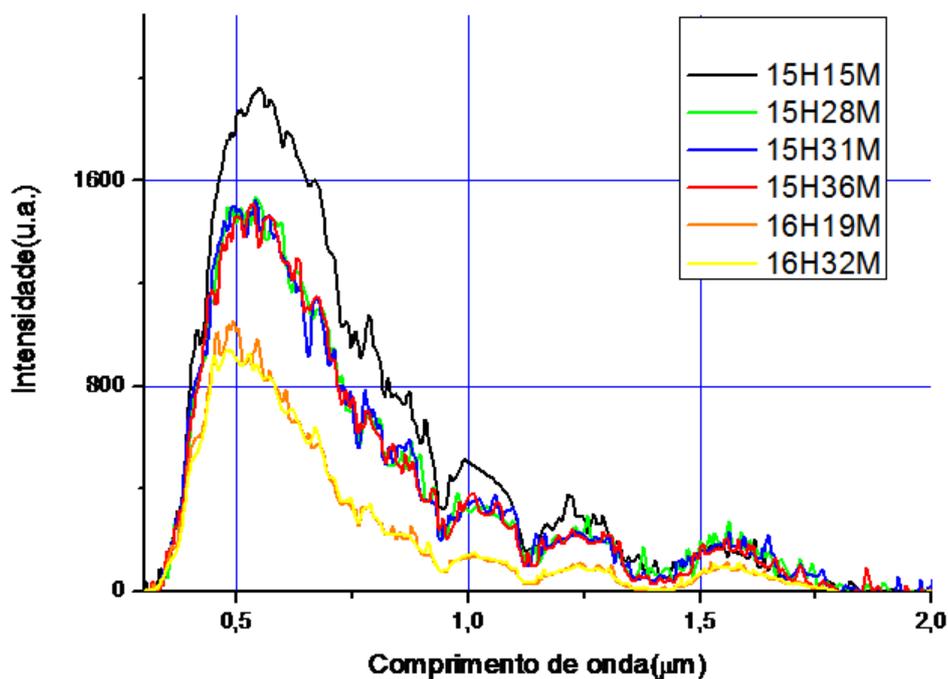


Figura 60: Medidas de espectro solar realizadas no dia 17-01-2012

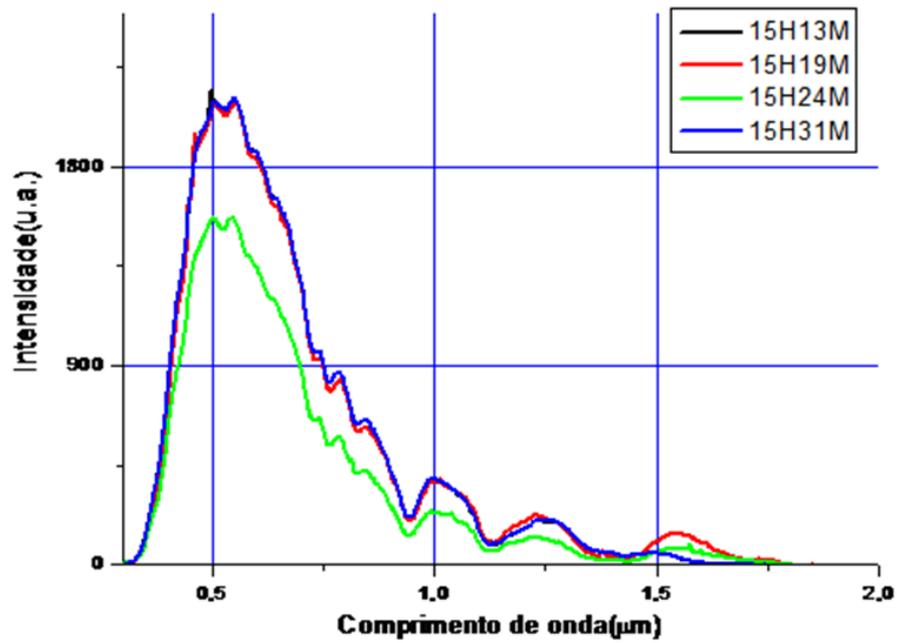


Figura 61: Medidas de espectro solar realizadas no dia 10-04-2012

Para a aplicação do modelo SPCTRAL2 utilizou-se os espectros solares em momentos em que o céu esteve aberto, sem a presença de nuvens.

O espectro da Figura 62 mostra a comparação entre o espectro medido pelo sistema de aquisição e o espectro teórico (ajustado) em uma tarde de céu claro e sem nuvens.

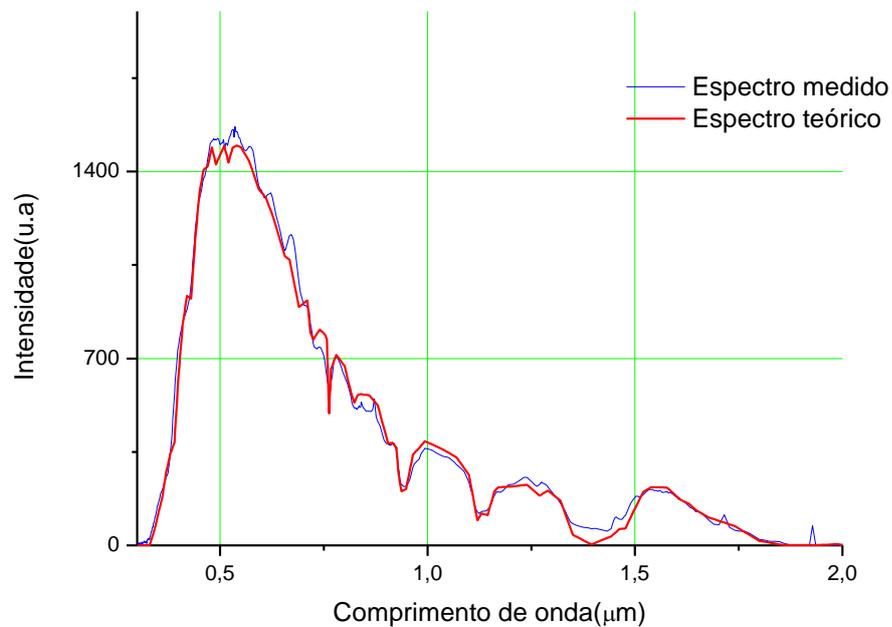


Figura 62: Comparação entre o espectro medido e o espectro simulado pelo SPCTRAL2 para o dia 17-01-2012 às 15H31M

Conforme pode ser visto na figura 21, os espectros experimentais e teóricos concordam nas formas nas correspondentes regiões de absorção tanto pelo vapor de água (em 0,94, 1,1 e 1,4 μm) quanto pelo oxigênio (0,76 μm) e nas regiões sem absorção. A região de início de visível apresenta um completo acordo do modelo com o experimento.

Os coeficientes dos componentes atmosféricos (parâmetros de entrada) apresentam uma faixa de variabilidade. Pela tarde do dia 17 de janeiro de 2012, por exemplo, a quantidade de vapor de água variou de 0,5 a 1,3 cm, com uma tendência central para 1 cm; a quantidade de ozônio variou entre 0 e 0,25 atm.cm; os parâmetros dos aerossóis, coeficiente de turbidez β e o expoente de Angstrom α a variaram de 1,14 a -1,5, respectivamente, fixando neste último valor no final da tarde. A Figura 63 mostra um resultado obtido para o dia 10-04-2012.

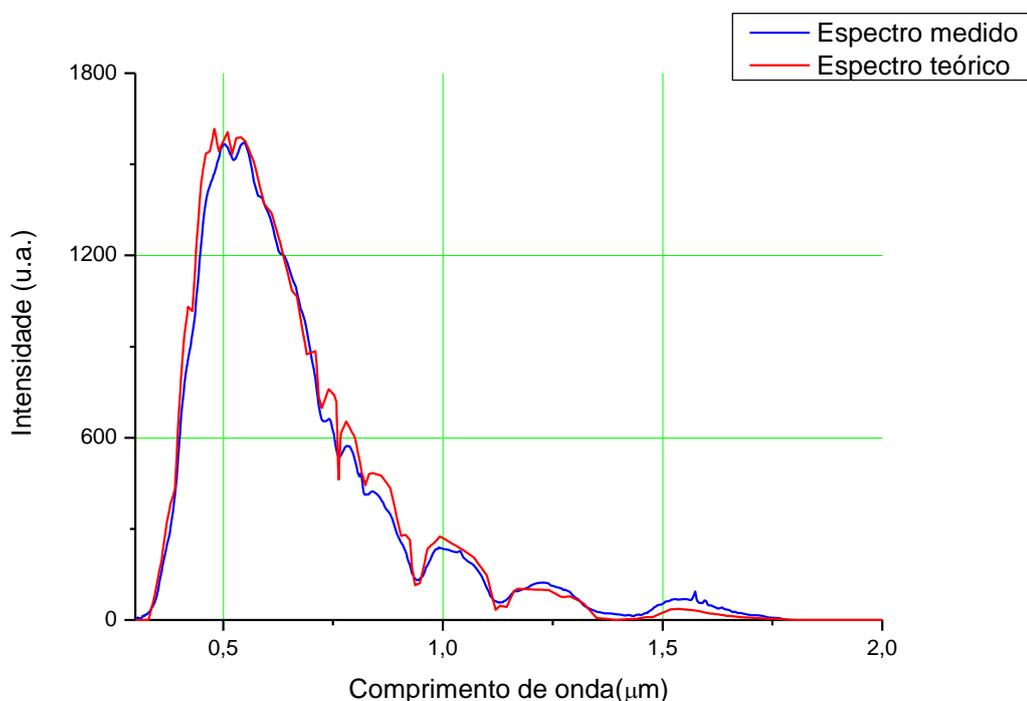


Figura 63: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 para o dia 10-04-2012 às 15h24m

Na Tabela 5 são apresentados os valores dos componentes atmosféricos encontrados segundo o espectro mostrado na Figura 63.

Tabela 5: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 10 de abril de 2012.

Hora	15h24m
Coeficiente de turbidez ($\tau_{0,5}$)	0,04
Alpha (α)	-3,2
Ozônio (O_3)	0,01 atm.cm
Vapor de água (W)	2,5 cm
DQM	81,0

Ao se consultar valor da quantidade de água precipitável para este fornecido pelo MODIS acessado pelo endereço do INPE (www.sigma.cptec.inpe.br/sondagens/) às 13h30m da tarde para o dia 13 de abril de 2012, encontra-se um valor entre 2,0 e 2,5 cm (Figura 64).

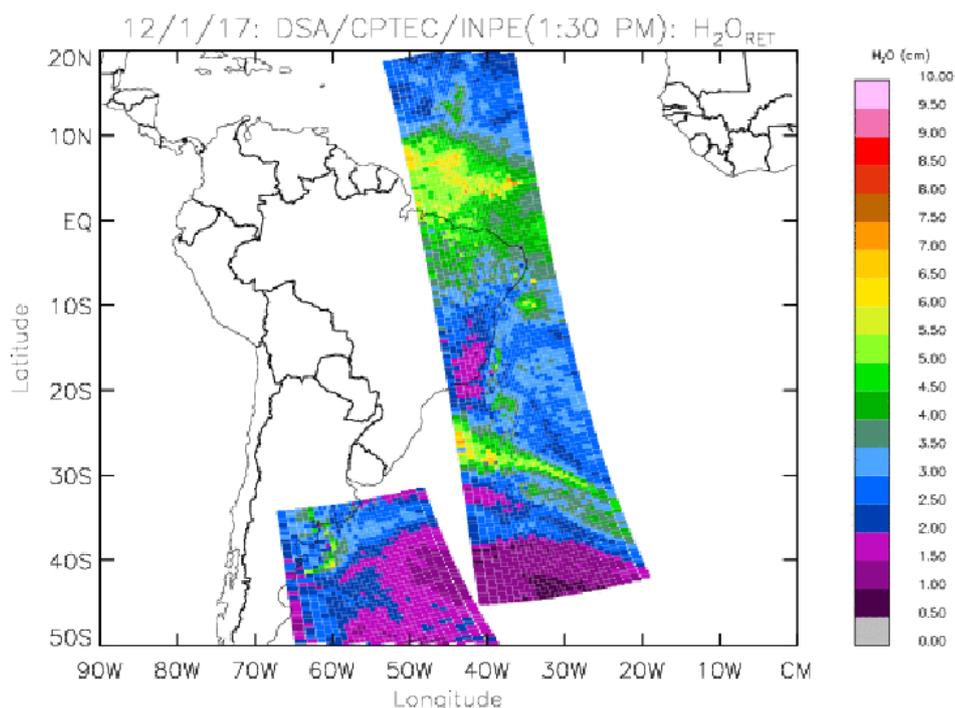


Figura 64: Mapa de concentração em vapor de água no dia 17 de janeiro de 2012 às 13h30m

A Figura 65 mostra o resultado de um espectro realizado às 16h44 do dia 17-01-2012 e a comparação com os parâmetros teóricos.

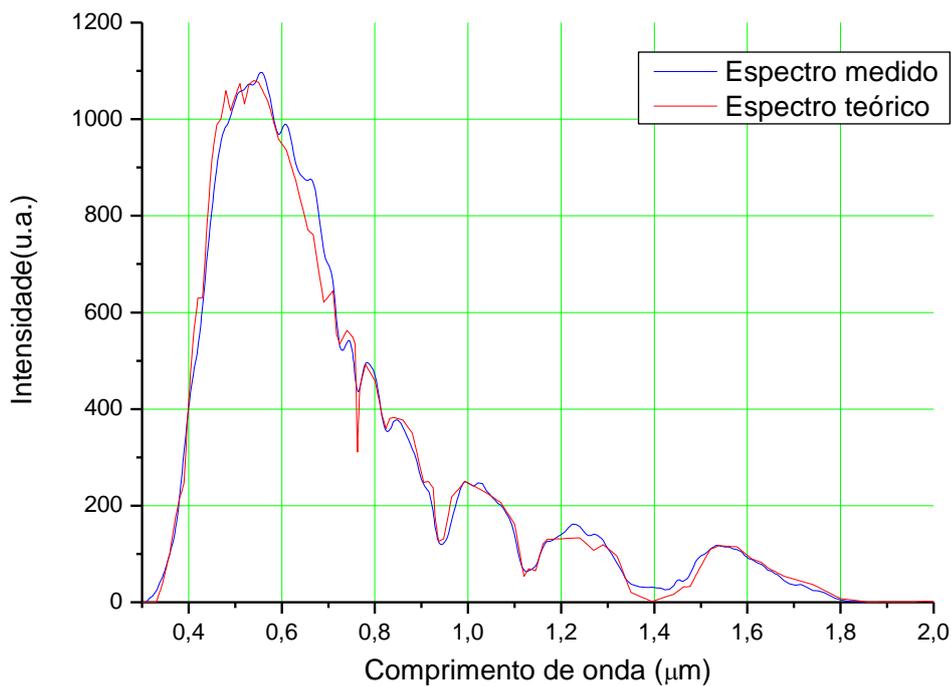


Figura 65: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 para o dia 17-01-2012 às 16H44M

A Tabela 6 apresenta os valores de componentes atmosféricos encontrados pelo modelo teórico para o espectro mostrado na Figura 65.

Tabela 6: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 17 de janeiro de 2012.

Hora	16h44
Coeficiente de turbidez ($\tau_{0,5}$)	0,2
Alpha (α)	-0,6
Ozônio (O_3)	0,001 atm.cm
Vapor de água (W)	1,0 cm
DQM	34,0

Na Figura 66 é mostrado o espectro medido realizado no dia 17 de janeiro de 2012, às 15h24m (tarde) em comparação a um espectro simulado. Na Tabela 7 são apresentados os valores encontrados no ajuste da curva do modelo teórico para esta tarde.

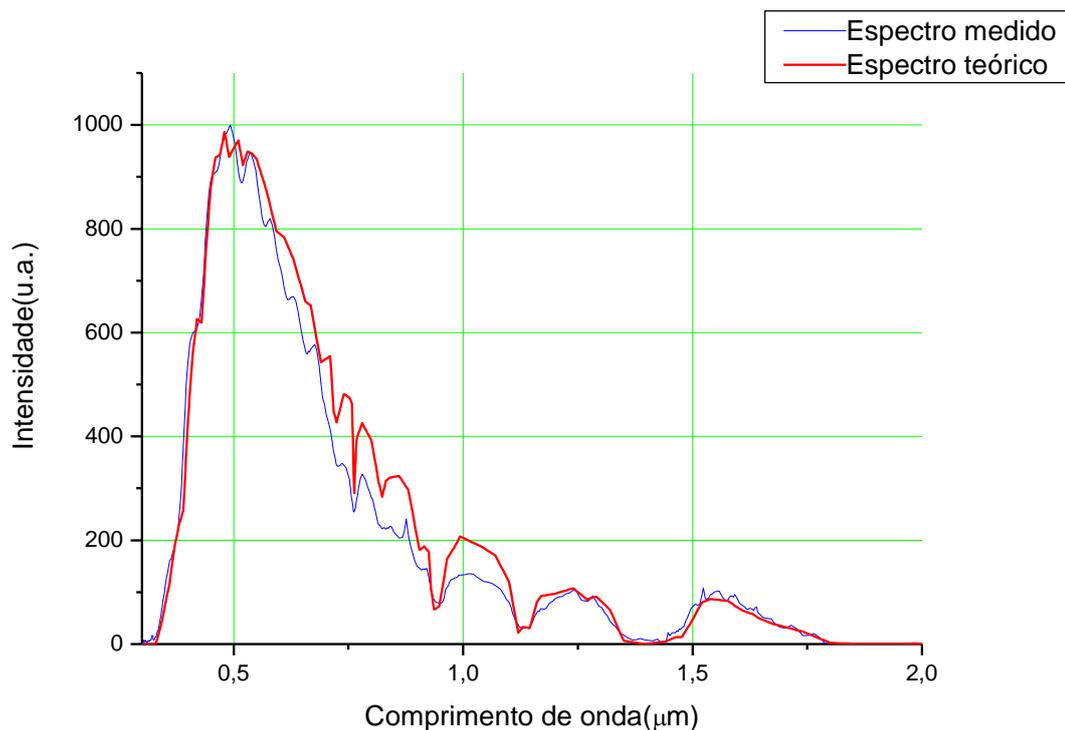


Figura 66: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 para o dia 17-01-2012 às 15h24m

Tabela 7: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 17 de janeiro de 2012.

Hora	15h24m
Coeficiente de turbidez ($\tau_{0,5}$)	0,11
Alpha (α)	-3,2
Ozônio (O_3)	0,35 atm.cm
Vapor de água (W)	1,0 cm
DQM	95,51

Os valores de expoente de Angstrom menores que 1 (μm) encontrados são, conforme trazido por Cachorro et al (2005) representativos de aerossóis marinhos que permeiam a atmosfera local. Os valores de α bastante negativos como -3,2 e -1,38 encontrados nos espectros das figuras 65 e 66, respectivamente, indica a ação de aerossóis puros.

Realizando o ajuste do espectro teórico com o experimental é visto que o modelo, em alguns casos, descreve o espalhamento para a região de 0,5 μm até 1,1 μm ou para a região de acima de 1,1 μm , não ambas. Isto é, a curva do modelo SPCTRAL2 com base no modelo de Angstrom descreve a curva experimental para o valor de $\alpha = -0,4$ na região de 0,5 a 1,1 μm , mas não descreve a região acima de 1,1. Em contrapartida, com um valor de $\alpha = -3,2$ consegue ajustar a curva teórica com a experimental acima de 1,1 μm , mas não a região abaixo deste valor, conforme pode ser visto na figura 67.

Por isso, foi implementado no modelo a Teoria de Mie tendo como parâmetros de entrada: o valor central do raio da distribuição gaussiana, a largura da gaussiana e o número médio de partículas por unidade de volume (com base nas expressões apresentadas na seção 4.7.2). As curvas de ajuste com os dados experimentais são mostradas na figura 67, e os valores dos parâmetros encontrados estão na Tabela 8.

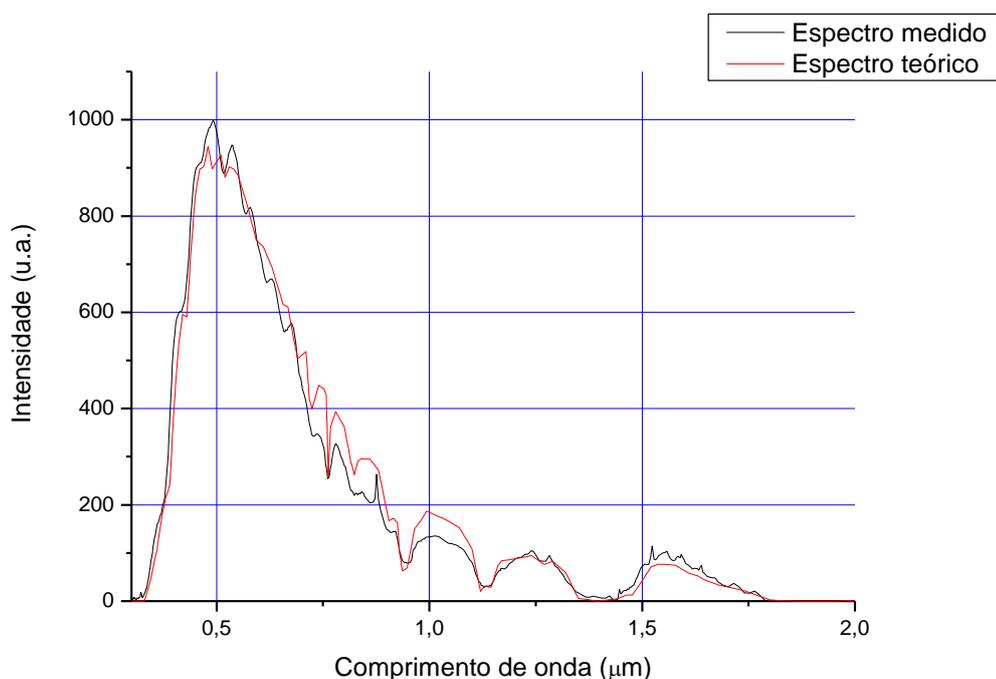


Figura 67: Comparação entre o espectro medido e o espectro teórico ajustado pelo SPCTRAL2 com o espalhamento Mie para o dia 17-01-2012 às 15h24m

Tabela 8: Valores de componentes atmosféricos encontrados no ajuste de modelo teórico com o experimental, para o dia 17 de janeiro de 2012. (modelo de Mie)

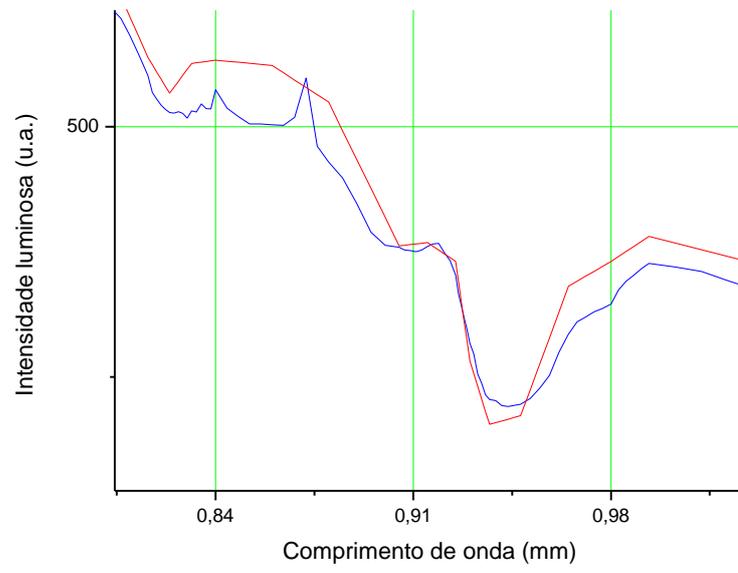
Hora	15h24m
Coefficiente de turbidez ($\tau_{0,5}$)	0,11
Ozônio (O_3)	0,35 atm.cm
Vapor de água (W)	1,0 cm
Tamanho das partículas (micron)	10
Número de partículas por cm^3	100
DQM	60,2

Os resultados pelo ajuste de Mie indicam a presença de partículas com raio médio igual a 10,0 μm . Este resultado apresenta uma diferença pequena em relação ao espalhamento de Angstrom, evidenciada com a redução do DQM, o que indica a necessidade de realizar correções na expressão do espalhamento atmosférico. Um modelo mais sofisticado envolve efeitos da variação da umidade sobre a atmosfera (Shettle e Fenn, 1978).

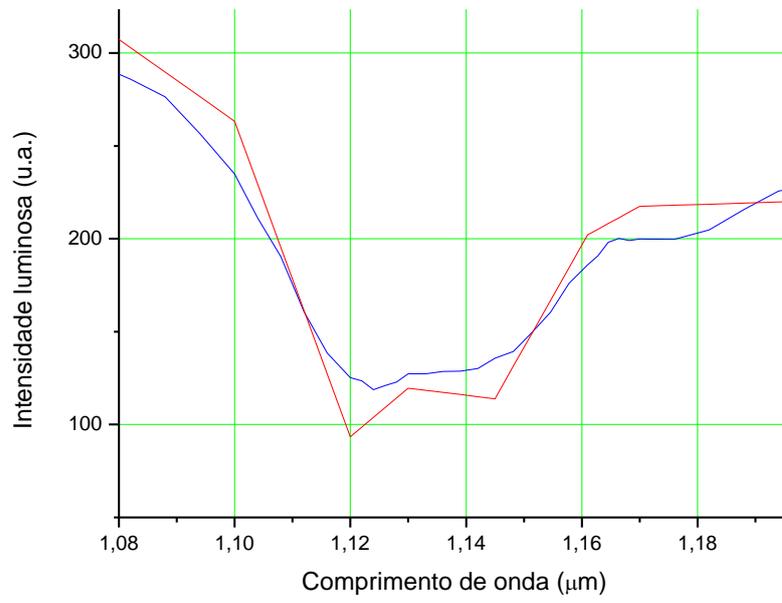
O espalhamento Mie para ser calculada precisa do valor do índice de refração $n(\lambda)$ para um conjunto de partículas. Logo, um maior detalhamento envolve o cálculo da função dielétrica do meio atmosférico.

A quantidade de ozônio é um parâmetro que teve uma influência muito menor no espectro solar do que a de vapor de água e de aerossóis.

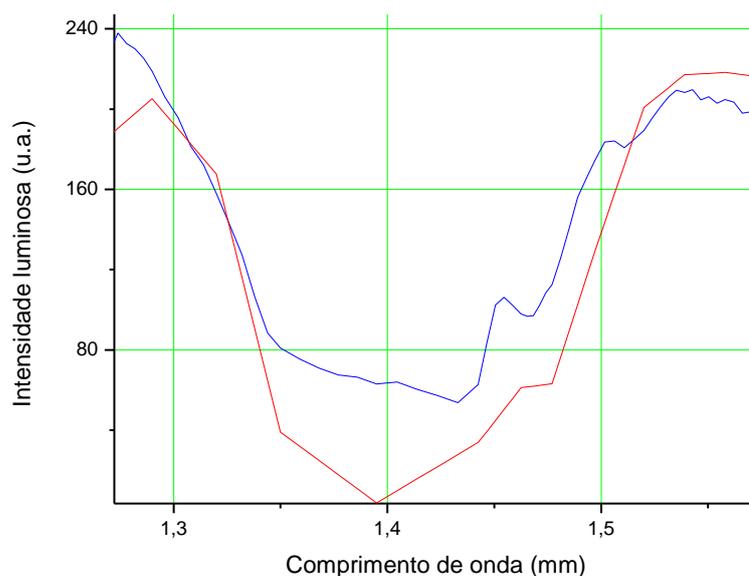
Os gráficos da figura 68 evidenciam as principais absorções devido ao vapor de água nas regiões de 0,9; 1,1 e 1,4 μm . Comparando ao que foi medido por Yamanouchi (seção 2.6.2.4), as medidas de espectro descrevem os perfis de absorção de forma clara.



(a)



(b)



(c)

Figura 68: Os espectros medidos pelo espectro-radiômetro (em azul) e calculados pelo modelo SPCTRAL2 (em vermelho) para as bandas de absorção da água em: (a) 0,9 μm , (b) 1,1 μm (c) 1,4 μm

5.1 Considerações sobre o espectro-radiômetro

Os espectros apresentam o perfil da distribuição da intensidade da luz solar em Salvador. As medidas realizadas fornecem informações do comportamento da luz solar nesse tempo. Os espectros são adquiridos a cada três minutos (tempo de ida e volta da varredura da rede de difração).

Como a atmosfera local não se mantém constante ao longo do dia (ação dos ventos que provocam a turbulência atmosférica, movimento das nuvens, emissão de poluentes que ficam em deriva na atmosfera) é possível obter um retrato local (e momentâneo) do perfil da luz solar pela atmosfera. As variáveis que determinam a atenuação atmosférica são então quantificadas para uma determinada hora. Para obter dados mais representativos da atmosfera de Salvador, é necessário realizar a coleta de dados contínuos ao longo de meses (no mínimo, doze).

As medidas de espectro descrevem as estruturas das bandas de absorção devido ao vapor de água conforme foi mostrado na figura 68, e a absorção do oxigênio centrada 0,762 nm. Neste, o processo de calibração foi fundamental porque traçou a responsividade espectral do monocromador. Esta foi uma das etapas mais críticas no desenvolvimento do sistema de aquisição, pois esta curva de responsividade em qual região o monocromador é

mais sensível. Portanto, a qualidade das medidas dos componentes atmosféricos é fortemente dependente da calibração.

Em muitas medidas, houve a necessidade de ajustar a ótica de entrada para a quantidade de luz solar direta incidente, porque houve a saturação do sinal do espectro, impossibilitando a sua leitura. Por exemplo, em 17 de janeiro de 2012 houve a necessidade de reduzir a janela de luz do tubo colimador de diâmetro $D = 5,0$ cm e área

$$A_0 = \pi \left(\frac{5,0}{2} \right)^2 = 19,36 \text{ cm}^2 \text{ para um diâmetro } D_1 = 0,6 \text{ cm com área } A_1 = \pi \left(\frac{0,6}{2} \right)^2 = 0,3 \text{ cm}^2,$$

o que corresponde a uma redução de 64,5 vezes. No entanto, em 10 de abril de 2012, a intensidade de luz solar direta (a céu aberto) que chegou ao detector não apresentou sinal devido à redução da janela de luz. Com isso, precisou-se aumentar a área da janela para

$$\frac{1}{30} A_0 = 30,86 \text{ cm}^2 \text{ para obter o nível de luz correto para se observar o espectro. Deste}$$

modo, surge a necessidade de adotar-se uma solução mecânica e/ou eletrônica para a larga excursão do sinal de luz. Uma proposta é a integração de um piranômetro à plataforma de aquisição para medir a intensidade luminosa e a partir desse valor, decidir se o sistema vai realizar a aquisição ou, ainda, poder-se regular o ganho do sinal do detector para que se possa visualizar o espectro em diversas intensidades.

Apesar de ser possível calcular as quantidades dos parâmetros atmosféricos (aerossóis, vapor de água e ozônio) a partir das intensidades luminosas em unidades arbitrárias (u.a) relativas, torna-se necessário obter as medições dos espectros em W/m^2 tanto para se ter valores absolutos da irradiância espectral quanto para fazer uma comparação direta com os valores obtidos por outros instrumentos de radiometria espectral (como os fotômetros solares). Outros instrumentos deste tipo podem ser empregados para a aplicação de outras metodologias de determinação de componentes atmosféricos.

A quantidade de água precipitável w precisa ser medida durante todo o dia para se ter valores representativos sobre a atmosfera que possam ser comparados ao do satélite MODIS. Precisa-se de uma rotina de aquisição diária e mensal. Esta necessidade implica não somente no refinamento da operação autônoma do sistema de aquisição, mas também na proteção deste contra as diversas intempéries do clima (como a chuva, aquecimento, ação de ventos, etc.) e da radiação eletromagnética que provoca ruídos no espectro. A figura 69 mostra o sinal bruto de um no tempo quando o espectro-radiômetro estava no campo (terraço do Instituto de Geociências da UFBA) a céu aberto.

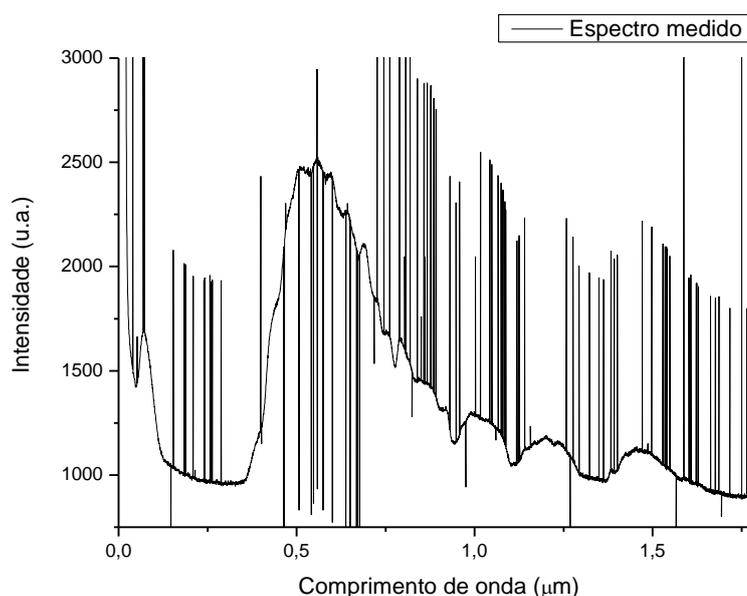


Figura 69: Sinal de um espectro com os ruídos espúrios

As medidas de espectro realizadas no terraço de Geociências apresentaram ruídos decorrentes de erros de conversão AD (analógico-digital). Esses ruídos tiveram sua origem nos sinais eletromagnéticos emitidas pelas torres de rádio nas proximidades (no raio de 500 m a 1 km) cujas frequências, da ordem de MHz, bem maiores que a da taxa de amostragem da conversão AD utilizada (20 kHz), induziram tensões espúrias na eletrônica de detecção.

A solução encontrada para minimizar esse ruído foi cobrir a estrutura do sistema de aquisição com um lamina metálica com dimensões 105x110 cm² para blindar o espectrorradiômetro de interferências eletromagnéticas. Essa lâmina foi recoberta com uma manta térmica para diminuir o aquecimento na plataforma de aquisição por irradiação solar.

A princípio, houve dificuldades em se obter o perfil espectral para todos os comprimentos de onda. Isso porque a quantidade de luz solar direta que atingia o detector saturava o sinal do espectro na região do visível e, em alguns casos, no infravermelho próximo. Para isso, a solução adotada foi de reduzir a janela de luz do detector, na horizontal (direção da varredura) de 1 mm para 0,5 mm. Com isso além de reduzir a quantidade de fótons no detector, a redução da largura espectral aumentou a resolução espectral do aparelho.

5.2 Considerações sobre o dispositivo seguidor solar

Durante as horas de aquisição dos espectros (uma hora e meia), o GIRASSOL cumpriu a sua função de manter a imagem do Sol no detector acompanhando-o ao longo da

sua trajetória aparente no céu pela operação do programa de aquisição. No entanto, não se conseguiu verificar o quanto o dispositivo funciona ao longo de horas. Conforme foi mostrado nas eqs. 104 e 107 a condição de ângulo de reflexão solar é unívoca sendo determinada pelos parâmetros: dia do ano N , latitude (L) e a hora do dia. Essa configuração garante que a componente direta da luz solar é que atinge o detector, eliminando a componente difusa.

No entanto, nas aquisições o acoplamento do espelho com o tubo por meio de peças metálicas conectado ao sistema eletrônico permitiu a entrada de ruídos eletromagnéticos assim como uma antena. No início das medidas, sem um tratamento adequado dos espectros medidos, não foi possível ver nitidamente o espectro total, conforme foi mostrado na Figura 69.

As equações 104 e 107 que orientam para o rastreamento do Sol tomam como referencial de horizontal a superfície plana a qual está apoiada, e de que movimento do tubo esteja alinhado com a direção horizontal. Para que o sistema de aquisição funcione plenamente ao longo do dia, é necessário avaliar em campo a precisão do GIRASSOL para um dia inteiro (das seis horas da manhã às seis horas da noite).

6 Conclusão e perspectivas

Este trabalho apresentou um estudo sobre o espectro solar de Salvador mostrando as etapas básicas para o desenvolvimento de um sistema de aquisição de espectros. Esse trabalho reúne tanto um esforço teórico – para a caracterização dos espectros, formação das suas estruturas, descrição da ação dos principais componentes atmosféricos sobre a luz solar, trazendo uma análise dos mecanismos de absorção e espalhamento – e quanto um esforço experimental – na concepção do espectro-radiômetro e do dispositivo seguidor solar que exigiu o emprego de diversos recursos de instrumentação para a sua elaboração. Estes esforços ocorreram para se obter um meio para aperfeiçoar o aproveitamento da energia solar a partir das variáveis envolvidas e da coleta de dados. Neste sentido, reúne-se conhecimentos para a construção de uma plataforma de monitoramento da radiação solar local vindo a ser integrado numa estação radiométrica.

É importante lembrar que a conversão fotovoltaica da radiação solar deve passar por um estudo sobre a quantidade de energia por comprimento de onda, uma vez que as células fotossensíveis operam em determinadas faixas espectrais.

Elaborou-se também um mecanismo com a função de seguir o Sol para captar a luz direta proveniente em um alvo, a partir das equações de posicionamento do Sol no céu, com a solução de reflexão da luz direta.

Foi desenvolvida uma metodologia para o estudo da influência da atmosfera sobre a radiação solar empregando um modelo de transferência radiativa, o SPCTRAL2.

Portanto, com base na concordância dos espectros experimentais com o espectro do modelo teórico pode-se validar a metodologia apresentada para a análise do espectro solar.

Com base nesses argumentos, podem-se pontuar as seguintes conclusões:

- O sistema de aquisição desenvolvido é capaz de realizar as medidas de espectros solares em campo.
- As medidas são bem descritas pelo modelo SPCTRAL2 na condição de céu limpo. Tipicamente indicando a presença de aerossóis marinhos na atmosfera, pelo coeficiente de turbidez.
- A causa de espalhamento da luz necessita de uma descrição mais detalhada indo além da solução de Angstrom, o espalhamento Mie.
- O sistema de aquisição realiza medidas de modo automático, mas para que se possa avaliar a sua precisão em seguir o Sol é necessário submetê-lo a testes

em campo durante todo o dia. Isso deve ser feito para se obter informações detalhadas a respeito da atmosfera local. É importante construir um alojamento mais robusto para proteger a plataforma das intempéries meteorológicas (como a chuva e exposição ao calor intenso).

- É necessário ter outros dispositivos (como um fotômetro solar) para se comparar resultados dos valores de profundidades ópticas utilizando outras metodologias. Essa comparação tem como finalidade quantificar a consistência do método de determinação das profundidades ópticas perante outros, demonstrando as maiores vantagens e/ou limitações.

7 Referências bibliográficas

Balbinot, A. Brusamarello, V. Instrumentação e Fundamentos de Medidas, Vol.2, 2ª ed. Editora LTC. Rio de Janeiro, 2011.

Barrow G. M. Introduction to Molecular Spectroscopy, McGraw-Hill, N.Y, 1962.

Bernarth P. The Spectroscopy of the Water Vapour: Experiment, Theory and applications. Phys. Chem. Chem. Phys., 4, 1501-1509, 2002.

BIRD, R. E., and Riordan, C., 1986. Simple solar spectral model for direct and diffuse irradiance on horizontal and tilted planes at the earth's surface for cloudless atmospheres. Journal of Climate and Applied Meteorology, vol.25,

Cachorro, V. E., de Frutos, A.M. and Casanova, J. L. (1985) Comparison between various models of solar spectral irradiance and experimental data. *Appl. Opt.* **24**, 3249-3253.

Cachorro, V.E. , de Frutos, A.M. and Casanova, J. L. (1987a) Determination of the Angstrom turbidity parameters. *Appl. Opt.* **26**, 3069-3076.

Cachorro, V.E, Durán, P., Vergaz, R. and de Frutos, A. M. (1998a) Vertical Radiative Properties of atmospheric aerosols in the atmospheric aerosols in a representative continental area of the north-center of Spain during 1995. In: (edited by Russel, J.E.), *Satellite Remote Sensing of Clouds and Atmosphere III*. Proc. Europto Series, SPIE Vol.3495, 198-209.

Cachorro, V. E. and de Frutos, A. M. (1994) Retrieval of the atmospheric aerosol characteristics from visible extinction data at Valladolid (Spain). *Atmos. Environ* **28**, 963-971 (1997)

Cachorro, V. E., Utrillas, P. Vergaz, R., Durán, P., de Frutos, M. A. and de Martinez-Lozano, J. A. (1998b) Determination of the atmospheric vapor content in the 940 nm absorption band using moderate spectral resolution measurements of direct solar irradiance, *Appl. Opt.* **37**, 4678-4689.

David D. G. F., Santana V. M. S. Construção de um espectro-radiômetro para a análise da radiação solar, II Congresso Brasileiro de Energia Solar e III Conferência Regional Latino-Americana da ISES – Florianópolis (2008).

DeCusatis, C., Bass, M.(Org.). Handbook of the Optics. McGraw-Hill, 2010.

Demtröder, W. Molecular Physics. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weihelm, 2005.

Duffie, J. A., Beckman, W. A.. Solar Engineering of Thermal Processes, John Wiley & Sons. , 1974.

- Fowles, G. R. Introduction to Modern Optics. Dover Ed, 2nd Ed.. New York (1975).
- Guerreiro J. S. R., David D. G. F., Soares A. E. B. A., Lemaire T. J. Radiômetro de LEDs, aceito para publicação na Revista Brasileira de Energia Solar no III CBENS(Congresso Brasileiro de Energia Solar) 2010.
- Gueymard, C. A. Prediction and validation of cloudless shortwave solar spectra incident on horizontal, tilted, or tracking surfaces. Solar Energy 82 260–271(2008)
- Guzzi, R. Vecchio G. Lo, Rizzi, R., Scalibrin, “Experimental Validation of a Spectral Direct Solar Radiation Model”, Solar Energy 31, 359 pp. 87-97. (1983).
- Haag, R. Desenvolvimento de um Radiômetro Espectral e Metodologia para Caracterização do Espectro Solar, Dissertação de Mestrado, PROMEC, UFRGS, Porto Alegre, 2007.
- Harris, D.. Symmetry and Spectroscopy: an introduction to vibrational and electronic spectroscopy. Publicado pela Oxford University Press em New York, 1978.
- Kalogirou, S. Solar Energy Engineering: process and systems. Elsevier Inc. Estados Unidos, 2009.
- Kosch, M. J., Mäkinen, S., Sigernes, F., Harang, O.. Absolute optical calibration using a simple tungsten bulb lamp: experiment. Extraído do site: publiclaboratory.org/sites/default/files/calibrate.pdf
- Leckner, B., 1978. The spectral distribution of solar radiation at earth's surface — Element of a model. Solar Energy, vol. 20, pp.143–150.
- Liou, Koun-Nan. An Introduction to Atmospheric Radiation. Academic Press, Inc. New York, 2002.
- Lyra, D. G. P., Modelo Integrado de Gestão da Qualidade do Ar da Região Metropolitana de Salvador. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, 2008.
- Marion, J. B. Heald, M. A. Classical Electromagnetic Radiation. Academic Press, Inc. Londres, 1980.
- Moreira, M.A. Fundamentos de Sensoriamento Remoto e Metodologias de Aplicação, Editora UFV, 2004.
- Muneer, T. Solar Radiation and Daylight Models. Elsevier Butterworth-Heinemann, 2004.
- Penndrof, R. Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 μ and their application to atmospheric optics. J. Opt.Soc. Amer. 47, 176–182 (1957)

Platz, U., Stutz, J. *Differential Optical Absorption Spectroscopy: principles and applications*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.

Sawyer. *Experimental Spectroscopy*, Prentice-Hall. Englewood Cliffs. New Jersey, 1951.

Sampaio, J. S. Calibração absoluta de sensores de luz destinados ao estudo da radiação solar. Dissertação de mestrado, UFBA (2011).

Santana, V. M. da S. David, D. G. F. Construção de um dispositivo seguidor solar para um espectro-radiômetro, Aceito para publicação na Revista Brasileira de Energia Solar no III CBENS (2010).

Shettle, E. P. e Fenn, R. W. "Models for the Aerosols of the Lower Atmosphere and the Effects of Humidity Variations on Their Optical Properties", Rep. AFGL-TR-79-0214, Air Force Geophysics Lab., Hanscom, MA, 1979.

Silva, A.V. R. *Nossa Estrela: O Sol. Temas Atuais de Física (Coleção)*. Editora Livraria da Física, São Paulo, 2006.

Silva, I. T. Desenvolvimento de um sistema mecatrônico para posicionamento de um painel fotovoltaico e comparação com painel fixo. Dissertação de mestrado, UFBA (2010).

Soares, A. E. B. Método de inversão para a determinação de concentrações de vapor d'água, ozônio e aerossóis na atmosfera, a partir dos sinais de um radiômetro de leds, em tempo real. Dissertação de mestrado, UFBA (2010).

Thekaekara, M.O. Solar Energy outside the earth's atmosphere. *Solar Energy* 14, 109 (1973).

Turner, L.. *Circuitos e Dispositivos Eletrônicos*. Biblioteca Profissionalizante de Eletrônica. Editora Hemus. São Paulo, 1982.

Yamanouchi, T., Tanaka, M. Absorption properties of the near infrared water vapor bands. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. Vol 34. Mo. 6 pp.463-472, 1985*.

8 Trabalhos apresentados em eventos durante o mestrado

Construção de um dispositivo seguidor solar para um espectro-radiômetro (Oral) - III Congresso Brasileiro de Energia Solar, em Belém-PA. (2010)

Estudo da Concentração de Vapor de Água e Aerossóis na Atmosfera de Salvador (Pôster) - no XXIX Encontro de Físicos do Norte e Nordeste em Mossoró, RN (2011).

Medidas da Concentração de Gases e Aerossóis na Atmosfera de Salvador (Pôster) – XXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada (2012).

9 Anexo 1

Valores de intensidade solar extraterrestre H_0 (em $W/\mu m^2$) e coeficientes de absorção do vapor de água (a_w), ozônio(a_o) e dos gases uniformemente misturados(a_u) para diferentes comprimentos de onda λ . (Extraído do programa SPCTRAL2)

$\lambda(\mu m)$	$H_0(W/m^2)$	a_w	a_o	a_u
0,300	535,9	0	10	0
0,305	558,3	0	4,8	0
0,310	622	0	2,7	0
0,315	692,7	0	1,35	0
0,320	715,1	0	0,8	0
0,325	832,9	0	0,38	0
0,330	961,9	0	0,16	0
0,335	931,9	0	0,075	0
0,340	900,6	0	0,04	0
0,345	911,3	0	0,019	0
0,350	975,5	0	0,007	0
0,360	975,9	0	0	0
0,370	1119,9	0	0	0
0,380	1103,8	0	0	0
0,390	1033,8	0	0	0
0,400	1479,1	0	0	0
0,410	1701,3	0	0	0
0,420	1740,4	0	0	0
0,430	1587,2	0	0	0
0,440	1837	0	0	0
0,450	2005	0	0,003	0
0,460	2043	0	0,006	0
0,470	1987	0	0,009	0
0,480	2027	0	0,014	0
0,490	1896	0	0,021	0
0,500	1909	0	0,03	0
0,510	1927	0	0,04	0
0,520	1831	0	0,048	0
0,530	1891	0	0,063	0
0,540	1898	0	0,075	0
0,550	1892	0	0,085	0
0,570	1840	0	0,12	0
0,593	1768	0,075	0,119	0
0,610	1728	0	0,12	0
0,630	1658	0	0,09	0
0,656	1524	0	0,065	0
0,668	1531	0	0,051	0
0,690	1420	0,016	0,028	0,15
0,710	1399	0,0125	0,018	0
0,718	1374	1,8	0,015	0

$\lambda(\mu\text{m})$	$H_0(\text{W/m}^2)$	a_w	a_b	a_i
0,724	1373	2,5	0,012	0
0,740	1298	0,061	0,01	0
0,753	1269	0,0008	0,008	0
0,758	1245	0,0001	0,007	0
0,763	1223	0,00001	0,006	4
0,768	1205	0,00001	0,005	0,35
0,780	1183	0,0006	0	0
0,800	1148	0,036	0	0
0,816	1091	1,6	0	0
0,824	1062	2,5	0	0
0,832	1038	0,5	0	0
0,840	1022	0,155	0	0
0,860	998,7	0,00001	0	0
0,880	947,2	0,0026	0	0
0,905	893,2	7	0	0
0,915	888,2	5	0	0
0,925	829,7	5	0	0
0,930	830,3	27	0	0
0,937	814	55	0	0
0,948	786,9	45	0	0
0,965	768,3	4	0	0
0,980	767	1,48	0	0
0,994	757,6	0,1	0	0
1,040	688,1	0,00001	0	0
1,070	640,7	0,001	0	0
1,100	606,2	3,2	0	0
1,120	585,9	115	0	0
1,130	570,2	70	0	0
1,145	564,1	75	0	0
1,161	544,2	10	0	0
1,170	533,4	5	0	0
1,200	501,6	2	0	0
1,240	477,5	0,002	0	0,05
1,270	442,7	0,002	0	0,3
1,290	440	0,1	0	0,02
1,320	416,8	4	0	0,0002
1,350	391,4	200	0	0,00011
1,395	358,9	1000	0	0,00001
1,443	327,5	185	0	0,05
1,463	317,5	80	0	0,011
1,477	307,3	80	0	0,005

$\lambda(\mu\text{m})$	$H_0(\text{W/m}^2)$	a_w	a_b	a_i
1,497	300,4	12	0	0,0006
1,520	292,8	0,16	0	0
1,539	275,5	0,002	0	0,005
1,558	272,1	0,0005	0	0,13
1,578	259,3	0,0001	0	0,04
1,592	246,9	0,00001	0	0,06
1,610	244	0,0001	0	0,13
1,630	243,5	0,001	0	0,001
1,646	234,8	0,01	0	0,0014
1,678	220,5	0,036	0	0,0001
1,740	190,8	1,1	0	0,00001
1,800	171,1	130	0	0,00001
1,860	144,5	1000	0	0,0001
1,920	135,7	500	0	0,001
1,960	123	100	0	4,3
1,985	123,8	4	0	0,2
2,005	113	2,9	0	21
2,035	108,5	1	0	0,13
2,065	97,5	0,4	0	1
2,100	92,4	0,22	0	0,08
2,148	82,4	0,25	0	0,001
2,198	74,6	0,33	0	0,00038
2,270	68,3	0,5	0	0,001
2,360	63,8	4	0	0,0005
2,450	49,5	80	0	0,00015
2,500	48,5	310	0	0,00014
2,600	38,6	15000	0	0,00066
2,700	36,6	22000	0	100
2,800	32	8000	0	150
2,900	28,1	650	0	0,13
3,000	24,8	240	0	0,0095
3,100	22,1	230	0	0,001
3,200	19,6	100	0	0,8
3,300	17,5	120	0	1,9
3,400	15,7	19,5	0	1,3
3,500	14,1	3,6	0	0,075
3,600	12,7	3,1	0	0,01
3,700	11,5	2,5	0	0,00195
3,800	10,4	1,4	0	0,004
3,900	9,5	0,17	0	0,29
4,000	8,6	0,0045	0	0,025